

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ

**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ПРОМЫШЛЕННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ И ДИЗАЙНА»**

ВЫСШАЯ ШКОЛА ТЕХНОЛОГИИ И ЭНЕРГЕТИКИ

В.А. Суслов

ТЕПЛОМАССООБМЕН

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

Часть 2

**Санкт-Петербург
2017**

УДК 621.184.64 (075)

ББК 31.31я 7

С 904

Суслов В.А. Тепломассообмен: учеб. пособие. - 2-е изд., испр. и доп./ ВШТЭ СПбГУПТД.- СПб., 2017. Часть 2. – 82 с.: ил.45. – ISBN 978-5-91646-117-6.

Учебное пособие содержит основные понятия, определения и расчетные уравнения по теплопроводности, теплоотдаче, тепломассообмену, тепловому излучению, тепловой и гидродинамический расчет теплообменных аппаратов. Вторая часть посвящена вопросам конвективного теплообмена, процессам при изменении агрегатного состояния вещества, тепловому излучению, массообмену и методике расчета теплообменных аппаратов.

Пособие составлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов, охватывает минимальный, но необходимый материал по дисциплине и может быть использован студентами-теплоэнергетиками по направлению 13.03.01 «Теплоэнергетика и теплотехника».

Рецензенты: зав. кафедрой атомных станций и промтеплоэнергетики СПб ГПУ, д-р техн. наук, профессор В.В. Сергеев; профессор кафедры процессов и аппаратов химической технологии ВШТЭ СПбГУПТД, д-р техн.наук В.С. Куров.

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом ВШТЭ СПбГУПТД в качестве учебного пособия.

Редактор и корректор Т.А.Смирнова
Техн. редактор Л.Я.Титова

Темплан 2017 г. поз.17

Подп. к печати 21.12.16. Формат 60x84/16. Бумага тип №1. Печать офсетная.
Печ. л. 5,25. Уч-изд. л. 5,25. Тираж 100. Изд. №17. Цена «С». Заказ

Ризограф Высшей школы технологии и энергетики СПбГУПТД,
198095, Санкт-Петербург, ул. Ивана Черных, 4

ISBN 978-5-91646-117-6

© Суслов В.А., 2017

© Высшая школа технологии
и энергетики СПбГУПТД, 2017

ОГЛАВЛЕНИЕ

7. Теплоотдача при свободном движении жидкости.....	5
7.1. Теплоотдача при свободном движении жидкости в большом объеме.....	5
7.2. Теплоотдача при свободном движении жидкости в ограниченном пространстве.....	6
7.3. Примеры с решениями.....	7
8. Кипение.....	10
8.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме.....	10
8.2. Теплообмен при кипении в условиях направленного движения жидкости.....	15
8.2.1. Режимы течения восходящего двухфазного потока.....	16
8.2.2. Гравитационно-стекающий двухфазный поток в вертикальных трубах.....	18
8.3. Примеры с решениями.....	19
9. Конденсация.....	21
9.1. Теплообмен при конденсации чистого пара.....	21
9.2. Примеры с решениями.....	25
10. Тепло - и массообмен в двухкомпонентных средах.....	29
10.1. Основные понятия и законы.....	29
10.2. Дифференциальные уравнения тепломассообмена.....	31
10.2.1. Уравнение массообмена.....	31
10.2.2. Уравнение энергии.....	32
10.3. Тепло - и массоотдача.....	32
10.4. Диффузионный пограничный слой.....	33
10.5. Аналогия процессов тепло и массообмена.....	34
11. Тепловое излучение.....	34
11.1. Общие понятия и законы.....	34
11.2. Вектор излучения.....	38
11.3. Основные законы теплового излучения.....	38
11.3.1. Закон Планка.....	39
11.3.2. Закон Релея—Джинса.....	39
11.3.3. Закон Вина.....	40
11.3.4. Закон Стефана-Больцмана.....	40
11.3.5. Закон Кирхгофа.....	41
11.3.6. Закон Ламберта.....	42
11.4. Черные температуры.....	43
11.5. Уравнение переноса лучистой энергии.....	44
11.6. Оптическая толщина среды.....	45
11.7. Лучистый теплообмен между телами.....	45
11.8. Защитные экраны.....	47
11.9. Лучеиспускание газов.....	48

11.9.1.	Механизм взаимодействия газов с излучением.....	48
11.9.2.	Поглощение, передача и излучение.....	49
11.10.	Сложный теплообмен.....	52
11.11.	Примеры с решениями.....	53
12.	Теплообменные аппараты.....	59
12.1.	Классификация теплообменных аппаратов.....	59
12.2.	Тепловой расчет теплообменников рекуперативного типа.....	60
12.3.	Гидродинамический расчет теплообменных аппаратов.....	66
12.4.	Примеры с решениями.....	67
	Библиографический список.....	82

7. ТЕПЛОТДАЧА ПРИ СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ЖИДКОСТИ

Причина возникновения свободного движения – теплообмен. Свободное движение возникает под действием разности плотностей нагретых и холодных частиц неравномерно нагретой жидкости.

7.1. Теплоотдача при свободном движении жидкости в большом объеме

Если жидкость находится в поле силы тяжести, то наличие неоднородного поля плотностей вызывает появление результирующих подъемных сил, приводящих жидкость в движение, которое называют **гравитационной свободной конвекцией**.

Вдоль нагретой пластины снизу вверх движется ламинарный слой, толщина которого растет по мере того, как в процесс нагрева вовлекаются все новые частицы жидкости (рис.7.1). На некоторой высоте ламинарный слой начинает разрушаться и переходит в турбулентный с ламинарным подслоем. α уменьшается по мере увеличения толщины ламинарного пограничного слоя и стабилизируется в области турбулентного движения.

Распределение скорости по толщине слоя напоминает параболическую эпюру (рис. 7.2).

На поверхности теплообмена и на внешней границе слоя скорость равна нулю. В отличие от вынужденного движения скорость является функцией определяющих параметров процесса и не входит в условия однозначности. Температура в пограничном слое изменяется от температуры на поверхности теплообмена t_c до температуры окружающей среды $t_{ж}$.

Для аналитического исследования теплоотдачи в условиях свободного движения могут быть использованы методы теории пограничного слоя, применяемые в задачах теплообмена при вынужденном движении.

Однако аналитические решения не всегда совпадают с результатами эксперимента и практики. Поскольку свободное движение существует при наличии неоднородного поля плотностей, то в уравнение движения вводится подъемная сила $\rho \cdot g \cdot \beta \cdot \vartheta$. В связи с этим оно запишется как:

$$\rho \frac{D\bar{w}}{d\tau} = -\rho \cdot g \cdot \beta \cdot \vartheta - \nabla P + \mu \cdot \nabla^2 w .$$

Определяющим критерием при свободном гравитационном движении

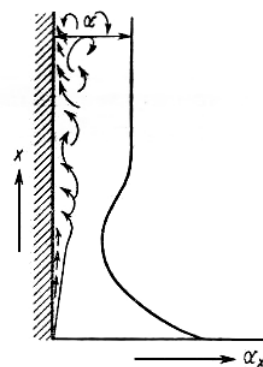


Рис. 7.1. Изменение α при свободном движении жидкости вдоль вертикального листа

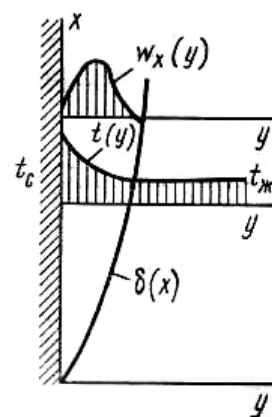


Рис. 7.2. Распределение температуры и скорости в пограничном слое у нагретой вертикальной поверхности

является **критерий Грасгофа** $Gr = \beta \frac{g \cdot \ell^3}{\nu^2} \vartheta$, где β [1/°К] – температурный коэффициент объемного расширения, представляющий собой относительное изменение объема при изменении температуры на один градус.

Критериальное уравнение теплообмена при свободной конвекции имеет вид: $Nu = C (Gr \cdot Pr)_m^n$ (7.1)

Экспериментально установлено существование трех режимов движения, каждому из которых соответствуют пределы изменения $(Gr \cdot Pr)_m$.

Для охлаждаемых на воздухе проволок малого диаметра (1 мм) при достаточно малых значениях $(Gr \cdot Pr)_m$ число Nu принимает постоянное значение $Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda} = 0,45 \div 0,5$. Теплота в этом случае переносится за счет теплопроводности через пленку нагретого воздуха, обволакивающего проволоку. Поэтому тонкие электропровода выдерживают большие плотности тока без перегрева, поскольку α обратно пропорционален диаметру.

Значению $(Gr \cdot Pr) > 5 \cdot 10^2$ соответствует ламинарное движение, при $(Gr \cdot Pr) > 2 \cdot 10^7$ устанавливается турбулентный режим. Коэффициент C и показатель n находятся по табл. 7.1.

Таблица 7.1

Коэффициент C и показатель степени n в уравнении (7.1)

$Gr \cdot Pr$	$1 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^2$	$5 \cdot 10^2 \div 2 \cdot 10^7$	$2 \cdot 10^7 \div 1 \cdot 10^{13}$
C	1,18	0,54	0,135
n	1/8	1/4	1/3

При турбулентном режиме в области $n = 1/3$, α не зависит от определяющего размера. Такой процесс теплообмена называют автомодельным. Уравнение (7.1) применимо для любых капельных и упругих жидкостей при $Pr \geq 0,7$ для тел любых форм и размеров. За определяющую температуру взята средняя температура пограничного слоя: $t_m = 0,5(t_{жс} + t_c)$. За определяющий размер для труб и шаров – диаметр, для вертикальных плит – их высота, для горизонтальных плит – их меньшая сторона. Для горизонтальных плит α увеличивается на 30 %, если нагретая сторона обращена вверх.

7.2. Теплоотдача при свободном движении жидкости в ограниченном пространстве

Теплоотдача при свободном движении жидкости в ограниченном пространстве (рис. 7.3) зависит от формы и размеров пространства, рода жидкости и температурных характеристик поверхностей, ограничивающих пространство (воздушные изоляционные прослойки).

Из-за сложности процессов определить α обычным путем с учетом особенностей движения не удастся. Для практических расчетов тепловой поток через прослойки толщиной δ (рис. 7.3) рассчитывается по уравнению

теплопроводности: $q = \frac{\lambda_{\text{экв}}}{\delta} (t_{c1} - t_{c2})$, где $\lambda_{\text{экв}}$ – эквивалентная теплопроводность, учитывающая конвективный перенос теплоты; t_{c1} и t_{c2} – температуры горячей и холодной поверхностей, разделенных прослойкой; $\lambda_{\text{экв}} = \varepsilon_k \cdot \lambda_{\text{жс}}$, где ε_k – коэффициент, учитывающий влияние конвекции:

$\varepsilon_k = f(Gr \cdot Pr)$, может быть взят из рис. 7.4.

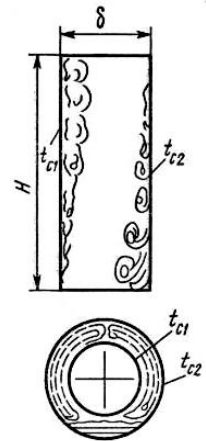


Рис. 7.3. Циркуляция жидкости в замкнутом пространстве

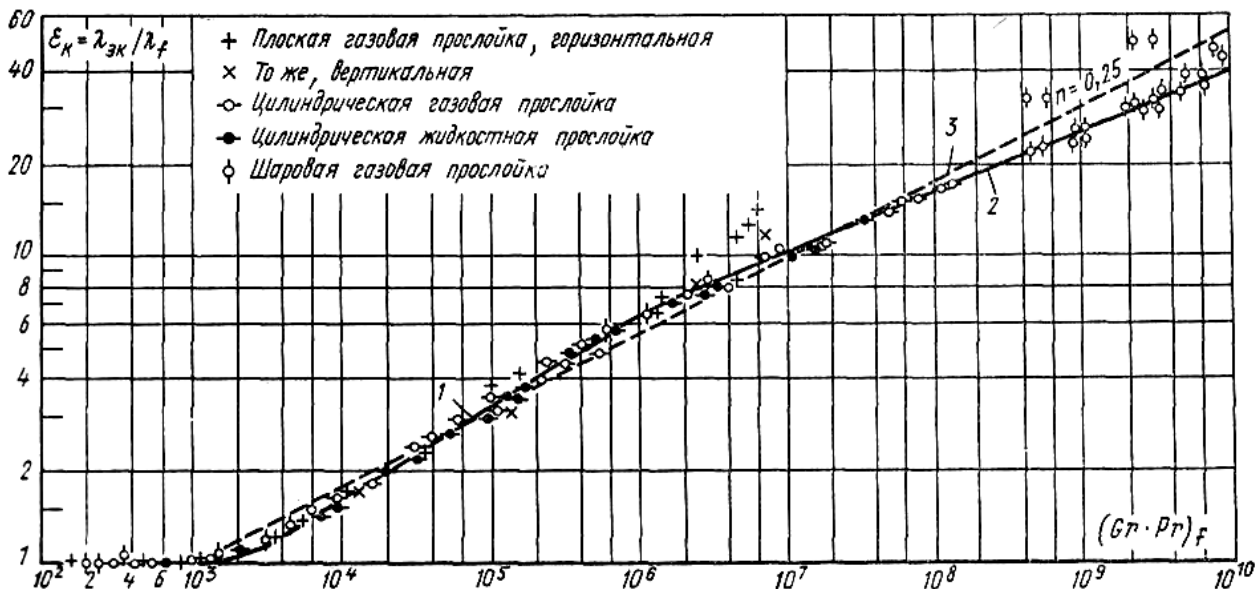


Рис. 7.4. Коэффициент ε_k – при естественной циркуляции в замкнутом объеме

7.3. Примеры с решениями

Пример 7 – 1. Определить потери теплоты в единицу времени с 1 м^2 поверхности цилиндрической горизонтальной трубы, диаметром $d = 600 \text{ мм}$, охлаждаемой воздухом. Температура поверхности трубы $t_c = 220^\circ \text{C}$ и температура воздуха $t_{\text{жс}} = 20^\circ \text{C}$.

Решение. По температуре $t_{\text{жс}}$ определяем физические параметры для воздуха $\nu_{\text{е}} = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{\text{е}} = 2,59 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{C}}$; $\beta_{\text{е}} = \frac{1}{t_{\text{е}} + 273} = \frac{1}{293} \text{ 1/}^\circ\text{C}$; $Pr_{\text{жс}} = 0,703$; $Pr_c = 0,679$.

Потери теплоты в единицу времени с 1 м^2 поверхности цилиндрической горизонтальной трубы определяем по уравнению $q = \alpha(t_c - t_{жс})$, где $\alpha[\text{Вт/м}^2]$ – коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к воздуху. Критериальная зависимость для вычисления среднего коэффициента теплоотдачи при свободном движении жидкости имеет вид $Nu_{\alpha} = C \cdot (Gr \cdot Pr)_{\alpha}^n \left(\frac{Pr_{\alpha}}{Pr_c} \right)^{0,25}$, где постоянная C и показатель n определяются режимом свободного движения и условиями обтекания поверхности. Они определяются по табл. 7.2 в зависимости от произведения $GrPr$

Таблица 7.2

Коэффициент C и показатель степени n в уравнении свободного движения

$(GrPr)_{ж}$	C	n	Условия движения
$1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^9$	$0,75$	$0,25$	Вдоль вертикальной стенки
$\geq 6 \cdot 10^{10}$	$0,15$	$0,333$	
$1 \cdot 10^3 - 1 \cdot 10^9$	$0,50$	$0,25$	На горизонтальной трубе

$$\text{Находим } (GrPr)_{жс} = \frac{g \cdot \beta_{\alpha} \cdot \Delta t \cdot d^3}{\nu_{\alpha}^2} Pr_{\alpha} = \frac{9,81 \cdot (220 - 20) \cdot 0,6^3}{293 \cdot (15,06 \cdot 10^{-6})^2} 0,703 = 4,48 \cdot 10^9.$$

Из табл. 7.2 находим $C = 0,5$ и $n = 0,25$.

$$\text{Тогда } Nu_{\alpha} = 0,5(4,48 \cdot 10^9)^{0,25} = 0,5 \cdot 258,7 = 129,4.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = Nu_{\alpha} \frac{\lambda_{\alpha}}{d} = 129,4 \frac{0,0259}{0,6} = 2,0 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{С}}.$$

Потери теплоты в единицу времени с единицы поверхности трубы составляют $q = 2 \cdot (200 - 20) = 400 \text{ Вт/м}^2$.

Пример 7 -2. Вычислить количество теплоты, отдаваемое свободной конвекцией верхней частью колпака бумагоделательной машины с размерами $a \times b = 12 \times 60 \text{ м}^2$ воздуху. Температуры поверхности колпака и окружающего воздуха соответственно равны $t_c = 30^\circ \text{С}$ и $t_{жс} = 20^\circ \text{С}$.

Решение. По температуре воздуха определяем его параметры

$$\nu_{\alpha} = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \lambda_{\alpha} = 2,59 \cdot 10^{-2} \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{С}}; \beta_{\alpha} = \frac{1}{t_{\alpha} + 273} = \frac{1}{293} \text{ 1/}^\circ\text{С};$$

$$Pr_{жс} = 0,703.$$

Теплоотдачу от горизонтальных плит можно рассчитывать по критериальной зависимости для вычисления среднего коэффициента теплоотдачи

$$\text{при свободном движении жидкости } Nu_{\alpha} = C \cdot (Gr \cdot Pr)_{\alpha}^n \left(\frac{Pr_{\alpha}}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

За определяющий размер берется меньшая сторона плиты. При этом, если теплоотдающая поверхность обращена кверху, то полученное по формуле значение α увеличивается на 30 %, если книзу – α уменьшается на 30 %.

Определяющим размером считается меньшая сторона поверхности колпака $a=12$ м. Рассчитываем произведение ($GrPr$)

$$(Gr \cdot Pr)_a = g \cdot \beta_a \frac{\Delta t \cdot a^3}{\nu_a^2} Pr_a = 9,81 \cdot \frac{10 \cdot (12)^3}{293 \cdot (15,06 \cdot 10^{-6})^2} 0,703 = 1,8 \cdot 10^{12}.$$

По полученному значению $(GrPr)_{ж}$ по табл. 8.2 находим $C = 0,15$ и $n = 0,333$ к критериальной зависимости

$$Nu_a = 0,15 \cdot (1,8 \cdot 10^{12})^{0,333} = 0,15 \cdot 12050 = 1807.$$

$$\text{Тогда } \alpha = Nu_a \frac{\lambda_a}{a} = 1807 \frac{0,0259}{12} = 3,9 \frac{Вт}{м^2 \cdot \text{град}},$$

$$\alpha_{i\bar{e}} = 1,3 \cdot 3,9 = 5,07 \frac{Вт}{м^2 \cdot \text{град}}.$$

Количество теплоты, отдаваемое верхней частью колпака бумагоделательной машины, составит $Q = \alpha_{i\bar{e}} (t_c - t_a) \cdot a \cdot b = 5,07 \cdot 10 \cdot 12 \cdot 60 = 36504$ Вт.

Пример 7 – 3. Определить плотность теплового потока через вертикальную воздушную прослойку в окнах, толщиной $\delta = 25$ мм, с температурами внутренней и наружной поверхностей $t_a = 25^\circ \text{C}$ и $t_n = -15^\circ \text{C}$.

Решение. Плотность теплового потока через воздушную прослойку находится по уравнению $q = \frac{\lambda_y}{\delta} (t_a - t_i)$.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности находится по формуле

$$\lambda_y = \lambda \cdot \varepsilon_k,$$

где λ – действительный коэффициент теплопроводности воздуха; ε_k – коэффициент конвекции, определяющийся по уравнению $\varepsilon_k = 0,18 \cdot (Gr \cdot Pr)_{i\delta}^{0,25}$.

Находим определяющую температуру жидкости в прослойке $t_{i\delta} = 0,5 \cdot (t_a + t_i) = 0,5 \cdot (25 - 15) = 5^\circ \text{C}$. По этой температуре выбираем физические

параметры воздуха в прослойке $\nu_{i\delta} = 13,72 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{np} = 0,0247 \frac{Вт}{м \cdot \text{град}}$;

$$Pr_{np} = 0,706; \beta_{i\delta} = \frac{1}{5 + 273} = \frac{1}{278} \text{ 1/град}.$$

$$\text{Вычислим произведение } Gr \cdot Pr = 0,18 \frac{9,81 \cdot (25 + 15) \cdot (0,025)^3}{278 \cdot (13,72 \cdot 10^{-6})^2} 0,706 = 1,49 \cdot 10^4,$$

определим коэффициент конвекции $\varepsilon_k = 0,18 \cdot (1,49 \cdot 10^4)^{0,25} = 1,99$.

Эквивалентный коэффициент теплопроводности

$$\lambda_y = 0,0247 \cdot 1,99 = 0,0491 \frac{Вт}{м \cdot K}$$

Плотность теплового потока через прослойку

$$q = \frac{0,0491 \cdot 40}{0,025} = 79 \text{ Вт/м}^2.$$

8. КИПЕНИЕ

По принципу кипения все промышленные испарители можно разделить на две основные группы:

- в которых кипение осуществляется в большом объеме;
- кипение осуществляется в условиях направленного движения жидкости (аппараты с естественной и принудительной циркуляцией).

8.1. Теплообмен при пузырьковом кипении жидкости в большом объеме

При пузырьковом кипении паровая фаза образуется в виде отдельных паровых пузырьков, зарождающихся в определенных местах теплоотдающей поверхности: центрах парообразования. Каждый центр генерирует паровую фазу с определённой частотой f . Зародившись у данного центра, паровой пузырёк в течение некоторого времени растёт в объёме, а затем отрывается от поверхности и всплывает, увлекая за собой некоторое количество жидкости из пристенной области в основное ядро. Во время своего роста пузырёк, вытесняя жидкость, вызывает её перемещение со скоростью, примерно равной скорости роста радиуса R пузыря $dR/d\tau$. После отрыва пузырька освободившееся пространство заполняется жидкостью, подтекающей к стенке из основного объёма. Когда эта жидкость прогреется до температуры, господствующей в пристенной области, у данного центра зарождается новый пузырёк.

Таким образом, процесс генерации пара вызывает интенсивный массообмен в кипящей жидкости и дополнительную турбулизацию пристенной области, что существенно повышает интенсивность теплообмена. При достаточно большом числе действующих на единице поверхности центров парообразования z пограничный слой настолько сильно турбулизируется, что значение α при пузырьковом кипении оказывается заметно выше, чем при конвективном теплообмене в однофазной среде. Однако высокая интенсивность теплообмена наблюдается в том случае, если кипящая жидкость смачивает теплоотдающую поверхность.

Высокие значения коэффициента теплоотдачи, устанавливающиеся при пузырьковом кипении, позволяют отводить от теплоотдающей поверхности тепловые потоки порядка $10^6 \div 10^7$ Вт/м² при умеренных температурных напорах. Это объясняется тем, что возникает новый, значительно более мощный по сравнению с турбулентным обменом в однофазной среде механизм переноса. Основная масса теплоты выносится из пристенного слоя в объём жидкости с паром пузырей, т.е. в виде теплоты испарения. Наряду с этим часть теплоты отводится в виде избыточной энтальпии перегретой жидкости, увлекаемой паровыми пузырями при их отрыве от поверхности.

Опыт показывает, что число действующих центров парообразования, а

следовательно, и значение α увеличиваются с ростом величины плотности теплового потока, передаваемого кипящей жидкостью.

На рис. 8.1 представлена зависимость α от q при кипении воды под атмосферным давлением на погруженной поверхности. Участок AB соответствует конвективному теплообмену в однофазной среде в условиях естественной конвекции:

$Nu = C(Gr \cdot Pr)^n$. Участок CD характеризует **область развитого пузырькового кипения**.

Между областью естественной конвекции в однофазной среде и развитого пузырькового кипения имеется **переходная зона**, в которой в паровую фазу генерируют отдельные центры. С увеличением q число z быстро растёт и это способствует существенной интенсификации процесса теплообмена. Следовательно, $\alpha \propto q^n$, где $n = 0,65 \div 0,7$. Тогда

где k - коэффициент зависящий $\alpha = k \cdot q^{0,7}$, от свойств жидкости, теплоотдающей поверхности и ряда других факторов.

В точке D возникает **кризис теплообмена**. Он обусловлен непрерывным ростом числа центров парообразования. Кризис связан с потерей гидродинамической устойчивости жидких плёнок между пузырьками и слиянию отдельных пузырей в общую паровую плёнку, отделяющую жидкость от теплоотдающей поверхности. Тепловой поток, при котором режим пузырькового кипения сменяется плёночным, называется **первым критическим тепловым потоком**. Переход к **плёночному кипению** обычно сопровождается резким снижением α , так как в этом случае теплота от поверхности теплообмена к жидкости передаётся через плёнку пара. Участок GF характеризует область плёночного кипения. Когда тепловой поток осуществляется независимо от условий теплообмена (электрообогрев, горелка), кризис теплообмена развивается по линии DE . При обогреве насыщенным паром - по линии DG .

Независимо от способа обогрева поверхности переход от плёночного режима кипения к пузырьковому происходит при q в несколько раз меньшем величины $q_{кр1}$. Этот тепловой поток называют **вторым критическим тепловым потоком** $q_{кр2}$.

В процессе кипения жидкость испаряется в паровой пузырек, т.е. с криволинейной (вогнутой) поверхности раздела фаз. Следовательно, молекулы жидкости при пересечении границы раздела фаз должны совершать большую работу против молекулярных сил, чем при испарении с плоской поверхности. Таким образом, жидкость должна иметь определенный перегрев по отношению к температуре насыщения Δt_1 .

Так как поверхность пузыря является замкнутой, то вследствие действия молекулярных сил давление пара в паровом пузыре всегда больше давления

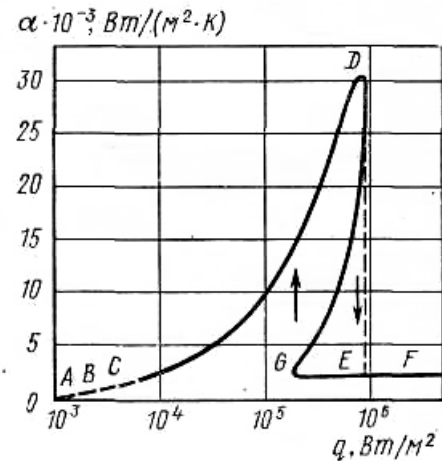


Рис. 8.1. Теплообмен при кипении воды в большом объеме

насыщения P . Чтобы жидкость могла испаряться в пространство с большим давлением, она должна быть перегрета на величину Δt_2 .

Суммарный перегрев составляет

$$\Delta t_{nep} = \Delta t_1 + \Delta t_2 = \frac{2\sigma}{R} \frac{T_n}{r \cdot \rho''} \quad (8.1)$$

При $R \rightarrow 0$, $\Delta t_{nep} \rightarrow \infty$. Это означает, что в реальных условиях процесс генерации пара может происходить только в том случае, если в жидкости уже имеются зародыши паровой фазы конечного радиуса кривизны (центры парообразования). Такими центрами являются элементы микрошероховатости поверхности: впадины, микротрещины, заполненные газом или паром данной жидкости.

Опыты показывают, что значительный перегрев жидкости наблюдается только в пристенном слое. На расстоянии 2 мм от поверхности величина перегрева равна примерно $0,5^\circ\text{C}$ (рис.8.2). Поэтому в испарительной аппаратуре паровые пузыри возникают на теплоотдающей поверхности, а не в объёме жидкости.

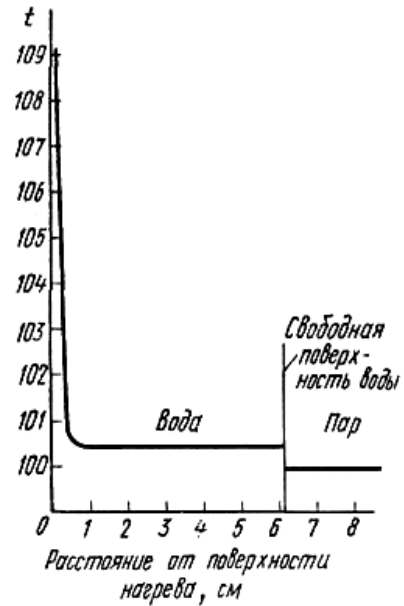


Рис. 8.2. Распределение температуры воды при ее кипении в большом объеме

Величиной перегрева жидкости определяются значения всех локальных характеристик процесса парообразования:

скорость роста парового пузыря $\frac{dR}{d\tau} = \beta \frac{a}{R} Ia$, $\beta = 5 \div 10$ — коэффициент, зависящий от свойств жидкости и геометрии пузыря,

$$Ia = \frac{C_p \cdot \Delta t}{r} \frac{\rho'}{\rho''} \quad (8.2)$$

- **число Якоба**; **число центров и частота парообразования** $f_0 = \frac{1}{\tau_1 + \tau_2}$, где τ_1 — время роста пузыря до

момента отрыва от поверхности; τ_2 — период времени от момента отрыва до момента зарождения нового пузыря; **диаметр пузыря при отрыве от поверхности**

$$d_0 = f(\theta) \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} = 0,02\theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (8.3)$$

В уравнении (8.3) θ — краевой угол, представленный на рис. 8.4. На основании опытных данных известно, что функция краевого угла $f(\theta)$ находится в соотношении $\sqrt{6f(\theta)} = 0,02\theta$.

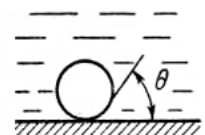


Рис. 8.4. Краевой угол



Рис. 8.3. Макс Якоб (1879-1955) немецкий физик

Из зависимости (8.3) видно, что $\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}$ представляет собой величину, пропорциональную диаметру парового пузыря при отрыве от поверхности. Эта величина часто встречается в уравнениях как характерный линейный размер парового пузыря l_0 .

Произведение $f_0 d_0$ является некоторой мерой **скорости роста пузыря**: $f_0 \sqrt{d_0} = 0,56 \left[\frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'} g \right]^{0,5}$, а произведение $f_0 d_0^3$ – мерой объёмного количества пара, генерируемого каждым центром парообразования в единицу времени:

$$f_0 d_0^3 = 588 \left[\frac{\rho' \cdot a^5}{g(\rho' - \rho'')} \right]^{\frac{1}{3}} Ja^{\frac{5}{3}}.$$

Уравнениями, описывающими процесс теплообмена при пузырьковом кипении, являются: уравнения движения для жидкой и паровой фаз; уравнения сплошности для жидкой и паровой фаз; уравнение теплопроводности для жидкой фазы; условия теплового взаимодействия на границе раздела фаз; условия механического взаимодействия на границе раздела фаз; **масштаб** сформировавшихся пузырей. Названные уравнения объединяются в систему, которая, однако не даёт строгого аналитического решения. Поэтому задачи по теплообмену при кипении решаются методом теории подобия.

