

## УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

<i>a</i>	— коэффициент температуропроводности, м <sup>2</sup> /с; (абсолютный эксцентриситет, м)
<i>b</i>	— ширина, м
<i>c</i>	— удельная теплоемкость, Дж/(кг·К)
<i>D</i>	— диаметр, м; расход, кг/с; дисперсия
<i>d</i>	— диаметр, м
<i>E</i>	— модуль упругости, Н/м <sup>2</sup>
<i>e</i>	— относительный эксцентриситет
<i>F</i>	— площадь поверхности, м <sup>2</sup> ; обозначение функций
<i>f</i>	— площадь сечения канала, м <sup>2</sup> ; обозначение функций
<i>G</i>	— массовый расход теплоносителя, кг/с
<i>g</i>	— ускорение силы тяжести, м/с <sup>2</sup>
<i>H</i>	— высота, м
$\Delta H$	— теплота реакции диссоциации, Дж/кг
<i>h</i>	— высота, м; энтальпия, Дж/кг; шаг навивки ребер, м
<i>k</i>	— коэффициент теплопередачи, Вт/(м <sup>2</sup> ·К)
<i>L</i>	— длина, м
<i>l</i>	— длина, м
<i>M</i>	— молекулярная масса
<i>m</i>	— коэффициенты в формулах; пористость
<i>N</i>	— мощность, Вт
<i>n</i>	— число труб, коэффициент
<i>P</i>	— периметр канала, м
<i>p</i>	— давление, Па, МПа
<i>Q</i>	— безразмерная плотность теплового потока ( $qd/\lambda_0 T_0$ ); мощность, Вт; количество тепла, Дж
<i>q</i>	— плотность теплового потока, Вт/м <sup>2</sup>
<i>R</i>	— термическое сопротивление, м <sup>2</sup> ·К/Вт; радиус, м
<i>r</i>	— радиус, м; теплота испарения, Дж/кг
<i>s</i>	— шаг расположения труб или стержней, м; коэффициент скольжения
<i>T</i>	— температура, К; безразмерная температура; шаг навивки ребер
<i>T<sub>*</sub></i>	— безразмерная температура («температура трения»)
<i>T<sub>m</sub></i>	— псевдокритическая температура, К
<i>t</i>	— температура, °С
<i>u</i>	— скорость, м/с
<i>V</i>	— объемный расход, м <sup>3</sup> /с
<i>v<sub>*</sub></i>	— динамическая скорость («скорость трения»), м/с

$w$	— скорость, м/с
$X$	— параметр Мартинелли
$x$	— массовое паросодержание; относительная энтальпия; относительный шаг расположения труб или стержней; координата
$y$	— расстояние от стенки по нормали, м; координата
$Z$	— безразмерный параметр
$z$	— продольная координата, м; число рядов труб; координата
$\alpha$	— коэффициент теплоотдачи, Вт/(м <sup>2</sup> ·К); коэффициент термического расширения, К <sup>-1</sup>
$\beta$	— объемное расходное паросодержание; температурный коэффициент объемного расширения, К <sup>-1</sup> ; коэффициент Буссинеска; угол
$\Delta$	— эквивалентная абсолютная шероховатость, м
$\delta$	— толщина, м
$\varepsilon$	— поправочные коэффициенты в формулах; относительная погрешность
$\varepsilon_k$	— параметр теплового подобия твэлов (безразмерный эффективный коэффициент теплопроводности твэлов)
$\eta$	— поправочные коэффициенты; коэффициент полезного действия
$\theta$	$= d_1/d_2$ — отношение диаметров
$\theta$	$= T_w/\bar{T}$ — отношение температур
$\lambda$	— коэффициент теплопроводности, Вт/(м·К)
$\mu$	— коэффициент динамической вязкости, Па·с; коэффициент межканального обмена, м <sup>-1</sup> ; коэффициент Пуассона
$\nu$	— коэффициент кинематической вязкости, м <sup>2</sup> /с
$\nu_{\text{гид}}$	— коэффициент гидравлического сопротивления трения
$\zeta$	— коэффициент местного сопротивления
$\pi$	$= p/p_{\text{кр}}$ — приведенное давление
$\rho$	— плотность, кг/м <sup>3</sup>
$\rho w$	— массовая скорость, кг/(м <sup>2</sup> ·с)
$\sigma$	— коэффициент поверхностного натяжения, Н/м
$\sigma_{\text{пр}}$	— предел прочности, Н/м <sup>2</sup>
$\sigma_{0,2}$	— предел текучести, Н/м <sup>2</sup>
$\tau$	— касательное натяжение, Па
$\varphi$	— истинное объемное паросодержание; угол
$\omega$	— площадь поперечного сечения канала, м <sup>2</sup>

#### Аббревиатура организаций

ВНИИАМ	— Всесоюзный научно-исследовательский институт атомного машиностроения, Москва
ВНИИАЭС	— Всесоюзный научно-исследовательский институт атомных электростанций, Москва
ВТИ	— Всесоюзный теплотехнический институт им. Ф. Э. Дзержинского, Москва
ИАТЭ	— Институт атомной энергетики, Обнинск
ИАЭ	— Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва
ИТТФ	— Институт технической теплофизики АН УССР, Киев
ИТФ СоАН	— Институт теплофизики Сибирского отделения АН СССР, Новосибирск

ИФПТЭ	— Институт физико-технических проблем энергетики АН Литовской ССР
ИЯЭ	— Институт ядерной энергетики АН БССР, Минск
ИВТАН	— Институт высоких температур АН СССР, Москва
НИКИЭТ	— Научно-исследовательский конструкторский институт энерготехники, Москва
МГТУ	— Московский государственный технический университет им. Н. Э. Баумана, Москва
МИФИ	— Московский инженерно-физический институт, Москва
МЭИ	— Московский энергетический институт, Москва
НПО «Энергия»	— Научно-производственное объединение «Энергия», Москва
ФЭИ	— Физико-энергетический институт, Обнинск
ЦКТИ	— Научно-производственное объединение «Центральный котлотурбинный институт им. И. И. Ползунова», Ленинград
ЭНИН	— Государственный научно-исследовательский энергетический институт им. Г. М. Кржижановского, Москва

### Критерии подобия

$$Ar = \frac{gl^3}{(\nu')^2} \left( 1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right) \text{— Архимеда}$$

— характеристика взаимодействия архимедовой силы, обусловленной разностью плотностей среды, и силы вязкого трения;

$$Ar_* = \frac{\sqrt{\rho' \sigma^3}}{(\mu')^2 g (1 - \rho''/\rho')} \text{— Архимеда (модифицированный)}$$

— мера взаимодействия капиллярных, вязких и гравитационных сил внутри структуры газожидкостной смеси;

$$Ga = \frac{Re^2}{Fr} = \frac{gl^3}{\nu^2} \text{— Галилея}$$

— мера подобия свободного течения;

$$Bi = \frac{\alpha l}{\lambda_w}; \frac{kl}{\lambda_w} \text{— Био}$$

— мера отношения термических сопротивлений внутри тела и снаружи;

$$De = Re \sqrt{d/D} \text{— Дина}$$

— характеристика устойчивости потока в криволинейных каналах,  $De^2$  — наибольшее отношение массовых сил в двух точках потока;

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2} \text{— Эйлера}$$

—мера отношения сил давления и скоростного напора;

$$Fo = \frac{a\tau^2}{l^2} \text{— Фурье}$$

—безразмерное время, характеризующее связь между скоростью изменения температуры и физическими свойствами тела;

$$Fr = \frac{w^2}{gl} \text{— Фруда}$$

—мера отношения сил инерции и тяжести;

$$Gr = \frac{g\beta l^3 \Delta t}{\nu^2} \text{— Грасгофа}$$

—мера отношения подъемной силы, возникающей из-за разницы плотностей при разных температурах, и сил вязкости;

$$K = \frac{r}{c\rho\Delta t} \text{— критерий фазового превращения}$$

—мера отношения количества тепла, идущего на испарение, к количеству тепла, идущего на подогрев жидкости до заданной температуры;

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda_f} \text{— Нуссельта}$$

—безразмерный коэффициент теплоотдачи, мера отношения линейного размера к толщине теплового пограничного слоя;

$$Pe = \frac{wl}{a} \text{— Пекле}$$

—мера отношения молекулярного и конвективного переноса тепла;

$$Pr = \frac{\nu}{a} \text{— Прандтля}$$

—мера подобия температурных и скоростных полей

$$Ra = GrPr = \frac{g\beta l^3 \Delta t}{\nu a} \text{— Рэлея}$$

—мера отношения подъемных сил, обусловленных градиентом плотности, и сил вязкости;

$$Re = \frac{wl}{\nu} \text{— Рейнольдса}$$

—мера отношения сил инерции и трения (молекулярной вязкости);

$$St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{\alpha}{\rho w c_p} \text{— Стантона}$$

— мера отношения интенсивности теплоотдачи к конвективному теплопереносу;

$$We = \frac{(\rho w)^2 l}{\rho' \sigma} \text{— Вебера}$$

— мера отношения сил инерции и сил поверхностного натяжения.

## Индексы

б	— балансный
в	— внутренний
вх	— вход
вых	— выход
г	— гидравлический
гр	— граничный
гом	— гомогенный
д	— дисперсный
дк	— дисперсно-кольцевой
дф	— двухфазный
и	— истинный, испаритель
из	— изотермический
к	— конвективный, кольцевой
кв	— квадратный
кр	— критический
л	— ламинарный
м	— местный
н	— наружный
нив	— нивелирный
н.к	— начало кипения
н	— пароперегреватель, пучок, пар
пг	— парогенератор
п.к	— поверхностное кипение
п.п	— промежуточный пароперегреватель
р	— расчетный
см	— смесь
т	— тепловой, трения
ш	— шероховатость, шайба
э	— эквивалентный, экономайзер
<i>f</i>	— относящийся к жидкости, средняя температура жидкости
<i>t</i>	— относящийся к средней температуре
<i>max</i>	— максимальный
<i>min</i>	— минимальный
<i>s</i>	— относящийся к температуре насыщения
<i>w</i>	— относящийся к стенке

### в критериях

- ' — односторонний
- " — двусторонний
- $d$  — диаметр, определяющий размер
- $f$  — определяющая температура — средняя температура жидкости
- $m$  — определяющая температура — средняя температура
- $x$  — определяющий размер — длина

### в свойствах

- ' — относящийся к жидкости
- " — относящийся к пару

### в температуре

- ' — относящийся к входу
- " — относящийся к выходу
- 1 — греющий теплоноситель
- 2 — нагреваемая среда

## Введение

# ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ В КАНАЛАХ

Уравнения переноса массы, импульса и тепла при ламинарном и турбулентном течениях однофазных или двухфазных теплоносителей в каналах выводятся из основных законов физики: сохранения массы, импульса, энергии, вязкого трения Ньютона, теплопроводности Фурье. Здесь и далее не будут затрагиваться вопросы переноса в жидкостях, законы трения в которых не подчиняются закону Ньютона ( $\tau = \mu \partial w / \partial y$ ). Полученные уравнения неразрывности, движения и переноса тепла с учетом зависимости свойств от параметров теплоносителя образуют систему, представляющую основу для расчета полей скорости и температуры. Эта система является замкнутой для ламинарного режима течения. Для турбулентных режимов течения приходится прибегать к гипотезам или построению полумпирических моделей, позволяющих замкнуть систему уравнений. Для течений двухфазного потока, особенно в условиях кипения или конденсации, эмпирический подход до настоящего времени преобладает.

Основной целью гидродинамических и тепловых расчетов является определение распределений скорости, давления и температуры в элементах ЯЭУ.

В дифференциальной форме законы сохранения имеют следующий вид.

**Уравнение сохранения массы** (сплошности или неразрывности)

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \operatorname{div}(\rho \mathbf{w}) = J, \quad (\text{B.1})$$

где  $J$  — источник притока (стока) массы (например, в коллекторе),  $\text{кг}/(\text{м}^3 \cdot \text{с})$ .

Для несжимаемой жидкости ( $\rho = \text{const}$ ) при отсутствии источников и стоков массы

$$\operatorname{div} \mathbf{w} = 0. \quad (\text{B.2})$$

**Уравнение динамики сплошной среды**

$$\rho \frac{d\mathbf{w}}{d\tau} = \rho \mathbf{F} + \operatorname{Div} \mathbf{P} - J(\mathbf{w} - \mathbf{w}_j), \quad (\text{B.3})$$

где  $\mathbf{F}$  — вектор объемных сил;  $\mathbf{w}_j$  — вектор скорости присоединяемой (отсоединяемой) массы;  $\mathbf{P}$  — тензор напряжений.

Для вязкой несжимаемой ньютоновской жидкости, когда закон трения Ньютона имеет вид  $\tau = \mu (dw/dn)$ ,

$$\mathbf{P} = 2\mu \dot{\mathbf{S}} - p\mathbf{E}.$$

где  $E$  — тензорная единица;  $\dot{S}$  — тензор скоростей деформации.

Уравнением движения в этом случае является уравнение Навье — Стокса

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \cdot \nabla) \mathbf{w} = \mathbf{F} - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 \mathbf{w}. \quad (\text{B.4})$$

**Уравнение баланса полной энергии сплошной среды**

$$\rho \frac{d}{d\tau} \left( u + \frac{w^2}{2} \right) = \rho F w + \text{div} (P w) + q - J \left( u - u_J + \frac{w^2}{2} - \frac{w_J^2}{2} \right), \quad (\text{B.5})$$

где  $u$  — внутренняя энергия, Дж/кг;  $u_J$  — внутренняя энергия источников массы;  $q_v$  — удельная мощность тепловых источников, Вт/м<sup>3</sup>.

Уравнение баланса кинетической и внутренней энергии:

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{d}{d\tau} \left( \frac{w^2}{2} \right) &= \rho F w + \mathbf{w} \text{div } P, \\ \rho \frac{du}{d\tau} &= q_v + P \dot{S}. \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.6})$$

Уравнение переноса тепла

$$\rho c_p \left( \frac{\partial t}{\partial \tau} + \mathbf{w} \text{grad } t \right) = \lambda \nabla^2 t + q_v. \quad (\text{B.7})$$

Уравнения сохранения массы количества движения вязкой несжимаемой жидкости и тепловой энергии образуют систему, которая вписана ниже в проекциях на оси координат при условии

$$\rho = \rho_0 [1 - \beta_v (t - t_0)]; \quad c_p = \text{const}; \quad \nu = \text{const}; \quad \lambda = \text{const}.$$

## В.1. ВЯЗКОЕ ТЕЧЕНИЕ

Система уравнений переноса для вязкого течения в каналах составляется также из уравнений неразрывности, движения и переноса тепла.

**Уравнение неразрывности.** Оно в общем случае записывается в следующем виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho w_z)}{\partial z} = 0, \quad (\text{B.8})$$

где  $w_x, w_y, w_z$  — составляющие вектора скорости  $\mathbf{w}$  в прямоугольной системе координат  $x, y, z$ ;  $\tau$  — время.

Если плотность не зависит от параметров (давления  $p$  и температуры  $t$ ), уравнение неразрывности упрощается:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (\text{B.9})$$

**Уравнение движения.** Проекция уравнения (B.4) на оси координат имеют следующий вид:



на ось  $x$

$$\rho \frac{Dw_x}{d\tau} = \rho F_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w_x}{\partial x} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{w} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_x}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial x} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_x}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial x} \right) \right]; \quad (\text{B.10})$$

на ось  $y$

$$\rho \frac{Dw_y}{d\tau} = \rho F_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_y}{\partial x} + \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w_y}{\partial y} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{w} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_y}{\partial z} + \frac{\partial w_z}{\partial y} \right) \right]; \quad (\text{B.11})$$

на ось  $z$

$$\rho \frac{Dw_z}{d\tau} = \rho F_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_z}{\partial x} + \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[ \mu \left( \frac{\partial w_z}{\partial y} + \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \mu \left( 2 \frac{\partial w_z}{\partial z} - \frac{2}{3} \operatorname{div} \mathbf{w} \right) \right]. \quad (\text{B.12})$$

В уравнениях (B.3)—(B.6)

$$\frac{D}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial}{\partial x} + w_y \frac{\partial}{\partial y} + w_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{B.13})$$

— субстанциональная производная. Если плотность  $\rho$  и вязкость  $\mu$  не зависят от давления и температуры, то уравнения (B.4)—(B.6) принимают вид

$$\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \operatorname{grad}) w_x = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 w_x; \quad (\text{B.14})$$

$$\frac{\partial w_y}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \operatorname{grad}) w_y = F_y - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 w_y; \quad (\text{B.15})$$

$$\frac{\partial w_z}{\partial \tau} + (\mathbf{w} \operatorname{grad}) w_z = F_z - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \nabla^2 w_z, \quad (\text{B.16})$$

где  $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$  — оператор Лапласа.

Общие уравнения движения существенно упрощаются для различных случаев. Так, при течении теплоносителей с постоянными физическими свойствами в прямых каналах неизменного поперечного сечения можно пренебречь массовыми силами:

$$\frac{Dw_x}{d\tau} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right); \quad (\text{B.17})$$

$$\frac{Dw_y}{d\tau} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right); \quad (\text{B.18})$$

$$\frac{Dw_z}{d\tau} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right). \quad (\text{B.19})$$

**Граничные и начальные условия.** При решении системы дифференциальных уравнений в частных производных ставятся необходимые начальные (распределения функций при  $\tau=0$ ) и граничные условия в зависимости от физических особенностей задачи и в соответствии с типом уравнений математической физики (эллиптическим, параболическим, гиперболическим).

В гидродинамических задачах на твердых стенках задают условия прилипания ( $w_r=0$ ), используют условия симметрии ( $dw_r/dn=0$ ); во входном сечении задают профиль скорости ( $w_{вх}$ ), в выходном сечении  $w_{вых}$  или более «мягкие» условия ( $dw_{вых}/dl=0$ ). Поле давления определяется с точностью до постоянной величины.

На границе двух сред применяется условие «сшивки» давления с учетом капиллярного эффекта (капли, пузыри радиусом  $R$ )

$$p_1 = p_2 + \frac{2\sigma}{R},$$

где  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения, Па·м, а также условие «сшивки» касательных напряжений

$$\mu_1 \frac{\partial w_1}{\partial n} = \mu_2 \frac{\partial w_2}{\partial n}.$$

Для стационарного течения несжимаемой среды с постоянными свойствами в отсутствие массовых сил запишем уравнения движения более подробно в двух системах координат:

в декартовой системе

$$w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right); \quad (\text{B.20})$$

$$w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right); \quad (\text{B.21})$$

$$w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right). \quad (\text{B.22})$$

в цилиндрической системе координат ( $x, r, \varphi$ )

$$w_r \frac{\partial w_r}{\partial r} + \frac{w_\varphi}{r} \frac{\partial w_r}{\partial \varphi} - \frac{w_\varphi^2}{r} + w_x \frac{\partial w_r}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} + \nu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r w_r) \right] + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_r}{\partial \varphi^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial w_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{\partial^2 w_r}{\partial x^2} \right\}; \quad (\text{B.23})$$

$$w_r \frac{\partial w_\varphi}{\partial r} + \frac{w_\varphi}{r} \frac{\partial w_\varphi}{\partial \varphi} + \frac{w_r w_\varphi}{r} + w_x \frac{\partial w_\varphi}{\partial x} = -\frac{1}{\rho r} \frac{\partial p}{\partial \varphi} + \nu \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r w_\varphi) \right] + \right.$$

$$+ \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_\phi}{\partial \phi^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial w_r}{\partial \phi} + \frac{\partial^2 w_\phi}{\partial x^2} \Big\}; \quad (\text{B.24})$$

$$w_r' \frac{\partial w_x}{\partial r} + \frac{w_\phi'}{r} \frac{\partial w_x}{\partial \phi} + w_x' \frac{\partial w_x}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w_x}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 w_x}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} \right]. \quad (\text{B.25})$$

В случае стабилизированного течения в каналах при условии  $p = \text{const}$  по сечению уравнения (B.19)–(B.21) упрощаются. Условие  $p = \text{const}$  по сечению, вероятно, выполняется при ламинарном стабилизированном течении в каналах с поперечным сечением, представляющим собой несложные односвязные области. Экспериментальными исследованиями не обнаружены вторичные поперечные течения.

В декартовой системе координат ( $x$ —вдоль потока)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) = 0. \quad (\text{B.26})$$

В цилиндрической системе координат (осесимметричное течение)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial w_x}{\partial r} \right) \right] = 0. \quad (\text{B.27})$$

Для плоского течения (между двумя параллельными стенками)

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} = 0. \quad (\text{B.28})$$

**Уравнение распространения тепла.** Для тепловыделяющей среды с произвольной зависимостью теплофизических свойств от температуры и давления и при учете только переноса теплопроводностью и конвективного переноса уравнения распространения тепла имеет вид

$$\rho c_p \frac{Dt}{d\tau} = \text{div}(\lambda \text{grad } t) + q_v + \beta t \frac{Dp}{d\tau} + \mu \Phi, \quad (\text{B.29})$$

где  $\mu \Phi$ —диссипативная функция;  $\tau$ —время.

Запишем эти уравнения для сред с постоянными теплофизическими свойствами и при  $c_p = c_v$ ,  $\mu \Phi = 0$ .

В декартовой системе координат ( $x, y, z$ )

$$\rho c_p \left( \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) = \lambda \left[ \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right] + q_v. \quad (\text{B.30})$$

В цилиндрических координатах ( $x, r, \phi$ )

$$\rho c_p \left( \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_r \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{w_\phi}{r} \frac{\partial t}{\partial \phi} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} \right) = \lambda \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right] + q_v. \quad (\text{B.31})$$

В тепловых задачах на границах задается температура ( $t_w$ ) или плотность теплового потока ( $q = -\lambda \frac{\partial t_w}{\partial n}$ ), используются условия

«сшивки» на границах разнородных областей ( $T_{w1} = T_{w2}$ ;  $\lambda_1 (\partial t_{w1} / \partial n) = \lambda_2 (\partial t_{w2} / \partial n)$ ), условия симметрии или теплоизоляции ( $\partial T / \partial n = 0$ ) и закон теплоотдачи Ньютона по нормали к стенке ( $n$ )

$$q = -\lambda \left. \frac{\partial T_w}{\partial n} \right|_{n=0} = \alpha (t_w - t_f) = -\lambda_f \left. \frac{\partial t_f}{\partial n} \right|_{n=0}, \quad (\text{B.32})$$

где  $t_f$  — средняя температура жидкости в канале; индексы  $w$  и  $f$  означают «стенка» и «жидкость»;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи, Вт/(м<sup>2</sup>·К).

При наличии фазового перехода (кипение, конденсация) на границе сред граничное условие записывается с учетом действия источника или стока тепла

$$-\lambda_w \frac{\partial t_w}{\partial n} = \pm (\rho w) r_\Phi - \lambda_f \frac{\partial t_f}{\partial n},$$

где  $\rho w$  — массовая скорость возникновения (+), исчезновения (−) фазы, кг/(м<sup>2</sup>·с);  $r_\Phi$  — удельная теплота фазового превращения, Дж/кг.

На неизотермической поверхности жидкости действует дополнительное касательное напряжение за счет зависимости поверхностного напряжения от температуры

$$\begin{aligned} \sigma &= \sigma_0 [1 + \beta_\sigma (t - t_0)]; \\ \tau_\sigma &= \mu \frac{\partial w}{\partial n} = \frac{\partial \sigma}{\partial l} = \sigma_0 \beta_\sigma \frac{\partial (t - t_0)}{\partial l}, \end{aligned}$$

где  $n$  — нормаль;  $l$  — касательная к поверхности.

При течении в каналах часто бывает недостаточно использовать только уравнения распространения тепла в теплоносителе. Как правило, приходится включать уравнение теплопроводности для конструктивных элементов в систему уравнений. Задача становится сопряженной.

Приведем уравнения теплопроводности для твердых тел в различных системах координат:

в декартовых координатах ( $x, y, z$ )

$$\rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \left[ \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right] + q_v;$$

в цилиндрических координатах ( $x, r, \varphi$ )

$$\rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} = \lambda \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \right] + q_v; \quad (\text{B.33})$$

в сферических координатах ( $r, \varphi, \theta$ )

$$\begin{aligned} \rho c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} &= \lambda \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial t}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \varphi} \times \right. \\ &\times \left. \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \sin \varphi \frac{\partial t}{\partial \varphi} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \varphi} \frac{\partial^2 t}{\partial \theta^2} \right] + q_v. \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

Если ввести масштабы длины  $L$ , скорости  $w_0$ , давления  $\rho w_0^2$ , температуры  $\Delta t$ , времени  $L/w_0$  и безразмерные переменные в виде

$$\begin{aligned} X &= \frac{x}{L}; & Y &= \frac{y}{L}; & Z &= \frac{z}{L}; & R &= \frac{r}{L}; & W_x &= \frac{w_x}{w_0}; \\ W_y &= \frac{w_y}{L}; & W_z &= \frac{w_z}{L}; & W_\varphi &= \frac{w_\varphi}{L}; & P &= \frac{p}{\rho w_0^2}; \\ \theta &= \frac{t-t_0}{\Delta t}; & T &= \frac{\tau w_0}{L}; & Q_y &= \frac{q_v L}{\rho C_p \Delta t w_0}, \end{aligned}$$

то уравнения переноса преобразуются к безразмерному виду. Для плоского случая течения несжимаемой жидкости с постоянными свойствами (ось  $y$  направлена вертикально вверх) они записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_x}{\partial X} + \frac{\partial W_y}{\partial Y} &= 0; \\ \frac{\partial W_x}{\partial T} + W_x \frac{\partial W_x}{\partial X} + W_y \frac{\partial W_x}{\partial Y} &= -\frac{\partial P}{\partial X} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 W_x; \\ \frac{\partial W_y}{\partial T} + W_x \frac{\partial W_y}{\partial X} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial Y} &= -\frac{\partial P}{\partial Y} + \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 W_y - \text{Fr} + \text{Ar}\theta; \\ \frac{\partial \theta}{\partial T} + W_x \frac{\partial \theta}{\partial X} + W_y \frac{\partial \theta}{\partial Y} &= \frac{1}{\text{Pe}} \nabla^2 \theta + Q_v. \end{aligned}$$

Уравнение теплопроводности для высокоинтенсивных нестационарных процессов записывается с учетом дополнительного члена  $\tau_p \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2}$ , где  $\tau_p$  — время релаксации:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \tau_p \frac{\partial^2 t}{\partial \tau^2} = a \left( \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \quad (\text{B.35})$$

Для анизотропной пластины с главными осями анизотропии  $\xi$  и  $\eta$ , повернутыми на угол  $\alpha$  относительно осей  $x$  и  $y$  ( $x$  — вдоль,  $y$  — поперек пластины), уравнение теплопроводности имеет вид

$$\begin{aligned} c_p \frac{\partial t}{\partial \tau} &= (\lambda_\xi \cos^2 \alpha + \lambda_\eta \sin^2 \alpha) \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + (\lambda_\xi \sin^2 \alpha + \lambda_\eta \cos^2 \alpha) \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \\ &+ (\lambda_\xi - \lambda_\eta) \sin 2\alpha \frac{\partial^2 t}{\partial x \partial y}. \end{aligned} \quad (\text{B.36})$$

## В.2. ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ

Система уравнений сохранения для турбулентного переноса состоит из уравнений неразрывности, движения и энергии. Эти уравнения имеют более сложный вид, чем при ламинарном движении, из-за необходимости учета переноса субстанции турбулентными вихрями. Уравнения для осредненного турбулентного движения получены из

уравнений для вязкого движения посредством представления мгновенной картины переноса из средней и пульсационной составляющих (например,  $t = \bar{t} + t'$ ;  $w = \bar{w} + w'$ ;  $p = \bar{p} + p'$ ) и усреднения полученных уравнений по соответствующим правилам. В результате получается следующая система уравнений для несжимаемой среды с постоянными свойствами при отсутствии влияния внешних сил (тензорная форма записи):

уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_i} = 0; \quad (\text{B.37})$$

уравнение движения (Рейнольдса)

$$\frac{\partial \bar{w}_i}{\partial \tau} + \bar{w}_j \frac{\partial \bar{w}_j}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}_i}{\partial x_j} - \overline{w'_i w'_j} \right); \quad (\text{B.38})$$

уравнение энергии

$$\frac{\partial \bar{t}}{\partial \tau} + \bar{w}_i \frac{\partial \bar{t}}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left( a \frac{\partial \bar{t}}{\partial x_i} - \overline{w'_i t'} \right), \quad (\text{B.39})$$

где  $a$  — коэффициент температуропроводности теплоносителя.

Распишем эти уравнения в декартовой системе координат ( $x, y, z$ ):  
уравнение неразрывности

$$\frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial y} + \frac{\partial \bar{w}_z}{\partial z} = 0; \quad (\text{B.40})$$

уравнение движения вдоль оси  $x$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial \tau} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} + \bar{w}_z \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \left( \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_x}{\partial z^2} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( -\overline{w'_x w'_x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\overline{w'_x w'_y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( -\overline{w'_x w'_z} \right); \end{aligned} \quad (\text{B.41})$$

уравнение движения вдоль оси  $y$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial \tau} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial y} + \bar{w}_z \frac{\partial \bar{w}_y}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \left( \frac{\partial^2 \bar{w}_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_y}{\partial z^2} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( -\overline{w'_y w'_x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\overline{w'_y w'_y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( -\overline{w'_y w'_z} \right); \end{aligned} \quad (\text{B.42})$$

уравнение движения вдоль оси  $z$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{w}_z}{\partial \tau} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{w}_z}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{w}_z}{\partial y} + \bar{w}_z \frac{\partial \bar{w}_z}{\partial z} = \\ & = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial z} + \nu \left( \frac{\partial^2 \bar{w}_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{w}_z}{\partial z^2} \right) + \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( -\overline{w'_z w'_x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( -\overline{w'_z w'_y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( -\overline{w'_z w'_z} \right); \end{aligned} \quad (\text{B.43})$$

уравнение переноса тепла

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{t}}{\partial \tau} + \bar{w}_x \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} + \bar{w}_y \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} + \bar{w}_z \frac{\partial \bar{t}}{\partial z} = a \left( \frac{\partial^2 \bar{t}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \bar{t}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \bar{t}}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{w'_x t'}) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{w'_y t'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'_z t'}) + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{w'_y t'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{w'_x t'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'_x t'}) + \\ + \frac{\partial}{\partial x} (-\overline{w'_z t'}) + \frac{\partial}{\partial y} (-\overline{w'_z t'}) + \frac{\partial}{\partial z} (-\overline{w'_z t'}). \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

Эти уравнения содержат новые члены вида  $\overline{w'_i w'_j}$  (турбулентные касательные напряжения) и  $\overline{w'_i t'}$  (турбулентные потоки тепла) и обязаны своим происхождением турбулентному движению. В общем случае эти члены не известны, система уравнений поэтому оказывается незамкнутой.

В простейших случаях, например, при установившихся течениях и теплообмене в каналах сложного поперечного сечения, при условии пренебрежения вторичными токами система уравнений упрощается ( $x$ —координата вдоль потока;  $y$  и  $z$ —координаты в сечении потока):  
уравнение неразрывности

$$\partial \bar{w}_x / \partial x = 0; \quad (\text{B.45})$$

уравнение движения

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial y} - \overline{w'_x w'_y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial z} - \overline{w'_x w'_z} \right) = 0; \quad (\text{B.46})$$

уравнение энергии

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left( a \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} - \overline{w'_y t'} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( a \frac{\partial \bar{t}}{\partial z} - \overline{w'_z t'} \right). \quad (\text{B.47})$$

Система уравнений еще более упрощается для плоского установившегося течения и теплообмена сред с постоянными свойствами:

$$\partial \bar{w}_x / \partial x = 0; \quad (\text{B.48})$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \nu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial x} - \overline{w'_x w'_x} \right) = 0; \quad (\text{B.49})$$

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} \left( a \frac{\partial \bar{t}}{\partial y} - \overline{w'_y t'} \right). \quad (\text{B.50})$$

Для осесимметричного установившегося течения и теплообмена теплоносителей с постоянными свойствами имеем в цилиндрической системе координат

$$\partial \bar{w}_x / \partial x = 0; \quad (\text{B.51})$$

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( \nu \frac{\partial \bar{w}_x}{\partial r} - \overline{w'_x w'_r} \right) \right] = 0; \quad (\text{B.52})$$

$$\bar{w}_x \frac{\partial \bar{t}}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ r \left( a \frac{\partial \bar{t}}{\partial r} - \overline{w'_r t'} \right) \right]. \quad (\text{B.53})$$

Для простейших случаев разработаны методы замыкания полученной системы уравнений переноса, т. е. соотношения для описания

$w'_i w'_j$  и  $w'_i t'$ . Буссинеск предложил считать турбулентные касательные напряжения линейно зависящими от градиентов усредненной скорости. По аналогии с этим турбулентные потоки тепла считаются линейно зависящими от градиентов осредненных температур.

Для турбулентных касательных напряжений

$$-\overline{\rho w'_i w'_j} = \rho (v_\tau)_{ij} S_{i,j}, \quad (\text{B.54})$$

где  $S_{i,j} = \partial \bar{w}_i / \partial x_j + \partial \bar{w}_j / \partial x_i$  — тензор скоростей деформации.

Для турбулентных потоков тепла

$$-\overline{\rho c_p w'_i t'} = \rho c_p (a_\tau)_{ij} \partial \bar{t} / \partial x_i. \quad (\text{B.55})$$

В общем случае трехмерного течения  $(v_\tau)_{ij}$  и  $(a_\tau)_{ij}$  являются тензорами. В ряде простейших случаев предприняты успешные попытки выразить эти коэффициенты турбулентного переноса через характеристики турбулентности.

В инженерных приложениях используют формальное описание турбулентной вязкости — коэффициент турбулентной вязкости (и теплопроводности), который в каждой точке характеризуется тремя составляющими, соответствующими направлению главных координатных осей:

$$\tau = \rho \nu_{ij}^t \frac{\partial \bar{w}}{\partial x_i}; \quad q = \rho c_p a_i^t \frac{\partial \bar{t}}{\partial x_i}. \quad (\text{B.56})$$

Тогда при пренебрежении вторичными токами для стационарных стабилизированных течений в каналах уравнения движения и энергии приобретают вид ( $Z$  — вдоль средней скорости):

$$\frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left[ \left( 1 + \frac{v_x^t}{\nu} \right) \frac{\partial W_z}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( 1 + \frac{v_y^t}{\nu} \right) \frac{\partial W_z}{\partial Y} \right] \right\} = \frac{\partial P}{\partial Z}; \quad (\text{B.57})$$

$$\frac{1}{\text{Pe}} \left\{ \frac{\partial}{\partial X} \left[ \left( 1 + \frac{a_x^t}{a} \right) \frac{\partial \theta}{\partial X} \right] + \frac{\partial}{\partial Y} \left[ \left( 1 + \frac{a_y^t}{a} \right) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] \right\} + Q_v = W_z \frac{\partial \theta}{\partial Z}. \quad (\text{B.58})$$

В круглой трубе при стабилизированном течении

$$\frac{\partial P}{\partial X} = \frac{1}{\text{Re}} \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left[ R \left( 1 + \frac{v_r^t}{\nu} \right) \frac{\partial W_r}{\partial R} \right]; \quad (\text{B.59})$$

$$W_z \frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{1}{\text{Pe}} \frac{1}{R} \frac{d}{dR} \left[ R \left( 1 + \frac{a_r^t}{a} \right) \frac{\partial \theta}{\partial R} \right] + Q_v. \quad (\text{B.60})$$

Коэффициент турбулентной вязкости  $\nu_\tau$ , турбулентной теплопроводности  $a_\tau$  и турбулентное число Прандтля  $\text{Pr} = \nu_\tau / a_\tau$  определяются полуэмпирическим путем. Теория «пути смещения» Прандтля ( $l_i = \kappa y$ ;  $\kappa = 0,4$ ;  $y$  — расстояние от стенки) дает

$$\nu_\tau = l_\tau^2 \left| \frac{dw}{dy} \right| = \kappa^2 y^2 \left| \frac{dw}{dy} \right|. \quad (\text{B.61})$$

Теория подобия Кармана дает

$$\nu_\tau = \kappa^2 \left| \frac{(dw/dy)^3}{(d^2 w / dy^2)^2} \right|. \quad (\text{B.62})$$



Формула Ван Дриста

$$v_{\tau} = \kappa^2 y^{+2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{y^{+}}{2b}\right) \right]^2 \frac{dw}{dy}, \quad (\text{B.63})$$

где  $y^{+} = \frac{y v_{*}}{\nu}$  — безразмерное расстояние до стенки канала;  $v_{*} = \sqrt{\tau_w / \rho} = \bar{w} \sqrt{\xi / 8}$  — динамическая скорость;  $\xi$  — коэффициент трения;  $\bar{w}$  — средняя скорость в канале.

Формула Дайслера

$$\left. \begin{aligned} y^{+} < 26 \quad \frac{v_{\tau}}{\nu} &= n^2 \varphi y^{+} [1 - \exp(-n^2 \varphi y^{+})]; \\ y^{+} > 26 \quad \frac{v_{\tau}}{\nu} &= 0,36 \left(1 - \frac{y^{+}}{y_0^{+}}\right) y^{+} - 1, \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.64})$$

где  $n = 0,124$ ;  $\varphi = \frac{1}{36} \ln \frac{y^{+}}{26} + 12,85$ .

Формула Рейхардта

$$\left. \begin{aligned} y^{+} \leq 50 \quad \frac{v_{\tau}}{\nu} &= 0,4 \left( y^{+} - 11 \operatorname{th} \frac{y^{+}}{11} \right); \\ y^{+} > 50 \quad \frac{v_{\tau}}{\nu} &= 0,133 y^{+} (0,5 + R^2) (1 + R), \end{aligned} \right\} \quad (\text{B.65})$$

где  $R = r/r_0$  — радиус, отнесенный к радиусу трубы.

Формула Бобкова — Ибрагимова

$$\frac{v_{\tau}}{\nu} = 0,11 \operatorname{Re} \left( \frac{w}{\bar{w}} \right)^{5,5} \left( \frac{\bar{w}}{w_0} \right)^{3,5} \left( 1 - \frac{\bar{w}}{w_0} \right)^2 \exp(-1,54 Y), \quad (\text{B.66})$$

где  $w$  — локальная скорость;  $\bar{w}$  — средняя по сечению скорость;  $w_0$  — максимальная скорость;  $Y = y/r_0$ ;  $y$  — расстояние от стенки;  $r_0$  — радиус трубы.

Коэффициенты турбулентного переноса тепла для течения в сложных каналах рекомендуется рассчитывать по соотношениям Бобкова — Ибрагимова:

для нормальной к стенке составляющей

$$\left( \frac{a_{\tau}}{a} \right)_{22} = 0,16 \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \left( 1 - \frac{\bar{w}}{w_0} \right)^2 [1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} \operatorname{Re} \sqrt[3]{\operatorname{Pr}})] \times \\ \times \left( \frac{w}{\bar{w}} \right)^6 \left( \frac{\bar{w}}{w_0} \right)^4 \exp\left(-1,54 \frac{y}{y_{0m}}\right); \quad (\text{B.67})$$

для тангенциальной к стенке составляющей

$$\left( \frac{a_{\tau}}{a} \right)_{33} = 0,36 \operatorname{Re} \operatorname{Pr} \left( 1 - \frac{\bar{w}}{w_0} \right)^2 [1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} \operatorname{Re} \sqrt[3]{\operatorname{Pr}})] \times \\ \times \left( \frac{w}{\bar{w}} \right)^3 \left( \frac{\bar{w}}{w_0} \right) \exp\left(-2,34 \frac{y}{r_{0m}}\right); \quad (\text{B.68})$$

для составляющей вдоль средней скорости

$$\left(\frac{a_r}{a}\right)_{11} = 6,7 \operatorname{RePr} \left(1 - \frac{w'}{w_0}\right)^2 [1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} \operatorname{Re} \sqrt[3]{\operatorname{Pr}})] \times \\ \times \left(\frac{w'}{w_0}\right)^2 \left(\frac{w_0}{w}\right)^2 \exp\left(-1,48 \frac{y}{y_{0m}}\right); \quad (\text{B.69})$$

Турбулентное число Прандтля в каналах вне вязкого подслоя для любых жидкостей ( $\operatorname{Pr}$  от 0 до 100) можно определять по формуле Бобкова — Ибрагимова

$$\operatorname{Pr}_T = 0,69 \left(\frac{w}{w_0}\right)^{-0,5} [1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} \operatorname{Re} \sqrt[3]{\operatorname{Pr}})]. \quad (\text{B.70})$$

В формулах (B.67) — (B.70)  $y$  — расстояние от ближайшей стенки по нормали,  $y_{0m}$  — максимальное расстояние от стенки по нормали или радиус трубы, остальные обозначения см. к формуле (B.66).

