При вынужденной теплоотдаче $\alpha_т \gg \alpha_н$, и $\alpha_о \approx \alpha_т$. Для определения потерь теплоты в окружающую среду стенкой аппарата при $t_{ст} = 50 - 350\,°C$ для расчета $\alpha_о$ можно использовать следующее эмпирическое уравнение:

$$\alpha_о = 9{,}3 + 0{,}05\,t_{ст},\ Вт/(м^2 \cdot К). \qquad (11.61)$$

## 11.10. ТЕПЛООТДАЧА В ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТАХ

**Теплоотдача при вынужденном движении теплоносителей в трубах и каналах.** Обычно в теплообменных аппаратах один из теплоносителей движется по трубам, с помощью которых чаще всего в технике формируется поверхность теплопередачи. Поэтому для расчета и рациональной эксплуатации теплообменников очень важно знание основных закономерностей переноса теплоты при движении теплоносителя в трубах.

При ламинарном движении теплоносителя, равномерном распределении скорости и температуры на начальном участке трубы у поверхности стенки образуются (рис. 11-12,*а*) пограничные слои толщиной $\delta_г$ (гидродинамический) и $\delta_т$ (тепловой). Толщина этих слоев по мере удаления от входа увеличивается, и на некотором расстоянии, называемом *длиной участка гидродинамической* ($l_г$) и *тепловой* ($l_т$) *стабилизации*, они смыкаются. При этом коэффициент теплоотдачи изменяется (рис. 11-12,*б*) от максимального значения на входе до практически неизменного после смыкания пограничных слоев. Явление резкого увеличения скорости переноса субстанции (в данном случае – теплоты) при входе потока в аппарат получило название «входной эффект». Очевидно, что для создания условий повышенных значений коэффициентов теплоотдачи целесообразно формировать теплообменники с длиной труб, незначительно превышающей $l_т$.

При турбулентном движении теплоносителя влияние входного участка существенно зависит от условий входа в трубу. Чем больше эти условия способствуют увеличению возмущения потока (ввод теплоносителя в трубу под большим углом, острые кромки на торце трубы и т. п.), тем выше коэффициент теплоотдачи на участке стабилизации. Однако для турбулентных по-

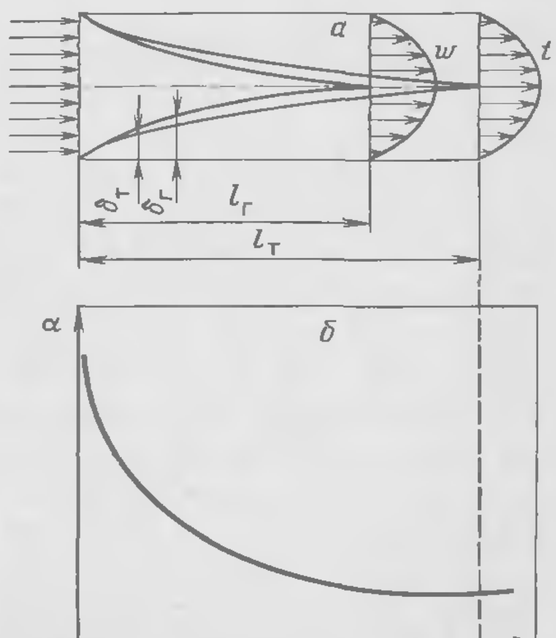


Рис. 11-12. Формирование полей скоростей $w$ и температур $t$ (*а*) и изменение коэффициента теплоотдачи $\alpha$ (*б*) на начальном участке труб при ламинарном движении теплоносителя

токов этот участок заметно короче, чем для ламинарных, так как при турбулентном режиме формирование пограничного слоя происходит значительно быстрее. Поэтому при турбулентном режиме движения жидкости в трубах влияние входного эффекта наиболее существенно для коротких труб.

Для *установившегося турбулентного режима* движения теплоносителя (при $Re = 10^4 \div 5 \cdot 10^6$) уравнение теплоотдачи имеет, например, следующий вид:

$$Nu = 0{,}021\, Re^{0.8}\, Pr^{0.43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25}\, \varepsilon_l. \tag{11.62}$$

В уравнении (11.62) все физические характеристики, входящие в критерии Re и Pr, подставляются при средних температурах теплоносителей, а в критерий $Pr_{ст}$ – при температуре стенки. Отношение критериев $Pr/Pr_{ст}$ отражает влияние на коэффициент $\alpha$ направления теплового потока: при нагревании $Pr_{ст} < Pr$, и $Pr/Pr_{ст} > 1$; при охлаждении $Pr_{ст} > Pr$, и $Pr/Pr_{ст} < 1$. При невысоких разностях температур между теплоносителями значением $Pr/Pr_{ст}$ в уравнении (11.49) можно пренебречь. Для газов критерий $Pr \approx 1$, и отношение $Pr/Pr_{ст}$ также равно 1. Коэффициент $\varepsilon_l = f(l/d)$ учитывает влияние на коэффициент теплоотдачи входного эффекта. Приближенно $\varepsilon_l = 1 + 2/(l/d)$. При $l/d > 15$ имеем $\varepsilon_l = 1$.