Анализ указанной системы уравнений приводит к следующему уравнению с обобщёнными переменными:

$$\begin{aligned} Nu_{\text{энт}} &= \Phi[\text{Pr}; \text{Re}_{\text{энт}}; \text{Ar}_{\text{энт}}; \text{Kt}; K_\sigma; K_s; \text{Kp}; B_o'; \theta; l_0; Z_i]; \\ \text{энт} \quad Nu_{\text{энт}} &= \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}; \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{a}; \\ \text{энт} \quad \text{Re}_{\text{энт}} &= \frac{w_{\text{энт}} \cdot l_0}{\nu} = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot \nu} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}; \\ \text{энт} \quad \text{Ar}_{\text{энт}} &= \frac{g \cdot l_0^3}{\nu^2} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'} = \frac{g}{\nu^2} \left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{(\rho' - \rho'')}{\rho'}; \\ \text{энт} \quad \text{Kt} &= \frac{(r \cdot \rho'')^2}{C_p \cdot t_i \cdot \rho' \sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} = \frac{r}{C_p t_H} \frac{r g''^2}{\rho' \sqrt{\sigma g(\rho' - \rho'')}} = \frac{r}{C_p \cdot t_H} \frac{\rho''}{\rho'} \frac{\rho''}{(\rho' - \rho'')} \frac{r}{g \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}}; \end{aligned} \quad (8.4)$$

$Ks = \frac{r}{C_p \cdot t_H}$ - отношение теплоты, затраченной на парообразование к теплоте, идущей на подогрев жидкости;

$$K_{\sigma} = \frac{r}{g \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} - \text{мера отношения энергии, затраченной на испарение, к}$$

энергии, израсходованной на образование поверхности раздела фаз в поле массовых сил;

$$K_p = \frac{P}{\sqrt{\sigma \cdot g(\rho' - \rho'')}} - \text{безразмерная форма перепада давления на границе}$$

раздела фаз;

$$Bo'_0 = \frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')l^2} - \text{аналог числа Бонда; характеризует относительные}$$

размеры зарождающихся паровых пузырей; l -линейный размер системы;

θ - краевой угол, характеризует способность жидкости смачивать теплоотдающую поверхность;

l_0 и Z_i - переменные, характеризующие относительные размеры зародившейся паровой фазы и число центров парообразования, т.е. свойства теплоотдающей поверхности.

Экспериментально установлено, что при кипении одной и той же жидкости на полированной поверхности α ниже, чем на необработанной технической поверхности. Установлено, что влияние шероховатости на интенсивность теплообмена при кипении проявляется в большей степени при малых тепловых нагрузках.

Интенсивность теплоотдачи при кипении зависит от давления, под которым находится жидкость. Известно, что α непрерывно возрастает с увеличением P . Однако при низких давлениях, как видно из рис. 8.5, зависимость $\alpha = f(P)$ менее резкая, чем при высоких.

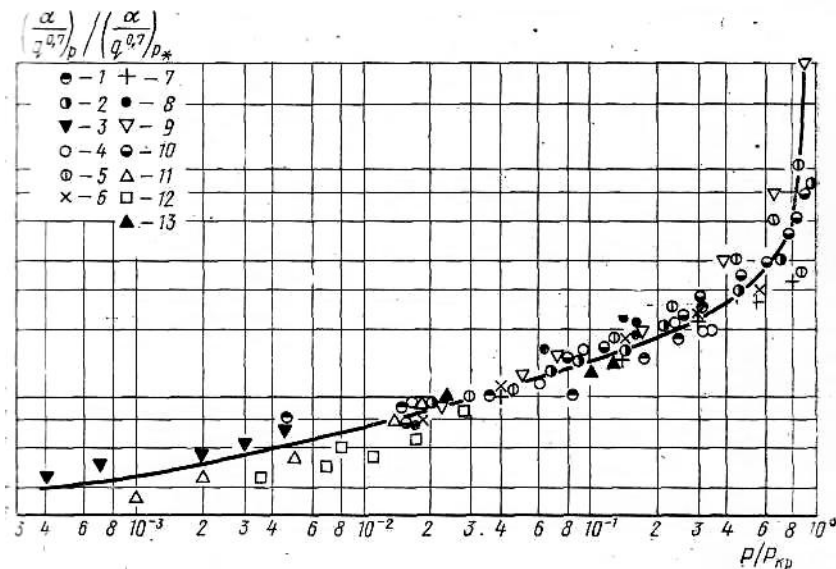


Рис. 8.5. Влияние давления на коэффициент теплоотдачи при кипении

К настоящему времени опубликовано значительное количество различных формул для определения значения α при развитом пузырьковом кипении

насыщенной жидкости в условиях естественной конвекции. В большинстве случаев это эмпирические формулы типа: $\alpha = C \cdot q^n f(P)$. Значения C, n и $f(P)$ в этих формулах зависят от множества факторов, оказывающих влияние на интенсивность теплообмена при кипении. Из обобщенных эмпирических зависимостей, построенных на основе теории подобия, наибольшее распространение получила **формула Н.Г. Стюшина**: $Nu_{ucn} = A [Pe_{ucn} \cdot k_t^{0,63} \cdot k_\sigma^{0,5}]^n$, (8.5)

где $Pe_{ucn} = \frac{w_{ucn} \cdot \ell_0}{a} = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot a} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} ;$

при $N = Pe_{ucn} \cdot k_t^{0,63} \cdot k_\sigma^{0,5} \geq 10^7 \rightarrow A = 3,2 \cdot 10^{-5}; n = 0,75;$

при $5 \cdot 10^5 < N < 10^7 \rightarrow A = 2,65 \cdot 10^{-2}; n = 1/3.$

8.2. Теплообмен при кипении в условиях направленного движения жидкости

Движение двухфазного потока имеет ряд особенностей. В условиях направленного движения среды паровые пузыри, образующиеся на теплоотдающей поверхности, испытывают дополнительное по сравнению с кипением в большом объеме динамическое воздействие со стороны потока жидкости. Под влиянием этих факторов меняются значения локальных характеристик процесса парообразования: уменьшается отрывной диаметр паровых пузырей, увеличивается частота их отрыва, деформируется поверхность пузыря и т.д. Все это оказывает влияние и на интенсивность теплообмена.

Поэтому для его характеристики наряду с величинами, рассчитанными по уравнениям материального и теплового балансов, приходится вводить величины, определение которых ведётся с учётом особенностей движения отдельных фаз. Параметры, рассчитанные по уравнениям материального и теплового балансов, называются **расходными параметрами**, а величины, характеризующие движение каждой из фаз в отдельности или гидродинамику всего потока называются **истинными параметрами**.

Основными расходными параметрами двухфазного потока являются:

- **приведённая скорость жидкости** - $W'_0 = \frac{V'}{f}$, где V – объемный расход;

- **приведённая скорость пара** - $W''_0 = \frac{V''}{f}$;

- **массовое паросодержание потока** - $x = \frac{G''}{G' + G''} = \frac{i_{cm} - i'}{r}$;

- **объемное расходное паросодержание** - $\beta = \frac{V''}{V' + V''} = \frac{w''_0}{w'_0 + w''_0} = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho'}{\rho''}}$.

Движение среды характеризуется также величиной **массовой скорости**: $G/f = \rho \cdot w$.

При движении двухфазного потока вдоль канала постоянного сечения линейные скорости w'_0 и w''_0 и массовые скорости отдельных фаз $\rho' \cdot w'$ и $\rho'' \cdot w''$

вследствие фазовых превращений изменяются. Однако неизменной будет оставаться величина $w_0 = \frac{\rho \cdot w}{\rho'} = \frac{G}{f \cdot \rho'}$, представляющая собой отношение массовой скорости всего потока к плотности жидкой фазы, взятой при температуре насыщения. Эта величина называется **скоростью циркуляции** [1].

Истинные параметры потока легко определить, если известна доля сечения канала, занимаемая паровой фазой: $\varphi = f''/f$, где f'' – сечение, занимаемое паром. Эта величина называется истинным объемным паросодержанием. Тогда

- **истинная скорость пара:** $w'' = \frac{w_0''}{\varphi}$;

- **истинная скорость жидкой фазы:** $w' = \frac{w_0'}{1 - \varphi}$;

- **относительную скорость фаз (скольжение):** $w_{отн} = w'' - w'$.

Определение истинных значений параметров двухфазного потока в различных сечениях канала является одной из основных задач гидродинамики. Однако аналитические методы определения этих величин не приводят к точным результатам. Экспериментальные определения величин требуют трудоемких опытов и дорогостоящего оборудования. Поэтому во многих случаях при расчетах делают допущение: $\varphi = \beta$, т.е. рассматривают среду как гомогенную смесь без учета скольжения. При этом скорость такой смеси оказывается равной $w_{см} = w_0'' + w_0'$.

При кипении в трубах процесс теплообмена наиболее полно описывается системой дифференциальных уравнений, включающей: уравнение движения двухфазного потока; уравнение конвективного переноса теплоты; уравнение, описывающее сток теплоты из пристенного слоя жидкости в ядро потока; уравнения, состоящего из граничных условий.

Система приводит к следующей совокупности обобщенных переменных:

$$Nu = f(Re; Fr; Pr; Kw; Ks; K\sigma; \frac{w_0''}{w_0'}; l_o/l; \rho''/\rho'). \quad (8.6)$$

В соответствии с системой проводятся многие обобщения опытных данных.

Значение коэффициента теплоотдачи в условиях направленного движения жидкости также, как и при кипении в большом объеме, определяется соотношением между интенсивностью механизма передачи теплоты, обусловленного процессом парообразования, и интенсивностью механизма конвективного теплообмена в однофазной среде.

8.2.1. Режимы течения восходящего двухфазного потока

Существование режима течения двухфазного потока зависит от теплофизических свойств жидкости и пара, расходов отдельных фаз и от размеров и положения трубы в пространстве. Визуальные наблюдения и киносъемка

показали, что в вертикальных трубах существуют различные режимы течения (рис. 8.6).

Участок 1 называется **участком течения однофазной жидкости**, поскольку жидкость поступает в канал, как правило, недогретой до состояния насыщения. Теплообмен на этом участке определяется условиями конвекции, то есть турбулентным (скоростным) обменом в однофазной среде: $Nu = f(Re; Gr; Pr)$.

В обогреваемом канале пузырьки появляются до достижения средней температуры жидкости температуры насыщения t_n . Они образуются на стенке, когда ее температура несколько превышает t_n . Достигнув определенного размера, пузырь сносится потоком, оставаясь сначала на стенке, а затем отрываясь от нее. При больших недогревах до t_n пузырь конденсируется в ближайших слоях потока, либо может проникать в его ядро. При этом происходит турбулизация пограничного слоя и усиление перемешивания ядра. На механизм передачи тепла за счет турбулентного обмена в этом случае накладывается влияние механизма передачи тепла за счет парообразования. Этот участок 2 называется **участком поверхностного кипения**.

Пузырьковый режим 3 устанавливается при низких паросодержаниях, когда весь поток достигает температуры насыщения. В этих условиях пар движется в потоке жидкости в виде отдельных пузырей небольшого диаметра 1-3 мм. При этом турбулизация ядра жидкости паровыми пузырями настолько сильная, что турбулентным механизмом передачи теплоты можно пренебречь и считать, что отвод тепла от стенки полностью определяется механизмом передачи за счет парообразования. Теплоотдача может быть рассчитана как при кипении жидкости в большом объеме по уравнению (8.5).

С увеличением паросодержания пузыри сливаются в крупные образования - снарядные пузыри, занимающие большую часть сечения канала. Они разделяются прослойками жидкости, в которых также, как и при пузырьковом режиме, движутся небольшие пузырьки пара. Количественно теплоотдача в этом случае может быть рассчитана как при пузырьковом кипении жидкости. Этот участок называется **участком снарядного течения**.

С дальнейшим увеличением паросодержания пузыри - снаряды сливаются и устанавливается **кольцевое течение**. При этом режиме жидкость движется по периметру в пленке вдоль стенки трубы. В паровом стержне в центре трубы движутся лишь отдельные капли жидкости. Ввиду того, что пар движется на этом участке с высокими скоростями (до 50 м/с), то за счет сил трения пленка жидкости значительно разгоняется. Поэтому на механизм пе-

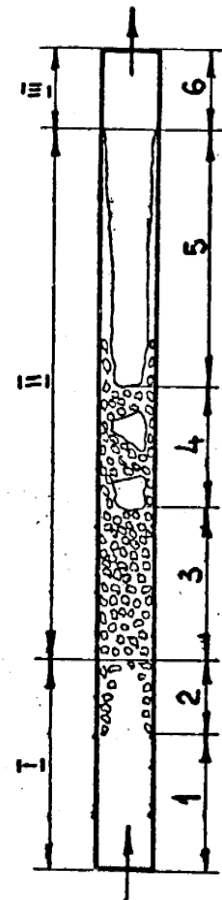


Рис.8.6. Структура потока при кипении жидкости внутри вертикальной трубы

редачи тепла за счет парообразования накладывается турбулентное влияние в однофазной среде.

Дальнейшее возрастание паросодержания приводит к режиму течения паровой смеси, когда почти вся жидкость более или менее равномерно распределена по всему сечению трубы, и движется в виде диспергированного потока капель. Такой режим течения называется дисперсно-кольцевым.

Как видно, каждый участок трубы с типовым течением потока жидкости характеризуется одним или несколькими механизмами передачи тепла, определяющими интенсивность теплоотдачи. Выделить в настоящее время эти участки обычным путем довольно сложно, поэтому наибольшее распространение пока получают зависимости, учитывающие усредненный по всей поверхности трубы теплообмен. Наиболее известна из них расчетная **зависимость Л.С. Стермана:**

$$\frac{Nu_{кип}}{Nu_{б.к}} = 6150 \cdot N^{0,7}, \quad (8.7)$$

где

$$N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{Cp \cdot T_n} \right)^{0,333}. \quad \text{При } N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{кин} = Nu_{б.к};$$

$Nu_{б.к}$ - рассчитывается по уравнениям для течения однофазной жидкости.

8.2.2. Гравитационно-стекающий двухфазный поток в вертикальных трубах

Различают 6 режимов при опускном течении кипящей жидкости в вертикальной трубе (рис. 8.7). В отличие от восходящего режима течения в условиях развитого пузырькового кипения, при котором пузырьки распределены по всему сечению трубы, при нисходящем пузырьковом потоке паровые пузырьки концентрируются вокруг оси трубы (а). В этих условиях скорость

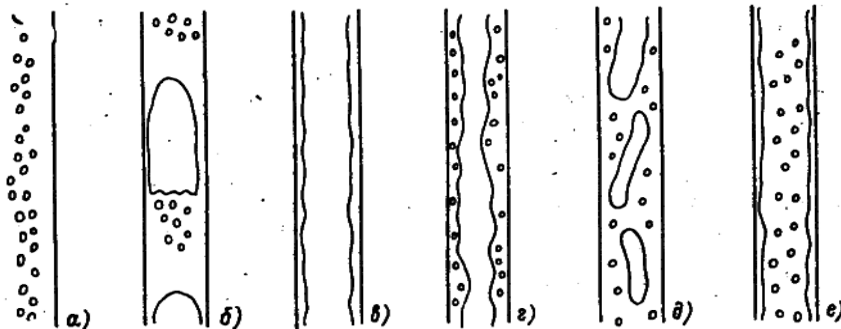


Рис. 8.7. Нисходящий поток в вертикальной трубе:

а - пузырьковый; б - снарядный; в - падающая пленка; г - кипящая падающая пленка; д - пенный; е - дисперсно-кольцевой

пара ниже скорости течения жидкости. Поэтому при всех режимах доля сечения, занятая паром, выше, чем при подъемном движении.

С увеличением расхода газа пузырьки образуют большие газовые образования – пробки, имеющие форму снарядов. Этот **снарядный режим** течения (б) более устойчив, чем при подъемном течении.

Кольцевой режим течения может иметь несколько модификаций. При малых расходах жидкости и газа пленка жидкости стекает вниз по стенке трубы (**пленочный** – *в*). С увеличением расхода жидкости и газа образуется пузырьковая **падающая пленка** (*з*), затем **пенный режим** течения (*д*), который при достаточно высоких расходах газа может перейти в **дисперсно-кольцевой режим** (*е*).

На рис. 8.7 представлено распределение локальных коэффициентов теплоотдачи по длине трубы при гравитационном течении пленки жидкости. Показано, что в пределах 20 см длины экспериментальной трубы расположен начальный участок, характеризующийся уменьшением α , и далее участок стабилизированного теплообмена. Теплоотдача для данного случая может

быть рассчитана по уравнению: $Nu_{м.жс.} = (0,165 Re_{жс.}^{0,16} - 0,4) Pr_{жс.}^{0,34} \left(\frac{Pr_{жс.}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a$, (8.8)

где $Nu_{i.э} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}$ - модифицированное число Нуссельта, $\varepsilon_a = 0,8 \div 1,0$ - поправочный коэффициент.

Уравнение справедливо при $Re > Re_{кр.}$ $Re_{кр.} = 2200 Pr^{-0,3}$.

8.3. Примеры с решениями

Пример 8 – 1. Определить коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковым кипении от кипяtilьной трубки, погруженной в объем воды, находящейся под давлением $P=3,5 \cdot 10^5$ Па в испарителе, работающем при тепловой нагрузке $q=150$ кВт/м².

При пузырьковом кипении жидкости в большом объеме коэффициент теплоотдачи может быть рассчитан по формуле (8.5)

$$Nu_{исп} = A [Pe_{исп} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5}]^n, \quad \text{где} \quad Pe_{исп} = \frac{w_{исп} \cdot l_*}{a};$$

$$K_t = \frac{(r \cdot \rho'')^2}{C_p \cdot T_H \cdot \rho' \sqrt{\sigma \cdot g (\rho' - \rho'')}}; \quad K_\sigma = \frac{r}{g \cdot l_*}; \quad l_* = \sqrt{\frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')}}.$$

$$\text{При } N = Pe_{исп} \cdot K_t^{0,63} \cdot K_\sigma^{0,5} \geq 10^7 \rightarrow A = 3,2 \cdot 10^{-5}; n = 0,75;$$

$$\text{при } 5 \cdot 10^5 < N < 10^7 \rightarrow A = 2,65 \cdot 10^{-2}; n = 1/3.$$

При $P=3,5 \cdot 10^5$ Па находим физические параметры кипящей жидкости и пара: $T_H=412^0\text{K}$; $\rho'=926,9$ кг/м³; $a=17,2 \cdot 10^{-8}$ м²/с; $r=2148,2$ кДж/кг; $\sigma=509 \cdot 10^{-4}$ Н/м; $\rho''=1,907$ кг/м³; $C_p=4,28$ кДж/(кг·град); $\lambda=0,685$ Вт/(м·град).

$$l_* = \sqrt{\frac{509 \cdot 10^{-4}}{9,81(926,9-1,907)}} = 2,37 \cdot 10^{-3} \text{ м}.$$

$$Pe_{исп} = \frac{150 \cdot 10^3 \cdot 2,37 \cdot 10^{-3}}{2148,2 \cdot 10^3 \cdot 1,907 \cdot 17,2 \cdot 10^{-8}} = 504,5;$$

$$K_t = \frac{(2148,2 \cdot 10^3 \cdot 1,907)^2}{4,28 \cdot 10^3 \cdot 412 \cdot 926,9 \sqrt{509 \cdot 10^{-4} \cdot 9,81(926,9-1,907)}} = 478;$$

$$K_{\sigma} = \frac{2148,2 \cdot 10^3}{9,81 \cdot 2,37 \cdot 10^{-3}} = 92,4 \cdot 10^6 ;$$

$$N = 504,5(478)^{0,63} (92,4 \cdot 10^6)^{0,5} = 504,5 \cdot 48,7 \cdot 9612,5 = 2,36 \cdot 10^8 .$$

Следовательно $A=3,2 \cdot 10^{-5}$; $n=0,75$.

$$\text{Тогда } Nu_{\text{исп}} = 3,2 \cdot 10^{-5} (2,36 \cdot 10^8)^{0,75} = 75,52 .$$

$$Nu_{\text{исп}} = \frac{\alpha \cdot l_0}{\lambda} = \frac{\alpha}{\lambda} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} , \text{ откуда } \alpha = \frac{Nu_{\text{исп}} \cdot \lambda}{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}}} .$$

$$\alpha = \frac{75,52 \cdot 0,685}{2,37 \cdot 10^{-3}} = 21827 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} .$$

Пример 8 - 2. Определить критическую тепловую нагрузку при кипении воды в большом объеме под давлением $p = 1 \text{ бар}$.

Критическая тепловая нагрузка при кипении жидкости в большом объеме рассчитывается по формуле $q_{\text{крит}} = k \cdot r \sqrt{\rho''^4 g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')}$,

$$\text{где критерий устойчивости } - k = \frac{w_{\text{крит}}'' \cdot \sqrt{\rho''}}{\sqrt[4]{g \cdot \sigma (\rho' - \rho'')}} = 0,13 - 0,16 .$$

Находим физические параметры процесса $\rho' = 960 \text{ кг/м}^3$; $\rho'' = 0,59 \text{ кг/м}^3$; $\sigma = 588,6 \cdot 10^{-4} \text{ Н/м}$; $r = 2256,8 \text{ кДж/кг}$.

$$q_{\text{кр}} = 0,145 \cdot 2256,8 \cdot 10^3 \sqrt{0,59^4 \sqrt{9,81 \cdot 588,6 \cdot 10^{-4} (960 - 0,59)}} = 1,2 \cdot 10^6 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} .$$

Пример 8 - 3. Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром $d = 18 \text{ мм}$ к кипящей и движущейся со скоростью $w = 1 \text{ м/с}$ под давлением $p = 8 \text{ бар}$ воде, если плотность теплового потока при температуре внутренней стенки трубы $t_c = 175^\circ \text{C}$ составляет $q = 100 \text{ кВт/м}^2$. Расчет ведем по формуле Л.С. Стермана :

$$\frac{Nu_{\text{кип}}}{Nu_{\text{б.к}}} = 6150 \cdot N^{0,7} ,$$

$$\text{где } N = \frac{q}{r \cdot \rho'' \cdot w} \left(\frac{\rho''}{\rho'} \right)^{1,45} \left(\frac{r}{c_p \cdot T_n} \right)^{0,333} . \text{ При } N \leq 0,4 \cdot 10^{-5} \rightarrow Nu_{\text{кип}} = Nu_{\text{б.к}} ; Nu_{\text{б.к}} - \text{рас-}$$

считывается по уравнениям для течения однофазной жидкости. Находим физические параметры процесса $\rho' = 897 \text{ кг/м}^3$; $c_p = 4,38 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$; $r = 2049 \text{ кДж/кг}$; $\rho'' = 4,122 \text{ кг/м}^3$; $\nu = 0,181 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,674 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$;

$$Pr = 1,05 ; Pr_{\text{см}} = 1,025 .$$

Рассчитываем комплекс

$$N = \frac{100}{2049 \cdot 4,122 \cdot 1,0} \left(\frac{4,122}{897} \right)^{1,45} \left(\frac{2049}{4,38 \cdot 170} \right)^{0,333} = 6,8 \cdot 10^{-6} > 0,4 \cdot 10^{-5} .$$

$$\text{Определяем } Nu_{\text{б.к.}} = 0,021 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot \left(\frac{1 \cdot 0,018}{0,181 \cdot 10^{-6}} \right)^{0,8} \cdot (1,05)^{0,43} \cdot \left(\frac{1,05}{1,02} \right)^{0,25} = 214,8 .$$

$$\text{Находим } Nu_{\text{кип}} = 6150 \cdot (6,8 \cdot 10^{-6})^{0,7} 214,8 = 319 .$$

Коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к кипящей воде

$$\alpha = \frac{Nu_{\text{кип}} \cdot \lambda}{d} = \frac{319 \cdot 0,674}{0,018} = 11944 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}.$$

Пример 8-4. Определить коэффициент теплоотдачи от стенки трубы диаметром $d = 18 \text{ мм}$ к гравитационно движущейся в пленке со скоростью $w = 0,07 \text{ м/с}$ под давлением $p = 8 \text{ бар}$ воде, если температура внутренней стенки трубы составляет $t_c = 175^\circ \text{C}$.

Расчет проводим по формуле Гимбутиса (8.8)

$$Nu_{\text{м.ж.}} = (0,165 Re_{\text{ж}}^{0,16} - 0,4) Pr_{\text{ж}}^{0,34} \left(\frac{Pr_{\text{ж}}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_a, \text{ где } Nu_{i.a} = \frac{\alpha}{\lambda} \left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3} -$$

модифицированное число Нуссельта, $\varepsilon_a = 0,8 \div 1,0$ - поправочный коэффициент. Уравнение справедливо при $Re > Re_{\text{кр}}$. $Re_{\text{кр}} = 2200 Pr^{-0,3}$.

Находим физические параметры процесса $\rho' = 897 \text{ кг/м}^3$; $c_p = 4,38 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$; $r = 2049 \text{ кДж/кг}$; $\rho'' = 4,122 \text{ кг/м}^3$; $\nu = 0,181 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,674 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $Pr = 1,05$; $Pr_{\text{см}} = 1,025$.

$$Nu_{\text{м.ж.}} = \left[0,165 \left(\frac{0,07 \cdot 0,018}{0,181 \cdot 10^{-6}} \right)^{0,16} - 0,4 \right] 1,05^{0,34} \left(\frac{1,05}{1,025} \right)^{0,25} =$$

$$= (0,165 \cdot 4,12 - 0,4) 1,016 \cdot 1,006 = 0,286.$$

$$\alpha = \frac{Nu_{\text{м.ж.}} \cdot \lambda}{\left(\frac{v^2}{g} \right)^{1/3}} = \frac{0,286 \cdot 0,674}{\left(\frac{(0,181 \cdot 10^{-6})^2}{9,81} \right)^{1/3}} = 1276 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

9. КОНДЕНСАЦИЯ

9.1. Теплообмен при конденсации чистого пара

Конденсация представляет собой процесс перехода пара в жидкое состояние. Конденсация часто встречается в практике. В конденсаторах паровых турбин пар конденсируется на охлаждаемых трубах; конденсация пара осуществляется в опреснительных установках и многочисленных теплообменных аппаратах.

Конденсация может происходить как **в объеме пара**, так и **на охлаждаемой поверхности теплообмена**. В энергетике, других областях техники и промышленности чаще приходится иметь дело с конденсацией пара на охлаждаемых поверхностях теплообмена. Эта задача и будет рассматриваться.

Конденсация насыщенного или перегретого пара на твердой поверхности теплообмена происходит, если температура поверхности меньше температуры насыщения при данном давлении. На поверхности может образоваться пленка конденсата. Такой вид конденсации называется пленочной. **Пленочная конденсация** имеет место, если конденсат смачивает поверхность

теплообмена. Если же конденсат не смачивает поверхность, то она покрывается отдельными каплями конденсата – **капельная конденсация**. Смачиваемость жидкости обычно характеризуют краевым углом θ . При $\theta > 90^\circ$ жидкость не смачивает стенку.

В большинстве случаев теплотехнических задач наблюдается пленочная конденсация, так как вода, как правило, смачивает поверхность теплообмена. Капельная конденсация наблюдается при пуске новых теплообменных аппаратов или когда она вызвана с помощью специальных средств – гидрофобизаторов, которые наносятся на поверхность или вводятся в пар. Теплоотдача при капельной конденсации водяного пара может быть во много раз больше, чем при пленочной. Это объясняется тем, что пленка конденсата является большим термическим сопротивлением для передачи теплоты фазового перехода от поверхности пленки к стенке. В общем случае, помимо термического сопротивления конденсата, необходимо выделить термическое сопротивление - на границе раздела фаз и диффузионное сопротивление:

$$R = \frac{t_i - t_n}{q} = \frac{1}{\alpha} = R_e + R_o + R_D.$$

Появление R_ϕ обусловлено скачком температуры на границе раздела фаз (рис. 9.1). Из ряда экспериментальных исследований следует, что при конденсации чистого водяного пара с давлением $P > 10^4$ Па с достаточным приближением можно считать, что температурный скачок на границе раздела фаз и диффузионное

сопротивление отсутствуют и

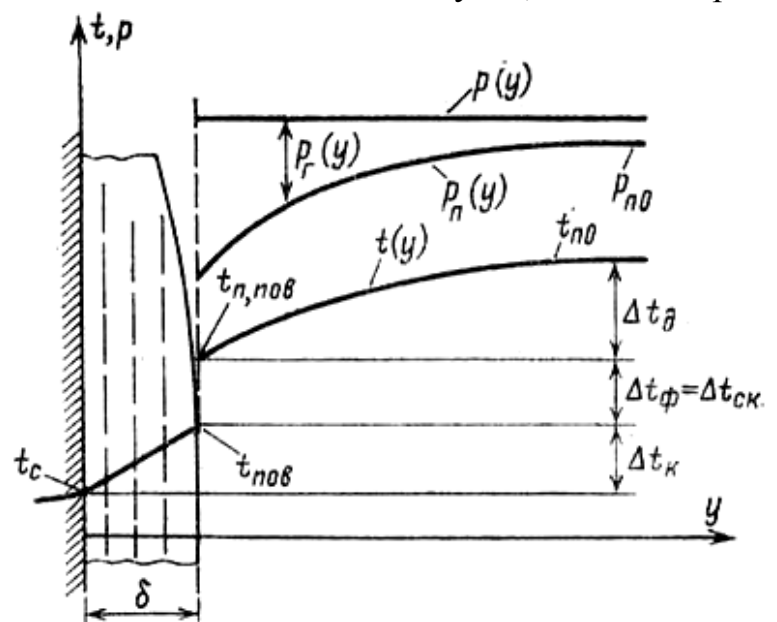


Рис.9.1. Распределение концентраций и температуры при конденсации пара из парогазовой смеси

$$R = \frac{t_n - t_c}{q} = \frac{1}{\alpha} \approx R_k.$$

Термическое сопротивление пленки R_k конденсата зависит от режима течения. Переход от ламинарного течения пленки к турбулентному определяют по значению числа $Re = \frac{\bar{w} \cdot \delta}{\nu}$, где $\bar{w}$ – средняя скорость течения пленки в рассматриваемом поперечном сечении; δ – толщина пленки конденсата; ν – вязкость конденсата.