**Модели второго порядка.** При сложных турбулентных течениях расчет проводится по моделям высших порядков. Одной из моделей турбулентности второго порядка является  $(K - \varepsilon)$ -модель (Сполдинг, Лаудер и др.). В этой модели коэффициент турбулентной вязкости выражается через кинетическую энергию турбулентных пульсаций  $K$  и скорость диссипации кинетической энергии турбулентности  $\varepsilon$  в виде соотношения Прандтля — Колмогорова:

$$v_T = C_v \frac{K^2}{\varepsilon}, \quad (\text{B.71})$$

где  $C_v = 0,09$  — константа;  $K = \frac{1}{2}(w_x'^2 + w_y'^2)$  — кинетическая энергия пуль-

саций;  $\varepsilon = v \left[ \left( \frac{\partial w_x'}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial w_y'}{\partial y} \right)^2 \right]$  — скорость диссипации.

Для определения неизвестных  $K$  и  $\varepsilon$  к уравнениям первого момента приписываются два дополнительных уравнения переноса в виде ( $n=0$  для декартовых координат,  $n=1$  для цилиндрических координат)

$$\frac{DK}{D\tau} = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v + v_T}{\sigma_K} r^n \frac{\partial K}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v + v_T}{\sigma_K} \frac{\partial K}{\partial z} \right) + G - \varepsilon; \\ \frac{D\varepsilon}{D\tau} = \frac{1}{r^n} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{v + v_T}{\sigma_\varepsilon} r^n \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{v + v_T}{\sigma_\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right) + C_1 \frac{\varepsilon G}{K} - C_2 \frac{\varepsilon^2}{K}, \quad (\text{B.72})$$

где эмпирические константы  $C_1 = 1,44$ ;  $C_2 = 1,92$ ;  $\sigma_\varepsilon \approx \sigma_K = 1$ .

**Особенности задач динамики газа.** При решении теплогидравлических задач течения газовых теплоносителей в каналах необходимо учитывать тип процесса (изотермический, адиабатический, политропический) и использовать, например, следующие дополнительные соотношения.

1. Уравнение состояния Клапейрона

$$p = \rho RT. \quad (\text{B.73})$$

2. Зависимость динамического коэффициента вязкости от температуры

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{3/2} \frac{T_0 + T_s}{T + T_s}, \quad (\text{B.74})$$

где  $T_0$ ,  $\mu_0$  — для начального состояния газа;  $T_s$  — постоянная Саттерленда.

По Карману можно принять

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left( \frac{T}{T_0} \right)^{0,76}. \quad (\text{B.75})$$

3. Постоянство числа Прандтля  $\text{Pr} = \text{const}$ .

4. Наличие дополнительного критерия — числа Маха

$$\text{M} = w_0 / a_0, \quad (\text{B.76})$$

где  $a_0 = \sqrt{\gamma RT}$  — скорость звука;  $\gamma = C_p / C_v$  — показатель адиабаты.

Для описания переноса в двухфазных потоках имеются различные подходы, в рамках которых используются одни или другие системы дифференциальных уравнений и замыкающих соотношений. Задачи описания переноса в двухкомпонентных потоках существенно сложнее. Поэтому в расчете двухфазных течений в гораздо большей степени играют роль эмпирически полученные соотношения и константы.

Подробно уравнения переноса в двухфазных потоках и подходы к их решению приведены и проанализированы в книге: Делайе Дж., Гюо М., Ритмюллер М. Теплообмен и гидродинамика в атомной энергетике и промышленных устройствах: Пер. с англ.—М.: Энергоатомиздат, 1984.

В последующих главах даются эмпирические соотношения для описания гидродинамики и теплообмена как в однородных, так и в двухфазных потоках.

# Раздел первый

## ГИДРОДИНАМИКА

### Глава 1

## ТЕЧЕНИЕ ОДНОФАЗНЫХ СРЕД (ВОДА, ЖИДКИЕ МЕТАЛЛЫ, ГАЗЫ)

### 1.1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ И СООТНОШЕНИЯ

Гидравлическая система ядерной энергетической установки состоит из трубопроводов, коллекторов, каналов активной зоны и нагнетателей. Дополнительными устройствами, входящими в гидравлическую систему, являются теплообменные аппараты, арматура, дроссельные и сепарирующие устройства. Замкнутая гидравлическая система подводящих и отводящих трубопроводов, распределительных устройств внутри корпуса реактора и каналов (кассет) с тепловыделяющими элементами называется циркуляционным контуром.

Большинство гидродинамических расчетов в ядерной энергетике связано с течениями в каналах. Главными задачами при расчете таких течений (преимущественно несжимаемых однофазных сред) являются определение гидравлических сопротивлений каналов различной формы и местных сопротивлений, расчет распределения расходов, расчет распределения скоростей, расчет распределения касательных напряжений. Целью расчета гидравлических сопротивлений является определение потерь давления в каналах и затрат мощности на прокачку теплоносителя.

Для гидравлических расчетов используются следующие величины, характеризующие поток в каналах: геометрические характеристики канала (площадь сечения, гидравлический диаметр или другой определяющий размер, абсолютная эквивалентная шероховатость и т. д.), скорость, плотность среды. Средняя плотность среды определяется по средней температуре среды в канале на данном участке. Все теплоносители, используемые в атомной энергетике, включая жидкие металлы, являются ньютоновскими жидкостями и, таким образом, подчиняются общим закономерностям.

При течении в трубах площадь сечения  $f = n\pi d_n^2/4$ , где  $d_n$  — внутренний диаметр;  $n$  — число труб;

при продольном обтекании пучков труб в цилиндрическом корпусе  $f = (D^2 - nd_n^2)\pi/4$ , где  $D$  — внутренний диаметр корпуса;  $d_n$  — наружный диаметр труб, м;

при течении в кольцевом канале  $f = (d_2^2 - d_1^2)\pi/4$ , где  $d_2$ ,  $d_1$  — наружный и внутренний диаметры кольцевого канала;

при поперечном обтекании пучков труб без учета загромождения трубами  $f = lb$ , где  $l$ ,  $b$  — длина и ширина пучка [узкое сечение при этом равно  $f = lb(s - d_n)s_1 = lb(s_1/d_n - 1)(s_1/d_n)$ , где  $s_1$  — шаг в поперечном направлении;  $d_n$  — наружный диаметр труб].

За определяющий размер принимается эквивалентный или гидравлический диаметр, м,  $d_r = 4f/P$ , где  $f$  — сечение для прохода теплоносителя, м<sup>2</sup>;  $P$  — смоченный периметр, м.

При течении внутри труб  $d_r = d_b$ ; при течении в кольцевом канале  $d_r = d_2 - d_1$ ; при продольном обтекании пучков труб с учетом периметра корпуса  $d_r = (D^2 - nd_n^2)/(D + nd_n)$ , а без учета периметра корпуса (для бесконечной решетки) и при расположении труб или стержней диаметра в треугольной упаковке  $d_r = d(2\sqrt{3}x^2/\pi - 1) = d(1,103x^2 - 1)$ , в квадратной упаковке  $d_r = d(4x^2/\pi - 1) = d(1,27x^2 - 1)$ . Здесь  $x = s/d$  — относительный шаг;  $s$  — шаг расположения стержней или труб, м. За определяющий размер при поперечном обтекании пучков труб принимается наружный диаметр труб  $d_n$ , м.

Общее сопротивление каналов складывается из сопротивления трения и местных сопротивлений, связанных с ускорением потока и преодолением разности плотностей (нивелирный напор):

$$\Delta p = \sum \Delta p_r + \sum \Delta p_m \pm \Delta p_{\text{уск}} \pm \Delta p_{\text{нив}}. \quad (1.1)$$

Для однофазного потока при умеренных подогревах две последние составляющие обычно малы по сравнению с первыми членами. Сопротивление трения рассчитывается по формуле

$$\Delta p_r = \xi \frac{l}{d_r} (\rho \bar{w}^2 / 2). \quad (1.2)$$

где  $\rho$  — плотность среды, кг/м<sup>3</sup>;  $\bar{w}$  — средняя скорость теплоносителя в канале, м/с;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения, зависящий от числа Рейнольдса ( $Re$ ) и относительной шероховатости ( $\Delta/d_r$ ). Величина  $\Delta$  — эквивалентная абсолютная шероховатость, м;  $Re = w d_r / \nu$ ;  $d_r$  — гидравлический диаметр канала, м. Значения  $\Delta$ , м, для различных материалов приведены ниже:

Нержавеющая сталь .....	$1 \cdot 10^{-5}$
Алюминий .....	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Углеродистая сталь:	
новые трубы или при тщательной очистке воды .....	$8 \cdot 10^{-5}$
паропроводы насыщенного пара или воды с незначительной коррозией .....	$2 \cdot 10^{-4}$
водопроводы, находящиеся в эксплуатации .....	$10^{-3}$

С учетом начального гидродинамического участка формула (1.2) будет иметь вид

$$\Delta p_r = (\xi l / d_r + k) \rho \bar{w}^2 / 2. \quad (1.3)$$

Величина  $k = 0$ , если профиль скоростей на входе в канал установившийся. Для плоского профиля скоростей на входе  $k = 1,16$  для круглой трубы,  $k = 0,63$  для плоской щели,  $k = 1,1 \div 2,02$  для прямоугольной трубы при  $h/b = 0,125 \div 1,0$ .

Трубы с неравномерной шероховатостью считаются гидравлически гладкими, если  $\Delta/d_r < 15/Re$ , откуда предельное число Рейнольдса  $Re_{\text{пред}} = 15 d_r / \Delta$ . Число Рейнольдса, определяющее границу наступления квадратичного закона сопротивления,  $Re_{\text{гр}} \approx 560 d_r / \Delta$ .

В современных энергетических установках наблюдается тенденция к использованию все более высоких скоростей теплоносителей. Это приводит к тому, что часто каналы работают в области квадратичного закона сопротивления, где важное значение приобретает точное значение  $\Delta$ . Поскольку в справочниках приводятся лишь весьма

ориентировочные значения этой величины, то для точных расчетов необходимы специальные измерения абсолютной эквивалентной шероховатости выбранных трубопроводов.

Величина местного сопротивления рассчитывается по формуле

$$\Delta p_m = \zeta_m \bar{w}^2 / 2, \quad (1.4)$$

где  $\zeta_m$  — коэффициент местного сопротивления;  $w$  — скорость потока, к которой отнесен коэффициент сопротивления (обычно это скорость в меньшем сечении), м/с.

Потеря напора на ускорение

$$\Delta p_{уск} = (\rho w)^2 [(1/\rho_k - 1/\rho_n)], \quad (1.5)$$

где  $\rho_k$ ,  $\rho_n$  — плотности среды в конце и начале участка.

Величина нивелирного напора рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{нив} = (\rho_1 - \rho_2) gh. \quad (1.6)$$

Здесь  $\rho_1$ ,  $\rho_2$  — средние значения плотности в различных частях контура, кг/м<sup>3</sup>;  $h$  — высота каналов или частей контура, м.

## 1.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ В КАНАЛАХ РАЗНОЙ ФОРМЫ. ЛАМИНАРНОЕ ТЕЧЕНИЕ

Коэффициент сопротивления трения при изотермическом ламинарном течении в каналах различной формы рассчитывается по формуле

$$\xi = A / Re. \quad (1.7)$$

Значения коэффициента  $A$  для разной формы канала приведены ниже:

Круглая труба .....	64
Прямоугольный канал шириной $b$ и высотой $h$ .....	64 $K_0$
Кольцевой канал (концентрический) .....	64 $K_1$
Кольцевой канал с эксцентриситетом .....	64 $K_1 K_2$ или 96 $K_3$

Равнобедренный треугольник с углом при вершине:

$$\beta = 30^\circ \dots\dots\dots 53,3$$

$$\beta = 45^\circ \dots\dots\dots 52,7$$

$$(2\beta)^\circ \dots\dots\dots 64 K_4$$

Решетка стержней с гидравлическим диаметром  $d_t$  и шагом  $x$  с расположением:

$$\text{по треугольнику} \dots\dots\dots 64 K_5$$

$$\text{по квадрату} \dots\dots\dots 64 K_6$$

$$K_0 = 0,78 + 0,625 [1 - \exp(-0,215b/h)]; \quad b/h = 1 \div 12;$$

$$K_1 = (1 - \theta)^2 [1 + \theta^2 + (1 - \theta^2)/\ln \theta]^{-1};$$

$$K_2 = [1 + 0,25e^2(1 - \theta)/\theta] [1 + Ae^2/\theta(1 - \theta)]^{-1};$$

$$K_3 = (1 + 1,5e^2)^{-1};$$

$$K_4 = 0,75 [(\Pi + 2)/(\Pi - 2)] (1 - \text{tg}^2 \beta) [\text{tg} \beta + \sqrt{1 + \text{tg}^2 \beta}]^{-2};$$

$$K_5 \cong 0,41 + 1,9 \sqrt[3]{x - 1};$$

$$K_6 \cong 0,41 + 1,9 \sqrt{x - 1};$$

$$A = 3 - 4,5(1 - \theta) + 2(1 - \theta)^2;$$

$$\Pi = (4 + 2,5 \operatorname{tg}^{-2} \beta - 1)^{0,5};$$

$e = a/(R_2 - R_1)$  — относительный эксцентриситет;  $a$  — смещение центров окружностей, м;  $\theta = R_1/R_2$ . Более точные значения коэффициентов  $K_5$ ,  $K_6$  в зависимости от  $x = d$  приведены ниже:

$x = s/d$ .....	1,00	1,02	1,05	1,10	1,20	1,30	1,40	1,50	2,0
$K_5$ .....	0,407	0,663	0,966	1,274	1,560	1,715	1,834	1,940	2,462
$K_6$ .....	0,406	0,518	0,679	0,913	1,264	1,510	1,699	1,858	2,518

— Коэффициент гидравлического сопротивления трения при неизотермическом течении капальной жидкости в прямых трубах рассчитывается по формуле

$$\xi/\xi_{\text{из}} = (\mu_w/\mu_1)^n, \quad (1.8)$$

где  $\mu_w$ ,  $\mu_1$  — коэффициенты динамической вязкости при температуре стенки и температуре входа;  $\xi_{\text{из}}$  — коэффициент сопротивления трения при изотермическом течении;  $n = f(\mu_w/\mu_1, \operatorname{Re}, d/l)$ ; значения  $n$  приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1. Значения показателя  $n$  в уравнении (1.8) при различных значениях отношения  $\mu_w/\mu_1$

$\operatorname{Re} \frac{d}{l}$	$\mu_w/\mu_1$					$\operatorname{Re} \frac{d}{l}$	$\mu_w/\mu_1$				
	0,1	1	10	100	1000		0,1	1	10	100	1000
60	0,78	0,67	0,58	0,51	0,44	1000	0,33	0,29	0,25	0,22	0,19
100	0,67	0,58	0,50	0,44	0,38	1500	0,30	0,26	0,22	0,19	0,17
150	0,59	0,51	0,45	0,39	0,33	2500	0,28	0,25	0,21	0,18	0,16
200	0,54	0,47	0,41	0,35	0,31	5000	0,26	0,23	0,20	0,17	0,15
400	0,44	0,38	0,33	0,29	0,25	10000	0,25	0,21	0,19	0,16	0,14
600	0,39	0,34	0,29	0,25	0,22	30000	0,22	0,19	0,17	0,14	0,13

### 1.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ТРЕНИЯ В КАНАЛАХ РАЗНОЙ ФОРМЫ. ТУРБУЛЕНТНОЕ ТЕЧЕНИЕ

**Круглые трубы.** Коэффициент сопротивления трения круглой трубы ( $\xi_0$ ) в зависимости от числа Рейнольдса и относительной шероховатости может быть найден по графику рис. 1.1. Для технических гладких труб при  $\operatorname{Re} = 4 \cdot 10^3 \div 10^5$  используется формула Блазиуса

$$\xi_0 = 0,316 \operatorname{Re}^{-0,25} = (100 \operatorname{Re})^{-2,5}, \quad (1.9)$$

для более широкого диапазона ( $\operatorname{Re} = 4 \cdot 10^3 \div 10^{12}$ ) — формула Филоненко

$$\xi_0 = (1,82 \lg \operatorname{Re} - 1,64)^{-2}. \quad (1.10)$$

Эта формула может быть также записана в виде

$$\xi_0 = \left[ 0,55 / \lg \left( \frac{\operatorname{Re}}{8} \right) \right]^2 = \left[ 1,82 \lg \left( \frac{\operatorname{Re}}{8} \right) \right]^{-2}. \quad (1.10a)$$

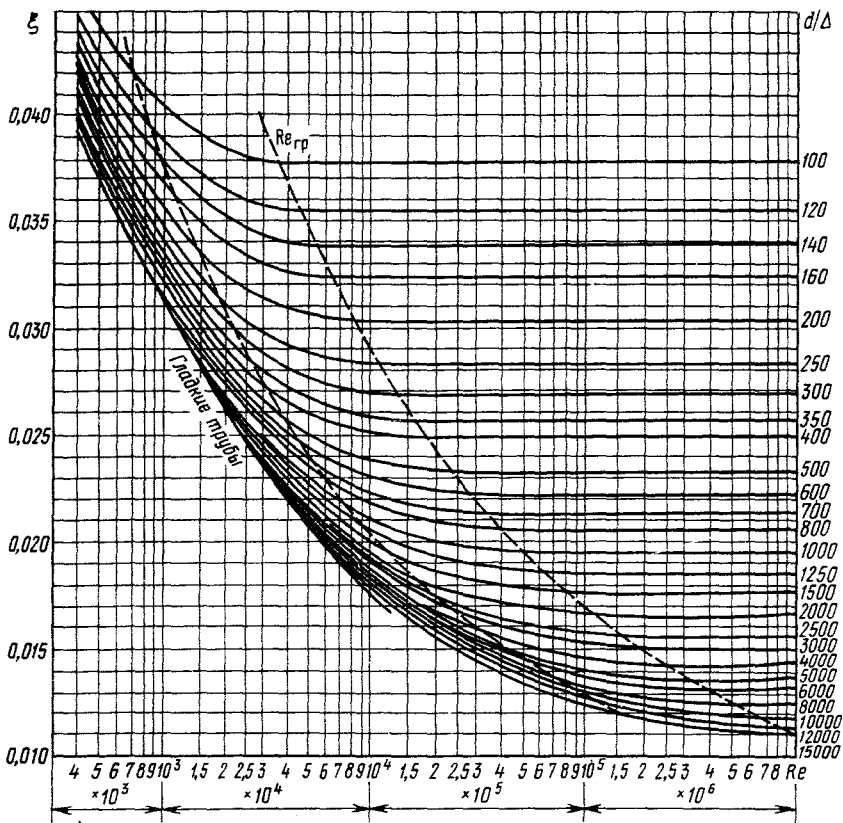


Рис. 1.1. Коэффициент трения стальных шероховатых труб

В области квадратичного закона сопротивления (для шероховатых труб)

$$\xi_0 = [2 \lg 3,7(d_r / \Delta)]^{-2}. \quad (1.11)$$

Для всех турбулентных режимов пригодна также формула

$$\xi_0 = 0,11 [(\Delta/d_r) + (68/Re)]^{0,25}. \quad (1.12)$$

где  $\Delta$  — см. выше.

При неизотермическом течении необходимо учитывать влияние изменения свойств по сечению потока на коэффициент сопротивления трения  $\xi_{из}$ . Поправка на неизотермичность зависит для жидкостей от отношения вязкостей, а для газов — от отношения температур (см. гл. 3).

**Кольцевой зазор.** Для концентрического кольцевого зазора

$$\xi_k = \xi_0 \left[ \frac{1 - \theta}{1 + (1 - \theta^2 / \ln \theta^2)} \right]^{0,62} (1 + 0,04\theta) \pm 5\%. \quad (1.13)$$

Здесь  $\theta = d_1/d_2$ .



Для приближенных расчетов в диапазоне  $\theta = 0,01 \div 0,8$  можно использовать формулу

$$\xi_k \cong 1,08 \xi_0. \quad (1.14)$$

Для кольцевого зазора с эксцентриситетом

$$\xi_{kl} = \xi_k [1 + 0,25e^2(1-\theta)/\theta] [1 + Ae^2/\theta(1-\theta)]^{-1,78}, \quad (1.15)$$

где  $e = a/(R_2 - R_1)$ ;  $a$  — смещение центров окружностей, м;  $\xi_k$  — коэффициент сопротивления, определяемый по формуле (1.13);  $A = 0,577 - 0,866(1-\theta) + 0,460(1-\theta)^2$ .

Диапазон применения формулы (1.15):  $\theta > (0,1 + 0,5e) > 0,3$ ;  $Re = 6 \cdot 10^3 \div 2,5 \cdot 10^5$ .

При эксцентриситете

$$\xi_{kl} = \xi_k \{1 + [e(5m^2 + 9m + 6)] [32(1+m)(1+0,5m)^{-1}]\}^{-0,2}, \quad (1.16)$$

где  $m = (1-\theta)/\theta$ .

**Гладкие пучки круглых стержней.** Коэффициент сопротивления трения пучка круглых стержней, расположенных в треугольной упаковке, рассчитывается по формуле

$$\xi = \frac{0,210}{Re^{0,25}} [1 + (x-1)^{0,32}] \pm 10\%, \quad (1.17)$$

где  $x = 1,0 \div 1,5$ ;  $Re = 6 \cdot 10^3 \div 2 \cdot 10^5$ ; число Рейнольдса рассчитывается по средней скорости в сечении и гидравлическому диаметру «бес-

конечной» треугольной решетки:  $d_r = d \left( \frac{2\sqrt{3}}{\pi} x^2 - 1 \right)$ .

При расположении стержней по квадрату ( $\xi_0$  см. (1.9) — (1.12))

$$\xi/\xi_0 = 0,59 + 0,19(x-1) + 0,52 \{1 - \exp[-10(x-1)]\} \pm 10\%. \quad (1.18)$$

Диапазон применения формул (1.17), (1.18):  $x = 1 \div 2$ ;  $Re = 10^4 \div 5 \cdot 10^5$ . Формулы могут быть распространены с меньшей точностью ( $\pm 12\%$ ) до  $x \leq 10$ . Для  $x \leq 1,2$  и  $Re = 1,5 \cdot 10^4 \div 10^5$  можно воспользоваться формулой

$$\xi/\xi_0 = 0,57 + x \{1 - \exp[112(x-1)]\} (\lg x)^{0,27x}. \quad (1.19)$$

**Пучки стержней с проволочной навивкой.** При расположении стержней по треугольнику при касании «ребра по стержню» коэффициент сопротивления рассчитывается по формуле

$$\xi = \frac{0,210}{Re^{0,25}} \left\{ 1 + \frac{124}{(T/d)^{1,65}} [1,78 + 1,485(x-1)] (x-1)^{0,32} \right\} \pm 15\%, \quad (1.20)$$

где  $x = 1,0 \div 1,5$ ;  $Re = 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ ;  $T/d = 8 \div 50$ . Формула дает предельный переход к формуле (1.17).

Для стержней, расположенных по треугольнику и снабженных винтовыми ребрами (шаг —  $T$ ), для случая касания «ребра по ребру»

$$\xi/\xi_0 = 1 + 600(d/T)^2(x-1) \pm 5\%. \quad (1.21)$$

Диапазон применения:  $x = 1,05 \div 1,25$ ;  $T/d \geq 5$ ;  $Re = 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ ; число ребер 2—4.

**Пучок стержней или труб с поперечным оребрением (продольное обтекание).** Коэффициент сопротивления трения для однозаходного

орребрения рассчитывается как произведение четырех сомножителей:

$$\xi = f_1 f_2 f_3 f_4, \quad (1.22)$$

где  $f_1 = 13,4 - [2,36 - (s/D_p)]^m$  для  $s/D_p < 1,18$ ;  $f_1 = 13,4 - (s/D_p)^m$  для  $s/D_p \geq 1,18$ ;  $m = 6,3 \div 62 (b/D_p)$ ;  $f_2 = 1,035 [0,008 + (h_p/D_p)^{2,9}]$ ;  $f_3 = 0,45 \times [1 + 44,5 (b/D_p) - 405 (b/D_p)^2]$ ;  $f_4 = (Re/Re_a)^{0,33}$  при  $Re/Re_a < 1$ ;  $f_4 = 1$  при  $Re/Re_a \geq 1$ ;  $Re = wd_r/v$ ;  $Re_a = 10^3 (d_r/b)^{1,5}$ ;  $d_r = D_p [1,1 (s/D_p)^2 - 1]$ ;  $h_p$  — высота ребер, м;  $b$  — расстояние между ребрами в свету, м;  $D_p$  — диаметр по вершинам ребер, м;  $s$  — шаг расположения стержней или труб, м;  $d_r$  — гидравлический диаметр ячейки пучка, м.

Формула (1.22) действительна в пределах  $s/D_p = 1,06 \div 1,5$ ;  $h_p/D_p = 0,1 \div 0,23$ ;  $b/D_p = 0,03 \div 0,10$ ;  $d_r/D_p = 0,028 \div 0,55$ ;  $Re/Re_a = 0,2 \div 100$ .

Для пучков с многозаходным спиральным орребрением и расположением труб в треугольной решетке

$$\xi_T = 0,132 - 0,087 s/D_p + 7 Re^{-0,6}. \quad (1.23)$$

При расположении труб в квадратной решетке

$$\xi_{кв} = 0,775 \xi_T. \quad (1.24)$$

Формулы получены для  $h_p/d = 0,25$ ;  $s_p/d = 8$ ;  $\delta_{ср}/h_p = 0,02$ ;  $s/D_p = 1,06 \div 1,31$ ;  $Re = 10^4 \div 2 \cdot 10^5$ . Здесь  $\delta_{ср}$  — средняя толщина ребер, м;  $d$  — диаметр трубы (стержня), м;  $D_p$  — диаметр по вершинам ребер, м;  $s_p$  — шаг спирали одного ребра, м;  $d_r$  — гидравлический диаметр ячеек с учетом межреберных щелей и периметра ребер, м.

**Изогнутые трубы (змеевики).** Коэффициент сопротивления трения для однофазного потока в змеевиках определяется по формуле

$$\xi = \xi_0 \left[ Re \left( \frac{d}{D} \right)^2 \right]^{0,05}, \quad (1.25)$$

где  $\xi_0$  — коэффициент сопротивления для прямой трубы с той же шероховатостью;  $d$  — внутренний диаметр трубы, м;  $D$  — диаметр змеевика, м.

Для небольших чисел Рейнольдса ( $Re < 10^n$ )

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{0,192}{[Re(d/D)^{2,5}]^{1/6}} \left[ 1 + \frac{0,068}{[Re(d/D)^{2,5}]^{1/6}} \right] (d/D)^{0,5}. \quad (1.26)$$

Верхнее значение числа  $Re$ , при котором формула остается справедливой, определяется соотношением  $Re = 10^n$ , где  $n = 4,77 + 5,36 \cdot 10^{-2} (d/D)$ .

Для  $Re > 10^n$

$$\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{0,1614}{[Re(d/D)^{2,815}]^{0,15}} \left[ 1 + \frac{0,002}{[Re(d/D)^{2,815}]^{0,15}} \right] \left( \frac{d}{D} \right)^{0,5}. \quad (1.27)$$

#### 1.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ СОПРОТИВЛЕНИЯ ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ ТРУБНЫХ ПУЧКОВ

**Коридорное расположение труб.** Коэффициент сопротивления коридорного пучка труб зависит от числа рядов труб в пучке, геометрических характеристик  $x_1 = \frac{s_1}{d}$ ,  $x_2 = \frac{s_2}{d}$  и числа  $Re$ :

$$\xi = \xi_1 z, \quad (1.28)$$

где  $z$  — число рядов труб;  $\xi_1$  — коэффициент сопротивления одного ряда.

Для  $x_1 = 1,1 \div 7$ ;  $x_1 < x_2$ ;  $\Psi_0 = 0,06 \div 1$

$$\xi_0 = 2(x_1 - 1)^{-0,5} \text{Re}^{-0,2}; \quad (1.29)$$

для  $x_1 = 1,1 \div 7$ ;  $x_1 > x_2$ ;  $\Psi_0 = 1 \div 8$

$$\xi_0 = 0,38(x_1 - 1)^{-0,5}(\Psi_0 - 0,94)^{-0,59} \text{Re}^{-0,2} / \Psi_0^2, \quad (1.30)$$

где  $\Psi_0 = (x_1 - 1)/(x_2 - 1)$ ;  $x_1 = s_1/d$ ;  $x_2 = s_2/d$ ;  $s_1, s_2$  — поперечный и продольный шаги расположения труб.

В числе  $\text{Re}$  за характерные параметры приняты наружный диаметр труб и средняя скорость в узком сечении пучка. Коэффициент сопротивления коридорных пучков труб может быть определен по номограмме рис. 1.2. Эта номограмма дает средний коэффициент сопротивления пучка, отнесенного к одному ряду.

Гидравлическое сопротивление многорядного пучка труб в соответствии с номограммой рассчитывают по формуле

$$\Delta p = (\xi/\kappa) \kappa \frac{\rho \bar{w}^2}{2} z, \quad (1.31)$$

где  $\bar{w}$  — средняя скорость в узком сечении пучка;  $d$  — наружный диаметр трубы.

Сначала определяют член  $\xi/\kappa = f(\text{Re}, x_2)$ , где  $\text{Re} = \bar{w}d/\nu$ ,  $x_2 = s_2/d$ , а затем по вспомогательному графику — множитель  $\kappa = f[(x_1 - 1)/(x_2 - 1)]$ , после чего рассчитывают коэффициент гидравлического сопротивления  $\xi = (\xi/\kappa)\kappa$ .

**Шахматное расположение труб.** Коэффициент сопротивления пучка труб при шахматном расположении

$$\xi = \xi_0(z + 1), \quad (1.32)$$

где

$$\xi = C \text{Re}^{-0,27}. \quad (1.33)$$

Значения коэффициента  $C$  приведены в табл. 1.2. В числе  $\text{Re}$  за характерный размер принят наружный диаметр труб. Определяющая скорость — средняя скорость в узком сечении пучка.

Коэффициент сопротивления шахматных пучков труб может быть также определен по номограмме рис. 1.3. Гидравлическое сопротивление рассчитывают по формуле (1.31). Сначала определяют член  $(\xi/\kappa) = f(\text{Re})$  по поперечному относительному шагу  $x_1 = s_1/d$ , а затем по вспомогательному графику — множитель  $\kappa = f(x_1/x_2)$ , после чего рассчитывают  $\xi = (\xi/\kappa)\kappa$ .

**Наклонные пучки труб.** Коэффициент гидравлического сопротивления пучков труб, оси которых расположены под углом  $20^\circ < \phi < 90^\circ$  к направлению набегающего потока, рассчитывают по формуле

$$\xi_\phi = \xi_{90} (\sin^2 \phi + 0,16 \cos^2 \phi). \quad (1.34)$$

## 1.5. КОЭФФИЦИЕНТЫ МЕСТНЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ

Коэффициенты сопротивления при резком изменении сечения канала определяют по табл. 1.3. где рассмотрены наиболее простые

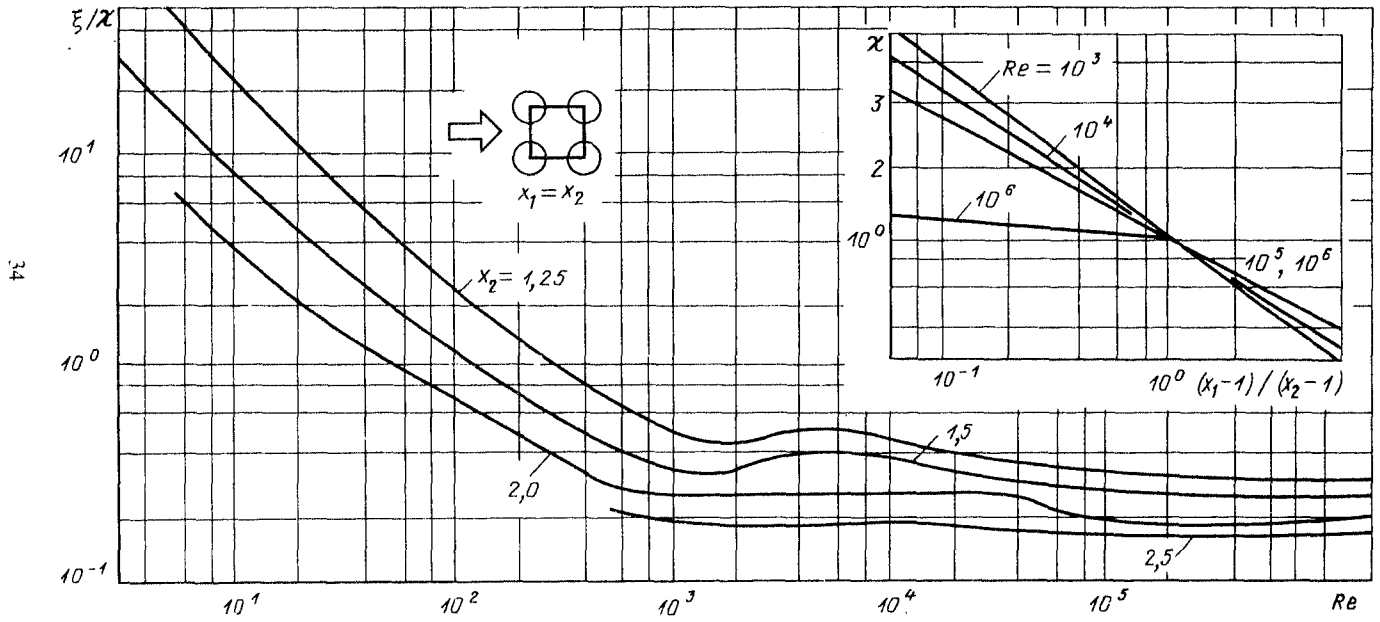


Рис. 1.2. Номограмма для определения коэффициента сопротивления коридорных пучков труб

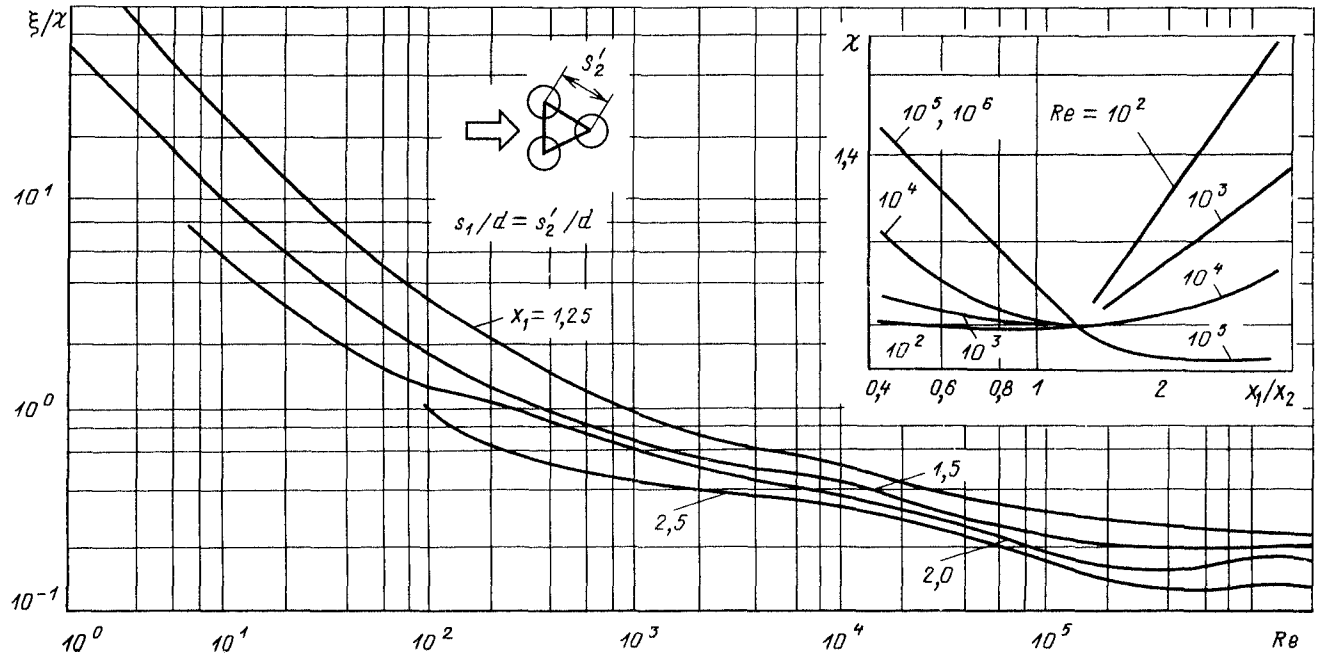


Рис. 1.3. Номограмма для определения коэффициента сопротивления шахматных пучков труб

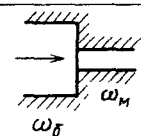
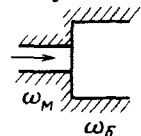
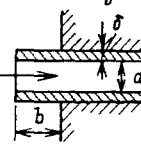
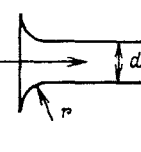
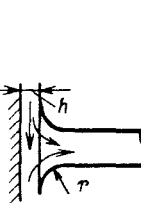
случаи местных сопротивлений. Другие случаи см. в [2, 5, 10]. Сопротивления рассчитывают по скорости в меньшем сечении  $\omega_m$  ( $\omega_6$ —большее сечение).

Таблица 1.2. Значения коэффициента  $C$  в формуле (1.33)

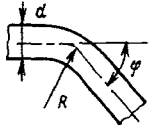
$\Psi^*$	$x_1$	$C$
0,1—1,7	$\geq 1,44$	$C = 3,2 + 0,66(1,7 - \Psi)^{1,5}$
0,1—1,7	$< 1,44$	$C = 3,2 + 0,66(1,7 - \Psi)^{1,5} + \frac{1,44 - x_1}{0,11} [0,8 + 0,20(1,7 - \Psi)^{1,5}]$
1,7—6,5	$1,44 \div 3$	$C = 0,44(\Psi + 1)^2$
1,7—6,5	$< 1,44$	$C = [0,44 + (1,44 - x_1)](\Psi + 1)^2$
$\geq 1,7$	$3 \div 10$	$C = 0,062 + 0,21(10 - x_1)^{-0,24}$

\*  $\Psi = (x_1 - 1)/(x_2' - 1)$ , где  $x_2' = \sqrt{x_1^2/4 + x_2^2}$ —относительный диагональный шаг труб.

Таблица 1.3. Определение  $\zeta$  для частных случаев

Вид сопротивления	Схема	Формула или таблица												
Резкое сужение сечения		$\zeta = 0,5(1 - \omega_m/\omega_6)$ ; (1.35) при $Re > 10^4$ $\zeta$ зависит только от отношения ( $\omega_m/\omega_6$ ); при $Re < 10^4$ $\zeta = f(Re)$												
Резкое расширение сечения		$\zeta = 1,1 \left[ 1 - \left( \frac{\omega_m}{\omega_6} \right)^2 \right]$ ; (1.35a) при $Re > 5 \cdot 10^3$ $\zeta$ зависит от ( $\omega_m/\omega_6$ ); при $Re < 5 \cdot 10^3$ $\zeta = f(Re)$ , причем с уменьшением $Re$ $\zeta$ увеличивается												
Вход в трубу с выступающими кромками		<table border="1"> <thead> <tr> <th><math>\delta/d</math></th> <th><math>b/d</math></th> <th><math>\zeta</math></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td><math>\approx 0</math></td> <td>0,2</td> <td>1,0</td> </tr> <tr> <td><math>\approx 0</math></td> <td>0,05—0,2</td> <td>0,85</td> </tr> <tr> <td><math>&gt; 0,04</math></td> <td></td> <td>0,5</td> </tr> </tbody> </table>	$\delta/d$	$b/d$	$\zeta$	$\approx 0$	0,2	1,0	$\approx 0$	0,05—0,2	0,85	$> 0,04$		0,5
$\delta/d$	$b/d$	$\zeta$												
$\approx 0$	0,2	1,0												
$\approx 0$	0,05—0,2	0,85												
$> 0,04$		0,5												
Вход в трубу с закругленными кромками		<table border="1"> <thead> <tr> <th><math>r/d</math></th> <th><math>\zeta</math></th> <th>Примечание</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0,05</td> <td>0,4</td> <td rowspan="4">При выступающих кромках При кромках заподлицо со стенкой</td> </tr> <tr> <td>0,05</td> <td>0,25</td> </tr> <tr> <td>0,10</td> <td>0,12</td> </tr> <tr> <td>0,2</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	$r/d$	$\zeta$	Примечание	0,05	0,4	При выступающих кромках При кромках заподлицо со стенкой	0,05	0,25	0,10	0,12	0,2	0
$r/d$	$\zeta$	Примечание												
0,05	0,4	При выступающих кромках При кромках заподлицо со стенкой												
0,05	0,25													
0,10	0,12													
0,2	0													
Вход в трубу с закругленными кромками от плоской стены		<p>При <math>h/d &gt; 0,3</math> <math>\zeta \approx 0,05</math>          При <math>h/d = 0,25</math> <math>\zeta \approx 0,1</math></p>												

Вид сопротивления	Схема	Формула или таблица		
Вход в трубу через решетку или диафрагму		$\zeta = \left(1,707 \frac{\omega_m}{\omega_b} - 1\right)^2 \quad (1.36)$		
Вход в трубу через боковые отверстия (n—число отверстий)		$\zeta$		
		$\frac{\omega_m}{\omega_b}$	$n=1$	$n=2$
		0,2	65	65
		0,3	30	36,5
		0,4	14,9	17,0
		0,5	9,0	12,0
		0,6	6,3	8,7
		0,7	4,5	6,9
		0,8	3,5	5,5
		0,9	2,7	4,5
		1,0	2,3	3,8
		1,2	1,6	2,8
		1,4	—	2,0
		Выход из трубы через решетку или диафрагму		$\zeta = \left(\frac{\omega_b}{\omega_m} + 0,707 \frac{\omega_b}{\omega_m} \sqrt{1 - \frac{\omega_m}{\omega_b}}\right)^2 \quad (1.36a)$
Выход из трубы через боковые отверстия (n—число отверстий)		$\zeta$		
		$\frac{\omega_m}{\omega_b}$	$n=1$	$n=2$
		0,2	66	68
		0,2	30	33
		0,4	16	16
		0,5	10	12
		0,6	7,3	8,5
		0,7	5,5	6,8
		0,8	4,5	5,9
		0,9	3,7	5,0
		1,0	3,2	4,4
		1,2	2,4	3,5
		Решетка или диафрагма внутри трубы		$\zeta = \left[ \left(1 + \frac{0,707}{\sqrt{1 - \omega_m / \omega_b}}\right) \left(\frac{\omega_b}{\omega_m} - 1\right) \right]^2 \quad (1.37)$

Вид сопротивления	Схема	Формула или таблица					
Поворот на угол $\varphi$		$R/d$					
		$\varphi^\circ$					
		1	1,5	2	3	4	5
60	0,32	0,25	0,21	0,18	0,16	0,15	
90	0,41	0,34	0,3	0,24	0,22	0,2	
120	0,50	0,40	0,34	0,27	0,24	0,22	
180	0,60	0,48	0,40	0,32	0,28	0,26	

## 1.6. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ШАРОВЫХ ЗАСЫПОК

**Шаровая засыпка бункерного типа.** Гидравлическое сопротивление слоя шаровых твэлов в бункерной засыпке рассчитывается по формуле

$$\Delta p = \xi \frac{H \rho w^2}{d^2}, \quad (1.38)$$

где  $\rho$  — плотность теплоносителя,  $\text{кг/м}^3$ ;  $w$  — условная скорость, рассчитываемая по полному сечению кладки (по набегающему потоку), м/с;  $H$  — высота слоя, м;  $d$  — диаметр шара, м;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления шарового слоя.

