

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

**«САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ
РАСТИТЕЛЬНЫХ ПОЛИМЕРОВ»**

—

М.А. Готовский, В.А. Суслов

Тепломассообмен в технологических установках ЦБП

Учебное пособие

Часть 4

**Санкт-Петербург
2013**

УДК 621.184.64 (075)
ББК 31.31я 7
С 904

Готовский М.А., Суслов В.А. Теплообмен в технологических установках ЦБП: учеб. пособие / СПб ГТУ РП. СПб., 2013. Часть 4. - 85 с.: ил. 53.- ISBN 978-5-91646-057-5

Четвертая часть учебного пособия посвящена вопросам гидродинамики неньютоновских жидкостей, теплового излучения и основам расчета теплообменных аппаратов. Учебное пособие содержит основные понятия, определения и расчетные уравнения по теплопроводности, теплоотдаче, тепломассообмену, тепловому излучению, включает классификацию, тепловой и гидродинамический расчет теплообменных аппаратов.

Пособие подготовлено в соответствии с требованиями государственных образовательных стандартов и может быть использовано для расширения знаний студентов – теплоэнергетиков бакалавров и магистров по направлению 140100 «Теплоэнергетика».

Рецензенты: и.о. зав. кафедрой атомных станций и промтеплоэнергетики СПбГПУ, д-р техн. наук, профессор В.В. Сергеев; профессор кафедры атомных станций и промтеплоэнергетики СПб ГПУ, д-р техн. наук Г.П. Поршнеv; профессор кафедры процессов и аппаратов химической технологии СПб ГТУ РП, д-р техн. наук В.С. Куров

Рекомендовано к изданию Редакционно-издательским советом Санкт-Петербургского государственного технологического университета растительных полимеров в качестве учебного пособия.

ISBN 978-5-91646-057-5

© Готовский М.А., Суслов В.А., 2013
© Санкт-Петербургский государственный
технологический университет растительных
полимеров, 2013

ОГЛАВЛЕНИЕ

12. Гидродинамика и теплоотдача неньютоновских жидкостей в процессе изготовления бумаги	4
12.1. Виды жидкостей с нелинейной кривой течения.....	4
12.2. Зависимость для теплоотдачи неньютоновской жидкости.....	7
13. Тепловое излучение	8
13.1. Общие понятия	8
13.2. Вектор излучения	12
13.3. Основные законы теплового излучения.....	13
13.3.1. Закон Планка.....	13
13.3.2. Закон Релея—Джинса.....	15
13.3.3. Закон Вина.....	15
13.3.4. Закон Стефана-Больцмана.....	16
13.3.5. Закон Кирхгофа.....	17
13.3.6. Закон Ламберта.....	19
13.4. Черные температуры.....	20
13.5. Уравнение переноса лучистой энергии	21
13.6. Оптическая толщина среды.....	23
13.7. Лучистый теплообмен между телами.....	23
13.8. Решение для системы нескольких серых тел.....	27
13.9. Защитные экраны.....	28
13.10. Лучеиспускание газов.....	29
13.10.1. Механизм взаимодействия газов с излучением.....	30
13.10.2. Поглощение, передача и излучение	31
13.11. Солнечная энергия.....	35
13.11.1. Распределение солнечной энергии и атмосферного излучения.....	35
13.11.2. Селективные излучатели, поглотители и передатчики	37
13.11.3. Атмосферный парниковый эффект и глобальное потепление.....	38
13.12. Сложный теплообмен	39
13.13. Примеры с решениями.....	40
14. Теплообменные аппараты	47
14.1. Классификация теплообменных аппаратов... ..	47
14.2. Тепловой расчет теплообменников рекуперативного типа.....	49
14.3. Конструктивное оформление теплообменников-рекуператоров.....	58
14.4. Пластинчатые теплообменники.....	60
14.5. Гидродинамический расчет теплообменных аппаратов.....	61
14.6. Оптимизация конструктивных параметров теплообменников.....	63
14.6.1. Общий анализ.....	63
14.6.2. Процедура оптимизации.....	67
14.6.3. Некоторые методы интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах	69
14.7. Примеры с решениями	71
Библиографический список.....	85

12. ГИДРОДИНАМИКА И ТЕПЛОТДАЧА НЕНЬЮТОНОВСКИХ ЖИДКОСТЕЙ В ПРОЦЕССЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ БУМАГИ

Ранее нами рассматривались ньютоновские жидкости с исключительно линейной кривой течения. В этом разделе предлагается ознакомиться с жидкостями, для которых линейность кривой течения нарушается. Обычно это происходит с жидкостями, имеющими достаточно сложную структуру. Часто эти жидкости называют **реологическими**. Практически все растворы, используемые в ЦБП для изготовления бумаги, относятся к этой группе жидкостей. К примеру, бумажная масса – это волокнистый полуфабрикат растительного происхождения, разбавленный водой, с добавками наполнителей и проклеивающих веществ, красителей и других компонентов для придания ей специфических технологических свойств. Бумажная масса в процессе превращения ее в бумагу, исходя из содержащегося в ней количества воды, последовательно проходит несколько реологических состояний: **вязкое, вязкопластичное, вязкопластичное упругое, пластически вязкое упругое и упруго пластическое**.

Конкретное поведение текущих жидкостей определяется **кривой течения** и режимом течения. Кривая течения может быть записана в двух вариантах:

- как связь между поперечным градиентом скорости и касательными напряжениями (s) $s = f(dw/dy)$;

- как связь между касательными напряжениями и скоростью сдвига. При этом градиент скорости dw/dy представляется в виде

$$\frac{dw}{dy} = \frac{d}{dy} \left(\frac{dx}{d\tau} \right) = \frac{d}{d\tau} \frac{dx}{dy} = \frac{d\gamma}{d\tau} = \gamma', \quad \text{где } \gamma' - \text{ скорость сдвига.}$$

Простейшей кривой течения является линейная связь между касательными напряжениями и градиентом скорости (или скоростью сдвига), которая была предложена еще Ньютоном. Жидкости, подчиняющиеся этому закону, называются **ньютоновскими**. Коэффициент пропорциональности в линейном законе Ньютона называют динамическим коэффициентом вязкости.

$$s = \mu \frac{dw}{dy} = \mu \frac{d\gamma}{d\tau}. \quad (12.1)$$

Связь между S и γ' иногда называют также **реологическим уравнением состояния**.

Отрасль гидродинамики, которая занимается такими средами, носит название **реологии** или **реодинамики**.

12.1. Виды жидкостей с нелинейной кривой течения

Реологические жидкости могут быть подразделены на несколько классов в соответствии с характером их кривой течения.

Класс 1. Жидкости с однозначной, но нелинейной связью между напряжением и скоростью сдвига - это **жидкости со структурной вязкостью**. Такие жидкости подразделяются на следующие группы:

- **Вязкопластичные (бингамовские)** тела, для которых зависимость напряжений сдвига от скорости деформации подобно ньютоновским жидкостям является линейной. Кривая течения таких жидкостей прямолинейна, но не проходит через начало координат, а отсекает от начала координат некоторый отрезок S_y . Величина S_y называется пределом текучести. Течение возможно только тогда, когда приложенные к телу напряжения превышают S_y . Вязкие свойства бингамовского тела отражает так называемый коэффициент жесткости при сдвиге $\mu_p = (S - S_y)/\gamma'$. Величина μ_p , как и ньютоновская вязкость, не зависит от напряжений и скоростей деформации.

Указанная модель является простейшей.

У реальных вязкопластичных сред величины S_y и μ_p могут постепенно снижаться с уменьшением скорости сдвига γ' . Такие жидкости называют **небингамовскими**.

- **Аномально-вязкие жидкости** с нелинейной кривой течения, проходящей через начало координат. В зависимости от хода кривой течения относительно осей S и γ' возможны два типа указанных жидкостей: **псевдопластичные**, для которых $d^2S/(d\gamma')^2 < 0$ и **дилатантные** $d^2S/(d\gamma')^2 > 0$.

Удобной характеристикой поведения таких жидкостей иногда служит так называемая кажущаяся вязкость $\mu_a = S/\gamma'$. Эта величина с ростом скорости сдвига уменьшается для псевдопластичных и возрастает для дилатантных жидкостей.

В большинстве случаев кривая течения имеет линейный участок при небольших γ' , что соответствует поведению ньютоновской жидкости. В этом диапазоне система характеризуется кажущейся вязкостью μ_0 .

Класс 2. Жидкости с меняющейся во времени связью между напряжением и скоростью сдвига – это **жидкости с нестационарным законом трения, жидкости с памятью**.

Для систем этой категории весьма существенным является фактор времени, так называемая механическая предыстория вещества, в соответствии с которой их подразделяют:

- **Тиксотропные вещества**, для которых в зависимости от продолжительности предшествовавшего деформирования эффективная вязкость по-



Рис.12.1. Некоторые виды кривых течения

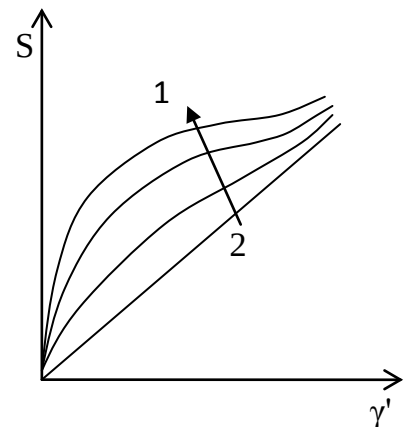


Рис.12.2. Кривые течения тиксотропного вещества: 1- после длительного стояния; 2 - после длительного сдвига

нижается. На рис.12.2 показан пример кривых течения для тиксотропного материала. Эти жидкости на различных стадиях могут походить на ньютоновские или на псевдопластичные. Кроме того, при переходе от возрастающих к убывающим скоростям сдвига может иметь место гистерезис. Тиксотропия наблюдается, например, для буровых растворов, состоящих из черных сульфитных щелоков. Они оказывают небольшое сопротивление развитому движению, а при остановках застудневают и прочно удерживают выбуренную породу, не давая ей осесть на дно скважины.

- **Реопектические вещества.** В зависимости от продолжительности предшествующего деформирования их эффективная вязкость увеличивается. Эти системы на практике встречаются редко.

Класс 3. Упруговязкие жидкости - жидкости, проявляющие частичное упругое восстановление формы после снятия напряжения.

В случае вязкой жидкости вся подведенная к ней механическая энергия диссипируется в тепло. В идеале упругие системы при их деформировании способны накапливать подведенную к ним энергию и возвращать ее после снятия напряжений. Упруговязкий материал обладает обоими этими свойствами одновременно и может проявлять как упругое восстановление, так и вязкое течение.

Существуют различные варианты линейных и нелинейных сочетаний этих свойств. Мы рассмотрим лишь простейший подход, в свое время предложенный Максвеллом, который предложил объединить закон Гука и закон Ньютона в одно реологическое уравнение состояния. В одномерном виде этот подход можно изобразить в виде уравнения

$$S + \tau_0 dS / d\tau = \mu \gamma' . \quad (12.2)$$

Создадим в максвелловской жидкости некоторую постоянную деформацию и будем сохранять ее в дальнейшем неизменной. Тогда развивающееся течение постепенно будет ослаблять приложенное напряжение и все меньшее усилие будет необходимо, чтобы сохранить образец деформированным. Для заданных условий $[S(\tau = 0) = S_0; \gamma = const; \gamma' = 0]$ решение уравнения (12.2) имеет вид

$$S = S_0 \exp(-\tau/\tau_0) . \quad (12.3)$$

Через определенный промежуток времени $\tau_0 = \mu/G$ (G - модуль сдвига) напряжение упадет в e раз. Период релаксации τ_0 характеризует время, необходимое для структурных перегруппировок под действием внешнего силового поля. У ньютоновских жидкостей при очень быстрых нагружениях также проявляются упругие свойства (например, падение на воду).

При чисто сдвиговом деформировании, в упруговязких материалах кроме касательных напряжений возникают также нормальные усилия, перпендикулярные линиям тока. Например, при выходе из капилляра резинового клея, струя утолщается, а не сжимается.

Наиболее простой пример течения можно получить для бингамовской жидкости. Поскольку максимальное касательное напряжение имеет место на стенке текучести начнет проявляться в слое, прилегающем к стенке, в то время как в ядре потока среда остается недеформируемой. Профиль скорости

в этом случае имеет вид, показанный на рис. 12.3. В ядре потока скорость неизменна и сдвиг отсутствует.

Для жидкостей со структурной вязкостью, как было показано С.С. Кутателадзе и его сотрудниками, кривую течения удобнее представлять в координатах $\varphi - S$, где $\varphi = \mu^{-1}$ -текучесть. То есть $\varphi = \gamma/S$. Качественная форма связи между φ и S показана на рис.12.4 для псевдопластической жидкости.

Действительно, для псевдопластической жидкости, как можно увидеть из рис.12.1 текучесть должна расти с убывающей скоростью. Чтобы яснее представить себе смысл кривой на рис.12.4, покажем, как в принятой системе переменных выглядит бингамовская жидкость, если принять $S_1 = S_y$. Сравнивая модель Кутателадзе и Бингама, видим, что разница состоит в наличии участка постоянной текучести φ_0 , которая возникает скачком. Что касается второго предельного значения текучести φ_∞ , то выход на него по формуле Бингама имеет гиперболический характер, а по Кутателадзе - экспоненциальный или степенной (практически используется экспоненциальный). Аналогичные зависимости предлагаются и для дилатантной жидкости. При этом $\varphi_0 > \varphi_\infty$.

Если аппроксимировать кривые течения на рис.12.1 для псевдопластических и дилатантных жидкостей степенными формулами, то получим семейство **степенных** жидкостей. Решения задач для этих сред при показателе степени $n = 1$ переходят в решения для ньютоновской жидкости.

12.2. Зависимость для теплоотдачи неньютоновской жидкости

Рассмотрим теплоотдачу при ламинарном течении жидкости с линейным законом текучести. Поскольку для жидкостей со структурной вязкостью условное число Прандтля, как правило, много больше единицы, то тепловой пограничный слой будет достаточно тонким. Тогда распределение скорости вблизи стенки можно представить линейной функцией.

В результате интегрирования уравнения конвективного теплообмена получаем зависимость для рассматриваемой нелинейной жидкости в сле-

$$\overline{Nu} = 1,61(\chi \cdot Pe \frac{D}{L})^{1/3}, \quad (12.4)$$

где $\chi = \frac{1 + \theta \cdot S_{cm} / \varphi_0}{1 + 0,8\theta \cdot S_{cm} / \varphi_0}$; θ - параметр, характеризующий отклонение от линейного закона текучести; сомножитель $\chi = 1$ при $\theta = 0$; параметр $\theta \cdot S_{cm} / \varphi_0$ может меняться от 0 до 100.

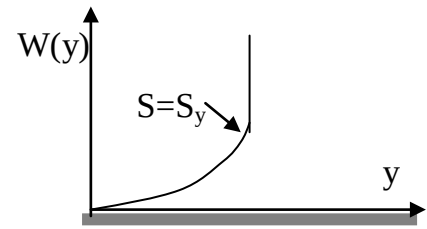


Рис.12.3. Течение бингамовской жидкости

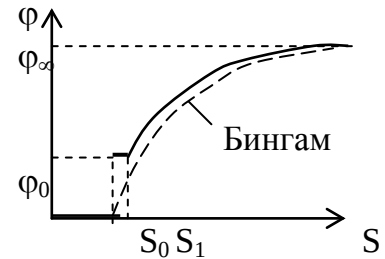


Рис.12.4. Связь φ и S

13. ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

13.1. Общие понятия

Процессы лучистого теплообмена широко распространены в теплотехнике: ядерной энергетике, ракетной технике, металлургии, сушильной технике, химической технологии, светотехнике, гелиотехнике и др.

Тепловое излучение – двойственный процесс распространения внутренней энергии излучающего тела как электромагнитными волнами так и фотонами. При поглощении электромагнитных волн другими телами они вновь превращаются в энергию теплового движения молекул. Возбудителями электромагнитных волн являются электроны и ионы, входящие в состав вещества. При этом колебания ионов соответствуют излучению низкой частоты. Излучение, обусловленное движением электронов, может иметь высокую частоту, поскольку они входят в состав атомов и молекул и удерживаются около своего равновесия значительными силами. В металлах свободные электроны движутся и при этом испытывают нерегулярное торможение. Вследствие этого излучение металлов приобретает характер импульсов и имеет волны различной частоты, в том числе волны низкой частоты.

Квантовое или фотонное излучение характерно при испускании и поглощении веществами лучистой энергии не непрерывно, а отдельными порциями — 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 мкм. 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

$$\lambda \cdot \nu = c. \quad (13.1)$$

Диапазон волн теплового излучения представлен в табл. 13.1.

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

$$\varepsilon = h \cdot \nu. \quad (13.2)$$

В формулах (13.1) и (13.2) $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – скорость света в вакууме; $h = 6,6252 \cdot 10^{-34} \text{ Дж/с}$ – постоянная Планка.

Таблица 13.1

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
Далекое инфракрасное излучение	5,6 - 1000	550 - 270
Миллиметровые волны	1000 - 10000	

Это свойство микроскопических объектов называется **дуализмом**.

Микрочастица может рассматриваться и как волна. Отличие квантов от микрочастиц состоит в отсутствии **массы покоя**.

Распределение энергии по длинам волн (или частотам) связано с уровнем температуры и физической структурой. Существует некоторое распределение 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.13.1.

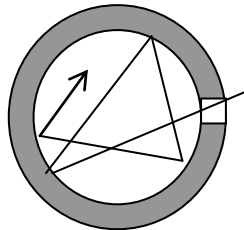


Рис. 13.1. Модель абсолютно черного тела

Количество энергии, излучаемое единицей поверхности в единицу времени по всевозможным направлениям полупространства и соответствующее интервалу длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется **потокм 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 $E = \frac{dQ}{dF}$** , (13.3) где dQ - лучистый поток с элементарной площадки dF , Вт.

Лучистый поток со всей поверхности равен сумме потоков от элементарных площадок $Q = \int E dF$. При одинаковом потоке интегрального излучения от всех элементов поверхности тела $Q = E \cdot F$.

Отношение плотности лучистого потока, излучаемого в бесконечно малом интервале длин волн, к величине этого интервала волн называется **спектральной плотностью потока излучения** $E_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}$. (13.4)

Плотность потока излучения, как правило, меняется по направлениям излучения (рис. 13.2). 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**.

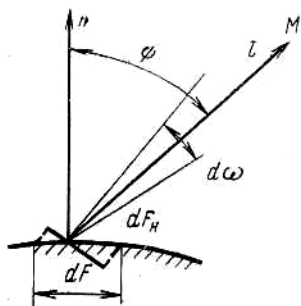


Рис. 13.2. Яркость излучения

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.

$$I_\lambda = \frac{d^2 Q_{\varphi,\lambda}}{dF_n \cdot d\omega} = \frac{d^2 Q_{\varphi,\lambda}}{dF \cdot d\omega \cdot \cos \varphi} = \frac{I_{\varphi,\lambda}}{\cos \varphi}, \quad \frac{Вт}{ср \cdot м^2}, \quad (13.5)$$

$$I = \frac{d^2 Q_\varphi}{dF_n \cdot d\omega} = \frac{d^2 Q_\varphi}{dF \cdot d\omega \cdot \cos \varphi} = \frac{I_\varphi}{\cos \varphi}, \quad \frac{Вт}{ср \cdot м^3}, \quad (13.6)$$

где I_λ и I — интенсивности (яркости) спектрального и интегрального излучений соответственно; φ — угол, составленный нормалью к площадке и направлением 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.13.3).

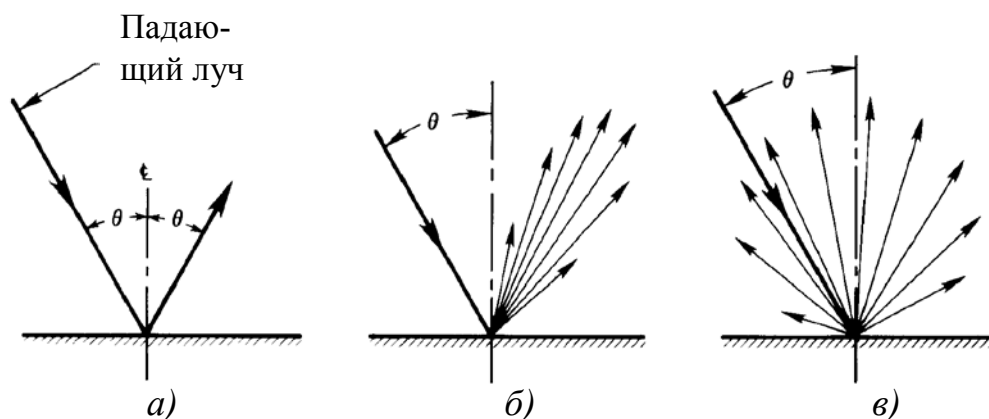


Рис.13.3. Зеркальное и диффузное отражение падающего излучения: а) - зеркальное отражение падающего луча; б) - промежуточное отражение между диффузным и зеркальным отражением; в) - диффузное отражение падающего потока, направление которого не зависит от угла

Энергия, излучаемая нечерной поверхностью вместе с частью падающей энергии, которая отражается поверхностью, может покидать тело диффузно или зеркально, как это показано на рис.13.3. Эта энергия может также излучаться или отражаться некоторым промежуточным способом. Видимый свет отражается от гладкой поверхности зеркально как бильярдный шар, например, отражается от края стола. Когда отражение или излучение являются диффузными, то нет преимущественного направления для уходящих лучей. Излучение абсолютно черного тела всегда диффузно.

Характер излучения или отражения поверхности обычно меняется с длиной волны излучения. Если учитывать как направление, так и спектральные характеристики, то указанные свойства зависят от длины волны, температуры и углов падения и отражения. Примем, 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** $E_{эф} = E + E_{отр} = E + R \cdot E_{над}$. (13.7)

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 **потокom результирующего излучения**, которое представляет собой разность между лучистым потоком, получаемым данным телом и лучистым потоком, который оно посылает в окружающее его пространство $q_{рез} = E_{эф} - E_{над}$. (13.8)

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

Выразим из (13.8) $E_{эф} = q_{рез} + E_{над}$, (13.9)

где $E_{над} = \frac{E - q_{рез}}{A}$. (13.10)

Подставив (13.10) в (13.9), получим

$$\left. \begin{aligned} E_{эф} &= q_{рез} \left(1 - \frac{1}{A} \right) + \frac{E}{A} \\ E_{эф} &= \frac{E}{A} - \frac{R}{A} q_{рез} \end{aligned} \right\} . \quad (13.11)$$

или

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

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

13.2. 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 $\bar{q}_p$ на $d\bar{F}$

$$dQ = \bar{q}_p \cdot d\bar{F} = q_p \cdot dF \cdot \cos \varphi . \quad (13.12)$$

Результирующий поток, проходящий через площадку, равен

$$Q_{рез} = \int_F \bar{q}_p \cdot d\bar{F} = \int_F q_p \cdot \cos \varphi \cdot dF = Q_{над1} - Q_{над2} \quad (13.13)$$

$$\text{или} \quad q_{рез} = \int_{4\pi} I \cdot \cos \varphi \cdot d\omega . \quad (13.14)$$

Кроме интегральной, в случае, когда лучистый перенос определяется фотонами, вектор излучения может иметь градиентную форму:

$$\bar{q}_p = -\lambda_p \cdot \text{grad} T; \quad \lambda_p = \frac{16}{3} \frac{\sigma_0}{\alpha} T^3, \quad (13.15)$$

где λ_p – коэффициент теплопроводности излучением; σ_0 – постоянная Стефана-Больцмана.

13.3. 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 ($Q_{\text{рез}} \sim 0$).

13.3.1. Закон Планка

Для расчета лучистых потоков важно знать закон распределения энергии излучения по длинам волн при разных температурах: $E_{0\lambda} = f(\lambda; T)$, где $E_{0\lambda} = dE/d\lambda$ – спектральная интенсивность излучения черного тела. Закон изменения интенсивности излучения по длинам волн (или по частотам) для абсолютно чёрного тела был установлен М.Планком. $E_{0\lambda} = \frac{2\pi \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1}$, (13.16)

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, $^\circ\text{К}$; $E_{0\lambda}$, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мкм}) = \text{Вт}/\text{м}^3$.