Опытные данные различных авторов показывают, что наиболее вероятным значением $Re_{кр} = 400$. Ламинарное течение жидкой пленки может сопровождаться **волновым движением**, которое может изменить характер теп-

лообмена. Согласно исследованиям П.Л. Капицы возникновение волнового режима определяется числом $Re_{волн}$: $Re_{волн} = 0,56 \left(\frac{\sigma}{\rho' \cdot g^{1/3} \cdot \nu^{4/3}} \right)$.



Расход конденсата в каком-либо произвольно выбранном сечении движущейся пленки (рис. 9.1) есть $G = \rho' \cdot \bar{w} \cdot f = \rho' \cdot \bar{w} \cdot \delta \cdot \ell_z$, где ℓ_z – размер стенки в направлении нормали к плоскости чертежа. Следовательно, $\bar{w} \cdot \delta = \frac{G}{\rho' \cdot \ell_z}$. Пусть на участке от $x = 0$ до x

образовалось G конденсата, и в единицу времени – была передана теплота $Q = G \cdot r = q \cdot F = \alpha \cdot \Delta t \cdot F$.

Тогда

Рис. 9.2. П.Л. Капица (1894-1984) – российский физик

$$G = \frac{q \cdot F}{r} = \frac{q \cdot x \cdot \ell_z}{r}. \text{ Следовательно, } \bar{w} \cdot \delta = \frac{q \cdot x}{\rho' \cdot r}$$


Отсюда $Re = \frac{w \cdot \delta}{\nu} = \frac{q \cdot x}{\rho' \cdot r \cdot \nu'} = \frac{\alpha \cdot \Delta t \cdot x}{\mu' \cdot r}$.

Таким образом, как показывает Д.А. Лабунцов, при данных условиях число Re характеризует не только гидродинамику, но интенсивность теплообмена.

Или $\alpha = \frac{Re \cdot \rho' \cdot r \cdot \nu}{\Delta t \cdot x}$.

Обозначив через $B = \frac{4}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}$, можно написать

$$\alpha = \frac{Re}{\Delta t \cdot x \cdot B}. \quad (9.1)$$

Рис. 9.3. Д. А. Лабунцов (1929 – 1992) – советский теплофизик

При плёночной конденсации сухого насыщенного пара число Re рассчитывается в зависимости от режима течения конденсатной плёнки, определяющийся по значению приведенной длины трубы z : $z = \Delta t \cdot x \left(\frac{g}{\nu^2} \right)^{1/3} \frac{\lambda'}{r \cdot \rho' \cdot \nu'}$, где g –

ускорение свободного падения; ν' и λ' – коэффициенты кинематической вязкости и теплопроводности конденсата соответственно; r – теплота парообразования; ρ' – плотность конденсата; $\Delta t = t_n - t_c$ – температурный на-

пор; $\frac{g \cdot x^3}{\nu^2} = Ga$; $A = \left(\frac{g}{\nu^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{r \cdot \rho' \cdot \nu}$. Тогда $z = \Delta t \cdot Ga^{1/3} \frac{\lambda'}{r \cdot \rho' \cdot \nu'} = \Delta t \cdot x \cdot A$.

Физические параметры конденсата определяются по температуре насыщения. Для вертикальных труб $x = H$.

При $z < 2300$, что соответствует $Re < 400$, режим течения конденсатной пленки ламинарный и $Re = 0,95 z^{0,78} \varepsilon_t$, (9.2)

где $\varepsilon_t = \left[\left(\lambda_c / \lambda_n \right)^3 \mu_n / \mu_c \right]^{1/8}$. Уравнение (9.2) приводится к известному **уравне-**

нию Нуссельта:
$$\bar{\alpha} = 0,9434 \sqrt[4]{\frac{r \cdot \rho'^2 \cdot g \cdot \lambda'^3}{\mu' \cdot \Delta t \cdot x}}. \quad (9.3)$$

При $z > 2300$ режим течения конденсатной пленки смешанный, т.е. на верхнем участке трубы – ламинарный, а на остальной части – турбулентный и $Re = [89 + 0,024(Pr_n/Pr_c)^{0,25} \cdot Pr_n^{0,5}(z - 2300)]^{4/3}$, (9.4) где Pr_n и Pr_c – числа Прандтля для конденсата, определяемые по температуре насыщения и пленки соответственно.

Полученные зависимости справедливы при конденсации чистого насыщенного пара на вертикальных стенках и трубах. В случае наклонных стенок используется зависимость $\alpha_{накл} = \alpha_{верт} \sqrt[4]{\cos \varphi}$. (9.5)

В случае конденсации пара на горизонтальных трубах величина x в уравнении (9.1) $x = \pi \cdot R$, тогда $Re = \frac{4\alpha \cdot \Delta t \cdot \pi \cdot R}{\rho' \cdot r \cdot \nu'}$, (9.6)

где R – радиус трубы. Приведенная длина трубы находится по зависимости:

$$z = \Delta t \cdot \pi \cdot R \left(\frac{g}{\nu'^2} \right)^{1/3} \frac{\lambda'}{r \cdot \rho' \cdot \nu'} = \Delta t \cdot \pi \cdot R \cdot A. \quad (9.7)$$

Уравнение (9.7) справедливо при $d < 20 \left(\frac{\sigma'}{\rho' \cdot g} \right)^{0,5}$ и ламинарном режиме течения пленки конденсата: $z < 2300$. Для встречающихся на практике случаев при горизонтальном расположении труб эти два условия обычно выполняются.

Комплексы A и B берутся из табл. 9.1 :

Таблица 9.1

Комплексы A и B для расчета по формулам (9.1) и (9.7)

T_n	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190
$A, \left[\frac{1}{\text{м} \cdot ^\circ \text{C}} \right]$	34,5	42,7	51,5	60,7	70,3	82,0	94,0	107	122	136	150	167
$B \cdot 10^3, \left[\frac{\text{м}}{\text{Вт}} \right]$	4,88	5,57	6,28	6,95	7,65	8,47	9,39	10,15	11,09	12,04	12,9	14,02

Полученные зависимости справедливы при конденсации чистого пара и на чистой поверхности. Поэтому при определении α необходимо учитывать ряд дополнительных обстоятельств, влияющих на теплоотдачу.

1. Влияние скорости и направления течения пара. При малых давлениях влияние скорости пара невелико, но с увеличением давления оно сильно возрастает.

2. Влияние состояния поверхности. Если поверхность шероховата или покрыта слоем окисла, то вследствие дополнительного сопротивления течению пленки толщина ее увеличивается, а α при этом снижается на 30 % и более.
3. Влияние перегрева пара. При конденсации перегретого пара α несколько выше, чем при конденсации насыщенного. Однако разница невелика, составляет около 3 %, в практических расчетах ею можно пренебречь.
4. Влияние содержания в паре неконденсирующихся газов. При содержании в паре даже 1 % воздуха α снижается на 60 % и более.
5. Влияние компоновки поверхности нагрева.
6. Влияние примеси других паров.

9.2. Примеры с решениями

Пример 9 – 1. На поверхности вертикальной трубы высотой $H = 2$ м конденсируется сухой насыщенный пар давлением $p = 3,5 \cdot 10^5$ Па. Температура поверхности трубы составляет $t_c = 122$ °С. Определить изменение толщины ламинарной пленки конденсата δ_h и значения местного коэффициента теплоотдачи α_h по высоте H трубы на участках, равных 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; 1,0; 1,5; 2,0 м. Построить графики изменений δ_h и α_h по высоте трубы. Расчет выполнять по формулам Нуссельта.

При пленочной конденсации сухого насыщенного пара и ламинарном течении конденсатной пленки толщина пленки и местные коэффициенты теплоотдачи определяются по следующим формулам:

$$\text{ - толщина пленки } \delta_h = \sqrt[4]{\frac{4\lambda \cdot \mu \cdot \Delta t}{\rho^2 \cdot g \cdot r}};$$

$$\text{ - местный коэффициент теплоотдачи } \alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x}.$$

По давлению пара и температуре пленки конденсата находим физ. параметры пара и конденсатной пленки. Заданному давлению соответствует температура насыщения пара $t_n = 138$ °С. Температура пленки $t_m = 0,5(t_n + t_c) = 130$ °С. Тогда $r = 2151$ кДж/кг; $\lambda = 0,686$ Вт/(м·°С); $\mu = 217,8 \cdot 10^{-6}$ Па·с; $\rho = 934,8$ кг/с.

Толщина пленки конденсата на расстоянии от верхнего торца трубы $x = 1$ м

$$\delta_{x=0,1} = \sqrt[4]{\frac{4 \cdot 0,686 \cdot 217,8 \cdot 10^{-6} \cdot (138 - 122)}{(939)^2 \cdot 2182 \cdot 10^3 \cdot 9,81}} = 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

Коэффициент теплоотдачи на этом расстоянии от торца трубы

$$\alpha_{x=0,1} = \frac{0,686}{1,5 \cdot 10^{-4}} = 4573 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{°С)}.$$

При постоянстве режимных параметров толщина пленки конденсата изменяется по высоте трубы прямо пропорционально, а коэффициент теплоотдачи обратно пропорционально корню четвертой степени из расстояния от верхнего конца трубки. Следовательно

$$\delta_{x=0,2} = \delta_{x=0,1} \sqrt[4]{2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot 1,19 = 1,78 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,2} = \frac{0,686}{1,78 \cdot 10^{-4}} = 3845 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

$$\delta_{x=0,4} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{4} = 2,12 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,4} = \frac{0,686}{2,12 \cdot 10^{-4}} = 3234 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

$$\delta_{x=0,6} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{6} = 2,3 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=0,6} = \frac{0,686}{2,3 \cdot 10^{-4}} = 2983 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

$$\delta_{x=1,0} = 1,5 \cdot 10^{-4} \sqrt[4]{10} = 2,7 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=1} = \frac{0,686}{2,7 \cdot 10^{-4}} = 2541 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

$$\delta_{x=1,5} = 1,5 \cdot 10^{-4} \cdot \sqrt[4]{15} = 2,9 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=1,5} = \frac{0,686}{2,9 \cdot 10^{-4}} = 2365 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

$$\delta_{x=2} = 1,5 \cdot 10^{-4} \sqrt[4]{20} = 3,1 \cdot 10^{-4} \text{ м.}$$

$$\alpha_{x=2} = \frac{0,686}{3,1 \cdot 10^{-4}} = 2213 \text{ Вт/(м}^2 \cdot ^\circ\text{С)}.$$

Строим графики изменений δ_h и α_h по высоте трубы на рис. 9.4 и 9.5.

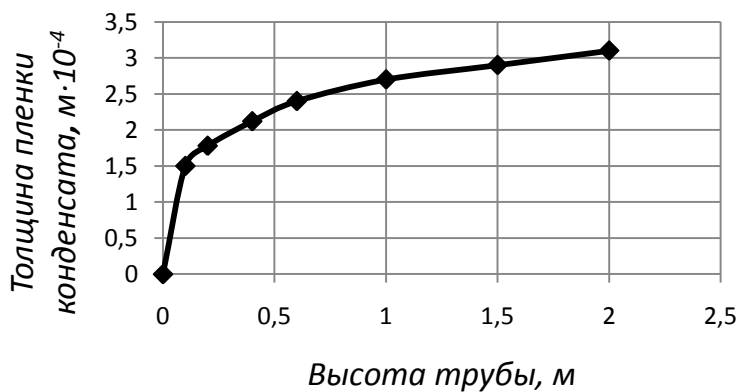
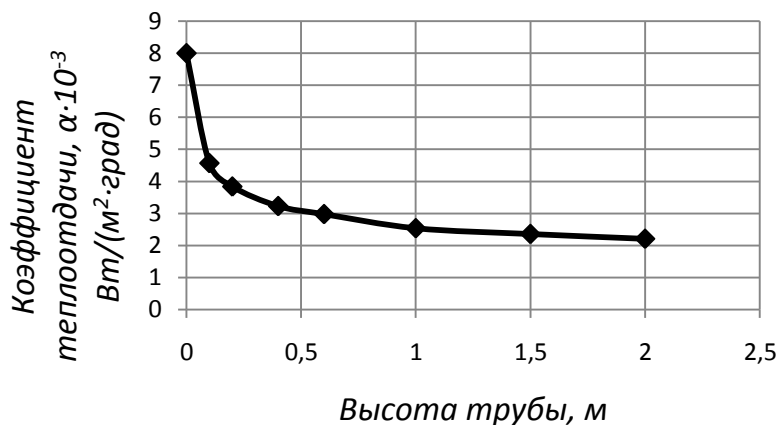


Рис. 9.4. Изменение толщины пленки конденсата по высоте трубы

Рис. 9.5. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте трубы



Пример 9 – 2. На вертикальной трубе высотой 8 м конденсируется насыщенный водяной пар, давлением 64,2 бар. Определить изменение среднего коэффициента теплоотдачи по высоте трубы, если ее температура поверхности составляет $t_c = 275^\circ\text{С}$. Расчет произвести на участках трубы, равных

0,2; 0,4; 0,6; 0,8; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5; 3; 4; 5; 6; 7; 8 м. Построить график зависимости $\alpha = f(H)$.

Определяем необходимые параметры для расчета. При $p = 64,2$ бар, $t_h = 280^\circ\text{C}$; $Pr = 0,9$. $t_c = 275^\circ\text{C}$; $Pr_c = 0,89$.

Температурный напор составляет $\Delta t = t_h - t_c = 280 - 275 = 5^\circ\text{C}$.

По табл. 9.1 находим $A = 312 \text{ л}/(\text{м} \cdot \text{град})$; $B = 26,31 \cdot 10^{-3} \text{ м}/\text{Вт}$.

Приведенная длина трубы $Z_{0,2} = \Delta t \cdot H \cdot A = 5 \cdot 0,2 \cdot 312 = 312 < 2300$.

Критерий $Re = 3,8 \cdot Z^{0,78} = 3,8(312)^{0,78} = 335$.

Средний по длине коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле

$$\alpha = \frac{Re}{\Delta t \cdot H \cdot B} = \frac{335}{5 \cdot 0,2 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 12732 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{0,4} = 5 \cdot 0,4 \cdot 312 = 624 < 2300.$$

$$Re = 3,8(624)^{0,78} = 575, \quad \alpha = \frac{575}{5 \cdot 0,4 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 10927 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{0,6} = 5 \cdot 0,6 \cdot 312 = 936 < 2300.$$

$$Re = 3,8(936)^{0,78} = 789. \quad \alpha = \frac{789}{5 \cdot 0,6 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 9996 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{0,8} = 5 \cdot 0,8 \cdot 312 = 1248 < 2300.$$

$$Re = 3,8 \cdot (1248)^{0,78} = 988. \quad \alpha = \frac{988}{5 \cdot 0,8 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 9388 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{1,0} = 5 \cdot 1,0 \cdot 312 = 1560 < 2300.$$

$$Re = 3,8 \cdot (1560)^{0,78} = 1174. \quad \alpha = \frac{1174}{5 \cdot 1,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 8926 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{1,5} = 5 \cdot 1,5 \cdot 312 = 2340 > 2300.$$

$$\text{Критерий } Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{Pr_h}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot Pr_h^{0,5} (Z - 2300) \right]^{4/3}.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (2340 - 2300) \right]^{4/3} = 402.$$

$$\alpha = \frac{402}{5 \cdot 1,5 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2037 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{2,0} = 5 \cdot 2,0 \cdot 312 = 3120.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (3120 - 2300) \right]^{4/3} = 512.$$

$$\alpha = \frac{512}{5 \cdot 2,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1946 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{2,5} = 5 \cdot 2,5 \cdot 312 = 3900.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (3900 - 2300) \right]^{4/3} = 627.$$

$$\alpha = \frac{627}{5 \cdot 2,5 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1906 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

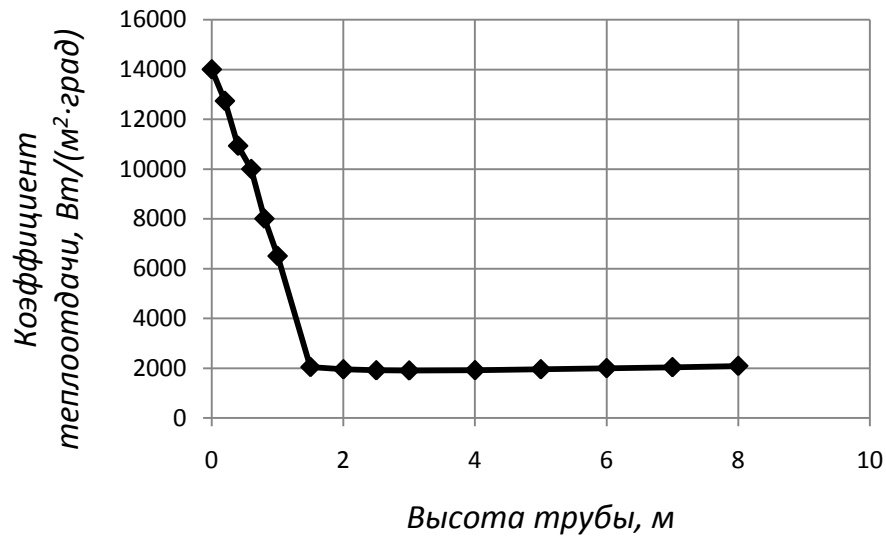


Рис. 9.6. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте трубы

$$Z_{3,0} = 5 \cdot 3,0 \cdot 312 = 4680.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (4680 - 2300) \right]^{4/3} = 749.$$

$$\alpha = \frac{749}{5 \cdot 3,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1898 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{4,0} = 5 \cdot 4,0 \cdot 312 = 6240.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (6240 - 2300) \right]^{4/3} = 1006.$$

$$\alpha = \frac{1006}{5 \cdot 4,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1911 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{5,0} = 5 \cdot 5,0 \cdot 312 = 7800.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (7800 - 2300) \right]^{4/3} = 1281.$$

$$\alpha = \frac{1281}{5 \cdot 5,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1947 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{6,0} = 5 \cdot 6,0 \cdot 312 = 9360.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (9360 - 2300) \right]^{4/3} = 1572.$$

$$\alpha = \frac{1572}{5 \cdot 6,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 1992 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{7,0} = 5 \cdot 7,0 \cdot 312 = 10920.$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (10920 - 2300) \right]^{4/3} = 1872.$$

$$\alpha = \frac{1872}{5 \cdot 7,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2032 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

$$Z_{7,0} = 5 \cdot 8,0 \cdot 312 = 12480 .$$

$$Re = \left[89 + 0,024 \left(\frac{0,9}{0,89} \right)^{0,25} \cdot (0,9)^{0,5} (12480 - 2300) \right]^{4/3} = 2194 .$$

$$\alpha = \frac{2194}{5 \cdot 8,0 \cdot 26,31 \cdot 10^{-3}} = 2084 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

График зависимости $\alpha = f(H)$ представлен на рис. 9.7.

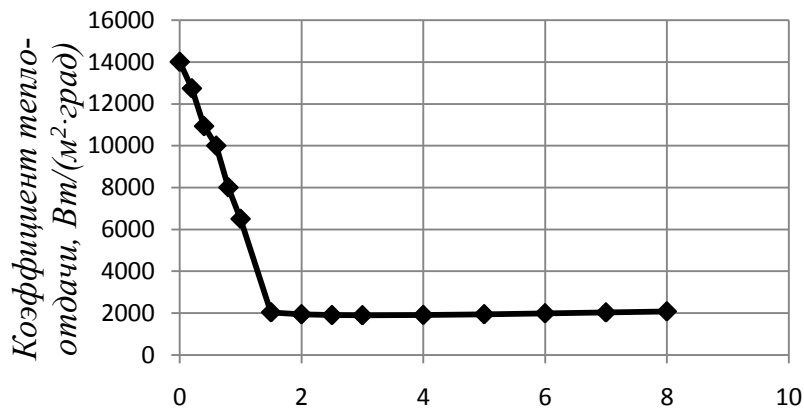


Рис.9.7 Высота трубы, м

10. ТЕПЛО-И МАССООБМЕН В ДВУХКОМПОНЕНТНЫХ СРЕДАХ

10.1. Основные понятия и законы

Диффузией или **массообменом** называют самопроизвольный процесс, стремящийся к восстановлению внутри фаз равновесного распределения концентраций. При этом в однородной по температурам и давлениям смеси происходит перенос вещества из области с большей концентрацией в область с меньшей.

По аналогии с теплообменом диффузия происходит как молекулярным (микроскопическим), так и молярным (макроскопическим) путём.

Количество вещества, нормально проходящее в единицу времени через поверхность, называется потоком массы компонента J , $\left[\frac{\text{кг}}{\text{с}} \right]$.

Поток массы J , проходящей через единицу поверхности F , называют плотностью потока массы:

$$\bar{j} = \frac{dJ}{dF} . \quad (10.1)$$

Плотность потока массы компонента диффузии в однородной по температуре и давлению макроскопически неподвижной смеси определяется **законом Фика**:

$$j_i = -D \frac{\partial b_i}{\partial n} , \quad (10.2)$$

или

$$j_i = -\rho \cdot D \frac{\partial m_i}{\partial n} , \quad (10.3)$$

где b_i - концентрация вещества, равная отношению массы компонента к объёму смеси, [кг/м³]; $m_i = \frac{b_i}{\rho}$ - относительная массовая концентрация i -го компонента; ρ - плотность смеси; D - коэффициент молекулярной диффузии одного компонента относительно другого, $\left[\frac{\text{м}^2}{\text{с}} \right]$; n - направление нормали к поверхности одинаковой концентрации данного вещества; $\frac{\partial b_i}{\partial n}$; $\frac{\partial m_i}{\partial n}$ - градиенты концентрации, направленные в сторону возрастания концентрации и являющиеся движущей силой, обеспечивающей перенос вещества.

Диффузия, осуществляющаяся согласно закону Фика, называется **концентрационной**.

Диффузия возрастает с увеличением температуры и уменьшается с ростом давления. В бинарных смесях коэффициент диффузии одинаков для взаимно диффундирующих компонентов.

Перепишем (10.2) в соответствии с уравнением идеального газа:

$j_i = -D_{pi} \frac{\partial p_i}{\partial n}$, где p_i - парциальное давление компонента; n - то же, как и в (10.2); $D_{pi} = \frac{D}{R \cdot T}$ - коэффициент молекулярной диффузии, отнесённый к градиенту парциального давления данного компонента. D_{pi} от коэффициента диффузии D отличается тем, что различен для компонентов смеси.

$D = D_{p1} \cdot R_1 \cdot T = D_{p2} \cdot R_2 \cdot T$ или $\frac{D_{p1}}{D_{p2}} = \frac{R_2}{R_1} = \frac{M_1}{M_2}$, где M - молекулярная масса.

При переменной температуре смеси возникает **температурная диффузия (эффект Соре)**. Согласно кинетической теории газов, при различных массах молекул двух компонентов за счёт термодиффузии более тяжёлые молекулы стремятся перейти в холодные области. При равенстве масс молекул в холодные области стремятся перейти более крупные молекулы. Термодиффузия приводит к образованию градиента концентрации. Возникающая концентрационная диффузия стремится выровнять состав смеси. С течением времени может установиться стационарное состояние, при котором противоположное влияние концентрационной диффузии и термодиффузии уравнивается. В результате молекулярного диффузионного переноса теплоты в смеси газа, первоначально имеющего одинаковую температуру, между двумя газами возникают разность температур. Это **диффузионный термоэффект (эффект Дюфо)** – явление обратное термодиффузии.

Бародиффузия возникает при неоднородности давления. Тяжёлые молекулы стремятся перейти в область более высокого, а лёгкие в область пониженного давления. Бародиффузия, как и термодиффузия сопровождается обычным переносом массы, вызванной градиентом концентрации.

Плотность потока массы i -го компонента за счёт молекулярного переноса с учётом концентрационной диффузии, термодиффузии и бародиффузии определяется как:

$$\bar{j}_{M.A.i} = -\rho(D \cdot \nabla m_i + \frac{D_T}{T} \nabla t + \frac{D_\delta}{\delta} \nabla \delta), \quad (10.4)$$

где $D_T = k_T \cdot D$ - коэффициент термодиффузии, $\frac{M^2}{C}$; $D_\delta = \kappa_\delta \cdot D$ - коэффициент бародиффузии, $\frac{M^2}{C}$; p - давление смеси.

Первый член в скобках (10.4) учитывает концентрационную диффузию, второй - термодиффузию, третий – бародиффузию;

$k_T = \frac{D_T}{D}$ - термодиффузионное отношение; $k_\delta = \frac{D_\delta}{D}$ - бародиффузионное отношение.

Из (10.4) следует, что суммарный перенос массы какого-либо компонента путём молекулярной диффузии является следствием концентрационной диффузии, термодиффузии и бародиффузии. Мы будем рассматривать эффекты, связанные с концентрационной диффузией.

В движущей среде вещество переносится как диффузией, так и конвекцией. При этом происходит перенос удельной массы смеси: -

$$j_k = \rho \cdot \bar{w}, \quad (10.5)$$

где ρ - плотность; $\bar{w}$ - скорость.

Суммарная плотность потока конвекцией и диффузией определяется как

$$\bar{j} = \bar{j}_{M.D.i} + j_{k.i}. \quad (10.6)$$

Поскольку вещество переносит теплоту: $\bar{j}_i \cdot i_i$, где i - удельная энтальпия i -го компонента, то плотность теплового потока определяется как

$$\bar{q} = -\lambda \nabla t + \rho \cdot \bar{w} \cdot i + \sum j_{M.D.i} \cdot i_i, \quad (10.7)$$

где $\lambda \nabla t$ - перенос теплоты теплопроводностью; $\rho \cdot \bar{w} \cdot i$ - конвекция теплоты; $\sum j_{M.D.i} \cdot i_i$ - перенос теплоты молекулярной диффузией.

10.2. Дифференциальные уравнения тепломассообмена

10.2.1. Уравнение массообмена

Рассматриваем несжимаемую жидкость. Внутри жидкости отсутствует источник массы. Термо- и бародиффузию не учитываем. Выделяем из смеси неподвижный элементарный параллелепипед с рёбрами dx , dy , dz (рис. 10.1).

Пусть D и ρ постоянны. Составим для него уравнение баланса массы. Решая это уравнение получим дифференциальное уравнение массообмена (уравнение сохранения массы)

$$\frac{Dm_i}{d\tau} = D \cdot \nabla^2 m_i. \quad (10.8)$$

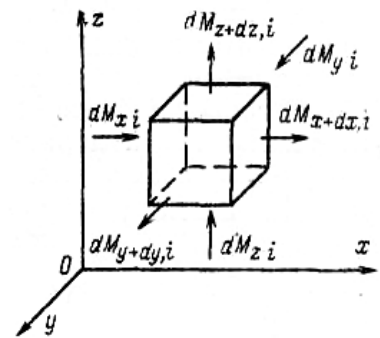


Рис. 10.1. Массообмен внутри неподвижного параллелепипеда

При $w_x = w_y = w_z = 0$ уравнение (10.8) трансформируется в $\frac{\partial m_i}{\partial \tau} = D \nabla^2 m_i$. (10.9)

10.2.2. Уравнение энергии

Рассмотрим бинарную смесь с диффундирующими друг в друга компонентами. Отсутствуют источники теплоты. Теплота трения пренебрежимо мала. Физические параметры постоянны. Выделяем в движущейся смеси неподвижный объём с рёбрами dx, dy, dz аналогично рис. 10.1 и составляем для него уравнение теплового баланса. Подведённая к объёму теплота затрачивается на изменение его теплосодержания. При этих условиях уравнение энергии для изобарного процесса переноса теплоты (2.8) запишется как

$$\rho \frac{\partial J}{\partial \tau} = - \left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) \equiv - \text{div} \bar{q}.$$

Согласно уравнению (10.7) $q = -\lambda \cdot \Delta t + \bar{\rho} \cdot \bar{w} \cdot i + \sum j \cdot i$.

Тогда $\frac{\partial q_x}{\partial x} = -\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \rho \left(w_x \frac{\partial i}{\partial x} + i \frac{\partial w_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \sum j_{xi} i$. Аналогично для других

осей. Суммируя уравнения проекций на оси x, y, z , полагая $\text{div} w = 0$, получим:

$$- \text{div} \bar{q} = \lambda \cdot \nabla^2 t - \rho \left(w_x \frac{\partial i}{\partial x} + w_y \frac{\partial i}{\partial y} + w_z \frac{\partial i}{\partial z} \right) - \left(\frac{\partial}{\partial x} \sum j_{xi} i + \frac{\partial}{\partial y} \sum j_{yi} i + \frac{\partial}{\partial z} \sum j_{zi} i \right).$$

Подставим полученное выражение для $(-\text{div} \bar{q})$ в дифференциальное уравнение энергии (2.8) и учитывая, что удельная энтальпия смеси i определяется удельными энтальпиями i_i и относительными концентрациями m_i компонентов согласно правилу аддитивности, получим **уравнение энергии**:

$$\rho \cdot c_p \frac{Dt}{d\tau} = \lambda \cdot \nabla^2 t - \sum C_{pi} \cdot \bar{j} \cdot \nabla t. \quad (10.10)$$

Если считать, что перенос вещества осуществляется только концентрационной диффузией, то можно записать: $\bar{j} = -\rho \cdot D \cdot \nabla m_i$. Тогда второй член уравнения (10.10): $-(C_{p1} - C_{p2}) \bar{j}_1 \cdot \nabla t = (C_{p1} - C_{p2}) \rho \cdot D \cdot \nabla m_1 \cdot \nabla t$. В этом случае уравнение энергии для двухкомпонентной смеси запишется в следующем виде:

$$\rho \cdot c_p \frac{Dt}{d\tau} = \lambda \cdot \nabla^2 t + (c_{p1} - c_{p2}) \rho \cdot D \cdot \nabla m_1 \cdot \nabla t. \quad (10.11)$$

Для описания процесса теплообмена необходимо к уравнениям массообмена, энергии добавить уравнение движения и сплошности, записанные для смеси, а также составить условия однозначности.

10.3. Тепло- и массоотдача

Аналогично теплоотдаче конвективный массообмен между жидкой или твёрдой поверхностью и окружающей средой называют массоотдачей. Тепло- и массоотдача происходят одновременно. Для расчетов теплоотдачи используют закон Ньютона-Рихмана: $q_w = \alpha(t_c - t_0)$.