Для  $Re = wd/\nu = 10^{-2} - 10^5$

$$\xi = \frac{0,54}{m^4} \left( 1 + \frac{10}{Re_{стр}^{0,7}} + \frac{100}{Re_{стр}} \right) \pm 15\%, \quad (1.39)$$

где  $m$  — объемная пористость (доля пустого пространства от всего объема);  $Re_{стр} = 0,46 Re / (1 - m) \sqrt{m}$  — число Рейнольдса для струй в засыпке.

Другое обобщение приводит к формуле

$$\xi = m^{-4,2} \left\{ (40/Re) + \frac{4}{\ln [Re + (1/Re) + 1]} \right\} \pm 15\%, \quad (1.40)$$

справедливой для  $Re = 1 \div 10^5$ . При  $Re > 10$  эта формула упрощается:

$$\xi = m^{-4,2} [(40/Re) + (4/\ln Re)]. \quad (1.41)$$

**Шаровая засыпка канального типа.** Коэффициент сопротивления при  $Re = 1 \div 10^5$  находится из выражения

$$\xi = (0,2 + 3Re^{-0,48} + 85Re^{-1,1}) \Psi^{-2}, \quad (1.42)$$

где  $\Psi = 1 - n^{-2}$  для коридорной укладки шаров, которая обеспечивается дистанционирующими ребрами на поверхности канала, при  $n = 1 \div \infty$ ;



$\Psi = (n-1) [0,733(n-1) + 1,387]^{-1}$  для шахматной укладки шаров при  $n = 1,06 \div 1,867$ ;  $n = D/d$  — отношение диаметра канала к диаметру шарового твэла.

## 1.7. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ И КАСАТЕЛЬНЫХ НАПРЯЖЕНИЙ В КАНАЛАХ РАЗНОЙ ФОРМЫ

**Общие положения.** Поля скоростей определяют в большой степени поля температур по объему теплообменников и реакторов. Касательные напряжения характеризуют силы взаимодействия потока со стенкой канала. Значение касательного напряжения  $\tau_0$  является исходной величиной для вычисления «скорости трения»  $v_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$ , являющейся масштабом для построения универсального распределения скорости (т. е. распределения, не зависящего от числа Рейнольдса и размерной координаты).

В каналах сложного поперечного сечения  $\tau_0$  изменяется вдоль периметра. Расчет распределения касательных напряжений на стенке и распределения скоростей при турбулентном течении в каналах произвольного сечения см. в [8]. Принципиальным является факт справедливости универсального распределения скорости  $w/v_* = f(yv_*/\bar{v})$  по нормали к поверхности. Лишь при малом радиусе кривизны периметра профиль скорости отличается от универсального.

Расчет гидродинамики сложных каналов проводится полуэмпирическими методами.

**Круглые трубы, плоские каналы.** Касательное напряжение на стенке

$$\tau_0 = \xi \rho \bar{v}^2 / 8. \quad (1.43)$$

Поле скорости описывается формулами

$$\left. \begin{aligned} w^+ &= y^+ && \text{для } y^+ \leq 5; \\ w^+ &= 5 \ln y^+ - 3,05 && \text{для } 5 < y^+ < 30; \\ w^+ &= 2,5 \ln y^+ + 5,5 && \text{для } y^+ > 30. \end{aligned} \right\} \quad (1.44)$$

Здесь  $w^+ = w/v_*$ ;  $y = yv_*/\bar{v}$ ;  $v_* = \sqrt{\tau_0/\rho} = \bar{v} \sqrt{\xi/8}$ ;  $y$  — расстояние от стенки. Точность этих формул в среднем  $\pm 5\%$ .

Единую зависимость дает формула Рейхардта:

$$\begin{aligned} w^+ &= 2,5 \ln \left[ (1 + 0,4y^+) 1,5(1 + R)/(1 + 2R^2) \right] + \\ &+ 7,8 \left[ 1 - \exp(-y^+/11) - (y^+/11) \exp(-0,33y^+) \right], \end{aligned} \quad (1.45)$$

где  $R = r/r_0$  — безразмерный радиус;  $r$  — текущий радиус;  $r_0$  — радиус трубы.

Единую зависимость дает также формула П. А. Ушакова и Ю. Д. Левченко [14]:

$$w^+ = [2,5 \ln(y^+ + 1) + 5,5] \operatorname{th} \frac{y^+ (1 - 0,5y^+/r_0)}{2,5 \ln(y^+ + 1) + 5,5} \begin{pmatrix} +3\% \\ -5\% \end{pmatrix}, \quad (1.46)$$

где  $r_0^+ = r_0 v_*/\bar{v}$ . По формулам (1.44) — (1.46) может быть рассчитано и распределение скоростей в плоском канале с большим отношением сторон:  $(b/2h) \gg 1$ .

В центральной части круглой трубы или плоского канала профиль скорости близок к классическому профилю Дарси:

$$(w_{max} - w)/v_* = 5,08(1 - y/a)^{3/2}, \quad (1.47)$$

где  $a$  — полуширина канала ( $h$ ) или радиус трубы ( $r_0$ ).

Вблизи стенки профиль скоростей может быть описан также степенным законом

$$w/w_{max} = (y/a)^n, \quad (1.48)$$

который может быть записан в виде

$$w/\bar{w} = [(2+n)(1+n)/2] (1-r/r_0)^n. \quad (1.49)$$

Последний соответствует закону сопротивления  $\xi = C Re^{-m}$ . Показатели степеней в последних выражениях связаны соотношением  $m = 2n/(n+1)$ , где

$$n = 0,2679 - 0,02715 \lg Re. \quad (1.50)$$

В расчетах часто бывает необходимо знать отношение средней скорости к максимальной. Отношение  $w_{max}/\bar{w}$ , как следует из логарифмического закона распределения скоростей, равно:

$$w_{max}/\bar{w} = 1 + 1,33 \sqrt{\xi}. \quad (1.51)$$

Степенной закон распределения скоростей приводит к выражению

$$\bar{w}/w_{max} = 2/(n+1)(n+2). \quad (1.52)$$

Более удобными для расчетов при  $Re > 2 \cdot 10^3$  могут быть следующие выражения:

для круглой трубы

$$\bar{w}/w_{max} = 0,50 + 0,155(Re - 2 \cdot 10^3)^{0,066}; \quad (1.53)$$

для плоского канала

$$\bar{w}/w_{max} = 0,667 + 0,10(Re - 2 \cdot 10^3)^{0,076}. \quad (1.54)$$

**Кольцевой концентрический канал.** Касательное напряжение на внутренней стенке канала ( $R_1$ ) вычисляется по формуле

$$\tau_1 = \frac{\xi}{8} \left( 0,94 + \frac{0,062}{\theta} \right) \rho \bar{w}^2; \quad (1.55)$$

на наружной стенке канала ( $R_2$ )

$$\tau_2 = \frac{\xi}{8} [1,08 - 0,42(\theta - 0,5)^2] \rho \bar{w}^2, \quad (1.56)$$

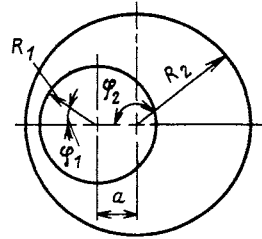
где  $\theta = R_1/R_2$ . Формулы справедливы для  $\theta = 0,06 \div 1$ ;  $Re = 2,3 \cdot 10^3 \div 4 \times 10^6$ .

Линия максимальной скорости расположена на радиусе, который определяется формулой

$$(r_m - R_1)/(R_2 - R_1) = [1 + \theta^{-0,343}]^{-1}. \quad (1.57)$$

Распределение скоростей по нормали к стенкам рассчитывается по формулам (1.44) — (1.46).

Рис. 1.4. Кольцевой канал с эксцентриситетом



**Кольцевой канал с эксцентриситетом.** Относительное распределение касательного напряжения на стенках кольцевого канала (рис. 1.4) с эксцентриситетом рассчитывается по формуле

$$\tau_i/\bar{\tau}_i = A_i/\bar{A}_i \pm 15\%, \quad (1.58)$$

где  $i=1$  для внутреннего и  $i=2$  для внешнего периметров кольцевого зазора;

$$A_1 = -\left(\frac{\theta}{1-\theta} + e \cos \varphi_1\right) + \sqrt{\left(\frac{1}{1-\theta}\right)^2 - (e \sin \varphi)^2};$$

$$A_2 = \left(\frac{1}{1-\theta} - e \cos \varphi_2\right) - \sqrt{\left(\frac{\theta}{1-\theta}\right)^2 - (e \sin \varphi_2)^2};$$

$$\bar{A}_i = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi A_i d\varphi.$$

Средние по периметру касательные напряжения рассчитывают по формулам

$$\bar{\tau}_1 = \frac{1+\theta}{\theta + \bar{A}_2/\bar{A}_1} \frac{\xi_{ke}}{8} \rho \bar{w}^2; \quad (1.59)$$

$$\bar{\tau}_2 = \frac{\bar{A}_2}{\bar{A}_1} \bar{\tau}_1. \quad (1.60)$$

$\xi_{ke}$  рассчитывается по формулам (1.14) — (1.16). В пределах точности формулы (1.58) — (1.60) применимы для ламинарного и турбулентного потоков при  $\theta = 0,25 \div 1$ .

**Пучок гладких круглых стержней в треугольной упаковке.** Твэлы, расположенные внутри кассеты активной зоны в треугольной упаковке, образуют три типа ячеек (рис. 1.5).

Среднее по периметру твэла касательное напряжение

$$\bar{\tau} = \xi \rho \bar{w}^2 / 8. \quad (1.61)$$

Распределение касательных напряжений по периметру центрального твэла

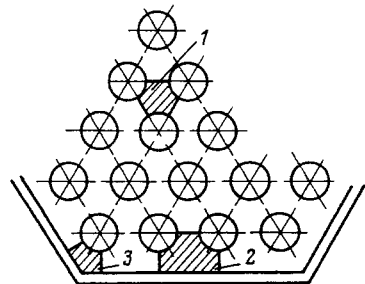


Рис. 1.5. Расположение ячеек внутри кассеты с гладкими стержнями в треугольной упаковке:

1 — центральная ячейка; 2 — боковая; 3 — угловая

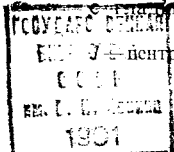


Таблица 1.4. Коэффициенты в формуле (1.62)

$x$	$A_1$	$A_2$	$A_3$	$A_4$
1,00	-1,0073	-0,1059	0,0991	0,0318
1,05	-0,2522	0,0043	-0,0041	-0,0002
1,10	-0,1277	-0,0098	0,0028	0,0014
1,20	-0,0143	0	0	0
1,25	0	0	0	0

$$\tau_{\phi}/\bar{\tau} = 1 + A_1 \cos 6\phi + A_2 \cos 12\phi + A_3 \cos 18\phi + A_4 \cos 24\phi, \quad (1.62)$$

где  $\phi$  — угол, отсчитываемый от узкого сечения в диаметрах;  $A_1 - A_4$  находят из табл. 1.4.

Расчет расходов в элементарных ячейках (каналах) между стержнями может производиться по методу «изобарных сечений», когда давление в поперечном сечении пучка постоянно. Более точные методы учитывают обмен массой и количеством движения между ячейками пучка. Для этого вводят коэффициенты межканального (межячеечного) обмена. Коэффициент межканального обмена массой представляет собой отношение расхода теплоносителя через единицу длины зазора между твэлами к продольному расходу теплоносителя в ячейках. Коэффициент межканального обмена количеством движения указывает, какую долю от разности количества движения в двух смежных ячейках составляет поперечный поток количества движения, отнесенный к единице длины зазора между ячейками. Можно показать, что коэффициент межканального обмена массой равен коэффициенту межканального обмена количеством движения, если оперировать лишь средними скоростями потока в ячейках. В дальнейшем не будем делать различия между этими двумя коэффициентами перемешивания и обозначим его  $\mu^r$ .

Межканальный обмен осуществляется за счет молекулярного и турбулентного переноса, а также за счет направленной конвекции. Поэтому суммарный коэффициент межканального обмена можно представить в виде

$$\mu^r = \mu_{m,r}^r + \mu_k^r. \quad (1.63)$$

Коэффициент межканального обмена количеством движения за счет молекулярных и турбулентных процессов для каналов, образованных пучком гладких стержней, описывается формулой

$$\mu_{m,r}^r = \frac{2,93 \cdot 10^{-3} + 0,051(x-1)}{(1,103x^2 - 1) \text{Re}^{0,1} d}. \quad (1.64)$$

Если твэлы дистанционируются проволоочной спиралью, то коэффициент межканального обмена,  $\mu_{m,r}^r$ , вследствие дополнительного конвективного потока от проволоки

$$\mu_k^r \approx 0,48 \phi_1 \phi_2 / T, \quad (1.65)$$

где  $\phi_1(x) = 1,8x - 2,5 \exp[-119(x-1)^{2,12}]$ ;  $\phi_2(\text{Re}) = 1,085 - 0,754 \times \exp[-3,2 \cdot 10^{-4} \text{Re}]$ ;  $T$  — шаг навивки проволоки, м.

Соотношение между средними скоростями теплоносителя в боковой и центральной ячейках твэлов имеет следующий вид:

$$\frac{\bar{w}_2}{\bar{w}_1} = 1 + \left[ \left( \frac{d_2}{d_1} \right)^{0,714} - 1 \right] [1 - \exp(-\Gamma_m)] / \Gamma_m, \quad (1.66)$$

где  $\Gamma_m = 0.57\mu d_{r1}(1 - \omega_1/\omega_2)/\xi$ ;  $\xi = 0.316\text{Re}^{-0.25}$ ;  $d_r = 4\omega/P$  — гидравлический диаметр ячейки;  $\omega$  — площадь проходного сечения ячейки;  $P$  — смоченный периметр ячейки;  $\mu$  — коэффициент межканального обмена количеством движения.

Скорость в заданной точке внутри ячейки определяется по соотношениям для круглых труб с использованием локальных масштабов:

$$w_{i,\varphi}^+ = f(y_i^+, \varphi),$$

где  $w_{i,\varphi}^+ = w_{i,\varphi}/v_{*,\varphi}$ ;  $y_i^+ = y_{i,\varphi} v_{*,\varphi}/\nu$ ;  $v_{*,\varphi} = \sqrt{\tau_{\varphi}/\rho}$ ;  $\tau_{\varphi}$  определяется по соотношению (1.60);  $y_i$  — координата по нормали к стенке.

Для ячейки, образованной пучком стержней в треугольной упаковке, отношение средней скорости к максимальной описывается выражением

$$\bar{w}/w_{max} = 0,38 + 0,60(x-1) + [0,213 - 1,20(x-1,1)^2] (\text{Re} - 4 \cdot 10^3)^{0,05}, \quad (1.67)$$

которое справедливо для  $\text{Re} = 4 \cdot 10^3 \div 10^5$ .

## 1.8. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ

В ряде публикаций нестационарные течения рассматриваются под рубрикой «неустановившиеся течения», хотя первый термин является более общим.

В нестационарных потоках происходит деформация поля скоростей. Так, при ускорении потока ( $dw/d\tau > 0$ ) профиль скорости является более заполненным, а при замедлении потока ( $dw/d\tau < 0$ ) — менее заполненным по сравнению с квазистационарным. В более сложных нестационарных течениях, например при переходе от ускоренного течения к замедленному и наоборот, деформация поля скоростей происходит более сложным образом. Деформация профиля скорости в нестационарных потоках приводит к существенному (в несколько раз) отличию гидродинамических и гидравлических характеристик потока по сравнению с их квазистационарными значениями.

Уравнение Бернулли для нестационарного течения несжимаемой жидкости в канале имеет вид

$$z_1 + p_1/\rho g + \alpha_1(\bar{w}_1)^2/2g = z_2 + p_2/\rho g + \alpha_2(\bar{w}_2)^2/2g + h_n + \tilde{h}_\tau + \sum \tilde{h}_m, \quad (1.68)$$

где  $\tilde{h}_\tau = \xi/\bar{w}^2/(d \cdot 2g)$  — потери напора за счет трения при неустановившемся течении;  $\tilde{h}_m = \xi_m \bar{w}^2/2g$  — потери напора за счет местного сопротивления;

$h_n = (\beta l/g)(d\bar{w}/d\tau) + \frac{\bar{w}l}{g} \frac{d\beta}{d\tau}$  — потери напора за счет инерции;  $(\beta l/g)(d\bar{w}/d\tau)$  — часть инерционного напора, затрачиваемого на разгон жидкости или торможение;  $(\bar{w}l/g)(d\beta/d\tau)$  — часть инерционного напора, затрачиваемого на перестройку профиля скорости;

$\alpha = \int [(\bar{w})^3 d\bar{w}]/[(\bar{w})^3 f]$  — коэффициент коррекции кинетической энергии,

учитывающий неравномерность распределения скорости по сечению (при ламинарном течении  $\alpha = 2$ , при турбулентном  $\alpha = 1,22 \div 1,02$ );

$\beta = (\int w^2 df)/[(\bar{w})^2 f]$  — коэффициент коррекции количества движения;

$\bar{w}$  — средняя скорость в сечениях;  $\xi$ ,  $\xi_m$  — коэффициенты сопротивления трения и местного сопротивления при неустановившемся течении.

Если перепад давления является функцией времени  $\Delta p/\rho g = f(\tau)$ , то средняя скорость потока будет изменяться по времени

в соответствии с уравнением (1.68). К сожалению, не все параметры, входящие в это уравнение, в настоящее время изучены, и приходится прибегать к упрощенным выражениям, при использовании которых следует внимательно отнестись к определению коэффициентов сопротивления. Наиболее часто используется уравнение (1.68) в виде

$$(p_1 - p_2)\rho g = (\beta l/g)(d\bar{w}/d\tau) + \xi(l/d)(\bar{w})^2/2g. \quad (1.69)$$

При квазистационарном методе расчета коэффициенты гидравлического сопротивления берутся такими же, как и при стационарном течении. Если задана  $f(\tau)$ , то в результате решения получаем  $w(\tau)$ , а затем вычисляем параметр нестационарности  $N_1 = [d/(\bar{w})^2](d\bar{w}/d\tau)$ . Турбулентный поток можно считать квазистационарным при  $N_1 Re < 0,16$ . Если это условие не выполняется, следует учитывать влияние нестационарности на коэффициент гидравлического сопротивления.

Для течения с ускорением

$$\xi = \xi_0 \left[ \exp(-20N_1) + 20N_1 \frac{1 + N_2}{1 + 10N_1} \exp(1 + N_1) \right] \pm 25\%, \quad (1.70)$$

$$\text{где } N_1 = \frac{d}{(\bar{w})^2} \frac{d\bar{w}}{d\tau}; \quad N_2 = \frac{1}{\bar{w}} \left( d^2 \frac{d^2 \bar{w}}{d\tau^2} \right)^{1,3}.$$

При выводе этой формулы было принято  $\beta = 1$ ;  $\xi_0$  — коэффициент сопротивления трения для стационарных условий.

Формула проверена в диапазоне:  $N_1 = 0,04 \div 0,43$ ;  $N_2 = 0,12 \div 0,86$ . Другой вид формулы для коэффициента сопротивления трения при неустановившемся течении

$$\xi = \xi_0 + 1,28N_1. \quad (1.71)$$

При этом в уравнении (1.69)  $\beta = \beta_0 \div 1,208N_1^{0,0275}$ . Диапазон применения формулы (1.71):  $N_1 = -1,25 \div 0,8$ ;  $\beta_0$  — коэффициент количества движения для стационарных условий.

## Глава 2

### ДВУХФАЗНЫЕ ПОТОКИ

#### 2.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

**Основные характеристики двухфазных потоков.** Под двухфазными потоками согласно установившейся традиции будем понимать совместное течение жидкости и паровой (или газовой) фазы. Потоки жидкости с твердыми частицами (суспензии) и потоки газа с твердыми частицами (запыленные потоки) здесь не рассматриваются. Формы движения двухфазных потоков значительно многообразнее, и их законы существенно сложнее, чем для однофазных сред. Во-первых, это связано с наличием второй фазы (например, пара), а, во-вторых, с тем, что силовые и тепловые взаимодействия возникают не только на границах потока с твердой стенкой, но также и на поверхностях раздела фаз внутри потока. В-третьих, сжимаемость паровой или

газовой фазы значительно больше, чем сжимаемость жидкости. Двухфазный поток характеризуется большим количеством параметров, чем однофазный поток. Основные из них приводятся ниже.

Двухфазные потоки называются *гомогенными*, если фазы распределены равномерно по объему. В противном случае поток будет *гетерогенным*. Двухфазные потоки называются *адиабатными*, если отсутствует теплообмен между потоком и поверхностью канала и между фазами. Если фазы имеют одинаковую температуру, поток называется *термодинамически равновесным*. Режим кипения жидкости, недогрей до температуры насыщения, и режим осушения потока влажного пара являются примерами термодинамически неравновесных потоков.

Все параметры, содержащие индекс ', относятся к жидкой фазе, содержащие индекс '' — к паровой. Сечение потока  $\omega = \omega' + \omega''$ , м<sup>2</sup>; объемные расходы фаз  $V'$  и  $V''$ , м<sup>3</sup>/с; массовые расходы фаз  $G'$  и  $G''$ , кг/с; приведенные скорости каждого компонента

$$w'_0 = V'/\omega; \quad w''_0 = V''/\omega. \quad (2.1)$$

Отношение объемного расхода паровой фазы к объемному расходу смеси называется *объемным расходным паросодержанием*:

$$\beta = V''/(V' + V''). \quad (2.2)$$

Отношение массового расхода паровой фазы к массовому расходу смеси называется *массовым расходным паросодержанием*:

$$x = G''/(G' + G''). \quad (2.3)$$

*Истинным объемным паросодержанием* потока называется отношение средней площади проходного сечения, занятой паровой фазой, к общей площади проходного сечения канала:

$$\varphi = \omega''/(\omega' + \omega'') = 1/(1 + \omega'/\omega''). \quad (2.4)$$

Истинные средние скорости фаз могут быть получены делением объемных расходов на сечение потока, занимаемое каждой фазой,

$$w' = V'/\omega'; \quad w'' = V''/\omega'', \quad (2.5)$$

но так как  $\omega'' = \omega\varphi$  и  $\omega' = \omega(1 - \varphi)$ , то  $w' = V'/\omega(1 - \varphi) = w'_0/(1 - \varphi)$ ;  $w'' = V''/\omega\varphi = w''_0/\varphi$ .

Средние линейные скорости фаз различны ( $w'' \neq w'$ ). Их отношение называется *коэффициентом (фактором) скольжения*  $s = w''/w'$ .

$$s = \frac{G''}{G'} \frac{1 - \varphi}{\varphi} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{x}{1 - x} \frac{1 - \varphi}{\varphi} \frac{\rho'}{\rho''} = \frac{\beta}{1 - \beta} \frac{1 - \varphi}{\varphi} = \frac{1/\varphi - 1}{1/\beta - 1}.$$

В частном случае при  $s = 1$   $\varphi = \beta$ , но вообще

$$\varphi = \beta / [\beta + s(1 - \beta)]. \quad (2.6)$$

Относительная энтальпия потока

$$x_6 = (h - h')/r, \quad (2.7)$$

где  $h$  — удельная энтальпия потока, Дж/кг;  $h'$ ,  $h''$  — удельная энтальпия жидкости и пара;  $r = h'' - h'$  — удельная теплота парообразования, Дж/кг. Для равновесных в термодинамическом отношении потоков  $x = x_6$ ;  $h = h'(1 - x) + h''x$ . В отличие от величины  $x$ , изменяющейся

в диапазоне 0—1, относительная энтальпия  $x_6$  может иметь как отрицательные значения, так и значения больше единицы.

В условиях работы каналов активной зоны реактора и парогенераторов при значениях относительной энтальпии, близких к нулю или единице, двухфазный поток при подводе тепла может быть термодинамически неравновесным. Пар может присутствовать в жидкости, которая в среднем недогрета до температуры насыщения ( $x_6 < 0$ ). В закризисной зоне пар может быть перегрет, несмотря на присутствие влаги. Эти обстоятельства усложняют расчеты таких режимов.

**Режимы течения.** Различают пять режимов течения двухфазного потока в вертикальных трубах и восемь в горизонтальных. Основными режимами вертикального двухфазного потока по мере увеличения паросодержания являются пузырьковый, снарядный, эмульсионный (пенный, полукольцевой), дисперсно-кольцевой, дисперсный. В горизонтальных трубах, кроме того, обнаруживаются режимы поршневой (перемежающийся), волновой и расслоенный. В основном эти термины отражают распределение фаз в потоке.

Анализ показывает, что для заданного диаметра труб режим адиабатного пароводяного потока можно определить однозначной функцией трех переменных: давления, массовой скорости и паросодержания. Для обогреваемых каналов четвертым параметром является величина плотности теплового потока ( $q$ ).

Пока отсутствуют широкие обобщения по границам режимов. Оценки для пароводяной смеси можно выполнить по следующим соотношениям [16].

Нижняя граница пузырькового режима

$$x = -(3,5 \pm 0,3) 10^6 \frac{q}{r_{\text{пр}}} \left[ \frac{(\rho_{\text{пр}}) d}{\mu'} \right]^{-0,6} \left( \frac{\rho''}{\rho} \right)^{1/3} \quad (2.8)$$

Граница между пузырьковым и снарядным режимами происходит при  $x \approx 0 \pm 0,01$ .

Граница перехода от снарядного к эмульсионному режиму

$$x = (4,5 \pm 1,5) 10^{-2} \left[ \frac{(\rho')^2 g d}{(\rho_{\text{пр}})^2} \right]^{0,25} \quad (2.9)$$

Границы дисперсно-кольцевого режима:

от эмульсионного к дисперсно-кольцевому режиму с крупными волнами

$$x = (2,7 \pm 0,3) \left[ \frac{\rho'' \sigma}{(\rho_{\text{пр}})^2 d} \right]^{0,25} \left( \frac{\rho''}{\rho} \right)^{1/3}; \quad (2.10)$$

от режима с крупными волнами к режиму с волнами ряби

$$x = (2,0 \pm 0,2) \left[ \frac{\rho'' \sigma}{(\rho_{\text{пр}})^2 d} \right]^{0,25}; \quad (2.10 а)$$

от режима с волнами ряби к режиму с микропенкой

$$x = \frac{x_{\text{ГР}}}{1 + \sqrt{x_{\text{ГР}}}}, \quad (2.10 б)$$



где

$$x_{гр} = 7 \cdot 10^{-3} \frac{\sigma}{\mu'} \left[ \frac{(\rho w)^2 g d}{\rho' \rho''} \right]^{0,25} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,125}$$

Диапазон применения формул (2,8)—(2,10)  $p = 1,0 \div 10$  МПа;  $\rho w = 500 \div 2800$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q < 0,5$  МВт/м<sup>2</sup>;  $x < 0,5$ ;  $d_1 \sim (8 \div 9) \cdot 10^{-3}$  м.

По другим данным для вертикального парогенерирующего канала граница начала пузырькового кипения описывается формулой

$$x_{н.к} = -(0,61 + 1,25 p / p_k) 33,75 \bar{q} / (\rho w)^{0,81}, \quad (2.11)$$

где  $\bar{q}$ — в МВт/м<sup>2</sup>;  $\rho w$ — в кг/(м<sup>2</sup>·с).

Граница начала дисперсно-кольцевого режима

$$x_{дк} = a_2 - (8/a_1 \cdot 10^{-3})^{1/a_0} + a_{10}. \quad (2.12)$$

Граница начала дисперсного режима

$$x_d = a_2 - (1/a_1 \cdot 10^{-2})^{1/a_0}. \quad (2.13)$$

В последних двух уравнениях

$$a_1 = [0,7 + 2,1(0,1p - 1,05)^2] (\rho w \cdot 10^{-2})^{0,179p} \times \\ \times \{1 + 200q [(0,1p - 0,4)^2 - (0,1p - 0,4)^3]\}^{0,33}; \\ a_2 = \left[ 0,47 - (1 - 0,1p)^2 + \frac{1}{1 + (0,1p)^4} \right] \left( \frac{500}{\rho w} \right)^{0,0771p} - \\ - [(1,5 \cdot 10^{-3}q)(1,4 - 0,1p)]^{0,33};$$

$$a_0 = 4,3(1 - 0,044p); \quad a_{10} = 0,763 - 1,088 \cdot 10^{-2}d - 3,5 \cdot 10^{-5} \rho w.$$

При  $d \geq 17 \cdot 10^{-3}$  м  $a_{10} = 0$ .

По-видимому, наиболее простой диаграммой для определения границ режимов в вертикальной парогенерирующей трубе является диаграмма  $w'_0 = f(w''_0)$ . Здесь  $w'_0 = \rho w(1-x)/\rho'$ ;  $w''_0 = \rho w x/\rho''$ .

Для границы перехода от пузырькового режима к пробковому или снарядному рекомендуется соотношение

$$w'_0/w''_0 = 2,34 - 1,07 [g(\rho' - \rho'')\sigma]^{0,25}/w''_0 \sqrt{\rho'}. \quad (2.14)$$

На границе перехода от пробкового к снарядному режиму  $\beta \approx 0,87$ , если  $w_0/\sqrt{gd} > 10$ . Для границы перехода от пробкового или снарядного режима к кольцевому

$$Ku = \begin{cases} 3,09 & \text{при } X \ll 1; \\ 30,9/X & \text{при } X \gg 1, \end{cases} \quad (2.15)$$

где

$$Ku = \frac{w''_0/\sqrt{\rho''}}{[g(\rho' - \rho'')\sigma]^{0,25}} = 3,09 \frac{(1 + 20X + X^2)^{0,5} - X}{(1 + 20X + X^2)^{0,5}}; \quad (2.16) \\ X = \left[ \left( \frac{dp}{dz} \right)' / \left( \frac{dp}{dz} \right)'' \right]^{1/2} \text{— параметр Мартинелли.}$$

Для вертикальных труб карта режимов в координатах  $\rho''(w''_0)^2 = f[\rho'(w'_0)^2]$  приведена на рис. 2.1. Для двухфазных течений

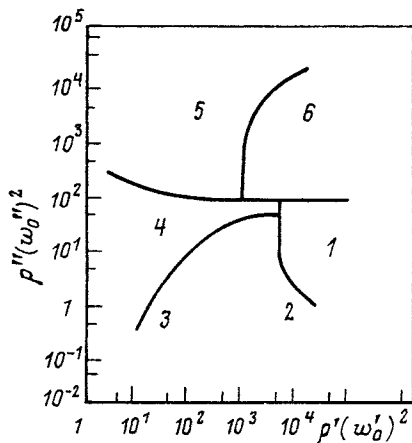


Рис. 2.1. Карта режимов течения воздуховодяных (0,59 МПа) и пароводяных (6,9 МПа) потоков в вертикальных трубах:

1—пузырьковый; 2—пузырьково-снарядный; 3—снарядный; 4—пенный; 5—кольцевой; 6—дисперсно-кольцевой

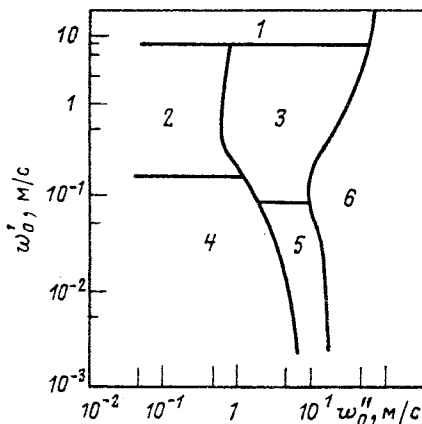


Рис. 2.2. Карта режимов двухфазных потоков в горизонтальных трубах (\$d=12,7+165,1\$ мм, \$\omega\_0'=0,09+7,31\$ м/с; \$\omega\_0''=0,04+1,71\$ м/с):

1—пузырьковый; 2—пробковый; 3—снарядный; 4—расслоенный; 5—волновой; 6—кольцевой

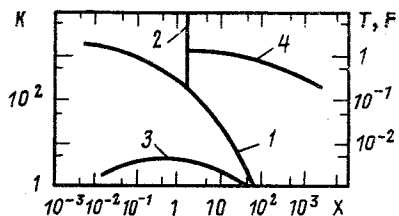


Рис. 2.3. Теоретическая карта режимов двухфазных потоков в горизонтальных трубах:

1— $F$  соотносится с  $X$ ; 2— $X=\text{const}$ ; 3— $K$  соотносится с  $X$ ; 4— $T$  соотносится с  $X$

в горизонтальных или наклонных трубах карты режимов представлены на рис. 2.2 и 2.3. Карта режимов в координатах  $w_0'=f(w_0'')$ , по-видимому, не требует пояснений.

На рис. 2.3 переход между расслоенным или волновым и перемежающимися режимами (1—1) описывается в координатах  $F=f(X)$ ,

где  $F = (\rho''/(\rho' - \rho''))^{0.5} \frac{w_0'}{(g \cos \beta)^{0.5}}$ . Здесь  $\beta$ —угол наклона между

осью трубы и вертикалью. Граница между пузырьковым или перемежающимися режимами и кольцевым (2—2) соответствует  $X \approx 2$ . Граница между расслоенным и волновым течением (3—3) описывается

в координатах  $K=f(X)$ , где  $K = \left[ \frac{\rho''(w_0'')^2}{\rho_0' - \rho_0''} g v' \cos \beta \right]^{0.5}$ . Границы

между пузырьковым и перемежающимися режимами (4—4) описываются в координатах  $T=f(X)$ , где  $T = [(dp/dz)' / (\rho' - \rho'') g \cos \beta]$ .

Режимы течений в пучках описывались в координатах  $\rho w$ — $x$ . Данные по ним крайне скудны, хотя характер кривых подобен тому,

который наблюдается в трубах. В заданном сечении пучка в разных ячейках могут наблюдаться разные режимы.

## 2.2. ИСТИННОЕ ОБЪЕМНОЕ ПАРСОДЕРЖАНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ ПАРОВОДЯНОЙ СМЕСИ В КАНАЛАХ

**Адиабатные течения (необогреваемые каналы).** Связь истинного объемного и массового паросодержания дается выражением

$$\varphi = \left[ 1 + s \frac{\rho''}{\rho'} \frac{(1-x)}{x} \right]^{-1}, \quad (2.17)$$

где  $s = w''/w'$  — коэффициент скольжения.

Для гомогенного потока по определению коэффициент скольжения является функцией многих параметров:  $s = s(p, \rho w, D, Re \dots)$ .

Для пароводяной смеси эмпирическая зависимость имеет вид

$$s = 1 + 13,5(1-\pi) Fr^{-5/12} Re^{-1/6}, \quad (2.18)$$

где  $\pi = p/p_{кр}$ ;  $Fr = (\rho w)^2 / g(\rho')^2 D$ ;  $Re = \rho w D / \mu'$ ;

$$D = \begin{cases} d & \text{при } 7d_\sigma < d < 22d_\sigma; \\ 22d_\sigma & \text{при } d > 22d_\sigma; \end{cases}$$

$d_\sigma = \sqrt{\sigma / g(\rho' - \rho'')}$  — определяющий размер;  $d$  — диаметр трубы;  $\sigma$  — коэффициент поверхностного натяжения.

В вертикальных трубах и кольцевых каналах при  $g(\rho' - \rho'') d^2 / \sigma < 50$  не отмечается влияния массовой скорости и геометрических размеров на величину коэффициента скольжения:

$$s \approx \pi^{-0,38}. \quad (2.19)$$

В размерном виде формула (2.18) для  $p > 1$  МПа

$$s = 1 + 2,5 d^{0,25} \rho' (1-\pi) (\rho w)^{-1}. \quad (2.20)$$

Здесь  $d$  — в м;  $\rho w$  — в  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $\rho'$  — в  $\text{кг}/\text{м}^3$ . Диапазон применения формул (2.18) — (2.20):  $p = 1 \div 22$  МПа;  $\rho w = 400 \div 3340 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

В наклонных трубах коэффициент скольжения рассчитывается по формуле

$$s_n = s K_\beta = s [1 + (1 - 5 \cdot 10^{-6} Re') (1 - \beta/90)], \quad (2.21)$$

где  $\beta$  — угол наклона трубы к горизонту, град;  $Re' = wd/v'$ . При  $Re' = 2 \cdot 10^5$   $K_\beta = 1$ .

Для адиабатного течения в вертикальных пучках стержней

$$s = 1 + 2,27(1-\pi)^2 (\rho'/\rho w)^{0,7}. \quad (2.22)$$

Последняя формула подтверждена для стержневых пучков с 3 и 19 стержнями:  $d_s = 6,7 \div 17,7$  мм;  $p = 2 \div 10$  МПа;  $\rho w = 100 \div 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ .

**Диабатные течения (обогреваемые каналы).** Характер зависимостей истинного паросодержания в обогреваемых каналах различен для четырех областей расходного паросодержания (рис. 2.4). В соответствии с результатами [9]:

для области I  $x < x_0$ ,  $\varphi = 0$ ;

для области II  $x_0 < x < 0$ ;

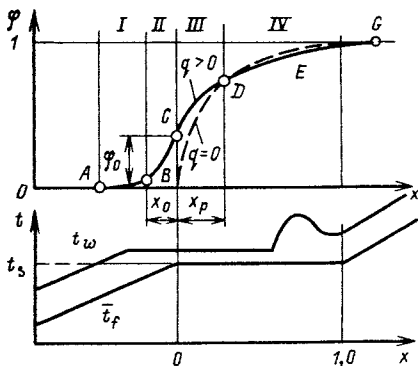


Рис. 2.4. Характер зависимостей  $\varphi$ ,  $t_w, t_f$  от  $x$  при течении пароводяной смеси в канале с подводом тепла

$$\varphi = \varphi_0 (1 - x/x_0)^{1,35}; \quad (2.23)$$

для области III  $0 < x < x_p$ ,

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{x}{x_p} (\varphi_p - \varphi_0); \quad (2.24)$$

для области IV  $x > x_p$ ,  $\varphi = \varphi_p$ .  
В формулах (2.23), (2.24)

$$\varphi_0 = 0,43 \text{Re}_1^{0,35} \text{Re}_2^{-0,15} \pi^{-0,225}; \quad (2.25)$$

$$x_0 = -0,49 \text{Re}_1^{0,7} \text{Re}_2^{-0,3} \pi^{0,15}; \quad (2.26)$$

$$\varphi_p = (1 + 0,333s)^{-1}; \quad (2.27)$$

$$x_p = (1 + 0,333\rho'/\rho'')^{-1}; \quad (2.28)$$

$$\text{Re}_1 = qd_\sigma / r\mu''; \quad \text{Re}_2 = (\rho w) d_\sigma / \mu'; \quad d_\sigma = \sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')}.$$

Величина  $s$  находится по формуле (2.22). В размерном виде формулы (2.25), (2.26) имеют вид

$$\varphi_0 = 1,17 q^{0,35} / p^{0,15} (\rho w)^{0,15}; \quad (2.29)$$

$$x_0 = -0,573 q^{0,7} (p/\rho w)^{0,3}. \quad (2.30)$$

Они справедливы для труб, кольцевых каналов и стержневых сборок с зазорами  $\delta > 2,9$  мм и зазорами между стержнями и обечайкой  $\delta_1 > 1,45$  мм. Для сборок с меньшими зазорами рекомендуются соотношения

$$\varphi_0 = 1,64 q^{0,35} / p^{0,15} (\rho w)^{0,15}; \quad (2.31)$$

$$x_0 = -1,72 q^{0,7} (p/\rho w)^{0,3} \quad (2.32)$$

(размерности в формулах см. ниже).