Макс Планк (1858 – 1947) – выдающийся немецкий физик. Известен как творец квантовой теории. Его именем названа основная постоянная этой теории – постоянная Планка. Однако, исходной работой, которая привела М. Планка к понятию кванта был именно вывод формулы, описывающей кривую излучения абсолютно черного тела. Известны также его работы по термодинамике и ее приложений к физической химии и электрохимии. Важным его достижением был вывод уравнения, носящего сейчас название уравнения Фоккера-Планка, для описания поведения броуновских частиц. Он получил Нобелевскую премию в 1919 г. с формулировкой «в знак признания его заслуг в деле развития физики благодаря открытию квантов энергии»

Рис. 13.4. Макс Планк

Учитывая формулу (13.1), вместо длины волны можно использовать связанную с ней частоту $\nu = c/\lambda$. Тогда

$$E_{0\nu} = \frac{8\pi \cdot \nu^2}{c^3} \frac{h \cdot \nu}{[\exp(\frac{h \cdot \nu}{k \cdot T}) - 1]} . \quad (13.17)$$

В знаменателе формулы (13.7) под знаком экспоненты стоит отношение энергии кванта излучения $h \cdot \nu$, введенного Планком, и масштаба энергии теплового движения $k \cdot T$.

История вывода формулы (13.7) достаточно интересна. В последнем десятилетии 19 века эксперименты с черным телом показали, что кривая зависимости энергии (яркости) от частоты или длины волны имеет следующий вид. При низких частотах (больших длинах волн) она прижимается к оси частот, затем на некоторой промежуточной частоте достигает максимума, а затем при более высоких частотах (коротких длинах волн) спадает. При повышении температуры кривая сохраняет свою форму, но максимум сдвигается в сторону более высоких частот. Были установлены эмпирические соотношения между температурой и частотой пика на кривой излучения черного тела (закон смещения Вина,) и между температурой и всей излученной энергией (закон Стефана - Больцмана). Однако никому не удавалось вывести кривую излучения черного тела из основных принципов, известных в то время. Вину удалось получить полуэмпирическую формулу, которую можно было подогнать так, что она хорошо описывала кривую при высоких частотах, но неверно передавала ее ход при низких частотах. Английские физики Рэлей и Джинс применили принцип равного распределения энергии по частотам колебаний осцилляторов, заключенных в пространстве черного тела, и пришли к другой формуле. Эта формула хорошо воспроизводила кривую излучения черного тела при низких частотах, но расходилась с ней на высоких частотах.

Под влиянием теории электромагнитной природы света Максвелла (опубликованной в 1873 г. и подтвержденной экспериментально Герцем в 1887 г.) Планк подошел к проблеме черного тела с точки зрения распределения энергии между элементарными электрическими осцилляторами, физическая форма которых никак не конкретизируется. В 1900 г., после продолжительных и настойчивых попыток создать теорию, которая удовлетворительно объясняла бы экспериментальные данные, ему удалось вывести формулу, которая, как обнаружили физики-экспериментаторы из Государственного физико-технического института, согласовывалась с результатами измерений с замечательной точностью. Законы Вина и Стефана - Больцмана также следовали из формулы Планка. Однако для вывода своей формулы ему пришлось ввести радикальное понятие, идущее вразрез со всеми установленными принципами. Энергия планковских осцилляторов изменяется не непрерывно, как следовало бы из традиционной физики, а может принимать только дискретные значения, увеличивающиеся (или уменьшающиеся) конечными шагами. При этом, каждый шаг энергетически равен некоторой постоянной, называемой постоянной Планка, умноженной на частоту. Дискретные порции энергии впоследствии получили название квантов. Введенная Планком гипотеза ознаменовала рождение квантовой теории, совершившей подлинную революцию в физике.

Начиная с XVII века, в науке шла борьба между двумя физическими моделями светового излучения – корпускулярной, которую развивал Ньютон

и волновой, которую мы связываем с Гюйгенсом. Эта борьба шла с переменным успехом практически до конца 19 века. Казалось бы, теория электромагнитных волн, нашедшая свое математическое выражение в уравнениях Максвелла, ознаменовала победу волновой теории. Но безуспешные попытки получить кривую излучения абсолютно черного тела, о которых говорилось выше, показали, что вопрос нельзя считать решенным. Появление формулы Планка с его «квантами энергии» было первым шагом в установлении двойственной природы излучения, которое в зависимости от условий может проявлять и волновые и корпускулярные свойства. Позже было показано, что эта двойственность присуща и элементарным частицам, каждой из которых соответствует так называемая волна де-Бройля.

13.3.2. Закон Релея—Джинса

Закон Планка имеет два предельных случая. К одному из них относится случай, когда произведение $\lambda \cdot T$ велико по сравнению с постоянной c_2 . В этом случае можно ограничиться двумя слагаемыми разложения экспоненциальной функции (13.16) в ряд по степеням $c_2/\lambda \cdot T$:

$$e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} = 1 + \frac{1}{1!} \left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T} \right) + \frac{1}{2!} \left(\frac{c_2}{\lambda \cdot T} \right)^2 + \dots$$

Пренебрегая членами ряда высшего порядка вместо (13.16), получаем соотношение, выражающее закон Релея—Джинса

$$E_{0\lambda} = \frac{2C_1 \cdot \pi \cdot T}{C_2 \cdot \lambda^4} . \quad (13.18)$$

13.3.3. Закон Вина

Закон смещения Вина, о котором уже упоминалось выше, устанавливает связь между температурой излучения T и длиной волны $\lambda_{\max}$, которой соответствует максимум на кривой излучения.

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2,9 \text{ [мм} \cdot \text{K]}. \quad (13.19)$$

С повышением температуры максимум излучения смещается в сторону более коротких волн, что соответствует росту энергии излучения (рис. 13.5).

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

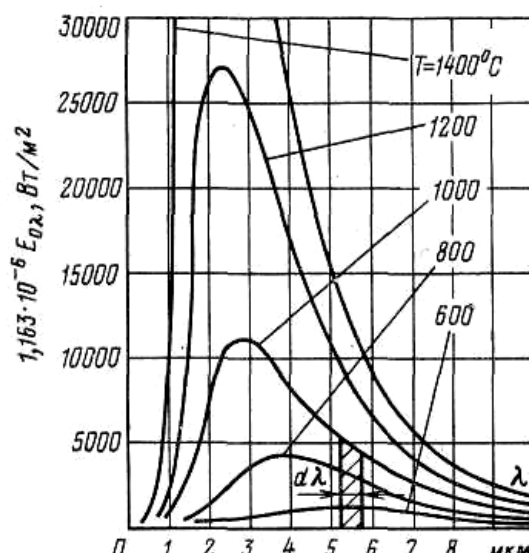


Рис. 13.5. Зависимость интенсивности излучения от длины волны

Закон смещения Вина (13.19) позволяет привести закон Планка (13.16) к безразмерному виду: $\frac{E_{0\lambda}}{(E_{0\lambda})_{\max}} = f\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\max}}\right)$. (13.20)

При этом закон Планка графически выразится не рядом изотерм, как показано на рис. 13.5, а единой кривой, справедливой для любых длин волн и температур тела (рис. 13.6).

Максимум соответствует значениям

$$\frac{E_{0\lambda}}{(E_{0\lambda})_{\max}} = 1 \text{ и } \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\max}}\right) = 1.$$

13.3.4. 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 м² абсолютно чёрного тела, может быть вычислено с помощью формулы Планка и равно

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} \cdot d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{c_1 \cdot d\lambda}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda \cdot T}} - 1 \right)} = \frac{6,494 \cdot c_1}{c_2^4} \cdot T^4 = \sigma_0 \cdot T^4, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right], \quad (13.21)$$

где $\sigma_0 = 5.67 \cdot 10^{-8}$, [Вт/м²·К⁴] - константа излучения абсолютно чёрного тела.

Для удобства практических расчётов последняя зависимость представляется в виде $E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4$, где $C_0 = 5,67$, [Вт/м²·К⁴] - излучательная способность абсолютно чёрного тела. Этот закон был установлен еще до появления формулы Планка, причем как экспериментальным, так и теоретическим путем с помощью уравнений термодинамики, если использовать понятие светового давления. Термодинамический вывод уравнения принадлежит Больцману, который выполнил его задолго до опытов П. Лебедева, экспериментально подтвердившего наличие давления света.

Энергия излучения пропорциональна четвёртой степени абсолютной температуры. Этот закон может быть также применен к серым телам, для ко-

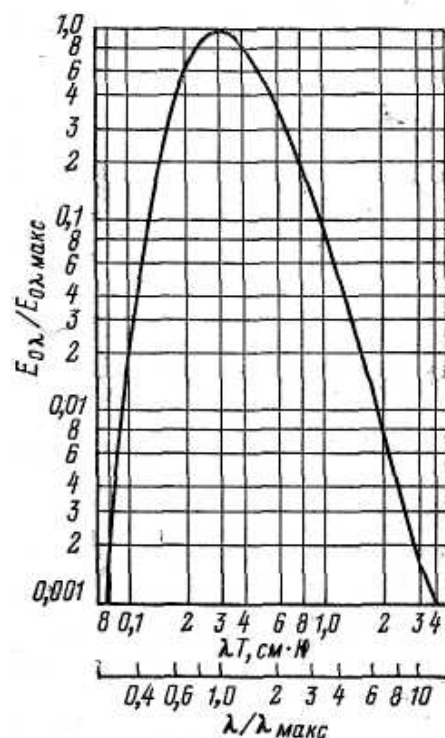


Рис. 13.6. Графическая зависимость закона Планка в безразмерной форме

торых 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/м²·К⁴] - излучательная способность серого тела.



Рис. 13.7. Л. Больцман

Людвиг Больцман (1844 – 1906) австрийский физик. Один из основоположников статистической физики и физической кинетики. Его работы по кинетической теории газов и статистическому обоснованию термодинамики имеют наибольшее значение. Он обобщил полученный Максвеллом закон распределения скоростей газовых молекул на газы, находящиеся во внешнем силовом поле, и установил формулу «больцмановского распределения». Он вывел, применяя статистические методы к кинетической теории идеальных газов, кинетическое уравнение, являющееся основой физической кинетики и носящее его имя. Важнейшая заслуга Больцмана — статистическая трактовка второго начала термодинамики. Больцман связал энтропию S с вероятностью W : $S = k \cdot l \cdot n \cdot W$. Универсальная постоянная k названа в его честь постоянной Больцмана. В 1884 г. Больцман теоретически вывел закон излучения чёрного тела, ранее установленный Й. Стефаном экспериментально.

Для различных серых тел C - различно. Его значение определяется природой тела и состоянием поверхности $C = 1 - 5,67$; степенью черноты тела: $\varepsilon = C/C_0 = E/E_0$. Следовательно, для серого тела

$$E = \varepsilon \cdot 5,67 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (13.22)$$

Степень черноты серых тел может считаться постоянной в достаточно широком интервале температур.

13.3.5. 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. Рассмотрим две поверхности, одна из которых серая, другая - абсолютно чёрная (рис. 13.8). Расположены они параллельно и на таком расстоянии, что излучение каждой из них обязательно попадает на другую. 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

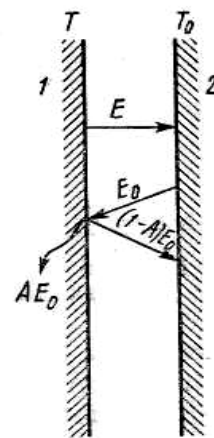


Рис.13.8. Лучистый теплообмен между телами

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 падает 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

$$E_{рез} = q = E - AE_0, \quad \left[\frac{Bm}{m^2} \right]. \quad (13.23)$$



Рис. 13.9. Г. Кирхгоф

Густав Роберт Кирхгоф (1824 -1887) немецкий физик (рис. 13.9). В 1857 г. Кирхгоф опубликовал статью о распространении переменного тока по проводам, результаты которой во многом предвосхищали идеи, касающиеся электромагнитного поля. В 1859 г. Кирхгоф занялся анализом связи между процессами испускания и поглощения света. Совместно с Бунзеном создали спектральный анализ и задел к открытию новых элементов – рубидия и цезия. В этом же году он сделал сообщение об открытии закона теплового излучения, согласно которому отношение испускательной способности тела к поглощательной одинаково для всех тел при одной и той же температуре (закон Кирхгофа). В 1862 г. он ввел понятие «абсолютно чёрного тела» и предложил его модель – полость с небольшим отверстием. Разработка проблемы излучения «абсолютно черного тела» в конечном счёте привела к созданию квантовой теории излучения.

Лучистый обмен между поверхностями происходит и при $T = T_0$. В этом случае система находится в подвижном тепловом равновесии и $q = 0$. Тогда из (13.21) получаем $E = A \cdot E_0$ или $E/A = E_0$. (13.24)

Полученное соотношение (13.24) можно распространить на любые тела. Тогда $E_1/A_1 = E_2/A_2 = E_3/A_3 = \dots = E_0/A_0 = E_0 = f(T)$. (13.25)

Из (13.25) 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 (13.22), получим

$$C_1/A_1 = C_2/A_2 = C_3/A_3 = \dots = C_0. \quad (13.26)$$

Из (13.25) следует также, что лучеиспускательная способность серых тел всегда меньше при той же температуре лучеиспускательной способности аб-

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

Из сопоставления (13.26): $C_1 = A_1 \cdot C_0$; $C_2 = A_2 \cdot C_0$ и т.д., а также соотношения (13.24) с законом Стефана-Больцмана, имеем $A = \varepsilon$, т.е. поглощательная способность и степень черноты тела численно равны между собой.

Уравнение (13.25) получено для интегрального излучения. В применении к монохроматическому излучению можно записать

$$E_{1\lambda}/A_{1\lambda} = E_{2\lambda}/A_{2\lambda} = \dots = E_{0\lambda}/A_{0\lambda} = E_{0\lambda} = f(T, \lambda). \quad (13.27)$$

13.3.6. Закон Ламберта

Закон Стефана-Больцмана определяет суммарное количество энергии, излучаемое телом по всем направлениям. Каждое направление определяется углом θ , 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. 13.10). По остальным направлениям оно меньше, равно E_θ и определяется по формуле

$$E_\theta = E_n \cdot \cos \theta,$$

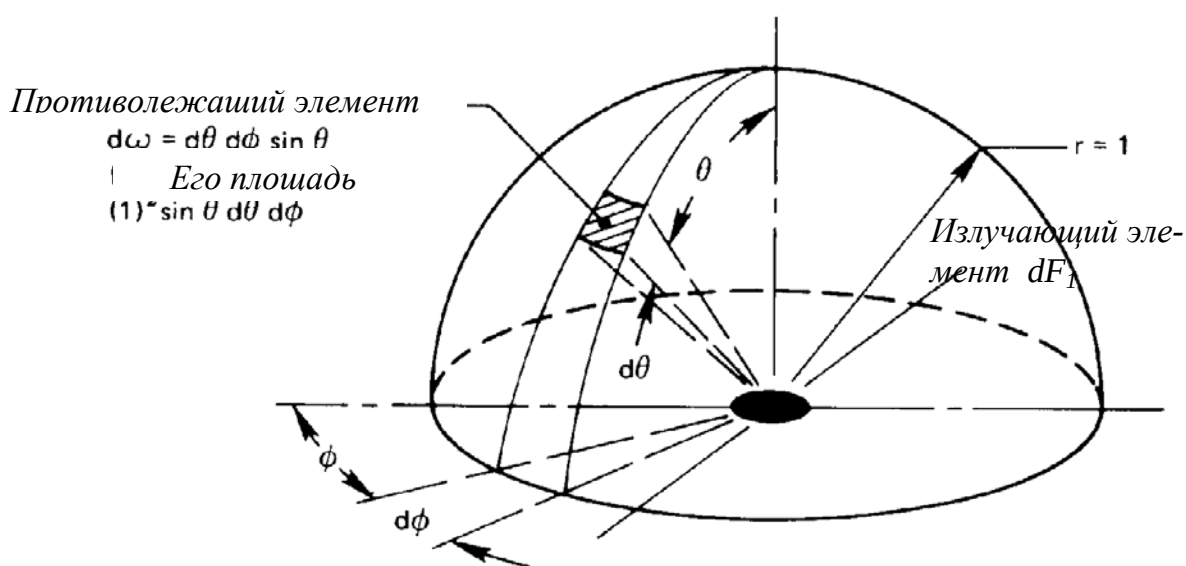


Рис. 13.10. Излучение поверхностью тела в полусферу

где θ — угол между направлением излучения и нормалью. Закон Ламберта относится к диффузному излучению. Из закона Ламберта можно сделать важные выводы. Для этого 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

$$dQ_\theta = E_n \cdot d\omega \cdot \cos \theta \cdot dF_1, \quad (13.28)$$

где dQ_θ - энергия излучения по нормали к dF_1 . В уравнении (13.28) неизвестно E_n . Для его определения необходимо уравнение (13.28) проинтегрировать по поверхности полусферы единичного радиуса, лежащей над плоскостью dF_1 , и полученное выражение сопоставить с уравнением Стефана-Больцмана. Дифференциал телесного угла $d\omega = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\phi$, где ϕ - полярный угол (единицей измерения телесного угла является **стерадиан**, численно равный единице – единичной площади на сферической поверхности единичного радиуса):

$$dQ = E_n dF \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos\theta \sin\theta d\theta = E_n \pi dF .$$

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

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

$$dQ_\varphi = \frac{\varepsilon}{\pi} C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 d\omega \cdot \cos\theta \cdot dF_1 . \quad (13.29)$$

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.

13.4. 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 $T = T_p \sqrt[4]{\frac{1}{\varepsilon}}$. (13.30)

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)

$$\frac{1}{T_u} - \frac{1}{T} = \frac{\ln \varepsilon_{\lambda_1} / \varepsilon_{\lambda_2}}{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)} .$$

При сопоставлении яркостей черная температура носит название **яркостной температуры** $T_{\text{я}}$

$$\frac{1}{T} - \frac{1}{T_{\text{я}}} = \frac{\lambda}{C_2} \ln \varepsilon_{\lambda} . \quad (13.31)$$

13.5. 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, излучения 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 $I_{\lambda, \ell=0}$ сплошного спектра является заданной величиной. Требуется определить 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 $d\ell$ $dI_{\lambda, \ell} = -\alpha_{\lambda} I_{\lambda, \ell} d\ell$, (13.32) где α_{λ} - спектральная поглощательная способность среды. Согласно (13.32) она характеризует относительное изменение интенсивности излучения на единицу длины луча.

Выражение (13.32) является основным законом переноса энергии в поглощающей среде. Его можно представить в виде

$$\frac{dI_{\lambda, \ell}}{I_{\lambda, \ell}} = -\alpha_{\lambda} d\ell . \quad (13.33)$$

После интегрирования уравнения (13.33), полагая, что при $\ell = 0$, $I_{\lambda, \ell} = I_{\lambda, \ell=0}$ (заданная величина), получаем:

$$I_{\lambda, \ell} = I_{\lambda, \ell=0} e^{-\int_0^{\ell} \alpha_{\lambda} d\ell} . \quad (13.34)$$

Зависимость (13.34) 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:

$$A_\lambda = \frac{I_{\lambda, \ell=0} - I_{\lambda, \ell}}{I_{\lambda, \ell=0}} = 1 - e^{-\int_0^\ell \alpha_\lambda d\ell}. \quad (13.35)$$

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:

$$L_\lambda = \alpha_\lambda \cdot \ell, \quad (13.36)$$

где ℓ — полная толщина слоя среды.

Тогда зависимость (13.34), выражающая ослабление интенсивности излучения в поглощающей среде, принимает вид:

$$I_{\lambda, \ell} = I_{\lambda, \ell=0} e^{-L_\lambda}. \quad (13.37)$$

Уравнение (13.37) носит название **закона Бугера**.

Коэффициент поглощения среды можно представить вместо (13.35) соотношением

$$A_\lambda = 1 - e^{-L_\lambda}. \quad (13.38)$$

В условиях термодинамического равновесия на основании закона Кирхгофа спектральный коэффициент поглощения вещества равен коэффициенту теплового излучения

$$A_\lambda = 1 - e^{-L_\lambda} = \varepsilon_\lambda. \quad (13.39)$$

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.

При прохождении тепловых лучей в поглощающей среде поглощенная энергия переходит в теплоту и снова излучается средой. Интенсивность среды вдоль луча будет уменьшаться вследствие поглощения, но и увеличиваться за счет собственного излучения. Тогда вместо зависимости (13.32) уравнение переноса примет вид

$$dI = (I_0 - I_\ell) A_\lambda d\ell. \quad (13.40)$$

Средние интегральные значения для коэффициентов поглощения и теплового излучения среды имеют следующий вид

$$A = \frac{1}{\sigma \cdot T_c^4} \int_0^\infty E_{0,c} A_c \cdot d\lambda; \quad \varepsilon = \frac{1}{\sigma \cdot T^4} \int_0^\infty E_{0,\lambda} A_\lambda \cdot d\lambda. \quad (13.41)$$

13.6. 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 l/A_λ подразумевается длина свободного пробега фотонов.

При $L_\lambda < 1$ перенос энергии излучения в среде аналогичен диффузионному переносу. Такой режим переноса энергии излучения называется режимом пренебрежимо малого самопоглощения.

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.

13.7. Лучистый теплообмен между телами

Если тело расположено обособленно от других, то в этом случае количество энергии, теряемое телом в окружающую среду, может быть найдено 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/м²] – падающее извне на тело эффективное излучение окружающих тел. Оно может быть определено путем измерения при помощи специальных приборов: радиометров или актинометров.

Рассмотрим достаточно простой случай обмена лучистой энергией, который позволяет без особых затруднений получить решение – теплообмен между двумя бесконечными параллельными плоскими поверхностями. В данном случае систему можно считать замкнутой, поскольку излучение с каждой из поверхностей полностью попадает на другую. Вместо величин A_i мы используем равные им величины коэффициентов черноты ε_i . В результате получим систему линейных уравнений

$$\left. \begin{aligned} E_{1\text{эф}} &= \varepsilon_1 \cdot E_{01} + (1 - \varepsilon_1) E_{2\text{эф}} \\ E_{2\text{эф}} &= \varepsilon_2 \cdot E_{02} + (1 - \varepsilon_2) E_{1\text{эф}} \end{aligned} \right\}, \quad (13.42)$$

где E_{01} – лучистый поток абсолютно черного тела

Решая эту систему, находим

$$\begin{aligned} E_{1\text{эф}} &= \frac{\varepsilon_1 \cdot E_{01} + \varepsilon_2 \cdot E_{02} - \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot E_{02}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2} \\ E_{2\text{эф}} &= \frac{\varepsilon_1 \cdot E_{01} + \varepsilon_2 \cdot E_{02} - \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot E_{01}}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2} \end{aligned} .$$

Результирующий поток между поверхностями равен

$$q_{1-2} = E_{1\phi 1} - E_{2\phi} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 (E_{01} - E_{02})}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} \quad \text{или}$$

$$q_{1-2} = \frac{E_{01} - E_{02}}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1} . \quad (13.43)$$

Формула (13.43) носит название формулы Христиансена

Согласно закону Стефана-Больцмана

$$E_{01} = C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \quad \text{и} \quad E_{02} = C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 .$$

Подставляя эти значения в (13.29), получим

$$q_{1,2} = \varepsilon_n \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (13.44)$$

где $\varepsilon_n = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + 1/\varepsilon_2 - 1}$ – **приведенный коэффициент черноты системы.**

Описанным методом также может быть решена задача лучистого теплообмена между двумя поверхностями в замкнутом пространстве (рис. 13.11), когда одна из поверхностей (F_2) охватывает другую (F_1). Окончательная расчетная формула имеет следующей вид:

$$Q_{1,2} = \varepsilon_n \cdot C_0 \cdot F_2 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{12} , \quad (13.45)$$

где приведенный коэффициент черноты системы $\varepsilon_n = \frac{1}{1/\varepsilon_1 + F_1/F_2 \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$;

в качестве расчетной поверхности принимается меньшая из поверхностей; φ_{12} – угловой коэффициент – чисто геометрический параметр, определяемый формой поверхностей, их размерами, взаимным расположением и расстоянием между ними.

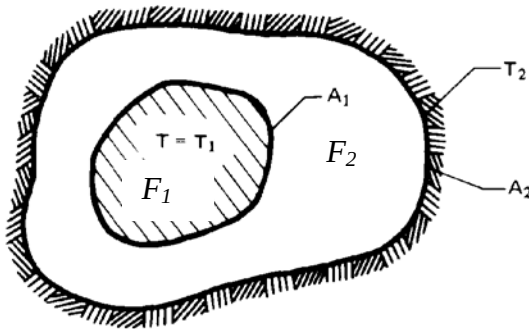


Рис.13.11. Поверхность F_1 , охваченная поверхностью F_2

Для рассмотренных здесь двух простых случаев величины угловых коэффициентов очевидны. В первом $\varphi_{1,2} = 1$, а во втором - $\varphi_{1,2} = F_1/F_2$. Для более сложных случаев эта величина берется по справочной литературе.

В общем виде φ_{ik} определяется следующим образом

$$\varphi_{ik} = Q_{ik}/Q_i, \quad (13.46)$$

где Q_{ik} – поток, посылаемый черным телом i на черное тело k , а Q_i – полный поток с поверхности черного тела i .

Если использовать понятие плотности лучистого потока, то можно ввести так называемую взаимную поверхность тел i и k . Она определяется как

$$F_{i,k} = Q_{i,k}/E_i. \quad (13.47)$$

Связь между угловыми коэффициентами, взаимными поверхностями и поверхностями выражается следующим образом:

$$\varphi_{ik}F_i = F_{ik}, \quad (13.48)$$

где F_i – поверхность излучающего тела i .