Для расчёта массоотдачи используют уравнения:

$$j_{iw} = \beta(b_{i,\bar{n}} - b_{i,o}), \quad (10.12)$$

$$j_{jw} = \rho \cdot \beta(m_{i,c} - m_{i,o}), \quad (10.13)$$

где $j_{i,c}$ – плотность потока массы, $\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$; β – коэффициент массоотдачи, отнесённый к разности концентраций диффундирующего вещества, м/с , индексы «с» и «0» показывают, что концентрация диффундирующего вещества определяется на поверхности раздела фаз и вдали от неё.

$$\text{Запишем уравнение (10.12) в виде } j_{i,c} = \beta_p \cdot \Delta P, \quad (10.14)$$

где β_p – коэффициент массоотдачи, отнесённый к разности парциальных давлений: $\Delta P = P_{i,c} - P_{i,0}$; $\beta = \beta_p \cdot R \cdot T$.

В случае испарения жидкости в парогазовую среду при неизменном давлении и температуре по всему объёму смеси газ, при отсутствии термо и бародиффузии, должен диффундировать в противоположном направлении диффузии пара. Пар свободно диффундирует в парогазовую среду. Для газа поверхность жидкости – непроницаемая преграда. Поэтому количество газа у поверхности должно постоянно увеличиваться. Но в стационарном режиме изменение распределения концентраций не происходит. Следовательно, перемещение газа к поверхности испарения должно компенсироваться конвективным потоком газовой смеси, направленной от жидкости. Его называют **стефановым потоком**. Суммарный (молекулярный и конвективный) поток пара определится как:

$$j_{n,c} = -\rho \cdot D \frac{1}{m_{Г,c}} \left(\frac{\partial m_n}{\partial y} \right)_c. \quad (10.15)$$

Множитель $\frac{1}{m_{Г,c}}$ учитывает стефанов конвективный поток, вызванный непроницаемостью поверхности испарения для газа.

Рассмотренный случай, когда поверхность является проницаемой для одного компонента и непроницаемой для другого, соответствует условиям полупроницаемой поверхности. Стефанов поток обуславливает поперечный поток пара.

10.4. Диффузионный пограничный слой

Аналогично понятиям гидродинамического и теплового пограничных слоёв вводится понятие диффузионного пограничного слоя (рис.10.2).

В его пределах концентрация активного компонента смеси меняется от $m_{i,c}$ на поверхности раздела фаз до $m_{i,o}$ на внешней границе слоя. Поэ-

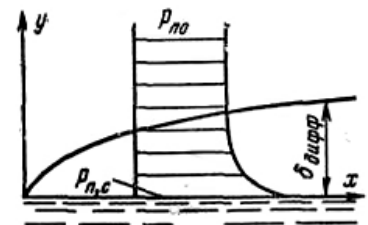


Рис. 10.2. Диффузионный пограничный слой

тому внутри пограничного слоя $\frac{\partial m_i}{\partial y} \neq 0$; на внешней границе слоя $m_i = m_{i0}$; $\frac{\partial m_i}{\partial y} = 0$.

Дифференциальное уравнение диффузионного пограничного слоя имеет вид

$$\rho \left(w_x \frac{\partial m_i}{\partial x} + w_y \frac{\partial m_i}{\partial y} \right) = - \frac{\partial j_{yi}}{\partial y}, \quad (10.16)$$

где j_{yi} – поперечная составляющая плотности потока массы i -го компонента смеси.

Для турбулентного течения $j_{yi} = -\rho(D + \varepsilon_f) \frac{\partial m_i}{\partial y}$, (10.17)

где ε_f – коэффициент турбулентного переноса вещества, $\frac{m^2}{c}$.

10.5. Аналогия процессов тепло-и массообмена

Аналогия процессов широко используется на практике. Пусть имеем $\bar{Nu} = f(Re, Pr)$. По аналогии считаем: $\bar{Nu}_D = \varphi(Re, Pr_D)$. Функции f и φ полагают одинаковыми. $Nu_D = \frac{\beta \cdot l}{D}$ – диффузионное число Nu ; $Pr_D = \nu/D$; $D/a = Le$ – **число Льюиса-Семенова**.

Характерной особенностью массообменного процесса является наличие поперечного потока массы ($w_{y,c} \neq 0$). Тепломассообменные процессы протекают совместно и поперечный поток меняет распределение скоростей, концентраций и температур, что сказывается на интенсивности процесса.

При направлении поперечного потока от поверхности раздела фаз (испарение, сублимация, десорбция) толщина пограничного слоя увеличивается, $\frac{\partial w_x}{\partial y}$; $\frac{\partial T}{\partial y}$ уменьшаются, α – уменьшается. При обратной картине – к поверхности раздела (конденсация, сорбция), толщина пограничного слоя уменьшается, значения производных увеличиваются, α – увеличивается.

11. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

11.1. Общие понятия

Тепловое излучение – двойственный процесс распространения внутренней энергии излучающего тела как электромагнитными волнами так и фотонами. Возбудителями электромагнитных волн являются электроны и ионы, входящие в состав вещества. Колебания ионов соответствуют излучению низкой частоты. Излучение, обусловленное движением электронов, может иметь высокую частоту. В металлах свободные электроны движутся, испытывая нерегулярное торможение, вследствие чего излучение металлов приобретает характер импульсов и имеет волны различной частоты.

Квантовое или фотонное излучение характерно при испускании и поглощении веществами лучистой энергии не непрерывно, а отдельными порция-

ми — квантами света или фотонами. Прохождение фотонов через вещество есть процесс поглощения и последующего испускания энергии фотонов атомами и молекулами вещества.

Наибольший интерес представляют световые и инфракрасные лучи, т.е. лучи с длиной волны от 0,4 до 40 мк. Эти лучи называются тепловыми, а процесс их распространения - тепловым излучением. Лучеиспускание свойственно всем телам и каждое из них излучает энергию непрерывно. При попадании на другие тела эта энергия частью поглощается, частью отражается и частью проходит сквозь тело. Та часть лучистой энергии, которая поглощается телом, снова превращается в тепловую. Часть энергии, которая отражается от тела и проходит сквозь него, попадает на другие тела и ими поглощается. После ряда поглощений излучаемая энергия полностью распределяется между окружающими телами. Следовательно, каждое тело не только непрерывно излучает, но и поглощает лучистую энергию. В результате этих явлений, связанных с двойным взаимным превращением энергии (тепловая – лучистая – тепловая), и осуществляется процесс лучистого теплообмена.

Электромагнитные волны характеризуются длиной волны λ и частотой колебаний ν , которые связаны между собой соотношением

$$\lambda \cdot \nu = c. \quad (11.1)$$

Диапазон волн теплового излучения представлен в табл. 11.1.

Наряду с волновой структурой электромагнитное излучение может рассматриваться и как корпускулярная система, которая состоит из **квантов** с энергией

$$\varepsilon = h \cdot \nu. \quad (11.2)$$

В формулах (11.1) и (11.2) $c = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с – скорость света в вакууме; $h = 6,6252 \cdot 10^{-34}$ Дж/с - постоянная Планка.

Распределение энергии по длинам волн или частотам связано с уровнем температуры и физической структурой. Существует некоторое распределе-

Таблица 11.1

Диапазоны волн теплового излучения

Наименование излучения	Длина волн, мкм	Температура, K
Ультрафиолетовое излучение	0,003 - 0,3	
Видимый свет	0,3 – 0,72	4150
Близкое инфракрасное излучение	0,72 – 1,5	4150 - 1900
Среднее инфракрасное излучение	1,5 – 5,6	1900 - 550
Дальнее инфракрасное излучение	5,6 - 1000	550 - 270
Миллиметровые волны	1000 - 10000	

ние энергии, соответствующее максимально возможному тепловому излучению тела при заданной температуре. Тело, обладающее таким спектром, называется **абсолютно черным телом**. Абсолютно черное тело поглощает полностью любое падающее на него излучение. Моделью абсолютно черного тела является отверстие в полости, оболочка которой равномерно прогрета. Эта модель представлена на рис.11.1.

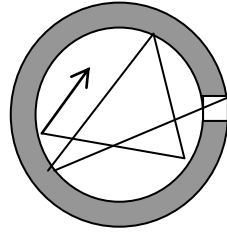


Рис. 11.1. Модель абсолютно черного тела

Количество энергии, излучаемое единицей поверхности в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующее интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется **поток монохроматического, спектрального или однородного излучения** Q_λ . Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называют **интегральным или полным потоком излучения** Q . Интегральный поток, излучаемый единицей поверхности, называют **поверхностной плотностью потока интегрального излучения** $E = \frac{dQ}{dF}$, (11.3)

где dQ - лучистый поток с элементарной площадки dF , Вт. Лучистый поток со всей поверхности равен сумме потоков от элементарных площадок $Q = \int E dF$.

Отношение плотности лучистого потока, излучаемого в бесконечно малом интервале длин волн, к величине этого интервала волн, называется **спектральной плотностью потока излучения** $E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}$. (11.4)

Плотность потока излучения, как правило, меняется по направлениям излучения (рис. 11.2). Количество энергии, излучаемое единицей элементарной площадки в направлении l , определяемым углом φ с нормалью к поверхности n в единицу времени в пределах единичного телесного угла $d\omega$, называется **угловой плотностью излучения**.

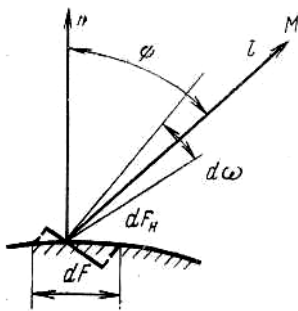


Рис. 11.2. Яркость излучения

По определению $I_{\psi,\lambda} = \frac{d^2 Q_{\psi,\lambda}}{dF \cdot d\omega} = \frac{dE_{\psi,\lambda}}{d\omega}$ - угловая плотность спектрального излучения, а угловая интегральная плотность излучения - $I_\psi = \frac{d^2 Q_\psi}{dF \cdot d\omega} = \frac{dE_\psi}{d\omega}$.

Интенсивность или яркость излучения - это количество лучистой энергии, испускаемое в направлении l элементарной площадкой в пределах единичного элементарного телесного угла, в единицу времени, отнесенное к проекции этой площадки на плоскость, ортогональную к направлению излучения.

$$I_\lambda = \frac{d^2 Q_{\varphi,\lambda}}{dF_i \cdot d\omega} = \frac{d^2 Q_{\varphi,\lambda}}{dF \cdot d\omega \cdot \cos \varphi} = \frac{I_{\varphi,\lambda}}{\cos \varphi}, \quad \frac{\hat{A} \cdot \vec{n} \cdot \vec{l}}{\tilde{n} \cdot \vec{\delta} \cdot \vec{l}^2}, \quad (11.5)$$

$$I = \frac{d^2 Q_\varphi}{dF_i \cdot d\omega} = \frac{d^2 Q_\varphi}{dF \cdot d\omega \cdot \cos \varphi} = \frac{I_\varphi}{\cos \varphi}, \quad \frac{\hat{A} \cdot \vec{n}}{\tilde{n} \cdot \vec{\delta} \cdot \vec{l}^3}, \quad (11.6)$$

где I_λ и I — интенсивности (яркости) спектрального и интегрального излучений соответственно; φ — угол, составленный нормалью к площадке и на-

правлением излучения.

Интегральная интенсивность излучения характеризует распределение суммарной для всех длин волн энергии излучения по всевозможным направлениям в данной точке для выбранного момента времени.

Излучение, характеризующееся одинаковой интенсивностью по всем направлениям, называется **изотропным**.

Излучение с поверхности твердого тела называется **идеально диффузным излучением**.

Различают интенсивности собственного, падающего, эффективного и других излучений.

Излучение данного тела, определяемое его природой и температурой, называется **собственным излучением**.

Пусть из всего количества энергии Q_0 , падающей на тело, часть Q_A поглощается, Q_R – отражается и Q_D – проходит сквозь тело: $Q_A + Q_R + Q_D = Q_0$.

Тогда $\frac{Q_A}{Q_0} + \frac{Q_R}{Q_0} + \frac{Q_D}{Q_0} = 1$, где $\frac{Q_A}{Q_0}$ **поглощательная способность** тела A ;

$\frac{Q_R}{Q_0}$ – **отражательная способность** R ; $\frac{Q_D}{Q_0}$ – **пропускательная способность** тела D .

Следовательно $A + R + D = 1$.

$A = 1$; $R = 0$; $D = 0$ - вся падающая лучистая энергия поглощается телом. Такие тела называются **абсолютно чёрными**.

$R = 1$; $A = 0$; $D = 0$ - вся падающая лучистая энергия полностью отражается. Если отражение подчиняется законам оптики - тело **зеркальное**, если отражение диффузное - абсолютно **белое** (рис.11.3).

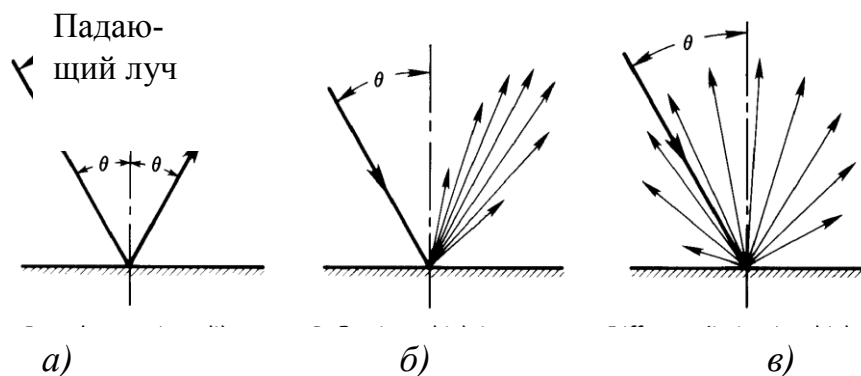


Рис.11.3. Зеркальное и диффузное отражение падающего излучения: а) - зеркальное отражение падающего луча; б) - промежуточное отражение между диффузным и зеркальным отражением; в) - диффузное отражение падающего потока, направление которого не зависит от угла

Энергия, излучаемая нечерной поверхностью вместе с частью падающей энергии, которая отражается поверхностью, может покидать тело диффузно или зеркально, как это показано на рис.11.3.

Характер и свойства излучения или отражения поверхности зависят от длины волны, температуры и углов падения и отражения. Будем считать, что большая часть рассматриваемых поверхностей излучает диффузно.

$D = 1$; $R = 0$; $A = 0$ - вся падающая энергия полностью проходит сквозь тело. Такие тела называются **абсолютно проницаемыми** (прозрачными) или диатермичными.

Абсолютно чёрных, белых и прозрачных тел в природе нет.

Совместные процессы взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения называются **лучистым теплообменом**.

Суммарная плотность потоков собственного и отраженного излучения, испускаемого поверхностью данного тела, называется **плотностью эффективного излучения**: $E_{\text{эф}} = E + E_{\text{отд}} = E + R \cdot E_{\text{пад}}$. (11.7)

Эффективное излучение зависит не только от физических свойств и температуры данного тела, но и от параметров окружающих его тел, формы, размеров и относительного расположения тел в пространстве.

Лучистый теплообмен между телами определяется **потокотом результирующего излучения**, которое представляет собой разность между лучистым потоком, получаемым данным телом, и лучистым потоком, который оно посылает в окружающее его пространство $q_{\text{рез}} = E_{\text{эф}} - E_{\text{пад}}$. (11.8)

Результирующий поток излучения может быть величиной положительной, отрицательной и равной нулю (при равновесном излучении).

Для черного тела $A = 1$ и эффективное излучение превращается в собственное $E_{\text{эф}} = E$.

Из изложенного следует, что поверхностные плотности всех видов полусферического излучения, кроме собственного, являются линейными функциями падающего излучения.

11.2. Вектор излучения

Вектор излучения определяет направление переноса лучистой энергии с максимальной интенсивностью в рассматриваемой точке поля излучения. Численно он равен разности значений потоков излучения, падающих с двух сторон на указанную поверхность.

Элементарный поток, проходящий через площадку dF , выразится скалярным произведением вектора излучения $\vec{q}_p$ на $d\vec{F}$

$$dQ = \vec{q}_p \cdot d\vec{F} = q_p \cdot dF \cdot \cos \varphi. \quad (11.9)$$

Результирующий поток, проходящий через площадку, равен

$$Q_{\delta\alpha\zeta} = \int_F \vec{q}_p \cdot d\vec{F} = \int_F q_p \cdot \cos \varphi \cdot dF = Q_{\text{пад}1} - Q_{\text{пад}2} \quad (11.10)$$

или

$$q_{\delta\alpha\zeta} = \int_{4\pi} I \cdot \cos \varphi \cdot d\omega. \quad (11.11)$$

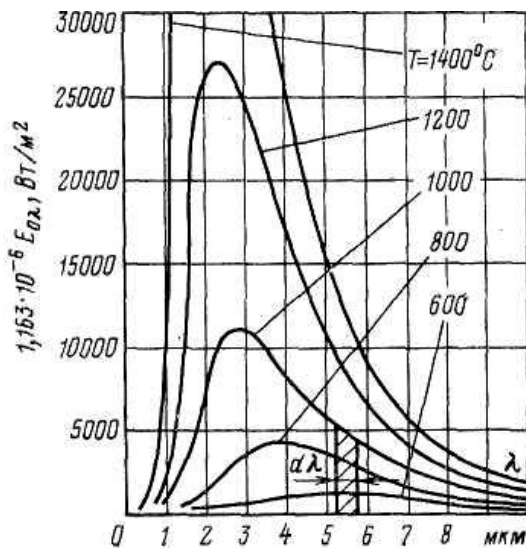
11.3. Основные законы теплового излучения

Законы теплового излучения получены применительно к идеальному абсолютно черному телу и термодинамическому равновесию. **Равновесным**

(черным) называют излучение, при котором все тела, входящие в данную излучающую систему, принимают одинаковую температуру. При одинаковых температурах каждое из тел как испускает, так и поглощает лучистую энергию в одинаковых количествах ($Q_{\text{рез}} \sim 0$).

11.3.1. Закон Планка

Для расчета лучистых потоков важно знать закон распределения энергии излучения по длинам волн при разных температурах: $E_{0\lambda} = f(\lambda; T)$. Закон



изменения интенсивности излучения по длинам волн для абсолютно чёрного тела был установлен М. Планком

$$E_{0\lambda} = \frac{2\pi \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (11.12)$$

где λ - длина волны, м; $C_1 = 5,944 \cdot 10^{-17}$ - первая константа излучения, $\text{Вт} \cdot \text{м}^2$; $C_2 = 1,4388 \cdot 10^{-2}$ - вторая константа излучения, $\text{м} \cdot \text{К}$; e — основание натуральных логарифмов; T — температура тела, $^\circ\text{К}$; $E_{0\lambda}$, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мкм}) = \text{Вт}/\text{м}^3$.

Согласно этому закону каждой длине волны соответствует свое значение $E_{0\lambda}$ (рис. 11.4).

11.4. Графическое представление закона Планка

Плотность потока излучения, характеризующаяся отдельными изотермами, проходит через максимум. При $\lambda \rightarrow 0$ и $\lambda \rightarrow \infty$ она стремится к нулю.

Свойствами теплового излучения лучистая энергия обладает при $\lambda = 0,4 - 800$ мкм (видимое и инфракрасное излучение). С повышением температуры энергия излучения существенно повышается.

Поскольку закон Планка получен для абсолютно черного тела, то по отношению к нечерным телам он выражает максимально возможную плотность потока излучения. Для этих тел спектральный состав излучения кроме длины волны зависит от их физических свойств и определяется экспериментально.

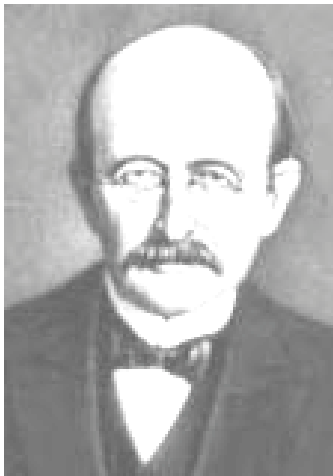


Рис. 11.5. Макс Планк (1858 – 1947) – немецкий физик

11.3.2. Закон Релея—Джинса

Закон Планка имеет два предельных случая. К одному из них относится случай, когда произведение $\lambda \cdot T$ в уравнении (11.12) велико по сравнению с постоянной C_2 . В этом случае, ограничиваясь двумя слагаемыми разложения экспоненциальной функции (11.12) в ряд по степеням, получаем соотношение, выражающее закон Релея - Джинса

$$E_{0\lambda} = \frac{2C_1 \cdot \pi \cdot T}{C_2 \cdot \lambda^4}. \quad (11.13)$$

11.3.3. Закон Вина

Закон смещения Вина устанавливает связь между температурой излучения T и длиной волны λ_{max} , которой соответствует максимум на кривой излучения $\lambda_{max} \cdot T = 2,9 \text{ [мм} \cdot \text{К]}$. (11.14)

С повышением температуры максимум излучения смещается в сторону более коротких волн, что соответствует росту энергии излучения (рис. 11.4).

Закон Вина имеет большое практическое значение. Он используется для определения температуры излучающих тел. На нем построена работа оптического пирометра.

11.3.4. Закон Стефана-Больцмана

Закон устанавливает зависимость плотности потока интегрального полусферического излучения от температуры. Эта зависимость задолго до появления квантовой теории Планка впервые экспериментально была установлена Стефаном в 1879 г. Позднее, в 1884 г. она теоретически была получена Больцманом. Поэтому закон получил объединенное название закона Стефана—Больцмана. Полное количество энергии, излучаемой 1 м^2 абсолютно чёрного тела, может быть вычислено с помощью формулы Планка и равно

$$A_0 = \int_0^\infty E_{0\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^\infty \frac{c_1 \cdot d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{c_2/\lambda T} - 1 \right)} = \frac{6,494 \cdot c_1}{c_2^4} \cdot T^4 = \sigma_0 \cdot T^4, \quad (11.15)$$

где $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ [Вт/м}^2 \cdot \text{К}^4]$ - константа излучения абсолютно чёрного тела.

Зависимость (11.15) представляется в виде $E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$, где $C_0 = 5,67$



$[Вт/м^2 \cdot \text{К}^4]$ - излучательная способность абсолютно чёрного тела. Энергия излучения пропорциональна четвёртой степени абсолютной температуры.

Этот закон может быть применен к серым телам, для которых снижение излучательной способности по сравнению с абсолютно черным телом не зависит от длины волны и от температуры. Для серых тел $E = C(T/100)^4$, где $C, [Вт/м^2 \cdot \text{К}^4]$ - излучательная способность серого тела.

Для различных серых тел $C = 1 - 5,67$ – различно, ее значение определяется природой тела и состоянием

поверхности; степенью черноты тела: $\varepsilon = C/C_0 = E/E_0$. Степень черноты серых тел может считаться постоянной в достаточно широком интервале температур.

Рис. 11.6. Л. Больцман (1844 – 1906) австрийский физик

Для серого тела $E = \varepsilon \cdot 5,67 \left(\frac{T}{100} \right)^4$. (11.16)

11.3.5. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает количественную связь между энергиями излучения и поглощения поверхностями серых и абсолютно черных тел. Этот закон можно получить из баланса лучистой энергии для излучающей системы, состоящей из ряда тел. Для этого рассмотрим две поверхности, одна из которых серая, другая - абсолютно чёрная (рис. 11.7). Они расположены параллельно и на таком расстоянии, что излучение каждой из них обязательно попадает на другую.



Рис. 11.8. Г. Кирхгоф (1824-1887) немецкий физик

Температура, излучательная и поглощательная способности этих поверхностей соответственно равны T , E , A ; T_0 , E_0 и $A_0 = 1$, причём $T > T_0$.

Составим для серой поверхности энергетический баланс. С единицы поверхности в единицу

времени серая поверхность излучает энергию в количестве E . Попадая на чёрную поверхность, эта энергия полностью ею поглощается. В свою очередь, чёрная поверхность излучает энергию в количестве E_0 . Попадая на серую поверхность, эта энергия, частично в количестве AE_0 , поглощается ею, остальная часть в количестве $(1-A)E_0$ отражается, снова попадает на чёрную поверхность и полностью ею поглощается. Таким образом, для серой поверхности приход энергии равен AE_0 , а расход - E . Следовательно, баланс лучистого теплообмена можно записать в виде

$$\dot{A}_{\partial \partial \zeta} = q = E - AE_0, \quad (11.17)$$

Лучистый обмен между поверхностями происходит и при $T = T_0$. В этом случае система находится в подвижном тепловом равновесии и $q = 0$. Тогда из (11.17) получаем $E = A \cdot E_0$ или $E/A = E_0$. (11.18)

Полученное соотношение (11.18) можно распространить на любые тела. Тогда $E_1/A_1 = E_2/A_2 = E_3/A_3 = \dots = E_0/A_0 = E_0 = f(T)$. (11.19)

Из (11.19) следует, что отношение лучеиспускательной способности к поглощательной для всех тел одинаково и равно лучеиспускательной способности абсолютно черного тела при той же температуре и зависит только от температуры.

Подставив уравнение Стефана-Больцмана в (11.16), получим

$$C_1/A_1 = C_2/A_2 = C_3/A_3 = \dots = C_0. \quad (11.20)$$

Из (11.20) следует также, что лучеиспускательная способность серых тел всегда меньше при той же температуре лучеиспускательной способности аб-

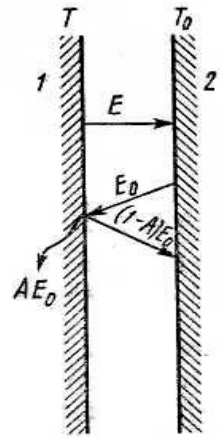


Рис.11.7. Лучистый теплообмен между телами

солютно черного тела. Следовательно, при любой температуре лучеиспускание абсолютно черного тела является максимальным.

Из сопоставления (11.20): $C_1 = A_1 \cdot C_0$; $C_2 = A_2 \cdot C_0$ и т.д., а также соотношения (11.18) с законом Стефана-Больцмана, имеем $A = \varepsilon$, т.е. поглощательная способность и степень черноты тела численно равны между собой.

Уравнение (11.19) получено для интегрального излучения. В применении к монохроматическому излучению можно записать

$$E_{1\lambda}/A_{1\lambda} = E_{2\lambda}/A_{2\lambda} = \dots = E_{0\lambda}/A_{0\lambda} = E_{0\lambda} = f(T, \lambda). \quad (11.21)$$

11.3.6. Закон Ламберта

Закон Стефана-Больцмана определяет суммарное количество энергии, излучаемое телом по всем направлениям. Каждое направление определяется углом ψ , который оно образует с нормалью к поверхности. Изменение излучения по отдельным направлениям определяется законом Ламберта. Наибольшей интенсивностью обладает излучение по нормали к поверхности E_n (рис. 11.9). По остальным направлениям оно меньше, равно E_ψ и определено нормалью.

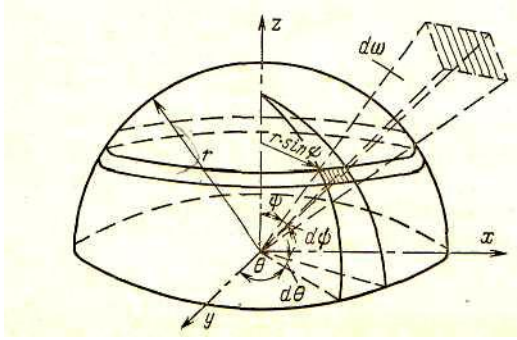


Рис. 11.9. Излучение поверхностью тела в полусфере

Рассмотрим поток лучистой энергии от элемента поверхности dF_1 в направлении элемента dF_2 . Он пропорционален количеству энергии, излучаемой по нормали dE_n , умноженному на величину телесного угла $d\omega$, который численно равен площади dF_2 , если радиус рассматриваемой полусферы равен единице

$$dQ_\psi = E_n \cdot d\omega \cos\psi \cdot dF_1, \quad (11.22)$$

где dQ_ψ - энергия излучения по нормали к dF_1 .

В уравнении (11.22) неизвестно E_n . Для его определения необходимо уравнение (11.22) проинтегрировать по поверхности полусферы единичного радиуса, лежащей над плоскостью dF_1 , и полученное выражение сопоставить с уравнением Стефана-Больцмана. Дифференциал телесного угла $d\omega = \sin\psi \cdot d\psi \cdot d\phi$, где ϕ - полярный угол (единицей измерения телесного угла является **стерадиан**, численно равный единице – единичной площади на сферической поверхности единичного радиуса) подставим в уравнение

$$(11.22). \quad \text{Тогда} \quad dQ_\psi = E_n dF \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta = E_n \pi dF,$$

отсюда

$$E_n = \frac{E}{\pi} = \frac{1}{\pi} C \left(\frac{T}{100} \right)^4 = \frac{\varepsilon}{\pi} C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ т.е. лучеиспускательная}$$

способность в направлении нормали в π раз меньше полной лучеиспускательной способности тела. Следовательно

$$dQ_\varphi = \frac{\varepsilon}{\pi} C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 d\omega \cdot \cos \theta \cdot dF_1. \quad (11.23)$$

Реальные излучающие тела демонстрируют существенные отклонения от закона Ламберта. Особенно это относится к металлам, у которых при $\theta > 50^\circ$ интенсивность излучения начинает расти. Этот эффект ослабляется при появлении окисной пленки. Для неметаллов отклонения от закона Ламберта существенно ниже.

11.4. Черные температуры

В качестве характеристики излучения нечерного тела наряду с коэффициентом теплового излучения используется так называемая **черная температура**. Под черной температурой понимается такая условная температура, которую могло бы иметь данное тело, если бы испускаемое им излучение было черным. Каждое тело может характеризоваться целым рядом черных температур в зависимости от вида испускаемого им излучения.

При сопоставлении плотностей потоков интегрального излучения тела с температурой T и абсолютно черного тела черная температура называется **радиационной** T_p . По определению она находится из соотношения

$$E(T) = E_0(T_p).$$

Используя закон Стефана -Больцмана, можно установить связь между действительной и радиационной температурами $T = T_p \sqrt[4]{\frac{1}{\varepsilon}}$. (11.24)

Если черная температура определяется из сравнения спектральных потоков излучения, то она называется **цветовой температурой** T_c . При этом обычно рассматривается излучение лишь для каких-либо двух длин волн

(двух цветов)

$$\frac{1}{T_c} - \frac{1}{T} = \frac{\ln \frac{\varepsilon_{\lambda 1}}{\varepsilon_{\lambda 2}}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)}.$$

При сопоставлении яркостей черная температура носит название **яркостной температуры** T_y

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_y} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_\lambda. \quad (11.25)$$

11.5. Уравнение переноса лучистой энергии

При прохождении лучистой энергии через полупрозрачную среду энергия поглощается и рассеивается и может иметь собственное излучение. Поэтому интенсивность излучения по направлению ℓ будет изменяться. Уравнение, определяющее изменение интенсивности луча за счет поглощения, из-

лучения и рассеивания среды, называется **уравнением переноса лучистой энергии**.