При движении теплоносителя в изогнутых трубах (змеевиках) полученное по уравнению (11.39) значение $\alpha$ умножают на поправку, учитывающую дополнительную турбулизацию потока в местах изгиба труб:

$$\alpha_{зм} = \alpha(1 + 3{,}54\, d/D), \tag{11.63}$$

где $d$ – внутренний диаметр трубы змеевика; $D$ – диаметр витка змеевика.

Для *переходного режима* нет надежных уравнений расчета коэффициента теплоотдачи. Приближенно для этого режима можно определить коэффициент теплоотдачи путем усреднения значений $\alpha$, рассчитанных по уравнениям для турбулентного и ламинарного режимов или по зависимости

$$Nu = 0{,}008\, Re^{0,9}\, Pr^{0.43}. \tag{11.64}$$

Для *ламинарного течения* теплоносителя при вязкостно-гравитационном режиме ($GrPr > 8 \cdot 10^5$), при котором заметно влияние взаимного направления вынужденного движения и свободной конвекции, расчет $\alpha$ можно производить по следующему уравнению:

$$Nu = 0{,}15\, Gr^{0,1}\, Re^{0,33}\, Pr^{0.43} (Pr/Pr_{ст})^{0,25} \varepsilon_l. \tag{11.65}$$

Определяющим размером в уравнениях (11.62)–(11.65) является диаметр трубы или эквивалентный диаметр $d_э$ сечения потока. Для ламинарного потока при $l/d > 50$ $\varepsilon_l = 1$. Величина $\varepsilon_l$ обычно близка к единице и для приближенных расчетов может не учитываться.

В приведенных выше уравнениях не учитывается влияние на величину $\alpha$ состояния теплообменной поверхности. Вместе с тем шероховатость при больших числах критерия Рейнольдса, когда высота выступов неровностей на поверхности теплообмена оказывается больше толщины ламинарного пограничного слоя, может значительно интенсифицировать турбулизацию потока и, как следствие, существенно увеличить коэффициент теплоотдачи при одновременном возрастании гидравлического сопротивления. На этой основе создают искусственную шероховатость теплообменной поверхности (например, в виде насечки), что при соотношении шага между соседними выступами и их высотой, равном 12–14, приводит к росту коэффициента теплоотдачи в 2–2,5 раза. При ламинарном режиме коэффициент теплоотдачи практически не зависит от шероховатости.

Другой способ интенсификации, не приводящий к существенному повышению гидравлического сопротивления, заключается в следующем. Путем выдавливания снаружи трубы с помощью специального устройства на внутренней стенке трубы образуются небольшие по высоте (1–2 мм) выступы. Расстояние между выступами равно диаметру трубы или несколько меньше его. При турбулентном движении жидкости в потоке за зау́женным участком трубы возникают вихри, которые существенно турбулизуют пограничный слой и тем самым резко снижают его термическое сопротивление. При этом коэффициент теплоотдачи увеличивается в несколько раз. К конструктивным способам интенсификации процесса теплоотдачи можно отнести также использование различных вставок внутри труб, приводящих к завихрению потока, а также установку перегородок в межтрубном пространстве кожухотрубных теплообменников, с помощью которых увеличивают скорость движения жидкости и ее турбулизацию вследствие чередующегося изменения направления потока.

К эффективным технологическим методам интенсификации теплообмена относятся создание пульсаций потока жидкости, а также проведение процесса в тонких каналах, при течении жидкости в виде тонкой пленки и др.