В состоянии равновесия при равных температурах поверхностей $Q_{ik} = Q_{ki}$ и $F_{ik} = F_{ki}$. Отсюда следует соотношение взаимности поверхностей $\varphi_{ik}F_i = \varphi_{ki}F_k$. (13.49)

Для расчета взаимных поверхностей имеется также достаточно простой алгебраический метод, предложенный Г.Л. Поляком [1]. Для серых тел можно использовать так называемый зональный метод. В общем виде этот метод является довольно громоздким, но для системы двух тел имеет достаточно простой вид. При этом для расчета потоков коэффициенты облученности φ_{ik} заменяются так называемыми разрешающими угловыми коэффициентами Φ_{ik} , которые зависят от φ_{ik} и степеней черноты $\varepsilon_1, \varepsilon_2$. Результирующая зависимость для плотности излучения имеет вид

$$E_i = \varepsilon_i \sigma_0 \sum_{k=1}^n \varepsilon_k (T_k^4 - T_i^4) \Phi_{ik} \quad (13.50)$$

Для определения φ_{ik} и Φ_{ik} можно также пользоваться справочной литературой. При $\varepsilon_k = 1$ уравнение (13.47) принимает вид

$$E_i = \sigma_0 \sum_{k=1}^n (T_k^4 - T_i^4) \varphi_{ik}. \quad (13.51)$$

Расчет разрешающих коэффициентов для радиационного теплообмена серых тел является довольно громоздким даже при известных коэффициентах облученности φ_{ik} . Мы здесь рассмотрим довольно простой и оригинальный метод электрической аналогии, предложенный в свое время Оппенхеймом [1].

Введем две величины: H – поток лучистой энергии, падающий на тело, и

B – полный поток лучистой энергии с поверхности тела

$$B = (1-\varepsilon)H + \varepsilon E_0 \quad (13.52)$$

Определим удельный тепловой поток, покидающий поверхность, равный разности $B - H$ $Q_{net} = B - H = B - (B - \varepsilon E_0)/(1 - \varepsilon)$. (13.53)

Иначе это равенство можно переписать следующим образом

$$q_{net} = \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} E_0 - \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} B \quad (13.54)$$

или

$$q_{net} F = Q_{net} = \frac{E_0 - B}{(1-\varepsilon)/\varepsilon F} \quad (13.55)$$

Уравнение (13.55) можно рассматривать как форму закона Ома, в которой числитель $E_0 - B$ может рассматриваться как движущий потенциал для передачи энергии от поверхности через эффективное сопротивление $(1-\varepsilon)/\varepsilon F$.

Рассмотрим передачу теплоты от одного неограниченного серого тела к другому, расположенному параллельно. Лучистая энергия проходит через воображаемую поверхность, параллельную первому телу, расположенному практически вплотную к нему и показанному пунктирной линией на рис.13.12. Если серая пластина является диффузной, то ее излучение имеет то же самое геометрическое распределение, что и для черного тела. Таким образом, мы можем рассматривать излучение, покидающее воображаемую поверхность как излучение черного тела, направленное к воображаемой поверхности у другой пластины. Следовательно, мы можем записать

$$Q_{net} = F_1 \cdot \varphi_{12} (B_1 - B_2) = (B_1 - B_2) / [1/(F_1 \cdot \varphi_{12})] \quad (13.56)$$

где $B_1 - B_2$ может быть названо движущим потенциалом, соответствующим геометрическому сопротивлению, а $1/(F_1 \cdot \varphi_{12})$ – само указанное сопротивление. Очевидно, что при таком подходе нет необходимости ограничиваться лишь рассмотрением плоских тел.

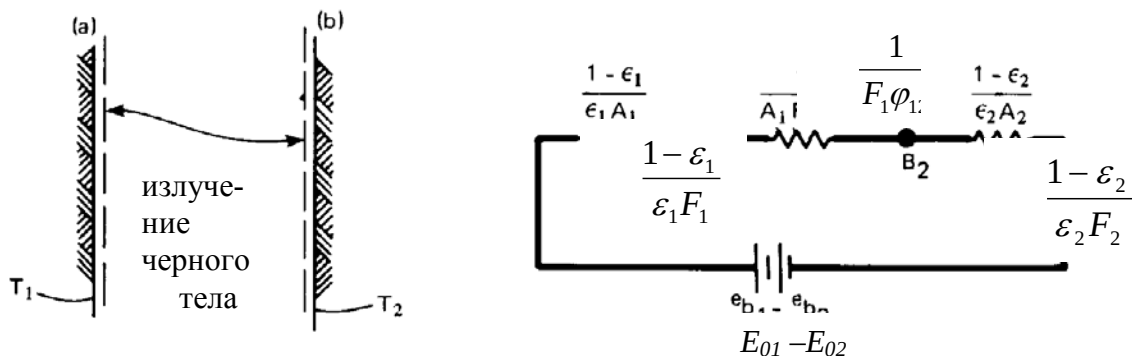


Рис.13.12. Электрическая аналогия для лучистого теплообмена двух серых тел

Итак, когда два серых тела обмениваются теплотой путем излучения, мы рассматриваем два поверхностных сопротивления около каждой поверхно-

сти и геометрическое сопротивление, связанное с конфигурацией тел. Электрическая цепь на рис.13.10 выражает указанную аналогию. Учитывая, что $E_0 = \sigma_0 T^4$, а $E_i = \epsilon_i \sigma_0$, получим

$$Q_{\text{net } 1-2} = \sigma (T^4 - T^4) / \left(\frac{1-\epsilon_1}{\epsilon_1 F_1} + \frac{1}{F_1 \phi_{12}} + \frac{1-\epsilon_2}{\epsilon_2 F_2} \right) . \quad (13.57)$$

13.8. Решение для системы нескольких серых тел

Система (рис. 13.13) может содержать любое число поверхностей, которые обмениваются потоками лучистой энергии. Для такой системы использование электрической аналогии, использованной выше, уже не дает каких либо преимуществ.

Для решения такой системы составим линейную систему для определения балансных лучистых потоков. При этом воспользуемся следующими положениями:

- каждая поверхность является диффузной, серой и непроницаемой;
- температура и балансные лучистые потоки, а также радиационные свойства каждого тела постоянны по его поверхности;
- взаимная поверхность F_{ij} для каждой пары тел i, j известна;
- теплопроводностью и конвекцией можно пренебречь, а среда, расположенная между телами, является прозрачной и не излучающей.

Необходимо определить тепловые потоки при известных температурах поверхностей или наоборот.

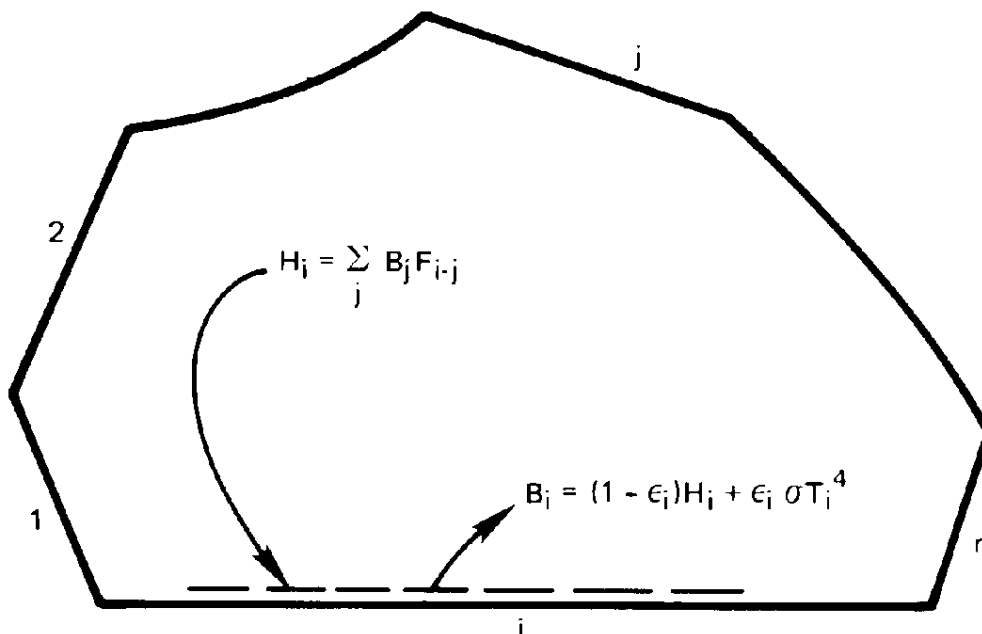


Рис.13.13. Схема к расчету лучистых потоков для системы серых тел

Для поверхности каждого из входящих в систему тел можно записать

$$q_{\text{net } i} = B_i - H_i = (\sigma T_i^4 - B_i) \epsilon_i / (1 - \epsilon_i) , \quad (13.58)$$

где
$$B_i = (1 - \varepsilon_i) H_i + \varepsilon_i \cdot \sigma T_i^4. \quad (13.59)$$

Полная энергия, попадающая на поверхность I , $F_i H_i$, является суммой энергий от всех поверхностей

$$F_i H_i = \sum_{j=1}^n F_j B_j F_{ij} = \sum_{j=1}^n B_j F_i F_{ij},$$

где в соответствие со правилом взаимности $F_i F_{ij} = F_j F_{ji}$. Тогда

$$H_i = \sum_{j=1}^n B_j F_{ij}. \quad (13.60)$$

Из уравнений (13.59), (13.60) следует

$$B_i = (1 - \varepsilon_i) \sum_{j=1}^n B_j F_{ij} + \varepsilon_i \sigma T_i^4. \quad (13.61)$$

Такие уравнения записываются для каждой поверхности $i = 1, 2, \dots, n$.

Если температуры всех поверхностей заданы, то получаем систему линейных уравнений для B_i . Определив B_i , находим затем $q_{\text{net}i}$ из (13.58).

13.9. 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. 13.14). 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 (13.44), количество теплоты, переданное 1 м^2 поверхности, определится как:

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

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

$$q_{1,3} = C_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_3}{100} \right)^4 \right], \quad (13.62)$$

и от экрана

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

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

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

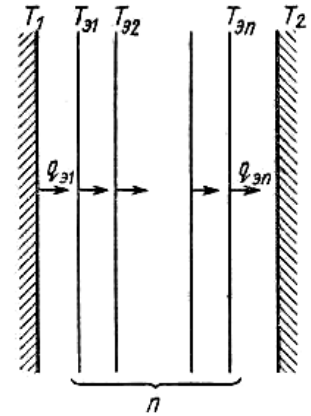


Рис. 13.14. Распространение теплоты между поверхностями через экраны

Отсюда

$$\left(\frac{T_3}{100}\right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 + \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]. \quad (13.63)$$

Подставив (13.63) в уравнение (13.62), получим

$$q_{1,3} = q_{2,3} = \frac{1}{2} C_n \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]. \quad (13.64)$$

Сопоставляя уравнения (13.49) и (13.51), 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 как угодно сильно. Однако, еще сильнее можно уменьшить тепловой поток, если степень черноты для экранов существенно меньше, чем для взаимодействующих поверхностей. В общем виде при наличии n экранов выражение для радиационного потока между поверхностями 1 и $n+2$ будет иметь вид

$$E_{1-(n+2)} = \frac{C_0(T_1^4 - T_2^4)}{\sum_{i=1}^{i=2n+2} \left(\frac{1}{A_i} - \frac{1}{2} \right)}. \quad (13.65)$$

Пусть для простоты $A_1 = A_2 = 1$. Тогда, если экраны отсутствуют, то $n = 0$ и $E_{1-2} = C_0(T_1^4 - T_2^4)$. Если между плоскостями будут установлены n экранов с $A = 0,2$. Тогда знаменатель выражения (13.65) будет равен $4,5(n+1)$. Расчет показывает, что уже для 3 экранов радиационный поток уменьшится в 18 раз.

13.10. 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. Мы 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 [2].

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.

13.10.1. Механизм взаимодействия газов с излучением

Как отмечалось, 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, то есть, отражены в различных направлениях, а другие – могут быть поглощены молекулами. Рассеяние имеет для большинства газов весьма слабое влияние, если они не содержат посторонних частиц, таких как пыль или туман. В облачной атмосфере, например, мы воспринимаем рассеяние солнечного света, который проходит через нее многокилометровый путь. Коротковолновое излучение более восприимчиво к рассеянию, чем длинноволновое в рамках процесса, который носит название **релеевского рассеяния**. Отметим, что именно рассеяние придает небу голубой оттенок.

На закате, когда солнечные лучи входят в атмосферу под малым углом, они проходят внутри нее максимальное расстояние. В результате голубое излучение рассеивается полностью до того, как свет подходит достаточно близко к поверхности земли, чтобы стать видимым. В результате мы видим лишь красные оттенки перед наступлением темноты.

Когда взвешенные в газе частицы имеют диаметр порядка длины световой волны, возникает более сложный тип рассеяния, который носит название **рассеяния Ми**. Его мы не будем здесь рассматривать.

Основное внимание уделим поглощению и излучению электромагнитных волн молекулами газа. Взаимодействие фотонов с молекулами определяется квантово-механическими эффектами. Из формул (13.1), (13.2) следует, что каждый фотон имеет энергию $h \cdot c / \lambda$. 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.

Когда молекула излучает фотон, его энергия определяется разностью энергий между верхним и нижним уровнями молекулы, между которыми осуществляется переход. Длина волны фотона определяется этой энергией.

С другой стороны, молекула поглощает только фотоны, энергия которых соответствует разрешенным значениям, которые определяются набором энергетических уровней молекулы. Часто разрешенные энергии и, соответственно, длины волн тесно группируются в так называемые **полосы поглощения**, вне которых газ практически прозрачен для излучения.

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.

13.10.2. Поглощение, передача и излучение

Рассмотрим прохождение лучистой энергии с монохроматической интенсивностью I_λ через слой поглощающего газа толщиной dx (рис.13.15).

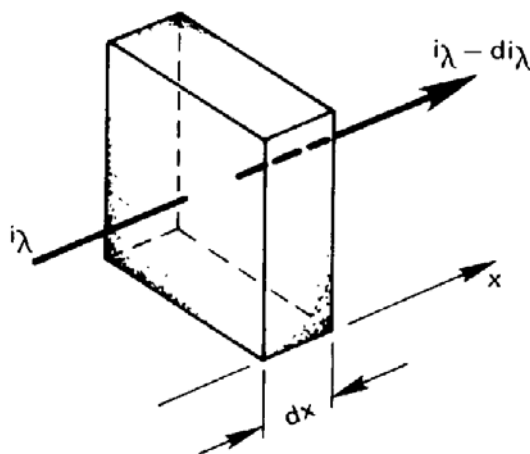


Рис.13.15. Прохождение потока лучистой энергии через слой газа

Интенсивность энергии при этом уменьшится на величину dI_λ

$$dI_\lambda = -\rho k_\lambda \cdot I_\lambda \cdot dx, \quad (13.66)$$

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 - $\text{м}^2/\text{кг}$.

Если ρk_λ является постоянным, то уравнение (13.66) может быть проинтегрировано от начальной интенсивности $I_{\lambda 0}$ при $x = 0$

$$I_\lambda(x) = I_{\lambda 0} e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x} \quad (13.67)$$

Уравнение (13.67) носит название **закона Бэра**. Для слоя газа данной толщины, когда $x = L$, отношение конечной и начальной интенсивностей определяется как **монохроматическая пропускательность**,

$$\tau = \frac{I_\lambda(L)}{I_{\lambda 0}} = e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x} \quad (13.68)$$

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

$$A_\lambda = 1 - e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot x} \quad (13.69)$$

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 .

Зависимость A_λ от λ обычно является достаточно сильной. Как можно видеть из рис.13.16 данная молекула будет поглощать излучение в определенном диапазоне длин волн, в то время как уже при небольших отклонениях длины волны излучение свободно проходит сквозь газ.

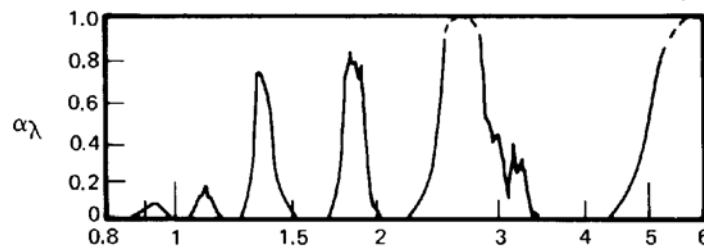


Рис.13.16. Монохроматическое поглощение в слое пара толщиной 1,09 м при температуре 127°C

На рис.13.16 показывается поглощение водяного пара как функция длины волны для фиксированной глубины слоя. Можно видеть характерные диапазоны длин волн, для которых поглощение имеет место. Эти особенности влияют на прохождение солнечных лучей через атмосферу. Аналогично можно проиллюстрировать для таких газов, как CO_2 , озон и др.

Поскольку A_λ и ε_λ равны между собой для диффузной поверхности, то они равны и для газа. Это можно продемонстрировать, рассматривая изотермический газ, находящийся в термическом равновесии с черной оболочкой, в которой он находится. Интенсивность излучения внутри оболочки является излучением черного тела $I_{\lambda b}$ при температуре газа и оболочки.

Рассматриваемое поглощение излучения газом при наличии равновесия должно приводить к эквивалентному излучению $dI_\lambda = \rho \cdot k_\lambda \cdot I_{\lambda b} \cdot dx$. (13.70)

Если излучение какого-либо другого источника проходит через нерассеивающий изотермический газ, то из уравнений (13.67), (13.70) можем получить

$$\frac{dI_\lambda}{dx} = -\rho \cdot k_\lambda \cdot I_\lambda + \rho \cdot k_\lambda \cdot I_{\lambda b} . \quad (13.71)$$

Интегрируя уравнение (13.71), 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.

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda = 1 - e^{-\rho \cdot k_\lambda \cdot L} . \quad (13.72)$$

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_z 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 ищется в форме

$$\varepsilon_z = f(p_n L, p, T_z) . \quad (13.73)$$

Функция f ищется 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_z учитывают изменения в диапазонах поглощения в зависимости от давления и температуры.

Величина A_z выражается через ε_z

$$A_z = \left(\frac{T_z}{T_{cm}} \right)^{1/2} \cdot \varepsilon_z \left(pL \frac{T_{cm}}{T_z}, p, T_{cm} \right) . \quad (13.74)$$

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

Необходимо определить длину L , подходящую для рассматриваемой системы, заполненной газом. В выражениях, из которых определяются A_z и

ε_z , предполагается, что L – одномерный путь луча через газ. Даже для пары плоских пластин, находящихся на расстоянии L , оно не будет подходящим, так как излучение может проходить большее расстояние, поскольку может распространяться в направлении, не перпендикулярном пластинам. Для объемов с черными стенками, находящимися при постоянной температуре, можно использовать, чтобы представить как размер, так и конфигурацию рассматриваемой области, эффективный путь луча L_0 , который называют **средней геометрической длиной луча**. Он может быть определен как

$$L_0 = \frac{4V_z}{\Pi_{obl}}, \quad (13.75)$$

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

Для двух бесконечных параллельных пластин, находящихся на расстоянии l

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

Величины средней геометрической длины луча для газовых объемов, обменивающихся теплом со всеми точками границы, определяются следующими формулами для:

- 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 поверхностном 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. $E_u = \sum E_{\varepsilon,\lambda}$.

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

$$q_{z,c} = C_0 \left[\varepsilon_z \left(\frac{T_g}{100} \right)^4 - A_z \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right], \quad (13.76)$$

13.11. Солнечная энергия

Солнце постоянно посылает на землю излучение суммарной мощностью около $1,74 \cdot 10^{14}$ кВт. Это примерно на 4 порядка больше общемировой мощности электрических и тепловых установок. Если представить, что эта энергия равномерно распределена на круглом диске диаметром, равным диаметру земли, то получим плотность потока энергии около $1,37$ кВт/м². Большая часть этой энергии достигает поверхности земли, где и обеспечивает поддержание жизни.

Температура солнца меняется от десятков миллионов градусов в его ядре до $4000 - 6000$ К на его поверхности, откуда излучается большая часть тепловой энергии, попадающей в дальнейшем на Землю. Распределение энергии по длинам волн не полностью совпадает с распределением Планка, но может быть аппроксимировано с его помощью. Расчеты показывают, что абсолютно черное тело, имеющее размеры солнца и расположенное на том же расстоянии от Земли, будет посылать излучение идентичное реальному, если его температура будет равна примерно 5780 К.

Солнечная радиация, достигающая земной поверхности, меньше, чем достигающая верхних слоев атмосферы, за счет поглощения, а также влияния вращения Земли и ее кривизны. Важную роль в этих процессах играют геометрические факторы, связанные с зависимостью углов вхождения лучей в атмосферу от положения рассматриваемой точки. На рис.13.15 показано, как уменьшается солнечная радиация за счет поглощения в атмосфере для конкретных атмосферных условий. Действительно, когда солнечные лучи проходят через атмосферу под малым углом (вблизи линии горизонта), их путь через атмосферу оказывается длиннее, что увеличивает поглощение и рассеяние. Дополнительная влажность, а тем более облачность, снижают солнечную радиацию, достигающую поверхности Земли. Последовательность всех этих эффектов приводит к тому, что солнечная радиация на поверхности почти никогда не поднимается выше 1200 Вт/м² и часто составляет лишь несколько сот Вт/м². Для оценки осредненного уровня солнечной радиации в данной точке в зависимости от даты и времени суток необходим большой объем исследований.

13.11.1. Распределение солнечной энергии и атмосферного излучения

На рис.13.17 показано распределение солнечной энергии, приходящей к внешней поверхности атмосферы в системе земная поверхность- атмосфера- космическое пространство. Представленная картина является осредненной, если усреднить ее по всей поверхности и по годовому периоду. В нижней части рисунка слева показана часть энергии, которая возвращается в атмосферу и в космическое пространство.

Солнечная радиация, достигающая земной поверхности, включает прямую радиацию, которая проходит сквозь атмосферу, и диффузную радиацию, которая рассеивается, но не поглощается атмосферой. Атмосферные газы также излучают на поверхность Земли. Это излучение играет большую роль

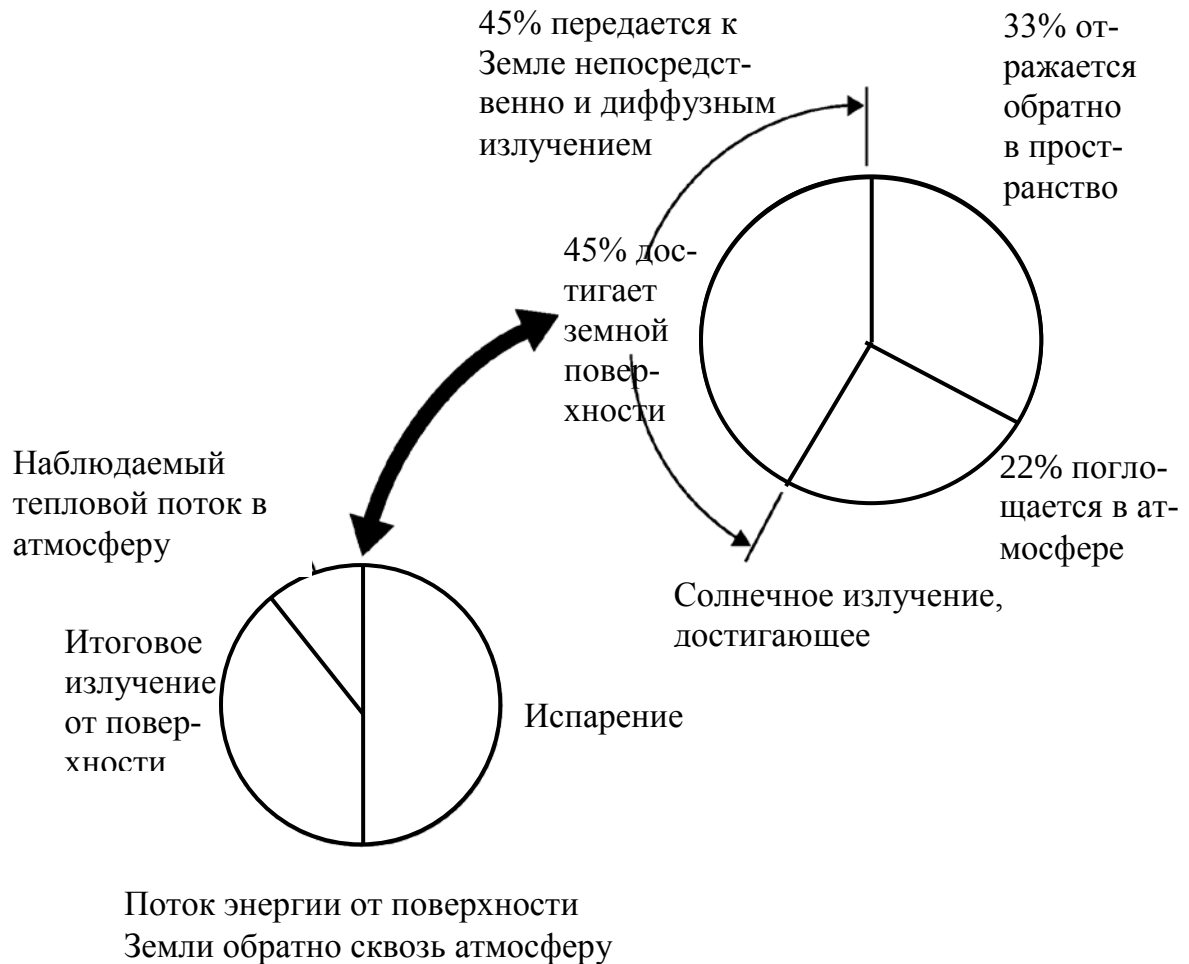


Рис. 13.17. Приблизительное распределение потоков солнечной энергии к поверхности Земли и от нее

при учете всех видов погодных условий в поддержании нормальной температуры на поверхности по времени.