Граница квазиравновесного течения, т. е. течения, при котором  $\varphi$  в обогреваемой и необогреваемой трубах совпадают, наблюдается при  $x > x_p$ , где  $x_p = [1 + (\rho'/\rho'')(1 - \beta_p)]^{-1}$ ;  $\varphi_p = [1 + s(1 - \beta_{гр})/\beta_p]^{-1}$ ;  $\beta_p = 0,322 (q/r\rho w_0)^2$ .

Диапазон использования формул (2.23)—(2.32) и размерности в них  $p = 0,5 \div 10$  МПа;  $\rho w = 100 \div 3600$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q = 0,2 \div 2$  МВт/м<sup>2</sup>;  $d = 11,7 \div 34,3$  мм;  $\text{Re}_1 = 5 \cdot 10^3 \div 10^5$ ;  $\text{Re}_2 = 10^3 \div 6 \cdot 10^4$ ;  $\pi = 0,02 \div 0,44$ ;  $s_1 \geq (d+3)$  мм — шаг между стержнями;  $r$  — теплота испарения; комплекс  $q/r\rho w$  — безразмерная величина.

По рекомендации [11] для обогреваемых труб диаметром 5—20 мм коэффициент скольжения рассчитывают по формуле

$$s = 1 + (0,6 + 1,5\beta^2)(1 - \pi) \text{Fr}^{-0,25}, \quad (2.33)$$

где  $\text{Fr} = w_0^2/gd$ ;  $w_0 = \rho w/\rho'$  — скорость циркуляции.

Формула пригодна для  $p = 3 \div 15$  МПа;  $\rho w = 500 \div 4000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q = 0 \div q_{кр}$ .

Массовое расходное паросодержание потока определяется по формуле

$$x = (h - h' + \Delta h) / (r + \Delta h), \quad (2.34)$$

где  $\Delta h = (h + h' - 2h_0) \exp\left(-2 \frac{h - h_0}{h' - h_0}\right)$ ;  $h$  — средняя энтальпия потока в точке начала интенсивного роста ф. Дж/кг, определяемая из соотношения

$$(h' - h_0) \rho w / q = 7,5 (gd/r \rho'' v')^{0,08} (w_0 d/v')^{0,2}. \quad (2.35)$$

В соответствии с данными [10] при кипении воды с недогревом в трубах

$$dx/dz = (D_r - D_k) / G, \quad (2.36)$$

где  $D_r$ ,  $D_k$  — интенсивность генерации к конденсации пара:

$$D_r = \begin{cases} 0 & \text{при } x_6 \leq x_{r,k}; \\ (qP/r) \operatorname{th} 3,5 \frac{(1-x_6)}{x_{r,k}} & \text{при } x_6 > x_{r,k}; \end{cases} \quad (2.37)$$

$$D_k = -CGx_6\phi [1 + 5 \exp(-20\phi)]. \quad (2.38)$$

Здесь  $C = 17 \text{ м}^{-1}$  для труб;  $C = 40 \text{ м}^{-1}$  для узких кольцевых щелей при  $d_b/d_n > 0,9$ ;  $P$  — обогреваемый периметр канала, м;  $x_6 = (h - h')/r$  — относительная энтальпия воды;  $x_{r,k} = (h_{r,k} - h')/r$  — относительная энтальпия воды, при которой происходит переход от конвективного теплообмена к кипению;  $h_{r,k}$  — энтальпия воды, определяемая по температуре  $t_{r,k} = t_s - (q/\alpha)$ ;  $t_s$  — температура насыщения, К;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи для однофазного потока;  $q$  — плотность теплового потока.

Приведенные соотношения используются для расчета ф методом последовательных приближений. Задаваясь в первом приближении величиной ф, из (2.36), (2.38) находим  $x$ . Предполагая  $s = 1$ , находим  $\beta$ :

$$\beta = \left[ 1 + \frac{\rho''}{\rho'} \frac{1-x}{x} \right]^{-1}. \quad (2.39)$$

Затем вычисляем коэффициент скольжения

$$s = [1 + (0,6 + 1,5\beta^2)(1-\pi) \text{Fr}^{-0,25}] [1 - \exp(-20\beta)]^{0,5}. \quad (2.40)$$

Здесь  $\text{Fr} = w_0^2/gd$ ;  $w_0$  — скорость циркуляции.

Уточненное значение ф находят по формуле

$$\phi = \left[ 1 + s \frac{\rho''}{\rho'} \frac{1-x}{x} \right]^{-1}. \quad (2.41)$$

Далее цикл расчетов повторяется до тех пор, пока полученное значение ф не совпадает с заданным с необходимой точностью.

### 2.3. ГИДРАВЛИЧЕСКИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ

**Общие положения.** Полное сопротивление при течении двухфазной среды складывается из сопротивления трения, местных сопротивлений, потери давления от ускорения потока и нивелирного перепада давления:

$$\Delta p = \sum \Delta p_{\tau} + \sum \Delta p_{\text{м}} \pm \Delta p_{\text{уск}} \pm \Delta p_{\text{нив}}. \quad (2.42)$$

Нивелирный перепад давления рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{\text{нив}} = \sum h g \bar{\rho}. \quad (2.43)$$

где  $\bar{\rho}$  — средние действительные плотности среды на участках  $\bar{\rho} = \bar{\phi} \bar{\rho}'' + (1 - \bar{\phi}) \bar{\rho}$ ;  $\bar{\phi}$  — среднее истинное паросодержание, определяемое по формулам 2.2. Потеря давления от ускорения потока

$$\Delta p_{\text{уск}} = \frac{(\rho w)^2}{\rho'} \left( \frac{\rho''}{\rho'} - 1 \right) (x_{\text{к}} - x_{\text{н}}), \quad (2.44)$$

где  $x_{\text{к}}$ ,  $x_{\text{н}}$  — конечное и начальное паросодержания.

Местные сопротивления определяются по формуле

$$\Delta p_{\text{м}} = \Delta p_{\text{о.м}} [1 + x (\rho' / \rho'' - 1)], \quad (2.45)$$

где  $\Delta p_{\text{о.м}}$  — сопротивление однофазного потока при расходе жидкости, равном расходу двухфазной смеси.

**Гладкие круглые трубы.** Гидравлическое сопротивление трения гладких труб рассчитывается по формуле

$$\Delta p_{\tau} = \xi \frac{l}{d} \frac{(\rho w)^2}{2 \rho'} \left( 1 + \psi x \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right) = \xi \frac{l}{d} \frac{\rho' w_0^2}{2} \left( 1 + \psi x \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right), \quad (2.46)$$

где  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения однофазного потока (по формулам § 1.2) для течения равного количества жидкости;  $\psi$  — коэффициент, определяемый по рис. 2.5.

Для постоянного паросодержания при  $x < 0,7$   $\psi$  определяется по рис. 2.5, а и 2.6 независимо от того, обогревается труба или нет. При скоростях циркуляции, превышающих значения, приведенные на рис. 2.5, а,  $\psi$  определяется с помощью номограмм рис. 2.5, б и в раздельно для необогреваемых и обогреваемых труб, а также по рис. 2.6.

Если паросодержание изменяется по длине канала от  $x_{\text{н}}$  до  $x_{\text{к}}$ , то в формулу (2.46) подставляют средние значения паросодержания  $\bar{x}$  и коэффициента  $\bar{\psi}$ :

$$\bar{\psi} = (\psi_{\text{к}} x_{\text{к}} - \psi_{\text{н}} x_{\text{н}}) / (x_{\text{к}} - x_{\text{н}}). \quad (2.47)$$

Другой, более простой тип номограмм представлен на рис. 2.7 в виде зависимости  $\Delta p_{\tau} / \Delta p_0 = f(x)$  для заданных  $\rho w$ ,  $\rho$  и  $d \geq 17 \cdot 10^{-3}$  м.

Здесь  $\Delta p_0 = \xi \frac{l}{d} \frac{(\rho w)^2}{2 \rho'}$ ;  $\xi$  рассчитывается по формуле (1.10).

При диаметрах  $d < 17 \cdot 10^{-3}$  м наблюдается существенное влияние диаметра на значения относительных потерь. Особенно это проявляется в области дисперсно-кольцевого режима течения. Поэтому для  $d < 17 \cdot 10^{-3}$  м значения  $\Delta p_{\tau} / \Delta p_0$  из номограммы рис. 2.7 необходимо умножить на  $a = -f(d)x^2 + f(d)x + 1$ , где  $f(d) = 8,4 - 496d$  ( $d$  — диаметр трубы). При расчете необходимо учитывать, что при  $d > 17 \cdot 10^{-3}$  м и  $\rho > 17,7$  МПа  $a = 1$ .

*Влияние обогрева* на относительные потери давления может быть учтено формулой (2.46). Массовое паросодержание в этом случае представляется как среднее арифметическое на участке труб (рекомендуемый шаг  $\Delta x \approx 0,1$ ). Номограммы рис. 2.7 имеют точность  $\pm 25\%$  и позволяют определить относительные потери давления на трение при течении пароводяного потока в следующем интервале параметров:

$p=6,9 \div 22$  МПа;  $\rho w=500 \div 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q=0 \div 1,5$  МВт/м<sup>2</sup>;  $x=0 \div 1,0$ ;  $d=4 \cdot 10^{-3} \div 30 \cdot 10^{-3}$  м. При отсутствии номограмм (рис. 2.5—2.7) для оценок можно воспользоваться следующими соотношениями для адиабатического потока:

$$\Delta p_{\tau} = \Delta p_0 \frac{A(p)}{1-\varphi} \text{Fr}^{0,75/p}, \quad (2.48)$$

где  $\Delta p_0$  — сопротивление трения при движении в трубе однофазного потока равного количества жидкости;  $A(p) = 1,05 \cdot 10^{0,0149\rho'/p^2}$ ;  $\text{Fr} = w_0^2/gd$ .

Влияние теплового потока при двухфазном течении в обогреваемых трубах на  $\Delta p_{\tau}$  учитывается поправочным множителем

$$\Delta p_{\tau,об} = \Delta p_{\tau} [1 + 4,4 \cdot 10^{-3} (q/\rho w)^{0,7}], \quad (2.49)$$

где  $\Delta p_{\tau}$  рассчитывается по формулам (2.46) и (2.48);  $q$  — в Вт/м<sup>2</sup>;  $\rho w$  — в кг/(м<sup>2</sup>·с).

Гидравлическое сопротивление вертикальной равномерно обогреваемой трубы при поверхностном кипении и подъемном движении воды рассчитывается по формуле

$$\Delta p = \xi_{п.к} (l/d) (\rho w^2) / 2\rho'. \quad (2.50)$$

Здесь  $\Delta p = \Delta p_{\tau} + \Delta p_{уск} + \Delta p_{нив}$ ;  $\xi_{пк}$  — общий коэффициент гидравлического сопротивления при поверхностном кипении, определяемый из выражения

$$(\xi_{п.к}/\xi_0) - 1 = 3,09 \left( \frac{q}{r\rho w} \right)^{0,7} [7 + (1 + 48 \Delta h_{вых}/\Delta h_{н.к})^{0,5}] \pm 6\%, \quad (2.51)$$

где  $\xi_0$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения для однофазного потока;  $\Delta h_{вых}/\Delta h_{н.к} = (h' - h_{вых}) / (h' - h_{н.к})$ ;

$$\Delta h_{н.к} = 0,055 q^{1,15} (\rho w)^{-1} d^{0,3} (\rho''/\rho')^{0,2}. \quad (2.52)$$

Здесь  $\Delta h_{н.к}$  — [кДж/кг];  $q$  — [Вт/м<sup>2</sup>];  $d$  — [мм];  $\rho w$  — [кг/(м<sup>2</sup>·с)]. Диапазон применения формулы (2.51):  $q = 0,5 \div 5$  МВт/м<sup>2</sup>;  $\rho w = 1000 \div 11000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $p = 1 \div 20$  МПа;  $d = 2,89 \div 6,34$  мм.

Другим способом расчета  $\Delta h_{н.к}$  может быть определение его через недогрев  $\Delta t_{н.к} = t_s - t_{н.к}$ . В таком случае  $h_{н.к}$  определяется через  $t_{н.к}$ :

$$\Delta t_{н.к} = q (1/\alpha_x - 1/\alpha_0 + R), \quad (2.53)$$

где  $\alpha_x$  определяется по формулам § 4.2;  $\alpha_0$  определяется по формулам § 5.3;  $R$  — термическое сопротивление окисных пленок на стенке. При отсутствии их  $R=0$ ; для стенки из нержавеющей стали  $R \approx 10^{-5}$  м<sup>2</sup>·К/Вт; для стенки из углеродистой или ферритных сталей  $R \approx (6 \div 12) \cdot 10^{-5}$  м<sup>2</sup>·К/Вт.

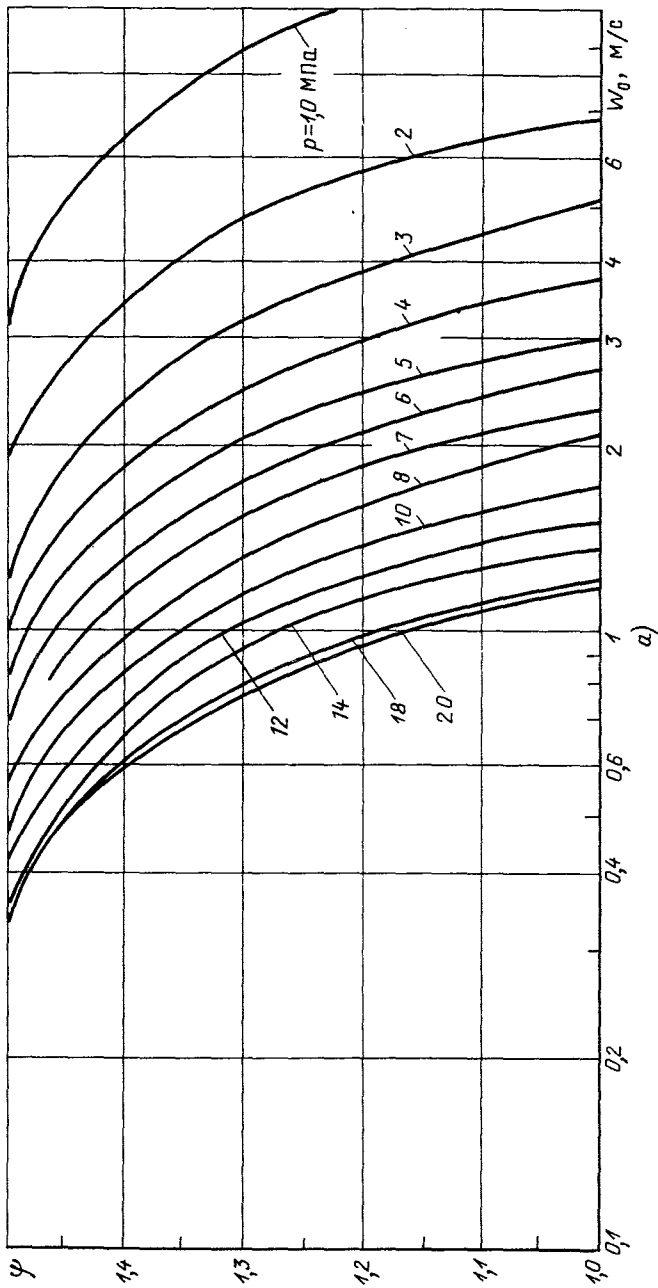
Для неравномерного обогрева

$$\Delta h_{н.к} = \Delta h_{н.к}^p k, \quad (2.54)$$

где  $\Delta h_{н.к}^p = h' - h_{н.к}$  для равномерного обогрева;  $k = 1 - 1,33 \left( \frac{dq}{dl} \frac{d_n}{q_{н.к}} \right)^{0,5}$

для возрастающего параболического или синусоидального распределения теплового потока;  $k = 0,2 (\rho w)^{0,2}$  для возрастающего линейного распределения теплового потока.

Гидравлическое сопротивление при движении пароводяной смеси в змеевиках рассчитывается по формуле





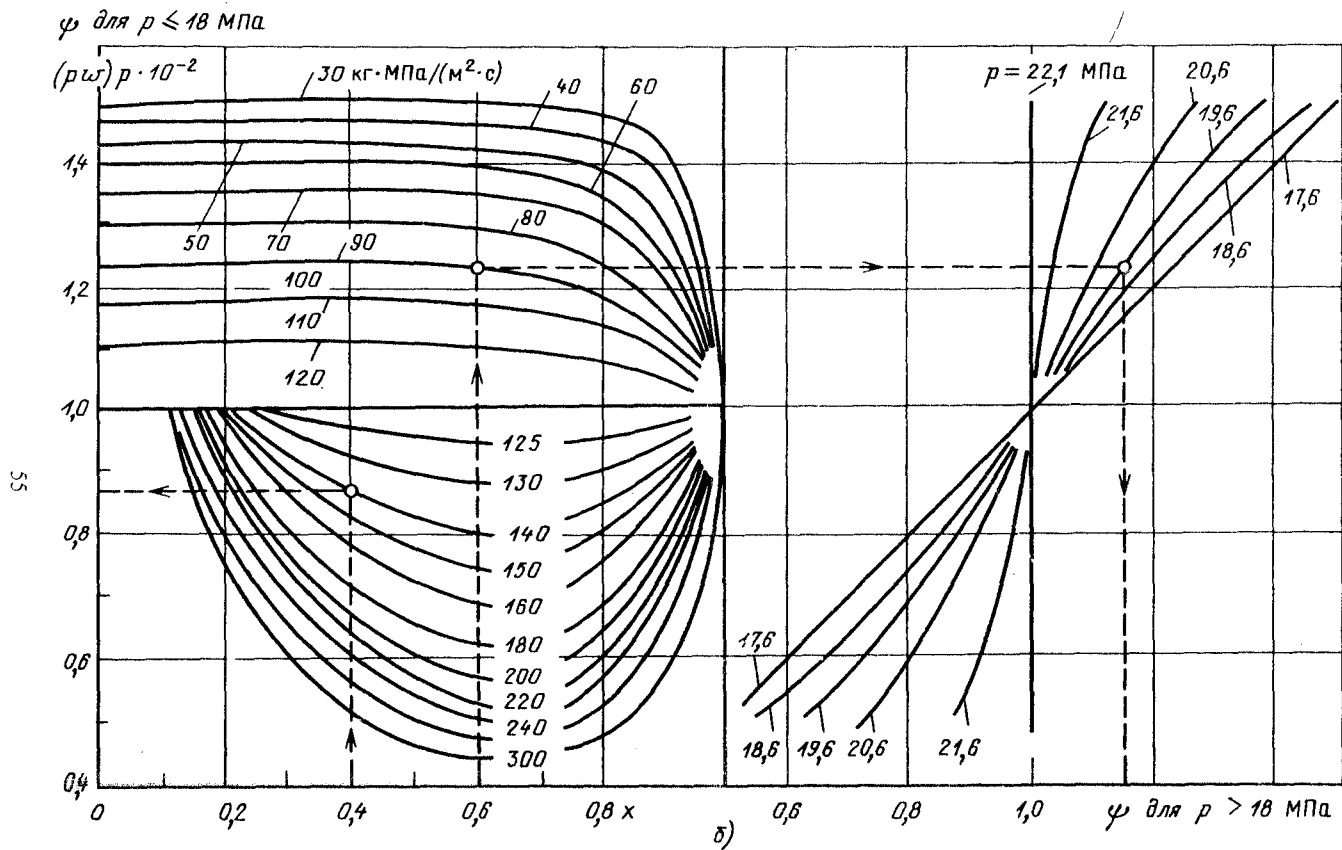


Рис. 2.5. Значения коэффициента  $\psi$  для  $x < 0,7$  и  $w_0 < 10$  м/с (а), для необогреваемых труб при  $w_0 > 10$  м/с (б), обогреваемых труб при  $w_0 > 10$  м/с (в)



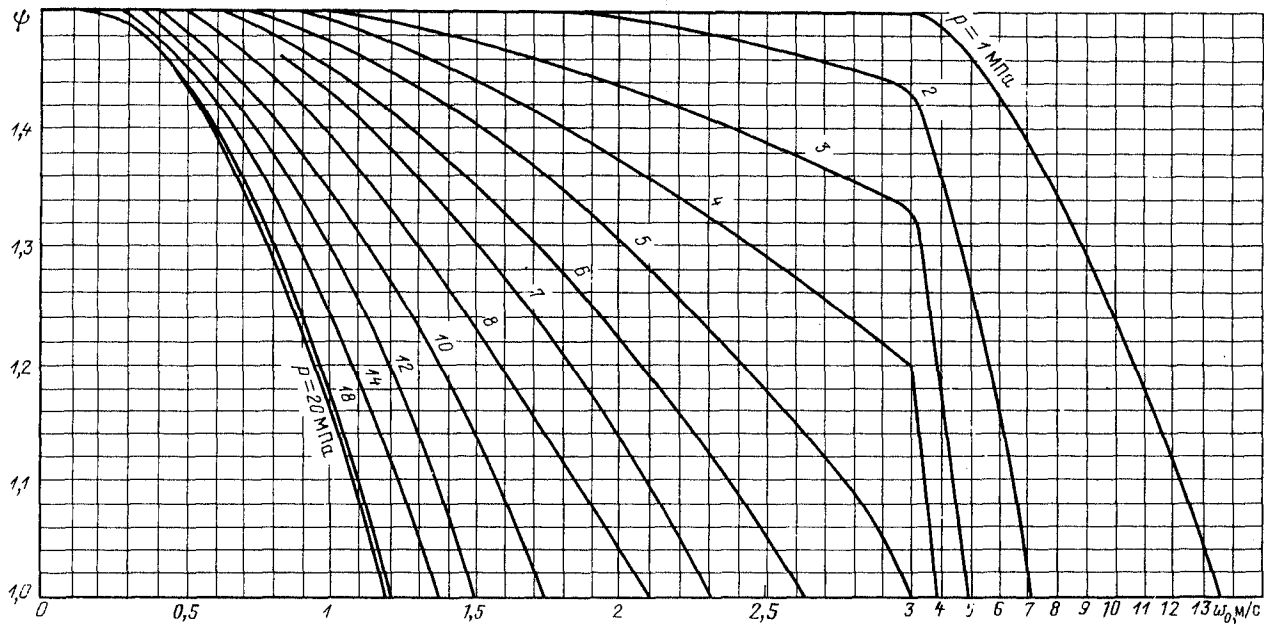


Рис. 2.6. Коэффициент  $\psi$  к формуле расчета потерь от трения для многократной циркуляции  $\chi \leq 0,7$ ;  $(\rho \nu \rho) \leq 1,2 \times 10^4$  МПа  $\cdot$  кг/(м<sup>2</sup>  $\cdot$  с)

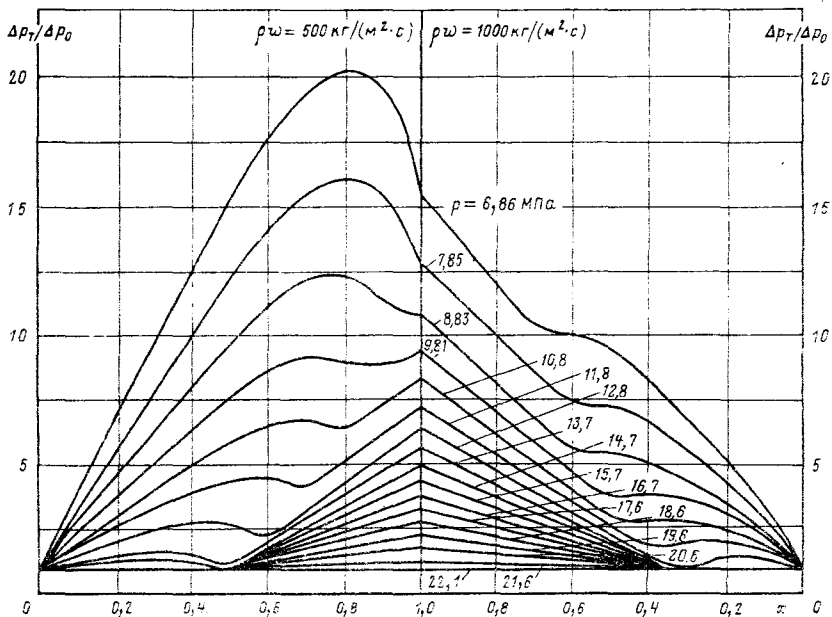


Рис. 2.7. Номограммы для определения относительных потерь давления на трение при подъемном течении пароводяного потока при различных массовых расходах теплоносителя

$$\Delta p = \Delta p_0 (1 + \varepsilon)^{-1}, \quad (2.55)$$

где  $\Delta p_0$  рассчитывается для прямой трубы по формуле (2.46) при  $\psi = 1$ :  
 $\varepsilon = A + B(\rho w)^{-1}$ ;  $A = -1 \cdot 10^{-2} p^2 + 0.243 p - 1.76$ ;  
 $B = 1.6 p^2 - 32.4 p + 1840$ .

Диапазон применения формулы:  $p = 6 \div 18$  МПа;  $\rho w = (1 \div 2.5) \cdot 10^3$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q = 0.1 \div 0.3$  МВт/м<sup>2</sup>.

**Трубы с внутренними ребрами.** Гидравлическое сопротивление парогенерирующих труб с внутренними ребрами (однозаходное сребрение) рассчитывается по формуле

$$\Delta p = \Delta p_0 \cdot 2.5 (h/d)^{0.33} (\lg T/d)^{-1.13}, \quad (2.56)$$

где  $\Delta p_0$  — гидравлическое сопротивление гладкой парогенерирующей трубы с той же шероховатостью, Па;  $T$  — шаг ребра, мм;  $h$  — высота ребра, мм.

Диапазон применения формулы:  $T/d = 1.5 \div 10.5$ ;  $h/d = 0.1 \div 10$ ;  
 $\beta = 0 \div 0.6$ ;  $\rho w = (1 \div 7) \cdot 10^3$  кг/(м<sup>2</sup>·с)

**Пучки стержней.** Гидравлическое сопротивление трения в пучках стержней при адиабатном течении пароводяной смеси рассчитывается по формуле

$$\Delta p = (\xi_0 + \xi_{см}) \frac{l \rho' w_0^2}{d_r^2}, \quad (2.57)$$

где  $\xi_0 = 0.02 \text{Re}^{-0.36}$ ; для  $\text{Re} \geq 10^5$   $\xi_0 = 0.018$ ;

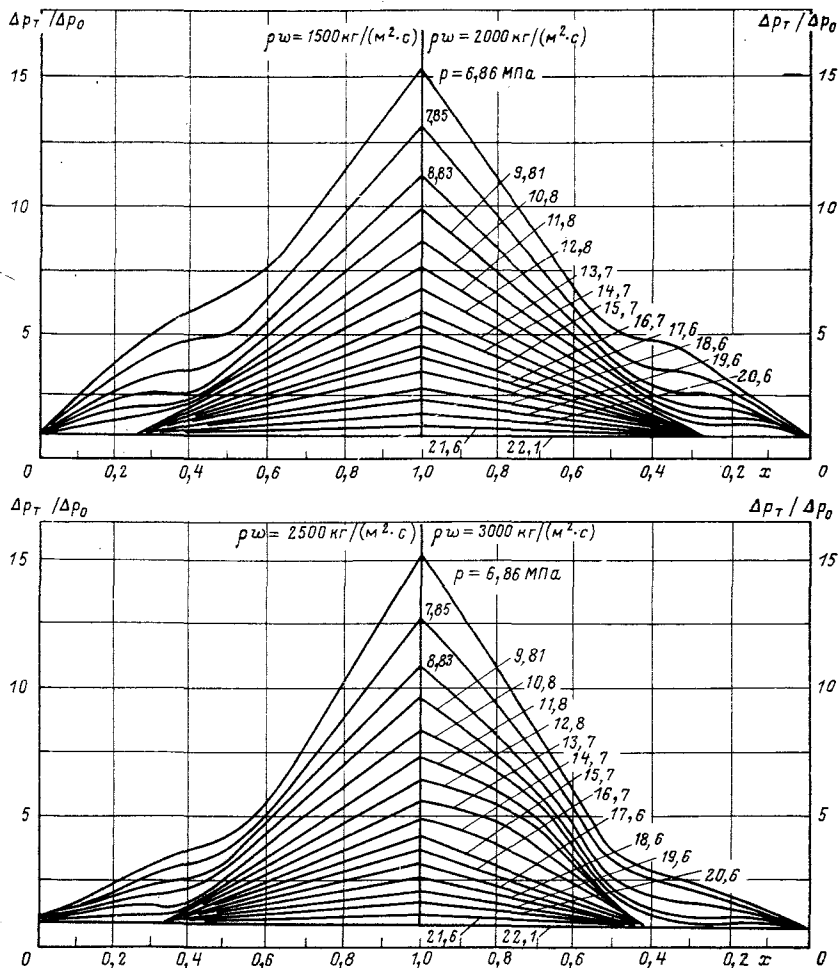


Рис. 2.7

$$\xi_{\text{см}} = f_1 f_2 f_3 f_4; \quad (2.58)$$

$$f_1 = 1,5s/d - 0,73;$$

$$f_2 = 0,025 + 1,7 \{1 - 10(p-1)[16,4 + 9,15(p-1)]^{-1}\};$$

$$f_3 = 3,1x(1+x)^{-1};$$

$$f_4 = w_0^{-0,6};$$

$w_0 = \rho w / \rho'$  — скорость циркуляции, м/с.

Эту зависимость можно использовать в следующем диапазоне параметров:  $s/d = 1,077 \div 1,308$ ;  $p = 1 \div 12$  МПа;  $x = 0 \div 0,9$ ;  $\rho w = 500 \div 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

Гидравлические потери, вызванные сопротивлением трения, при течении пароводяного потока теплоносителя в пучке стержней при

наличии тепловыделений определяются по гомогенной модели потока с поправкой на негомогенность [11]:

$$\Delta p_T = \xi_n \frac{l}{d_T} \frac{\rho' w_0^2}{2} \Psi \left[ 1 + x \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \right], \quad (2.59)$$

$$\text{где } \Psi = \left[ 1 + 0,57 \left( \frac{1}{0,2+k} - 5,2x^2 \right) x^{0,125} (1-x)^2 \right] [1 + x(\mu'/\mu'' - 1)]^{-0,2x};$$

$$k = \frac{w_0^2}{\sqrt{g d_T}} \frac{\rho''}{\rho'}; \quad \xi_n = \xi_T \eta;$$

$\xi_n$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения в пучке для однофазного потока;  $\xi_T$  — коэффициент гидравлического сопротивления трения для однофазного потока в трубе;  $\eta = (\eta_1 + \eta_2)/2$  — коэффициент, учитывающий неподобие пучка и трубы (берется среднее значение из [11, 13]);  $\eta_1 = 0,6 + 0,6(s/d - 1)^{0,2}$ ;  $\eta_2 = \left[ \frac{2\varepsilon}{(1-\varepsilon)^2} \left( \frac{\varepsilon}{2} - \frac{3}{2} - \frac{\ln \varepsilon}{1-\varepsilon} \right) \right]^{-0,25}$ ;  $\varepsilon = s_c/(f + s_c)$  — «плотность» пучка — доля площади канала, занятая твэлами;  $f$  — проходное сечение пучка;  $s_c$  — сечение пучка, занятое стержнями.

Для плотных пучков  $\varepsilon \rightarrow 1$ ;

$$\eta \approx \left\{ \frac{2}{3} \varepsilon \left[ 1 + \frac{3}{4}(1-\varepsilon) + \frac{3}{5}(1-\varepsilon)^2 + \dots \right] \right\}^{-0,25}$$

Для пучков с относительным шагом  $s/d > 1,2$ ;  $\eta = 0,92 + 0,17/\sqrt{\varepsilon}$ .  
**Местные сопротивления дроссельных шайб в пароводяном потоке.**

$$\Delta p = \Delta p_{\text{гом}} \{ 1,26(1-x) + [1 + (\rho'/\rho'' - 1)x]^{0,5} \}^2 \times \\ \times [1 + (\rho'/\rho'' - 1)x]^{-1}, \quad (2.60)$$

где  $\Delta p_{\text{гом}} = \xi [(\rho w)^2 / 2\rho'] [1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]$ ;  $\xi$  — коэффициент гидравлического сопротивления для однофазного потока (не зависящий от скорости).

Более детальный метод расчета сопротивления дроссельных шайб в двухфазном потоке изложен в [4, 7].

**Гидравлические сопротивления дистанционирующих решеток с интенсификаторами и без них.** Гидравлическое сопротивление дистанционирующих решеток в значительной мере определяется их конструкцией. Простейшими интенсификаторами являются отверстия различного диаметра в проходных ячейках решеток. В этом случае

$$\Delta p = \xi \frac{(\rho w)^2}{2\rho'} \left[ \frac{\rho' x^2}{\rho'' \varphi} + \frac{(1-x)^2}{1-\varphi} \right], \quad (2.61)$$

где  $\xi = \xi_{\text{кв}} + 3400 m^{-1,5} \text{Re}^{-1}$ ;  $\xi_{\text{кв}}$  — коэффициент сопротивления дистанционирующих решеток в области автомодельности (квадратичный закон):

$$\xi_{\text{кв}} = \left[ (1-m)/2m^2 \right] + \left[ (1/m) - 1 \right]^2 + \xi_p (h_p/d_p) m^{-2} - 0,036. \quad (2.62)$$

Здесь  $\xi_p = [1,74 - 2 \lg(3,5 \cdot 10^{-2}/d_p)]^{-2}$ ;  $d_p = 4f_p/P$  — гидравлический диаметр решетки;  $m = f_p/f_n$ ;  $f_n$  — проходное сечение пучка;  $f_p$  — проходное сечение решетки;  $h_p$  — высота решетки.

Влияние интенсификаторов учитывается через  $\xi_{\text{кв}}$ . При отсутствии интенсификаторов  $\xi_{\text{кв}}=0,5$ . В формулах (2.61), (2.62) параметры определяются следующим образом:

$$\text{Re} = \frac{\rho w' d_p}{\rho' v'}; \quad \text{при } \varphi < 0,7 \quad \varphi = \frac{w''_0}{w''_0 + w'_0 + \Delta w};$$

$$w''_0 = \frac{(\rho w')x}{\rho''}; \quad w'_0 = \frac{(\rho w')(1-x)}{\rho'};$$

$$w_{\text{см}} = w'_0 + w''_0 = \rho w' \left( \frac{x}{\rho''} + \frac{1-x}{\rho'} \right);$$

$$\Delta w = u_0 \psi [1 + 20 \text{We}^{0,75}];$$

$$\text{We} = w_{\text{см}} \mu' / \sigma;$$

$$\psi = 1,4 (\rho' / \rho'')^{0,2} \left( 1 - \frac{\rho''}{\rho'} \right)^5;$$

$$u_0 = 1,53 \left[ \frac{g \sigma (\rho' - \rho'')}{(\rho')^2} \right]^{0,25} \quad \text{при } \text{We} > 344;$$

$$u_0 = 0,35 \left[ \frac{g D (\rho' - \rho'')}{\rho'} \right]^{0,5} \quad \text{при } \text{We} < 344.$$

Формула (2.62) подтверждена опытными данными на различного типа решетках для РБМК в диапазоне  $p=2 \div 13$  МПа;  $\rho w' = 500 \div 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

## 2.4. НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДВУХФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

**Общие положения.** Неустойчивости потока обычно являются нежелательными для конструкций. Колебания расхода могут вызывать механические вибрации узлов и создают проблему контроля. Колебания расхода не только влияют на интенсивность теплообмена, но и могут вызывать преждевременное наступление кризиса теплообмена.

Особенно важно знать границы неустойчивости для реакторов и парогенераторов, чтобы предусмотреть защиту от неустойчивостей. В табл. 2.1 приведена классификация неустойчивостей, откуда видно многообразие механизмов, приводящих к неустойчивости двухфазного потока.

По результатам проявления неустойчивостей различают обтеконтурную и межканальную (локальную, межвитковую) неустойчивости.

Обтеконтурные пульсации возникают при изменении теплоподвода, расхода, а также давления. Причинами могут быть также нестабильная работа насоса и другие возмущения. Обтеконтурные пульсации прекращаются при устранении возмущений.

Межканальные пульсации (в обогреваемом канале) появляются в результате изменения какого-либо параметра в канале (витке) и самопроизвольно не затухают. Автоколебания расхода в отдельных трубах наблюдаются при общей устойчивой работе контура. При наличии нивелирной составляющей перепада давления и недогретой жидкости на входе в канал различают: 1) пульсации 1-го рода (первичные), которые возникают при  $x_{\text{вых}} \approx 0$ ; 2) пульсации 2-го рода (вторичные), для которых характерно большое паросодержание на выходе ( $x_{\text{вых}} > 0,3$ ); 3) аперiodическую неустойчивость.

Таблица 2.1. Классификация неустойчивостей

Класс	Тип	Механизм	Характеристика
1. Статические неустойчивости 1.1. Основные статические неустойчивости	1. Отклонения расхода от первоначальной (неустойчивость по Лединеггу) 2. Кризис кипения	$\left. \frac{\hat{c}(\Delta p)}{\hat{c}G} \right _{\text{внутр}} \leq \left. \frac{\hat{c}(\Delta p)}{\hat{c}G} \right _{\text{внеш}}$ Ухудшение теплообмена	Расход внезапно изменяется к новому стабильному значению Колебания расхода и повышение температуры стенки
1.2. Основная релаксационная неустойчивость	Неустойчивость переходного режима течения	Пузырьковый режим течения имеет меньшее паросодержание, но более высокое сопротивление, чем кольцевой режим	Циклическое изменение режима и расхода
1.3. Сложная релаксационная неустойчивость	Взрывы, гейзеры	Периодическое возобновление метастабильных условий	Периодический процесс перегрева и взрывного испарения с последующим выпуском пара и заполнением водой
2. Динамические неустойчивости 2.1. Основные динамические неустойчивости	1. Акустические колебания 2. Распространение волн плотности	Резонанс волн давления Эффекты запаздывания и обратной связи между расходами, плотностью и перепадом давления	Высокие частоты (10—100 Гц) связываются с временем распространения волн давления в системе Низкие частоты (1 Гц) связываются с временем перехода непрерывной волны
2.2. Сложные динамические неустойчивости	1. Температурные колебания 2. Неустойчивость кипящих реакторов 3. Неустойчивость параллельных каналов	Взаимозависимость переменной интенсивности теплоотдачи и динамики потока Взаимозависимость паросодержания, расхода, интенсивности теплообмена и реактивности Взаимодействие малого числа параллельных каналов	Появление пленочного кипения Важно только для малых постоянных времени при низких давлениях Различные формы перераспределения потока
2.3. Сложная динамическая неустойчивость	Колебания перепада давления	Динамическое взаимодействие между	Периодические процессы очень



Класс	Тип	Механизм	Характеристика
тойчивость как вторичное явление		объемом канала и сжимаемым объемом вне канала, вызванное нарушением расхода	низкой частоты (0,1 Гц)

Для пульсаций 1-го рода характерны на выходе периодические выбросы недогретой воды, температура стенки изменяется незначительно. В зоне пульсаций 2-го рода температура стенки изменяется пилообразно и носит кризисный характер.

Границы возникновения колебаний определяются конструкцией, характером тепловыделения и четырьмя параметрами:  $Q, p, \rho w, t_{\text{вых}}$ . Для постоянного общего тепловыделения и давления можно построить диаграмму  $t_{\text{вых}} = f(\rho w)$ , на которой обозначить границы неустойчивых режимов (рис. 2.8).

Повышение массовой скорости приводит в этой диаграмме к сужению зон пульсаций, а затем к исчезновению их при  $(\rho w)_{\text{гр}}$ . При увеличении мощности канала или при снижении давления  $(\rho w)_{\text{гр}}$  возрастают.

Причинами неустойчивостей являются и многозначные гидродинамические характеристики  $\Delta p = f(G)$ , которые характерны для контуров, имеющих испарительный и экономайзерный участки. В этом случае один и тот же перепад давления может реализовываться при разных расходах теплоносителя, т. е. при разных паросодержаниях на выходе (рис. 2.9, кривая 1).