Рассмотрим случай, когда в поглощающей среде происходит одномерный перенос энергии излучения внешнего источника; собственное излучение пренебрежимо мало. Интенсивность излучения внешнего источника по мере прохождения через среду от границы до данной точки будет постепенно уменьшаться за счет поглощения. На граничной поверхности интенсивность излучения внешнего источника $I_{\lambda,t=0}$ сплошного спектра является заданной величиной. Определим закон изменения интенсивности излучения по толщине слоя поглощающей среды. Примем, что интенсивность излучения по отдельным длинам волн при прохождении в направлении ℓ через слой поглощающей среды толщиной $d\ell$ уменьшается пропорционально этой интенсивности и бесконечно малому пути луча $d\ell$ $dI_{\lambda,\ell} = -\alpha_\lambda I_{\lambda,\ell} d\ell$, (11.26)

где α_λ - спектральная поглощательная способность среды, характеризующая относительное изменение интенсивности излучения на единицу длины луча.

Выражение (11.26) является основным законом переноса энергии в поглощающей среде. Его можно представить в виде

$$\frac{dI_{\lambda,\ell}}{I_{\lambda,\ell}} = -\alpha_\lambda d\ell. \quad (11.27)$$

После интегрирования уравнения (11.27) и полагая, что при $\ell = 0$, $I_{\lambda,\ell} = I_{\lambda,\ell=0}$ (заданная величина), получаем:

$$I_{\lambda,\ell} = I_{\lambda,\ell=0} e^{-\int_0^\ell \alpha_\lambda d\ell}. \quad (11.28)$$

Зависимость (11.26) позволяет найти спектральную яркость излучения в каждой точке направления ℓ для отдельных длин волн. Интегральная яркость излучения для отдельных полос излучения среды или для всего спектра определяется интегрированием в пределах соответствующих длин волн.

Уравнение переноса лучистой энергии в поглощающей среде позволяет найти ее оптические свойства. Коэффициент поглощения среды для определенной длины волны определяется по отношению лучистой энергии, поглощенной в слое толщиной ℓ , к энергии, падающей на границу этого слоя:

$$A_\lambda = \frac{I_{\lambda,\ell=0} - I_{\lambda,\ell}}{I_{\lambda,\ell=0}} = 1 - e^{-\int_0^\ell \alpha_\lambda d\ell}. \quad (11.29)$$

Введем оптическую толщину среды $L_\lambda = \int_0^\ell \alpha_\lambda d\ell$.

Если спектральная поглощательная способность имеет постоянное значение по длине луча, то оптическая толщина среды будет равна:

$$L_\lambda = \alpha_\lambda \cdot \ell, \quad (11.30)$$

где ℓ — полная толщина слоя среды.

Тогда зависимость (11.28), выражающая ослабление интенсивности излучения в поглощающей среде, принимает вид: $I_{\lambda,\ell} = I_{\lambda,\ell=0} e^{-L_\lambda}$. (11.31)

Уравнение (11.31) носит название **закона Бугера**.

Коэффициент поглощения среды можно представить вместо (11.29) соотношением $A_\lambda = 1 - e^{-L_\lambda}$. (11.32)

В условиях термодинамического равновесия на основании закона Кирхгофа спектральный коэффициент поглощения вещества равен коэффициенту теплового излучения $A_\lambda = 1 - e^{-L_\lambda} = \varepsilon_\lambda$. (11.33)

Поглощательная способность среды в общем случае зависит от физической природы среды, длины волны, температуры и давления (для газов). Вследствие этого спектральные коэффициенты поглощения оказываются различными не только для отдельных полос спектра, но и существенно изменяются в пределах одной и той же полосы.

11.6. Оптическая толщина среды

Оптическая толщина среды $L_\lambda = l/(1/A_\lambda)$ является важным параметром излучения, равная отношению характерного линейного размера к длине проникновения излучения. Под отношением $1/A_\lambda$ подразумевается длина свободного пробега фотонов.

При $L_\lambda < 1$ перенос энергии излучения в среде аналогичен диффузионному переносу.

При $L_\lambda \rightarrow 0$ среда не участвует в теплообмене излучением, а фотоны перемещаются между поверхностями без поглощения и испускания.

При $0 < L_\lambda < 1$ устанавливается переходный режим излучения.

При $L_\lambda > 1$ уравнение переноса совпадает с уравнением Фурье для излучения $q_p = -\lambda_p \cdot \text{grad}T$, где $\lambda_p = (16/3) \cdot (\sigma_0/A) \cdot T^3$ – условный коэффициент теплопроводности излучением; σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана.

11.7. Лучистый теплообмен между телами

Если тело расположено обособленно от других, то в этом случае количество энергии, теряемое телом в окружающую среду, может находиться в соответствии с законом Кирхгофа: $q_1 = E_{1\text{эф}} - E_{2\text{эф}} = E_1 - A_1 E_{2\text{эф}}$,

где $E_{1\text{эф}} = E_1 + (1 - A_1) E_{2\text{эф}}$ – эффективное излучение тела;

$E_{2\text{эф}}$, $[Вт/м^2]$ – падающее извне на тело эффективное излучение окружающих тел. Оно может быть определено путем измерения при помощи специальных приборов: радиометров или актинометров.

Рассмотрим "круговорот" лучистой энергии между двумя параллельными поверхностями (рис. 11.10).

Температура, лучеиспускательная и поглощательная способность этих поверхностей соответственно равны: T_1 ; E_1 ; A_1 ; T_2 ; E_2 ; A_2 .

Первая поверхность излучает E_1 . (а)

Из этого количества вторая поверхность поглощает $E_1 A_2$ (б)

и обратно отражает $E_1 (1 - A_2)$. (в)

Из этого количества первая поверхность поглощает $E_1 (1 - A_2) A_1$ (г)

и отражает $E_1 (1 - A_2) (1 - A_1)$. (д)

Вторая поверхность снова поглощает

$$E_1 (1 - A_2) (1 - A_1) A_2 \quad (\text{е})$$

и отражает $E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1)$. (ж)

Из этого количества первая снова поглощает $E_1 (1 - A_2)^2 (1 - A_1) A_1$ (з)

и т.д. до бесконечности. Аналогичные рассуждения можно привести по отношению к излучению второй поверхности.

Чтобы найти энергию $q_{1,2}$, которую первая поверхность путем лучеиспускания передает второй, надо из первоначально испускаемой энергии E_1 вычесть, во-первых, то, что возвращается и снова поглощается, и, во-вторых - ту энергию, которая поглощается из излучения второй поверхности. Первое вычитаемое может быть получено путем суммирования выражений (г), (з) и т.д.: $E_1 (1 + p + p^2 + \dots) (1 - A_2) A_1$, где $p = (1 - A_2)(1 - A_1)$.

Так как $p < 1$, то сумма бесконечно убывающей геометрической прогрессии: $1 + p + p^2 + \dots = \frac{1}{1 - p}$. Подставляя это выражение в (г), получим

$$\frac{E_1 (1 - A_2) \cdot A_1}{1 - p}. \quad (\text{и})$$

Второе вычитаемое имеет следующее значение:

$$E_2 \cdot A_1 (1 + p + p^2 + \dots) = \frac{E_2 \cdot A_1}{1 - p}. \quad (\text{к})$$

$$\text{Имея эти данные, находим } q_{1,2} = E_1 - \frac{E_1 (1 - A_2) A_1}{1 - p} - \frac{E_2 \cdot A_1}{1 - p}. \quad (\text{л})$$

Приводя (л) к общему знаменателю, и учитывая, что $1 - p = 1 - (1 - A_1 - A_2 + A_1 A_2) = A_1 + A_2 - A_1 A_2$, окончательно получим следующее выражение:

$$q_{1,2} = \frac{E_1 \cdot A_2 - E_2 \cdot A_1}{A_1 + A_2 - A_1 \cdot A_2}. \quad (\text{м})$$

Согласно закону Стефана-Больцмана

$$E_1 = A_1 \cdot C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \text{ и } E_2 = A_2 \cdot C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4.$$

Подставляя эти значения в (м) и произведя преобразования, получим

$$q_{1,2} = A_n \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], [\text{Вт/м}^2], \quad (\text{н})$$

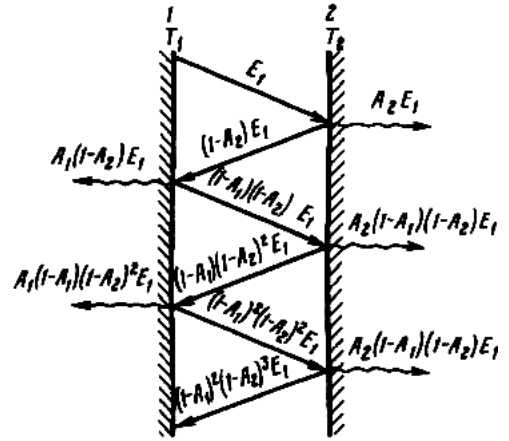


Рис. 11.10. Радиационный теплообмен между параллельными плоскостями

где $A_n = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}$ – **приведенный коэффициент поглощения системы**;

$$C_n = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$$
 – **приведенный коэффициент лучеиспускания системы**.

системы.

Описанным методом также может быть решена задача лучистого теплообмена между двумя поверхностями в замкнутом пространстве, когда одна из поверхностей обтекает другую. Окончательная расчетная формула имеет

следующей вид: $Q_{1,2} = \varepsilon_n \cdot C_0 \cdot F_p \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{1,2}$, (11.34)

где $\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$ – **приведенная степень черноты**; в качестве рас-

четной поверхности принимается меньшая из поверхностей; $\varphi_{1,2}$ – угловой коэффициент – чисто геометрический параметр, определяемый формой поверхностей, их размерами, взаимным расположением и расстоянием между ними. Значения $\varphi_{1,2}$ приводятся в справочной литературе.

11.8. Защитные экраны

Для снижения теплоотдачи излучением, когда температуру излучающего тела изменять нельзя, обычно применяются экраны.

Пусть имеются две плоские параллельные между собой поверхности и между ними тонкостенный экран (рис. 11.11). Температура поверхностей соответственно равна T_1 , T_3 , и T_2 . Коэффициенты лучеиспускания или степени черноты экрана и поверхностей одинаковы.

При отсутствии экрана, согласно уравнению (11.34), количество теплоты, переданное 1 м^2 поверхности, определится как

$$q_{1,2} = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (11.35)$$

При наличии экрана количество теплоты, передаваемое от первой поверхности к экрану, равно

$$q_{1,3} = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_3}{100} \right)^4 \right],$$

и от экрана $q_{3,2} = C_n \left[\left(\frac{T_3}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$ (11.36)

При установившемся тепловом состоянии всей системы $q_{1,3} = q_{3,2}$, следовательно,

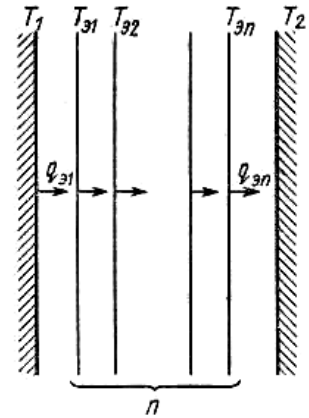


Рис. 11.11. Распространение теплоты между поверхностями через экраны

$$\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_3}{100}\right)^4 = \left(\frac{T_3}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4.$$

Отсюда

$$\left(\frac{T_3}{100}\right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 + \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]. \quad (11.37)$$

Подставив (11.37) в уравнение (11.36), получим

$$q_{1,3} = q_{2,3} = \frac{1}{2} C_n \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]. \quad (11.38)$$

Сопоставляя уравнения (11.38) и (11.35), имеем

$$q_{1,3} = 1/2 q_{1,2}.$$

Последнее означает, что при наличии одного экрана количество передаваемой теплоты уменьшится в два раза. Можно показать, что при наличии двух экранов количество передаваемой теплоты уменьшится в три раза, а при наличии n экранов в $(n+1)$ раз. Следовательно, путем применения большого числа экранов теплоотдачу излучением можно снизить достаточно сильно.

11.9. Лучеиспускание газов

Газы также обладают способностью испускать и поглощать лучистую энергию, но для различных газов эта способность различна. Присутствие в газовой среде значительного количества мелких взвешенных твердых частиц, например топлива или золы, делает эту среду мутной, которая хорошо рассеивает лучистую энергию. Будем рассматривать особенности излучения чистых газов и паров. Для одно- и двухатомных газов, в частности, для азота, кислорода и водорода она ничтожна. Эти газы для тепловых лучей прозрачны – диатермичны. Значительной излучательной и поглощательной способностями обладают многоатомные газы, в частности, углекислота, водяной пар, сернистый ангидрид, аммиак и др.

По сравнению с твердыми телами излучение и поглощение газов имеет ряд особенностей.

Твердые тела имеют сплошные спектры излучения; они излучают и поглощают лучистую энергию всех длин волн от 0 до ∞ . Газы же излучают и поглощают энергию лишь в определенных интервалах длин волн. Для лучей других длин волн вне этих интервалов газы прозрачны и их энергия излучения равна нулю. Таким образом, излучение и поглощение газов имеют избирательный (селективный) характер.

11.9.1. Механизм взаимодействия газов с излучением

Электромагнитное излучение можно рассматривать как поток фотонов. Газовая среда, состоящая из молекул, может воздействовать на газовый поток двумя путями. Некоторые из фотонов могут быть рассеяны, т.е., отражены в различных направлениях, а другие – могут быть поглощены молекула-

ми. Рассеяние имеет для большинства газов весьма слабое влияние, если они не содержат посторонних частиц, таких, как пыль или туман.

Основное внимание уделим поглощению и излучению электромагнитных волн молекулами газа. Взаимодействие фотонов с молекулами определяется квантово-механическими эффектами. Так как каждый фотон имеет энергию $h \cdot c / \lambda$, то очевидно, что энергия фотонов растет с уменьшением длины волны. Следовательно, ультрафиолетовые фотоны обладают большей энергией, чем фотоны видимого и инфракрасного излучений.

В то время как энергия фотонов монотонно меняется с длиной волны, энергия молекул меняется дискретным образом в соответствии с условиями, определяемыми квантовой механикой. Это – так называемые энергетические уровни. Допустимые уровни энергии зависят от состава и структуры молекул газа. Энергетические уровни молекул определяются как вращательными и колебательными движениями молекулы в целом, так и электронными уровнями атомов [2].

При длинах волн, соответствующих тепловому излучению, поглощение определяется колебательными и вращательными уровнями. Такие переходы осуществляются лишь в условиях, когда молекула имеет некоторую асимметрию. Поэтому для практических целей газы, состоящие из одноатомных и симметричных двухатомных молекул, можно считать прозрачными для теплового излучения. Поскольку основные компоненты воздуха азот и кислород, то он является почти прозрачным для теплового излучения.

Асимметричные молекулы, такие как CO_2 , H_2O , CH_4 , NH_3 и др. поглощают тепловое излучение с определенными длинами волн. Первые два из них всегда присутствуют в воздухе. Поэтому некоторый уровень поглощения все же существует.

11.9.2. Поглощение, передача и излучение

Рассмотрим прохождение лучистой энергии с монохроматической интенсивностью I_λ через слой поглощающего газа толщиной dx (рис.11.12).

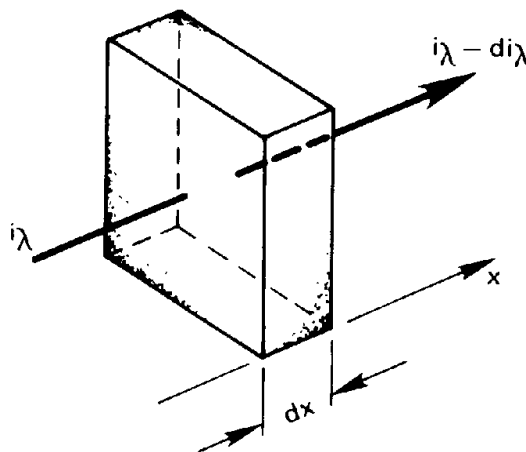


Рис.11.12. Прохождение потока лучистой энергии через слой газа

Интенсивность энергии при этом уменьшится на величину dI_λ

$$dI_\lambda = -\rho \cdot k_\lambda \cdot I_\lambda \cdot dx, \quad (11.39)$$

где ρ - плотность газа; k_λ - монохроматический коэффициент поглощения. Если газ рассеивает радиацию, то k_λ меняется на γ_λ - монохроматический коэффициент рассеяния. Если поглощение и рассеяние осуществляются одновременно, то вместо k_λ используется $\beta_\lambda = k_\lambda + \gamma_\lambda$ - монохроматический коэффициент ослабления. Размерность всех этих коэффициентов - M^2/KZ . Если ρk_λ является постоянным, то уравнение (11.39) может быть проинтегрировано от начальной интенсивности $I_{\lambda 0}$ при $x = 0$

$$I_\lambda(x) = I_{\lambda 0} e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x}. \quad (11.40)$$

Уравнение (11.40) носит название **закона Бэра**. Для слоя газа данной толщины, когда $x = L$, отношение конечной и начальной интенсивностей определяется как **монохроматическая пропускательность**,

$$\tau = \frac{I_\lambda(L)}{I_{\lambda 0}} = e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x}. \quad (11.41)$$

Так как газы не отражают радиационный поток, то $\tau_\lambda + \varepsilon_\lambda = 1$ и монохроматическое поглощение A_λ будет определяться зависимостью

$$A_\lambda = 1 - e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x}. \quad (11.42)$$

Поскольку τ_λ и A_λ зависят от плотности и толщины газового слоя, то произведение $\rho \cdot k_\lambda \cdot L$ часто называют **оптической глубиной** газа. Для очень малых величин $\rho \cdot k_\lambda \cdot L$ газ считается прозрачным для излучения с длиной волны λ .

Так как A_λ и ε_λ равны между собой для диффузной поверхности, то они равны и для газа. Рассматриваемое поглощение излучения газом при наличии равновесия должно приводить к эквивалентному излучению

$$dI_\lambda = \rho \cdot k_\lambda \cdot I_{\lambda b} \cdot dx. \quad (11.43)$$

Если излучение какого-либо другого источника проходит через нерассеивающий изотермический газ, то из уравнений (11.41), (11.43) можем получить

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = -\rho \cdot k_\lambda \cdot I_\lambda + \rho \cdot k_\lambda \cdot I_{\lambda b}. \quad (11.44)$$

Интегрируя уравнение (11.44), получим

$$I_\lambda(x) = I_{\lambda 0} \cdot e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x} + I_{\lambda b} (1 - e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot L}) = \tau_\lambda + \varepsilon_\lambda.$$

Первый член справа представляет собой передачу газу входящей энергии, а второй - излучение самого газа. Коэффициент во втором члене представляет собой коэффициент черноты газового слоя.

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda = 1 - e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x}. \quad (11.45)$$

Наличие смеси различных газов приводит к тому, что увеличивается доля спектра падающего излучения, поглощаемая газом.

Определение интегрального излучения для газового слоя является весьма сложной задачей. Поэтому для упрощения расчетов приходится строить некоторые соотношения, позволяющие выполнять инженерные расчеты. Такие соотношения базируются на следующих предположениях:

- изотермический газ с температурой T_c и толщиной L окружен стенками с одинаковой температурой T_c ;
- основной газ (например, N_2) содержит малые фракции поглощающих примесей (например, CO_2).

Если поглощающий газ имеет парциальное давление p_n , а смесь имеет полное давление p , то соотношение находим в форме

$$\varepsilon_c = f(p_n L, p, T_c). \quad (11.46)$$

Функция f определяется в форме произведения $f_1 \cdot f_2$, где функции f_1 и f_2 находятся с помощью номограмм.

Параметр $p_n L$ является мерой оптической глубины слоя; p и T_c учитывают изменения в диапазонах поглощения в зависимости от давления и температуры.

Величина A_c выражается через ε_c

$$A_{\tilde{a}} = \left(\frac{T_{\tilde{a}}}{T_{\tilde{n}\partial}} \right)^{1/2} \cdot \varepsilon_{\tilde{a}} \left(pL \frac{T_{\tilde{n}\partial}}{T_{\tilde{a}}}, p, T_{\tilde{n}\partial} \right). \quad (11.47)$$

Хотя монохроматические коэффициенты A_λ и ε_λ равны между собой, интегральные коэффициенты A_c , ε_c отличаются друг от друга.

Необходимо определить длину L , подходящую для рассматриваемой системы, заполненной газом. В выражениях, из которых определяются A_c и ε_c , предполагается, что L – одномерный путь луча через газ.

Эффективный путь луча L_0 , который называют **средней геометрической длиной луча**, может быть определен как

$$L_0 = \frac{4V_c}{\Pi_{obl}}, \quad (11.48)$$

где V_c – объем газа, Π_{obl} – площадь облучаемой границы.

Для двух бесконечных параллельных пластин, находящихся на расстоянии l

$$L_0 = 4F \cdot l / 2F = 2l,$$

- сферы диаметром D , $L_0 = 2D/3$;
- бесконечного цилиндра диаметром D , $L_0 = D$;
- куба со стороной L , $L_0 = 2L/3$;
- цилиндра с высотой равной диаметру D , $L_0 = 2D/3$.

Для твердых тел, которые для тепловых лучей непрозрачны, можно считать, что испускание и поглощение лучистой энергии происходит в поверх-

ностном слое. В газах же излучение и поглощение энергии происходит в объеме. При прохождении тепловых лучей через газ их энергия вследствие поглощения уменьшается. Это уменьшение определяется количеством встреченных на пути молекул. Последнее пропорционально длине пути луча l и парциальному давлению P . Поэтому поглощательная способность газа для какой-либо длины волны A_λ является функцией произведения pl . Кроме того, она зависит от температуры газа T_z , следовательно, $A_\lambda = f(T_z, pl)$.

Тела, поглощающие лучистую энергию, согласно закону Кирхгофа, обладают способностью ее излучать. Следовательно, излучательная способность газа также является функцией T_z и pl , т.е., $E_\lambda = f(T_z, pl)$.

Энергия излучения газов может быть вычислена по спектру. В этом случае энергия каждой полосы равна: $E_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varepsilon_\lambda \cdot d\lambda$.

Общая лучеиспускательная способность газа равна сумме $E_{\Delta\lambda}$ для всех полос, т.е. $E_u = \sum E_{\Delta\lambda}$.

Окончательная расчетная формула лучистого теплообмена между газом и оболочкой имеет следующий вид:

$$q_{\tilde{a},c} = C_0 \left[\varepsilon_{\tilde{a}} \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - A_{\tilde{a}} \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right], \quad (11.49)$$

11.10. Сложный теплообмен

Совместный процесс лучистого теплообмена и процесса теплопроводности или (и) конвекции называют **сложным теплообменом**.

Среди процессов сложного теплообмена различают **радиационно-конвективный**, когда теплота переносится не только радиацией, но и теплопроводностью и конвекцией, и **радиационно-кондуктивный**, когда теплообмен осуществляется путем излучения и теплопроводности.

Уравнение энергии, входящее в систему уравнений, описывающих радиационно-конвективный стационарный теплообмен в однокомпонентной несжимаемой жидкости, поглощающей, испускающей и рассеивающей энергию излучения, имеет следующий вид

$$\text{div} q_T + \text{div} q_K + \text{div} q_P = 0, \quad (11.50)$$

где q_T , q_K и q_P — соответственно векторы плотности теплового потока за счет теплопроводности, конвекции и излучения.

Граничные условия при описании процесса задаются различно в зависимости от постановки задачи.

Задачи о совместном переносе энергии путем теплопроводности и излучения в общем случае являются весьма сложными, поэтому они решаются численными или приближенными методами.

При отсутствии конвекции зависимость (11.50) принимает вид

$$\text{div} (\lambda \text{ grad } t) = \text{div} q_P.$$

Для одномерной и плоской задачи это соотношение эквивалентно равенству

$$q = -\lambda (dt/dx) + q_p = \text{const.} \quad (11.51)$$

$$\text{Интегрируя зависимость (11.51), получим } q = \lambda(T_1 - T_2)/l + q_p. \quad (11.52)$$

Для случая оптически тонкого слоя радиационный перенос теплоты определяется зависимостью

$$q_p = \frac{\sigma_0(T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}. \quad (11.53)$$

Для оптически толстого слоя среды радиационная плотность потока определяется формулой

$$q_p = -\frac{16\sigma_0 \cdot T^2}{3A} \frac{dT}{dx}. \quad (11.54)$$

Задачи радиационно-конвективного теплообмена даже для простых случаев более трудны, чем задачи радиационно-кондуктивного теплообмена.

11.11. Примеры с решениями

Пример 11 – 1. Обмуровка топки парового котла выполнена из шамотного кирпича, а внешняя обшивка – из листовой стали. Расстояние между обшивкой и кирпичной кладкой составляет 25 мм. Вычислить потери теплоты в окружающую среду в условиях стационарного режима за счет лучистого теплообмена между поверхностями обмуровки и обшивки; значения собственного, эффективного, отраженного и падающего излучений. Температура внешней поверхности обмуровки $t_1 = 130^\circ\text{C}$, степень черноты шамота $\varepsilon_{ш}=0,75$. Температура стальной обшивки не превышает $t_2 = 40^\circ\text{C}$, степень черноты листовой стали $\varepsilon_c = 0,55$.

Обшивку и кирпичную кладку можно рассматривать как две безграничные плоскопараллельные поверхности, разделенные прозрачной средой малой толщины. При таком расположении тел в системе результирующее излучение может быть рассчитано по формуле

$$E_{p1} = q_{1,2} = \varepsilon_{пр} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где приведенная степень черноты $\varepsilon_{пр} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \frac{1}{\frac{1}{0,75} + \frac{1}{0,55} - 1} = 0,465$.

$$E_{p1} = 0,465 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{130+273}{100} \right)^4 - \left(\frac{40+273}{100} \right)^4 \right] = 442,4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Собственное излучение - для шамотной стенки

$$E_{сoб1} = \varepsilon \cdot C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = 0,75 \cdot 5,67 \left(\frac{130+273}{100} \right)^4 = 1122 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2};$$

для стальной обшивки $E_{сoб2} = 0,55 \cdot 5,67 \left(\frac{40+273}{100} \right)^4 = 299 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$

Эффективное излучение $E_{эф} = \frac{1}{A} [E_{сoб} - (1 - A)E_p].$

При стационарном режиме процесса и $E_{p1} = E_{p2} = 442,4 \text{ Вт/м}^2.$

Следовательно,

$$E_{эф1} = \frac{E_{сoб1}}{\varepsilon_1} - \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) E_{p1} = \frac{1122}{0,75} - \left(\frac{1}{0,75} - 1 \right) 442,4 = 1348,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$$E_{эф2} = \frac{E_{сoб2}}{\varepsilon_2} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) E_{p1} = \frac{299}{0,55} + \left(\frac{1}{0,55} - 1 \right) 442,4 = 906 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Следовательно, для системы $E_{над1} = E_{эф2} = 906 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$

$$E_{\text{пад}2} = E_{\text{эф}1} = 1358,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Отраженное излучение $E_{\text{отр}} = (1 - A)E_{\text{пад}}.$

$$E_{\text{отр}1} = (1 - A_1)E_{\text{пад}1} = (1 - 0,75) \cdot 906 = 226,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$$E_{\text{отр}2} = (1 - A_2)E_{\text{пад}2} = (1 - 0,55) \cdot 1358,5 = 611,3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Пример 11 – 2. Вычислить тепловые потери с единицы длины коллектора пароперегревателя высокого давления диаметром $d = 300$ мм, температурой $t_c = 550^\circ \text{C}$, если коэффициент поглощения $A_c = 0,75$, а поверхность коллектора окружена стальным экраном, диаметром $d = 350$ мм с коэффициентом поглощения $A_{\text{эк}} = 0,65$. Коэффициент теплоотдачи конвекцией на поверхности экрана $\alpha = 25 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град})$. Температура ограждений равна $t_2 = 40^\circ \text{C}$.

Из уравнения баланса находим температуру экрана

$$\frac{\pi \cdot d \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 \right]}{\frac{1}{A_c} + \frac{F_c}{F_{\text{эк}}} \left(\frac{1}{A_{\text{эк}}} - 1 \right)} = \pi \cdot d_{\text{эк}} \cdot A_{\text{эк}} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] + \pi \cdot d_{\text{эк}} \cdot \alpha \cdot (t_{\text{эк}} - t_2).$$

Для этого находим приведенный коэффициент поглощения для системы коллектор-экран $A_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{A_c} + \frac{F_c}{F_{\text{эк}}} \left(\frac{1}{A_{\text{эк}}} - 1 \right)} = \frac{1}{\frac{1}{0,75} + \frac{300}{350} \left(\frac{1}{0,65} - 1 \right)} = 0,56$ и подставляем численные значения величин в уравнение баланса

$$0,3 \cdot 0,56 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{823}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 \right] = \\ = 0,35 \cdot 0,65 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{313}{100} \right)^4 \right] + 0,35 \cdot 25 \cdot (t_{\text{эк}} - 40).$$

$$4841,3 = 2,242 \cdot \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 + 8,75 \cdot t_{\text{эк}}.$$

Пусть $4841,3 - 8,75 \cdot t_{\text{эк}} = Y_1$ и $2,242 \cdot \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4 = Y_2$.

Произведем расчеты при температуре экрана $t_{\text{эк}} = 50, 100, 150, 200, 250$ и 300°C . Результаты подсчетов приведены в табл. 11.2 и представлены на рис. 11.13.