Только около 45% солнечной энергии достигает поверхности Земли.

Средняя плотность потока получаемой энергии составляет около 235 Вт/м^2 ,

Для упрощения небо часто рассматривают как черный излучатель, имеющий соответствующую температуру. Эта эффективная температура небесного свода обычно на $5 - 30^\circ\text{C}$ ниже, чем температура воздуха на уровне земной поверхности. Температура небесного свода снижается при падении содержания водяных паров в воздухе. Для облачного неба температура небесного свода может быть оценена с использованием температуры точки росы T_{mp} и времени в часах пополудни:

$$T_{nc} = T_g [0,711 + 0,056 \cdot T_{mp} + 7,3 \cdot 10^{-3} \cdot T_{mp}^2 + 0,013 \cdot \cos(2\pi \cdot T_{mp}/24)]^{1/4}, \quad (13.77)$$

где T_{nc} и T_g - размерность в К, а T_{mp} - в $^\circ\text{C}$.

Это уравнение применимо при точке росы в интервале $-20^\circ\text{C} < T_{mp} < 30^\circ\text{C}$.

К счастью для нас температура небесного свода относительно высока. В отсутствие атмосферы поверхность Земли обменивалась бы излучением

напрямую с космическим пространством и наша планета стала бы холодной и необитаемой.

13.11.2. Селективные излучатели, поглотители и передатчики

Из вышесказанного следует, что преобладающая часть энергии солнечного излучения приходится на длины волн, близких к видимому диапазону спектра электромагнитных волн. С другой стороны, основная часть излучения земных объектов, с учетом их уровня температуры, приходится на длинные волны, относящиеся к инфракрасному диапазону.

В табл. 13.2 приведены инфракрасная излучательная и поглощательную способности для солнечных лучей нескольких материалов. Среди них видно несколько селективных поглотителей солнечных лучей, имеющих одновременно низкую излучательную способность в инфракрасном диапазоне. Следовательно, они слабо переизлучают поглощенную солнечную энергию в инфракрасном диапазоне. Селективные солнечные отражатели наоборот сильно отражают солнечные лучи, а также эффективно излучают в инфракрасном диапазоне. В условиях сильной солнечной радиации отражатели оказываются значительно более холодными, чем поглотители.

Поглощательная способность α_{solar} для излучения солнечного спектра и излучательная способность внутри инфракрасного спектра нескольких видов поверхностей

Таблица 13.2

<i>Поверхность</i>	α_{solar}	ϵ_{IR}
Алюминий, чистый	0.09	0.1
Углерод черный связанный акрилом	0.94	0.83
Медь, полированная	0.3	0.04
<i>Селективные солнечные поглотители</i>		
Черный Cr на Ni подложке	0.95	0.09
CuO на Cu (Эбанол С)	0.90	0.16
Никель черный на стали	0.81	0.17
Металлокерамика на стали	0.96	0.16
<i>Селективные солнечные отражатели</i>		
Окись магния	0.14	0.7
Снег	0.2-0.35	0.82
Белая краска		
Акриловая	0.26	0.90
Цинковые белила	0.12-0.18	0.93

Обычное оконное стекло весьма эффективно пропускает солнечные лучи в видимом диапазоне. Стекло почти прозрачно для длин волн ниже 2,7 микрометра и, таким образом, пропускает более 90 % энергии падающих солнечных лучей. Для длинных волн излучения инфракрасного диапазона стекло практически непроницаемо. Именно поэтому парники можно изготавливать из стекла. Парник - это ловушка для солнечной энергии в низкотемпературном пространстве.

13.11.3. Атмосферный парниковый эффект и глобальное потепление

Атмосфера создает парниковый эффект на земной поверхности, который очень похож на эффект стеклянных панелей, о котором говорилось выше. Основная часть солнечной энергии проходит через атмосферу в виде волн длиной от 0,3 до 3 микрометров. Поверхность Земли имеет среднюю температуру около 15 °C и излучает в диапазоне длин волн свыше 5 микрометров. Определенные газы, входящие в состав атмосферы имеют широкие полосы поглощения для длинноволнового излучения. Эти газы поглощают энергию, излучаемую поверхностью и затем переизлучают ее как в сторону поверхности Земли, так и в сторону межпланетного пространства. В результате поверхность остается примерно на 30 K теплее, чем атмосфера. То есть атмосфера играет роль экрана, сокращающего потери энергии в космическое пространство за счет инфракрасного излучения.

Газы, в основном ответственные за парниковый эффект – это CO_2 , H_2O , CH_4 , N_2O , O_3 и некоторые хлорофторокарбонаты (фреоны). Если концентрация этих газов меняется, то меняется и сила парникового эффекта и температура земной поверхности будет расти или падать. За исключением фреонов каждый из перечисленных газов создается за счет естественных природных процессов: H_2O за счет испарения; CO_2 за счет дыхания всех живых организмов; CH_4 за счет гниения растений и пищеварения скота и т.д. Человеческая деятельность увеличивает концентрацию всех этих газов. Сжигание органического топлива увеличило концентрацию CO_2 более чем на 30 % в течение двадцатого столетия. Концентрация метана выросла из-за транспортирования и утечек углеводородного топлива. Концентрация озона на уровне почвы выросла в результате фотохимических взаимодействий других загрязнений. Фреоны являются исключительно результатом человеческой деятельности.

Параллельно с ростом концентрации перечисленных газов температура поверхности Земли, как видно из рис. 13.18, заметно выросла. В течение двадцатого века ее рост составил 0,6 - 0,7 K, причем 0,4 - 0,5 K из этого роста приходится на вторую половину прошлого века.

Множество факторов рассматривается при анализе причин глобального потепления. Двуокись углерода, например, присутствует сейчас в таких высоких концентрациях, что добавление дополнительного ее количества усиливает поглощение слабее, чем это можно было ожидать. Другие газы,

которые присутствуют в меньших концентрациях, такие как метан, приводят к более сильным эффектам в расчете на дополнительный килограмм.

Концентрация водяного пара в атмосфере возрастает с увеличением температуры поверхности, усиливая любую тенденцию к потеплению. Усиление облачности приводит как к эффектам потепления, так и похолодания. Таяние полярных ледяных шапок по мере потепления приводит к уменьшению отражательной способности планеты, (**альбедо**), приводя к большему поглощению солнечной энергии. Небольшой рост температуры, который наблюдается в океанах, приводит к накоплению огромных количеств энергии, которые должны учитываться. Атмосферные аэрозоли (две трети которых производятся сульфатными и карбонатными загрязнениями от обычных топлив) также создают тенденцию к уменьшению парникового эффекта. Все эти

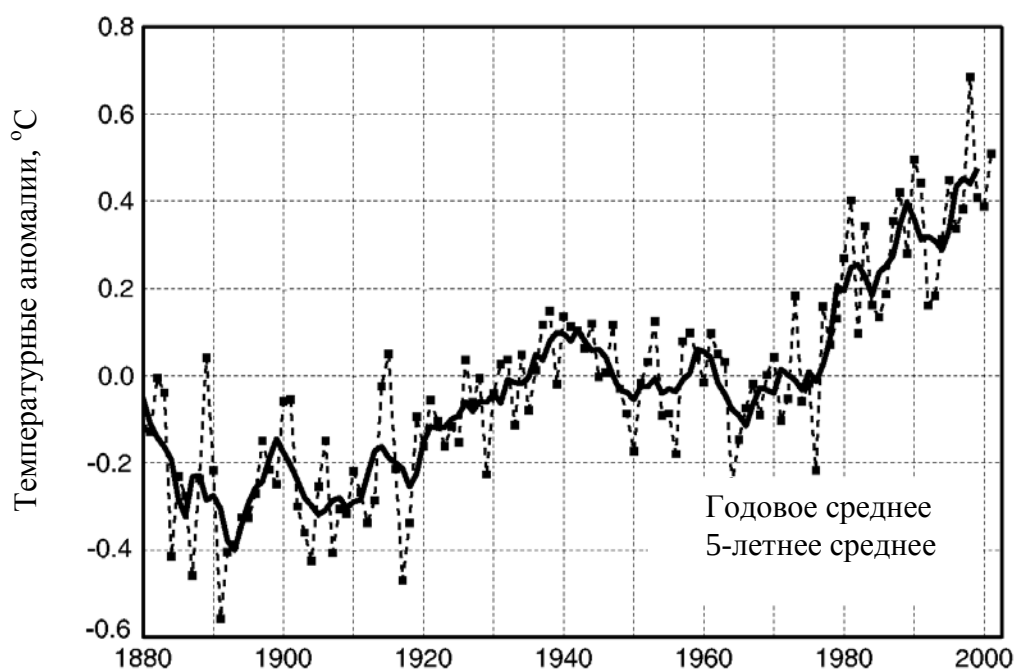


Рис.13.18. Глобальное изменение температуры земной поверхности относительно среднего уровня 1950-1980 гг

факторы должны учитываться при построении адекватной модели описания климатических изменений.

Большинство исследователей согласны с тем, что глобальное потепление, наблюдавшееся во второй половине двадцатого века, связано в основном с сжиганием все больших количеств обычного топлива. Прогнозы на XXI век оказываются довольно пессимистическими — от $1,4$ до $5,8^{\circ}\text{C}$.

13.12. 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

$$\operatorname{div} q_T + \operatorname{div} q_K + \operatorname{div} q_P = 0, \quad (13.77)$$

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 (13.77) принимает вид

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

Для одномерной и плоской задачи это соотношение эквивалентно равенству

$$q = -\lambda (dt/dx) + q_P = \text{const}. \quad (13.78)$$

Интегрируя зависимость (13.78), получим $q = \lambda(T_1 - T_2)/l + q_P$. (13.79)

Для случая оптически тонкого слоя радиационный перенос теплоты определяется зависимостью
$$q_P = \frac{\sigma_0 (T_1^4 - T_2^4)}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}.$$

Для оптически толстого слоя среды радиационная плотность потока определяется формулой
$$q_P = -\frac{16\sigma_0 T^2}{3A} \frac{dT}{dx}.$$

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

13.13. Примеры с решениями

Пример 13 – 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 $\epsilon_{ш} = 0,75$. Температура стальной обшивки не превышает $t_2 = 40^\circ\text{C}$, степень черноты листовой стали $\epsilon_c = 0,55$.

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

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

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

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

Собственное излучение - для шамотной стенки

$$E_{\text{соб1}} = \varepsilon \cdot C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = 0,75 \cdot 5,67 \left(\frac{130+273}{100} \right)^4 = 1122 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2};$$

для стальной обшивки $E_{\text{соб2}} = 0,55 \cdot 5,67 \left(\frac{40+273}{100} \right)^4 = 299 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$.

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

Согласно условию задачи режим процесса стационарный и $E_{p1} = E_{p2} = 442,4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$. Следовательно

$$E_{\text{эф1}} = \frac{E_{\text{соб1}}}{\varepsilon_1} - \left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) E_{p1} = \frac{1122}{0,75} - \left(\frac{1}{0,75} - 1 \right) 442,4 = 1348,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$$E_{\text{эф2}} = \frac{E_{\text{соб2}}}{\varepsilon_2} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) E_{p1} = \frac{299}{0,55} + \left(\frac{1}{0,55} - 1 \right) 442,4 = 906 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Следовательно, для дано системы

$$E_{\text{пад1}} = E_{\text{эф2}} = 906 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$$E_{\text{пад2}} = E_{\text{эф1}} = 1348,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

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

$$E_{\text{отр1}} = (1-A_1)E_{\text{пад1}} = (1-0,75) \cdot 906 = 226,5 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

$$E_{\text{отр2}} = (1-A_2)E_{\text{пад2}} = (1-0,55) \cdot 1348,5 = 611,3 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

Пример 13 – 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

$$\begin{aligned}
& 0,3 \cdot 0,56 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{823}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{ЭК}}}{100} \right)^4 \right] = \\
& = 0,35 \cdot 0,65 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{T_{\text{ЭК}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{313}{100} \right)^4 \right] + 0,35 \cdot 25 \cdot (t_{\text{ЭК}} - 40). \\
& 4841,3 = 2,242 \cdot \left(\frac{T_{\text{ЭК}}}{100} \right)^4 + 8,75 \cdot t_{\text{ЭК}}.
\end{aligned}$$

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. 13.3 и представлены на рис. 13.19.

Таблица 13.3

Результаты вычислений для примера 13 – 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

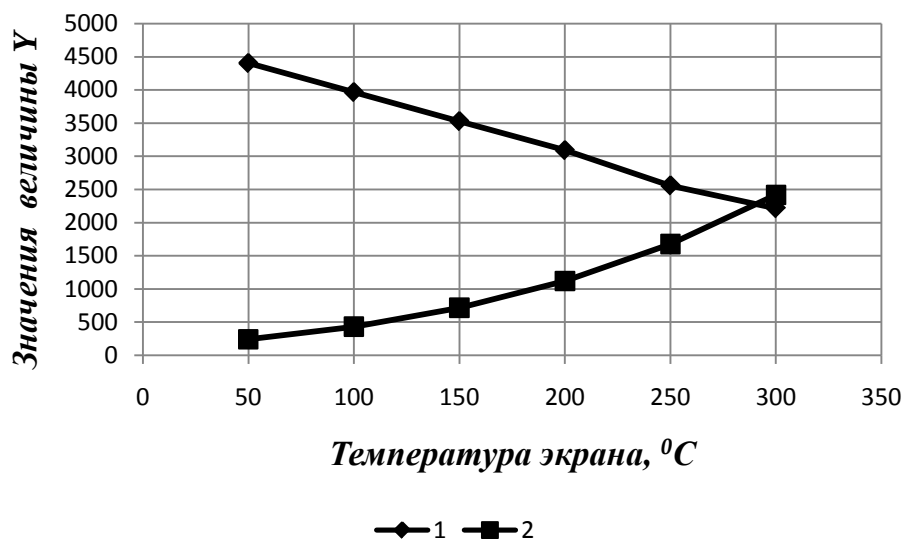


Рис. 13.19. Графический способ нахождения неизвестных:

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

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

Лучистый поток с единицы длины коллектора

$$\begin{aligned}
q_{\text{ЭК}} &= \pi \cdot d \cdot A_{\text{пр}} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{ЭК}}}{100} \right)^4 \right] = \\
&= 3,14 \cdot 0,3 \cdot 0,56 \cdot 5,67 \left[\left(\frac{823}{100} \right)^4 - \left(\frac{563}{100} \right)^4 \right] = 10,7 \text{ кВт/м}^2.
\end{aligned}$$

Пример 13 – 3. В цехе, где температура воздуха равна $t_{\text{возд}} = 18^\circ\text{C}$, проходит газопровод с наружным диаметром 300 мм. Температура поверхности га-

зохода $t_{c1} = 500^\circ \text{C}$. 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

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

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 13 – 4. Стены топочной камеры котлоагрегата покрыты рядом экранных труб диаметром $d = 90 \text{ мм}$ с шагом $s = 110 \text{ мм}$. Длина экранных труб и размеры поверхности стен достаточно велики, а расстояние между стенкой и трубой не имеют 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

$$\overline{\varphi_{1,2}} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s} \right)^2} + \frac{d}{s} \arctg \sqrt{\left(\frac{s}{d} \right)^2 - 1} =$$

$$= 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{90}{110} \right)^2} + \frac{90}{110} \arctg \sqrt{\left(\frac{110}{90} \right)^2 - 1} = 0,94.$$

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

$$\overline{\varphi_{1,2}} \cdot F_1 = \overline{\varphi_{2,1}} \cdot F_2.$$

$$\overline{\varphi_{2,1}} = \overline{\varphi_{1,2}} \frac{F_1}{F_2} = 0,94 \frac{s}{\pi \cdot d} = 0,94 \frac{110}{3,14 \cdot 90} = 0,366.$$

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 13 – 5. Рассчитать коэффициент теплоотдачи излучением пароперегревателя котлоагрегата от потока дымовых газов к поверхности труб, диаметром $d = 40 \text{ мм}$. Температуры дымовых газов на входе в пароперегреватель $t_{c, \text{вх}} = 1050^\circ \text{C}$ и на выходе $t_{c, \text{вых}} = 750^\circ \text{C}$. 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 $t_2 = 0,5(t_{2,\text{вх}} + t_{2,\text{вых}}) = 0,5(750 + 450) = 600^\circ \text{C}$.

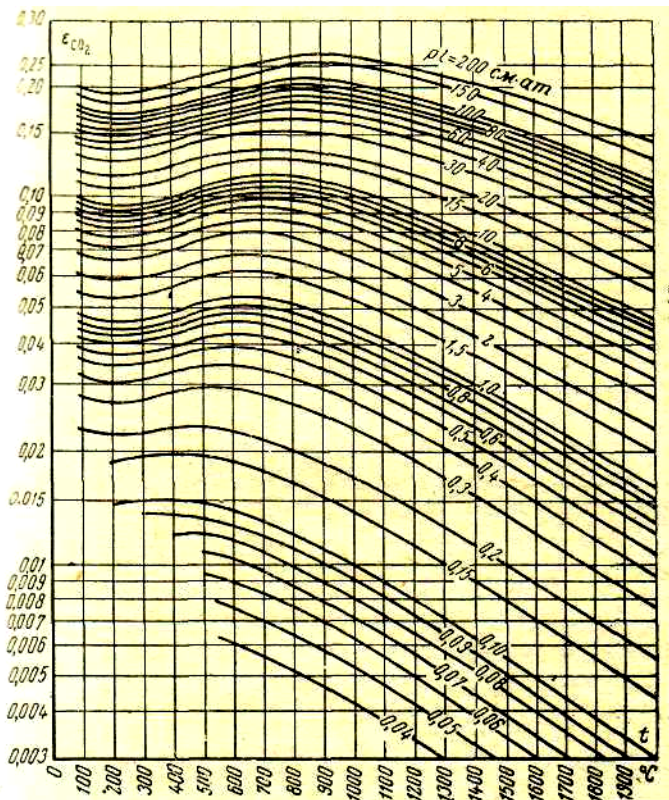


Рис. 13.20. Степень черноты углекислого газа $\varepsilon_{\text{CO}_2} = f(t, pl)$, [4].

По средней температуре газов и графикам на рис. 13.20 и 13.21 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. 13.22 определяем поправку β и по средней температуре определяем степень черноты дымовых газов $\varepsilon_r = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,032 + 1,05 \cdot 0,0085 = 0,041$.

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 13.19 и 13.20 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.

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

$$= 0,5 \cdot (0,75 + 1) \cdot 5,67 \left[0,041 \left(\frac{600 + 273}{100} \right)^4 - 0,0552 \left(\frac{450 + 273}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= 407 \text{ Вт/м}^2.$$

Коэффициент теплоотдачи излучением

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

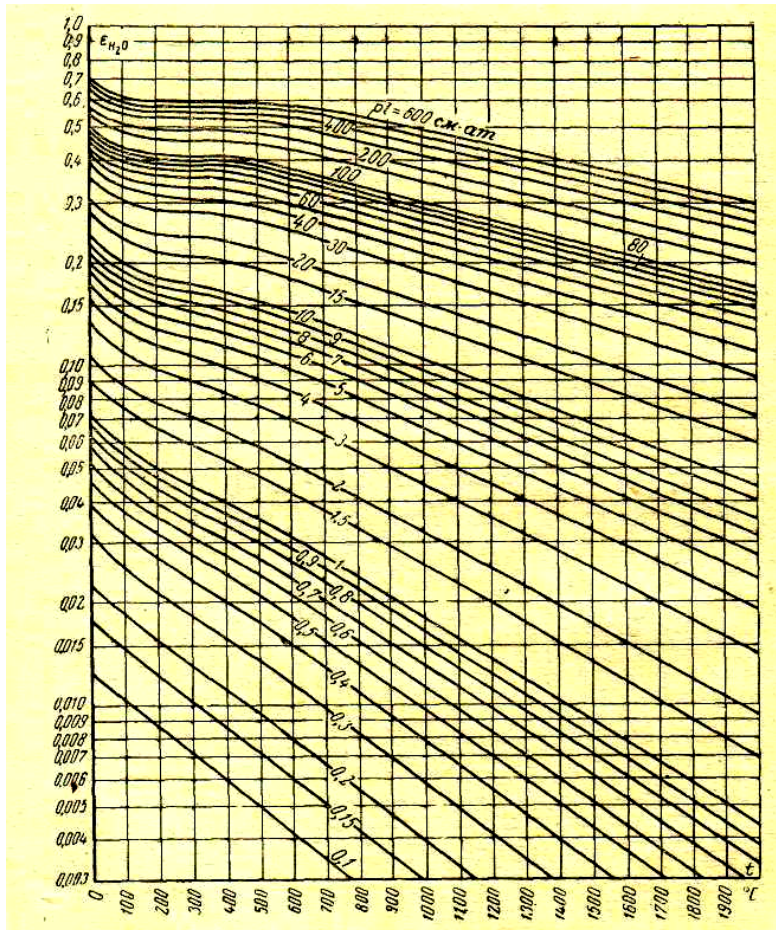


Рис. 13.21. Степень черноты водяного пара $\varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = f(t, pl)$, [4]

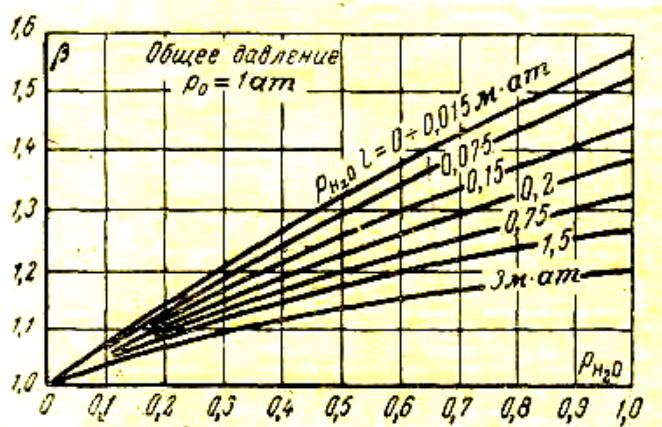


Рис. 13.22. Поправочный коэффициент β на парциальное давление для водяного пара [4]

Пример 13 – 6. Рассчитать плотность лучистого теплового потока от дымовых газов к поверхности цилиндрического газохода диаметром $d = 600$ мм. Содержание в газах $\text{CO}_2 = 12\%$ и $\text{H}_2\text{O} = 4\%$. Давление дымовых газов со-

ставляет $9,75 \text{ Н/см}^2$, температура газов на входе газохода – $t_{\text{вх}} = 850^\circ \text{ C}$, на выходе – $t_{\text{вых}} = 700^\circ \text{ C}$, средняя температура поверхности газохода – $t_c = 420^\circ$. Степень черноты поверхности $\varepsilon_c = 0,9$.

Средняя длина пути луча

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

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

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

$$\bar{t}_g = \bar{T}_g - 273 = 772^\circ \text{ C.}$$

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.13.19 – рис. 13.21.

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

Находим степень черноты газов

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

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

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

Рассчитываем плотность теплового потока к стенкам газохода за счет излучения газов

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

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

14. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

14.1. 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** (рис. 14.1), если одна и та же поверхность теплообмена омывается периодически то горячим, то холодным теплоносителем. В смесительных аппаратах теплообмен происходит при смешении теплоносителей без разделяющей их твердой поверхности теплообмена (рис. 14.2).