Условие гидродинамической стабильности парогенерирующей трубы можно выразить через режимные параметры и свойства:

$$(\Delta h_s / r)(\rho' / \rho'' - 1) \leq B. \quad (2.63)$$

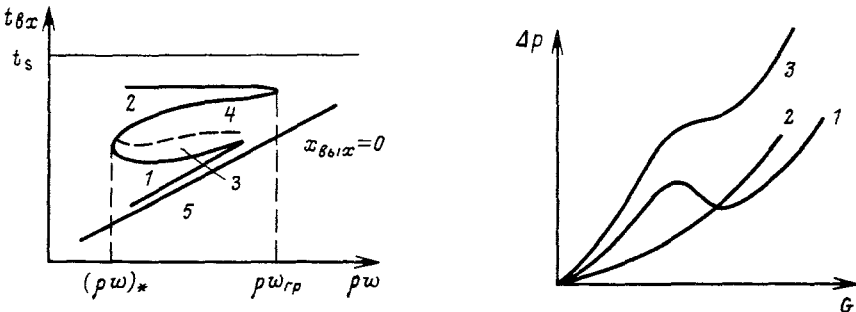


Рис. 2.8. Границы неустойчивых режимов:

1—область пульсаций 1-го рода; 2—то же пульсаций 2-го рода; 3—то же аperiodической неустойчивости; 4—то же устойчивых режимов двухфазного потока; 5—то же устойчивых режимов (однофазная среда)

Рис. 2.9. Гидродинамические характеристики парогенерирующей трубы:

1—сопротивление трубы; 2—сопротивление дроссельной шайбы; 3—суммарное сопротивление трубы и шайбы

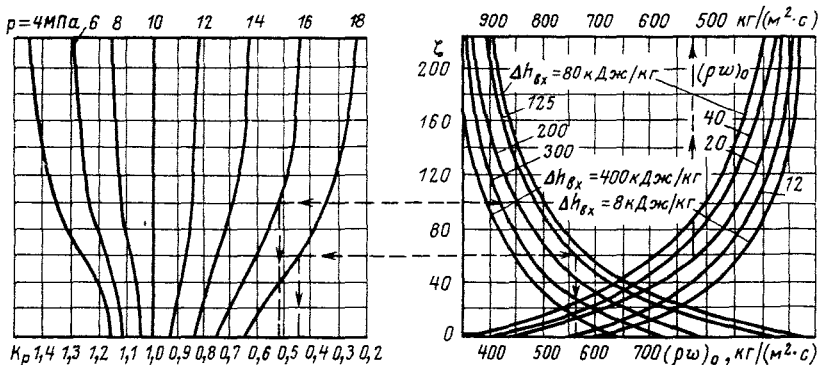


Рис. 2.10. К определению граничной массовой скорости в горизонтальном змеевике

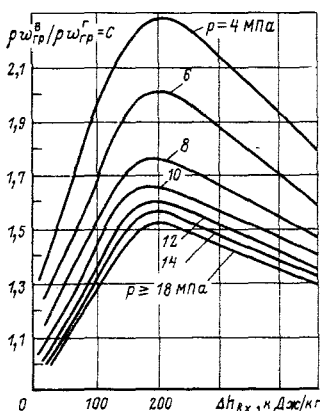


Рис. 2.11. Коэффициент для расчета граничных скоростей в вертикальных змеевиках

При  $B \approx 7,5$  гидродинамическая характеристика всегда однозначна, но она может иметь пологий участок, что нежелательно, так как небольшое различие в коэффициентах гидродинамического сопротивления может привести к разным расходам по отдельным трубам. При  $B \leq 5$  обеспечивается условие гидродинамической стабильности. Если это условие не выполняется, то применяется шайбование труб на выходе. Коэффициент гидродинамического сопротивления шайбы, установка которой обеспечивает однофазную и достаточно крутую гидродинамическую характеристику, находится по формуле

$$\xi_{ш} = \left( \xi \frac{l}{d} + \sum \xi_{м} \right) \left[ 0,4 \left( \frac{\rho'}{\rho''} - 1 \right) \left( \frac{\Delta h_3}{r} - 1 \right) \right]. \quad (2.64)$$

Диаметр цилиндрической дроссельной шайбы ориентировочно можно рассчитать по формуле

$$d_{ш} = d(1,5/\xi_{ш})^{0,25}. \quad (2.65)$$

**Расчет границ неустойчивости в трубах.** Согласно нормативному методу гидравлического расчета котельных агрегатов появление

пульсаций исключается, если массовая скорость больше некоторого граничного значения:

$$(\rho w) < (\rho w)_{гр}. \quad (2.66)$$

Для горизонтальных труб это значение предлагается [3] определять по формуле

$$(\rho w)_{гр} = 4,63 \cdot 10^{-3} A \bar{q} l / d, \quad (2.67)$$

где  $\bar{q}$  — средний тепловой поток, МВт/м<sup>2</sup>;  $l$ ,  $d$  — длина и диаметр трубы, м;  $A = (\rho w)_0 K_p$ , кг/(м<sup>2</sup>·с);  $(\rho w)_0$  и  $K_p$  определяются по номограмме рис. 2.10 в зависимости от давления, недогрева на входе ( $\Delta h_{вх}$ ) и коэффициента гидравлического сопротивления начального необогреваемого участка, включая сопротивление входа и дроссельные шайбы ( $\xi_{ш}$ ).

Для вертикальных труб граничная массовая скорость определяется по формуле

$$(\rho w)_{гр}^a = C (\rho w)_{гр}, \quad (2.68)$$

где  $(\rho w)_{гр}$  — граничная массовая скорость для горизонтальных труб, определяемая по формуле (2.67), кг/(м<sup>2</sup>·с);  $C$  — коэффициент, зависящий от недогрева на входе ( $\Delta h_{вх}$ ) и давления ( $p$ ). Этот коэффициент определяется по рис. 2.11.

Если принятая в конструкции массовая скорость оказывается меньше граничной, определяемой по соотношениям (2.67) или (2.68), то во избежание пульсаций необходимо увеличить гидравлическое сопротивление путем установки дроссельных шайб на входе. Необходимое значение дросселирования определяется неравенством (2.63).

Согласно нормативному методу гидравлического расчета котельных агрегатов при сверхкритических давлениях межвитковые пульсации могут появляться при энтальпии среды на входе в элемент  $h_{вх} < 1,7$  МДж/кг и приращениях энтальпии в нем более 1,5 МДж/кг. Гидродинамическая характеристика для закритических давлений получается однозначной при  $h_{вх} > 2,3$  МДж/кг.

## Глава 3

# ТЕЧЕНИЕ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ С СИЛЬНО ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ СВОЙСТВАМИ

### 3.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Методы расчета гидродинамики и теплообмена, изложенные в гл. 1 и 2, справедливы, когда свойства теплоносителей изменяются в условиях работы рассматриваемого реактора, теплообменника или любого другого теплообменного оборудования ЯЭУ настолько незначительно, что этим изменением можно пренебречь. Условия охлаждения некоторых типов ядерных реакторов могут быть таковы, что теплофизические свойства сильно изменяются с температурой и давлением, и эту зависимость следует учитывать. К таким случаям относятся

использование газов при высоких температурах, использование воды и водяного пара—особенно в околокритической области (а также других кипящих теплоносителей при околокритических параметрах), использование газов, способных диссоциировать и рекомбинировать при рабочих температурах, использование жидкостей с сильно изменяющейся вязкостью.

Современная техника идет по пути использования высоких плотностей тепловых потоков, при которых наблюдаются существенные изменения температуры по сечению движущейся жидкости и вдоль каналов. Изменение температуры обуславливает изменение вязкости, теплопроводности, теплоемкости, плотности и других свойств теплоносителя. Это, в свою очередь, является причиной деформации профиля массовой скорости потока жидкости по сравнению с изотермическим течением, когда основные гидродинамические характеристики поддаются описанию в обобщающих критериях.

Особенно сильное влияние оказывает изменение по сечению плотности жидкости. В этом случае наблюдаются два основных режима течения: вязкостно-инерционный и вязкостно-инерционно-гравитационный. Первый режим имеет место при относительно малых значениях числа Грасгофа; второй характеризуется существенным влиянием термогравитационных сил при больших числах Грасгофа. Для разных веществ и даже для одного вещества в разных областях температуры и давления характер изменения физических свойств различен. Единого подхода для учета неизотермичности пока не существует. Поэтому следует пользоваться частными рекомендациями в основном экспериментального происхождения для каждого конкретного случая из указанных выше.

### 3.2. ГИДРАВЛИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ ПРИ ТЕЧЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ С СИЛЬНО ИЗМЕНЯЮЩИМИСЯ СВОЙСТВАМИ

**Газы при больших разностях температур.** Изменение физических свойств в зависимости от температуры можно выразить степенными соотношениями вида

$$\lambda/\lambda_0 = (T/T_0)^{n_\lambda}; \quad c_p/c_{p0} = (T/T_0)^{n_c}; \quad \mu/\mu_0 = (T/T_0)^{n_\mu}, \quad (3.1)$$

где показатели  $n_\lambda$ ,  $n_c$ ,  $n_\mu$  зависят от вида газа и интервала температур ( $\lambda_0$ ,  $c_{p0}$ ,  $\mu_0$  соответствуют температуре  $T_0$ ). Метод подобия дает следующую функцию для коэффициента сопротивления трения:  $\xi = f(\text{Re}, \text{Pr}, \Theta_w, Q, x/d, n_\lambda, n_c, n_\mu)$ , где  $\Theta_w = T_w/T_0$ —безразмерная температура (температурный фактор);  $T_0$ —температура газа на входе (масштаб температуры);  $Q$ —безразмерная плотность теплового потока.

В задаче о теплообмене при  $T_w = \text{const}$   $\Theta_w$ —заданная величина, а при  $q = \text{const}$ —искомая переменная (функция относительной длины  $x/d$ ).

Для турбулентного течения газа в условиях больших температурных напоров коэффициент сопротивления трения при нагревании газа рассчитывается по формуле Кутателадзе—Леонтьева:

$$\xi/\xi_{из} = [2/(\sqrt{\Theta} + 1)]^2. \quad (3.2)$$

При этом  $Re = 10^5 - 6 \cdot 10^6$ ;  $\Theta = T_w / \bar{T} = 1 \div 3$ ;  $T_w, \bar{T}$  — температура стенки и среднemasсовая температура газа;  $\xi_{из}$  — коэффициент сопротивления трения при изотермическом течении. Физические свойства при расчете  $\xi_{из}$  выбираются при среднemasсовой температуре.

Для случая охлаждения газа ( $\Theta < 1$ ) можно пользоваться обычными соотношениями, которые приведены в гл. 1 для расчета сопротивления при постоянных свойствах, при этом свойства выбираются при среднemasсовой температуре газа.

Для двухатомных газов

$$\xi / \xi_{из} = \Theta^n \pm 10\%, \quad (3.3)$$

где  $n = 0,54 - 0,168 \ln(x/d)$ ; — относительная длина трубы. При охлаждении газа ( $\Theta = 0,5 \div 1,0$ )  $n \approx 0$ . По другим данным

$$\xi / \xi_{из} = 1,27 - 0,27\Theta. \quad (3.4)$$

Соотношения (3.3) и (3.4) справедливы при  $Re = 1,5 \cdot 10^4 \div 6,5 \cdot 10^5$ .

**Жидкости с сильно изменяющейся вязкостью.** При турбулентном течении в круглой гладкой трубе в случае охлаждения жидкости ( $\mu_w / \mu_f = 1 \div 2$ )

$$\xi / \xi_{из} = (\mu_w / \mu_f)^{0,24}. \quad (3.5)$$

В случае нагревания жидкости ( $\mu_w / \mu_f = 0,3 \div 1$ )

$$\xi / \xi_{из} = \frac{1}{6} \left( 7 - \frac{\mu_f}{\mu_w} \right), \quad (3.6)$$

или

$$\xi / \xi_{из} = 1 - 0,5(1 + M)^n \lg(1 + M), \quad (3.7)$$

где  $M = (\mu_f / \mu_w - 1)(\mu_f / \mu_w)^{0,17}$ ;  $n = 0,17 - 2 \cdot 10^{-6} Re + 1800 Re^{-1}$ .

Соотношения (3.5) — (3.7) справедливы при  $Re = 10^4 \div 3 \cdot 10^5$ ;  $Pr = 1,3 \div 10$ ;  $l/d > 40$ .

**Течение теплоносителей при околокритических параметрах.** При изотермическом стабилизированном турбулентном течении коэффициент сопротивления трения не имеет каких-либо аномальных особенностей по сравнению с обычными закономерностями турбулентного трения в гладких трубах и может вычисляться по формуле

$$\xi_{из} = [1,82 \lg Re - 1,64]^{-2} = [1,82 \lg(Re/8)]^{-2}. \quad (3.8)$$

Формула подтверждена для  $\pi = p/p_k = 1,016 \div 1,22$ ;  $Re = 8 \cdot 10^4 \div 1,5 \cdot 10^6$ . Коэффициент сопротивления трения в обогреваемой трубе в режимах как нормальной, так и ухудшенной теплоотдачи определяется по формуле

$$\xi / \xi_{из} = (\rho_w / \rho_f)^{0,4}. \quad (3.9)$$

При этом плотность желательно определять по  $p - v - h$ -зависимости вещества,  $\xi_{из}$  — по зависимости (3.8),  $\rho_w$  принимается по температуре стенки.

Ухудшение теплообмена с ростом тепловой нагрузки при сверхкритических давлениях происходит в условиях существенного снижения трения на стенке и повышенного ускорения потока по сравнению с изотермическим течением.

Для расчета коэффициентов сопротивления трения при течении в сборках цилиндрических твэлов и других некруглых каналов

рекомендуется использовать соотношения, полученные для течения газов. Свойства теплоносителя выбираются при температуре стенки  $t_w$ .

**Диссоциирующие газы (водород, четырехокись азота).** Гидравлические сопротивления при турбулентном течении диссоциирующего газа удовлетворительно описываются имеющимися рекомендациями для инертных газов с введением поправок на изменение свойств по сечению потока.

Коэффициент сопротивления трения при турбулентном течении в трубе рассчитывается по формуле

$$\frac{\xi}{\xi_{0w}} = \frac{\rho_w}{\rho_f} \left[ \kappa \frac{\mu_f}{\mu_w} + (1 - \kappa) \left( \frac{\rho_f}{\rho_w} \right)^{0.5} \right] \pm 8\%, \quad (3.10)$$

где

$$\begin{aligned} \xi_{0w} &= (1,82 \lg Re_w - 1,64)^{-2}; \\ \kappa &= A Re_w^{-n}. \end{aligned} \quad (3.11)$$

Значения коэффициентов  $A$ ,  $n$  и диапазон применения формулы для водорода и четырехокси азота приводятся ниже:

	Водород	Четырехокись азота
$A$ .....	1,01	1,06
$n$ .....	0,06	0,09
$Re_w$ .....	$1,3 \cdot 10^4 - 8,7 \cdot 10^5$	$1,2 \cdot 10^4 - 9,9 \cdot 10^5$
$\rho_f/\rho_w$ .....	1-2,8	1-5,2
$\mu_f/\mu_w$ .....	0,57-1,0	0,45-1,0
$Pr_w$ .....	0,49-0,66	0,6-1

# Раздел второй

## ТЕПЛОТДАЧА

### Глава 4

## ТЕПЛОТДАЧА К НЕКИПАЮЩЕЙ ВОДЕ, ГАЗАМ ( $Pr \geq 1$ )

### 4.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Течение теплоносителей в активной зоне ядерных реакторов, теплообменников, парогенераторов практически всегда носит турбулентный характер. Поэтому ниже рассматривается теплообмен лишь при турбулентном течении жидкостей и газов в каналах различной формы, а также теплообмен при продольном и поперечном обтекании пучком труб или других поверхностей. Разбираются случаи вынужденной, свободной и смешанной конвекции. Интенсивность конвективной теплоотдачи жидкостей и газов при турбулентном течении определяется коэффициентом теплоотдачи, который, как правило, относится к разнице температур поверхности и средней температуры среды.

Коэффициент теплоотдачи определяется из числа Нуссельта:  $\alpha = Nu \lambda / d_r$ , где  $d_r$  — определяющий размер (обычно гидравлический диаметр канала), м.

Теплофизические характеристики относятся (если это не оговаривается особо) к средней массовой температуре потока в данном сечении. При вычислении среднего по длине коэффициента теплоотдачи свойства относят к средней температуре потока  $t_f = (t_{вх} + t_{вых})/2$ .

### 4.2. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛОТДАЧИ В КАНАЛАХ ПРОСТОЙ ФОРМЫ

**Гладкие круглые трубы.** Локальное число Нуссельта при турбулентном течении в гладких круглых трубах рассчитывается по формуле

$$Nu_{fd} = \frac{(\xi/8) Re_f Pr_f C_t}{k + 4,5 \sqrt{\xi} (Pr_f^{2/3} - 1)} \pm 10\%, \quad (4.1)$$

где  $k = 1 + 900/Re$ ;  $\xi = (1,82 \lg Re - 1,64)^{-2}$ ;  $C_t$  — поправка на неизотермичность потока.

Для капельных жидкостей при  $\mu_w/\mu_t = 0,08 \div 40$   $C_t = (\mu_f/\mu_w)^n$ , где  $n = 0,11$  при нагревании жидкости,  $n = 0,25$  при охлаждении.

Для газов  $C_t = (T_w/T_f)^m$ . При нагревании  $m = 0$ , при охлаждении  $m = -(0,3 \lg T_w/T_f + 0,36)$ , где  $T_w$ ,  $T_f$  — температура поверхности и средняя по теплосодержанию температура потока.

Диапазон применения формулы (4.1):  $Pr = 0,1 \div 200$ ;  $Re = 4 \cdot 10^3 \div 5 \times 10^6$ , при этом точность  $\pm 5\%$ , при  $Pr = 0,1 \div 2000$  и  $Re = 4 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^6$  точность  $\pm 10\%$ .

По формуле (4.1) вычисляется также средний коэффициент теплоотдачи для труб с относительной длиной  $(x/d) > 50$ . Для более узкого диапазона  $Re = 10^4 \div 10^6$  и  $Pr = 0,7 \div 2$  число Нуссельта может быть определено по формуле

$$Nu_{fd} = 0,023 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,4} C_f. \quad (4.2)$$

Для нахождения коэффициента теплоотдачи в термическом начальном участке трубы коэффициент теплоотдачи должен быть умножен на поправочный коэффициент

$$C_x = 1 + 0,48(d/x)^{0,25} (1 + 3600/Re \sqrt{x/d}) \exp(-0,17x/d). \quad (4.3)$$

Это соотношение пригодно для  $x/d \geq 0,6$ ;  $Re = 4 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$ ;  $Pr = 0,7 \div 1,0$ .

Для  $Pr \approx 0,7$ ,  $Re = 3 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$  и  $x/d > 2$

$$C_x = 1 + (0,8 + 5,6 \cdot 10^4 Re^{-3,2}) d/x \pm 5\%. \quad (4.4)$$

При больших значениях чисел Прандтля ( $Pr = 5 \div 10$ ) и  $Re = 5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$  для  $x/d > 1$

$$C_x \approx 1 + 0,5d/x. \quad (4.5)$$

Длины начальных термических участков могут быть оценены по приближенным уравнениям для  $Pr = 0,7 \div 10$ :

$$l/d \approx 4,5 \cdot 10^5 Re^{-1} \text{ для } Re = 10^4 \div 5 \cdot 10^4; \quad (4.6)$$

$$l/d \approx 0,6 Re^{0,25} \text{ для } Re = 5 \cdot 10^4 \div 1,2 \cdot 10^5. \quad (4.7)$$

**Шероховатые круглые трубы.** Шероховатость труб увеличивает интенсивность теплоотдачи. Число Нуссельта рассчитывается в этом случае по формуле

$$\bar{Nu}_{fd} = 0,022 Re_{fd}^{0,8} Pr_f^{0,47} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} C_m, \quad (4.8)$$

где  $C_m$  — поправка на влияние шероховатости:  $C_m = \exp[11/(s/\delta)]$  при  $s/\delta > 13$ ;  $C_m = \exp(0,065s/\delta)$  при  $s/\delta < 13$ , где  $s$  — расстояние между выступами шероховатости;  $\delta$  — высота выступов.

Формула (4.8) справедлива для  $s/\delta > 8$ ;  $Re = 5 \cdot 10^3 \div 10^5$ ;  $Pr = 1 \div 80$ .

Влияние различных искусственных шероховатостей и ребер на теплоотдачу подробно рассмотрено в [5, 6, 10, 12].

**Изогнутые трубы (змеевики).** При турбулентном течении в изогнутых трубах (змеевиках) вследствие закрутки потока за счет вторичных течений увеличивается перемешивание и коэффициенты теплоотдачи выше, чем в прямых трубах. Переход ламинарного течения в турбулентное в изогнутых трубах происходит при  $Re_{кр} = 2 \cdot 10^4 (d/D)^{0,32}$ .

Отношение чисел Нуссельта для одинаковых чисел  $Re$  и  $Pr$  в изогнутых и прямых трубах дается функцией  $Nu/Nu_0 = f[Re(d/D), Pr]$ . Поскольку зависимость от  $Re$  и  $Pr$  довольно слабая, то приближенно можно принять

$$Nu/Nu_0 \approx 1 + 3,5d/D. \quad (4.9)$$

Более точные зависимости имеют следующий вид.

При течи газом ( $Pr \sim 1$ ) в криволинейных каналах число Нуссельта рассчитывается по формуле

$$Nu_f = 0,038 Re_f^{0,8} \frac{Pr_f}{Pr_f^{2/3} - 0,074} (d/D)^{0,1} \left\{ 1 + \frac{0,098}{[Re(d/D)^2]^{0,2}} \right\}. \quad (4.10)$$



Эта формула проверена до отношения диаметров  $D/d=40$ .

При течении жидкостей ( $Pr > 1$ )

$$Nu_f = 0,0244 Re_f^{5/6} Pr_f^{0,4} (d/D)^{1/12} \left\{ 1 + \frac{0,061}{[Re_f (d/D)^{2,5}]^{1/6}} \right\}. \quad (4.10a)$$

Другое обобщение данных по теплоотдаче в криволинейных каналах, справедливое в диапазоне  $Re(d/D)^2 = 0,6 \div 700$ , имеет вид

$$Nu_f = 0,0266 [Re_f^{0,85} (d/D)^{0,15} + 0,225 (d/D)^{1,55}] Pr_f^{0,4}. \quad (4.11)$$

Учет влияния шага змеевика  $s$  на коэффициент теплоотдачи производится с помощью поправки  $\epsilon_s = Nu_s / Nu_{s=0}$ , величина которой для турбулентного течения рассчитывается по формулам

$$\epsilon_s = \begin{cases} [1 + (s/\pi D)^2]^{-0,05} & \text{при } Re_f (d/D)^2 < 20; \\ [1 + (s/\pi D)^2]^{-0,15} & \text{при } Re_f (d/D)^2 > 20. \end{cases} \quad (4.12)$$

**Кольцевые каналы.** В кольцевых концентрических каналах, образованных цилиндрическими поверхностями ( $d_2 > d_1$ ), теплообмен может осуществляться с одной стороны ( $Nu'_1, Nu'_2$ ) или с двух сторон ( $Nu''_1, Nu''_2$ ).

При нагреве или охлаждении теплоносителя только через одну поверхность кольцевого зазора числа Нуссельта рассчитываются по формулам

$$Nu'_1 = Nu_0 [1 - 0,45 / (Pr + 2,4)] (d_2/d_1)^n; \quad (4.13)$$

$$Nu'_2 = Nu_0 \left[ 1 - \frac{0,45}{Pr + 2,4} \right] \left( \frac{d_1}{d_2} \right)^{0,6}, \quad (4.14)$$

где  $n = 0,16 Pr^{-0,15}$ ;  $Nu_0$  — число Нуссельта для круглой трубы.

Формулы пригодны для следующего диапазона:  $d_1/d_2 = 0,03 \div 1,0$ ;  $Pr = 0,7 \div 100$ ;  $Re = 10^4 \div 10^6$ . Они пригодны также и для плоского канала ( $d_2/d_1 = 1$ ). Все числа Нуссельта  $Nu'_1, Nu'_2$  и  $Nu_0$  рассчитывают по гидравлическому диаметру кольцевого канала ( $d_r = d_2 - d_1$ ).

Для двустороннего обогрева влияние разной тепловой нагрузки на поверхностях кольцевого канала учитывается формулами

$$Nu''_1 = Nu'_1 [1 + (q_2/q_1)\theta_1 Nu'_1]^{-1}; \quad (4.15)$$

$$Nu''_2 = Nu'_2 [1 + (q_1/q_2)\theta_2 Nu'_2]^{-1}, \quad (4.16)$$

где  $Nu'_1, Nu'_2$  — числа Нуссельта для одностороннего обогрева, рассчитываемые по формулам (4.13), (4.14);  $q_1, q_2$  — удельные тепловые потоки на внутренней и наружной поверхностях;  $\theta_1, \theta_2$  — коэффициенты, определяемые по формулам  $\theta_1 = 22 [0,27(d_1/d_2)^2 - 1] Re^{-0,87} \times Pr^{-1,05}$ ;  $\theta_2 = \theta_1 d_1/d_2$ .

Числа Нуссельта при турбулентном течении в кольцевом канале при  $q_1 = q_2$  рассчитывают по формуле

$$Nu''_1 = Nu''_2 \approx 0,95 Nu_0. \quad (4.17)$$

Теплообмен в кольцевых каналах при больших температурных напорах рассчитывают по формулам гл. 8.

### 4.3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ТЕПЛОТДАЧИ В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ (ПРОДОЛЬНОЕ ОБТЕКАНИЕ)

**Особенности теплоотдачи в пучках.** Основные особенности теплоотдачи в пучках стержней вызваны неравномерным по периметру стержня касательным напряжением, а следовательно, и разным распределением скорости по нормали к поверхности, неравномерной температурой по периметру, условиями расположения твэлов в кассете.

Поле температур в твэле определяется не только свойствами теплоносителя и распределением скоростей около твэла, но и параметрами твэла (размерами сердечника и оболочки, их теплопроводностью, контактным термическим сопротивлением между ними). Комплекс последних описывается коэффициентом  $\varepsilon_k$  — параметром приближенного теплового подобия, учет которого важен в тесных пучках стержней ( $x < 1,2$ ).

Расчетные формулы для теплоотдачи имеют вид

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, x, \varepsilon_k), \quad (4.18)$$

где  $x = s/d$  — относительный шаг расположения стержней (шаг решетки).

Характерным размером обычно (если не оговорено особо) является гидравлический диаметр бесконечной решетки стержней: для треугольной решетки  $d_t = d(2\sqrt{3}x^2/\pi - 1)$ ; для квадратной решетки  $d_t = d \times (4x^2/\pi - 1)$ ;  $\varepsilon_k$  — параметр приближенного теплового подобия или безразмерный эффективный коэффициент теплопроводности твэлов. При  $\varepsilon_k \rightarrow 0$   $\text{Nu} \rightarrow \text{Nu}_{\min}$ , что соответствует условиям  $q = \text{const}$ . При  $\varepsilon_k \rightarrow \infty$   $\text{Nu} \rightarrow \text{Nu}_{\max}$ , что соответствует условиям  $t_w = \text{const}$ . Параметр  $\varepsilon_k$  для цилиндрических твэлов находят из следующих выражений (для треугольного пучка стержней):

для твэла без оболочки (рис. 4.1, а)

$$\varepsilon_k = \lambda_r / \lambda_f; \quad (4.19)$$

для твэла с одной оболочкой (рис. 4.1, б)

$$\varepsilon_k = (\lambda_0 / \lambda_f) (1 - m_1 R_1) / (1 + m_1 R_1); \quad (4.20)$$

для твэла с двумя оболочками (рис. 4.1, в)

$$\varepsilon_k = \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \frac{R_1(m_2 - R_2) + R_2(1 - m_2 R_2)}{m_1 R_1(m_2 + R_2) + R_2(1 + m_2 R_2)}; \quad (4.21)$$

для твэла с тремя оболочками (рис. 4.1, г)

$$\varepsilon_k = \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \right) \frac{R_2(m_3 - R_3)(R_1 m_1 + R_2 m_2) + R_3(1 - R_3 m_3)(R_1 m_1 m_2 + R_2)}{R_2(m_3 + R_3)(R_1 m_1 + R_2 m_2) + R_3(1 - R_3 m_3)(R_1 m_1 m_2 + R_2)}; \quad (4.22)$$

для твэла с оболочкой и контактным термическим сопротивлением  $\Phi$  (рис. 4.1, д)

$$\varepsilon_k = \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_f} \right) \frac{(1 + R_1) + (\sigma + 1)(1 - R_1) - m_1 [(1 + R_1) + (\sigma - 1)(1 - R_1)]}{(1 - R_1) + (\sigma + 1)(1 + R_2) - m_1 [(1 - R_1) + (\sigma - 1)(1 + R_1)]}; \quad (4.23)$$

для твэла с отверстием радиусом  $r_*$  с оболочкой и контактным термическим сопротивлением  $\Phi$  (рис. 4.1, е)

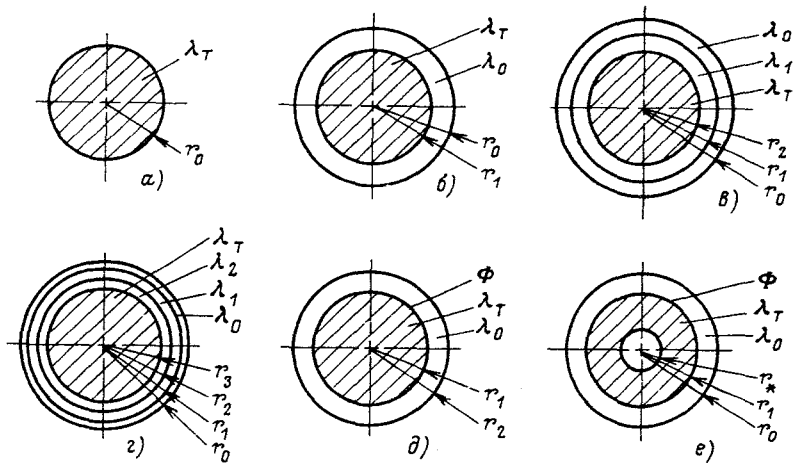


Рис. 4.1. Схемы тепловыделяющих элементов для вычисления параметра теплового подобия:

*a*—твэл без оболочки; *б*—твэл с оболочкой; *в*—твэл с двумя оболочками; *г*—твэл с тремя оболочками (слоями); *д*—твэл с оболочкой и контактным термическим сопротивлением на границе; *е*—кольцевой твэл с оболочкой и контактным термическим сопротивлением на границе

$$\epsilon_k = \left( \frac{\lambda_1}{\lambda_f} \right) \frac{(1 + R_1) + \left( \sigma + \frac{R_1 + R_0}{R_1 - R_0} \right) (1 - R_1) - m_1 \left[ (1 + R_1) + \left( \sigma - \frac{R_1 + R_2}{R_1 - R_0} \right) (1 - R_1) \right]}{(1 - R_1) + \left( \sigma + \frac{R_1 + R_0}{R_1 - R_0} \right) (1 + R_1) - m_1 \left[ (1 - R_1) + \left( \sigma - \frac{R_1 + R_2}{R_1 - R_0} \right) (1 + R_1) \right]} \quad (4.24)$$

Здесь  $m_1 = (\lambda_0 - \lambda_T) / (\lambda_T + \lambda_0)$ ;  $R_0 = (r_*/r_0)^{12}$ ;  $m_2 = (\lambda_0 - \lambda_1) / (\lambda_0 + \lambda_1)$ ;  $R_1 = (r_1/r_0)^{12}$ ;  $m_3 = (\lambda_0 - \lambda_2) / (\lambda_0 + \lambda_2)$ ;  $R_2 = (r_2/r_0)^{12}$ ;  $\sigma = 6\lambda_1\Phi/r_1$ ;  $R_3 = (r_3/r_0)^{12}$ ;  $\lambda_i$ —коэффициент теплопроводности соответствующего слоя.

**Треугольная и квадратная упаковка стержней.** Для треугольной упаковки стержней число Нуссельта рассчитывается по формуле

$$Nu_f = A Re_f^{0.8} Pr_f^{0.4} \pm 15\%, \quad (4.25)$$

где

$$A = 0,0165 + 0,02(1 - 0,91x^{-2})x^{0.15}. \quad (4.26)$$

Диапазон применения формулы:  $Re = 5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^5$ ;  $Pr = 0,7 \div 20$ ;  $x = 1,1 \div 1,8$ .

Для тесных пучков стержней ( $x < 1,2$ ) необходимо учитывать параметр теплового подобия, и коэффициент  $A$  находится из выражения

$$A = 0,02 \{ 1 - \exp[-40(x-1) - 0,15\sqrt{\epsilon_k}] \} + 0,02(x-1) \pm 20\%. \quad (4.27)$$

Диапазон применения этой формулы:  $Re = 5 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^5$ ;  $Pr = 0,7 \div 10$ ;  $\epsilon_k \geq 7$ . Для  $1,2 < x < 1,8$  результаты расчетов по формулам (4.26), (4.27) практически совпадают.

Для квадратной решетки стержней ( $x=1,1 \div 2,4$ )

$$\text{Nu} = C \text{Nu}_0, \quad (4.28)$$

где  $\text{Nu}_0$  — число Нуссельта для круглой трубы того же  $d_r$ , что и пучок стержней;  $C=1,1(1,27x^2-1)^{0,1}$ .

**Упрощенные зависимости для расчета теплоотдачи в пучке стержней или труб.** Для плотной упаковки стержней ( $x=1$ ), расположенных в треугольной или квадратной решетке, при  $\text{Pr} \approx 1$  и  $\text{Re}=4 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^4$

$$\text{Nu} = 0,01 \text{Re}^{0,8} \text{Pr}^{0,43} \pm 30\%. \quad (4.29)$$

Для раздвинутых пучков стержней при  $\text{Pr} \approx 1$  и  $\text{Re}=2,5 \cdot 10^4 \div 10^6$

$$\text{Nu}_m = C \text{Re}_m^{0,8} \text{Pr}_{f,m}^{1,3}, \quad (4.30)$$

где  $C=0,026x-0,006$  для треугольной решетки стержней ( $x=1,1 \div 1,5$ );  $C=0,042x-0,024$  для квадратной решетки стержней ( $x=1,1 \div 1,3$ );

$$\text{Pr}_{f,m} = c_{p,f} \mu_m / \lambda_m.$$

Все свойства жидкости относятся к средней температуре пограничного слоя  $t_m = (t_w + \bar{t}_f)/2$ , кроме  $c_p$ , которая относится к температуре, средней по теплосодержанию ( $\bar{t}_f$ ). Для раздвинутых пучков стержней или труб ( $x=1,25 \div 2$ ), расположенных в треугольной решетке, при более высоких числах Прандтля ( $\text{Pr}=2 \div 18$ ) и  $\text{Re}=10^4 \div 2,2 \cdot 10^5$

$$\text{Nu}_f = C \text{Re}_f^{0,86} \text{Pr}_f^{0,4} \pm 5\%, \quad (4.31)$$

где  $C=0,0122 + 2,45 \cdot 10^{-3}x$ .

**Расчет неравномерности температуры по периметру стержневого твэла.** Твэл, расположенный в бесконечной решетке треугольной или квадратичной формы, имеет неравномерное распределение температур и тепловых потоков по периметру. При высокой эквивалентной теплопроводности твэлов в плотной упаковке ( $\epsilon_k > 1$ ) профили температуры на их поверхности близки к косинусоидальным. С уменьшением теплопроводности твэлов форма температурного поля отклоняется от закона косинуса.

Оценку температуры поверхности твэла, расположенного в кассете, можно произвести следующим образом. Максимальная температура оболочки твэла оценивается из соотношения

$$t_w^{\text{max}} = \bar{t}_f + \Delta t, \quad (4.32)$$

где  $\bar{t}_f$  — средняя температура теплоносителя в ячейке, находится путем решения системы балансовых уравнений энергии, которая применительно к треугольной решетке стержней имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dz} (\rho_i w_i h_i \omega_i) &= \sum_{k=1}^3 \bar{q}_k P + \\ &+ \sum_{j=1}^3 \left[ \mu_e^T \rho_j \bar{w} + (\mu_{M,T}^T + \mu_k^T) \times \right. \\ &\times \left. \frac{(\rho_i + \rho_j)(w_i + w_j) \Delta s_{ij}}{2} \frac{\Delta s_{ij}}{\Delta s} \right] \times \\ &\times (h_j - h_i) \bar{\omega}. \end{aligned} \quad (4.33)$$

Здесь  $\bar{q}_k$  — средняя удельная плотность теплового потока по периметру  $k$ -го твэла в кассете;  $P$  — периметр  $k$ -го твэла, обращенный в ячейки  $i$ ;  $h = c_p t$  — энтальпия теплоносителя;  $\Delta s$  — ширина зазора между каналами;  $\mu$  — коэффициенты межканального обмена теплом.

Для молекулярного и турбулентного механизмов обмена

$$\mu_{\text{м.т}}^{\text{т}} = \left\{ \frac{885(x-1)}{\text{Re}} \frac{1}{x} + 0,318 [1 - \exp(-0,62 \cdot 10^{-4} \text{Re Pr}^{1/3})] \frac{\sqrt{x-1}}{x} + \frac{0,38}{2\sqrt{3}x^2/\pi - 1} \text{Re}^{-0,1} \right\} \frac{10^{-2}}{d}. \quad (4.34)$$

Для конвективного механизма при дистанционировании твэлов проволочной навивкой

$$\mu_{\text{к}}^{\text{т}} = 0,7 \mu_{\text{к}}^{\text{г}}. \quad (4.35)$$

$\mu_{\text{к}}^{\text{г}}$  определяется по формуле (1.65).

Для обмена теплом за счет теплопроводности твэлов

$$\mu_{\text{э}}^{\text{т}} = \frac{16}{3} \frac{\varepsilon_1}{1 + (\varepsilon_1/\text{Nu})(2d_r/d) \text{Re Pr} d}. \quad (4.36)$$

Здесь  $\varepsilon_1$  — параметр теплового моделирования твэлов, рассчитываемый по первой гармонике [см. формулы (4.19) — (4.24)];  $d_r$  — гидравлический диаметр ячейки;  $\text{Nu}$  рассчитывается по формуле (4.25).

Величина  $\Delta t$  в формуле (4.32) находится из выражения

$$\frac{\Delta t \lambda}{\bar{q} d_r} = \text{Nu}^{-1} [1 + ZC(1 - \text{Nu}/\text{Nu}_i)], \quad (4.37)$$

где  $\bar{q}$  — средний удельный тепловой поток, Вт/м<sup>2</sup>;

$$\text{Nu} = \text{Nu}_0 + \beta \text{Re}^{0,87} \text{Pr}^n; \quad (4.38)$$

$$\text{Nu}_0 = 5,7 + 8,3(x-1) - 5,6 \exp[-13,8(x-1) - 0,5 \exp(0,72/\varepsilon_k^{0,9})]; \quad (4.39)$$

$$\text{Nu}_i = 5,7 + 8,3(x-1) - 5,6 \exp[-13,8(x-1) - 0,5] + \{8,3 \cdot 10^{-3} [1 - \exp(-10,4(x-1))] + 8 \cdot 10^{-3}(x-1)\} \text{Re}^{0,87} \text{Pr}^n; \quad (4.40)$$

$$\beta = 8,3 \cdot 10^{-3} \{1 - \exp[-10,4(x-1) - 0,1\sqrt{p}]\} + 8 \cdot 10^{-3}(x-1);$$

$$C = 1 + 10(x-1); \quad n = 0,4 + 0,5(1 + 10\text{Pr})^{-1}; \quad p = \varepsilon_k [1 + 4(1 + 10\text{Pr})^{-1}].$$

Для  $x = 1,00 \div 1,04$  параметр  $Z$  определяется по формуле

$$Z = 5,1 - 1,1 \lg(1/\text{Pr}) \exp\{-[0,33(\lg \varepsilon_k + 2) + 55(x-1)]\}.$$

Для  $x > 1,04$  и  $\varepsilon_k > 10^2$   $Z = 1$ . Формула (4.37) используется для оценок, так как ее точность 25—30%. Пределы применимости:  $\text{Re} = 10^4 \div 10^5$ ;  $\text{Pr} = 0 \div 10$ ;  $x = 1 \div 2$ ;  $\varepsilon_k > 1$ . Отношение радиуса топливного стержня к наружному радиусу твэла  $R_1/R_2 < 0,95$ .