Таблица 11.2

Результаты вычислений для примера 11 – 2

Y	$t_{\text{эк}}$					
	50	100	150	200	250	300
$Y_1 = 4841,3 - 8,75 \cdot t_{\text{эк}}$	4404	3966	3529	3091	2454	2216
$Y_2 = 2,242 \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100} \right)^4$	244	434	717,8	1122	1677	2417

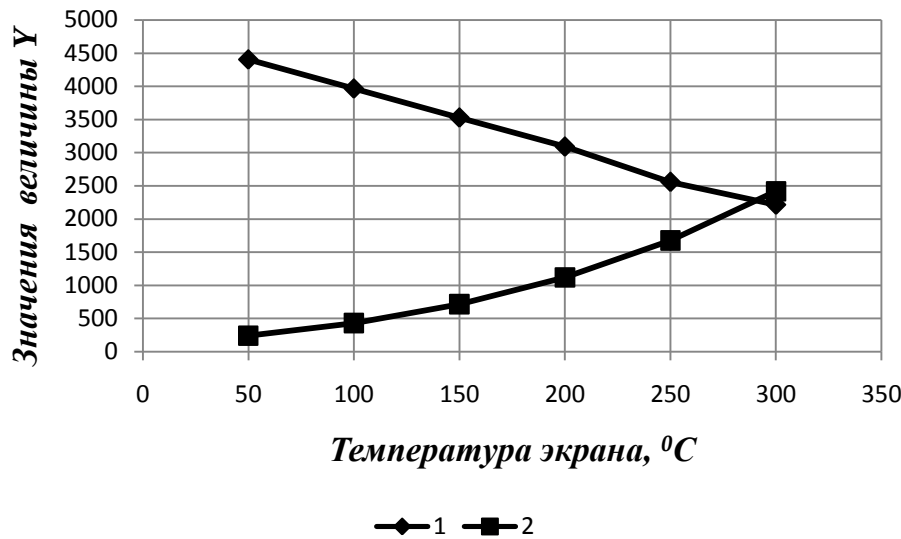


Рис. 11.13. Графический способ нахождения неизвестных:

$$1 - Y_1 = 4841,3 - 8,75 \cdot t_{\text{эк}}; \quad 2 - Y_2 = 2,242 \cdot \left(\frac{t_{\text{эк}}}{100}\right)^4.$$

По графику находим $t_{\text{эк}} = 290^\circ\text{C}$.

Лучистый поток с единицы длины коллектора

$$q_{\text{эк}} = \pi \cdot d \cdot A_{\text{пр}} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_c}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{\text{эк}}}{100}\right)^4 \right] =$$

$$= 3,14 \cdot 0,3 \cdot 0,56 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{823}{100}\right)^4 - \left(\frac{563}{100}\right)^4 \right] = 10,7 \text{ кВт/м}^2.$$

Пример 11 – 3. В цехе, где температура воздуха равна $t_{\text{возд}} = 18^\circ\text{C}$, проходит газоход с наружным диаметром 300 мм. Температура поверхности газохода $t_{c1} = 500^\circ\text{C}$. Найти тепловые потери с единицы длины газохода за счет конвекции и излучения, если степень черноты поверхности составляет $\varepsilon = 0,7$.

Для определения тепловых потерь естественной конвекцией воспользуемся формулой $q_l^{\text{конв}} = \alpha \cdot \pi \cdot d (t_{c1} - t_{\text{ж}})$.

Коэффициент теплоотдачи определяется с помощью уравнения

$$Nu_{\text{пл}} = 0,5 (Gr \cdot Pr)_{\text{пл}}^{0,25}.$$

Находим физические параметры воздуха по температуре пленки $t_{\text{пл}} = 0,5(t_{\text{возд}} + t_c) = 0,5(18 + 500) = 259^\circ\text{C}$; $\nu = 40,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr = 0,677$.

$$Nu_{\text{пл}} = 0,5 \left[\frac{9,81 \cdot 482 \cdot (0,3)^3}{291 \cdot [40,6 \cdot 10^{-6}]^2} \cdot 0,677 \right]_{\text{пл}}^{0,25} = 57,9.$$

$$\alpha = 57,9 \frac{4,27 \cdot 10^{-2}}{0,3} = 8,2 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}.$$

Определяем тепловые потери естественной конвекцией

$$q_l^{\text{конв}} = 8,2 \cdot 3,14 \cdot 0,3 (500 - 18) = 3,72 \text{ кВт/м}.$$

Тепловые потери излучением

$$q_l^{\text{изл}} = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \pi \cdot d \left[\left(\frac{T_{c1}}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_{c2}}{100}\right)^4 \right] =$$

$$= 0,7 \cdot 5,67 \cdot 3,14 \cdot 0,3 [(7,73)^4 - (2,91)^4] = 13,1 \text{ кВт/м}.$$

Пример 11 – 4. Стены топочной камеры котлоагрегата покрыты рядом экранных труб диаметром $d = 90$ мм с шагом $s = 110$ мм. Длина экранных труб и размеры поверхности стен достаточно велики, а расстояние между стенкой и трубой не имеет значения для лучистого теплообмена.

Определить взаимные поверхности лучистого теплообмена и средние угловые коэффициенты для указанной системы тел.

Для заданной системы тел угловой коэффициент лучистого теплообмена определяется по формуле

$$\begin{aligned}\overline{\varphi}_{1,2} &= 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s}\right)^2} + \frac{d}{s} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1} = \\ &= 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{90}{110}\right)^2} + \frac{90}{110} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{110}{90}\right)^2 - 1} = 0,94.\end{aligned}$$

Из условий взаимности находим $\overline{\varphi}_{2,1}$

$$\begin{aligned}\overline{\varphi}_{1,2} \cdot F_1 &= \overline{\varphi}_{2,1} \cdot F_2. \\ \overline{\varphi}_{2,1} &= \overline{\varphi}_{1,2} \frac{F_1}{F_2} = 0,94 \frac{s}{\pi \cdot d} = 0,94 \frac{110}{3,14 \cdot 90} = 0,366.\end{aligned}$$

Определим взаимные поверхности теплообмена

$$\overline{H}_{1,2} = \overline{H}_{2,1} = \overline{\varphi}_{1,2} \cdot F_1 = 0,94 \cdot 0,11 = 0,103 \text{ м}^2/\text{м}.$$

Пример 11 – 5. Рассчитать коэффициент теплоотдачи излучением пароперегревателя котлоагрегата от потока дымовых газов к поверхности труб, диаметром $d = 40$ мм. Температуры дымовых газов на входе в пароперегреватель $t_{\text{вх}} = 1050^\circ \text{C}$ и на выходе $t_{\text{вых}} = 750^\circ \text{C}$. Температура поверхности труб пароперегревателя равна $t_c = 450^\circ \text{C}$, а степень черноты поверхности $\varepsilon_c = 0,75$. Трубы пароперегревателя расположены в шахматном порядке с равным шагом по фронту и глубине $s_1 = s_2 = 1,5d$. Содержание двуокиси углерода и водяных паров в продуктах сгорания соответственно равно 8 % и 5 %. Давление газа составляет $p = 9,75 \text{ Н/см}^2$.

Находим среднюю длину пути луча в межтрубном пространстве по формуле $l = 1,08 \cdot d \left(\frac{s_1 \cdot s_2}{d^2} - 0,785 \right) = 1,08 \cdot 0,04 \cdot [(1,5)^2 - 0,785] = 0,063 \text{ м}$

Определяем значения комплексов pl для двуокиси и водяных паров

$$P_{\text{CO}_2} l = 0,08 \cdot 9,75 \cdot 0,063 = 0,0491 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 0,5 \text{ см} \cdot \text{ат};$$

$$P_{\text{H}_2\text{O}} l = 0,05 \cdot 9,75 \cdot 0,063 = 0,0307 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 0,313 \text{ см} \cdot \text{ат}.$$

Находим среднюю температуру дымовых газов

$$t_c = 0,5(t_{\text{вх}} + t_{\text{вых}}) = 0,5(750 + 450) = 600^\circ \text{C}.$$

По средней температуре газов и графикам на рис. 11.14 и 11.15 находим степени черноты CO_2 и H_2O $\varepsilon_{\text{CO}_2} = 0,032$; $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,0085$. По графику на рис. 11.16 определяем поправку β и по средней температуре определяем степень черноты дымовых газов

$$\varepsilon_{\text{г}} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,032 + 1,05 \cdot 0,0085 = 0,041$$

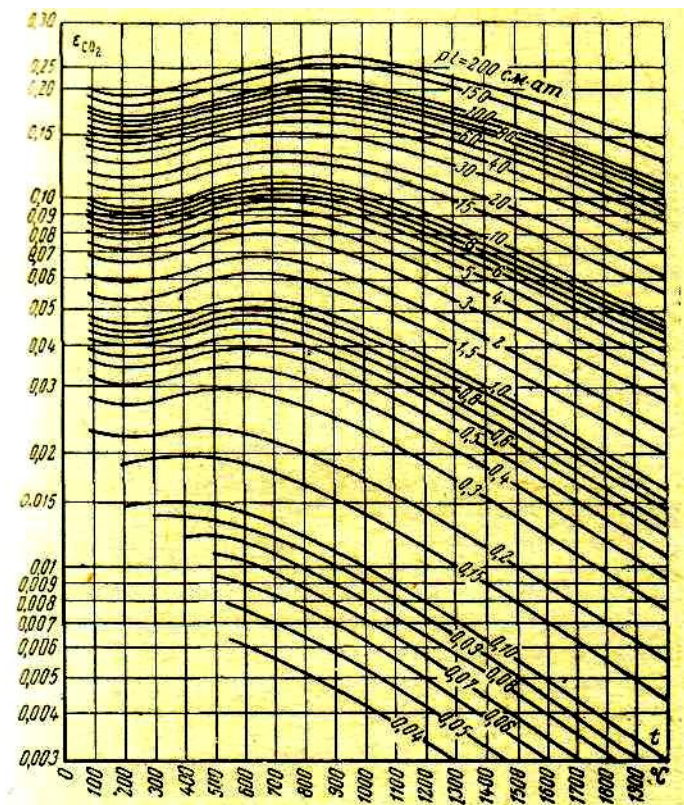


Рис. 11.14. Степень черноты углекислого газа $\varepsilon_{\text{CO}_2} = f(t, pl)$

Находим поглощательную способность газов при температуре поверхности труб по формуле $A_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} \left(\frac{T_r}{T_c} \right)^{0.65} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$, где $\varepsilon_{\text{CO}_2}$ и $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ находятся по 11.14 и 11.15 при температуре стенки.

$$A_r = 0,035 \left(\frac{600+273}{450+273} \right)^{0.65} + 1,05 \cdot 0,015 = 0,0552.$$

Определяем плотность теплового потока к трубам излучением:

$$\begin{aligned} q_{\text{л}} &= 0,5(\varepsilon_c + 1)C_o \left[\varepsilon_r \left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - A_r \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,5 \cdot (0,75 + 1) \cdot 5,67 \left[0,041 \left(\frac{600 + 273}{100} \right)^4 - 0,0552 \left(\frac{450 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 407 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_{\text{л}} = \frac{q_{\text{л}}}{t_r - t_c} = \frac{407}{600 - 450} = 2,7 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

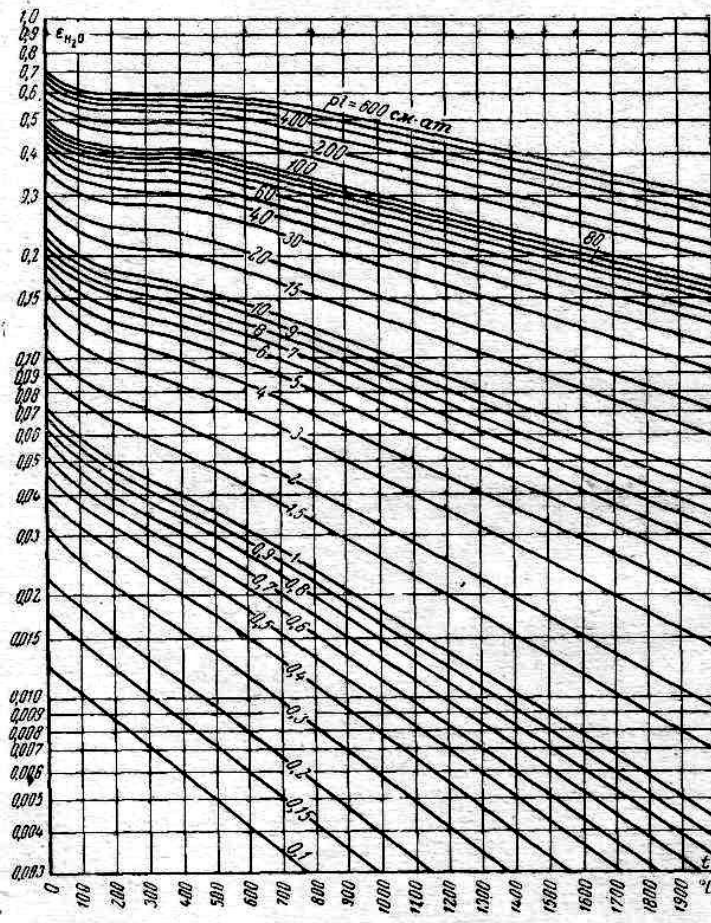


Рис. 11.15. Степень черноты водяного пара $\varepsilon_{H_2O} = f(t, p_l)$

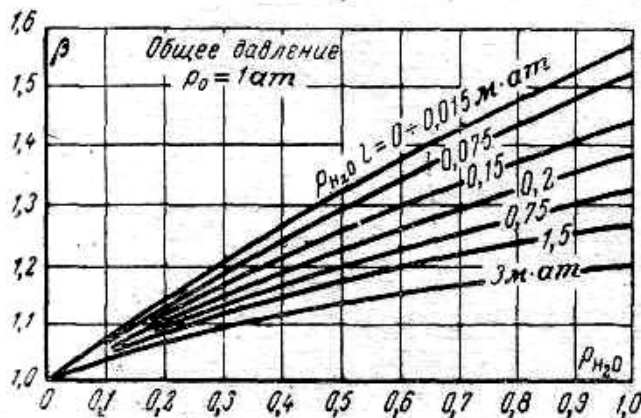


Рис. 11.16. Поправочный коэффициент β на парциальное давление для водяного пара

Пример 11 – 6. Рассчитать плотность лучистого теплового потока от дымовых газов к поверхности цилиндрического газохода диаметром $d = 600$ мм. Содержание в газах $CO_2 = 12\%$ и $H_2O = 4\%$. Давление дымовых газов составляет $9,75 \text{ Н/см}^2$, температура газов на входе газохода $t_{г,вх} = 850^\circ \text{C}$, на выходе $t_{г,вых} = 700^\circ \text{C}$, средняя температура поверхности газохода $t_c = 420^\circ \text{C}$. Степень черноты поверхности $\varepsilon_c = 0,9$.

Средняя длина пути луча

$$l = 0,9 \frac{4 \cdot V}{F} = 3,6 \frac{\pi \cdot d^2 L}{4 \pi \cdot d \cdot L} = 0,9 \cdot d = 0,9 \cdot 0,6 = 0,54 \text{ м.}$$

Степень черноты газов при больших изменениях температуры в газоходе определяется по средней геометрической температуре газов.

$$\bar{T}_r = \sqrt[4]{(T_{r, \text{вх}})^2 \cdot (T_{r, \text{вых}})^2} = \sqrt[4]{(850 + 273)^2 \cdot (700 + 273)^2} = 1045^0 \text{ K}.$$

$$\bar{t}_r = \bar{T}_r - 273 = 772^0 \text{ C}.$$

Рассчитываем произведения парциальных давлений CO_2 и H_2O на среднюю длину пути луча

$$P_{\text{CO}_2} \cdot l = 0,12 \cdot 9,75 \cdot 0,54 = 0,63 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 6,42 \text{ см} \cdot \text{атм};$$

$$P_{\text{H}_2\text{O}} \cdot l = 0,04 \cdot 9,75 \cdot 0,54 = 0,211 \text{ м} \cdot \text{Н/см}^2 = 2,15 \text{ см} \cdot \text{атм}.$$

Определяем степени черноты и поправочный коэффициент β компонентов при средней температуре газов на рис.11.14 – рис. 11.16.

$$\varepsilon_{\text{CO}_2} = 0,12; \quad \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,045; \quad \beta = 1,04.$$

Находим степень черноты газов

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,12 + 1,04 \cdot 0,045 = 0,167.$$

По этим же номограммам находим степени черноты газов по температуре стенки $\varepsilon_{\text{CO}_2} = 0,085$; $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,065$.

Определяем поглощательную способность газов при температуре стенки

$$A_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} \left(\frac{T_r}{T_c} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,085 \left(\frac{1045}{693} \right)^{0,65} + 1,04 \cdot 0,065 = 0,179.$$

Рассчитываем плотность теплового потока к стенкам газохода за счет излучения газов

$$q_{\text{л}} = 0,5(\varepsilon_c + 1)C_0 \left[\varepsilon_r \left(\frac{\bar{T}_r}{100} \right)^4 - A_r \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= 0,5(0,9 + 1)5,67(0,167 \cdot (10,45)^4 - 0,179 \cdot (6,93)^4) = 8530,6 \text{ Вт/м}^2.$$

12. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

12.1. Классификация теплообменных аппаратов

Теплообменник – это устройство, предназначенное для передачи теплоты от греющей среды к нагреваемой. Теплообменники применяются в процессах нагревания, охлаждения, испарения, конденсации, плавления, кристаллизации и т.д.

Теплообменные аппараты делят на **поверхностные** и **смесительные**. К поверхностным относятся **рекуперативные**, если теплоносители разделены теплообменной поверхностью (стенкой), и **регенеративные**, если одна и та же поверхность теплообмена периодически омывается то горячим, то холодным теплоносителем. В смесительных аппаратах теплообмен происходит при смешении теплоносителей без разделяющей их твердой поверхности теплообмена.

Наиболее распространенным типом теплообменников являются рекуперативные аппараты, которые будут подробно рассматриваться ниже.

Особым видом теплопередающих устройств являются **термосифоны** и **тепловые трубы**. В них передача теплоты происходит за счет испарения теплоносителя, находящегося в жидком состоянии в одной зоне устройства кон-

денсации его пара – в другой зоне с последующим возвратом конденсата в первую зону. В **термосифонах** возврат конденсата осуществляется за счет гравитационного стекания жидкой пленки. В отличие от термосифонов в **тепловых трубах** – внутренняя полость камеры выложена слоем капиллярно-пористого материала, который носит название **фитиля**. За счет подвода теплоты жидкость, насыщающая фитиль, испаряется. Пар под действием возникшей разности давлений перемещается к зоне конденсации, где конденсируется, отдавая теплоту парообразования. Конденсат за счет действия капиллярных сил возвращается по фитилю в испарительную зону.

Термосифоны и тепловые трубы не требуют затрат энергии на перекачку теплоносителя и работают при низких температурных напорах. Тепловые трубы обладают тем преимуществом, что могут работать при любой ориентации в пространстве. Кроме того капиллярные силы обеспечивают возможность иметь значительно больший расход жидкости, чем в термосифонах. Поскольку жидкость в тепловых трубах, в отличие от термосифонов, двигается внутри фитиля, гидродинамическое взаимодействие потоков отсутствует. Эти устройства можно рассматривать как некоторый твердый теплопровод с большой эффективной теплопроводностью (на несколько порядков выше теплопроводности серебра и меди).

В **теплообменниках с внутренними источниками энергии** работает только один теплоноситель, отводящий теплоту, выделенную в самом аппарате: ядерные реакторы, электронагреватели и т.д.

12.2. Тепловой расчет теплообменников рекуперативного типа

Целью **проектного** (конструктивного) теплового расчета, выполняемого при проектировании аппарата, является определение поверхности теплообмена после выбора его конструктивной схемы. Основной задачей при разработке схемы теплообменника является обеспечение его **тепловой эффективности**. Один из вариантов определения эффективности выглядит следующим образом: $\eta = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_2'}$. Это отношение реальной величины подогрева

к предельно возможной величине, которая достигается лишь для искусственных условий, например при неограниченном росте коэффициента теплопередачи.

В случае известной схемы и величины поверхности теплообмена, других характеризующих его параметров, когда требуется определить количество переданной теплоты и конечные температуры рабочих жидкостей, выполняются **поверочные** тепловые расчеты, для которых необходимо определить коэффициент теплопередачи и выходные значения температур теплоносителей.

В основе теплового расчета лежат уравнения **теплового баланса** и **теплопередачи**. Для установившегося теплового режима при постоянном давлении **уравнение теплового баланса** запишется в виде

$$Q = G_1 \cdot \Delta i_1 \cdot \eta_{an} = G_2 \cdot \Delta i_2, \quad (12.1)$$

где Δi - перепад энтальпий, Дж/кг; $G_{1,2}$ - массовые расходы теплоносителей, кг/с; Q - количество передаваемой теплоты, Вт; η_{an} - коэффициент полезного действия аппарата, учитывающий потери теплоты в окружающую среду.

В общем случае: $\Delta i_1 = i_1' - i_2''$; $\Delta i_2 = i_2'' - i_2'$, где i_i - теплосодержания теплоносителей.

Полагая $c_p = \text{const}$ и $di = c_p dt$, уравнение (12.1) перепишем в виде

$$Q = G_1 \cdot c_{p1} (T_1' - T_1'') \eta_{\bar{a}\bar{i}} = G_2 \cdot c_{p2} (T_2'' - T_2'). \quad (12.2)$$

Поскольку удельная теплоемкость является функцией температуры $c_p = f(t)$ в практических расчетах по формуле (12.2), используются средние значения теплоемкостей для необходимых интервалов температур $c_{p1}(\bar{T}_1)$, $c_{p2}(\bar{T}_2)$.

В тепловых расчетах часто пользуются понятием **водяного эквивалента**, или полной теплоемкостью для массового расхода теплоносителя в единицу времени: $W = G \cdot c_p$. (12.3)

Смысл этого термина связан со старой системой единиц. При использовании **калорий** в качестве единицы количества теплоты теплоемкость воды равна единице $-1 \text{ кал}/(\text{г} \cdot \text{град})$ или $1 \text{ ккал}/(\text{кг} \cdot \text{град})$.

Из уравнения (12.2) следует, что

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_1''} = \frac{\delta T_2}{\delta T_1}, \quad (12.4)$$

где $\delta T_i = T_i'' - T_i'$ - температурный перепад.

Таким образом, отношение изменений температур однофазных теплоносителей (температурных перепадов) обратно пропорционально отношению их водяных эквивалентов (рис. 12.1).

В случае применения двухфазных сред (конденсация, кипение) $\Delta i = r \cdot \Delta x$, где r - теплота фазового перехода; Δx - изменение паросодержания.

Для определения поверхности теплообмена пользуются уравнением **теплопередачи**: $Q = k(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)F = k \cdot \Delta T \cdot F$, (12.5)

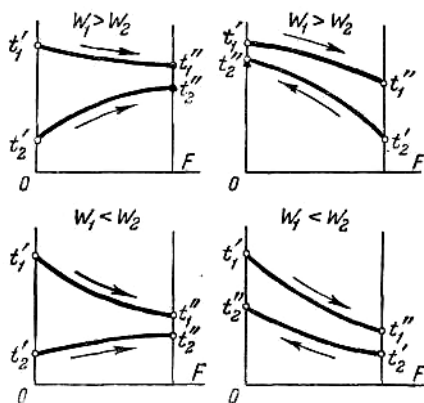


Рис. 12.1. Схемы изменения температур теплоносителей при прямо- и противотоке

где k – коэффициент теплопередачи; $\bar{T}_1$ и $\bar{T}_2$ – средние температуры горячего и холодного теплоносителей; $\Delta T = \bar{T}_1 - \bar{T}_2 = \Delta t_{\text{ср}}$ – **средний температурный напор**, F – площадь поверхности теплообмена.

Значения температур $\bar{T}_1$ и $\bar{T}_2$ изменяются по поверхности теплообмена. Следовательно, меняются и температурный напор и коэффициент теплопередачи и значит уравнение (12.5) справедливо лишь для элемента поверхности теплообмена

$$dQ = k \cdot \Delta T \cdot dF. \quad (12.6)$$

Общий тепловой поток через всю поверхность теплообмена определится как

$$Q = \int_0^F k \cdot \Delta T \cdot dF = \bar{k} \cdot \Delta T_{\text{ср}} \cdot F. \quad (12.7)$$

Возможны следующие схемы движения:

1. Прямоток. По такой схеме теплоносители во взаимодействующих каналах движутся в одну и ту же сторону.
2. Противоток. В этом случае теплоносители во взаимодействующих каналах движутся в противоположных направлениях.
3. Если жидкости протекают во взаимноперпендикулярных направлениях, то схема называется **перекрестным током** (рис.12.2).

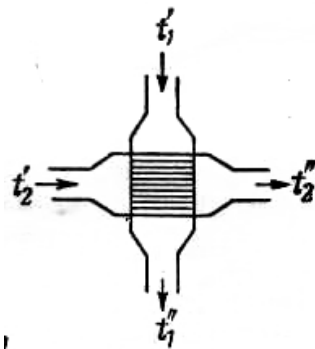


Рис. 12.2. Схема движения теплоносителей при перекрестном токе

Для вычисления интеграла в уравнении (12.7) необходимо знать законы изменения ΔT и k по поверхности. Коэффициент теплопередачи k чаще всего изменяется слабо и в большинстве случаев его можно считать постоянным. Если изменение k нельзя игнорировать, то его усредняют по поверхности теплообмена. При существенном изменении k по поверхности теплообмена интеграл в уравнении (12.7) необходимо вычислять, используя конкретное выражение для k , поскольку использование осредненной величины приведет к большой погрешности.

Как правило, для расчета k можно использовать выражение

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Поскольку большей частью используются трубчатые поверхности теплообмена, то важно определить, к какой из поверхностей – $F_{нар}$, $F_{вн}$ или $F_{ср}$ относятся коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 .

Значение $\Delta t_{ср}$ зависит от схемы взаимного движения теплоносителей и определяет количество переданного количества теплоты при заданной схеме движения.

Пусть теплообменник работает по схеме прямотока (рис. 12.3).

Для элемента поверхности теплообмена dF уравнение теплопередачи запишется как

$$dQ = k(\bar{t}_1 - \bar{t}_2)dF = k \cdot \Delta t \cdot dF.$$

Температура первичного теплоносителя снизится на dT_1 .

Тогда $dQ = -W_1 \cdot dT_1 = W_2 \cdot dT_2$ и

$$dT_1 = -\frac{dQ}{W_1}; \quad dT_2 = \frac{dQ}{W_2}.$$

Изменение температурного напора определится как

$$d(T_1 - T_2) = dT_1 - dT_2 = -\left(\frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_2}\right)dQ = -m \cdot dQ,$$

где $m = \left(\frac{1}{W_1} + \frac{1}{W_2}\right).$

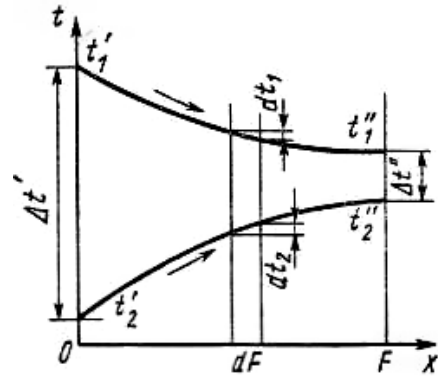


Рис. 12.3. Изменение температур теплоносителей при прямотоке

Подставим вместо dQ его значение из уравнения теплопередачи:

$$d(T_1 - T_2) = -m \cdot k \cdot \Delta T_x \cdot dF.$$

Тогда
$$\frac{d(\Delta T)}{\Delta T_x} = -m \cdot k \cdot dF.$$

Пусть m и k будут постоянными. Интегрируя последнее равенство, получим
$$\int_0^{\Delta T_x} \frac{d(\Delta T)}{\Delta T_x} = -m \cdot k \int_0^{F_x} dF \quad \text{или} \quad \ln \frac{\Delta T_x}{\Delta T'} = -m \cdot k \cdot F_x.$$

Откуда
$$\Delta T_x = \Delta T = \Delta T' \cdot e^{-m \cdot k \cdot F_x}. \quad (12.8)$$

Из (12.8) видно, что температурный напор вдоль поверхности теплообмена изменяется по экспоненте. Следовательно, в прямоточных аппаратах температурный напор вдоль поверхности теплообмена непрерывно убывает по ходу движения теплоносителей.

При противотоке температуры обоих теплоносителей вдоль поверхности теплообмена в направлении оси F убывают. При этом

$$dQ = -W_1 \cdot dT_1 = -W_2 \cdot dT_2.$$

Отсюда $d(T_1 - T_2) = -m \cdot dQ$, где $m = \left(\frac{1}{W_1} - \frac{1}{W_2} \right)$.

Величина m при противотоке отличается от аналогичной величины для прямотока. В противоточных аппаратах ΔT уменьшается по ходу движения первичного (горячего) теплоносителя при $W_1 < W_2$ ($m > 0$). При $W_1 > W_2$ ($m < 0$) - ΔT увеличивается.

Температурный напор $\Delta T = (T_1 - T_2)$, относящийся к элементу поверхности теплообмена, определяется уравнением (12.8). Температурный напор для текущей поверхности F_x определится как $\Delta \bar{T}_x = \frac{1}{F} \int_0^{F_x} \Delta T_x \cdot dF$. Тогда

$$\Delta \bar{T}_x = \frac{\Delta T'}{F} \int_0^{F_x} e^{-mkFx} dF = -\frac{\Delta T'}{m \cdot k \cdot F} (e^{-mkFx} - 1). \quad (12.9)$$

Подставим в (12.9) значения ΔT из (12.8). Тогда с учетом того, что

$$\ln \frac{\Delta T}{\Delta T'} = -mkF_x, \text{ получаем } \Delta \bar{T} = \frac{\Delta T'}{\ln \frac{\Delta T}{\Delta T'}} \left(\frac{\Delta T}{\Delta T'} - 1 \right) = \frac{\Delta T - \Delta T'}{\ln \Delta T / \Delta T'}. \quad (12.10)$$

Для полной поверхности теплообмена $\Delta T'' = \Delta T$. Тогда:

$$\Delta \bar{T} = \frac{\Delta T'' - \Delta T'}{\ln \Delta T'' / \Delta T'} = \frac{\Delta T_\delta - \Delta T_m}{\ln \Delta T_\delta / \Delta T_m}. \quad (12.11)$$

Индексы «б» и «м» – больший и меньший условны, так как при их перестановке результат не меняется. Уравнение (12.11) используется как при прямотоке, так и при противотоке [3]. $\Delta \bar{T}$ - называют **среднелогарифмическим температурным напором**. Среднелогарифмический температурный напор является одним из наиболее важных понятий в теории теплопередачи. При равенстве водяных эквивалентов в случае противотока, как следует из (12.8), $m = 0$ и $\Delta T = const$. Этот случай можно использовать для доказательства того, что чистый противоток является наиболее эффективным способом организации теплообмена.

Рассмотрим случай, когда $W_1 = W_2$. Обозначим 1- горячий теплоноситель, а 2 – холодный. Очевидно предельно возможным случаем подогрева теплоносителя 2 является достижение им на выходе температуры T_1' , то есть максимальной температуры теплоносителя 1. Соотношение теплосодержаний позволяет при $\Delta T = const$ достичь температуры $T_1' - \Delta T$. Предположим, что мы неограниченно увеличиваем теплоотдачу. Тогда $\Delta T \rightarrow 0$ и $T_2'' \rightarrow T_1'$. Одновременно с этим $T_1'' \rightarrow T_2'$. При любых других схемах движения постоянный температурный напор невозможен и поэтому выходные температуры теплоносителей будут принимать промежуточные значения, принадлежащие интервалу $[T_2', T_1']$. Если ток еще и не параллельный, как, например на рис. 12.3, то распределение температур становится неоднородным, и выходные температуры T_2'' , T_1'' можно рассматривать лишь как осредненные.