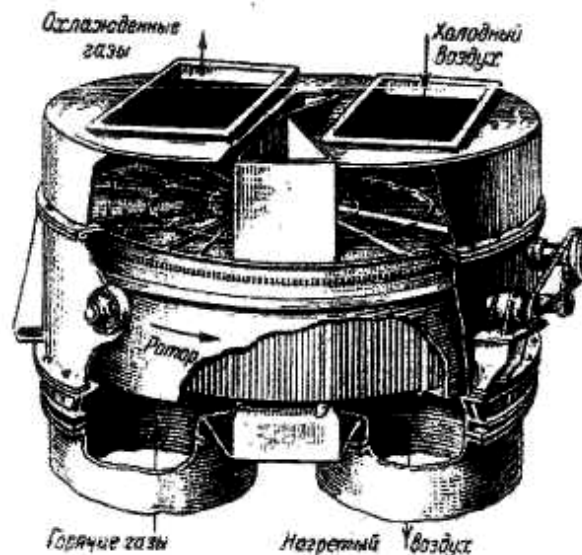


Рис. 14.1. Схема регенеративного воздухоподогревателя

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 и

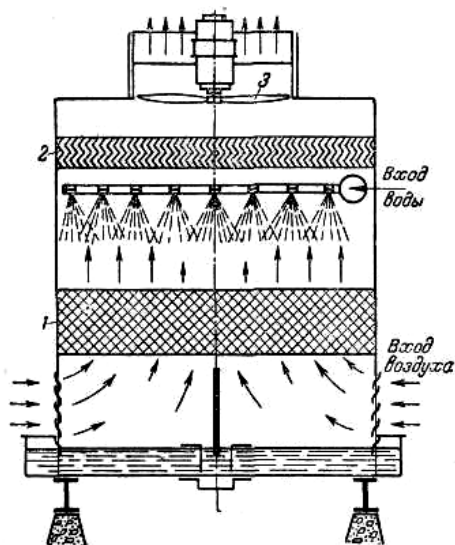


Рис. 14.2. Схема смесительного аппарата: 1-насадка; 2-сепаратор; 3-вентилятор

конденсации его пара – в другой зоне с последующим возвратом конденсата в первую зону.

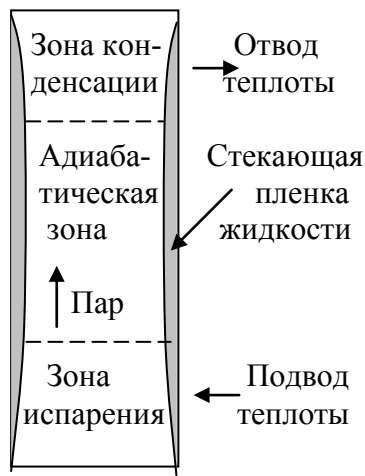


Рис. 14.3.
Схема термосифона

В **термосифонах** возврат конденсата осуществляется за счет гравитационного стекания жидкой пленки. Схема термосифона приведена на рис. 14.3. Как видим, в термосифоне реализуется противоточное движение жидкости и пара. С ростом передаваемой мощности гидродинамическое взаимодействие между паром и жидкостью усиливается. Поднимающийся пар стремится помешать стеканию жидкости. При этом толщина пленки увеличивается и на ее поверхности возникают волны. Это приводит к дальнейшему усилению взаимодействия между потоками. В конце концов возникает так называемое явление «захлебывания». В результате возможность противоточного движения исчезает. При проектировании термосифона необходимо ограничивать передаваемую мощность, чтобы избежать возникновения «захлебывания».

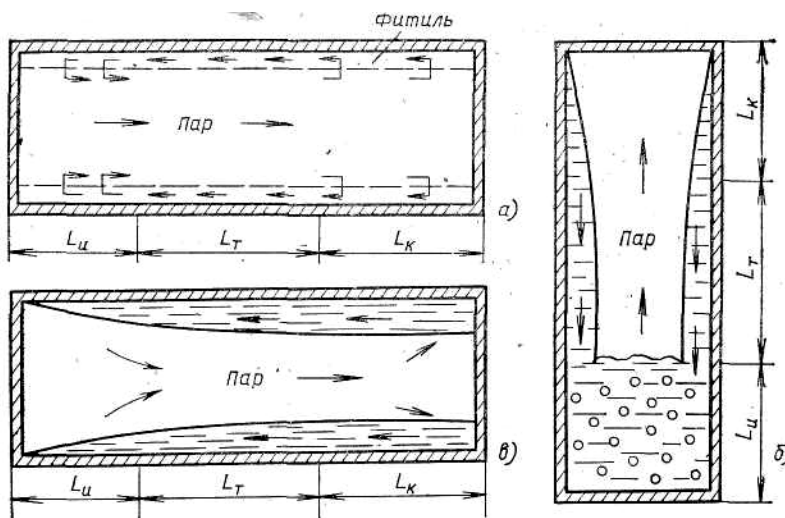


Рис. 14.4. Принципиальные схемы тепловых труб: а) – фитильные или капиллярные тепловые трубы; б) – гравитационные тепловые трубы (термосифоны); в) – центробежные тепловые трубы

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, движется 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.

14.2. Тепловой расчет теплообменников рекуперативного типа

Целью **проектного** (конструктивного) теплового расчета, выполняемого при проектировании аппарата, является определение поверхности теплообмена после выбора его конструктивной схемы [3]. Основной задачей при разработке схемы теплообменника является обеспечение его **тепловой эффективности**. Для объяснения смысла этого понятия воспользуемся простой иллюстрацией на рис.14.5.



Рис.14.5. Эффективность теплообменника

Теплообменник представлен здесь как «черный ящик», через который проходят два теплоносителя. Пусть для определенности 1 – горячий теплоноситель и 2 – холодный. При этом $T_{1вх}$ – максимальная температура в рассматриваемой системе. Наша задача состоит в том, чтобы максимально приблизить выходную температуру теплоносителя 2 к входной температуре теплоносителя 1 при разумном соотношении расходов греющего и нагреваемого теплоносителей. Ясно, что для решения этой задачи необходимо иметь достаточный уровень коэффициентов теплоотдачи и поверхности теплообмена.

Один из вариантов определения эффективности выглядит следующим образом (ниже в 14.6. этот вопрос рассмотрен более подробно).

$$\eta = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_2'}$$

Это отношение реальной величины подогрева к предельно возможной величине, которая достигается лишь для искусственных условий, например при неограниченном росте коэффициента теплопередачи.

Чтобы понять значение выбора схемы, рассмотрим две ее простейших реализации. Пусть теплообменник выполняется в виде двух коаксиально

расположенных труб. В кольцевом канале течет теплоноситель 1, а в трубе – теплоноситель 2. Положим, что коэффициент теплоотдачи весьма велик. Возможны 2 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.

Будем считать, что теплоемкости и расходы теплоносителей близки между собой. Тогда имеем 2 варианта, схематически показанные на рис.14.6.

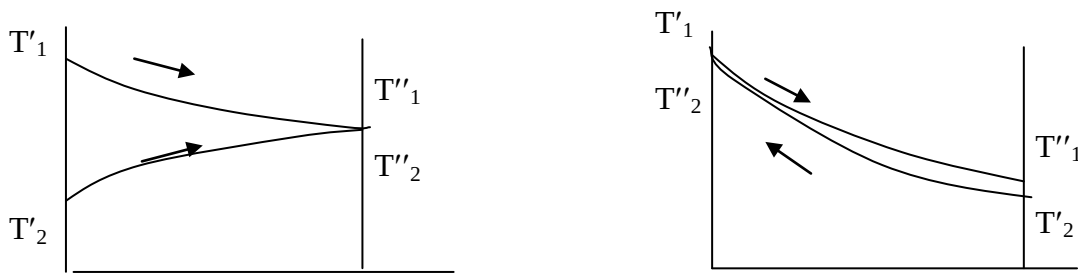


Рис.14.6. Иллюстрация к расчету простейшего рекуператора

Учитывая предположение о достаточно высоких коэффициентах теплоотдачи, можно считать, что разность температур между теплоносителями за исключением окрестности входов будет невелика. Тогда мы видим, что для первой схемы максимальный подогрев теплоносителя 2 будет примерно равен $0,5 (T'_1 - T'_2)$, а для второй схемы – близок к предельному $T'_1 - T'_2$.

Таким образом, так называемый «чистый противоток» позволяет достичь максимальной эффективности, приближающейся к $\eta = 1$. В реальных ситуациях такой способ не всегда может быть применен как в силу конструктивных соображений, так и необходимостью увеличить коэффициент теплопередачи. Чтобы обеспечить достаточно высокую величину η для рекуператоров часто используются так называемые многоходовые схемы, некоторые из которых изображены на рис.14.7.

В случае известной схемы и величины поверхности теплообмена, других характеризующих его параметров, когда требуется определить количество переданной теплоты и конечные температуры рабочих жидкостей, выполняются **проверочные** 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

$$Q = G_1 \cdot \Delta i_1 \cdot \eta_{an} = G_2 \cdot \Delta i_2, \quad (14.1)$$

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.

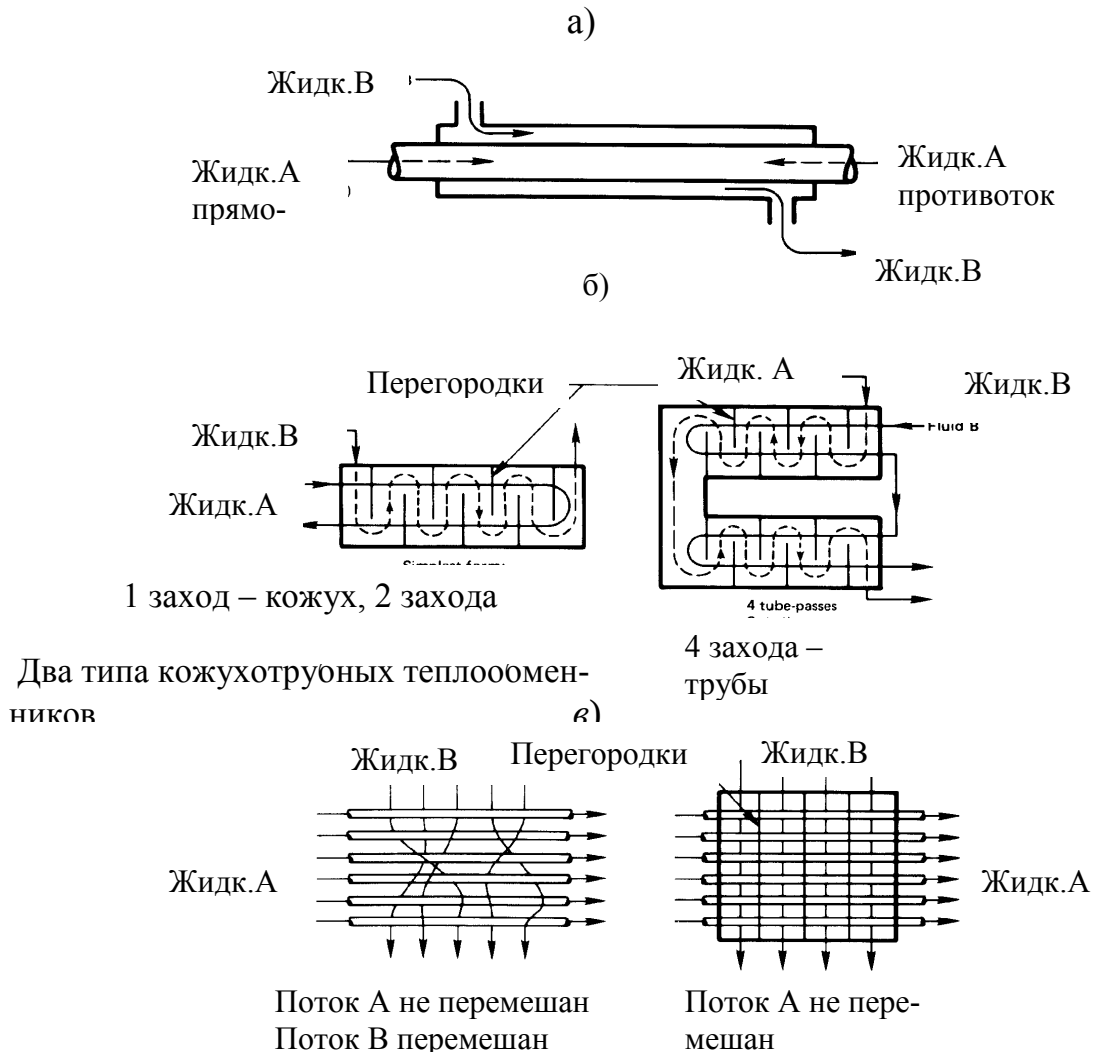


Рис.14.7. Три типа теплообменников-рекуператоров:

а) - прямоток и противоток; б) - типовые схемы кожухотрубных теплообменников; в) - две схемы теплообменников с поперечным током

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

Полагая $c_p = \text{const}$ и $di = c_p dt$, уравнение (14.1) перепишем в виде

$$Q = G_1 \cdot c_{p1} (T_1' - T_1'') \eta_{an} = G_2 \cdot c_{p2} (T_2'' - T_2') . \quad (14.2)$$

Поскольку удельная теплоемкость является функцией температуры $c_p = f(t)$ в практических расчетах по формуле (14.2) 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: $W = G \cdot c_p$. (14.3)

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

Из уравнения (14.2) следует, что

$$\frac{W_1}{W_2} = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_1''} = \frac{\delta T_2}{\delta T_1}, \quad (14.4)$$

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. 14.8).

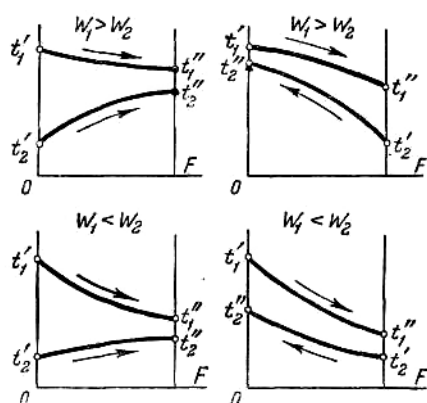


Рис. 14.8. Схемы изменения температур теплоносителей при прямо- и противотоке

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**:

$$Q = k(\bar{T}_1 - \bar{T}_2)F = k \cdot \Delta T \cdot F, \quad (14.5)$$

где: k – коэффициент теплопередачи; $\bar{T}_1$ и $\bar{T}_2$ – средние температуры горячего и холодного теплоносителей; $\Delta T = \bar{T}_1 - \bar{T}_2 = \Delta t_{cp}$ – **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 (14.5) справедливо лишь для элемента поверхности теплообмена

$$dQ = k \cdot \Delta T \cdot dF. \quad (14.6)$$

Общий тепловой поток через всю поверхность теплообмена определится

как

$$Q = \int_0^F k \cdot \Delta T \cdot dF = \bar{k} \cdot \Delta T_{cp} \cdot F. \quad (14.7)$$

Для вычисления интеграла в уравнении (14.7) 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 (14.7) 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.

Если жидкости протекают во взаимноперпендикулярных направлениях, то схема называется **перекрестным током** (рис.14.9).

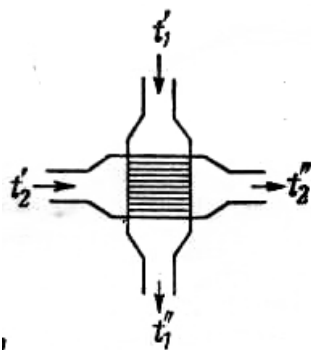


Рис. 14.9. Схема движения теплоносителей при перекрестном токе

Как мы уже видели, при прочих равных условиях теплообменник с противотоком обеспечивает передачу большего количества теплоты от греющего теплоносителя к нагреваемому. Можно показать, что чистый противоток является наиболее эффективной схемой передачи теплоты.

Пусть теплообменник работает по схеме прямотока (рис. 14.10).

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

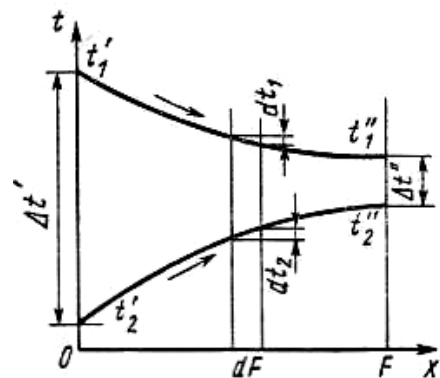


Рис. 14.10. Изменение температур теплоносителей при прямотоке

снизится на dT_2 .

Тогда $dQ = -W_1 \cdot dT_1 = W_2 \cdot dT_2$ и $dT_1 = -\frac{dQ}{W_1}$; $dT_2 = \frac{dQ}{W_2}$.

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

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 $\int_0^{\Delta T_x} \frac{d(\Delta T)}{\Delta T_x} = -m \cdot k \int_0^{F_x} dF$ или $\ln \frac{\Delta T_x}{\Delta T'} = -m \cdot k \cdot F_x$.

Откуда $\Delta T_x = \Delta T = \Delta T' \cdot e^{-m \cdot k \cdot F_x}$. (14.8)

Из (14.8) 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 (см. рис. 14.8). 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 (14.8). 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

$$\Delta \bar{T}_x = \frac{\Delta T'}{F} \int_0^F e^{-mkFx} dF = -\frac{\Delta T'}{m \cdot k \cdot F} (e^{-mkFx} - 1). \quad (14.9)$$

Подставим в (14.9) значения ΔT из (14.8). Тогда с учетом того, что

$\ln \frac{\Delta T}{\Delta T'} = -mkF_x$, получаем

$$\Delta \bar{T} = \frac{\Delta T'}{\ln \frac{\Delta T}{\Delta T'}} \left(\frac{\Delta T}{\Delta T'} - 1 \right) = \frac{\Delta T - \Delta T'}{\ln \Delta T / \Delta T'}. \quad (14.10)$$

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

$$\Delta \bar{T} = \frac{\Delta T'' - \Delta T'}{\ln \Delta T'' / \Delta T'} = \frac{\Delta T_{\delta} - \Delta T_{\text{м}}}{\ln \Delta T_{\delta} / \Delta T_{\text{м}}}. \quad (14.11)$$

Индексы «б» и «м» – больший и меньший условны, так как при их перестановке результат не меняется. Уравнение (14.11) используется как при прямотоке, так и при противотоке. $\Delta \bar{T}$ - 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 (14.8), $m = 0$ и $\Delta T = \text{const}$. Этот случай можно использовать для доказательства того, что чистый противоток является наиболее эффективным способом организации теплообмена. Действительно, 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 $\Delta T = \text{const}$ 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. 14.7, то распределение температур становится неоднородным, и выходные температуры T_2'' , T_1'' можно рассматривать лишь как осредненные.

При незначительном изменении температуры теплоносителей, когда $\Delta T_{\delta} / \Delta T_{\text{м}} < 2$ можно вместо среднелогарифмического использовать среднеарифметическое значение температурного напора:

$$\Delta \bar{T} = \frac{1}{2} (\Delta T_{\delta} + \Delta T_{\text{м}}). \quad (14.12)$$

На практике часто используются более сложные схемы движения теплоносителей. Наиболее распространены смешанное и многоходовое течения. Принципиальные схемы таких теплообменников показаны на рис. 14.8 и 14.9.

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

$$\Delta \bar{T} = \varepsilon \cdot \Delta T_{\text{прот}}, \quad (14.13)$$

где ε – поправка, определяемая графически с помощью номограмм. Примеры таких номограмм для двух типов теплообменников приведены на рис. 14.11 как функция температур теплоносителей согласно рис. 14.7 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.

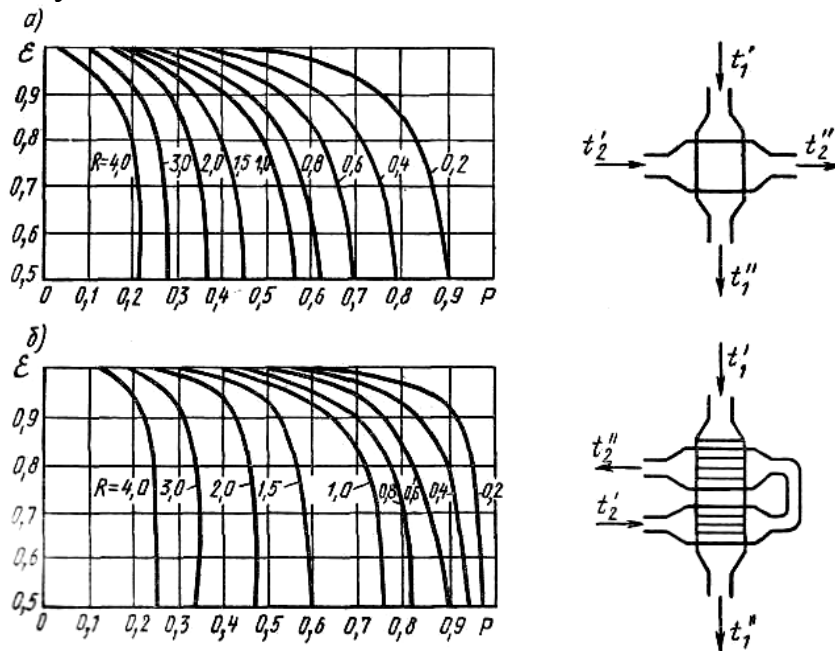


Рис. 14.11. Графики для определения поправки $\varepsilon = f(P, R)$

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, то есть при противотоке по сравнению с другими схемами **передается максимальное количество теплоты.**

Краткие сведения относительно комплекса $\frac{k \cdot F}{W_1}$.

Если принять за W_1 минимальное значение водяного эквивалента, то указанный комплекс в зарубежной литературе носит название **числа единиц переноса** (NTU- number of transfer units). Эта величина является основной в иностранных публикациях, посвященных анализу работы теплообменников.

Чтобы продемонстрировать использование этой величины, рассмотрим введенную выше величину эффективности теплообменника, которая определяется формулой

$$\eta = Q/Q_{\max} = \frac{W_1(T'_1 - T''_1)}{W_{\min}(T'_1 - T'_2)} . \quad (14.14)$$

Рассмотрим противоточную схему. Если считать, что $W_{\min} = W_1$, то для η получим простую формулу

$$\eta = \frac{T'_1 - T''_1}{T'_1 - T'_2} . \quad (14.15)$$

Используем формулу (14.8), которая в равной степени справедлива как для прямотока, так и для противотока при использовании соответствующей величины m . Тогда формулу (14.8) для случая $F_X = F$, то есть для связи между входом и выходом можно переписать в виде

$$T''_1 - T'_2 = (T'_1 - T'_2) \cdot e^{-(1-W_1/W_2) \cdot \frac{kF}{W_1}} . \quad (14.16)$$

С учетом введенной выше величины NTU формула (14.16) принимает вид

$$T''_1 - T'_2 = (T'_1 - T'_2) \cdot e^{-(1-W_1/W_2) \cdot NTU} . \quad (13.17)$$

Если добавить к уравнению (14.17) уравнение баланса теплоты

$$W_2(T''_2 - T'_2) = W_1(T'_1 - T''_1) , \quad (14.18)$$

и решить полученную систему относительно неизвестных величин T''_1, T''_2 , то можно получить следующее выражение для η

$$\eta = \frac{1 - \exp(-A)}{1 - \frac{W_1}{W_2} \exp(-A)} ,$$

(14.19)

где $A = (1-W_1/W_2) NTU$.

Возможно еще и другое определение эффективности. Поскольку при чистом противотоке достигается максимальная эффективность, определяе-

мая формулой (14.19), то разумно альтернативные варианты сравнивать с ним при прочих равных условиях.

Важно отметить следующее важное обстоятельство. Поскольку в реальных условиях отношение W_1/W_2 часто оказывается весьма близким к единице, то необходимо исследовать поведение правой части формулы (14.19) при $W_1/W_2 \rightarrow 1$.

В этих условиях к нулю стремятся как числитель, так и знаменатель. Воспользуемся стандартной процедурой раскрытия неопределенности по правилу Лопиталя. Обозначим W_1/W_2 через x . Тогда $A = (1 - x) \cdot NTU$. Взяв производные от числителя и знаменателя по x и приравнявая x единице, получим

$$\lim_{x \rightarrow 1} \frac{1 - \exp(-A)}{1 - x \exp(-A)} = \frac{-\exp(-A)NTU}{-\exp(-A) - \exp(-A)NTU} = \frac{NTU}{1 + NTU}.$$

Этот результат легко интерпретируется геометрически. Температуры теплоносителей при противотоке будут меняться линейно при постоянном K и равных водяных эквивалентах. Отрезок NTU на рис.14.12 соответствует переданному количеству теплоты, а отрезок 1 - доле температурного напора в полной разности температур $T'_1 - T'_2$.