#### 4.4. РАСЧЕТ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ СТЕРЖНЕВОГО ТВЭЛА В СТАБИЛИЗИРОВАННЫХ (ПО ГИДРОДИНАМИКЕ И ТЕПЛООБМЕНУ) УСЛОВИЯХ

Расчет производится с использованием локального коэффициента теплообмена  $\alpha'$ . Система уравнений переноса тепла для расчетной области (рис. 4.2) записывается в следующем виде:

для потока жидкости

$$\frac{1}{c_p \rho} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \varphi} \left( \lambda_{\varphi} \frac{\partial \bar{t}_f}{\partial \varphi} \right) = - \bar{u}_\varphi \frac{\partial \bar{t}_f}{\partial z}; \quad (4.41)$$

для оболочки

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial t_1}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t_1}{\partial \varphi^2} = 0; \quad (4.42)$$

для топлива

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial t_2}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t_2}{\partial \varphi^2} = - \frac{q_r}{\lambda_2}. \quad (4.43)$$

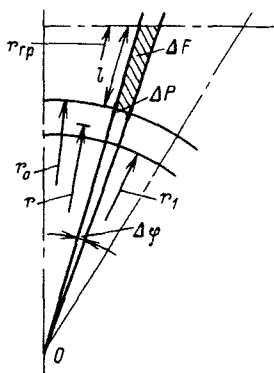
На границе теплоносителя с оболочкой ( $r_0$ ) задается условие

$$\lambda_1 \frac{\partial t}{\partial r} \Big|_{r_0} = \alpha' (t_{1r_0} - \bar{t}_f). \quad (4.44)$$

На границе оболочки с топливом ( $r_1$ )

$$\left. \begin{aligned} \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial r} \Big|_{r_1} &= \lambda_1 \frac{\partial t_1}{\partial r} \Big|_{r_1}; \\ t_1(r_1) &= t_2(r_1). \end{aligned} \right\} \quad (4.45)$$

Здесь  $\bar{t}_f$  — средняя массовая температура в субъячейке;  $t_1$ ,  $t_2$  — температуры оболочки и топлива;  $r$ ,  $\varphi$ ,  $z$  — координаты;  $\varphi$  — угол;  $c_p$  — удельная теплоемкость, Дж/(кг·К);  $\rho$  — плотность теплоносителя;  $\lambda_f$ ,  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  — коэффициенты теплопроводности теплоносителя, оболочки, топлива;  $q_r$  — плотность тепловыделения;  $\lambda_{\varphi}$  — см. формулу (4.47);  $\bar{u}_\varphi$  — средняя скорость потока в субъячейке площадью  $\Delta F$ .



Локальный коэффициент теплоотдачи определяется выражением  $\alpha' = q / (t_{1r_0} - \bar{t}_f)$ , где  $q$  — локальный тепловой поток;  $t_{1r_0}$  — температура оболочки при  $r_0$ , К.

На границе субъячейки задаются условия равенства нулю теплового потока или значения температуры. Локальный коэффициент теплоотдачи ( $\alpha'$ ) вычисляется по формуле

Рис. 4.2. Сечение расчетной области

$$\text{Nu} = 6,5 + 0,009 \text{Re}^{0,87} \text{Pr}^n, \quad (4.46)$$

где  $\text{Nu} = \alpha' d_r / \lambda_f$ ;  $\text{Re} = \bar{u}_\phi d_r / \nu$ ;  $n = 0,4 + 0,45(1 + 2 \text{Pr})^{-1}$ ;  $d_r = 4\Delta F / \Delta P$  — гидравлический диаметр субъячейки;  $\Delta F$  — ее площадь,  $\text{м}^2$ ;  $\Delta P$  — смоченный периметр,  $\text{м}$ .

Эффективная теплопроводность теплоносителя вычисляется из выражения

$$\lambda_{\text{эф}} = \lambda_f [1 + 0,06 \text{Re} \text{Pr} (1 - \bar{u}_\phi / u_m) \bar{u}_\phi / u_m]. \quad (4.47)$$

Здесь  $\lambda_{\text{эф}}$  — эффективный коэффициент теплопроводности теплоносителя (среднее значение коэффициента от  $r_0$  до  $r_{\text{гр}}$  в направлении  $\phi$ ),  $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ ;  $u_m$  — максимальная скорость потока в субъячейке,  $\text{м}/\text{с}$ :  $u_m = u_\phi + 3,75 v_*$ ;  $v_* = \sqrt{\tau_\phi / \rho}$ ,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $\tau_\phi$  — касательное напряжение трения на стенке при данном значении  $\phi$ ,  $\text{Па}$ .

Поля скоростей  $\bar{u}_\phi$ , касательные напряжения рассчитываются по методикам, приведенным в гл. 1. Система уравнений (4.41) — (4.43) решается численно. При малой неизотермичности теплофизические свойства потока и материалов принимаются при средней температуре потока, оболочки и топлива. Если необходимо учесть изменение теплофизических свойств с температурой, то это делается методом последовательных приближений.

В результате решения получают поля температур в твэле, оболочке и потоке жидкости:

$$\bar{t}_f = \frac{1}{\Delta F} \int_{\Delta F} t(u_\phi, \bar{u}_\phi) d(\Delta F),$$

где  $\bar{u}_\phi = (1/l) \int_0^l u_\phi dn$ .

В рамках этой задачи возможен учет отслоения оболочки или влияния трещин в твэле на поле температур.

#### 4.5. ТЕПЛОТДАЧА ШАРОВЫХ ТВЭЛОВ

**Слой шаров (шаровые засыпки с различной пористостью).** Движение газа через слой шаровых твэлов рассматривается как движение по системе параллельных каналов с расширениями и сужениями.

Доля пустот в слое шаров называется пористостью (порозностью) слоя  $m$ . Эта величина численно равна отношению средней площади свободного сечения слоя к полному сечению канала. При наиболее плотной ромбоидальной упаковке пористость равна 0,26, при кубической упаковке 0,47, при произвольной беспорядочной засыпке шаров 0,36—0,4.

Скорость, отнесенная к полному сечению слоя, без учета загромождения сечения называется скоростью фильтрации  $w_0$ .

Средний коэффициент теплоотдачи, или критерий Нуссельта, зависит от скорости движения газа между шарами, структуры шарового слоя упаковки и объемной пористости:

$$\text{Nu} = \alpha d / \lambda = (1 - m) \text{Nu}_{\text{стр}} / 0,28 m^{0,9}, \quad (4.48)$$

где  $\text{Nu}_{\text{стр}}$  определяется следующими соотношениями:

$$\text{Nu}_{\text{стр}} = 0,14 \text{Re}_{\text{стр}}^{0,65} \text{ для } \text{Re}_{\text{стр}} = 2 \cdot 10^3 \div 10^4; \quad (4.49)$$

$$\text{Nu}_{\text{стр}} = 0,088 \text{Re}_{\text{стр}}^{0,7} \text{ для } \text{Re} = 10^4 \div 3 \cdot 10^5. \quad (4.50)$$

Здесь  $\text{Re}_{\text{стр}} = w d_3 / \nu = w_0 d_3 / m \nu$ ;  $d_3 = dm / 6(1 - m)$  — эквивалентный диаметр, м;  $d$  — диаметр шара, м.

Эмпирические зависимости имеют следующий вид:

$$\text{Nu} = 0,395 \text{Re}^{0,64} \text{Pr}^{0,33} \quad (4.51)$$

при  $\text{Re} = 30 \div 2 \cdot 10^3$ ;  $m = 0,364 \div 0,463$ . Здесь в качестве определяющего размера взят  $d_3$ .

Для  $\text{Re}_d = 500 \div 5 \cdot 10^4$

$$\text{Nu}_d = 0,235 \text{Re}_d. \quad (4.52)$$

**Слой шаров в канале.** Слой шаров в канале круглого сечения может иметь или коридорную, или шахматную укладку. Шары могут быть расположены также по винтовой линии. Среднее значение числа Нуссельта для  $\text{Re}_d = 4 \div 2 \cdot 10^4$  рассчитывается по формуле

$$\overline{\text{Nu}}_{fd} = 0,24 \text{Re}_d^{0,69} \text{Pr}^{0,33} (1 + 0,15/\Psi), \quad (4.53)$$

где  $\Psi = 1 - n^{-2}$  для коридорной укладки шаров при  $n = D/d = 1 \div \infty$ ;  $\Psi = (n-1)[0,733(n-1) + 1,387]^{-1}$  для шахматной укладки шаров при  $n = 1,06 \div 1,867$ ;  $D$  — диаметр канала, м;  $d$  — диаметр шара, м. Другие зависимости имеют вид

$$\text{Nu} = 0,30 (1 - m)^{0,35} \text{Re}^{0,65} / m^{1,225} \quad (4.54)$$

для  $\text{Re} = 2 \cdot 10^3 \div 10^4$ ;

$$\text{Nu} = 0,18 (1 - m)^{0,3} \text{Re}^{0,7} / m^{1,25} \quad (4.55)$$

для  $\text{Re} = 10^4 \div 2,5 \cdot 10^5$ .

Последние две формулы пригодны для коридорной ( $n = 1,4$ ), шахматной ( $n = 1,12 \div 1,4$ ) и кольцевой ( $n = 2,2$ ) упаковок. Величина неравномерности коэффициента теплоотдачи по поверхности сферы твэла составляет в коридорной упаковке  $K_\alpha = \alpha_{\text{max}} / \alpha_{\text{min}} = 1,4 \div 2,6$ ; в шахматной упаковке  $K_\alpha = 2,2 \div 3,0$ ; в винтовой упаковке  $K_\alpha = 3,0 \div 3,2$ . Однако для материалов с высокой теплопроводностью (графит) влияние неравномерности коэффициента теплоотдачи на изменения температур в твэле невелико.

## 4.6. ТЕПЛООБМЕН ПРИ ПОПЕРЕЧНОМ ОБТЕКАНИИ

**Одиночный цилиндр.** При обтекании одиночного цилиндра средний по периметру коэффициент теплоотдачи рассчитывается по формуле

$$\overline{\text{Nu}}_{fd} = C_0 \text{Re}_d^m \text{Pr}_f^n (\text{Pr}_f / \text{Pr}_w)^{0,25}, \quad (4.56)$$

где  $C_0$ ,  $m$ ,  $n$  — функции числа  $\text{Re}$  (табл. 4.1). За определяющий размер принят внешний диаметр цилиндра, скорость относится к самому узкому сечению канала. Формула (4.56) справедлива, если угол атаки  $\varphi$  (угол, составленный направлением потока и осью цилиндра) равен  $90^\circ$ . При  $\varphi < 90^\circ$  теплоотдача уменьшается. Для  $\varphi = 30 \div 90^\circ$



Таблица 4.1. Значения коэффициентов в формуле (4.56)

$Re_{fd}$	$C_0$	$m$	$n$
$5-10^3$	0,50	0,5	0,38
$10^3-2 \cdot 10^5$	0,25	0,6	0,38
$2 \cdot 10^5-2 \cdot 10^6$	0,023	0,8	0,37

$$\bar{\alpha}_\varphi = \bar{\alpha}_{\varphi 0} (1 - 0,54 \cos^2 \varphi). \quad (4.57)$$

**Пучки гладких труб или стержней.** Числа Нуссельта для многорядных ( $i > 10$ ) пучков гладких труб определяются по формуле

$$Nu_f = C Re_f^m Pr_f^{0,33} (Pr_f/Pr_w)^{0,25}, \quad (4.58)$$

где значения  $C$  и  $m$  см. в табл. 4.2.

$$C_s = [1 + (2x_1 - 3)(1 - x_2/2)^3]^{-2}.$$

При  $x_1 \leq 1,5$   $C_s = 1$ ; при  $x_1 > 3$  следует принять  $x_1 = 3$ .

Таблица 4.2. Значения коэффициентов в формуле (4.58)

Тип пучка	$Re_f$	$C$	$m$
Коридорный	$10^2 - 10^3$	0,56	0,5
	$10^3 - 2 \cdot 10^5$	0,2	0,65
	$x_2 \geq 2$ $10^3 - 2 \cdot 10^5$	$0,2 C_s$	0,65
Шахматный	$x_2 < 2$ $> 2 \cdot 10^5$	0,02	0,84
	$10^2 - 10^3$	0,64	0,5
	$10^3 - 2 \cdot 10^5$	$C_\varphi$	0,6
	$0,1 < \varphi < 6$ $> 2 \cdot 10^5$	0,023	0,84

Здесь  $x_1 = s_1/d$ ;  $x_2 = s_2/d$  — относительные шаги размещения труб или стержней (поперечный, продольный).  $C_\varphi = 0,28 + 0,06\varphi$ , где  $\varphi = (x_1 - 1)/(x_2 - 1)$ ;  $x_2' = \sqrt{x_1^2/4 + x_2^2}$ .

За характерный размер принят наружный диаметр труб, за расчетную скорость — средняя скорость в узком поперечном сечении пучка. При числе рядов  $i < 10$  и  $Re = 10^3 \div 10^5$  число Нуссельта определяется по формуле

$$Nu = Nu_{i > 10} C_i, \quad (4.59)$$

где  $Nu_{i > 10}$  — число Нуссельта, определяемое по формуле (4.58);  $C_i$  — поправочный коэффициент из рис. 4.3.

При развитом турбулентном течении ( $Re_{fd} \approx 10^3 \div 10^5$  и  $Pr_f = 0,7 \div 500$ ) средний коэффициент теплоотдачи определяемого ряда пучка может быть найден из выражения

$$Nu_f = C Re_f^m Pr_f^{0,33} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \varepsilon_i \varepsilon_s. \quad (4.60)$$

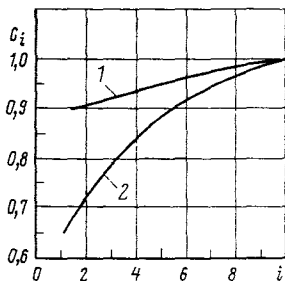


Таблица 4.3. Значения  $\epsilon_i$  при различных  $i$

Расположение	1	2	3	4
Шахматное	0,6	0,7	1,0	1,0
Коридорное	0,6	0,8	1,0	1,0

Рис. 4.3. Поправочный коэффициент в формуле (4.59):

1 — коридорные пучки; 2 — шахматные пучки

Для коридорных пучков  $C=0,26$ ;  $m=0,65$ ; для шахматных пучков  $C=0,41$ ;  $m=0,6$ ;  $\epsilon_s$  учитывает влияние относительных шагов расположения труб или стержней. Для глубинных рядов коридорного пучка при  $s_2/d=1,24 \div 4,04$

$$\epsilon_s = (s_2/d)^{-0.15}; \quad (4.61)$$

для шахматного: при  $s_1/s_2 < 2$

$$\epsilon_s = (s_1/s_2)^{1.6}; \quad (4.62)$$

при  $s_1/s_2 \geq 2$

$$\epsilon_s = 1.12. \quad (4.62a)$$

Пределы применимости (4.61) и (4.62):  $s_1/d=1,3 \div 2,6$ ;  $s_2/d=0,61 \div 3,9$ ;  $s_1/s_2 \approx 0,33 \div 3,4$  ( $s_1$  — шаг расположения труб по фронту,  $s_2$  — шаг расположения труб в глубину, м. Поправочный множитель  $\epsilon_i$  (табл. 4.3) учитывает изменение теплоотдачи первых рядов труб.

Расчет коэффициента теплоотдачи при косом обтекании пучка труб потоком теплоносителя можно проводить в сравнении со случаем чисто поперечного обтекания по формуле

$$\frac{Nu_\phi}{Nu_{\text{пол}}} = (\sin \phi)^{0.5} (2\phi/\pi)^{0.5} + (\alpha_{\text{прод}}/\alpha_{\text{пол}}) (\cos \phi)^{0.8} (1 - \phi/\pi)^{0.2}. \quad (4.626)$$

Здесь

$$\frac{\alpha_{\text{прод}}}{\alpha_{\text{пол}}} = \begin{cases} 0,26 \pm 0,04 \text{ для } Pr \approx 1; 1,1 < < s/d < 1,5; 10^3 < Re < 10^5; \\ 0,29 \\ \sqrt{\Pi} \pm 0,04 \text{ для } Pr \ll 1; 1,1 < < s/d < 1,5; 4 \cdot 10^2 < Re < 4 \cdot 10^3. \end{cases}$$

где  $\Pi$  — пористость пучка (доля жидкости в межтрубном пространстве);  $\phi$  — угол сдвига в радианах. Более подробные сведения о теплоотдаче в пучках при поперечном обтекании приведены в [7, 8].

#### 4.7. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ СВОБОДНОЙ И СМЕШАННОЙ КОНВЕКЦИИ

**Свободная конвекция.** Расчет теплоотдачи при свободной конвекции, вызванной различием плотности неодинаково нагретых частей среды, ведется по формуле

$$Nu_m = CRa_m^n \pm 15\%. \quad (4.63)$$

где  $Ra_m = Gr_m Pr_m$ ; определяющая температура  $t_m = (t_w + t_f)/2$ ; значения  $C$  и  $n$  приводятся в табл. 4.4.

Таблица 4.4. Коэффициенты в формуле (4.63)

Геометрия	$Ra_m$	$Pr$	$C$	$n$
Вертикальная пластина, вертикальные трубы	$10^3 - 10^9$ (ламинарный режим)	0,1	0,32	1/4
		1	0,54	1/4
		10	0,62	1/4
		$10^2$	0,66	1/4
Горизонтальные трубы	$10^9 - 10^{13}$ (турбулентный режим)		0,15	1/3
		$10^{-3} - 10^3$	1,18	1/8
		$10^3 - 10^8$	0,5	1/4

Для капельных жидкостей при  $\mu_f/\mu_w = 0,6 \div 1,5$  физические параметры выбирают при  $t_f$ , а число  $Nu_m$  умножают на  $(Pr_f/Pr_w)^{0,25}$ . При  $Ra < 10^{-3}$ , когда тепло распространяется лишь теплопроводностью, сказывается форма тела: для плоской пластины и цилиндра  $Nu = 0,5$ ; для шара  $Nu = 2$ .

**Теплообмен в прослойках.** В горизонтальных слоях, нагреваемых снизу, при  $Ra < Ra_{кр} = 1,7 \cdot 10^3$  слой остается неподвижным и тепло распространяется только теплопроводностью.

В области малой надкритичности ( $Ra = 4 \cdot 10^3$ )

$$Nu = 1 + 1,4(1 - Ra_{кр}/Ra). \quad (4.64)$$

При  $Ra = 10^3 \div 10^5$  (квазичистое ламинарное течение)

$$Nu = 0,23 Ra^{1/4}. \quad (4.65)$$

При  $Ra = 10^5 \div 10^9$  (турбулентный режим)

$$Nu = 0,085 Ra^{1/3}. \quad (4.66)$$

В вертикальных и наклонных слоях при  $GrPr^2 \leq 124(1 + Pr)H/\delta$  перенос тепла вычисляется по уравнению теплопроводности, и распределение температур в слое линейное. Здесь  $\delta$ ,  $H$  — толщина и высота слоя. При  $Ra < 10^3$

$$Nu = 1, \quad (4.67)$$

при  $Ra = 10^4 \div 7 \cdot 10^8$ ;  $Pr = 0,02 \div 1,1 \cdot 10^4$ ;  $H/\delta = 5 \div 18,5$

$$Nu = C(\varphi) Ra^{0,33} Pr^{0,074}, \quad (4.68)$$

где  $C(\varphi)$  — коэффициент, зависящий от угла наклона слоя ( $\varphi = 0$  — горизонтальный) (табл. 4.5).

Таблица 4.5. Значения  $C(\varphi)$

$\varphi^\circ$	0	30	45	60	90
$C(\varphi)$	0,070	0,065	0,060	0,057	0,050

В шаровых, горизонтальных плоских и цилиндрических слоях тепловой поток между двумя поверхностями с температурами  $t_1$  и  $t_2$  рассчитывается по формуле

$$q = \lambda_{\text{экв}}(t_1 - t_2)/\delta, \quad (4.69)$$

где  $\lambda_{\text{экв}} = \lambda \varepsilon_k$ ;  $\varepsilon_k$  — коэффициент конвекции:

$$\varepsilon_k = 0,105 \text{Ra}_m^{0,3} \quad \text{для } \text{Ra}_m = 10^3 \div 10^6; \quad (4.70)$$

$$\varepsilon_k = 0,40 \text{Ra}_m^{0,2} \quad \text{для } \text{Ra}_m = 10^6 \div 10^{10}. \quad (4.71)$$

**Смешанная конвекция (совместное действие свободной и вынужденной конвекции).** Для параллельной смешанной конвекции (совпадение направлений вынужденной и свободной конвекций) при  $x/d > 40$  с точностью  $\pm 10\%$ .

для  $\text{Ra}_a/\text{Re}^2 < 10^{-4}$

$$\text{Nu}/\text{Nu}_0 = [1 + 720(\text{Ra}_a \text{Re}^{-2})]^{-1}; \quad (4.72)$$

для  $\text{Ra}_a/\text{Re}^2 > 10^{-4}$

$$\text{Nu}/\text{Nu}_0 = 3,97(\text{Ra}_a \text{Re}^{-2})^{1/3}. \quad (4.73)$$

Здесь  $\text{Nu}_0 = (\xi/8) \text{RePr} [k + 12,7\sqrt{\xi/8}(\text{Pr}^{2/3} - 1)]^{-1}$ ;  $\xi = (1,82 \lg \text{Re} - 1,64)^{-2}$ ;  $k = 1 + 900 \text{Re}^{-1}$ ;  $\text{Ra}_a = g\beta d^4(dt/dx)/\nu\alpha$ ;  $\text{Re} = wd/\nu$ .

Диапазон применения этих формул:  $\text{Re} = 3 \cdot 10^2 \div 3 \cdot 10^4$ ;  $\text{Ra}_a = 5 \cdot 10^3 \div 8 \cdot 10^6$ ;  $\text{Pr} = 2 \div 6$ .

Для встречной смешанной конвекции (противоположное направление вынужденной и свободной конвекций)

$$\text{Nu}/\text{Nu}_0 = [1 + 0,031(\text{Ra}_a \text{Re}^{-1})]^{1/3} - 0,15 \exp\{-2[\text{Ra}_a \text{Re}^{-1} - 8]^2\}. \quad (4.74)$$

Диапазон применения формулы:  $\text{Re} = 300 \div 2,5 \cdot 10^4$ ;  $\text{Ra}_a = 5 \cdot 10^3 \div 1,3 \cdot 10^7$ ;  $\text{Pr} = 2 \div 6$ .

При вынужденном движении в горизонтальных трубах свободная конвекция оказывает влияние на теплообмен при числах Грасгофа, больших следующих значений:

$$\text{Gr} = 3 \cdot 10^5 \text{Re}^{2,75} \text{Pr}^{0,5} [1 + 2,4(\text{Pr}^{2/3} - 1)\text{Re}^{-1/8}], \quad (4.75)$$

где  $\text{Gr} = g\beta qd^4/\nu^2\lambda$ .

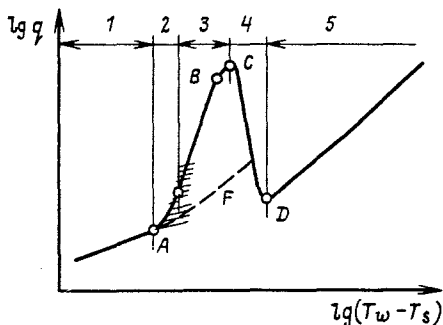
## Глава 5

### ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КИПЕНИИ ЖИДКОСТЕЙ И ПАРОЖИДКОСТНЫХ ПОТОКОВ

#### 5.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Превышение температуры нагреваемой поверхности, погруженной в жидкость или омываемой жидкостью, над температурой насыщения на определенную величину ( $\Delta t_{\text{н.к}}$ ) приводит к образованию пара на поверхности (кипению жидкости). Значение  $\Delta t_{\text{н.к}}$ , при котором начи-

Рис. 5.1. Кривая кипения:  
 1—область конвекции; 2—область неразвитого пузырькового кипения; 3—область развитого пузырькового кипения; 4—область неустойчивого пленочного кипения; 5—область устойчивого пленочного кипения. заштрихована область возможного неустойчивого кипения; *A*—точка начала кипения; *B*—отклонение от режима пузырькового кипения; *C*—точки кризиса; *D*—точка Лейденфроста; *AF*—затянувшаяся конвекция



нается кипение, зависит от большего количества факторов (давления, скорости движения жидкости, недогрева, материала поверхности, ее шероховатости, краевого угла смачиваемости, количества растворимых в жидкости газов и т. д.). В общем виде  $\Delta t_{н.к}$  не определяется. Для частных случаев значения  $\Delta t_{н.к}$  приведены ниже.

В зависимости от плотности теплового потока и ряда других факторов на поверхности нагрева образуются или отдельные паровые пузыри, или сплошной слой пленки пара, и кипение называется пузырьковым или пленочным. Кроме того, кипение различается по типу конвекции (кипение при свободной конвекции в большом объеме и кипение при вынужденной конвекции) и по отношению средней температуры жидкости  $\bar{T}$  к температуре насыщения  $T_s$  (кипение жидкости, недогретой до температуры насыщения,—поверхностное кипение при  $\bar{T} < T_s$  и кипение жидкости, догретой до температуры насыщения при  $\bar{T} \approx T_s$ ).

Пузырьковое кипение может быть развитым (при большом количестве центров парообразования) и неразвитым (при малом количестве центров парообразования). В последнем случае значительная доля тепла снимается конвекцией жидкости. Неустойчивым кипением называется случай кипения, когда пузырьковое кипение сменяется режимом конвекции и наоборот. Зависимость  $q = f(t_w - t_s)$  называется кривой кипения (рис. 5.1). На ней можно выделить пять основных областей. Формулы для определения коэффициентов теплоотдачи, приводимые ниже, пригодны для технических гладких, неокисленных поверхностей. При кипении на окисленных поверхностях следует учитывать термическое сопротивление слоя оксида. В таком случае

$$1/\alpha = 1/\alpha_p + R, \quad (5.1)$$

где  $\alpha_p$ —коэффициент теплоотдачи, рассчитывается по формулам (5.2)—(5.5);  $R$ —термическое сопротивление оксидной пленки или отложений. Для труб из углеродистой стали рекомендуемые значения лежат в пределах  $R \sim (0,5 \div 2) \cdot 10^{-4} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$ . Более точные значения  $R$  определяются из опыта эксплуатации теплообменных устройств или при измерениях толщины и теплопроводности оксидных пленок или отложений.

Большинство формул, приводимых ниже, относится к кипению воды и пароводяных потоков.

## 5.2. КИПЕНИЕ В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

**Пузырьковое кипение.** Теплоотдача при развитом кипении воды в большом объеме рассчитывается по формуле

$$\alpha = 4,34q^{0.7} (p^{0.14} + 1,35 \cdot 10^{-2} p^2), \quad (5.2)$$

где  $q$  — в Вт/м<sup>2</sup>;  $p$  — в МПа;  $\alpha$  — в Вт/(м<sup>2</sup>·К). Диапазон использования:  $p = 0,1 \div 20$  МПа;  $q < 0,4$  МВт/м<sup>2</sup>. По этой формуле находится также коэффициент теплоотдачи при кипении воды, недогретой до температуры насыщения. Температурный напор определяется в этом случае как разница между температурой поверхности и температурой насыщения.

Эмпирическая зависимость коэффициента теплоотдачи от температуры насыщения имеет вид

$$\alpha = 10,45q^{0.7} / [3,3 - 0,0113(T_s - 373)]. \quad (5.3)$$

Здесь  $[T_s] = K$ . Диапазон использования тот же, что и для формулы (5.2).

Для расчета теплоотдачи при кипении неметаллических жидкостей можно воспользоваться также критериальной формулой

$$Nu = C Re^n Pr^{1/3}. \quad (5.4)$$

При  $Re \leq 0,01$  и  $C = 0,0625$   $n = 0,5$ ; при  $Re > 0,01$  и  $C = 0,125$   $n = 0,65$ . Здесь  $Nu = \alpha l_* / \lambda_*$ ;  $Re = wl_* / \nu$ ;  $l_* = c_p \rho' \sigma T_s / (r \rho'')^2$ ;  $w = q / r \rho''$ .

Диапазон применения формулы:  $Pr = 0,86 \div 7,6$ ;  $Re = 10^{-5} \div 10^4$ . Для воды  $p = 0,45 \div 17,5$  МПа.

Оценки коэффициентов теплоотдачи при кипении жидкостей, для которых отсутствуют прямые измерения, можно выполнить, основываясь на теории термодинамического подобия:

$$\alpha = 787 p_{кр}^{1.3} T_{кр}^{-5/6} M^{-1/6} \pi^{0.1} (1 + 4,65 \pi^{1.16}) q^{2/3}, \quad (5.5)$$

где  $p_{кр}$ ,  $T_{кр}$  — критические параметры;  $M$  — молекулярная масса;  $\pi = p / p_{кр}$  — приведенное давление (меньше 0,9);

$p_{кр}$  — в МПа;  $[q]$  — в Вт/м<sup>2</sup>;  $[\alpha]$  — в Вт/(м<sup>2</sup>·К).

**Пленочное кипение.** При пленочном режиме кипения жидкость отделена от поверхности нагрева пленкой пара. Теплоотдача зависит от режима течения пара в пленке, который определяется размерами и формой поверхности нагрева, ее ориентацией в поле силы тяжести.

Средний коэффициент теплоотдачи при пленочном кипении на вертикальной пластине небольшой высоты (при ламинарном течении паровой пленки) рассчитывается по формуле

$$\bar{\alpha} = \beta \lambda'' \sqrt[3]{r \rho'' (\rho' - \rho'') g \varphi / \mu'' q h}, \quad (5.6)$$

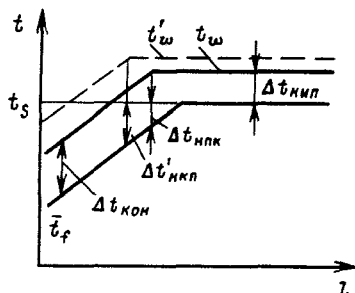
где  $\beta = 0,65 \div 1,0$ ;  $\varphi = 1 + c_p'' (t_w - t_s) / 2r$ .

При кипении на поверхности горизонтального цилиндра (вместо  $h$  в формулу следует подставить диаметр цилиндра) коэффициент теплоотдачи примерно на 20% ниже рассчитываемого по формуле (5.6). При турбулентном течении пленки пара ее толщина не оказывает существенного влияния на теплоотдачу. Теплоотдача вертикальных поверхностей описывается формулой

$$\alpha l / \lambda'' = C [(gl^3 / \nu''^2) (\rho' - \rho'') / \rho'']^n, \quad (5.7)$$

где  $l = 26 \sqrt{q \mu'' / r \rho'' (\rho' - \rho'') g^2}$ .

Рис. 5.2. Распределение температуры жидкости и температуры стенки при поверхностном кипении ( $q = \text{const}$ ):  
 — без отложений на поверхности; --- при наличии отложений



При  $[(gl^3/\nu''^2)(\rho' - \rho'')/\rho'' = 2 \cdot 10^4 \div 1,4 \cdot 10^6$  и  $C = 0,28$   $n = 1/3$ ; при  $(gl^3/\nu''^2)(\rho' - \rho'')/\rho'' = 1,4 \cdot 10^6 \div 1,5 \cdot 10^7$  и  $C = 0,01$   $n = 0,57$ .

### 5.3. КИПЕНИЕ В КАНАЛАХ

**Зона поверхностного кипения (кипение воды, недогретой до температуры насыщения).** Начало развитого поверхностного кипения в трубах определяется (при постоянном тепловом потоке) по изменению наклона кривой, отражающей распределение температуры стенки по длине (рис. 5.2).

Поэтому в общем случае

$$\Delta t_{н.к} = t_s - \bar{t}_f = q/\alpha_x - q/\alpha_0, \quad (5.8)$$

где  $\alpha_x$  может быть найдено по формуле § 4.2;  $\alpha_0$  — по формулам (5.2) — (5.5).

При наличии отложений

$$\Delta t'_{н.к} = q(\alpha_x^{-1} - \alpha_0^{-1} + R), \quad (5.9)$$

где  $R$  — термическое сопротивление отложений,  $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$ ;  $\Delta t_{н.к}$ ,  $\Delta t'_{н.к}$  — перепады температур, соответствующие началу поверхностного кипения. Таким образом, поверхностное кипение начинается по достижении определенной энтальпии потока ( $h_{н.к}$ ):

$$\Delta h = h' - h_{н.к} = 0,3q^{1,1} d^{0,2} (\rho w')^{-0,9} (\rho''/\rho')^{0,3} \pm 15\%, \quad (5.10)$$

где  $h$  — в  $\text{кДж}/\text{кг}$ ;  $q$  — в  $\text{Вт}/\text{м}^2$ ;  $d$  — в  $\text{м}$ ;  $\rho w'$  — в  $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ . Эта формула рекомендуется для следующего диапазона:  $p = 4,9 \div 19,6$  МПа;  $\rho w' = 1300 \div 11\,000$   $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $q = 0,43 \div 1,3$   $\text{МВт}/\text{м}^2$ ;  $d = 2,9 \div 6,3$   $\text{мм}$ .

Энтальпия в точке начала поверхностного кипения может быть найдена также через балансное паросодержание:

$$h_{н.к} = h + r x_{н.к}, \quad (5.11)$$

где  $x_{н.к} = -0,49 \text{Re}_1^{0,7} \text{Re}_2^{-0,3} \pi^{0,15}$ ;  $\text{Re}_1 = qd_\sigma / r\mu'$ ;  $\text{Re}_2 = (\rho w) d_\sigma / \mu'$ ;  $d_\sigma = \sqrt{\sigma/g(\rho' - \rho'')}$ ;  $\pi = p/p_k$ .

Начало развитого поверхностного кипения в узких кольцевых каналах наступает при

$$\Delta t_{н.к} = 20,7qp^{0,43} d_\sigma^{0,23} / w_0, \quad (5.12)$$

где  $d_\sigma$  — эквивалентный гидравлический диаметр;  $w_0$  — скорость циркуляции,  $\text{м}/\text{с}$ ;  $q$  — в  $\text{МВт}/\text{м}^2$ ;  $p$  — в МПа.

Теплоотдача в каналах при неразвитом кипении воды, недогретой до температуры насыщения, рассчитывается по следующему формулам:

$$\alpha/\alpha_0 = \left\{ 1 + \left[ \alpha_0 \left( \frac{1}{\alpha_k} - \frac{t_s - \bar{t}_f}{q} \right) \right]^{-3/2} \right\}^{2/3}, \quad (5.13)$$

или

$$\alpha/\alpha_0 = 1/\text{th} [\alpha_0/\alpha_k - \alpha_0(t_s - \bar{t}_f)/q], \quad (5.14)$$

где  $\alpha_0$  вычисляется по формулам (5.2)—(5.5);  $\alpha_k$  вычисляется по формулам § 4.2;  $q$ —удельный тепловой поток;  $t_s - \bar{t}_f$ —недогрев жидкости до температуры насыщения.

**Зона развитого кипения.** Коэффициент теплоотдачи при кипении воды в трубах для развитого пузырькового кипения определяется по формуле

$$\alpha = \alpha_1 \sqrt{1 + 7 \cdot 10^{-9} (\rho' w_{cm} r/q)^{3/2} (0,7\alpha_0/\alpha_1)^2}, \quad (5.15)$$

где  $\alpha_1 = \sqrt{\alpha_k^2 + (0,7\alpha_0)^2}$ ;  $\alpha_k$ —коэффициент теплоотдачи при течении однофазного потока воды в трубе или канале, рассчитываемый по скорости циркуляции  $w_0$  [формула (4.1)];  $\alpha_0$  вычисляется по формулам (5.2)—(5.5);  $w_{cm} = w_0 [1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]$ —средняя скорость пароводяной смеси, м/с;  $x$ —расходное массовое паросодержание;  $w_0$ —скорость циркуляции, м/с.

Влияние скорости смеси на коэффициент теплоотдачи при кипении в каналах проявляется при  $(\rho' w_{cm} r/q)(0,7\alpha_0/\alpha_1)^{4/3} > 5 \cdot 10^4$ . При меньших значениях этого комплекса  $\alpha = \alpha_1$ . Диапазон применения формулы (5.15):  $p = 0,2 \div 17$  МПа;  $q = 0,08 \div 6$  МВт/м<sup>2</sup>;  $w_{cm} = 1 \div 300$  м/с.

Упрощенные формулы для воды при 2—20 МПа (точность  $\pm 35\%$ ) имеют вид

$$\alpha = \alpha_k \text{ при } \alpha_0/\alpha_k < 0,5; \quad (5.16)$$

$$\alpha = \alpha_k \sqrt{1 + (0,9\alpha_0/\alpha_k)^2} \text{ при } 0,5 < \alpha_0/\alpha_k < 3; \quad (5.17)$$

$$\alpha = 0,9\alpha_0 \text{ при } \alpha_0/\alpha_k > 3. \quad (5.18)$$

**Закризисная зона.** В закризисной зоне парогенерирующего канала (т. е. в зоне, которая следует за областью кризиса теплообмена) поток пароводяной смеси имеет дисперсную структуру—капли жидкости распределены в паре. В зависимости от режима некоторая доля капель испаряется в ядре потока, а тепло от стенки отводится в основном конвекцией пара. Одновременное наличие перегретого пара и капель жидкости, которые имеют температуру насыщения, делает двухфазный поток термодинамически неравновесным. В этом случае истинное массовое паросодержание потока оказывается меньше балансного. Степень термической неравновесности определяется как отношение истинного массового паросодержания к балансному:  $n = x_n/x$ . Средние температура и энтальпия перегретого пара в таком случае определяются отношениями

$$\bar{t}_n = t_s + \frac{r}{c_p} \frac{1-n}{n} = t_s + \frac{r}{c_p} + \frac{x-x_n}{x_n}, \quad (5.19)$$

$$\bar{h} = h'' + r \frac{1-n}{n} = h'' + r \frac{x+x_n}{x_n}. \quad (5.20)$$



Рис. 5.3. Распределение температур и истинного массового паросодержания в закризисной зоне:

— при условии термически равновесного потока; --- для термически неравновесного потока

Распределение температур и истинного массового паросодержания в закризисной зоне показано на рис. 5.3. Коэффициент теплоотдачи в закризисной зоне обычно относят к разности температур  $t_w - t_s$ . В круглых трубах и кольцевых каналах теплоотдача рассчитывается по формуле

$$Nu'' = 0,023 \{Re'' Pr_w'' [x + (\rho''/\rho') \times (1-x)]\}^{0,8} Y \pm 25\%; \quad (5.21)$$

$$Y = 1 - 0,1 (\rho''/\rho' - 1)^{0,4} (1-x)^{0,4};$$

$$Nu'' = \alpha d/\lambda''; \quad Re'' = \rho w d/\mu''. \quad (5.22)$$

Диапазон применения:  $p = 4 + 22$  МПа;  $\rho w = 1000 + 2000$  кг/(м<sup>2</sup>·с).

Для более широкого диапазона параметров можно воспользоваться формулой

$$Nu'' = 3,27 \cdot 10^{-3} \{Re'' [x + (\rho''/\rho')(1-x)]\}^{0,9} (Pr_w'')^{1,32} Y^{-1,5}. \quad (5.23)$$

Диапазон применения формулы дан в табл. 5.1.

При массовых скоростях менее 1000 кг/(м<sup>2</sup>·с) существенной становится термодинамическая неравновесность пароводяного потока, т. е. перегрев пара относительно температуры насыщения при наличии капель жидкости в потоке.

В этом случае коэффициент теплоотдачи относится к разности температур  $t_w - \bar{t}_n$  вместо  $t_w - t_s$ , как это практикуется обычно для термодинамически равновесного потока. В таком случае

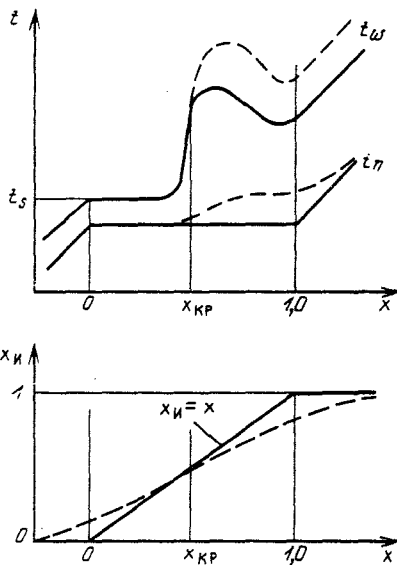
$$t_w = \bar{t}_n + q/\alpha. \quad (5.24)$$

Таблица 5.1. Диапазон применения формулы (5.23) для труб и кольцевых каналов

Параметр	Круглая труба	Кольцевой канал	Параметр	Круглая труба	Кольцевой канал
$d_r$ , мм	2,5—25	1,5—6,3	$q$ , Вт/см <sup>2</sup>	12—210	45—225
$p$ , МПа	6,8—22	3,4—10	$Y$	0,706—0,975	0,610—0,953
$\rho w$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)	400—5300	800—4100	$Pr_w''$	0,88—2,21	0,91—1,22
$x$	0,1—0,9	0,1—0,9	$Nu''$	95—1700	160—640

Температуру перегрева пара находят по таблицам свойств водяного пара, зная  $\bar{h}_n$ :

$$\bar{h}_n = h'' + r(x - x_n)/x_n \quad (5.25)$$



(где  $x$  — балансное паросодержание;  $x_n$  — истинное массовое паросодержание;  $r$  — теплота испарения;  $h''$  — теплосодержание сухого насыщенного пара), или по соотношению

$$t_n = t_s + A(p) [(x - x_n)/x_n]^{4.3}. \quad (5.26)$$

Истинное массовое паросодержание определяется из выражения

$$\frac{dx_n}{dx} = CA(p) \lambda'' \frac{\rho'' (\rho w)''^2 d x}{\rho' q x_n} \left( \frac{x - x_n}{x_n} \right)^{4.3}. \quad (5.27)$$

Здесь  $C = 175 \text{ кг} \cdot (\text{м} \cdot \text{с})^2$ ;  $A(p) = 5 \cdot 10^3 / p^2 - 43p + 880$ ;  $p$  — в МПа.