При незначительном изменении температуры теплоносителей, когда $\frac{\Delta T_6}{\Delta T_m} < 2$ используется среднеарифметическое значение температурного напор $\Delta \bar{T} = \frac{1}{2} (\Delta T_6 + \Delta T_m)$. (12.12)

На практике часто используются более сложные схемы движения теплоносителей. Наиболее распространены смешанное и многоходовое течения.

Средний температурный напор во всех типах теплообменников меньше $\Delta \bar{T}$ при чистом противотоке и рассчитывается следующим образом:

$$\Delta \bar{T} = \varepsilon \cdot \Delta T_{\text{прот}}, \quad (12.13)$$

где ε – поправка, определяемая графически с помощью номограмм. Примеры таких номограмм для двух типов теплообменников приведены как функция температур теплоносителей согласно рис.12.4 и параметров теплообмена:

$$\varepsilon = f(P, R); \quad P = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_2'} = \frac{\delta T_2}{\Delta T_{\text{max}}} \quad \text{и} \quad R = \frac{T_1' - T_1''}{T_2'' - T_2'} = \frac{\delta T_1}{\delta T_2},$$

где $\delta T_1 = T_1' - T_1''$ и $\delta T_2 = T_2'' - T_2'$ – перепады температур по «горячему» и «холодному» теплоносителям.

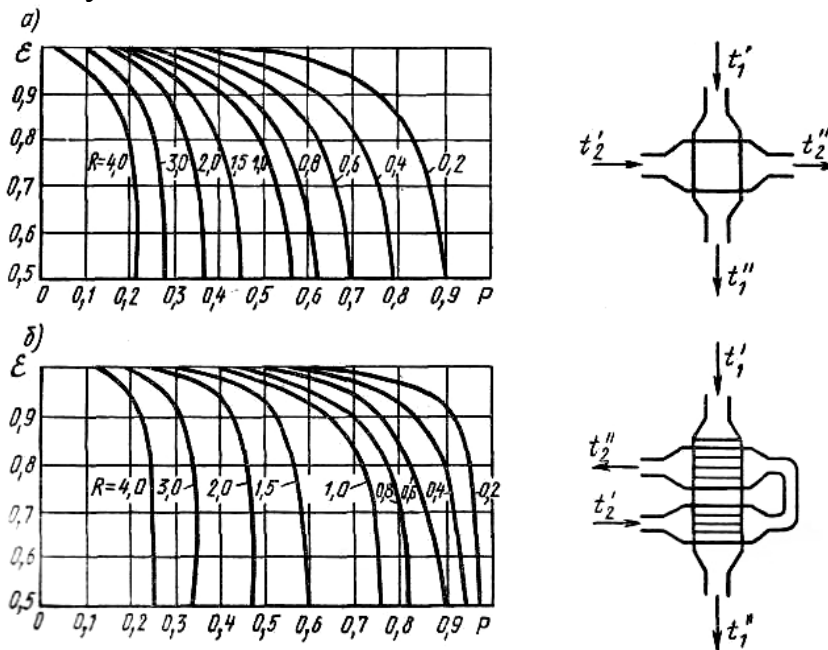


Рис. 12.4. Графики для определения поправки $\varepsilon = f(P, R)$

Справочные данные для расчета более сложных схем можно найти в специальной литературе.

Прямоточная и противоточная схемы равноценны только при очень больших и очень малых значениях W_1/W_2 и малых значениях комплекса $\frac{k \cdot F}{W_1}$, когда изменение температуры одного из теплоносителей мало или ко-

гда величина $\Delta \bar{T}$ велика, по сравнению с изменением температуры рабочей жидкости. Однако, как было показано выше, чистый противоток в любом

случае является наиболее эффективным, т.е. при противотоке по сравнению с другими схемами **передается максимальное количество теплоты.**

12.3. Гидродинамический расчет теплообменных аппаратов

Гидравлическое сопротивление в теплообменных аппаратах можно считать только приближенно. Гидравлические сопротивления обычно подразделяют на сопротивления трения, которые обусловлены вязким трением жидкости о стенку, и местные сопротивления, создаваемые локальными препятствиями движению потока. Эти два вида сопротивлений существуют в изотермическом потоке. В условиях теплообмена возникает дополнительное сопротивление, связанное с ускорением потока. Кроме того проявляется влияние гравитационных сил, которое может как увеличивать, так и уменьшать сопротивление:

$$\Delta P = \sum \Delta P_m + \sum \Delta P_{\text{м}} + \sum \Delta P_y + \sum \Delta P_{\text{сп}}. \quad (12.14)$$

Потери давления на преодоление сил трения при движении несжимаемой жидкости в каналах при безотрывном течении определяются по формуле Дарси:

$$\Delta P_m = \zeta \frac{l}{d_s} \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (12.15)$$

где l – длина канала; $d_s = \frac{4f}{\Pi}$ – эквивалентный диаметр; f – поперечное сечение канала; ρ – средняя плотность жидкости; w – средняя скорость потока; ζ – коэффициент сопротивления трения, характеризующий отношение сил трения и инерционных сил.

При $\frac{l}{d} > 30$, $\zeta = \text{const}$. При $l < 30d$ – необходимо учитывать его изменения на входном участке. ζ – зависит от режима течения потока.

Для ламинарного изотермического течения ζ определяется законом Пуазейля:

$$\zeta_{\text{л}} = \frac{64 \cdot \varphi}{\text{Re}_{\text{л}}}, \quad (12.16)$$

где φ – коэффициент, учитывающий форму канала и выбирается по справочным литературным данным. Для круглой трубы $\varphi = 1$. Для плоского канала $\varphi = 1,5$. Для некоторых других форм каналов величину коэффициента формы можно найти в справочной литературе.

При вязкостном ламинарном неизотермическом течении ζ определяют по формуле Б. С. Петухова:

$$\zeta = \zeta_{\text{из}} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{\text{ж}}} \right)^n, \quad (12.17)$$

где $n = c \left(\text{Pe} \frac{d}{l} \right)^{-m} \left(\frac{\mu}{\mu} \right)^{-0,062}$.

При $60 < \text{Pe}_{\text{ж}} (l/d) < 1500 \rightarrow c = 2,3; m = 0,3$.

При $1500 < Re_{жс} \left(\frac{\ell}{d} \right) < 3 \cdot 10^4 \rightarrow c = 0,535; m = 0,1.$

При турбулентном изотермическом течении

$$\zeta_{из} = \frac{1}{(1,82 \lg Re_{жс} - 1,64)^2} \cdot \quad (12.18)$$

При турбулентном неізотермическом течении: $\zeta = \zeta_{из} \left(\frac{Pr_c}{Pr_{жс}} \right)^{1/3} \cdot \quad (12.19)$

Местные сопротивления определяются по формуле

$$\Delta P_m = \zeta_m \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (12.20)$$

где ζ_m – коэффициент местного сопротивления, определяемый из справочной литературы.

Потеря давления на ускорение потока из-за изменения объема теплоносителя при постоянном сечении канала находится по формуле

$$\Delta P_y = \rho_2 \cdot w_2^2 - \rho_1 \cdot w_1^2, \quad (12.21)$$

где индексы 1, 2 обозначают входное и выходное сечения.

Для капельных жидкостей ΔP_y – пренебрегают.

Гравитационные потери давления рассчитывается по формуле

$$\Delta P_c = \pm g \cdot \Delta \rho \cdot h, \quad (12.22)$$

где h – расстояние по вертикали между входом и выходом из участка; $\Delta \rho$ – перепад плотностей между теплоносителем и окружающим воздухом или между подъемной и опускной ветвями контура циркуляции; g – ускорение свободного падения; “+” – учитывается в расчетах при опускном движении; “-” – при подъемном движении.

Мощность на валу насоса определяют по формуле

$$N = \frac{V \cdot \Delta P}{\eta} = \frac{G \cdot \Delta P}{\rho \cdot \eta}, \quad (12.23)$$

где V – объемный расход жидкости, м³/с; G – массовый расход жидкости, кг/с; ΔP – полное сопротивление, Па; ρ – плотность жидкости, кг/м³; η – коэффициент полезного действия двигателя насоса.

При конструировании принимают оптимальное соотношение между поверхностью теплообмена аппарата и мощностью, необходимой для перекачки теплоносителя, на основе технико-экономических расчетов.

12.4. Примеры с решениями

Пример 12 – 1. Определить поверхность теплообмена и число секций, длиной $l = 2$ м водо-водяного теплообменника типа «труба в трубе» (рис. 12.5). Греющая вода с расходом $G_{гр} = 2160$ кг/ч и температурой $t'_{гр} = 90$ °С на входе во внутреннюю трубу, диаметром $d_2/d_1 = 40/36$ мм, нагревает холодную воду, двигающуюся противотоком по кольцевому каналу между тру-

бами от температуры $t'_x = 10^\circ\text{C}$ до $t''_x = 40^\circ\text{C}$. Наружная труба имеет внутренний диаметр $D = 50\text{ мм}$. Расход холодной воды составляет $G_x = 3240\text{ кг/ч}$.

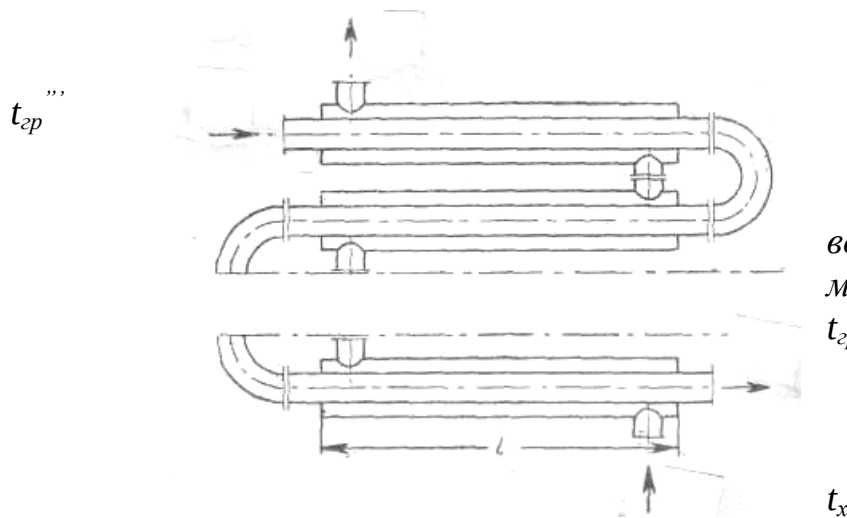


Рис. 12.5. Схема водоводяного теплообменника типа «труба в трубе»

Принимаем теплоемкость воды $C_{p\ x} = C_{p\ гр} = 4,19\text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$. Тогда с помощью уравнения теплового баланса находим количество передаваемой в теплообменнике теплоты. Потери теплоты во внешнюю среду составляют 3 %. $Q = G_x \cdot C_{p\ x} (t''_x - t'_x) = 0,9 \cdot 4,19 (40 - 10) = 113,1\text{ кВт}$.

Определяем температуру греющей воды на выходе

$$t''_{гр} = t'_{гр} - \frac{Q \cdot \eta}{G_{гр} \cdot C_{p\ гр}} = 90 - \frac{113,1 \cdot 0,97}{0,6 \cdot 4,19} = 46,4^\circ\text{C},$$

где η - коэффициент полезного действия теплообменника, учитывающего потери теплоты в окружающую среду.

Находим средние значения температур теплоносителей и по ним выбираем значения их теплофизических параметров $t_{гр} = 0,5(t'_{гр} + t''_{гр}) = 0,5(90 + 46,4) = 68,2^\circ\text{C}$; $\rho_{гр} = 978,8\text{ кг/м}^3$; $\nu_{гр} = 0,426 \cdot 10^{-6}\text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{гр} = 0,666\text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$; $Pr_{гр} = 2,63$; $t_x = 0,5(t'_x + t''_x) = 0,5(10 + 40) = 25^\circ\text{C}$; $\rho_x = 997\text{ кг/м}^3$; $\nu_x = 0,905 \cdot 10^{-6}\text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_x = 0,608\text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$; $Pr_x = 6,22$.

Рассчитываем скорости течения теплоносителей

$$w_{гр} = \frac{4 \cdot G_{гр}}{\pi \cdot \rho_{гр} \cdot d_1^2} = \frac{4 \cdot 2160}{3,14 \cdot 978,8 \cdot (0,036)^2 \cdot 3600} = 0,6\text{ м/с};$$

$$w_x = \frac{4 \cdot G_x}{\pi \cdot \rho_x \cdot (D^2 - d_2^2)} = \frac{4 \cdot 3240}{3,14 \cdot 997 \cdot [(0,05)^2 - (0,04)^2] \cdot 3600} = 1,28\text{ м/с}.$$

Определяем режимы течения греющего и нагреваемого теплоносителей.

$Re_{гр} = \frac{w_{гр} \cdot d_1}{\nu_{гр}} = \frac{0,6 \cdot 0,036}{0,426 \cdot 10^{-6}} = 50704$. $Re_x = \frac{w_x \cdot d_3}{\nu_x} = \frac{1,28 \cdot 0,01}{0,905 \cdot 10^{-6}} = 14144$, где эквивалентный диаметр для кольцевого канала $d_3 = D - d_2 = 50 - 40 = 10\text{ мм}$. $Re > 10^4$. Следовательно режим течения теплоносителей турбулентный.

Рассчитываем теплоотдачу от горячего теплоносителя. Находим число

Нуссельта
$$Nu_{гр} = 0,021 Re_{гр}^{0,8} \cdot Pr_{гр}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{гр}}{Pr_{ст}} \right)^{0,25}.$$

Для определения $Pr_{ст}$ ориентировочно рассчитываем $t_{ст} = 0,5(t_{гр} + t_x) =$

$$= 0,5(68,2 + 25) = 46,6 \text{ } ^\circ\text{C}; \quad Pr_{cm} = 3,87.$$

$$Nu_{rp} = 0,021 \cdot (50704)^{0,8} \cdot (2,63)^{0,43} \cdot \left(\frac{2,63}{3,87}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot 5808 \cdot 1,51 \cdot 0,91 = 167,2.$$

Находим коэффициент теплоотдачи от потока греющей воды к стенке

$$\alpha_{rp} = Nu_{rp} \frac{\lambda_{rp}}{d_1} = 167,2 \frac{0,666}{0,036} = 3093 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем теплоотдачу от холодного теплоносителя

$$Nu_x = 0,021 \cdot Re_x^{0,8} \cdot Pr_x^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_x}{Pr_{ct}}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot (14144)^{0,8} \cdot (6,22)^{0,43} \cdot \left(\frac{6,22}{3,87}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot 2091 \cdot 2,19 \cdot 1,12 = 108,3;$$

$$\alpha_x = Nu_x \frac{\lambda_x}{d_3} = 108,3 \frac{0,608}{0,01} = 6584 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{rp}} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_c + \frac{1}{\alpha_x}} = \frac{1}{\frac{1}{3093} + \frac{0,002}{52} + \frac{1}{6584}} =$$

$$= \frac{1}{0,000323 + 0,000038 + 0,000152} = 1949 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

$$\text{Находим температурный напор } \Delta t_{\text{лог}} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}} = \frac{50 - 36,4}{\ln \frac{50}{36,4}} = 42,2 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Рассчитываем плотность теплового потока

$$q = K \cdot \Delta t_{\text{лог}} = 1949 \cdot 42,2 = 82249 \text{ Вт}.$$

$$\text{Определяем поверхность теплообмена } F = \frac{Q}{q} = \frac{113100}{82249} = 1,37 \text{ м}^2.$$

$$\text{Находим число секций } n = \frac{F}{\pi \cdot d_1 \cdot l} = \frac{1,37}{3,14 \cdot 0,036 \cdot 2} \approx 6.$$

Проверяем значение температуры стенки трубы теплообменника

$$t_{ct}^{rp} = t_{rp} - \frac{q}{\alpha_{rp}} = 68,2 - \frac{82249}{3093} = 41,6 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

$$t_{ct}^x = t_x + \frac{q}{\alpha_x} = 25 + \frac{82249}{6584} = 37,5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

$$\text{При этих температурах } Pr_{rp}' = 4,19; Pr_x' = 4,59; \left(\frac{Pr_{rp}}{Pr_{rp}'}\right)^{0,25} = \left(\frac{2,63}{4,19}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,89 \text{ (в расчете } - 0,91); \left(\frac{Pr_x}{Pr_x'}\right)^{0,25} = \left(\frac{6,22}{4,59}\right)^{0,25} = 1,08 \text{ (в расчете } - 1,12).$$

Ошибка расчета в результате допущений составляет менее 5 %, что допустимо.

Пример 12 – 2. Найти температуры поверхности испарителя, конденсатора и максимальный тепловой поток медной тепловой трубы, диаметром $d_2/d_1 = 20/22 \text{ мм}$. Фитиль (рис. 12.6) толщиной $\delta_\phi = 2 \text{ мм}$ выполнен из медной сетки с пористостью $\varepsilon = 0,6$, с радиусом капиллярных пор $R' = 0,11 \text{ мм}$. Эффективная теплопроводность составляет $\lambda_{\text{эф}} = 1,0 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; коэффициент проницаемости $K = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ м}^2$. В тепловой трубе транспортная зона отсут-

вует, $L_T=0$, длина конденсатора и испарителя составляет $L_k = L_u = 350$ мм. Тепловая труба расположена горизонтально. В зоне испарения поддерживаются граничные условия второго рода, $Q = 140$ Вт; на внешней поверхности конденсатора – граничные условия третьего рода. Коэффициент теплоотдачи от трубы к охлаждаемому потоку воздуха с температурой $t_g = 15$ °С составляет $\alpha_g = 70$ Вт/(м²·град).

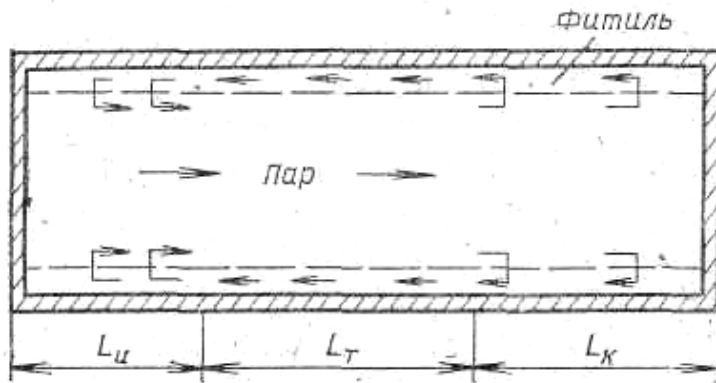


Рис. 12.6. Принципиальная схема тепловой трубы

Определяем температуру поверхности конденсатора

$$t_k = t_g + \frac{Q}{\pi \cdot d_1 \cdot L_k \cdot \alpha_g} = 15 + \frac{140}{3,14 \cdot 0,022 \cdot 0,35 \cdot 70} = 82,7 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Находим теплопроводность меди $\lambda_{cm} = 360$ Вт/(м²·град).

Рассчитываем полное термическое сопротивление боковой стенки в зоне конденсации

$$R_k = \frac{\delta_\phi}{\lambda_\phi} + \frac{\delta_{cm}}{\lambda_{cm}} = \frac{0,002}{1,0} + \frac{0,001}{360} = 0,002 \text{ м}^2 \text{ град/Вт}.$$

Термическое сопротивление боковой стенки зоны испарения в первом приближении принимаем равным термическому сопротивлению в зоне конденсации, поскольку принимаем, что слой жидкости в фитиле постоянен по длине тепловой трубы.

Определяем температуру поверхности испарителя

$$t_u = t_k + R \cdot Q \left(\frac{1}{F_u} + \frac{1}{F_k} \right) = 82,7 + 0,002 \cdot 140 \left(\frac{1}{3,14 \cdot 0,022 \cdot 0,35} + \frac{1}{3,14 \cdot 0,022 \cdot 0,35} \right) = 105,8 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Рассчитываем площадь поперечного сечения парового канала тепловой трубы

$$F_n = \frac{\pi \cdot d_2^2}{4} = \frac{3,14 \cdot (0,02)^2}{4} = 0,000314 \text{ м}^2.$$

Находим площадь поперечного сечения фитиля тепловой трубы

$$F_\phi = \frac{\pi}{4} (d_1^2 - d_2^2) = \frac{3,14}{4} [(0,02)^2 - (0,016)^2] = 0,000113 \text{ м}^2.$$

По средней температуре теплоносителя определяем теплофизические свойства воды и пара $t_g = \frac{t_k + t_u}{2} = \frac{82,7 + 105,8}{2} = 94,2 \text{ } ^\circ\text{C}$; $\sigma_g = 622 \cdot 10^{-4}$ Н/м; $\mu_g = 347 \cdot 10^{-6}$ Н·сек/м²; $\rho_g = 970$ кг/м³; $r = 2243$ кДж/кг; $\mu_n = 12,2 \cdot 10^{-6}$ Н·с/м²; $\rho_n = 0,712$ кг/м³.

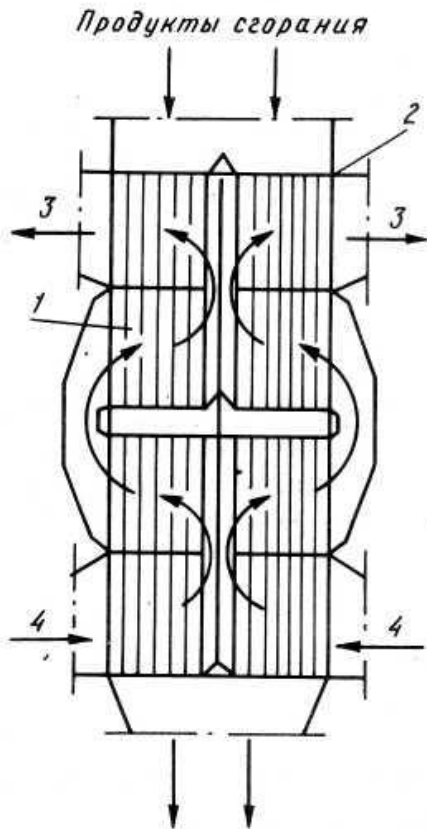
Определяем максимальный тепловой поток в трубе, ограниченный капиллярными силами

$$Q_{\max} = \frac{2 \cdot \sigma_{\text{с}} \cdot r}{R'(L + L_m) \cdot \left(\frac{\mu_{\text{с}}}{2 \cdot \rho_{\text{с}} \cdot K \cdot F_{\phi}} + \frac{16 \cdot \mu_n}{\rho_n \cdot d_2^2 \cdot F_n} \right)} =$$

$$= \frac{2 \cdot 622 \cdot 10^{-4} \cdot 2243 \cdot 10^3}{0,11 \cdot 10^{-3} \cdot (0,7 + 0) \cdot \left(\frac{347 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 970 \cdot 1,5 \cdot 10^{-10} \cdot 0,000113} + \frac{16 \cdot 12,2 \cdot 10^{-6}}{0,712 \cdot (0,02)^2 \cdot 0,000314} \right)} = 343 \text{ Вт}.$$

Как видно, максимальный тепловой поток в трубе, ограниченный капиллярными силами при данных режимных параметрах, больше требуемого по условиям задачи, $Q_{\max} = 343 > Q = 140$.

Пример 12 – 3. Определить поверхность теплообмена двухходового воздухоподогревателя котлоагрегата (рис. 12.7). Рассчитать количество и высоту труб, расположенных вдоль и поперек потока воздуха.



Воздух расходом $G_{\text{в}} = 20 \text{ кг/с}$ и температурой $t_{\text{в}}' = 20^\circ \text{C}$ нагревается, поперечно обтекая трубы со скоростью в узком сечении пучка $w_{\text{в}} = 10 \text{ м/с}$, до $t_{\text{в}}'' = 280^\circ \text{C}$.

Дымовые газы с температурой на входе $t_{\text{г}}' = 400^\circ \text{C}$, расходом $G_{\text{г}} = 18 \text{ кг/с}$, скоростью $w_{\text{г}} = 15 \text{ м/с}$ и содержанием $\text{CO}_2 = 13\%$, $\text{H}_2\text{O} = 11,5\%$, движутся внутри стальных труб, диаметром $d_2/d_1 = 51/48 \text{ мм}$. Трубы расположены в шахматном порядке с шагами $s_1 = s_2 = 1,25 d_2$.

Рис. 12.7. Схема потоков в воздухоподогревателе: 1 – вертикальные трубы; 2 – трубные доски; 3 – корпуса нагретого воздуха; 4 – подводящие корпуса холодного воздуха

Для определения теплофизических свойств воздуха находим его среднюю температуру $t_{\text{в}} = 0,5(t_{\text{в}}' + t_{\text{в}}'') = 0,5(20 + 280) = 150^\circ \text{C}$;

$\rho_{\text{в}} = 0,834 \text{ кг/м}^3$; $Cp_{\text{в}} = 1,015 \text{ кДж/(кг·град)}$; $\lambda_{\text{в}} = 3,56 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м·град)}$;

$\nu_{\text{в}} = 28,94 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_{\text{в}} = 0,683$.

Рассчитываем количество передаваемой в воздухоподогревателе теплоты:

$$Q = G_{\text{в}} \cdot Cp_{\text{в}} (t_{\text{в}}'' - t_{\text{в}}') = 20 \cdot 1,015 (280 - 20) = 5278 \text{ кВт}.$$

Для определения температуры газов на выходе из воздухоподогревателя задаемся средней температурой газов $t_g = 300^\circ\text{C}$, по которой выбираем по таблицам теплоемкость $Cp_g = 1,122 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$;

$$t_g'' = t_g' - \frac{Q}{G_g \cdot Cp_g} = 400 - \frac{5278}{18 \cdot 1,122} = 138,7^\circ\text{C}; t_g = 0,5(400 + 138,7) = 269,3^\circ\text{C}.$$

В результате второго приближения теплоемкость газов при температуре $t_g = 269,3^\circ\text{C}$ будет равна $Cp_g = 1,114 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$;

$$t_g'' = 400 - \frac{5278}{18 \cdot 1,114} = 136,8^\circ\text{C}; t_g = 0,5(400 + 136,8) = 268,4^\circ\text{C}.$$

Как видно, средние температуры газов практически совпадают. Находим теплофизические параметры дымовых газов $\rho_g = 0,658 \text{ кг/м}^3$; $Cp_g = 1,114 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$; $\lambda_g = 4,58 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$; $\nu_g = 41,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_g = 0,66$; $Pr_c = 0,67$.

Определяем режимы течения теплоносителей

$$Re_g = \frac{w_g \cdot d_1}{\nu_g} = \frac{15 \cdot 0,048}{41,7 \cdot 10^{-6}} = 17266; Re_b = \frac{w_b \cdot d_2}{\nu_b} = \frac{10 \cdot 0,051}{28,94 \cdot 10^{-6}} = 17623.$$

Режимы течения теплоносителей – турбулентные.

Рассчитываем теплоотдачу от газов к стенке трубы:

$$Nu_g = 0,021 \cdot Re_g^{0,8} \cdot Pr_g^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_g}{Pr_c}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot (17266)^{0,8} \cdot (0,66)^{0,43} \cdot \left(\frac{0,66}{0,67}\right)^{0,25} = 0,021 \cdot 2453 \cdot 0,836 \cdot 1 = 43,1;$$

$$\alpha_g = \frac{Nu_g \cdot \lambda_g}{d_1} = \frac{43,1 \cdot 0,0458}{0,048} = 41,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}.$$

Теплоотдачу от стенки трубы к воздуху рассчитываем по формуле для поперечного обтекания теплоносителем шахматного пучка:

$$Nu_b = 0,41 \cdot Re_b^{0,6} \cdot Pr_b^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_b}{Pr_c}\right)^{0,25} \cdot \varepsilon_s =$$

$$= 0,41 \cdot (17623)^{0,6} \cdot (0,683)^{0,33} \cdot 1 \cdot 1 = 0,41 \cdot 352,9 \cdot 0,882 = 127,6,$$

где $\varepsilon_s = 1$ - поправка на шаговое отношение пучка; поскольку при шахматном

$$\alpha_b = Nu_b \frac{\lambda_b}{d_2} = 127,6 \frac{0,0356}{0,051} = 89,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}.$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_g} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_b}} = \frac{1}{\frac{1}{41,1} + \frac{0,0015}{48} + \frac{1}{89,1}} = 28,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}}.$$

Рассчитываем температурный напор

$$\Delta t_{\log} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}} = \frac{120 - 116,8}{\ln \frac{120}{116,8}} = \frac{3,2}{0,0266} = 120,3^\circ\text{C}.$$

Для данной схемы течения теплоносителей находим $P = \frac{t_b'' - t_b'}{t_g'' - t_g'} = \frac{280 - 20}{400 - 20} =$

$$\frac{260}{380} = 0,68; R = \frac{t_g' - t_g''}{t_b'' - t_b'} = \frac{400 - 136,8}{280 - 20} = \frac{263,2}{260} = 1,01; \varepsilon = 0,7;$$

$$\Delta t = \Delta t_{\text{прот}} \cdot \varepsilon = 120,3 \cdot 0,7 = 84,2^\circ\text{C}.$$

Определяем поверхность теплообмена воздухоподогревателя

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t} = \frac{5278 \cdot 10^3}{28,1 \cdot 84,2} = 2231 \text{ м}^2.$$

Находим общее число труб

$$n = \frac{4 \cdot G_r}{\rho_r \cdot \pi \cdot d_1^2 \cdot w_r} = \frac{4 \cdot 18}{0,658 \cdot 3,14 \cdot (0,048)^2 \cdot 15} = 1008 \text{ шт.}$$

Рассчитываем высоту труб одного хода:

$$l_{1x} = \frac{F}{2 \cdot \pi \cdot d_1 \cdot n} = \frac{2231}{2 \cdot 3,14 \cdot 0,048 \cdot 1008} = 7,4 \text{ м.}$$

Определяем проходное сечение для прохода воздуха:

$$f = \frac{G_B}{\rho_B \cdot w_B} = \frac{20}{0,834 \cdot 10} = 2,4 \text{ м}^2.$$

Находим число труб, расположенных поперечно потоку,

$$n_1 = \frac{f}{l_{1x} \cdot (s_1 - d_2)} = \frac{2,4}{7,4 \cdot (1,25 \cdot 0,051 - 0,051)} \approx 26 \text{ шт.}$$

Рассчитываем число труб, расположенных вдоль потока:

$$n_2 = \frac{n}{n_1} = \frac{1008}{26} \approx 39 \text{ шт.}$$

Пример 12 – 4. Определить количество и высоту латунных трубок вертикального четырехходового парожидкостного теплообменника (рис.12.8). Вода с расходом $G_1 = 7,5 \text{ кг/с}$ и скоростью $w = 1,75 \text{ м/с}$ обогревается внутри труб диаметром $d_2/d_1 = 16/14 \text{ мм}$ от температуры $t'_e = 15^\circ \text{C}$ до температуры $t''_e = 92^\circ \text{C}$ насыщенным паром, давлением $p = 10,5 \text{ Н/см}^2$, конденсирующимся на внешней поверхности труб. Потери в окружающую среду принять равными 2 % от количества подводимой теплоты.