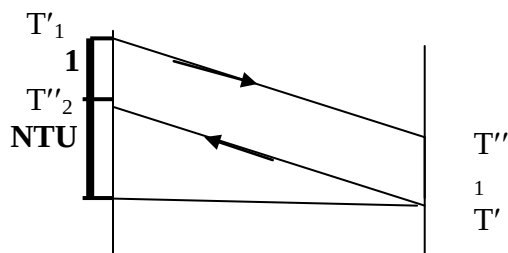


Рис.14.12. Иллюстрация предельного случая

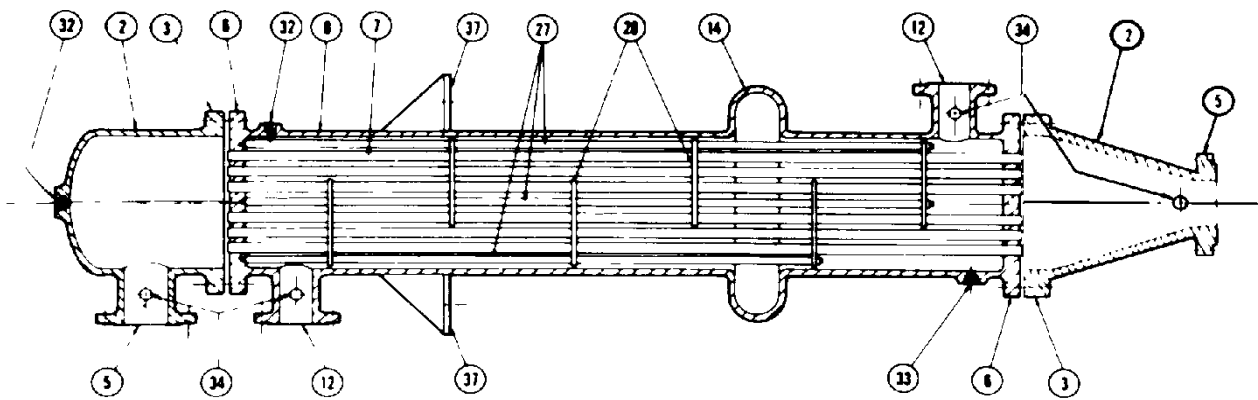
14.3. Конструктивное оформление теплообменников-рекуператоров

Основными типами теплообменных аппаратов рекуперативного типа являются **кожухотрубные** и **пластинчатые** теплообменники.

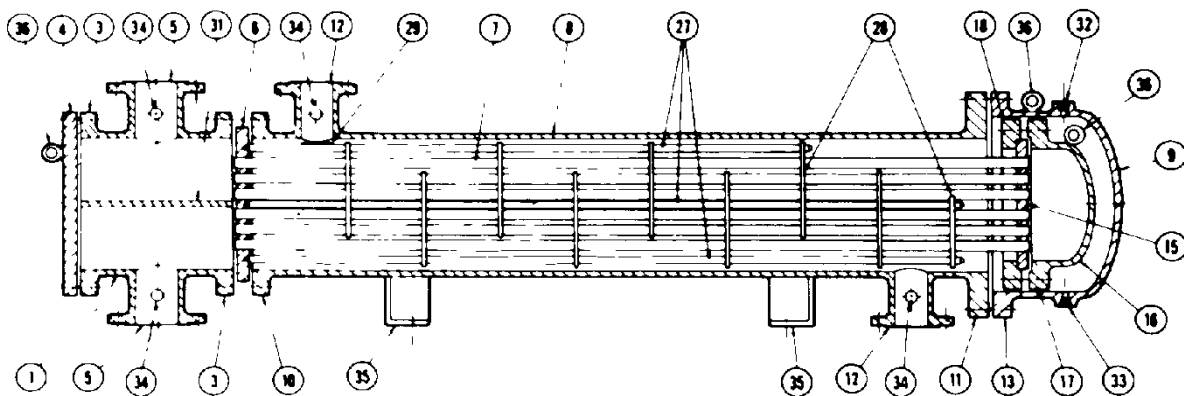
На рис. 14.13 приведены более или менее типичные конструкции кожухотрубных теплообменников, которые позволяют получить о них достаточно полное представление. Необходимо отметить, что часть номеров в списке обозначений опущена, поскольку они относились к вариантам, отсутствующим на рисунке.

На приведенном рисунке иллюстрируются основные принципы конструктивного оформления кожухотрубных теплообменников. Важным вопросом является компенсация температурных удлинений, которые для больших теплообменных аппаратов представляют большую опасность. При этом воз-

можно два способа. Если мы имеем один ход теплоносителя в трубах, так что вход и выход располагаются в противоположных концах теплообмен-



а) Один ход в кожухе и один ход в трубах



б) Один ход в кожухе и два хода в трубах

Рис.14.13. Конструкция мощного кожухотрубного теплообменника:
 1- головка канала; 2- головка кожуха; 3- фланец головки канала или кожуха; 4- крышка канала; 5- патрубок головки; 6- трубная доска;
 7- трубы; 8- корпус; 9- крышка корпуса; 10- передний фланец корпуса;
 11- задний фланец корпуса; 12- патрубок корпуса; 13- задняя крышка корпуса;
 14- компенсатор удлинения; 15- плавающая трубная доска;
 16- плавающая головка; 17- плавающий фланец головки; 18- плавающее устройство задней головки; 19- скользящее разделительное кольцо;
 20- скользящий задний фланец; 21- внешняя крышка плавающей головки; 22- плавающая юбка трубной доски; 23- резервный патрубок;
 27- элементы дистанционирования; 28- поперечные направляющие перегородки; 29- отбойный лист; 31- разделитель ходов; 32- продувка;
 33- слив; 34- соединительные устройства; 35- опорное седло; 36- подъемное ухо; 37- хомут

ника (рис.14.13, а), то компенсация обеспечивается за счет установки кольцевого компенсатора на корпусе (поз.14). Если мы имеем два и более ходов теплоносителя в трубах (рис. 14.13, б), то для этого используются так называемые плавающие головки, которые обеспечивают возможность продольного перемещения трубного пучка (см. поз.15-23). Необходимый уровень теплоотдачи в межтрубном пространстве обеспечивается путем установки направляющих перегородок. При установке перегородок теплоотдача увеличивается как за счет роста скорости, так и за счет появления участков поперечного обтекания. Важным элементом конструкции является наличие продувочного и сливного отверстий, которые обеспечивают возможность полного опорожнения межтрубного пространства. Для этого также необходимо, чтобы обеспечивался гарантированный зазор между перегородками и внутренней поверхностью корпуса.

14.4. Пластинчатые теплообменники

Пластинчатые теплообменники (рис.14.14) получили широкое распространение в последней четверти прошлого века благодаря ряду своих преимуществ перед традиционными конструкциями.

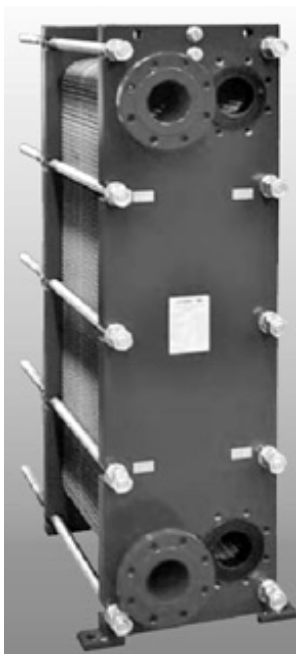


Рис. 14.14. Внешний вид пластинчатого теплообменника фирмы «Функе»

Пластинчатые разборные теплообменники представляют собой пакеты пластин, стянутые шпильками между двух плит.

Пластины разделены между собой эластичными прокладками. Пакет пластин сложен таким образом, что образует две изолированные полости, по которым, как правило, в противоположных направлениях протекают нагреваемая и охлаждаемая среды.

Основой теплообменников являются рифленые пластины, которые могут иметь разный рисунок штампа и толщину. Пластины обычно штампуются из нержавеющей стали. Для теплообменников специального назначения используются пластины из титана и различных сплавов.

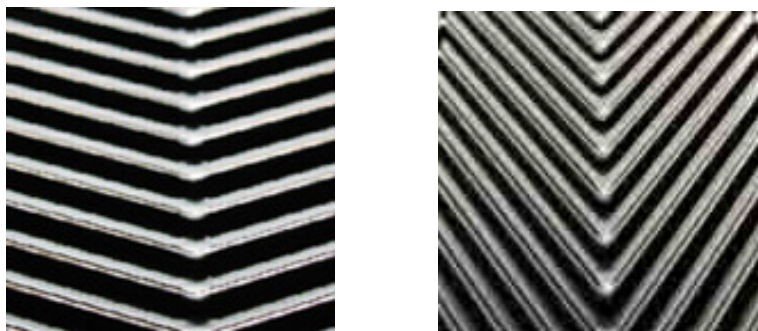
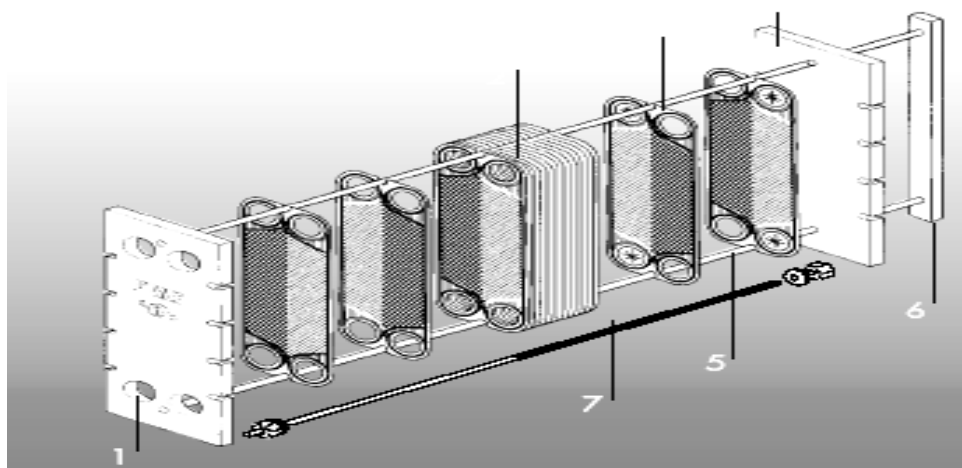


Рис.14.15. Внешний вид пластин

Существенными преимуществами пластинчатых теплообменников является их компактность и, в случае необходимости, полная разборность. Схема разборного пластинчатого теплообменника показана на рис. 14.16.



*Рис.14.16. Конструкция разборного пластинчатого теплообменника:
1 - основная плита; 2 - пакет пластин; 3 - прижимная плита; 4 - верхняя направляющая; 5 - нижняя направляющая; 6 – опора; 7 - стяжные шпильки и гайки*

14.5. 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.

$$\Delta P = \sum \Delta P_m + \sum \Delta P_{\text{ж}} + \sum \Delta P_y + \sum \Delta P_{\text{сп}}. \quad (14.20)$$

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

Дарси:
$$\Delta P_m = \zeta \frac{l}{d_{\text{э}}} \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (14.21)$$

где l – длина канала; $d_{\text{э}} = \frac{4f}{\Pi}$ – 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:

$$\zeta_{\text{из}} = \frac{64 \cdot \varphi}{\text{Re}_{\text{ж}}}, \quad (14.22)$$

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 неизомермическом течении ζ определяют по формуле Б. С. Петухова:
$$\zeta = \zeta_{\text{из}} \left(\frac{\mu_c}{\mu_{\text{ж}}} \right)^n, \quad (14.23)$$

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

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

При $1500 < \text{Pe}_{\text{ж}} \left(\frac{l}{d} \right) < 3 \cdot 10^4 \rightarrow c = 0,535; m = 0,1$.

При турбулентном изотермическом течении

$$\zeta_{\text{из}} = \frac{1}{(1,82 \lg \text{Re}_{\text{ж}} - 1,64)^2}. \quad (14.24)$$

При турбулентном неизомермическом течении:
$$\zeta = \zeta_{\text{из}} \left(\frac{\text{Pr}_c}{\text{Pr}_{\text{ж}}} \right)^{1/3}. \quad (14.25)$$

Местные сопротивления определяются по формуле

$$\Delta P_m = \zeta_m \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (14.26)$$

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

$$\Delta P_y = \rho_2 \cdot w_2^2 - \rho_1 \cdot w_1^2, \quad (14.27)$$

где индексы 1, 2 обозначают входное и выходное сечения.

Для капельных жидкостей ΔP_y – пренебрегают.

Гравитационные потери давления рассчитывается по формуле

$$\Delta P_c = \pm g \cdot \Delta \rho \cdot h, \quad (14.28)$$

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

$$N = \frac{V \cdot \Delta P}{\eta} = \frac{G \cdot \Delta P}{\rho \cdot \eta}, \quad (14.29)$$

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.

Важным моментом при расчетах теплообменников является определение коэффициентов запаса. Основной из них – это коэффициент запаса по поверхности. Существует целый ряд факторов, которые приводят к снижению количества теплоты, переданной теплообменником по сравнению с результатами расчетов по приведенным выше формулам.

К ним относятся, в частности:

- наличие плохо обтекаемых зон;
- неравномерность распределения расходов теплоносителей по сечению;
- появление отложений на поверхности теплообмена при длительной эксплуатации;
- отклонение реальных значений гидродинамических сопротивлений от определенных для идеального распределения потоков.

Рекомендации по определению величин коэффициентов запаса имеются в специальных справочниках по проектированию теплообменников.

14.6. Оптимизация конструктивных параметров теплообменников

При проектировании теплообменников важным этапом является выбор оптимальных конструктивных характеристик аппарата. Рассмотрим в простейшем варианте методику теплогидравлической оптимизации теплообменного аппарата. В приведенном варианте расчет доводится до конечных выражений, так чтобы процедура была полностью ясна.

14.6.1.Общий анализ

Рассмотрим течение несжимаемой жидкости в канале длиной L , с гидравлическим диаметром D_H и равномерной по длине и периметру удельной тепловой нагрузкой q'' (рис. 14.17). Максимальная температура стенки равна $T_{cm} = T_{cm \text{ вых}}$. Охлаждающий поток имеет среднюю скорость w , которой соответствует градиент температуры $\Delta T/l$. Предполагается, что все физические свойства не зависят от температуры. Уравнение баланса энергии имеет следующий вид $q'' \cdot \Pi \cdot L = w \cdot f \cdot \rho \cdot c_p (T_{n \text{ вых}} - T_{n \text{ вх}})$, (14.30) где Π – периметр, f – поперечное сечение, $T_{n \text{ вых}}, T_{n \text{ вх}}$ – температура потока на выходе и на входе, соответственно, w – скорость потока.

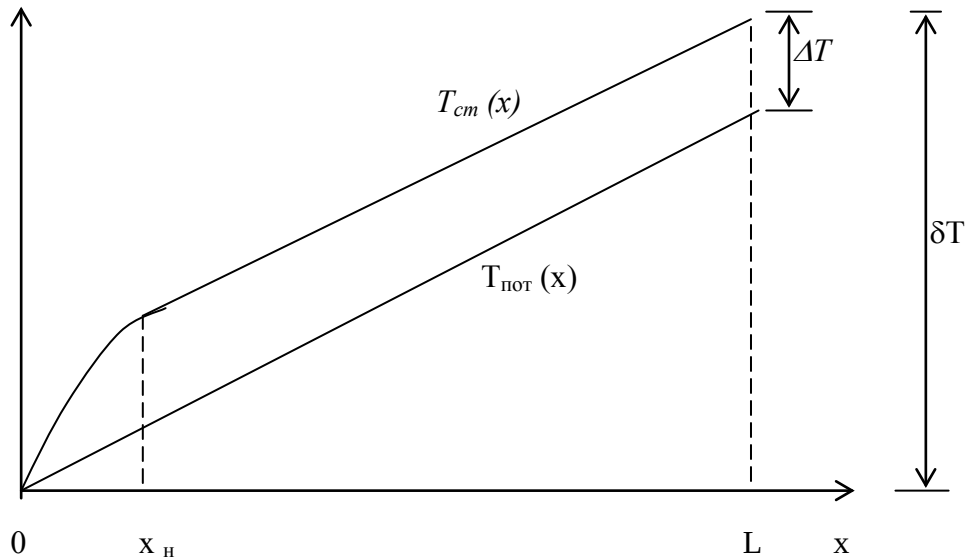


Рис.14.17. Распределение температуры в канале с постоянным тепловым потоком

Так как $(T_{n \text{ вых}} - T_{n \text{ вх}}) = (T_{cm \text{ max}} - T_{n \text{ вх}}) - (T_{cm \text{ max}} - T_{n \text{ вых}})$, то уравнение (14.30) можно записать в виде

$$\frac{q'' \cdot \Pi \cdot L}{w \cdot f \cdot \rho \cdot c_p} = \delta T - \overline{\Delta T}, \quad (14.31)$$

где $\delta T = (T_{\text{max}} - T_{n \text{ вх}})$, $\overline{\Delta T} = T_{cm}(L) - T_n(L)$. δT определяется, а $\overline{\Delta T}$ является функцией коэффициента теплоотдачи при данном тепловом потоке. Две переменные, связанные с гидравликой канала, потери давления ΔP , и мощность насоса N , затрачиваемая на прокачку, могут быть записаны

как
$$\Delta P = \zeta \frac{L}{D_H} \frac{\rho \cdot w^2}{2}, \quad (14.32)$$

где ζ - средний коэффициент сопротивления, и

$$N = \Delta P \cdot w \cdot f. \quad (14.33)$$

Теперь запишем полученные соотношения в безразмерном виде. Для этого используем выражения

$$Nu(Re, Pr) = \frac{q'' D_H}{\lambda \cdot \Delta T}, \quad \overline{D_H} = D_H / L, \quad (14.34)$$

и параметр тепловой нагрузки, определяемый как

$$\Lambda = \frac{q'' \cdot L}{\lambda \cdot \delta T}. \quad (14.35)$$

Тогда уравнение теплового баланса примет вид

$$\Lambda = \frac{1}{\frac{\overline{D_H}}{Nu(Re, Pr)} + \frac{4}{Re \cdot Pr}}. \quad (14.36)$$

Уравнение (14.36) должно удовлетворять любой теплогидравлической системе. Оно является фундаментальным соотношением, связывающим тепловую нагрузку, геометрию системы, свойства теплоносителя, эффективность теплоотдачи (Nu) и расход теплоносителя (Re).

Дополним систему безразмерных переменных еще двумя величинами – безразмерной мощностью на прокачку и безразмерным перепадом давления:

$$\overline{\Psi} = \frac{N}{\rho \cdot w^2 \cdot (\Pi / L^2)} = \frac{\zeta_{cp}}{8} \frac{Re^3}{D_H^3} \quad \text{и} \quad (14.37)$$

$$\overline{\Delta P} = \frac{\Delta P}{\rho \cdot (w^2 / L^2)} = 0,5 \cdot \zeta_{cp} \frac{Re^2}{D_H^2}. \quad (14.38)$$

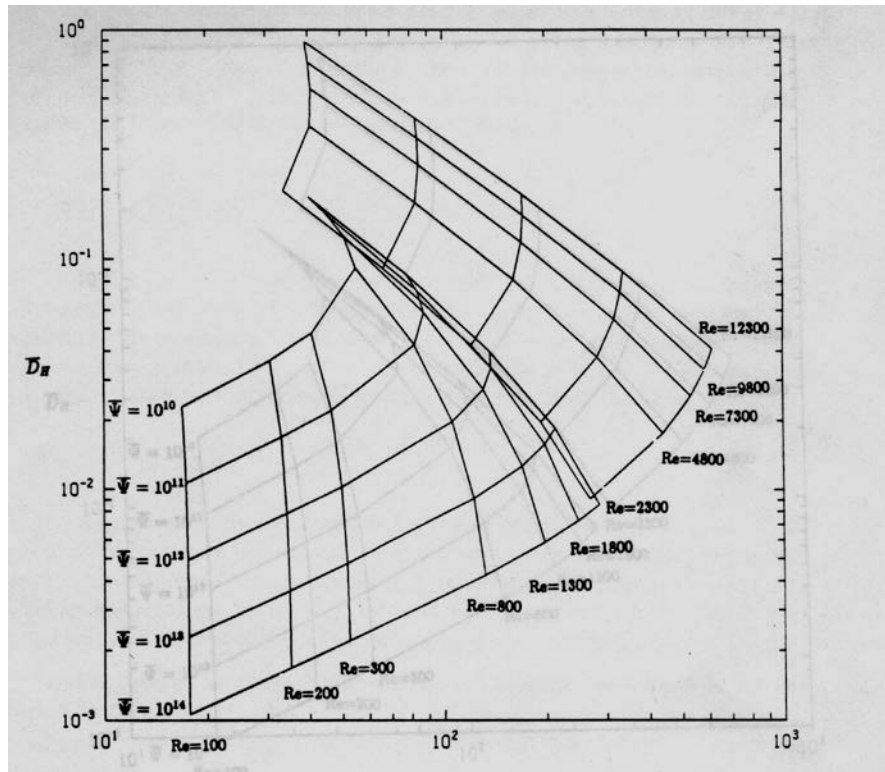


Рис.14.18. Зависимость безразмерного гидравлического диаметра от параметра тепловой нагрузки для плоских каналов с постоянной плотностью тепловой нагрузки на стенке при различных значениях Re и Ψ (для воздуха)

На рис.14.18 построена зависимость безразмерного гидравлического диаметра от тепловой нагрузки для различных значений числа Рейнольдса и мощности на прокачку, используя уравнения для плоского канала.

На рис.14.19 построена аналогичная зависимость для круглой трубы. В качестве теплоносителя рассматривается воздух и предполагается, что поток является развитым в гидродинамическом и тепловом отношении.

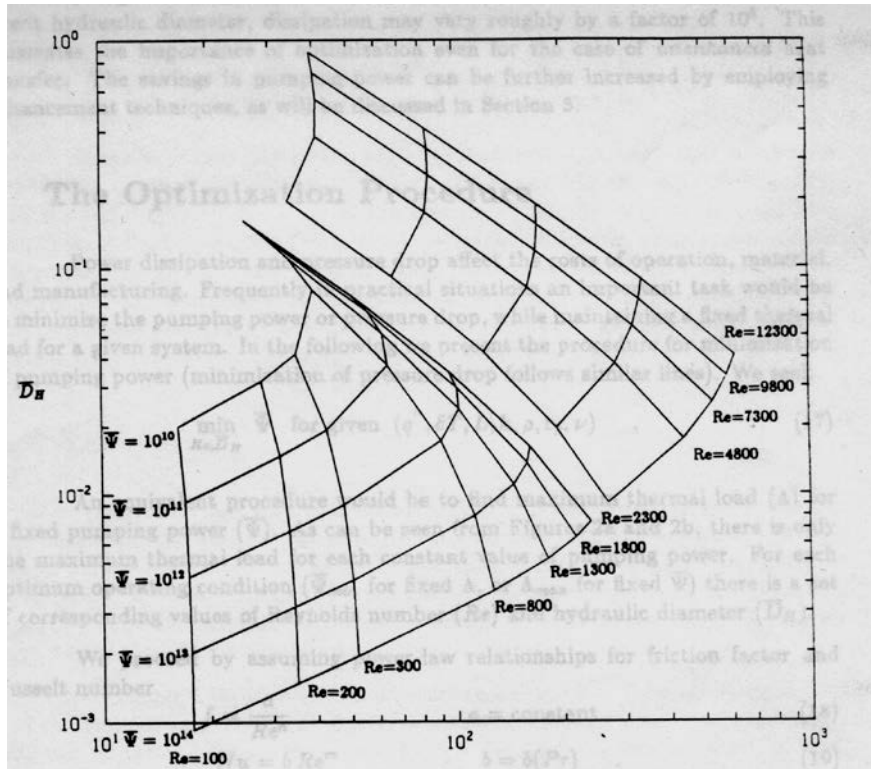


Рис.14.19. Зависимость безразмерного гидравлического диаметра от параметра тепловой нагрузки для круглой трубы с постоянной плотностью тепловой нагрузки на стенке при различных значениях Re и Ψ (для воздуха)

Для ламинарного течения в плоском и круглом каналах имеются точные решения:

для плоского канала $\zeta = \frac{96}{Re}$; $Nu = 8,24$ (14.39)

и

круглого канала $\zeta = \frac{64}{Re}$; $Nu = 4,36$. (14.40)

Для турбулентного течения в гладком канале (как в плоском, так и в круглом) используем степенные формулы

$$\zeta = a \cdot Re^{-n} , \text{ где } a = const \quad (14.41)$$

и

$$Nu = b \cdot Re^m , \text{ где } b = b(Pr) \quad (14.42)$$

Отметим, что при фиксированном Λ в зависимости от выбора величины D_H/L величина $\bar{\Psi}$, которая определяет уровень диссипативных потерь может меняться на 3 порядка. Поэтому оптимизация важна даже, если при проектировании теплообменника не предполагается использовать интенсификацию теплообмена.

14.6.2. Процедура оптимизации

Любая оптимизация предполагает введение некоторой целевой функции, экстремум которой определяет наилучшие характеристики системы.

Будем считать, что наилучшим теплообменником будет такой, для которого $\bar{\Psi}$ будет минимальной для заданной величины параметра тепловой нагрузки Λ . То есть Λ и будет нашей целевой функцией при выполнении упомянутого дополнительного условия. Будем также считать, что критическое число Рейнольдса ($Re_{кр}$) равно 2300.