Коэффициент теплоотдачи в (5.24) находится по соотношению

$$\text{Nu} = 0.028 \text{ Re}^{0.8} \text{ Pr}^{0.4} (\rho_w / \rho_f)^{1.15}. \quad (5.28)$$

Здесь все свойства выбираются при средней температуре перегретого пара  $t_n$ . Эта методика проверена для  $\rho w = 300 \div 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $q = 0 \div 0.6 \text{ МВт}/\text{м}^2$ ;  $p = 7 \div 18 \text{ МПа}$ .

В змеевиковых трубах теплоотдача в закризисной зоне имеет ряд особенностей по сравнению с теплоотдачей в прямых трубах. Вследствие неравномерностей возникновения кризиса по периметру сечения змеевика и влияния центробежной силы наблюдаются большие изменения коэффициента теплоотдачи по периметру труб и, как следствие этого, большие градиенты температуры по углу. Эффекты неравновесности в закризисной зоне змеевиковых труб меньше, чем в закризисной зоне прямых труб при идентичных параметрах. Расчетная формула имеет вид

$$\text{Nu} = C \text{ Re}_{\text{см}}^{0.8} \text{ Pr}_w^{0.8} Y \pm 25\%, \quad (5.29)$$

где  $C = 0.017$  для змеевиков;  $C = 0.017(1 + 3.18 d/D)$  для труб, изогнутых на  $90^\circ$ ;  $\text{Re}_{\text{см}} = (\rho w d / \mu'') [1 + x(\rho'/\rho'' - 1)]$ ;  $Y = 1 + 0.5(\rho'/\rho'' - 1)^{0.8}(1 - x)$  для  $\rho'/\rho'' < 450$ ;  $Y = 1 + 70(1 - x)$  для  $\rho'/\rho'' > 450$ .

Эта формула описывает экспериментальные данные, полученные на пароводяной смеси в диапазоне  $\text{Re}_{\text{см}} = 5.4 \cdot 10^3 \div 4.6 \cdot 10^5$ ;  $d/D = 0.007 \div 0.14$ ;  $\rho w = 100 \div 1000 \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$ ;  $p = 1.2 \div 21.5 \text{ МПа}$ ;  $q = 0.1 \div 1.1 \text{ МВт}/\text{м}^2$ .

Другая формула расчета теплоотдачи имеет вид

$$\text{Nu} = \text{Nu}_0 [1 + 0.1(\rho'/\rho'' - 1)^{0.4}(1 - x)] [x + (\rho''/\rho')(1 - x)]^{0.8}. \quad (5.30)$$

Здесь  $\text{Nu}_0$  — число Нуссельта для однофазного потока в змеевиковых трубах [см. формулы (4.10) и (4.11)].

Средняя теплоотдача пучка стержней в закризисном режиме рассчитывается по формуле

$$\overline{\text{Nu}} = \text{Nu}'' K, \quad (5.31)$$

где  $\text{Nu}''$  находится по формуле (5.21) или (5.23);  $K$  — отношение среднего коэффициента теплоотдачи в пучке к коэффициенту теплоотдачи в трубе.

Наиболее простое выражение для  $K$  имеет вид

$$K \approx 1.1s/d - 0.26, \quad (5.32)$$

где  $s/d$  — относительный шаг.

Минимальный коэффициент теплоотдачи в пучке стержней находится по формуле

$$\text{Nu}_{\min} = \overline{\text{Nu}}_j, \quad (5.33)$$

где

$$j = 0,3 + 0,8 (s/d - 1)^{0,25} \quad (5.34)$$

**Зона перегрева пара.** С увеличением температуры стенки коэффициент теплоотдачи снижается в основном в связи с уменьшением  $\epsilon_p$  и  $\text{Pr}$  в пристенном слое. Расчет теплоотдачи в прямых трубах ведется по формуле

$$\text{Nu}_f = 0,023 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_w^{0,8} \quad (5.35)$$

Для водяного пара при  $t'' \gg t_s$  и  $p < 2$  МПа  $\text{Pr}_w$  и  $\text{Pr}''$  мало отличаются от единицы и соотношение (5.35) практически совпадает с формулами (4.1) и (4.2). Более точный результат дает формула

$$\text{Nu}_f = 0,028 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{0,4} (\rho_w / \rho_f)^{1,15}, \quad (5.36)$$

где  $\rho_w$ ,  $\rho_f$  — плотности пара при температуре стенки и средней температуре пара.

Теплоотдача перегретого пара в змеевиковых трубах рассчитывается по формуле

$$\text{Nu}_f = 0,0133 \text{Re}_f^{0,8} \text{Pr}_f^{1/3} C, \quad (5.37)$$

где  $C = [\text{Re}(d/D)^2]^{0,05}$  аналогично поправке, вводимой при расчете коэффициента гидравлического сопротивления.

## Глава 6

### КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА ПРИ КИПЕНИИ

#### 6.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Под кризисом теплообмена понимается достаточно резкое снижение интенсивности теплоотдачи при повышении плотности теплового потока, повышении энтальпии, а также при изменении давления, скорости, когда происходит изменение механизма переноса тепла от стенки. Это явление обычно связывают с неустойчивостью структуры пристенного слоя при достижении определенных критических условий, когда отвод тепла не обеспечивается без изменений структуры пристенного слоя. По установившимся представлениям по достижении критических условий происходит уменьшение контакта жидкости со стенкой, что и вызывает быстрый рост температуры обогреваемой поверхности.

Характер движения жидкости и интенсивность теплоотдачи при кипении в большом объеме определяются в основном свойствами кипящей жидкости и плотностью теплового потока или температурой поверхности. Наступление кризиса в этом случае связывают с переходом пузырькового кипения в пленочное.

При вынужденном движении жидкости, недогретой до температуры насыщения, или парожидкостной смеси с небольшим паросодержанием поверхность нагрева перегревается вследствие недостаточного поступления к ней жидкости, оттесняемой образующимся паром.

При больших паросодержаниях парожидкостной смеси наступает дисперсно-кольцевой режим (в ядре потока течет пар с каплями жидкости, а по стенке — пленка жидкости). В этом случае наступление кризиса связывается с высыханием или срывом жидкой пленки и образованием сухой поверхности.

Если в парогенерирующем канале не все поверхности обогрываются (или обогрываются неодинаково), то часть жидкости, текущая по необогреваемой поверхности, практически не участвует в теплообмене и тем самым понижает интенсивность теплообмена на остальных поверхностях (эффект «холодной» стенки).

## 6.2. КРИЗИС В БОЛЬШОМ ОБЪЕМЕ

При кипении жидкости с увеличением плотности теплового потока (температурного напора) число центров парообразования и частота отрыва паровых пузырей растут. Вместо одиночных пузырей от поверхности нагрева движутся струи пара, а между ними навстречу жидкость. Образующийся пар затрудняет доступ жидкости к поверхности нагрева. При критической плотности теплового потока устойчивость встречных потоков пара и жидкости нарушается, что ведет к нарушению структуры пристенного слоя, уменьшению времени и поверхности контакта между жидкостью и стенкой. Это приводит к резкому снижению коэффициента теплоотдачи, повышению температуры теплоотдающей поверхности.

Предположение о гидродинамической природе кризиса кипения приводит к рассмотрению совместного действия сил инерции, тяжести и поверхностного натяжения.

Для кипения жидкости при температуре насыщения на горизонтальной плоской поверхности расчетная формула, полученная на основании гидродинамической теории кризиса теплообмена, имеет вид

$$q_{кр0} = Ckr \sqrt{\rho''} \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')} \quad (6.1)$$

Значения  $C$  и выражения для  $k$  даны в табл. 6.1.

Таблица 6.1. Значения коэффициентов  $C$  и выражения для  $k$  в формуле (6.1) по данным разных авторов

Автор	$C$	$k$
С. С. Кутателадзе [15] Н. Зубр [44]	0.16 $\pi/24$	1 $[\rho'(\rho' - \rho'')]^{0.5}$
В. М. Боришанский [4]	1	$0.13 - 4 \left[ \frac{g(\mu')^2 (\rho' - \rho'')^{0.5}}{\rho' \sigma^{1.5}} \right]^{0.4}$
Чанг и Свайдер [38]	0.145	$[(\rho' + \rho'') \rho']^{0.5}$
Мейсис и Беренсон [19]	0.18	$\left[ \frac{\rho' + \rho''}{\rho' \rho''} \right]^{0.5} \left[ 1 + 2 \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0.5} + \frac{\rho''}{\rho'} \right]^{-1} (\rho'')^{-0.5}$
И. Г. Маленков [18]	1	$30 M_*^{2/3}; M_* = \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0.5} \left( \frac{g\sigma}{\rho' - \rho''} \right)^{0.25}$

При кипении жидкости, температура которой вдали от поверхности нагрева меньше температуры насыщения  $t_s$ , критический тепловой поток определяется по уравнению

$$q_{кр} = q_{кр0} [1 + 0,1 (\rho' / \rho'')^{0,76} (h' - h) / r]. \quad (6.2)$$

Формула применима при  $p / p_{кр} < 0,5$  и  $(h' - h) / r < 0,6$ . Здесь  $q_{кр0}$  — критический тепловой поток для жидкости при температуре насыщения, см. формулу (6.1);  $h'$ ,  $h$  — энтальпия жидкости при температуре насыщения и температуре жидкости в объеме;  $r$  — теплота испарения.

### 6.3. КРИЗИС В ТРУБАХ

**Критическая плотность теплового потока.** По установившимся представлениям кризис в каналах вызывается уменьшением контакта жидкости с поверхностью нагрева. Кризис может произойти в результате: 1) гидродинамического и теплового разрушения пристенного парожидкостного слоя и образования паровой пленки, что характерно для области недогретой жидкости и малого паросодержания; 2) испарения (высыхания) жидкой пленки, текущей вдоль стенки (дисперсно-кольцевой режим). Высыхание пленки связано с процессами испарения, механического уноса жидкости и выпадания капель из ядра парожидкостного потока. Эти два вида кризиса получили название кризисов I и II рода. В зарубежной литературе этому соответствуют термины «пережог» (burnout) и «высыхание» (dryout).

При больших паросодержаниях, соответствующих дисперсному режиму потока, тепло от стенки отводится попадающими на нее каплями жидкости. Наступление кризиса в этом режиме связывается с недостаточным орошением стенки каплями («кризис орошения»).

Таблица 6.2. Механизмы кризиса теплоотдачи при течении в каналах

Режим	Условия	Определяющий механизм
Пузырьковый	Высокие $\Delta t_n$ , $q$ , $\rho w$	Перегрев стенки в месте образования парового пузыря или оттеснение жидкости от стенки образующимся паром
Обращенный кольцевой	Средние и низкие $\Delta t_n$ , высокие давление и $\rho w$	Поверхность изолируется от жидкости слоем пара
Снарядный	Малый недогрев, низкое давление, низкие и средние $\rho w$	Высыхание пленки между пробками жидкости
Кольцевой, дисперсно-кольцевой	Низкие и средние давления $x < x_{гр}$	Испарение или разрыв пленки жидкости между гребнями волн
Дисперсно-кольцевой	$x \sim x_{гр}$	Испарение пленки
Дисперсный	Низкие и высокие $\rho w$	Испарение капель

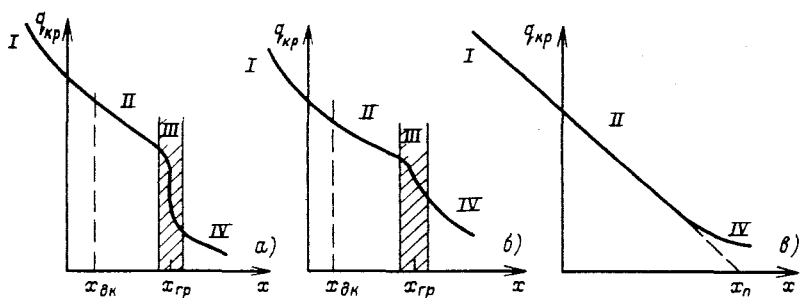


Рис. 6.1. Виды зависимостей  $q_{кр}(x)$ :

$x_{vk}$  — начало дисперсно-кольцевого режима;  $x_n$  — предельное паросодержание;  $x_{gp}$  — граничное паросодержание;  $///$  — область критического паросодержания; I — кризис, связанный с переходом пузырькового кипения в пленочное; II — то же, но в дисперсно-кольцевом режиме; III — кризис, связанный с высыханием жидкой пленки; IV — кризис орошения

Механизмы кризиса теплоотдачи в каналах в значительной мере определяются режимами течения двухфазной смеси, недогревом жидкости до температуры насыщения и плотностью теплового потока. Связь основных определяющих механизмов кризиса теплоотдачи с режимами течения показана в табл. 6.2.

Между всеми механизмами кризиса, по-видимому, нет резких границ и есть области одновременного влияния двух или более механизмов. В связи с этим интерпретация опытных данных и форма описания их эмпирическими уравнениями вызывают определенные трудности. Традиционным является представление опытных данных в координатах  $q_{кр}(x_{кр})$  или  $N_{кр}(h_{вк})$ . Если последняя зависимость включает первичные данные эксперимента, то при переходе к зависимости  $q_{кр}(x_{кр})$  необходимо вычислить из уравнения теплового баланса  $x_{кр}$ , что сопряжено с дополнительными ошибками. При разных  $Re$ ,  $d$ ,  $p$ ,  $x$  и т. д. наблюдаются три вида зависимости  $q_{кр}(x)$  (рис. 6.1). Зависимости типа показанных на рис. 6.1, а для каналов с  $d_t \sim 10 \div 15$  мм наблюдаются в области параметров пароводяного потока  $Re \approx 500 \div 2000$  кг/(м<sup>2</sup>·с) и  $p \approx 5 \div 15$  МПа. Паросодержание, соответствующее изменению наклона в зависимости  $q_{кр}(x)$  или резкому спаду этой зависимости, носит название граничного и обычно связывается с высыханием жидкой пленки, текущей по обогреваемой стенке, в условиях, когда выпадение капель жидкости из потока на стенку не компенсирует уносимой и испаряющейся жидкости на стенке.

Интенсивность выпадения капель (орошение) увеличивается с ростом массовой скорости и давления. При  $p > 16$  МПа и  $Re > 2500$  кг/(м<sup>2</sup>·с) интенсивность орошения является основным фактором, определяющим отвод тепла от стенки и ее температурный режим. Наступление кризиса в этом случае связывается с недостаточным орошением стенки (рис. 6.1, в). Рисунок 6.1, б отражает некоторый промежуточный вид зависимости.

В табл. П.11.1 приведены значения критической плотности теплового потока при  $l/d \geq 20$  для трубы диаметром 8 мм.

Использование данных табл. П.11.1 является наиболее надежным способом определения критической плотности теплового потока.

Эти таблицы получены коллективом авторов (П. Л. Кириллов, В. П. Бобков, И. Б. Катан, В. Н. Виноградов, И. П. Смогалева, Э. Б. Болтенко) с участием специалистов НИКИЭТ (В. Н. Смолин), ИВТ АН СССР (Ю. А. Зейгарник), ИТТФ (Е. Д. Домашов) и др. При этом широко использованы данные контрольного эксперимента. В ФЭИ имеются программы для персональных и ЕС ЭВМ, позволяющие использовать указанные скелетные таблицы для расчета критических тепловых потоков в трубах различного диаметра.

В табл. 6.3 приведены параметры и границы некоторых особых режимов течения и значения критических тепловых потоков при этих параметрах:  $x_{дк}$  — граница дисперсно-кольцевого режима течения;  $q_{дк}$  — критический тепловой поток при  $x_{дк}$ ;  $x_{л}$ ,  $x_{п}$  — левая и правая границы переходной области от кризиса первого рода к кризису второго рода;  $q_{л}$  и  $q_{п}$  — значения  $q_{кр}$  в этих точках.

Таблица 6.3. Значения характерных паросодержаний и критических тепловых потоков при этих значениях паросодержаний

$p$ , МПа	$\rho_w$ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$	$x_{дк}$	$q_{дк}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$x_{л}$	$q_{л}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$x_{п}$	$q_{п}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$\Delta x = x_{л} - x_{п}$
1.0	500	0.05	9.85	0.63	3.25	0.83	0.03	0.19
	750	0.04	9.66	0.54	3.80	0.68	0.03	0.15
	1000	0.04	9.52	0.48	4.09	0.60	0.04	0.12
	1500	0.03	9.32	0.40	4.40	0.49	0.05	0.09
	2000	0.03	9.17	0.36	4.56	0.43	0.05	0.07
	2500	0.02	9.05	0.33	4.65	0.39	0.06	0.06
	3000	0.02	8.95	0.31	4.71	0.35	0.07	0.05
	4000	0.02	8.80	0.27	4.78	0.31	0.07	0.04
	5000	0.02	8.68	0.25	4.82	0.28	0.08	0.03
1.5	500	0.06	9.23	0.67	2.85	0.87	0.04	0.20
	750	0.05	9.07	0.57	3.44	0.72	0.05	0.15
	1000	0.04	8.94	0.51	3.76	0.63	0.05	0.12
	1500	0.04	8.76	0.43	4.09	0.52	0.06	0.09
	2000	0.03	8.63	0.38	4.27	0.45	0.07	0.07
	2500	0.03	8.52	0.35	4.37	0.41	0.08	0.06
	3000	0.03	8.44	0.32	4.44	0.37	0.09	0.05
	4000	0.02	8.30	0.29	4.53	0.33	0.10	0.04
	5000	0.02	8.19	0.26	4.57	0.29	0.11	0.03
2.0	500	0.07	8.69	0.70	2.55	0.91	0.05	0.20
	750	0.06	8.55	0.60	3.16	0.75	0.06	0.15
	1000	0.05	8.45	0.53	3.49	0.65	0.06	0.12
	1500	0.04	8.28	0.45	3.84	0.54	0.08	0.09
	2000	0.04	8.16	0.40	4.02	0.47	0.09	0.07
	2500	0.03	8.07	0.37	4.13	0.42	0.10	0.06
	3000	0.03	7.99	0.34	4.21	0.39	0.11	0.05
	4000	0.03	7.86	0.30	4.30	0.34	0.12	0.04
	5000	0.02	7.76	0.28	4.35	0.30	0.14	0.03
3.0	500	0.09	7.78	0.74	2.11	0.95	0.06	0.20
	750	0.07	7.68	0.63	2.74	0.78	0.07	0.15
	1000	0.06	7.60	0.56	3.07	0.68	0.08	0.12
	1500	0.05	7.47	0.48	3.43	0.56	0.10	0.09

$p$ , МПа	$\rho w$ , $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2}$	$x_{\text{лк}}$	$q_{\text{лк}}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$x_{\text{л}}$	$q_{\text{л}}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$x_{\text{п}}$	$q_{\text{п}}$ , $\frac{\text{МВт}}{\text{м}^2}$	$\Delta x = x_{\text{п}} - x_{\text{л}}$
5.0	2000	0.04	7.37	0.42	3.62	0.49	0.12	0.07
	2500	0.04	7.29	0.39	3.74	0.44	0.13	0.05
	3000	0.04	7.22	0.36	3.82	0.40	0.14	0.05
	4000	0.03	7.11	0.32	3.91	0.35	0.16	0.03
	5000	0.03	7.02	0.29	3.97	0.32	0.18	0.03
	500	0.11	6.37	0.79	1.55	0.99	0.32	0.20
	750	0.09	6.31	0.67	2.16	0.81	0.10	0.15
	1000	0.08	6.26	0.59	2.48	0.71	0.12	0.12
	1500	0.07	6.18	0.50	2.82	0.59	0.14	0.08
	2000	0.06	6.10	0.45	3.01	0.51	0.16	0.06
7.0	2500	0.05	6.04	0.41	3.12	0.46	0.18	0.05
	3000	0.05	5.99	0.38	3.20	0.42	0.19	0.04
	4000	0.04	5.91	0.34	3.29	0.37	0.22	0.03
	5000	0.04	5.84	0.31	3.35	0.33	0.25	0.02
	500	0.13	5.86	0.85	1.12	0.99	0.00	0.14
	750	0.11	5.58	0.68	1.67	0.88	0.04	0.20
	1000	0.09	5.38	0.58	1.88	0.74	0.09	0.16
	1500	0.08	5.09	0.46	2.06	0.58	0.16	0.12
	2000	0.07	4.89	0.39	2.12	0.49	0.23	0.10
	2500	0.06	4.73	0.34	2.14	0.43	0.29	0.08
10.0	3000	0.05	4.61	0.31	2.15	0.38	0.35	0.07
	4000	0.05	4.42	0.26	2.15	0.32	0.46	0.06
	5000	0.04	4.27	0.23	2.13	0.28	0.56	0.05
	500	0.16	3.61	0.75	1.05	0.95	0.02	0.20
	750	0.13	3.45	0.60	1.31	0.75	0.09	0.15
	1000	0.11	3.33	0.51	1.42	0.63	0.15	0.12
	1500	0.09	3.16	0.40	1.50	0.49	0.25	0.09
	2000	0.08	3.04	0.34	1.53	0.41	0.34	0.07
	2500	0.07	2.95	0.30	1.53	0.36	0.42	0.06
	3000	0.06	2.87	0.27	1.53	0.32	0.50	0.05
12.0	500	0.17	2.61	0.68	0.93	0.85	0.06	0.17
	750	0.14	2.50	0.54	1.09	0.67	0.13	0.12
	1000	0.12	2.41	0.46	1.16	0.56	0.20	0.10
	1500	0.10	2.29	0.37	1.20	0.44	0.31	0.07
	2000	0.09	2.21	0.31	1.21	0.37	0.42	0.06
14.0	2500	0.08	2.14	0.28	1.21	0.32	0.51	0.05
	500	0.18	1.85	0.61	0.79	0.75	0.09	0.14
	750	0.15	1.77	0.49	0.88	0.59	0.18	0.10
	1000	0.13	1.71	0.41	0.92	0.49	0.25	0.08
	1500	0.10	1.63	0.33	0.94	0.39	0.38	0.06
2000	0.09	1.57	0.28	0.94	0.33	0.50	0.04	

В табл. П.11.1 в областях между  $x_{\text{л}}$  и  $x_{\text{п}}$  вместо значений  $q_{\text{кр}}$  проставлены звездочки, это означает, что в этой области наблюдается очень большой разброс экспериментальных данных по  $q_{\text{кр}}$ . Табл. П.11.1 рекомендуется использовать и для расчета  $q_{\text{кр}}$  при других значениях диаметра трубки, отличных от 8 мм. Для этого используются следующие соотношения.



В области пузырькового режима течения ( $-0,5 < x < x_0$ )

$$\frac{q_{кр}}{q_{кр,8}} = \left( \frac{d}{0,008} \right)^{0,2}, \quad (6.3)$$

где

$$x_0 = 1,5 \frac{\rho''}{\rho' + \rho''} - 0,1.$$

В области дисперсно-кольцевого режима течения ( $x_{дк} < x < x_l$ )

$$\frac{q_{кр}}{q_{кр,8}} = \left( \frac{d}{0,008} \right)^{-0,2}, \quad (6.4)$$

где

$$x_{дк} = 2,7 \left[ \frac{\rho'' \sigma 1000}{\rho w^2 d} \right]^{0,25} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,012}, \quad (6.5)$$

$$\left. \begin{aligned} x_l &= 0,52 \left[ \frac{\rho' \sigma 1000}{\rho w^2 d} \right]^{0,28} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,012} \quad \text{при } p = 6 \div 20 \text{ МПа} \\ x_l &= 1,05 \left[ \frac{\rho' \sigma 1000}{\rho w^2 d} \right]^{0,204} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,214} \quad \text{при } p < 6 \text{ МПа} \end{aligned} \right\}; \quad (6.6)$$

$$\left. \begin{aligned} x_n &= 0,57 \left[ \frac{\rho' \sigma 1000}{\rho w^2 d} \right]^{0,3} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{-0,037} \quad \text{при } p = 6 \div 20 \text{ МПа} \\ x_n &= 1,18 \left[ \frac{\rho' \sigma 1000}{\rho w^2 d} \right]^{0,24} \left( \frac{\rho''}{\rho'} \right)^{0,204} \quad \text{при } p < 6 \text{ МПа} \end{aligned} \right\}. \quad (6.7)$$

В области  $x > x_n$  поправка на диаметр имеет вид

$$\frac{q_{кр}}{q_{кр,8}} = \left( \frac{d}{0,008} \right)^{-0,33} \quad (6.8)$$

В формулах (6.3)÷(6.8)  $d$  в м,  $\rho w$  в кг/(м<sup>2</sup>·с).

Для нахождения критической плотности теплового потока в переходных областях между  $x_0$  и  $x_{дк}$  или между  $x_l$  и  $x_n$  вычисляются значения  $q_{кр}$  в точках  $x_0$ ,  $x_{дк}$ ,  $x_l$  и  $x_n$  и проводится линейная интерполяция.

В табл. П.11.1 рамками обведены области, в которых имеются экспериментальные данные.

В других случаях могут оказаться удобными аппроксимационные формулы, которые, естественно, имеют меньшую точность по сравнению с данными в таблице. Для недогретой воды

$$q_{кр8} = A_0 + A_1 \Delta t_n + A_2 \cdot 10^{-3} \rho w, \quad (6.9)$$

где

$$A_0 = 11,25 - 0,708p + 2,57 \cdot 10^{-5} p^4 - 2,25 \exp(-0,4p);$$

$$A_1 = 1,44 \cdot 10^{-5} \rho w - 10^{-2} + 4,5 \cdot 10^{-3} p - 2,25 \cdot 10^{-4} p^2 + 5 \cdot 10^{-8} p^4;$$

$$A_2 = 0,12 + 0,33 \sin 2,83(0,1p - 1).$$

Диапазон применения формулы:  $p = 5 \div 20$  МПа;  $\rho w = 500 \div 5000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta t_n = 0 \div 75$  К. Для другого диапазона параметров может быть использована формула

$$q_{кр8} = [10,3 - 0,796p + 0,0167p^2] (\rho w \cdot 10^{-3})^m \exp(-1,5x) \pm 15\%,$$

где  $m = 1,2 [0,25(0,1p - 1) - x]$ . Здесь  $p = 3 \div 16$  МПа;  $\rho w = 750 \div 2000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta t_n = 0 \div 50$  К;  $x = 0 - x_{кр}$ .

В соответствии с характером зависимостей, отраженных на рис. 6.1, в [28] предложены формулы (6.10)—(6.13). В пределах от недогрева в 75°С до значения  $x_0$ , определяемого выражением

$$x_0 = [1,5\rho''/(\rho' + \rho'')] - 0,1,$$

для расчета критической плотности теплового потока предлагается формула

$$q_{кр1} = q_{кр0} + 8,4 \cdot 10^{-3} r (\rho'')^{0,5} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{0,25} \left(\frac{\mu'}{\mu''}\right)^{1,25} \times$$

$$\times \left[ \frac{\rho w}{\rho'} \left(\frac{\rho' - \rho''}{\sigma g}\right)^{0,25} \right]^{0,667} (x_0 - x), \quad (6.10)$$

где

$$q_{кр0} = 0,18r (\rho'')^{0,5} [\sigma g (\rho' - \rho'')]^{0,25} [(v''/v')^{0,5} - 1].$$

Для диапазона  $x_0 - x_1$  (кольцевое течение)

$$q_{кр2} = q_{кр0} \{ \exp [0,2(d'/\rho'\sigma)^{0,333} (\rho w)^{0,667} (x - x_0)] \}^{-1} \quad (6.11)$$

величина  $x_1$  определяется выражением

$$x_1 / (1 - x_1)^{0,333} = \frac{0,9(\rho'\sigma)^{0,5} \times}{(\mu'\rho w)^{0,667} d'^{0,167} \exp \{ 45 \times$$

$$\times (v''/v')^{0,667}$$

$$\rightarrow \frac{\times (v''/v')^{0,667}}{\times [q/r(\rho' - \rho'')] (\rho''/\sigma g)^{0,25}} \}$$

При  $x > x_1$

$$q_{кр3} = 0,22r (\mu''/\mu') [\mu'' \rho'' \rho' / d(\rho' - \rho'')]^{0,333} (\rho w)^{0,667} (1 - x)^2 [x(\rho' - \rho'') + \rho'']^{-0,333}. \quad (6.12)$$

Для  $\rho w = \text{const}$  и  $p = \text{const}$  расчет проводится по формулам (6.10), (6.11), (6.12) до взаимного пересечения кривых. Область над кривыми в координатах  $q_{кр}(x)$  характеризуется как кризисная.

Если результат расчета по формуле (6.12) оказывается выше, чем по формуле (6.11), то при  $x < x_0$  для данного режима

$$q_{кр1}^* = q_{кр3}^*(x_0) + 0.01r(\rho'/\rho'')^{0.5} [\sigma g(\rho' - \rho'')]^{0.25} \times \times \{\rho'' [(\rho' - \rho'')/\sigma g]^{0.25}\}^{0.5} (x_0 - x), \quad (6.13)$$

где  $q_{кр3}^*$  вычисляется по формуле (6.11) при  $x = x_0$ .

**Граничные паросодержания.** Значения граничного паросодержания, т. е. паросодержания, при котором наблюдается спад зависимости  $q_{кр}(x)$ , приведены в табл. 6.4. Пересчет паросодержаний на другой диаметр производится по формуле

$$x_{гpd}/x_{гpd} = (d/D)^{0.25}. \quad (6.14)$$

Таблица 6.4. Значения граничного паросодержания при  $d=8$  мм

Давление, МПа	Массовая скорость $\rho w$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с)					
	350	500	700	1000	1500	2000
5	0,95 ± 0,02	0,91 ± 0,04	0,78 ± 0,05	0,65 ± 0,03	—	—
7	0,95 ± 0,02	0,92 ± 0,05	0,85 ± 0,03	0,69 ± 0,03	—	—
10	0,89 ± 0,09	0,81 ± 0,05	0,67 ± 0,09	0,54 ± 0,09	0,40 ± 0,04	0,39 ± 0,05
12	0,83 ± 0,06	0,62 ± 0,03	0,51 ± 0,03	0,41 ± 0,06	0,35 ± 0,04	0,32 ± 0,03
14	0,70 ± 0,10	0,59 ± 0,07	0,49 ± 0,06	0,40 ± 0,06	0,32 ± 0,06	0,28 ± 0,05
16	0,63 ± 0,03	0,56 ± 0,04	0,49 ± 0,04	0,39 ± 0,06	0,30 ± 0,06	0,26 ± 0,04

Аппроксимирующая формула для граничного паросодержания при диапазоне  $p = 1 \div 17$  МПа;  $d = 8$  мм;  $\rho w = 750 \div 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с) имеет вид

$$x_{гp8} = (0.39 + 0.16p - 2.12 \cdot 10^{-2}p^2 + 0.72 \cdot 10^{-3}p^3) (\rho w \cdot 10^{-3})^{-0.5}. \quad (6.15)$$

Обобщение данных по граничному паросодержанию для  $\rho w = 350 \div 2000$  кг/м<sup>2</sup>,  $p = 7 \div 16$  МПа, диаметров  $d = 4 \div 40$  мм, длин 5—10 м привело к выражению

$$x_{гp} = 1 - 0.86 \exp\left(-\frac{19}{\rho w \sqrt{d/\rho' \sigma}}\right) \pm 20\%.$$

## 6.4. КРИЗИС В КОЛЬЦЕВЫХ КАНАЛАХ

**Критическая плотность теплового потока.** Для кольцевых каналов в общем виде наблюдается зависимость  $q_{кр} = f(p, \rho w, x, d_1, d_2, l)$ . Кроме того, обнаруживается влияние характера подвода тепла, поскольку тепло может подводиться либо с одной поверхности — внутренней или внешней ( $q'$ ), либо с двух ( $q''$ ).

Экспериментальные исследования показали, что при одинаковых параметрах при двустороннем теплоподводе величина критической плотности теплового потока ( $q''_{кр}$ ) на 20—30% выше, чем при одностороннем ( $q'_{кр}$ ). С уменьшением давления различие в способе обогрева становится меньше. Влияние двустороннего обогрева учитывается с помощью поправки к основной расчетной зависимости. Аналогично характеру зависимостей для труб при  $x_0 < 0$  увеличение массовой скорости способствует росту  $q_{кр}$ , а при  $x_0 > 0$  — его уменьшению (здесь  $x_0$  — паросодержание, соответствующее началу дисперс-

но-кольцевого режима). Влияние диаметра внутренней поверхности кольцевого зазора  $d_1$  и ширины канала или эквивалентного диаметра  $d_3$  неоднозначно.

Для одностороннего обогрева

$$q'_{кр} = q_0 [1 + 1.41 \cdot 10^{-6} (\rho''/\rho')^{0.731} \cdot 3600 \rho w x]. \quad (6.16)$$

Для двустороннего обогрева

$$q'_{кр} = q_0 [1 + 1.41 \cdot 10^{-6} (\rho''/\rho')^{0.731} \cdot 3600 \rho w K], \quad (6.17)$$

где  $q_0 = 6,11 \cdot 10^{-2} r^{1.58} l^{0.262}$ ;  $K = (h' - h_{\text{вых}})/r + qS/r\rho w f$ ;  $S$  — площадь поверхности, от которой отводится тепловой поток;  $f$  — площадь проходного сечения канала;  $r$  — скрытая теплота парообразования;  $q$  — тепловой поток от поверхности, на которой кризис рассчитывается;  $l$  — обогреваемая длина;  $h'$  — теплосодержание воды на линии насыщения;  $h_{\text{вых}}$  — теплосодержание среды на выходе из канала.

Диапазон применения формулы:  $p = 10 \div 15$  МПа;  $w = 1 \div 6$  м/с;  $\rho w = 600 \div 420$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta t_w \leq 100$  К;  $d_1 = 6 \div 12$  мм;  $x \leq 0,2$ ;  $d_3 = 3 \div 4$  мм.

Для одностороннего обогрева внутренней поверхности кольцевого канала предложено соотношение

$$q'_{кр} = q_{кр0} F_1(p) F_2(x) F_3(d) \pm 30\%, \quad (6.18)$$

где  $q_{кр0}$  — критическая плотность теплового потока для круглой трубы  $d = 8$  мм при тех же параметрах потока, рассчитываемая по формуле (6.5);

$$F_1(p) = 1 \text{ при } p \leq 7 \text{ МПа};$$

$$F_1(p) = 38 \sqrt{p} \text{ при } p > 7 \text{ МПа};$$

$$F_2(x) = 1 \text{ при } x \leq 0;$$

$$F_2(x) = \exp(-2x) \text{ при } x > 0;$$

$$F_3(d) = (d_3/d_1)^{0.2} \text{ при } d_3 \leq 8 \text{ мм};$$

$$F_3(d) = (64/d_1 d_3)^{0.2} \text{ при } d_3 \geq 8 \text{ мм}.$$

Пределы применимости:  $p = 4 \div 20$  МПа;  $\rho w = 500 \div 5000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x = (-0,4) \div x_{гр}$ ;  $d_1 = 6 \div 96$  мм;  $\delta = 2 \div 22$  мм;  $l/d_3 > 50$ .

Барнетт использовал форму соотношения Макбета для получения одного из наиболее точных соотношений для расчета кризиса в кольцевых каналах в области давлений около 7 МПа:

$$q_{кр} = [C_1 \lambda(p) + C_2 \Delta h_{\text{вх}}] / (C_3 + L), \quad (6.19)$$

где  $C_1 = 16,44 d^{0.68} (\rho w)^{0.192} [1 - 0,744 \exp(-0,189 \rho w d)]$ ;  $C_2 = 2,52 \cdot 10^{-3} \times d_1^{2,261} (\rho w)^{0,817}$ ;  $C_3 = 184,2 d_1^{1,415} (\rho w)^{0,212}$ ;  $\lambda(p) = r(p)/r(p_0)$ ;  $p_0 = 7$  МПа;  $d_1, d_r$  — тепловой и гидравлический диаметры канала;  $d_r = 4 \times$  (площадь поперечного сечения)/(обогреваемый периметр);  $d_r = d_2 - d_1$ .

После подстановки значений  $C_1, C_2, C_3$  в уравнение теплового баланса формулу Барнетта можно записать в виде

$$q_{кр} = A - Bx, \quad (6.20)$$

где  $A = C_1 \lambda(p) [C_3 + (1 - 4C_2/d_r \rho w)L]^{-1}$ ;  $B = C_2 r \left[ C_3 + \left(1 - \frac{4C_2}{d_r \rho w}\right) L \right]^{-1}$ .

Коэффициенты в формулах (6.19), (6.20) оптимизированы по массиву данных, имевшемуся в распоряжении на 1965 г. Диапазон применения

формул (6.19), (6.20):  $p \approx 7$  МПа;  $\rho_w = 191 \div 8500$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta h = 0 \div 958$  кДж/кг. Внутренний диаметр обечайки 0,0138—0,1016 м; внешний диаметр стержня 0,0095—0,0965 м; длина  $L = 0,61 \div 2,74$  м.

**Граничные паросодержания.** Так же как и в круглых трубах, в кольцевых каналах при определенных паросодержаниях ( $x_{гр}$ ) наблюдается изменение наклона зависимости  $q_{кр}(x)$ . При обогреве внутренней поверхности кольцевого канала это паросодержание рассчитывается по формуле

$$x_{гр}^2 \rho_w \frac{v'}{\sigma} \left( \frac{\rho'}{\rho''} \right)^{0.5} = 6.6 \cdot 10^{-6} \left( \frac{8}{d_1} \right)^{0.3} \left( \frac{8}{d_3} \right)^{0.3} \quad (6.21)$$

Диапазон применения:  $p = 1,4 \div 1,6$  МПа;  $\rho_w = 500 \div 5000$  кг/(м<sup>2</sup>·с). Диаметр обогреваемого стержня  $d_1 = 3 \div 40$  мм. Эквивалентный диаметр  $d_3 = 3 \div 10$  мм.

## 6.5. КРИЗИС В ПУЧКАХ СТЕРЖНЕЙ

**Общие положения.** Кризис в пучках стержней оказывается более сложным явлением, чем в каналах простой геометрии, не только из-за формы канала, которая приводит к теплогидравлическим неравномерностям по сечению, но также из-за условий работы твэлов, которые определяются конструктивными особенностями кассеты, наличием необогреваемых поверхностей, присутствием дистанционирующих решеток или других устройств. Поэтому использование рекомендуемых соотношений должно производиться с осторожностью и с учетом максимально возможного количества этих факторов, включая, конечно, и диапазон применения формул.

Современные исследования однозначно указывают на локальный характер кризиса в пучке, т. е. кризис возникает на поверхности, около которой паросодержание оказывается наивысшим в пучке. При обработке опытных данных с использованием локальных параметров и наиболее напряженной в тепловом отношении ячейки наблюдается лучшая сходимость результатов, полученных на разных пучках, чем при обработке по средним по сечению параметрам. Этот факт указывает на целесообразность расчета кризиса теплоотдачи на основе локальных характеристик потока в пучке.

Расчет на основе так называемого «метода ячеек» предполагает деление пучка на отдельные ячейки. Ячейки рассматриваются как параллельные, взаимодействующие по всей длине канала. Теплогидравлические условия отдельных ячеек различаются по сечению и высоте вследствие различия геометрии ячеек, радиальной и аксиальной неравномерности тепловыделения. Наиболее теплонпряженная ячейка (имеющая наибольшую энтропию в сочетании с определенной величиной теплового потока) считается наиболее опасной по условиям возникновения кризиса теплоотдачи.

Между ячейками происходит обмен массой, импульсом и энергией. Однако межячеечный обмен не может быть описан так же, как обмен внутри ячейки. Интенсивность обмена между ячейками зависит от режима течения, конструкции кассеты, особенно от конструктивных особенностей дистанционирующих устройств, от частоты и амплитуды пульсаций потока. В пределах каждой ячейки параметры потока осредняются.

Распределения расходов и энтальпии теплоносителя по ячейкам находятся из решений системы нелинейных дифференциальных уравнений, выражающих законы сохранения массы, количества движения и энергии каждой ячейки. Главной трудностью ячейковых методов является учет перемешивания между ячейками. Без учета перемешивания параметр теплогидравлической неравноценности ячеек может быть рассчитан легко как отношение приращения энтальпии в рассматриваемой  $k$ -й ячейке к приращению энтальпии в кассете:

$$\frac{\Delta h_k}{\Delta h} = \frac{q_k P_k \rho w}{q P} \frac{f}{(\rho w)_k f_k} \quad (6.22)$$

В действительности  $\Delta h_k$  будет меньше именно из-за перемешивания потока.