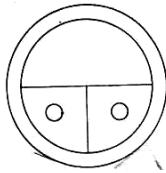
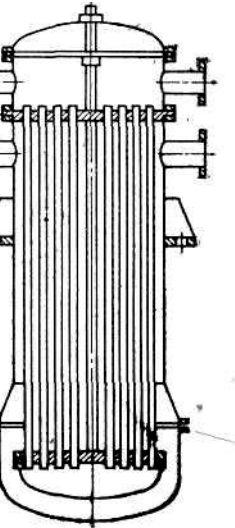


Рис. 12.8. Схема кожухотрубчатого теплообменного аппарата с нижней плавающей головкой



Определяем количество передаваемой теплоты в теплообменнике:

$$Q = G_1 \cdot c_{p1} \cdot (t''_B - t'_B) = 7,5 \cdot 4,176 \cdot (92 - 15) = 2412 \text{ кВт, где } c_{p1} = 4,176 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)} - \text{теплоемкость воды при } t_e = 0,5(92 + 15) = 53,5^\circ \text{C.}$$

Выбираем параметры пара по его давлению: $p = 10,5 \text{ Н/см}^2$; $t_n = 100^\circ \text{C}$; $i'' = 2675,9 \text{ кДж/кг}$; $r = 2256,8 \text{ кДж/кг}$.

Таблица 12.1

**Значения комплексов A и B при конденсации
насыщенного водяного пара**

$t_n, ^\circ\text{C}$	$A,$ $1/(\text{м}\cdot\text{град})$	$B\cdot 10^3,$ $\text{м}/\text{Вт}$	$t_n, ^\circ\text{C}$	$A,$ $1/(\text{м}\cdot\text{град})$	$B\cdot 10^3,$ $\text{м}/\text{Вт}$
20	5,16	1,62	170	136	12,04
30	7,88	2,06	180	150	12,90
40	11,4	2,54	190	167	14,02
50	15,6	3,06	200	182	15,05
60	20,9	3,62	210	197	16,08
70	27,1	4,22	220	218	17,63
80	34,5	4,88	230	227	18,40
90	42,7	5,57	240	246	19,78
100	51,5	6,28	250	264	21,32
110	60,7	6,95	260	278	22,70
120	70,3	7,65	270	296	24,42
130	82,0	8,47	280	312	26,31
140	94,0	9,29	290	336	28,72
150	107	10,15	300	354	31,21
160	122	11,09			

Находим расход пара $D = \frac{Q}{\eta \cdot r} = \frac{2568}{2256,8 \cdot 0,98} = 1,16 \text{ кг/с}$.

Рассчитываем теплоотдачу со стороны конденсирующегося пара.

Определяем приведенную длину трубки $Z = \Delta t \cdot H \cdot A$.

Необходимые для расчета комплексы A и B находим по табл. 12.1

$A = 51,5 \text{ } 1/(\text{м}\cdot\text{град})$; $B = 0,00628 \text{ м}/\text{Вт}$; задаемся высотой теплообменных трубок $H = 2 \text{ м}$. Рассчитываем температурный напор между водой и паром

$$\Delta t_{\text{лог}} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}} = \frac{85 - 8}{\ln \frac{85}{8}} = 32,6 ^\circ\text{C}.$$

Определяем температурный напор между паром и теплообменной трубкой $\Delta t_k = t_n - t_c = t_n - 0,5(t_n + t_6) = 100 - 0,5(100 + 53,5) = 23,2 ^\circ\text{C}$.

$$Z = 23,2 \cdot 2 \cdot 51,5 = 2390 > 2300.$$

Режим течения пленки конденсата смешанный, поэтому расчет ведем по

$$\begin{aligned} \text{формуле } Re &= \left[253 + 0,069 \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot Pr^{0,5} \cdot (Z - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} = \\ &= \left[253 + 0,069 \left(\frac{1,75}{3,34} \right)^{0,25} \cdot (1,75)^{0,5} \cdot (2390 - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} = 1656, \end{aligned}$$

где $Pr = 1,75$ и $Pr_c = 3,34$ – числа Прандтля, взятые для конденсата (воды) по температурам пара и стенки, соответственно.

Находим коэффициент теплоотдачи при конденсации насыщенного пара

$$\alpha_k = \frac{Re}{\Delta t_k \cdot H \cdot B} = \frac{1656}{23,2 \cdot 2 \cdot 0,00628} = 5683 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

По средней температуре воды $t_e = 53,5^\circ\text{C}$ выбираем ее теплотехнические параметры $\rho_e = 986,4 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\lambda_e = 0,652 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{град})$; $\nu_e = 0,529 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr = 3,34$.

Определяем режим течения воды

$$Re_B = \frac{w_B \cdot d_2}{\nu_B} = \frac{1,75 \cdot 0,014}{0,529 \cdot 10^{-6}} = 26465 .$$

$Re_e > 10^4$ – режим течения воды – турбулентный. Теплоотдача рассчитывается по уравнению для этого режима

$$Nu_B = 0,021 \cdot Re_B^{0,8} \cdot Pr_B^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_B}{Pr_c}\right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot (26465)^{0,8} \cdot (3,34)^{0,43} \cdot \left(\frac{3,34}{2,3}\right)^{0,25} = 0,021 \cdot 3452,5 \cdot 1,68 \cdot 1,1 = 134$$

Находим коэффициент теплоотдачи от стенки трубы к воде

$$\alpha_B = Nu_B \frac{\lambda_B}{d_1} = 134 \frac{0,652}{0,014} = 6240 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_k} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{5683} + \frac{0,001}{107} + \frac{1}{6240}} = 2907 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}) .$$

Рассчитываем среднюю плотность теплового потока

$$q = \Delta t_{\text{лог}} \cdot k = 32,6 \cdot 2907 = 94,8 \text{ кВт}/\text{м}^2 .$$

Находим поверхность теплообмена $F = \frac{Q}{q} = \frac{2412}{94,8} = 25,4 \text{ м}^2$.

Определяем число трубок в одном ходе:

$$m = \frac{4 \cdot G_1}{\pi \cdot \rho_B \cdot w_B \cdot d_1^2} = \frac{4 \cdot 7,5}{3,14 \cdot 986,4 \cdot 1,75 \cdot (0,014)^2} \approx 29 \text{ шт.}$$

Теплообменник четырехходовой. Следовательно, общее число трубок

$$n = 4 \cdot 29 = 116 \text{ шт.}$$

Рассчитываем высоту трубок

$$H = \frac{F}{\pi \cdot d_{\text{ср}} \cdot n} = \frac{25,4}{3,14 \cdot 0,015 \cdot 116} = 4,7 \text{ м.}$$

Так как полученное значение величины H не совпадает с принятым ранее, производим перерасчет, принимая $H = 4,7 \text{ м}$.

Находим температуры стенки трубы:

$$\text{- со стороны пара } t_{\text{п-с}} = t_{\text{н}} - \frac{q}{\alpha_k} = 100 - \frac{94800}{5683} = 83,3^\circ\text{C};$$

$$\text{- со стороны воды } t_{\text{с-в}} = t_{\text{п-с}} - \frac{q}{\lambda_c} \delta = 83,3 - \frac{94800}{107} 0,001 = 82,4^\circ\text{C}.$$

$$Z = 23,2 \cdot 4,7 \cdot 51,5 = 5616 > 2300.$$

Режим течения пленки конденсата смешанный, поэтому расчет ведем по

$$\text{формуле } Re = \left[253 + 0,069 \left(\frac{Pr}{Pr_c}\right)^{0,25} \cdot Pr^{0,5} \cdot (Z - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} =$$

$$= \left[253 + 0,069 \left(\frac{1,75}{2,12}\right)^{0,25} \cdot (1,75)^{0,5} \cdot (5616 - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} = 4398 ,$$

где $Pr = 1,75$ и $Pr_c = 2,12$ – числа Прандтля, взятые для конденсата (воды) по температурам пара и стенки соответственно.

Находим коэффициент теплоотдачи при конденсации насыщенного пара

$$\alpha_k = \frac{Re}{\Delta t_k \cdot H \cdot B} = \frac{4398}{23,2 \cdot 4,7 \cdot 0,00628} = 6422 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_k} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{6422} + \frac{0,001}{107} + \frac{1}{6240}} = 3086 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Рассчитываем среднюю плотность теплового потока

$$q = \Delta t_{\text{лог}} \cdot k = 32,6 \cdot 3086 = 100,6 \text{ кВт}/\text{м}^2.$$

Находим поверхность теплообмена $F = \frac{Q}{q} = \frac{2412}{100,6} = 24,0 \text{ м}^2$.

Определяем число трубок в одном ходе

$$m = \frac{4 \cdot G_1}{\pi \cdot \rho_B \cdot w_B \cdot d_1^2} = \frac{4 \cdot 7,5}{3,14 \cdot 986,4 \cdot 1,75 \cdot (0,014)^2} \approx 29 \text{ шт.}$$

Теплообменник четырехходовой. Следовательно, общее число трубок

$$n = 4 \cdot 29 = 116 \text{ шт.}$$

Рассчитываем высоту трубок

$$H = \frac{F}{\pi \cdot d_{\text{ср}} \cdot n} = \frac{24,0}{3,14 \cdot 0,015 \cdot 116} = 4,4 \text{ м.}$$

Погрешность расчета составляет $\Delta = \frac{H_6 - H_M}{H_M} = \frac{(4,7 - 4,4)}{4,4} 100 = 6,8 \%$, что допустимо для тепловых расчетов.

Пример 12 – 5. Определить поверхность теплообмена и длину секций змеевикового экономайзера котлоагрегата (рис. 12.9), предназначенного для подогрева питательной воды, движущейся со скоростью $w_6 = 0,5 \text{ м/с}$ по стальным трубам диаметром $d_1/d_2 = 46/53 \text{ мм}$ в количестве $G_6 = 40 \text{ т/ч}$ от температуры $t_6' = 150^\circ \text{C}$ до $t_6'' = 250^\circ \text{C}$. Дымовые газы, обогревающие трубы, расходом $G_2 = 87 \text{ т/ч}$ и скоростью в узком сечении пучка $w_2 = 10 \text{ м/с}$, имеют температуру при входе в экономайзер $t_2' = 750^\circ \text{C}$. Дымовые газы содержат $\text{CO}_2 = 12 \%$ и $\text{H}_2\text{O} = 10 \%$. Трубы расположены в шахматном порядке с продольным $s_2 = 2d_2$ и поперечным шагами $s_1 = 2,1d_2$.

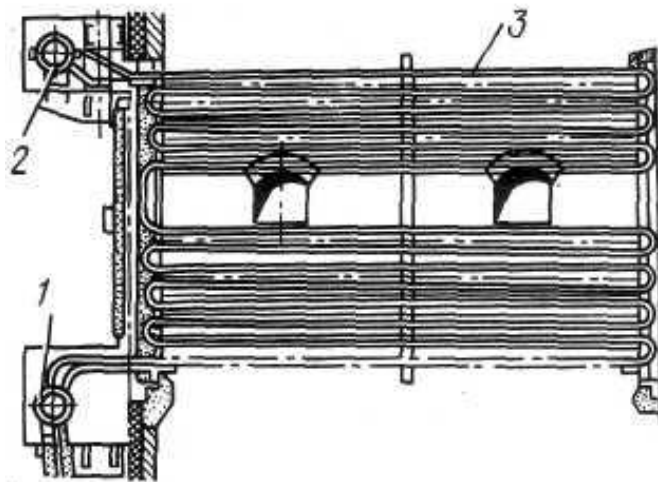


Рис. 12.9. Схема водяного экономайзера: 1, 2 – коллекторы холодной и горячей воды; 3 – многоходовые змеевиковые панели

По средней температуре воды находим ее теплофизические параметры

$$t_B = 0,5(t'_B + t''_B) = 0,5(150 + 250) = 200 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

$$\rho_g = 863,0 \text{ кг/м}^3; \lambda_g = 0,663 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}; \nu_g = 0,158 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; Pr_g = 0,93;$$

$$C_{p,g} = 4,505 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}.$$

Определяем количество воспринимаемое водой теплоты

$$Q = G_B \cdot C_{p,B} \cdot (t''_B - t'_B) = 11,1 \cdot 4,505 \cdot (250 - 150) = 5000 \text{ кВт}.$$

$$\text{Определяем режим течения воды } Re_B = \frac{w_B \cdot d_1}{\nu_B} = \frac{0,5 \cdot 0,046}{0,158 \cdot 10^{-6}} = 145569.$$

Режим течения воды турбулентный. Используем для расчета теплообмена уравнение $Nu_B = 0,021 \cdot Re_B^{0,8} \cdot Pr_B^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_B}{Pr_c}\right)^{0,25}$. Поскольку $\alpha_z \ll \alpha_g$, то $\left(\frac{Pr_B}{Pr_c}\right)^{0,25} \approx 1$.

$$Nu_B = 0,021 \cdot (145569)^{0,8} \cdot (4,505)^{0,43} = 0,021 \cdot (145569)^{0,8} \cdot (0,969)^{0,43} = 0,021 \cdot 13504 \cdot 0,986 = 279,8. \alpha_B = Nu_B \frac{\lambda_B}{d_1} = 279,8 \frac{0,663}{0,046} = 4032 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

Примем теплоемкость газов $C_{p,z} = 1,2 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$. Тогда

$$t''_r = t'_r - \frac{Q}{G_r \cdot C_{p,r}} = 750 - \frac{5000}{24,2 \cdot 1,2} = 577,8 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

По средней температуре выбираем теплофизические свойства дымовых газов

$$t_r = 0,5(t'_r + t''_r) = 0,5(750 + 577,8) \approx 664 \text{ } ^\circ\text{C}; C_{p,z} = 1,23 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}.$$

Ошибка по сравнению с ранее принятой составляет 2,5 %, что допустимо.

$$\rho_z = 0,378 \text{ кг/м}^3; \lambda_z = 0,08 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}; \nu_z = 106,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; Pr_z = 0,613.$$

$$\text{Определяем режим течения газов } Re_r = \frac{w_r \cdot d_2}{\nu_r} = \frac{10 \cdot 0,053}{106,4 \cdot 10^{-6}} = 4981.$$

Находим коэффициент теплоотдачи при поперечном омывании потоком шахматного пучка труб $Nu_r = 0,41 \cdot Re_r^{0,6} \cdot Pr_r^{0,33} =$

$$= 0,41 \cdot (4981)^{0,6} \cdot (0,613)^{0,33} = 0,41 \cdot 165,3 \cdot 0,851 = 57,7.$$

$$\alpha'_r = Nu_r \frac{\lambda_r}{d_2} = 57,7 \frac{0,08}{0,053} = 87,1 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

Для учета термического сопротивления вследствие загрязнений золовыми отложениями вводим коэффициент использования $\varphi = 0,8$. Тогда

$$\alpha_r = \alpha'_r \varphi = 87,1 \cdot 0,8 = 69,7 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

Рассчитываем коэффициент теплоотдачи излучением от дымовых газов к стенкам труб.

Определяем среднюю длину пути луча

$$l = 1,08 \cdot d_2 \left(\frac{s_1 \cdot s_2}{d_2^2} - 0,785 \right) = 1,08 \cdot 0,053 \left(\frac{2 \cdot d_2 \cdot 2,1 \cdot d_2}{d_2^2} - 0,785 \right) = 0,195 \text{ м}.$$

Находим произведения средней длины пути луча на парциальные давления CO_2 и H_2O

$$P_{CO_2} \cdot l = 0,12 \cdot 0,195 = 0,0234 \text{ м}\cdot\text{ат};$$

$$P_{H_2O} \cdot l = 0,1 \cdot 0,195 = 0,0195 \text{ м}\cdot\text{ат}.$$

Степень черноты дымовых газов при их средней температуре $t_r = 664 \text{ } ^\circ\text{C}$ находим по графикам рис. 11.14 - рис. 11.16.

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{CO_2} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} = 0,072 + 1,08 \cdot 0,047 = 0,123.$$

Поскольку $\alpha_c \ll \alpha_g$, принимаем $t_{c-2} \approx t_g + 25 \approx 200 + 25 \approx 225^\circ\text{C}$.

Определяем поглощательную способность газов при t_{c-g} и по графикам рис. 11.14 - рис. 11.16 $A_\Gamma = \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_\Gamma}{T_{c-\Gamma}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} =$

$$= 0,062 \left[\frac{(664+273)}{(225+273)} \right]^{0,65} + 1,08 \cdot 0,07 = 0,169.$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{c-\Gamma} = 0,5(\varepsilon_{c-\Gamma} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$\begin{aligned} q_\Gamma &= \varepsilon'_{c-\Gamma} \cdot C_0 \left[\varepsilon_\Gamma \left(\frac{T_\Gamma}{100} \right)^4 - A_\Gamma \left(\frac{T_{c-\Gamma}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,123 \left(\frac{664 + 273}{100} \right)^4 + 0,169 \left(\frac{225 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,123 \cdot 7708 + 0,169 \cdot 615) = 5368 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_\Gamma = \frac{q_\Gamma}{t_\Gamma - t_{c-\Gamma}} = \frac{5368}{664 - 225} = 12,2 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_\Gamma + \alpha_\Gamma = 69,7 + 12,2 = 81,9 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$

Находим коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{81,9} + \frac{0,0035}{20} + \frac{1}{4032}} = 80,6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Определяем среднелогарифмический температурный напор, принимая противоточную схему движения теплоносителей

$$\Delta t_{\log} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}} = \frac{500 - 428}{\ln \frac{500}{428}} = 464,5^\circ\text{C}.$$

Рассчитываем поверхность теплообмена экономайзера

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t_{\log}} = \frac{5000000}{80,6 \cdot 464,5} = 133 \text{ м}^2.$$

Находим число параллельно включенных змеевиков

$$n = \frac{4G_B}{\rho_B \cdot \pi \cdot d_1^2 \cdot w_B} = \frac{4 \cdot 11,1}{3,14 \cdot 863 \cdot (0,046)^2 \cdot 0,5} \approx 16.$$

Определяем длину отдельной секции змеевика

$$l_1 = \frac{F}{\pi \cdot d_2 \cdot n} = \frac{133}{3,14 \cdot 0,053 \cdot 16} = 50 \text{ м}.$$

Пример 12 – 6. Выполнить тепловой расчет пароперегревателя 1 котлоагрегата (рис. 12.10) производительностью $D = 75 \text{ т/ч}$ при давлении $P = 40 \text{ бар}$ и температуре перегрева $t_n'' = 440^\circ\text{C}$. В результате расчета определить число и длину змеевиков пароперегревателя, в который поступает сухой насыщенный пар, движущийся внутри стальных труб диаметром $d_2/d_1 = 30/36 \text{ мм}$ со скоростью $w_n = 14 \text{ м/с}$. Дымовые газы с содержанием $\text{CO}_2 = 12\%$ и $\text{H}_2\text{O} = 10\%$, расходом $G_g = 180 \text{ т/ч}$ и температурой на входе $t_g' = 1050^\circ\text{C}$ движутся поперек трубного пучка пароперегревателя. Трубы расположены с ко-

ридорной компоновкой пучка. Поперечный шаг - $s_1 = 2,1d_2$; продольный - $s_2 = 2,8 d_2$. Скорость газов в узком сечении пучка равна $w_2 = 10 \text{ м/с}$.

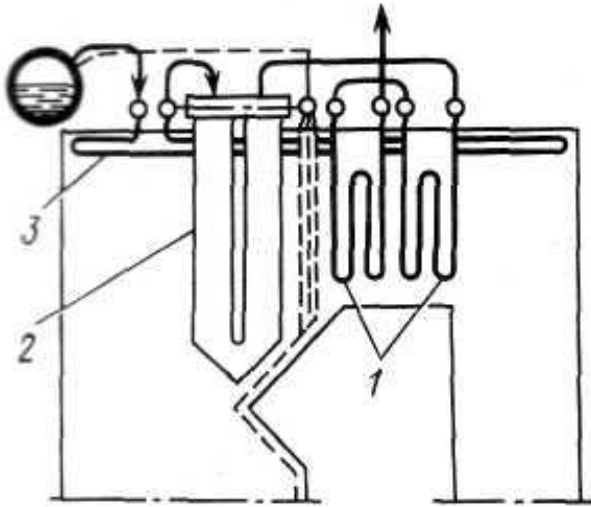


Рис. 12.10. Схема пароперегревателя: 1 – конвективные трубные змеевики; 2 – радиационно-конвективные ширмы; 3 – радиационная потолочная часть газохода

Определяем количество передаваемой пару в пароперегревателе теплоты. Для этого по заданному давлению пара выбираем его температуру насыщения и теплоту парообразования $P = 40 \text{ бар}$; $t_n = 250^\circ\text{C}$; $i' = 2801 \text{ кДж/кг}$; $t_{\text{пер}} = 440^\circ\text{C}$; $i'' = 3591 \text{ кДж/кг}$.

$$Q = D \cdot (i'' - i') = 20,8 \cdot (3591 - 2801) = 16432 \text{ кВт}.$$

По средней температуре пара находим теплофизические параметры пара $t_{\text{п}} = 0,5(t_n + t_{\text{пер}}) = 0,5(250 + 440) = 345^\circ\text{C}$; $\rho_n = 19,9 \text{ кг/м}^3$;

$$\lambda_n = 0,1 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}; \nu_n = 0,253 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; Pr_n = 3,69.$$

$$\text{Определяем режим течения парового потока } Re_{\text{п}} = \frac{w_{\text{п}} \cdot d_1}{\nu_{\text{п}}} = \frac{14 \cdot 0,03}{0,253 \cdot 10^{-6}} = 1,6610^6.$$

Режим течения воды турбулентный. Используем для расчета теплообмена от стенки к пару уравнение $Nu_{\text{п}} = 0,021 \cdot Re_{\text{п}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{п}}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{п}}}{Pr_c}\right)^{0,25}$. Поскольку $\left(\frac{Pr_{\text{п}}}{Pr_c}\right)^{0,25} \approx 1$.

$$Nu_{\text{п}} = 0,021 \cdot (1660000)^{0,8} \cdot (3,69)^{0,43} = 0,021 \cdot 94646 \cdot 1,75 = 3478.$$

$$\alpha_{\text{в}} = Nu_{\text{в}} \frac{\lambda_{\text{в}}}{d_1} = 3478 \frac{0,1}{0,036} = 9662 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Находим температуру газов на выходе из пароперегревателя, приняв его теплоемкость $C_{p,2} = 1,3 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$,

$$t_{\text{г}}'' = t_{\text{г}}' - \frac{Q}{G_{\text{г}} \cdot C_{p,г}} = 1050 - \frac{16432}{50 \cdot 1,3} = 797^\circ\text{C}.$$

Тогда $t_{\text{г}} = 0,5(t_{\text{г}}' + t_{\text{г}}'') = 0,5(1050 + 797) = 923,5^\circ\text{C}$. При этой температуре $C_{p,2} = 1,294 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$, ошибка составляет 0,5 %. Определяем теплофизические свойства дымовых газов $\rho_2 = 0,295 \text{ кг/м}^3$; $\lambda_2 = 0,102 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $\nu_2 = 157,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_2 = 0,59$.

$$\text{Определяем режим течения газов } Re_{\text{г}} = \frac{w_{\text{г}} \cdot d_2}{\nu_{\text{г}}} = \frac{10 \cdot 0,036}{157,6 \cdot 10^{-6}} = 2284.$$

Находим коэффициент теплоотдачи при продольном омывании потоком коридорного пучка труб $Nu_{\Gamma} = 0,26 \cdot Re_{\Gamma}^{0,65} \cdot Pr_{\Gamma}^{0,33} \varepsilon_s$,

где $\varepsilon_s = \left(\frac{s_2}{d_2}\right)^{-0,15} = \left(\frac{2,8 \cdot 0,03}{0,03}\right)^{-0,15} = 0,86$.

$$Nu_{\Gamma} = 0,26 \cdot (2284)^{0,65} \cdot (0,59)^{0,33} \cdot 0,86 = 0,26 \cdot 152,5 \cdot 0,84 \cdot 0,86 = 28,6.$$

$$\alpha'_{\Gamma} = Nu_{\Gamma} \frac{\lambda_{\Gamma}}{d_2} = 28,6 \frac{0,102}{0,036} = 81,0 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Для учета термического сопротивления вследствие загрязнений золовыми отложениями вводим коэффициент использования $\varphi = 0,8$. Тогда

$$\alpha_{\Gamma} = \alpha'_{\Gamma} \varphi = 81,0 \cdot 0,8 = 64,8 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем коэффициент теплоотдачи излучением от дымовых газов к стенкам труб.

Определяем среднюю длину пути луча

$$l = 1,08 \cdot d_2 \left(\frac{s_1}{d_2} \cdot \frac{s_2}{d_2} - 0,785 \right) = 1,08 \cdot 0,03 (2,1 \cdot 2,8 - 0,785) = 0,165 \text{ м}.$$

Находим произведения средней длины пути луча на парциальные давления CO_2 и H_2O :

$$P_{CO_2} \cdot l = 0,12 \cdot 0,165 = 0,0198 \text{ м} \cdot \text{атм};$$

$$P_{H_2O} \cdot l = 0,1 \cdot 0,165 = 0,0165 \text{ м} \cdot \text{атм}.$$

Степень черноты дымовых газов при их средней температуре $t_{\Gamma} = 923$ °С находим по графикам рис. 11.13 - рис. 11.15.

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} = 0,06 + 1,07 \cdot 0,034 = 0,096.$$

Поскольку $\alpha_c \ll \alpha_s$, принимаем $t_{c-c} \approx t_n + 45 \approx 345 + 25 \approx 370$ °С.

Определяем поглощательную способность газов при t_{c-c} и по графикам рис. 11.13- рис. 11.15 $A_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_{\Gamma}}{T_{\Gamma-c}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} =$

$$= 0,055 \left[\frac{(923+273)}{(370+273)} \right]^{0,65} + 1,07 \cdot 0,057 = 0,143.$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{\Gamma-c} = 0,5(\varepsilon_{\Gamma-c} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$\begin{aligned} q_{\Gamma} &= \varepsilon'_{\Gamma-c} \cdot C_0 \left[\varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 - A_{\Gamma} \left(\frac{T_{\Gamma-c}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,096 \left(\frac{923 + 273}{100} \right)^4 + 0,143 \left(\frac{370 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,096 \cdot 20461 + 0,143 \cdot 1709) = 11269 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_{\Gamma} = \frac{q_{\Gamma}}{t_{\Gamma} - t_{\Gamma-c}} = \frac{11269}{1050 - 370} = 16,6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_{\Gamma} + \alpha_{\Gamma} = 64,8 + 16,6 = 81,3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$

Находим коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{81,3} + \frac{0,003}{21} + \frac{1}{9662}} = 80,6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Определяем среднелогарифмический температурный напор, принимая противоточную схему движения теплоносителей

$$\Delta t_{\text{лог}} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_m}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_m}} = \frac{610 - 547}{\ln \frac{610}{547}} = 572 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Проверяем температуру наружной поверхности труб

$$t_{\Gamma-c} = t_{\Gamma} - \frac{K \cdot \Delta t_{\text{лог}}}{\alpha_0} = 1050 - \frac{80,6 \cdot 572}{81,3} = 483 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Ошибка расчета составляет 30 %, поэтому производим перерасчет.

Определяем поглощательную способность газов при t_{2-c} и по графикам рис. 13.20 - 13.22 $A_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_{\Gamma}}{T_{\Gamma-c}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} =$

$$= 0,059 \left[\frac{(923+273)}{(483+273)} \right]^{0,65} + 1,07 \cdot 0,054 = 0,138.$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{\Gamma-c} = 0,5(\varepsilon_{\Gamma-c} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$\begin{aligned} q_{\text{л}} &= \varepsilon'_{\Gamma-c} \cdot C_0 \left[\varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 - A_{\Gamma} \left(\frac{T_{\Gamma-c}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,096 \left(\frac{923 + 273}{100} \right)^4 + 0,138 \left(\frac{483 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,096 \cdot 20461 + 0,138 \cdot 3266) = 12325 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_{\text{л}} = \frac{q_{\text{л}}}{t_{\Gamma} - t_{\Gamma-c}} = \frac{12325}{1050 - 482} = 21,6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_{\Gamma} + \alpha_{\text{л}} = 64,8 + 21,6 = 86,4 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$

Находим коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_c + \frac{1}{\alpha_{\text{в}}}} = \frac{1}{\frac{1}{86,4} + \frac{0,003}{21} + \frac{1}{9662}} = 85,3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Проверяем температуру наружной поверхности труб

$$t_{\Gamma-c} = t_{\Gamma} - \frac{K \cdot \Delta t_{\text{лог}}}{\alpha_0} = 1050 - \frac{85,3 \cdot 572}{86,4} = 485 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Ошибка расчета составляет 0,4 %, что допустимо.

Рассчитываем поверхность теплообмена пароперегревателя

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t_{\text{лог}}} = \frac{16432000}{85,3 \cdot 572} = 336 \text{ м}^2.$$

Находим число змеевиков

$$n = \frac{4D}{\rho_{\text{п}} \cdot \pi \cdot d_1^2 \cdot w_{\text{п}}} = \frac{4 \cdot 20,8}{3,14 \cdot 19,9 \cdot (0,036)^2 \cdot 14} \approx 74.$$

Определяем длину отдельной секции змеевика

$$l_1 = \frac{F}{\pi \cdot d_2 \cdot n} = \frac{336}{3,14 \cdot 0,03 \cdot 74} \approx 48 \text{ м}.$$

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Готовский М.А., Суслов В.А. Теплообмен в технологических установках – СПб.: Изд-во Политехн. ун-та, 2017. – 420 с.
2. Ягов В.В. Теплообмен в однофазных средах и при фазовых превращениях: учеб. пособие для вузов – М.: Издательский дом МЭИ, 2014. – 542 с.
3. Готовский М.А., Суслов В.А. Теплообмен в технологических установках ЦБП: учеб. пособие: СПб. ГТУРП, 2013. Часть 3. - 120 с.