Уравнение (14.41) совместно с уравнением (14.35) дает

$$\bar{D}_H = \frac{b \cdot Re^m}{\Lambda} \left(1 - \frac{4\Lambda}{Pr \cdot Re}\right). \quad (14.43)$$

Подставляя коэффициент сопротивления и гидравлический диаметр в уравнение (14.38), получим следующее выражение целевой функции $\bar{\Psi}$

$$\bar{\Psi} = \frac{a \cdot \Lambda^3}{8 \cdot b^3} \frac{Re^{3-n-3m}}{\left(1 - \frac{4 \cdot \Lambda}{Re \cdot Pr}\right)^3}. \quad (14.44)$$

Поскольку мы ищем минимальное значение $\bar{\Psi}$ при постоянном Λ , то нам необходимо продифференцировать выражение (14.44) по числу Re . При этом оптимальное значение числа Re будет обращать производную $\partial \bar{\Psi} / \partial Re$ в ноль. Выполняя указанную операцию, получим следующее значение оптимального числа Re

$$Re_{opt} = \frac{4 \cdot \Lambda}{Pr} \frac{6 - n - 3m}{3 - n - 3m}. \quad (14.45)$$

Подставляя выражение (14.45) в уравнение (14.44) получим выражение для минимальной величины $\bar{\Psi}$

$$\bar{\Psi}_{min} = \frac{a \cdot \Lambda^3}{8 \cdot b^3} \left(\frac{4 \cdot \Lambda}{Pr} \frac{6 - n - 3m}{3 - n - 3m}\right)^{3-n-3m} \left(1 - \frac{6 - n - 3m}{3 - n - 3m}\right)^{-3}. \quad (14.46)$$

Необходимая величина $\bar{D}_H$ определяется с помощью уравнений (14.43), (14.46)

$$\bar{D}_{H \text{ опт}} = \frac{b}{\Lambda} \left(\frac{4\Lambda}{Pr} \frac{6-n-3m}{3-n-3m} \right)^m \left(1 - \frac{6-n-3m}{3-n-3m} \right). \quad (14.47)$$

Как видно из уравнений (14.44 - 14.46) оптимальные условия работы зависят от числа Pr , тепловой нагрузки Λ , а также от тепловых (Nu) и гидравлических (ζ) параметров системы, которые мы можем оценить с помощью имеющихся зависимостей.

Рассмотрим теперь некоторые результаты расчетов. Результаты приведены для следующих численных значений параметров

- при ламинарном течении - $a = 96, n = 1, b = 8,24, m = 0,8$;
- при турбулентном течении - $a = 0,184, n = 0,2, b = 0,0174, m = 0,8$.

На рис.14.19 представлены оптимальные значения мощности на прокачку $\bar{\Psi}_{\min}$ как функции Λ . Для ламинарного течения справедливы следующие выражения

$$Re_{\text{онм}} = 14,09 \cdot \Lambda; \quad \bar{\Psi}_{\min} = 19,74 \cdot \Lambda^5; \quad \bar{D}_{H \text{ онм}} = 4,94/\Lambda. \quad (14.48)$$

Первая из формул (14.48) показывает, что при $\Lambda > 163,2 \rightarrow Re_{\text{онм}} > 2300$. Таким образом, если $\Lambda > 163,2$ ($0,071 \cdot Re_{\text{кр}}$), то при ламинарном течении мы должны принять $Re_{\text{онм}} = Re_{\text{кр}} = 2300$, тогда из формулы (14.46) получим при $Pr = 0,71$

$$\bar{\Psi}_{\min} = \frac{a \cdot \Lambda^3}{8 \cdot b^3} \frac{Re_{\text{кр}}^2}{\left(1 - \frac{4\Lambda}{Re_{\text{кр}} Pr} \right)^3} = \frac{113670 \cdot \Lambda^3}{\left(1 - \frac{\Lambda}{408,25} \right)^3}. \quad (14.49)$$

Очевидно, что формула (14.49) имеет смысл, если знаменатель положителен. То есть $\Lambda < Re_{\text{кр}} \cdot Pr/4$ или $\Lambda < 0,177 \cdot Re_{\text{кр}}$.

Для турбулентного течения по уравнениям (14.46) - (14.49) получим

$$Re_{\text{онм}} = 47,89 \cdot \Lambda; \quad \bar{\Psi}_{\min} = 29870 \cdot \Lambda^{3,4}; \quad (14.50)$$

На рис.14.20 можно видеть границу между областями изменения параметра Λ , где более эффективно ламинарное или турбулентное течение. На рисунке изображена также общая оптимизационная линия, включающая как ламинарный, так и турбулентный режимы и изменение положения этой линии при использовании интенсифицированной поверхности.

Необходимо отметить, что картина изменения коэффициентов теплоотдачи и сопротивления, заложенная в приведенный расчет, является, упрощенной. В действительности переход от значений, соответствующих зависимостям (14.39), (14.40) для установившегося ламинарного течения, к зависимостям (14.41), (14.42) для установившегося турбулентного течения происходит не при фиксированном значении числа $Re = 2300$, а в некотором интервале его значений. В результате этого процесс оптимизации становится более громоздким, но, в принципе, он не будет отличаться от продемонстрированного выше.

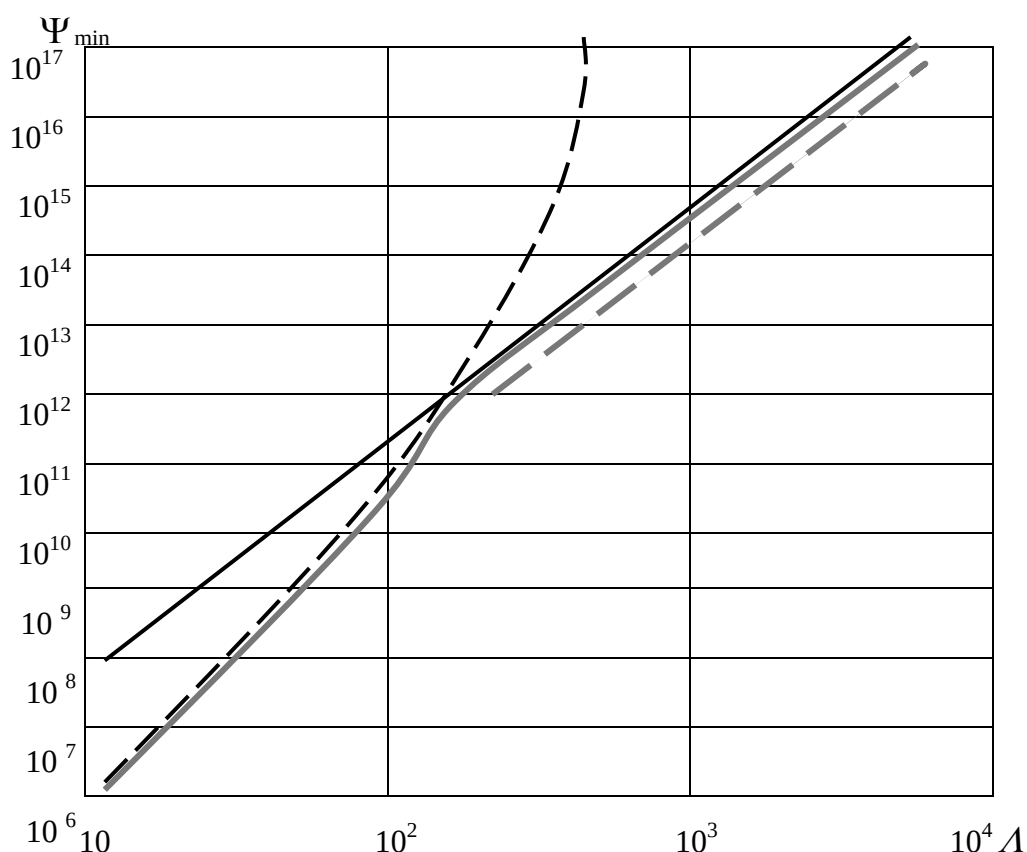


Рис.14.20. Оптимальные потери на прокачку в зависимости от параметра тепловой нагрузки для ламинарного и турбулентного течения в гладком канале:

- - - - - ламинарное течение; ————— турбулентное течение;
 ————— общая линия для гладкого канала;
 - - - - - канал с интенсификацией с помощью кольцевой накатки

14.6.3. Некоторые методы интенсификации теплообмена в теплообменных аппаратах

Для интенсификации конвективного теплообмена в трубах большой протяженности стараются уменьшить ламинарную и входную области. Для этого применяют:

- различного типа завихрители, обеспечивающие турбулизацию потока при тангенциальном его входе;
- в переходной области перед входом в каналы, протяженностью равной длине начального гидродинамического участка и менее, установку турбулизирующих решеток, шайб и других устройств, повышающих турбулентность потока;
- короткие трубы и каналы; плоское прерывистое и жалюзийное (рис. 14.21,а), проволочное или стерженьковое оребрение; диффузорно-

конфузорные трубы и каналы; трубы с шайбовым и поперечно-спиральным внутренним оребрением и другие поверхности с искусственной дискретной шероховатостью (рис. 14.21, б—д), которые искусственно прерывают развивающийся ламинарный или турбулентный пограничный слой во входных участках каналов или ламинарный подслои в переходной и турбулентной областях;

- уменьшают поперечные размеры каналов в ламинарной и турбулентной областях, в том числе с помощью продольного внутреннего оребрения. В переходной области этот метод неприемлем, так как вызывает снижение коэффициентов теплоотдачи.

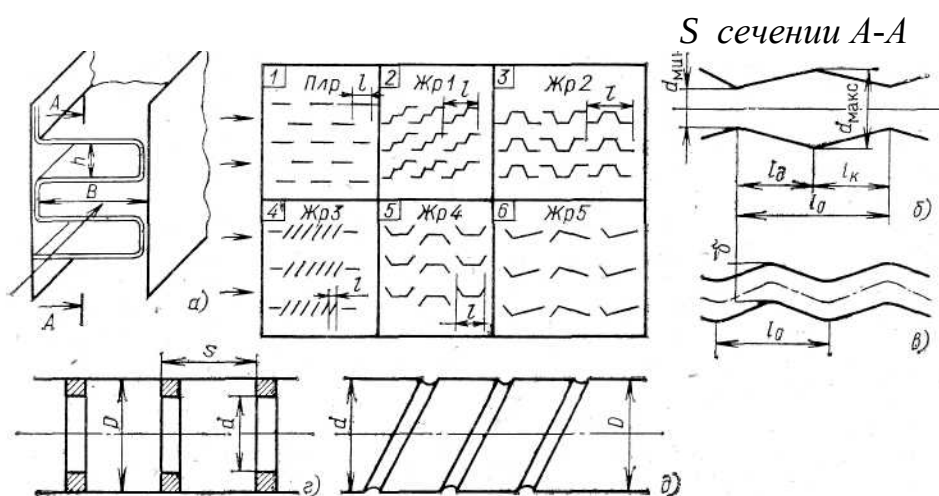


Рис. 14.21. Эффективные поверхности нагрева и варианты продольных профилей оребрения: а — с прерывистым плоским (Плр) и жалюзийным (Жр1—Жр5) оребрением; б — диффузорно-конфузорная труба; в — волнистый канал, образованный гофрированными пластинами; г — труба с внутренним поперечным шайбовым оребрением; д — профилированная труба с накатными поперечно-спиральными элементами шероховатости

Оребрение поверхности не ведет к интенсификации теплообмена, если протяженность ребер в направлении потока больше, чем протяженность оребряемой стенки. Например, в поперечном потоке коэффициенты теплоотдачи труб с поперечными круглыми, спиральными или пластинчатыми гладкими ребрами могут быть ниже, чем у гладких.

Теплообмен интенсифицируют, повышая скорость теплоносителей, увеличивая радиационную составляющую, запыляя потоки прозрачных для инфракрасного излучения воздуха и других двухатомных газов твердыми частицами и подмешивая в них трехатомные и многоатомные газы.

При кипении жидкостей добиваются увеличения числа центров парообразования, большего перегрева жидкости у поверхности кипения, улучшения условия отвода пара, уменьшения доли поверхности пузырей, контактирующей с более холодными слоями жидкости.

Для этого

- применяют ребристые трубы и каналы;

- поверхности с пористым покрытием;
- организуют кипение в тонких пленках жидкости, во взвешенных слоях твердых частиц.

При конденсации пара стремятся уменьшить термическое сопротивление пленки конденсата.

Для этого

- повышают скорость движения пара в каналах с малыми поперечными размерами;
- осуществляют отсос конденсата через пористые покрытия поверхности;
- улучшают условия отвода конденсата с помощью сил поверхностного натяжения, выполняя для этого на поверхности канавки,
- покрывают поверхность труб гидрофобными веществами, ухудшающими смачиваемость поверхности, с целью смены режима пленочной конденсации на капельную.

14.7. Примеры с решениями

Пример 14 – 1. Определить поверхность теплообмена и число секций, длиной $l = 2$ м водо-водяного теплообменника типа «труба в трубе» (рис. 14.22). 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 трубами от температуры $t'_x = 10$ °С до $t''_x = 40$ °С. Наружная труба имеет внутренний диаметр $D = 50$ мм. Расход холодной воды составляет $G_x = 3240$ кг/ч.

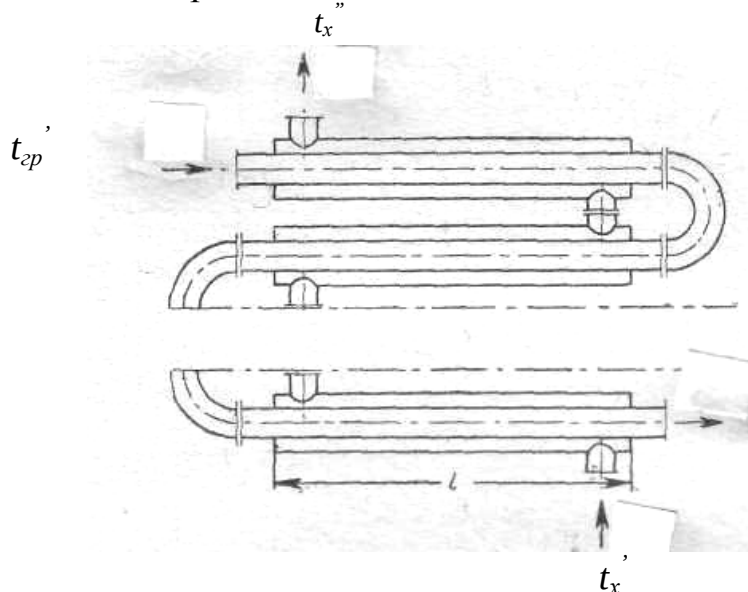


Рис. 14.22 . Схема водо-водяного теплообменника типа «труба в трубе»

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

Определяем температуру греющей воды на выходе

$$t_{\text{гр}}'' = t_{\text{гр}}' - \frac{Q \cdot \eta}{G_{\text{гр}} \cdot c_{\text{п гр}}} = 90 - \frac{113,1 \cdot 0,97}{0,6 \cdot 4,19} = 46,4 \text{ } ^\circ\text{C},$$

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 $t_{\text{гр}} = 0,5(t_{\text{гр}}' + t_{\text{гр}}'') = 0,5(90 + 46,4) = 68,2 \text{ } ^\circ\text{C}$; $\rho_{\text{зр}} = 978,8 \text{ кг/м}^3$; $\nu_{\text{зр}} = 0,426 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{\text{зр}} = 0,666 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $Pr_{\text{зр}} = 2,63$; $t_{\text{х}} = 0,5(t_{\text{х}}' + t_{\text{х}}'') = 0,5(10 + 40) = 25 \text{ } ^\circ\text{C}$; $\rho_{\text{х}} = 997 \text{ кг/м}^3$; $\nu_{\text{х}} = 0,905 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_{\text{х}} = 0,608 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $Pr_{\text{х}} = 6,22$.

Рассчитываем скорости течения теплоносителей

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

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

Определяем режимы течения греющего и нагреваемого теплоносителей.

$Re_{\text{гр}} = \frac{W_{\text{гр}} \cdot d_1}{\nu_{\text{гр}}} = \frac{0,6 \cdot 0,036}{0,426 \cdot 10^{-6}} = 50704$. $Re_{\text{х}} = \frac{W_{\text{х}} \cdot d_3}{\nu_{\text{х}}} = \frac{1,28 \cdot 0,01}{0,905 \cdot 10^{-6}} = 14144$, 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

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

Для определения $Pr_{\text{см}}$ ориентировочно рассчитываем $t_{\text{см}} = 0,5(t_{\text{зр}} + t_{\text{х}}) = 0,5(68,2 + 25) = 46,6 \text{ } ^\circ\text{C}$; $Pr_{\text{см}} = 3,87$.

$$Nu_{\text{гр}} = 0,021 \cdot (50704)^{0,8} \cdot (2,63)^{0,43} \cdot \left(\frac{2,63}{3,87} \right)^{0,25} = 0,021 \cdot 5808 \cdot 1,51 \cdot 0,91 = 167,2.$$

Находим коэффициент теплоотдачи от потока греющей воды к стенке

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

Рассчитываем теплоотдачу от холодного теплоносителя

$$\begin{aligned} Nu_{\text{х}} &= 0,021 \cdot Re_{\text{х}}^{0,8} \cdot Pr_{\text{х}}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\text{х}}}{Pr_{\text{ст}}} \right)^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot (14144)^{0,8} \cdot (6,22)^{0,43} \cdot \left(\frac{6,22}{3,87} \right)^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot 2091 \cdot 2,19 \cdot 1,12 = 108,3; \\ \alpha_{\text{х}} &= Nu_{\text{х}} \frac{\lambda_{\text{х}}}{d_3} = 108,3 \frac{0,608}{0,01} = 6584 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$\begin{aligned} K &= \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\text{гр}}} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_{\text{с}} + \frac{1}{\alpha_{\text{х}}}} = \frac{1}{\frac{1}{3093} + \frac{0,002}{52} + \frac{1}{6584}} = \\ &= \frac{1}{0,000323 + 0,000038 + 0,000152} = 1949 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}. \end{aligned}$$

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

Рассчитываем плотность теплового потока

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

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

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

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

$$t_{\text{ст}}^{\text{х}} = t_{\text{х}} + \frac{q}{\alpha_{\text{х}}} = 25 + \frac{82249}{6584} = 37,5^\circ \text{C}.$$

При этих температурах $Pr_{\text{гр}}' = 4,19$; $Pr_{\text{х}}' = 4,59$; $\left(\frac{Pr_{\text{гр}}}{Pr_{\text{гр}}'}\right)^{0,25} = \left(\frac{2,63}{4,19}\right)^{0,25} = 0,89$ (в расчете – 0,91); $\left(\frac{Pr_{\text{х}}}{Pr_{\text{х}}'}\right)^{0,25} = \left(\frac{6,22}{4,59}\right)^{0,25} = 1,08$ (в расчете – 1,12).

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

Пример 14 – 2. Найти температуры поверхности испарителя, конденсатора и максимальный тепловой поток медной тепловой трубы, диаметром $d_2/d_1 = 20/22 \text{ мм}$. Фитиль (рис. 14.23) толщиной $\delta_{\text{ф}} = 2 \text{ мм}$ 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 отсутствует, $L_T = 0$, длина конденсатора и испарителя составляет $L_K = L_U = 350 \text{ мм}$. Тепловая труба расположена горизонтально. В зоне испарения поддерживаются граничные условия второго рода, $Q = 140 \text{ Вт}$; на внешней поверхности конденсатора – граничные условия третьего рода. Коэффициент теплоотдачи от трубы к охлаждаемому потоку воздуха с температурой $t_{\text{в}} = 15^\circ \text{C}$ составляет $\alpha_{\text{в}} = 70 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$.

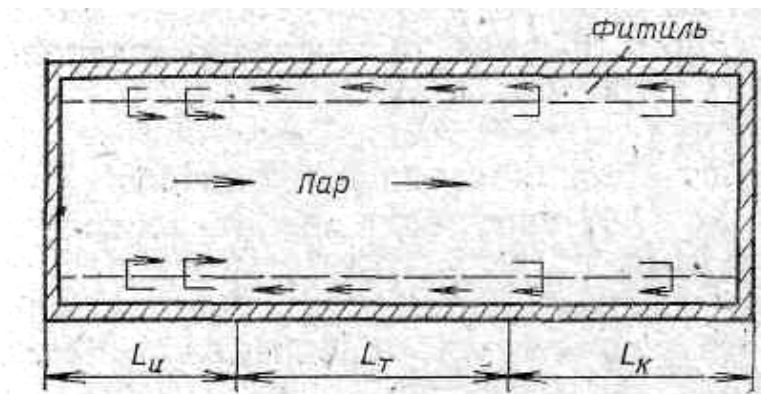


Рис. 14.23. Принципиальная схема тепловой трубы

Определяем температуру поверхности конденсатора

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

Находим теплопроводность меди $\lambda_{cm} = 360 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}$.

Рассчитываем полное термическое сопротивление боковой стенки в зоне конденсации

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

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

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

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 $t_g = \frac{t_k + t_u}{2} = \frac{82,7 + 105,8}{2} = 94,2^\circ \text{C}$; $\sigma_g = 622 \cdot 10^{-4} \text{ Н/м}$; $\mu_g = 347 \cdot 10^{-6} \text{ Н·сек/м}^2$; $\rho_g = 970 \text{ кг/м}^3$; $r = 2243 \text{ кДж/кг}$; $\mu_n = 12,2 \cdot 10^{-6} \text{ Н·с/м}^2$; $\rho_n = 0,712 \text{ кг/м}^3$.

Определяем максимальный тепловой поток в трубе, ограниченный капиллярными силами

$$Q_{max} = \frac{2 \cdot \sigma_g \cdot r}{R'(L + L_m) \cdot \left(\frac{\mu_g}{2 \cdot \rho_g \cdot K \cdot F_{\phi}} + \frac{16 \cdot \mu_n}{\rho_n \cdot d_2^2 \cdot F_n} \right)} = \\ = \frac{2 \cdot 622 \cdot 10^{-4} \cdot 2243 \cdot 10^3}{0,11 \cdot 10^{-3} \cdot (0,7 + 0) \cdot \left(\frac{347 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 970 \cdot 1,5 \cdot 10^{-10} \cdot 0,000113} + \frac{16 \cdot 12,2 \cdot 10^{-6}}{0,712 \cdot (0,02)^2 \cdot 0,000314} \right)} = 343 \text{ Вт}.$$

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 14 – 3. Определить поверхность теплообмена двухходового воздухоподогревателя котлоагрегата (рис. 14.24). Рассчитать количество и высоту труб, расположенных вдоль и поперек потока воздуха.

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

$t_g'' = 280^\circ\text{C}$. Дымовые газы с температурой на входе $t_g' = 400^\circ\text{C}$, расходом $G_g = 18 \text{ кг/с}$, скоростью $w_g = 15 \text{ м/с}$ 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 $s_1 = s_2 = 1,25 d_2$.

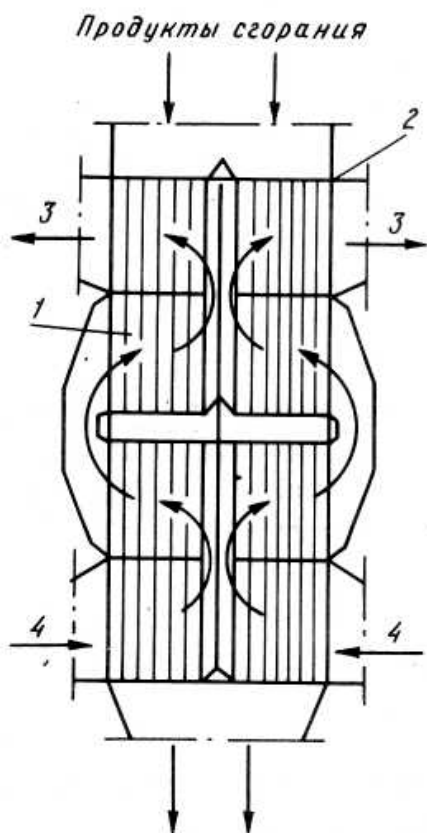


Рис. 14.24. Схема потоков в воздухоподогревателе: 1 – вертикальные трубы; 2 – трубные доски; 3 – короба нагретого воздуха; 4 – подводящие короба холодного воздуха

Для определения теплофизических свойств воздуха находим его среднюю температуру $t_b = 0,5(t_b' + t_b'') = 0,5(20 + 280) = 150^\circ\text{C}$;
 $\rho_g = 0,834 \text{ кг/м}^3$; $Cp_g = 1,015 \text{ кДж/(кг·град)}$; $\lambda_g = 3,56 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м·град)}$;
 $\nu_g = 28,94 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_g = 0,683$.

Рассчитываем количество передаваемой в воздухоподогревателе теплоты:
 $Q = G_b \cdot C_{p_b} (t_b'' - t_b') = 20 \cdot 1,015 (280 - 20) = 5278 \text{ кВт}$.