Вторая трудность при использовании метода ячеек состоит в том, что закономерности возникновения кризиса в ячейке пучка стержней могут отличаться от закономерностей, полученных для каналов с простой геометрией, и необходима выработка специальных зависимостей. Поэтому в инженерной практике используют эмпирические соотношения, основанные на средних по сечению потока параметрах.

Кроме того, конкретные конструкционные особенности тепловыделяющих сборок оказывают влияние на процесс кризиса в них. В связи с этим рассмотрим сначала общие зависимости для кризиса теплообмена в пучках, а затем более конкретные применительно к аппаратам типов ВВЭР и РБМК.

**Критическая плотность теплового потока в пучках гладких стержней.** В [29] рекомендуется для равномерно обогреваемых пучков стержней формула

$$q_{кр} = 0,65(\rho w)^{0,2}(1-x)^{1,2} \{1,3 - 4,36 \cdot 10^{-2} p\} \pm 20\%, \quad (6.23)$$

применяемая в следующем диапазоне параметров:  $p = 3 \div 10$  МПа;  $\rho w = 380 \div 4000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x = -0,2 \div 0,25$ ; диаметр стержней  $d = 5 \div 14$  мм; зазор между стержнями  $s - d = 1,7 \div 4,6$  мм; длина стержней  $l > 0,4$  м.

Для давления, которое характерно для реакторов типа ВВЭР, в [3, 35] рекомендована формула

$$q_{кр} = 0,0274(\rho w)^{0,505}(1-x)^{1,965} (1,3 - 9,4 \cdot 10^{-4} p) \pm 11\%. \quad (6.24)$$

Диапазон применения:  $p \approx 16,7$  МПа;  $\rho w = 2500 \div 4100$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x = -0,07 \div 0,27$ ;  $l = 1 \div 2,5$  м. Среднеквадратичная погрешность 5,5%.

На основании обобщений данных, полученных на полномасштабных моделях сборок твэлов при равномерном тепловыделении, в [23] предложено следующее соотношение:

$$q_{кр} = Q r \rho' [g d_T (g a')^{1/3}] (Pr')^{1/3} Re^{1/5}, \quad (6.25)$$

где  $Q = \frac{0,131(1 - 0,286x)^{1,3}}{42(1 + L/3,54)}$ ;  $X = x_{кр} We^{1/5}$ ;  $We = (\rho w)^2 d_T / \rho' \sigma$ ;  $Re = \rho w d_T / \mu'$ ;  $d_T = 4f/P_0$  — эквивалентный тепловой диаметр;  $f$  — проходное сечение для теплоносителя;  $P_0$  — обогреваемый периметр;  $L$  — длина канала.

Отклонение экспериментальных точек от предложенной расчетной зависимости составляет около  $\pm 20\%$ . Область применения:  $p =$

$= 4,0 \div 18$  МПа;  $\rho w = 500 \div 5000$  кг/(м<sup>2</sup>·с); относительная энтальпия  $x = -0,5 \div 3,0$ ;  $d_r = 4 \div 20$  мм;  $L = 0,4 \div 7,0$  м.

При неравномерности по длине тепловыделению вместо длины в формулу подставляется эффективная длина, определяемая выражением  $L = \int_0^z \frac{q(z')}{q(z)} dz'$ . Среднеквадратичное отклонение формулы по оценкам [27] для разных массивов данных составляет 11—13%.

Для давления  $p = 7$  МПа Макбетом предложена формула, широко используемая за рубежом:

$$q_{кр} = (A + B\Delta h) / (C + 0,1L) \pm 12\%, \quad (6.26)$$

где

$$A = 30,92 d_r^{0,83} (\rho w \cdot 10^{-3})^{0,57};$$

$$B = 0,025 d_r \rho w \cdot 10^{-3};$$

$$C = 17,38 d_r^{0,57} (\rho w \cdot 10^{-3})^{0,27}.$$

Диапазон применения этой формулы:  $\rho w = 240 \div 5500$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta h = 0 \div 930$  кДж/кг;  $L = 430 \div 3660$  мм; диаметр стержней 6,3—16,5 мм; число стержней 4—36. Среднеквадратичная ошибка оценивается в 6,1%.

**Расчет кризиса теплоотдачи тепловыделяющих сборок реакторов ВВЭР.** Для расчета кризиса в тепловыделяющей сборке реактора ВВЭР-1000 рекомендуется формула, которая получена в условиях, максимально приближенных к условиям работы этого реактора:

$$q_{кр} = 0,795(1-x)^n (\rho w)^m (1 - 0,0185p), \quad (6.27)$$

где  $m = 0,311(1-x) - 0,127$ ;  $n = 0,105p - 0,5$ .

Формула описывает экспериментальные данные в следующем диапазоне параметров:  $p = 7,45 \div 16,7$  МПа;  $\rho w = 700 \div 3800$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x = -0,07 \div 0,4$ ; длина пучка 1,7—3,5 м; диаметр стержней  $d = 9$  мм; относительный шаг  $s/d = 1,34 \div 1,385$ . Среднеквадратичное отклонение  $\sigma = 13,1\%$ . Среднеалгебраическое отклонение точек от расчетной формулы около 1%.

На основании результатов другого [14] экспериментального исследования кризиса в пучках применительно к условиям работы аппаратов ВВЭР рекомендована формула

$$q_{кр} = \frac{(21,20 - 0,44p) \rho w^{0,34} - 4,4 \cdot 10^{-3} \rho w x r}{r(0,898 - 0,0373p)^{-1} - 84,5 + L/d_r}, \quad (6.28)$$

где  $L$  — длина пучка;  $d_r$  — эквивалентный тепловой диаметр.

Диапазон применения формулы:  $p = 10,3 \div 18,6$  МПа;  $\rho w = 530 \div 3230$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $h_{вх}/r = (-0,9) \div (-0,02)$ ;  $h_{вых}/r = (-0,18) \div 0,68$ ;  $L = 1 \div 2,5$  м. Влияния неравномерности тепловой нагрузки при косинусоидальном распределении ( $q_{max}/\bar{q} \leq 1,56$ ) не обнаружено. Кризис возникал в сечениях между концом и серединой тепловыделяющей сборки, и с ростом массовой скорости и недогрева на входе сечение кризиса смещалось от выходного конца сборки.

**Расчет кризиса теплоотдачи тепловыделяющих сборок реакторов типа РБМК.** Критическая плотность теплового потока для обеих тепловыделяющих сборок реактора РБМК-1000 рассчитывается по модифицированной формуле Макбета с коэффициентами, оптимизи-

рованными для параметров РБМК:

$$q_{кр} = \frac{108,63 d_T^{0,83} (\rho w \cdot 10^{-3})^{0,57} + 2,47 \cdot 10^{-4} d_T \rho w \Delta h_{вх}}{16,85 d_T^{0,57} (\rho w \cdot 10^{-3})^{0,18} + \frac{1}{\Phi'(z)} \int_0^z \Phi(z) dz} \quad (6.29)$$

Здесь  $q_{кр}$  — в МВт/м<sup>2</sup>;  $d_T$  — в м;  $\rho w$  — в кг/(м<sup>2</sup>·с);  $\Delta h_{вх}$  — в кДж/кг. Среднеквадратичная погрешность составляет 7%.

Критическая плотность теплового потока для нижней тепловыделяющей сборки РБМК-1500 рассчитывается по формуле (6.25) с коэффициентами, которые оптимизированы применительно к параметрам реактора РБМК:

$$q_{кр} = Q r \rho' [g d_T (g a')^{1/3}] (Pr')^{1/3} Re^{1/5}, \quad (6.30)$$

где  $Q = 2,899(0,94 - 0,286X) [1 + \frac{1}{3,54 \Phi'(z)} \int_0^z \Phi(z) dz]$ ;  $X = x_{кр} We^{1/5}$ ;  $f$  —

проходное сечение для теплоносителя;  $P_0$  — обогреваемый периметр;  $We = \frac{(\rho w)^2 d_T}{\rho' \sigma}$ ;  $L$  — длина канала;  $\int_0^z \Phi(z) dz$  — интеграл от относительного распределения энерговыделения по длине тепловыделяющей сборки от входа до точки с координатой  $z$ ;  $\Phi'(z)$  — относительное энерговыделение в точке с координатой  $z$ . Среднеквадратичная ошибка формулы (6.30) составляет около 4%. Зависимость (6.30) справедлива при  $p = 6,5 \div 8$  МПа;  $\rho w = 1000 \div 4000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $t_{вх} = 220 \div 270^\circ$  С.

Критическая плотность теплового потока тепловыделяющей сборки РБМК-1500 с интенсификаторами вычисляется по формуле

$$q_{кр} = 2,23 - 2,05x. \quad (6.31)$$

Среднеквадратичная ошибка формулы оценивается в 4,4%.

## 6.6. ВЛИЯНИЕ РАЗНЫХ ФАКТОРОВ НА КРИЗИС

**Неравномерное распределение плотности теплового потока.** Неравномерное распределение плотности теплового потока в тепловыделяющей сборке стержней по длине и сечению последней оказывает влияние на величину  $q_{кр}$ . Если плотность теплового потока неравномерна по длине  $z$  и радиусу  $r$  и выражается зависимостью  $q(z, r)$ , то учет этого влияния производится обычно с помощью факторов формулы

$$\tilde{q}_{кр} = \bar{q}_{кр} F \Phi, \quad (6.32)$$

где  $\tilde{q}_{кр}$  — критическая плотность теплового потока при неравномерном тепловыделении по длине и радиусу кассеты;  $\bar{q}_{кр}$  — то же, но при равномерном тепловыделении;  $F$  — фактор формы, учитывающий аксиальную неравномерность тепловыделения\*;  $\Phi$  — фактор формы, учитывающий радиальную неравномерность тепловыделения.

\* Необходимо обратить внимание на то, что в ряде работ под фактором формы понимают величину  $1/F$ .



Учет аксиальной неравномерности тепловыделения. Пока нет единого, установившегося мнения по методике расчета фактора  $F$ , и по данным разных авторов выражения для вычисления имеют следующий вид:

по [39]

$$F = \frac{1,025C}{q_{кр} [1 - \exp(-Cl_{кр})]} \int_0^{l_{кр}} q(z) \exp[-C(l_{кр} - z)] dz, \quad (6.33)$$

где  $C = 0,286(1 - x_{кр})^{7,82} (\rho w \cdot 10^{-3})^{-0,458}$ ;  $l$  — расстояние от начала обогрева до сечения кризиса, м;  
по [43]

$$F = \frac{C}{q_{кр} [1 - \exp(-Cl_1)]} \int_0^{l_1} q(z) \exp[-C(l_1 - z)] dz, \quad (6.34)$$

где  $C = 0,173(1 - x_{кр})^{4,31} (\rho w \cdot 10^{-3})^{-0,478}$  или  $C = 11,7(1 - x_{кр})^{7,82} (\rho w \times 10^{-3})^{-0,457}$ ;  $l_1$  — расстояние от точки начала поверхностного кипения до сечения кризиса;  
по [28, 29]

$$F^{-1} = \frac{1}{q(z)l} \int_0^l q(\xi) \exp\left(\frac{\xi - z}{l}\right) d\xi, \quad (6.35)$$

где  $l$  — длина релаксации, м, вычисляемая по формуле

$$l = 10d(\rho w \cdot 10^{-3})^{0,25} \pi^{-0,5} \exp(3x), \quad (6.36)$$

где  $\pi = p/p_{кр}$ ;  
по [21]

$$F = \left(1 + \frac{z}{3,54}\right) / \left[1 + \frac{1}{3,54} \int_0^z \frac{q(z')}{q(z)} dz'\right], \quad (6.37)$$

где  $z'$  — безразмерная координата;  
по [3]

$$F = \left[ \frac{1}{\bar{q}_{кр} l} \int_{l_{кр}-l}^{l_{кр}} q(z) dz \right]^n, \quad (6.38)$$

где  $\bar{q}_{кр}$  рассчитывается для пучков тепловыделяющих стержней по формуле

$$\bar{q}_{кр} = 0,795(1 - x)^m (\rho w)^k (1 - 0,0185p); \quad (6.39)$$

$n = 3,79 - 19,6\pi + 17,9\pi^2$ ;  $m = 0,105p - 0,5$ ;  $\pi = p/p_{кр}$ ;  $k = 0,311(1 - x) - 0,127$ ;  $l$  — длина, на которой сказывается влияние неравномерного распределения плотности теплового потока ( $l = 0,7$  м, или  $l = 55 d_t$ ). Диапазон

применения формулы:  $p = 8.3 \div 16.7$  МПа;  $\rho w = 1500 \div 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x_{\text{вх}} = (-0.49) \div (0.03)$ .

Эта формула обеспечивает  $\sigma = 4.9\%$  и отклонение от среднего значения  $\Delta = 1.6\%$  для всей совокупности данных, имевшихся на 1979 г.

По [26] критическая мощность канала при неравномерном тепловыделении по длине рассчитывается по формуле

$$\tilde{N}_{\text{кр}} = \bar{N}_{\text{кр}} F_0, \quad (6.40)$$

где  $\bar{N}_{\text{кр}}$  определяется по формуле (6.47). Для определения  $F_0$  сначала рассчитывают значение  $F$  в различных сечениях по высоте канала

$$F(\xi) = \xi \left( \frac{\bar{K}_z}{K_z} \right)^2 [K_z \xi^{-1/4} + \varepsilon (K_z - \bar{K}_z)], \quad (6.41)$$

где  $\xi = z/L$  — относительная координата;  $K_z = q(z)/\bar{q}$  — безразмерная плотность теплового потока;  $\bar{q}$  — средняя плотность теплового потока;

$$\bar{K}_z = \frac{1}{\xi} \int_0^{\xi} K_z d\xi.$$

Наибольшее значение  $F(\xi)$  по высоте канала есть  $F_0 = \max F(\xi)$ . Координата  $\max F(\xi)$  соответствует координате возникновения кризиса.

В методе эквивалентной длины под последней понимается длина  $z_0$  участка с равномерным энерговыделением, имеющего ту же критическую мощность, что и участок длиной  $z$  с неравномерным энерговыделением

$$\tilde{N}_{\text{кр}}(z, \Delta h_{\text{вх}}, p, \rho w \dots) = \bar{N}_{\text{кр}}(z_0, \Delta h_{\text{вх}}, p, \rho w \dots); \quad (6.42)$$

$$z_0 = \int_0^z \left\{ 1 + \alpha \left[ \frac{\int_0^{\xi} q(\eta) d\eta}{q(\xi)} \right] \right\} e^{\alpha(\xi-z)} d\xi, \quad (6.43)$$

где

$$\alpha = 24(1-x)^{1.5} (\rho w \cdot 10^{-3})^{0.25}, \quad (6.44)$$

Здесь  $z$  — в м;  $\alpha$  — в м<sup>-1</sup>.

Поскольку место кризиса неизвестно, расчет  $\tilde{N}_{\text{кр}}$  проводится в следующем порядке: 1) зная закон энерговыделения, находят  $z_0$  для некоторого начального участка канала, имеющего длину  $z$ , в предположении, что кризис наступает на его конце; 2) затем, считая энерговыделение на  $z_0$  равномерным, определяют критическую мощность участка  $\bar{N}_{\text{кр}}(z_0, \Delta h_{\text{вх}} \dots) = \tilde{N}_{\text{кр}}(z, \Delta h_{\text{вх}} \dots)$ . Изменяя длину  $z$  от нуля до полной длины канала  $l$ , находят совокупность значений  $\tilde{N}_{\text{кр}}(z)$  участков различной длины. После этого с помощью формулы

$$\tilde{N}_{\text{кр. полн}} = \tilde{N}_{\text{кр}}(z) \int_0^l q(\xi) d\xi / \int_0^z q(\xi) d\xi \quad (6.45)$$

определяют совокупность значений полной критической мощности канала. Рассчитанную таким образом совокупность  $\tilde{N}_{\text{кр. полн}}$  необходимо дополнить мощностью, определенной из условия достижения на выходе канала ( $z=l$ ) граничного паросодержания  $x_{\text{гр}}$ .

Удовлетворительные результаты для снижения трудоемкости расчетов дает ступенчатая аппроксимация профиля энерговыделения, и эквивалентная длина может находиться из соотношения

$$z_{\text{э}i} = [1 + (q_i / q_{\text{э}i-1} - 1) e^{-\alpha(z_i - z_{i-1})}] l_{\text{э}i-1} / q_i + (z - z_{i-1}), \quad (6.46)$$

где

$$q_{\text{э}i-1} = \sum_{k=1}^{k=i-1} q_k (z_k - z_{k-1}) / l_{\text{э}i-1}.$$

Учет радиальной неравномерности тепловыделения. По рекомендациям работы [12] критическая мощность канала с неравномерным энерговыделением по радиусу пучка может быть рассчитана по формуле

$$N_{\text{кр}} = r \rho w P_0 \varepsilon \left[ \frac{A(\mu) + \frac{1}{6} \text{ch}(\sqrt{3} - 4\pi)}{\sqrt{3} - \pi} - x_{\text{вх}} \right]. \quad (6.47)$$

Здесь  $\varepsilon = (L/5)^{1/4} K_r^{-1} (\sqrt{3} - \pi)$ ;

$$A(\mu) = \begin{cases} 1/\mu & \text{при } \mu \geq 1; \\ 2 - \mu & \text{при } \mu < 1; \end{cases}$$

$P_0$  — обогреваемый периметр канала;  $L$  — длина канала;  $\pi = p/p_{\text{кр}}$  — при-

веденное давление;  $K_r = Q_{\text{max}} / \frac{\sum_i Q_i}{n}$  — отношение мощности стержня с максимальным энерговыделением к средней мощности стержня в пучке;  $n$  — количество стержней в пучке;  $\mu = r w d_{\text{min}} / 2,828$ ;  $d_{\text{min}} = 4F_i / P_i$  — минимальный тепловой диаметр ячейки;  $x_{\text{вх}} = (h_{\text{вх}} - h') / r$  — относительная энтальпия на входе.

При перекосе энерговыделения  $q_v$  по отдельному цилиндрическому твэлу превышение максимального теплового потока над средним будет составлять

$$q^{\text{max}} / \bar{q} = 1 + \omega \text{Bi} / 2 (1 + \text{Bi}), \quad (6.48)$$

где  $\omega = (q_v^{\text{max}} - \bar{q}_v) / \bar{q}_v$ ;  $\text{Bi} = k R_0 / \lambda$  — безразмерный коэффициент теплопередачи от поверхности стержня к теплоносителю;  $\lambda$  — коэффициент теплопроводности топлива;  $R_0$  — радиус твэла.

Эта методика применима в следующем диапазоне:  $\pi = 0,2 \div 0,9$ ;  $K_r^{\text{max}} < 1,5$ ;  $\mu = 0,2 \div 1,0$ ;  $K_\varepsilon^{\text{max}} < 1,5$ ;  $x_{\text{вх}} = (-0,4) \div (-0,1)$ ;  $L = 0,2 \div 5$  для каналов с косинусоидальным распределением энерговыделения и с распределением, имеющим максимум, смещенный к входному сечению канала.

Рассеяние экспериментальных результатов относительно расчетной зависимости не превышает 7—8%. Влияние радиальной неравномерности подогрева теплоносителя в сборке твэлов по [21] может быть учтено фактором формы  $\Phi$ :

$$\Phi = \left\{ 1 + 1,14 \text{We}^{0,25} \left[ \frac{q_{\text{кр}} \rho w}{\bar{q} (\rho w)_{\text{кр}}} \frac{d_t}{d_{t, \text{к}}} - 1 \right] [1 - \exp(-\alpha z)] / r \rho w (q_{\text{кр}} / \bar{q}) d_t K_\alpha \right\}^{-1}. \quad (6.49)$$

Здесь  $K = 42(1 + z/3,54)/r\rho' \text{Re}^{0,2}(v'g)^{1/3}$ ;  $We = (\rho w)^2 d_t / \rho' \sigma'$ ;  $\text{Re} = \rho w d_t / \mu'$ ;  $\alpha = 0,6 \exp(0,4X)$ ;  $X = x(z) We^{0,2}$ .

**Каналы с турбулизаторами.** Одним из способов повышения критической плотности теплового потока является использование турбулизаторов, которые вызывают дополнительное перемешивание двухфазного потока. Установка в парогенерирующий канал отдельного турбулизатора в виде поперечной гофры увеличивает критическую плотность теплового потока ( $q_{\text{кр}0}$ ) на величину  $\Delta q$ . По длине канала действие турбулизатора затухает экспоненциально так, что на расстоянии  $z$  от места установки его  $\Delta q \sim \exp(-z/l_p)$ , где  $l_p$  — длина релаксации процесса.

Таким образом, критическая плотность теплового потока в канале с турбулизаторами может быть рассчитана по формуле

$$q_{\text{кр}} = q_{\text{кр}0} + \Delta q_0, \quad (6.50)$$

где  $q_{\text{кр}0}$  — критическая плотность теплового потока для гладкого канала при отсутствии турбулизаторов;

$$\Delta q_0 = \sqrt{\sum_{i=1}^n \Delta q_i^2} \quad (6.51)$$

— прирост критической плотности теплового потока за счет применения  $n$  турбулизаторов;  $\Delta q_i$  — эффективность одного турбулизатора, которая вычисляется по формуле

$$\Delta q_i = 4,5 \cdot 10^{-3} \rho w (p/p_{\text{кр}})^{0,25} (1-x)^{0,7} (F_m/F_0) \exp(-z_i/l_p). \quad (6.52)$$

Здесь  $x$  — массовое паросодержание в месте расположения турбулизатора;  $F_m/F_0$  — отношение миделевого сечения турбулизатора к площади проходного сечения гладкого канала, т. е. доля перекрытия сечения канала используемыми турбулизаторами;  $z_i$  — расстояние от  $i$ -го турбулизатора до рассматриваемого сечения;  $l_p$  — длина релаксации, м, вычисляемая по формуле

$$l_p = 0,18(1 - 2\rho w x^3)^{0,12}. \quad (6.53)$$

Формула (6.50) справедлива для случаев, когда зависимость  $q_{\text{кр}0}(x)$  носит плавный характер во всей области дисперсно-кольцевого режима течения [для труб при  $p > 15$  МПа  $\rho w > 3000$  кг/(м<sup>2</sup>·с)]. Достаточно плавные аналогичные зависимости наблюдаются и для пучков стержней.

Приведенные выше зависимости (6.50) и (6.52) позволяют по данным режимным и геометрическим параметрам рассчитать значения критического теплового потока в канале с локальными турбулизаторами. Показано, что этот метод пригоден для труб, пучков стержней и кольцевых каналов.

Порядок расчета следующий. Для определенных режимных параметров и геометрии канала задается некоторый исходный уровень плотности теплового потока  $q_{\text{исх}}$  (например, равный критической плотности теплового потока для канала без турбулизаторов). Рассчитываются паросодержания в местах расположения турбулизаторов, длины релаксации, приращения плотности теплового потока с учетом суммирования воздействий. При этом учитываются турбулизаторы, действующие только в области  $x > 0$ .

Затем сравнивается минимальное значение  $q_{\text{кр}}$ , полученное по формуле (6.50), с исходным значением. Если  $q_{\text{кр}} > q_{\text{исх}}$ , то расчеты

проводятся с новой, более высокой плотностью теплового потока до совпадения  $q_{кр}$  и  $q_{исх}$ .

Если обогреваемый и полный периметры канала различаются значительно, как, например, для кольцевого канала с односторонним обогревом, то величина приращения критической плотности теплового потока рассчитывается с учетом этого различия по формуле

$$\Delta q_k = [P_0 P + 0.368(1 - P_0/P)] \Delta q_0. \quad (6.54)$$

Здесь  $\Delta q_0$  — величина, вычисляемая по формулам (6.51), (6.52);  $P_0$  — обогреваемый периметр;  $P$  — полный смоченный периметр. Среднеквадратичное отклонение при предсказании критической плотности теплового потока по изложенному методу не более  $\pm 15\%$ , а для полной мощности канала не более  $\pm 10\%$ .

## 6.7. КРИЗИС ТЕПЛООБМЕНА В ЗМЕЕВИКАХ

Проявление кризиса теплообмена в змеевиках значительно отличается от такового в прямых трубах. Это объясняется отличием режимов потока за счет влияния кривизны. Переход к кризису на разных образующих трубы происходит при разных паросодержаниях. Критические паросодержания на разных образующих являются функциями массовой скорости и плотности теплового потока. При высоких массовых скоростях гравитационные эффекты малы, они существенны лишь при малых  $\rho w$ , для которых  $x_{кр}$  имеет минимальное значение. Пузырьковое кипение оказывается существенным до  $x \approx 1$ , что увеличивает  $q_{кр}$ . С увеличением радиуса закрутки змеевика критическое паросодержание изменяется.

Расчетная формула для определения критической плотности теплового потока в змеевиковых трубах, обогреваемых жидким металлом, имеет вид

$$q_{кр}/r \rho w = 0.97 a_1 a_2 a_3 a_4 a_5 / a_6 a_7, \quad (6.55)$$

где  $a_1 = 1 + 3.8 \Delta H$ ;  $a_2 = 0.114 - 0.041 \ln(1 - \pi)$ ;  $a_3 = 1 + 4.59(L_3/d)^{-1.2}$ ;  $a_4 = 1 + 0.44 [\exp(0.056 D/d) - \exp(-3D/d)]$  для первого появления кризиса;  $a_4 = 1 + 0.56 [\exp(-0.011 D/d) - \exp(-3D/d)]$  для последнего обнаружения кризиса;  $a_5 = (2\delta/d)^{0.32}$ ;  $a_6 = L_3/d + 28 \text{Fr}^{0.22}$ ;  $a_7 = 1 + 0.049(1 - \pi)^{1.27} (10^{-3} L_3/d)^{4.28}$  для  $\pi \geq 0.437$ ;  $a_7 = [1 + 0.049(1 - \pi)^{1.27} (10^{-3} L_3/d)^{4.28}] \cdot (1.82 - 1.24\pi)^{-1}$  для  $\pi < 0.437$   $\text{Fr} = (\rho w)^2 / 9.8(\rho')^2 d$ ;  $\Delta H = (h' - h_{вх})/h'$  — безразмерная энтальпия на входе;  $h_{вх}$  — энтальпия на входе;  $\delta$  — толщина стенки;  $\pi = p/p_{кр}$  — приведенное давление.

Эквивалентная длина  $L_3$  определяется из уравнения теплового баланса:

$$q_{кр} \pi d L_3 = F \rho w (h' - h_{вх} + r x_{кр}), \quad (6.56)$$

где  $F$  — площадь поперечного сечения трубы. Диапазон применения формулы (6.55):  $p = 4.3 + 20.2$  МПа;  $\Delta t_{вх,нел} = -8 + 273$  °С;  $\rho w = 112 \div 5542$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $x_{кр} = 0.08 \div 1$ ;  $D/d = 38.9 \div 83.3$ ;  $d/2\delta = 1.9 + 6.67$ ;  $d = 7.86 \div 18$  мм.

Для невысоких давлений (0.294 МПа) и малых массовых скоростей [50 — 500 кг/(м<sup>2</sup>·с)] в условиях недогрева на входе имеется формула

$$q_{кр} = [5.85(\rho w)^{0.9} / (l/d)^{0.9}] \cdot [1 + C(x + 0.75)], \quad (6.57)$$

где значения  $C(\rho w)$  приводятся ниже:

$\rho_w$ , кг/(м <sup>2</sup> ·с) ....	50—200	300	400	500
$C$ .....	-0,66	0,345	0,925	1,27

Диапазон применения формулы:  $x_{вх} = -0,25 \div 0$ ;  $d = 10$  мм;  $l_{об}/d = 80 \div 250$ ; диаметр змеевика  $D = 50 \div 200$  мм; шаг змеевика  $s_3 = 18 \div 100$  мм;  $l_{об}$  — обогреваемая длина трубы. Влияние  $D$  и  $s_3$  на величину критической плотности теплового потока в указанном диапазоне параметров не обнаружено. Критическое паросодержание для винтовых змеевиков ( $d = 10 \div 13$  мм) определяется по формуле

$$x_{гр} = 1,057 + (\rho_w)^2 \cdot 10^{-4} \left\{ 0,33 \cdot 10^{-4} - p^3 \left[ \frac{0,106}{(\rho_w)^2} + 0,896 \cdot 10^{-7} \right] + \left( \frac{D}{d} \right)^2 \left[ \frac{0,024}{(\rho_w)^2} - 0,258 \cdot 10^{-6} \right] \right\}, \quad (6.57a)$$

пригодной для условий  $d/D = 0,02 \div 0,14$ ;  $p = 10 \div 20$  МПа;  $\rho_w = 1000 \div 2000$  кг/(м<sup>2</sup>·с). При  $\rho_w < 10^3$  кг/(м<sup>2</sup>·с)  $x_{гр} = 1$ .

Для змеевиков с  $d = 20$  мм  $p = 4,5 \div 17,4$  МПа;  $\rho_w = 375 \div 3500$  кг/(м<sup>2</sup>·с);  $q = 350 \div 1200$  кВт/м<sup>2</sup>;

$$x_{гр} = 1,39 \cdot 10^{-4} q^{0,732} \rho_w^{-0,209} \exp(0,0246p), \quad (6.57б)$$

при этом  $\rho_w^{-0,209} q^{0,732} \leq 5 \cdot 10^3$ .

## 6.8. ОЦЕНКА КОЭФФИЦИЕНТОВ ЗАПАСА ДО КРИЗИСА ТЕПЛОТДАЧИ

**Общие положения.** Выбор коэффициентов запаса при любом инженерном расчете является одной из главных задач при определении надежности конструкции. Современные методы расчета теплотехнической надежности активных зон базируются на вероятностном подходе [12]. Однако в ряде случаев из-за неразработанности методик или отсутствия статистических данных приходится прибегать к методу коэффициентов запаса, назначаемых иногда довольно произвольно.

Хотя в некоторых случаях работа теплоотдающей поверхности при кризисе возможна, для ядерного реактора наступление кризиса обычно считается недопустимым. Эксплуатационные и экономические характеристики АЭС в значительной степени определяются запасами до предельно допустимой мощности и критической плотности теплового потока. Уменьшение коэффициента запаса повышает вероятность выхода твэлов из строя, что вызывает недовыработку электроэнергии и увеличение топливной составляющей затрат на электроэнергию. Увеличение коэффициента запаса повышает теплотехническую надежность твэлов, но снижает выработку электроэнергии и увеличивает постоянную составляющую затрат на электроэнергию. Поэтому коэффициент запаса должен выбираться и по показателям надежности реактора, и по технико-экономическим характеристикам АЭС и обеспечивать минимальные затраты на производство электроэнергии.

Поскольку расчетные рекомендации по определению критической плотности теплового потока имеют определенную точность и основаны главным образом на экспериментальных данных, имеющих статистический разброс, то допустимые значения  $q_{кр}$  должны быть взяты с учетом этого разброса:

$$q_{\text{доп}} = q_{\text{кр.р}} - 3\sigma_{\text{кр}}; \quad x_{\text{кр}} = x_{\text{кр.р}} - 3\sigma_{x_{\text{кр}}}, \quad (6.58)$$

где  $q_{\text{кр.р}}$  — критическая плотность теплового потока, определяемая по соответствующей формуле;  $\sigma_{\text{кр}}$  — среднеквадратичное отклонение  $q_{\text{кр}}$  для этой же формулы, или

$$N_{\text{доп}} = N_{\text{кр.р}} - 3\sigma_N. \quad (6.59)$$

Кроме того, следует учесть, что вычисления плотности теплового потока и паросодержания производятся также с определенной точностью, т. е.

$$q = q_p + 3\sigma_q; \quad x = x_p + 3\sigma_x, \quad (6.60)$$

где  $q_p$ ,  $x_p$  — плотности теплового потока и паросодержания, вычисляемые на основании данных о мощности реактора и его характеристиках;  $\sigma_q$ ,  $\sigma_x$  — среднеквадратичные отклонения  $q$  и  $x$ .

**Метод касательной.** Для расчета коэффициентов запаса до кризиса теплоотдачи должны быть заданы геометрические размеры канала, давление, массовая скорость, энтальпия на входе и распределение плотности теплового потока  $q(z)$ . Зависимость  $q_{\text{кр}}(x_{\text{кр}})$  для произвольного  $q(z)$  обычно неизвестна, и в качестве опорной зависимости используется функция  $\bar{q}_{\text{кр}}(x_{\text{кр}})$  для равномерного распределения  $q$ . В таком случае должен быть вычислен фактор формы по методам, изложенным в § 6.6, и построена зависимость  $\bar{q}_{\text{кр}}(x)$  для заданного закона  $q(z)$ .

Распределение паросодержания по длине канала  $x(z)$  находят из уравнения теплового баланса

$$x(z) = x_{\text{вх}} + \frac{P}{r\rho w f} \int_0^z q(z) dz, \quad (6.61)$$

где  $x_{\text{вх}} = (h_{\text{вх}} - h')/r$  — относительная энтальпия на входе;  $f$  — проходное сечение канала;  $P$  — обогреваемый периметр;  $r$  — теплота испарения. Мощность, выделяемая на длине канала (кассеты)  $z$ , и распределение плотности теплового потока связаны соотношением

$$N(z) = \int_0^z q(z) P dz. \quad (6.62)$$

Используя величину  $x(z)$ , перестраивают зависимость распределения плотности теплового потока  $q(z)$  в зависимость  $q(x)$ . Увеличивая мощность канала, находят такую мощность  $N_{\text{кр}}$ , которая отвечает касанию кривой  $q(x)$  и кривой критической плотности теплового потока  $q_{\text{кр}}(x_{\text{кр}})$  (рис. 6.2). Отношение критической мощности к полной мощности канала определяет коэффициент запаса по мощности до кризиса теплоотдачи:

$$n = N_{\text{кр}}/N(L), \quad (6.63)$$

где  $L$  — полная длина канала. Место возможного наступления кризиса определяется по величине  $x_{\text{кр}}$ , которой сопоставляется координата  $z_{\text{кр}}$ .

**Метод эквивалентной длины.** В основу этого метода положено понятие эквивалентной длины, под которой понимается длина  $z_0$  участка с равномерным подводом тепла, имеющего ту же критическую мощность, что и замещаемый им участок длиной  $z$  с неравномерным тепловыделением. Геометрия канала и параметры потока на входе в обоих случаях одинаковы:

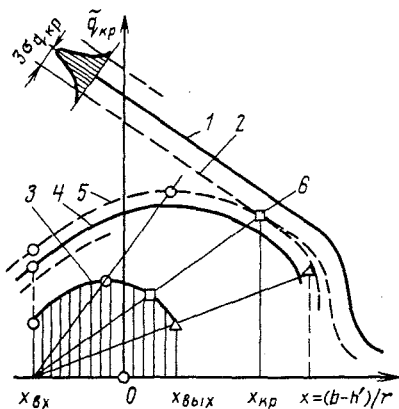


Рис. 6.2. Определение коэффициента запаса до кризиса теплоотдачи в канале реактора:

1 — зависимость  $\bar{q}_{кр}(x_{кр})$  для заданных  $p$ ,  $\rho w$ ,  $q(z)$ ; 2 — зависимость допустимой плотности теплового потока от паросодержания; 3 — эпюра плотности теплового потока вдоль канала в координатах  $q(x)$ ; 4 — эпюра плотности теплового потока вдоль канала при увеличении мощности в  $n$  раз; 5 — та же эпюра, но с учетом неточности определения  $q$  и  $x$ ; 6 — точка касания кривых 2 и 5

$$\bar{N}_{кр}(z, \Delta h_{вх}, p, \rho w \dots) = \bar{N}_{кр}(l_3, \Delta h_{вх}, \rho w, p \dots) \quad (6.64)$$

Эквивалентная длина определяется по формуле (6.43), учитывающей характер изменения тепловыделения и локальные значения параметров потока.

В общем случае место наступления кризиса неизвестно, и расчет критической мощности выполняется для ряда сечений с координатами  $z_i$ . Значения  $z_3$  (6.43) и значения массового паросодержания, необходимые для определения  $\alpha$  (6.44) и  $q_{кр}$ , находятся методом последовательных приближений. В качестве первого приближения можно взять  $z_3 = z_i$ . Критическое массовое паросодержание в сечении с координатой  $z_3$  (первое приближение) определяется из уравнения теплового баланса:

$$x_{кр} = x_{вх} + \bar{q}_{кр} Pl_3(z) / \rho w F, \quad (6.65)$$

где  $q_{кр}$  берется на основании данных табл. 6.3 или по соответствующим формулам.

По найденному паросодержанию, используя (6.44), находят значение  $\alpha$ , а затем по (6.43) — второе приближение  $z_3$  и т. д. Итерации продолжают до тех пор, пока разность последовательных значений  $x_{кр}$  не станет меньше заданного значения.

Критическую мощность участка длиной  $z_i$  с неравномерным тепловыделением определяют из теплового баланса:

$$\bar{N}_{кр}(z_{кр} = z_i) = r \rho w F (x_{кр} - x_{вх}). \quad (6.66)$$

По найденным значениям  $\bar{N}_{кр}(z_i)$  находят полную критическую мощность канала длиной  $L$  с неравномерным тепловыделением в предположении, что кризис теплоотдачи наступает в сечении  $z_{кр} = z_i$ :

$$\bar{N}_{кр}(L) = \bar{N}_{кр}(z_{кр} = z_i) \int_0^L q(\xi) d\xi / \int_0^L q(\xi) d\xi, \quad (6.67)$$

где  $L$  — длина канала;  $z_i$  — координата рассматриваемого сечения;  $\xi$  — текущая координата. Мощность, соответствующая достижению на выходе ( $z=L$ ) граничного паросодержания, равна:

$$\bar{N}_{кр.гр}(L) = r \rho w F (x_{гр} - x_{кр}). \quad (6.68)$$



Критическая мощность канала с неравномерным тепловыделением является минимальной из рассчитанных по формулам (6.67) и (6.68). Трудоемкость расчетов сокращается, если эпюру тепловыделения аппроксимировать ступенчатым распределением. В этом случае эквивалентная длина находится из соотношения

$$z_{\alpha i} = \{1 + (q_i/q_{\alpha i-1} - 1) \exp[-\alpha(z_i - z_{i-1})]\} l_{\alpha i-1} q_{\alpha i-1}/q_i + (z_i - z_{i-1}), \quad (6.69)$$

где

$$q_{\alpha i-1} = \sum_{k=1}^{i-1} q_k (z_k - z_{k-1}) / l_{\alpha i-1}.$$

Входящее в параметр  $\alpha$  критическое паросодержание определяется по (6.65) при  $z_i = l_{\alpha i-1} + (z_i - z_{i-1})$ . Критическую мощность  $\tilde{N}_{кр}$  ( $z_{кр} = z_i$ ) находят по формуле (6.66), а полная критическая мощность

$$\tilde{N}_{кр}(L) = \tilde{N}_{кр}(z_{кр} = z_i) \sum_{k=1}^n q_k (z_k - z_{k-1}) / \sum_{k=1}^i q_k (z_k - z_{k-1}). \quad (6.70)$$

Коэффициент запаса до кризиса определяется как отношение

$$n = \tilde{N}_{кр}(L) / \tilde{N}_{кр}(L). \quad (6.71)$$

**Вычисление коэффициентов запаса.** Для реактора ВВЭР при определении допустимого уровня мощности твэла исходят из недопустимости плавления топлива даже в отдельных твэлах ( $N_{твэл} < N_{пл}$ ) и недопустимости кризиса теплообмена в стационарном и любом переходном режиме ( $N_{твэл} < N_{кр}$ ). Условия отсутствия плавления топлива обеспечиваются при  $q_i < 500$  Вт/см [36, 37], чему соответствует  $N_{пл}$ . Таким образом, должно быть обеспечено условие

$$N_{доп. твэл} < N_{пред. твэл}, \quad (6.72)$$

где  $N_{пред. твэл}$  — наименьшая из мощностей твэла  $N_{пл}$  или  $N_{кр. твэл}$ .

В ВВЭР условие отсутствия плавления топлива обеспечивается в большинстве эксплуатационных режимов, поэтому предельная мощность твэлов выбирается практически только в связи с явлениями кризиса теплообмена. Допустимые мощности твэла, ТВС и всего реактора устанавливаются с учетом определенных коэффициентов запаса, основной смысл и значения которых по [36, 37] приводятся в табл. 6.5.

Допустимая мощность твэла

$$N_{доп. твэл} = N_{кр. твэл} / \prod_1^3 k_i. \quad (6.73)$$

Допустимая мощность ТВС

$$N_{доп} = N_{кр} / \prod_1^6 k_i. \quad (6.74)$$

Критическая и допустимая мощность реактора

$$N_{кр. р} = N_{кр. ТВС} m / \prod_1^{10} k_i; \quad (6.75)$$

$$N_{доп. р} = N_{кр. ТВС} m / \prod_1^{10} k_i. \quad (6.76)$$