Для определения температуры газов на выходе из воздухоподогревателя задаемся средней температурой газов $t_g = 300^\circ\text{C}$, по которой выбираем по таблицам теплоемкость $Cp_g = 1,122 \text{ кДж/(кг·град)}$;

$$t_g'' = t_g' - \frac{Q}{G_g \cdot Cp_g} = 400 - \frac{5278}{18 \cdot 1,122} = 138,7^\circ\text{C}; t_g = 0,5(400 + 138,7) = 269,3^\circ\text{C}.$$

В результате второго приближения теплоемкость газов при температуре $t_g = 269,3^\circ\text{C}$ будет равна $Cp_g = 1,114 \text{ кДж/(кг·град)}$;

$t_g'' = 400 - \frac{5278}{18 \cdot 1,114} = 136,8^\circ\text{C}$; $t_g = 0,5(400 + 136,8) = 268,4^\circ\text{C}$. Как видно, средние температуры газов практически совпадают. Находим теплофизические параметры дымовых газов $\rho_g = 0,658 \text{ кг/м}^3$; $Cp_g = 1,114 \text{ кДж/(кг·град)}$;
 $\lambda_g = 4,58 \cdot 10^{-2} \text{ Вт/(м·град)}$; $\nu_g = 41,7 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_g = 0,66$; $Pr_c = 0,67$.

Определяем режимы течения теплоносителей

$$Re_{\Gamma} = \frac{w_{\Gamma} \cdot d_1}{\nu_{\Gamma}} = \frac{15 \cdot 0,048}{41,7 \cdot 10^{-6}} = 17266 ; Re_B = \frac{w_B \cdot d_2}{\nu_B} = \frac{10 \cdot 0,051}{28,94 \cdot 10^{-6}} = 17623 .$$

Режимы течения теплоносителей – турбулентные.

Рассчитываем теплоотдачу от газов к стенке трубы:

$$Nu_{\Gamma} = 0,021 \cdot Re_{\Gamma}^{0,8} \cdot Pr_{\Gamma}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\Gamma}}{Pr_c} \right)^{0,25} =$$

$$= 0,021 \cdot (17266)^{0,8} \cdot (0,66)^{0,43} \cdot \left(\frac{0,66}{0,67} \right)^{0,25} = 0,021 \cdot 2453 \cdot 0,836 \cdot 1 = 43,1 ;$$

$$\alpha_{\Gamma} = \frac{Nu_{\Gamma} \cdot \lambda_{\Gamma}}{d_1} = \frac{43,1 \cdot 0,0458}{0,048} = 41,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} .$$

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

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_{\Gamma}} + \frac{\delta_c}{\lambda_c} + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{41,1} + \frac{0,0015}{48} + \frac{1}{89,1}} = 28,1 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} .$$

Рассчитываем температурный напор

$$\Delta t_{\log} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}} = \frac{120 - 116,8}{\ln \frac{120}{116,8}} = \frac{3,2}{0,0266} = 120,3 ^\circ \text{C} .$$

По номограммам для данной схемы течения теплоносителей [4] находим

$$P = \frac{t_B'' - t_B'}{t_{\Gamma}' - t_B'} = \frac{280 - 20}{400 - 20} = \frac{260}{380} = 0,68 ; R = \frac{t_{\Gamma}' - t_{\Gamma}''}{t_B'' - t_B'} = \frac{400 - 136,8}{280 - 20} = \frac{263,2}{260} = 1,01 ;$$

$$\varepsilon = 0,7 ; \quad \Delta t = \Delta t_{\text{прот}} \cdot \varepsilon = 120,3 \cdot 0,7 = 84,2 ^\circ \text{C} .$$

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

$$n = \frac{4 \cdot G_{\Gamma}}{\rho_{\Gamma} \cdot \pi \cdot d_1^2 \cdot w_{\Gamma}} = \frac{4 \cdot 18}{0,658 \cdot 3,14 \cdot (0,048)^2 \cdot 15} = 1008 \text{ шт} .$$

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 14 – 4. Определить количество и высоту латунных трубок вертикального четырехходового парожидкостного теплообменника (рис.14.25). 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 $t'_\text{в} = 15^\circ\text{C}$ до температуры $t''_\text{в} = 92^\circ\text{C}$ 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.

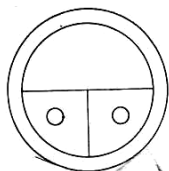
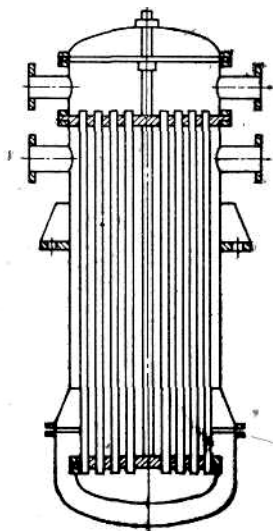


Рис. 14.25. Схема кожухотрубчатого теплообменного аппарата с нижней плавающей головкой



Определяем количество передаваемой теплоты в теплообменнике

$$Q = G_1 \cdot c_{p1} \cdot (t''_\text{в} - t'_\text{в}) = 7,5 \cdot 4,176 \cdot (92 - 15) = 2412 \text{ кВт},$$

где $c_{p1} = 4,176 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}$ - теплоемкость воды при $t_\text{в}$
 $= 0,5(92 + 15) = 53,5^\circ\text{C}$.

Выбираем параметры пара по его давлению: $p = 10,5 \text{ Н/см}^2$; $t_\text{н} = 100^\circ\text{C}$;
 $i'' = 2675,9 \text{ кДж/кг}$; $r = 2256,8 \text{ кДж/кг}$.

Таблица 14.1.

Значения комплексов A и B при конденсации насыщенного водяного пара

$t_\text{н}, ^\circ\text{C}$	$A,$ $1/(\text{м} \cdot \text{град})$	$B \cdot 10^3,$ м/Вт	$t_\text{н}, ^\circ\text{C}$	$A,$ $1/(\text{м} \cdot \text{град})$	$B \cdot 10^3,$ м/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. 14.1
 $A = 5 \cdot 1,5 \cdot 1/(м \cdot град)$; $B = 0,00628 \text{ м/Вт}$; 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 формуле $Re = \left[253 + 0,069 \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot Pr^{0,5} \cdot (Z - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} =$
 $= \left[253 + 0,069 \left(\frac{1,75}{3,34} \right)^{0,25} \cdot (1,75)^{0,5} \cdot (2390 - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} = 1656$,
 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

$$\alpha_k = \frac{Re}{\Delta t_k \cdot H \cdot B} = \frac{1656}{23,2 \cdot 2 \cdot 0,00628} = 5683 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

По средней температуре воды $t_6 = 53,5^\circ \text{C}$ выбираем ее теплотехнические параметры $\rho_6 = 986,4 \text{ кг/м}^3$; $\lambda_6 = 0,652 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}$; $\nu_6 = 0,529 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$;
 $Pr = 3,34$.

Определяем режим течения воды

$$Re_B = \frac{w_B \cdot d_2}{\nu_B} = \frac{1,75 \cdot 0,014}{0,529 \cdot 10^{-6}} = 26465.$$

$Re_6 > 10^4$ – 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

$$\alpha_B = Nu_B \frac{\lambda_B}{d_1} = 134 \frac{0,652}{0,014} = 6240 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_k} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{5683} + \frac{0,001}{107} + \frac{1}{6240}} = 2907 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем среднюю плотность теплового потока

$$q = \Delta t_{\text{лог}} \cdot k = 32,6 \cdot 2907 = 94,8 \text{ кВт/м}^2.$$

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

$$H = \frac{F}{\pi \cdot d_{cp} \cdot n} = \frac{25,4}{3,14 \cdot 0,015 \cdot 116} = 4,7 \text{ м.}$$

Так как полученное значение величины H не совпадает с принятым ранее, производим перерасчет, принимая $H = 4,7 \text{ м}$.

Находим температуры стенки трубы:

$$\text{- со стороны пара } t_{п-с} = t_n - \frac{q}{\alpha_k} = 100 - \frac{94800}{5683} = 83,3 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\text{- со стороны воды } t_{с-в} = t_{п-с} - \frac{q}{\lambda_c} \delta = 83,3 - \frac{94800}{107} 0,001 = 82,4 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

$$Z = 23,2 \cdot 4,7 \cdot 51,5 = 5616 > 2300.$$

Режим течения пленки конденсата смешанный, поэтому расчет ведем по

$$\begin{aligned} \text{формуле } Re &= \left[253 + 0,069 \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot Pr^{0,5} \cdot (Z - 2300) \right]^{\frac{4}{3}} = \\ &= \left[253 + 0,069 \left(\frac{1,75}{2,12} \right)^{0,25} \cdot (1,75)^{0,5} \cdot (5616 - 2300) \right]^{4/3} = 4398, \end{aligned}$$

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

$$\alpha_k = \frac{Re}{\Delta t_k \cdot H \cdot B} = \frac{4398}{23,2 \cdot 4,7 \cdot 0,00628} = 6422 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Определяем коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_k} + \left(\frac{\delta}{\lambda} \right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{6422} + \frac{0,001}{107} + \frac{1}{6240}} = 3086 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем среднюю плотность теплового потока

$$q = \Delta t_{\text{лог}} \cdot k = 32,6 \cdot 3086 = 100,6 \text{ кВт/м}^2.$$

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

$$H = \frac{F}{\pi \cdot d_{cp} \cdot n} = \frac{24,0}{3,14 \cdot 0,015 \cdot 116} = 4,4 \text{ м.}$$

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 14 – 5. Определить поверхность теплообмена и длину секций змеевикового экономайзера котлоагрегата (рис. 14.26), предназначенного для подогрева питательной воды, движущейся со скоростью $w_g = 0,5 \text{ м/с}$ по стальным трубам диаметром $d_1/d_2 = 46/53 \text{ мм}$ в количестве $G_g = 40 \text{ т/ч}$ от температуры $t'_g = 150^\circ\text{C}$ до $t''_g = 250^\circ\text{C}$. Дымовые газы, обогревающие трубы, расходом $G_z = 87 \text{ т/ч}$ и скоростью в узком сечении пучка $w_z = 10 \text{ м/с}$, имеют температуру при входе в экономайзер $t'_z = 750^\circ\text{C}$. 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 $s_1 = 2,1d_2$.

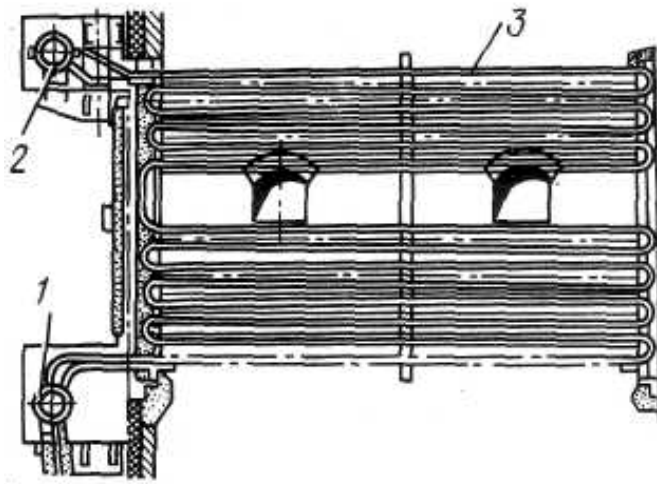


Рис. 14.26. Схема водяного экономайзера: 1 – коллекторы холодной и горячей воды; 3 – многоходовые змеевиковые панели

По средней температуре воды находим ее теплофизические параметры

$$t_B = 0,5(t'_B + t''_B) = 0,5(150 + 250) = 200^\circ\text{C}.$$

$$\rho_g = 863,0 \text{ кг/м}^3; \lambda_g = 0,663 \text{ Вт/(м} \cdot \text{град)}; \nu_g = 0,158 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; Pr_g = 0,93;$$

$$C_{p,g} = 4,505 \text{ кДж/(кг} \cdot \text{град)}.$$

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

$$t'_z = t''_z - \frac{Q}{G_z \cdot C_{p,z}} = 750 - \frac{5000}{24,2 \cdot 1,2} = 577,8^\circ\text{C}.$$

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.
 $\rho_z = 0,378 \text{ кг/м}^3$; $\lambda_z = 0,08 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$; $\nu_z = 106,4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_z = 0,613$.

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

$$P_{CO_2} \cdot l = 0,12 \cdot 0,195 = 0,0234 \text{ м}\cdot\text{атм};$$

$$P_{H_2O} \cdot l = 0,1 \cdot 0,195 = 0,0195 \text{ м}\cdot\text{атм}.$$

Степень черноты дымовых газов при их средней температуре $t_r = 664 \text{ } ^\circ\text{C}$ находим по графикам рис. 13.20 - рис. 13.22.

$$\varepsilon_r = \varepsilon_{CO_2} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} = 0,072 + 1,08 \cdot 0,047 = 0,123.$$

Поскольку $\alpha_z \ll \alpha_s$, принимаем $t_{c-z} \approx t_s + 25 \approx 200 + 25 \approx 225 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Определяем поглощательную способность газов при t_{c-g} и по графикам рис. 13.20 - рис. 13.22 $A_r = \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_r}{T_{c-r}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} =$

$$= 0,062 \left[\frac{(664+273)}{(225+273)} \right]^{0,65} + 1,08 \cdot 0,07 = 0,169.$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{c-r} = 0,5(\varepsilon_{c-r} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$q_l = \varepsilon'_{c-r} \cdot C_0 \left[\varepsilon_r \left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - A_r \left(\frac{T_{c-r}}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,123 \left(\frac{664 + 273}{100} \right)^4 + 0,169 \left(\frac{225 + 273}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,123 \cdot 7708 + 0,169 \cdot 615) = 5368 \text{ Вт/м}^2.$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_l = \frac{q_l}{t_r - t_{c-r}} = \frac{5368}{664 - 225} = 12,2 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_r + \alpha_l = 69,7 + 12,2 = 81,9 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}$.

Находим коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{81,9} + \frac{0,0035}{20} + \frac{1}{4032}} = 80,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Определяем среднелогарифмический температурный напор, принимая противоточную схему движения теплоносителей

$$\Delta t_{\text{лог}} = \frac{\Delta t_6 - \Delta t_M}{\ln \frac{\Delta t_6}{\Delta t_M}} = \frac{500 - 428}{\ln \frac{500}{428}} = 464,5 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Рассчитываем поверхность теплообмена экономайзера

$$F = \frac{Q}{K \cdot \Delta t_{\text{лог}}} = \frac{5000000}{80,6 \cdot 464,5} = 133 \text{ м}^2.$$

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 14 – 6. Выполнить тепловой расчет пароперегревателя 1 котлоагрегата (рис. 14.27) производительностью $D = 75 \text{ т/ч}$ при давлении $P = 40 \text{ бар}$ и температуре перегрева $t_n'' = 440 \text{ } ^\circ\text{C}$. 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 $\text{CO}_2 = 12 \text{ \%}$ и $\text{H}_2\text{O} = 10 \text{ \%}$, расходом $G_2 = 180 \text{ т/ч}$ и температурой на входе $t_2' = 1050 \text{ } ^\circ\text{C}$ движутся поперек трубного пучка пароперегревателя. Трубы расположены с коридорной компоновкой пучка. Поперечный шаг - $s_1 = 2,1d_2$; продольный - $s_2 = 2,8 d_2$. Скорость газов в узком сечении пучка равна $w_2 = 10 \text{ м/с}$.

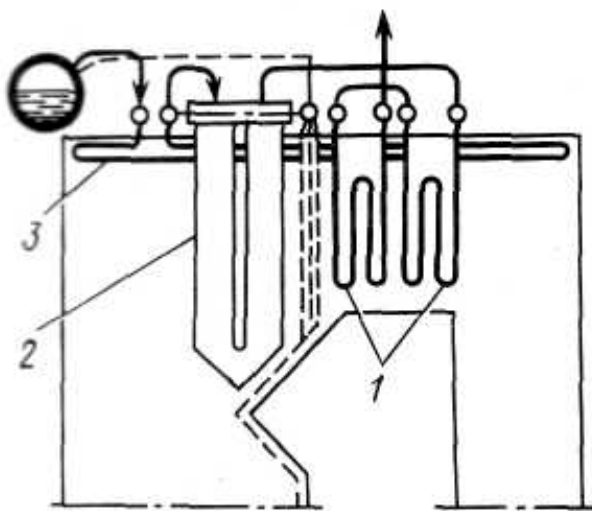


Рис. 14.27. Схема пароперегревателя: 1 – конвективные трубные змеевики; 2 – радиационно-конвективные ширмы; 3 – радиационная потолочная часть газохода

Определяем количество передаваемой пару в пароперегревателе теплоты. Для этого по заданному давлению пара выбираем его температуру насыщения и теплоту парообразования $P = 40 \text{ бар}$; $t_n = 250 \text{ } ^\circ\text{C}$; $i' = 2801 \text{ кДж/кг}$; $t_{\text{пер}} = 440 \text{ } ^\circ\text{C}$; $i'' = 3591 \text{ кДж/кг}$.

$$Q = D \cdot (i'' - i') = 20,8 \cdot (3591 - 2801) = 16432 \text{ кВт}.$$

По средней температуре пара находим теплофизические параметры пара
 $t_{\pi} = 0,5(t_n + t''_{\pi}) = 0,5(250 + 440) = 345^{\circ}\text{C}$; $\rho_n = 19,9 \text{ кг/м}^3$;
 $\lambda_n = 0,1 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$; $\nu_n = 0,253 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_n = 3,69$.

$$\text{Определяем режим течения парового потока } Re_{\pi} = \frac{w_{\pi} \cdot d_1}{\nu_{\pi}} = \frac{14 \cdot 0,03}{0,253 \cdot 10^{-6}} = 1,6610^6.$$

Режим течения воды турбулентный. Используем для расчета теплообмена от стенки к пару уравнение $Nu_{\pi} = 0,021 \cdot Re_{\pi}^{0,8} \cdot Pr_{\pi}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{\pi}}{Pr_c}\right)^{0,25}$. Поскольку $\left(\frac{Pr_{\pi}}{Pr_c}\right)^{0,25} \approx 1$.

$$Nu_{\pi} = 0,021 \cdot (1660000)^{0,8} \cdot (3,69)^{0,43} = 0,021 \cdot 94646 \cdot 1,75 = 3478.$$

$$\alpha_B = Nu_B \frac{\lambda_B}{d_1} = 3478 \frac{0,1}{0,036} = 9662 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

Находим температуру газов на выходе из пароперегревателя, приняв его теплоемкость $C_{p,g} = 1,3 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$,

$$t''_{\Gamma} = t'_{\Gamma} - \frac{Q}{G_{\Gamma} \cdot C_{p,\Gamma}} = 1050 - \frac{16432}{50 \cdot 1,3} = 797^{\circ}\text{C}.$$

Тогда $t_{\Gamma} = 0,5(t'_{\Gamma} + t''_{\Gamma}) = 0,5(1050 + 797) = 923,5^{\circ}\text{C}$. При этой температуре $C_{p,g} = 1,294 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{град)}$, ошибка составляет 0,5 %. Определяем теплофизические свойства дымовых газов $\rho_g = 0,295 \text{ кг/м}^3$; $\lambda_g = 0,102 \text{ Вт/(м}\cdot\text{град)}$;
 $\nu_g = 157,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $Pr_g = 0,59$.

$$\text{Определяем режим течения газов } Re_{\Gamma} = \frac{w_{\Gamma} \cdot d_2}{\nu_{\Gamma}} = \frac{10 \cdot 0,036}{157,6 \cdot 10^{-6}} = 2284.$$

Находим коэффициент теплоотдачи при продольном омывании потоком коридорного пучка труб $Nu_{\Gamma} = 0,26 \cdot Re_{\Gamma}^{0,65} \cdot Pr_{\Gamma}^{0,33} \varepsilon_s$,

$$\text{где } \varepsilon_s = \left(\frac{s_2}{d_2}\right)^{-0,15} = \left(\frac{2,8 \cdot 0,03}{0,03}\right)^{-0,15} = 0,86.$$

$$Nu_{\Gamma} = 0,26 \cdot (2284)^{0,65} \cdot (0,59)^{0,33} \cdot 0,86 = 0,26 \cdot 152,5 \cdot 0,84 \cdot 0,86 = 28,6.$$

$$\alpha'_{\Gamma} = Nu_{\Gamma} \frac{\lambda_{\Gamma}}{d_2} = 28,6 \frac{0,102}{0,036} = 81,0 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{град)}.$$

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 :

$$P_{\text{CO}_2} \cdot l = 0,12 \cdot 0,165 = 0,0198 \text{ м}\cdot\text{ат};$$

$$P_{\text{H}_2\text{O}} \cdot l = 0,1 \cdot 0,165 = 0,0165 \text{ м}\cdot\text{ат}.$$

Степень черноты дымовых газов при их средней температуре $t_{\Gamma} = 923^{\circ}\text{C}$ находим по графикам рис. 13.20 - рис. 13.22.

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \beta \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} = 0,06 + 1,07 \cdot 0,034 = 0,096.$$

Поскольку $\alpha_c \ll \alpha_g$, принимаем $t_{c-c} \approx t_n + 45 \approx 345 + 25 \approx 370 \text{ } ^\circ\text{C}$.

Определяем поглощательную способность газов при t_{c-g} и по графикам

$$\begin{aligned} \text{рис. 13.20 - рис. 13.22 } A_r &= \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_r}{T_{r-c}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} = \\ &= 0,055 \left[\frac{(923+273)}{(370+273)} \right]^{0,65} + 1,07 \cdot 0,057 = 0,143. \end{aligned}$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{r-c} = 0,5(\varepsilon_{r-c} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$\begin{aligned} q_L &= \varepsilon'_{r-c} \cdot C_0 \left[\varepsilon_r \left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - A_r \left(\frac{T_{r-c}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,096 \left(\frac{923 + 273}{100} \right)^4 + 0,143 \left(\frac{370 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,096 \cdot 20461 + 0,143 \cdot 1709) = 11269 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_L = \frac{q_L}{t_r - t_{r-c}} = \frac{11269}{1050 - 370} = 16,6 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_r + \alpha_L = 64,8 + 16,6 = 81,3 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{град)}.$

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

$$t_{r-c} = t_r - \frac{K \cdot \Delta t_{\text{лог}}}{\alpha_0} = 1050 - \frac{80,6 \cdot 572}{81,3} = 483 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Ошибка расчета составляет 30 %, поэтому производим перерасчет.

Определяем поглощательную способность газов при t_{c-g} и по графикам

$$\begin{aligned} \text{рис. 13.20 - 13.22 } A_r &= \varepsilon_{CO_2} \left(\frac{T_r}{T_{r-c}} \right)^{0,65} + \beta \cdot \varepsilon_{H_2O} = \\ &= 0,059 \left[\frac{(923+273)}{(483+273)} \right]^{0,65} + 1,07 \cdot 0,054 = 0,138. \end{aligned}$$

Рассчитываем эффективную степень черноты оболочки

$$\varepsilon'_{r-c} = 0,5(\varepsilon_{r-c} + 1) = 0,5(0,8 + 1) = 0,9.$$

Находим плотность теплового потока излучением

$$\begin{aligned} q_L &= \varepsilon'_{r-c} \cdot C_0 \left[\varepsilon_r \left(\frac{T_r}{100} \right)^4 - A_r \left(\frac{T_{r-c}}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \left[0,096 \left(\frac{923 + 273}{100} \right)^4 + 0,138 \left(\frac{483 + 273}{100} \right)^4 \right] = \\ &= 0,9 \cdot 5,67 \cdot (0,096 \cdot 20461 + 0,138 \cdot 3266) = 12325 \text{ Вт/м}^2. \end{aligned}$$

Определяем коэффициент теплоотдачи излучением

$$\alpha_L = \frac{q_L}{t_{\Gamma} - t_{\Gamma-c}} = \frac{12325}{1050 - 482} = 21,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

Рассчитываем суммарный коэффициент теплоотдачи от дымовых газов к стенкам труб $\alpha_0 = \alpha_{\Gamma} + \alpha_L = 64,8 + 21,6 = 86,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$

Находим коэффициент теплопередачи

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_0} + \left(\frac{\delta}{\lambda}\right)_c + \frac{1}{\alpha_B}} = \frac{1}{\frac{1}{86,4} + \frac{0,003}{21} + \frac{1}{9662}} = 85,3 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{град}).$$

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. Поляк Г.Л. Анализ теплообмена излучением между диффузными поверхностями методом Сальдо// ЖТФ, Т.5, вып.3, 1935.
2. Блох А.Г., Журавлев Ю.А., Рыжков Л.Н. Теплообмен излучением: Справочник. - М.: Энергоатомиздат, 1991.
3. Теплоэнергетика и теплотехника. Общие вопросы: справочник / под общ. ред. В.В. Клименко, В.М. Зорина. Кн.1. - М.: Изд-во МЭИ, 1999.
4. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. Задачник по теплопередаче. - 4-е изд. перераб. и доп. - М.: Энергия, 1980.