**Теплоотдача при вынужденном поперечном обтекании труб.** Для того чтобы лучше понять зависимость коэффициента теплоотдачи от гидродинамических условий обтекания теплоносителем наружной поверхности труб, рассмотрим вначале поперечное обтекание одиночной трубы, а затем – пучка труб. При поперечном обтекании трубы на лобовой части ее поверхности образуется ламинарный пограничный слой, толщина которого постепенно увеличивается (рис. 11-13). При обтекании лобовой части трубы сечение потока уменьшается, скорость жидкости увеличивается, а давление у поверхности падает. В кормовой части трубы давление увеличивается, так как скорость уменьшается; скорость жидкости в пограничном слое также снижается, а начиная с некоторого сечения частицы движутся в обратном направлении, образуя вихри, которые периодически отрываются с поверхности трубы и уносятся потоком (подробнее см. разд. 6.8). При этом соответственно изменяется значение локального коэффициента теплоотдачи по поверхности

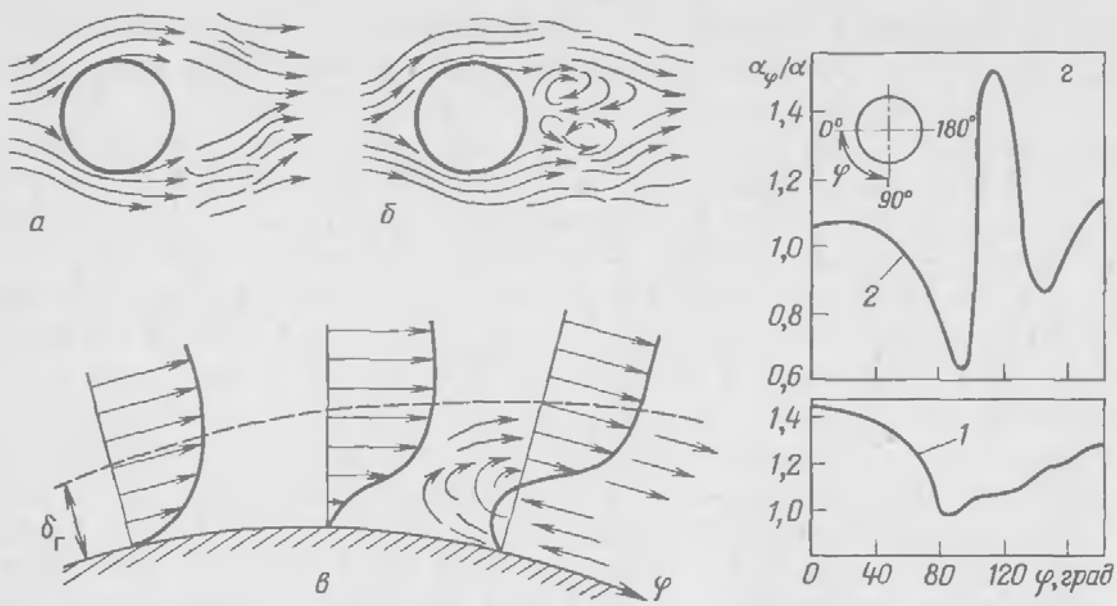


Рис. 11-13. Схема поперечного обтекания трубы теплоносителем:

*а* – при ламинарном пограничном слое; *б* – при турбулентном пограничном слое; *в* – распределение скорости у поверхности трубы; *г* – изменение локального коэффициента теплоотдачи по поверхности цилиндра (*1* – Re = 70 800; *2* – Re = 219 000)

(окружности) трубы (рис. 11-13, *в,г*). Максимальное значение $\alpha$ – на лобовой образующей трубы (угол $\varphi = 0$), где толщина пограничного слоя $\delta_г$ мала. Затем коэффициент теплоотдачи снижается за счет увеличения $\delta_г$. Такой режим наблюдается при Re до $2\cdot10^5$. При дальнейшем увеличении числа Рейнольдса (при $Re > 2\cdot10^5$) ламинарный пограничный слой переходит в турбулентный, и точка отрыва перемещается в кормовую сторону трубы.

Локальный коэффициент теплоотдачи при этом может иметь два минимальных значения (рис. 11-13, *г*): одно – в точке перехода ламинарного пограничного слоя в турбулентный, другое – в точке отрыва от поверхности трубы турбулентного пограничного слоя. Для определения среднего коэффициента теплоотдачи при поперечном обтекании трубы предложены следующие уравнения:

при $Re = 5 \div 10^3$

$$Nu = 0{,}5\,Re^{0.5}\,Pr^{0.38}(Pr/Pr_{ст})^{0.25}; \tag{11.66}$$

при $Re = 10^3 \div 2\cdot10^5$

$$Nu = 0{,}25\,Re^{0.6}\,Pr^{0.43}(Pr/Pr_{ст})^{0.25}. \tag{11.67}$$

В этих уравнениях за определяющий геометрический размер принят внешний диаметр трубы, а в качестве определяющей температуры – средняя температура жидкости.

Трубчатые теплообменники обычно выполняют в виде пучка трубок. Расположение трубок в этих теплообменниках может быть самым разнообразным. Наиболее распространены шахматные и коридорные пучки (рис. 11-14). Обтекание трубы в пучке отличается от обтекания одиночной трубы тем, что расположенные

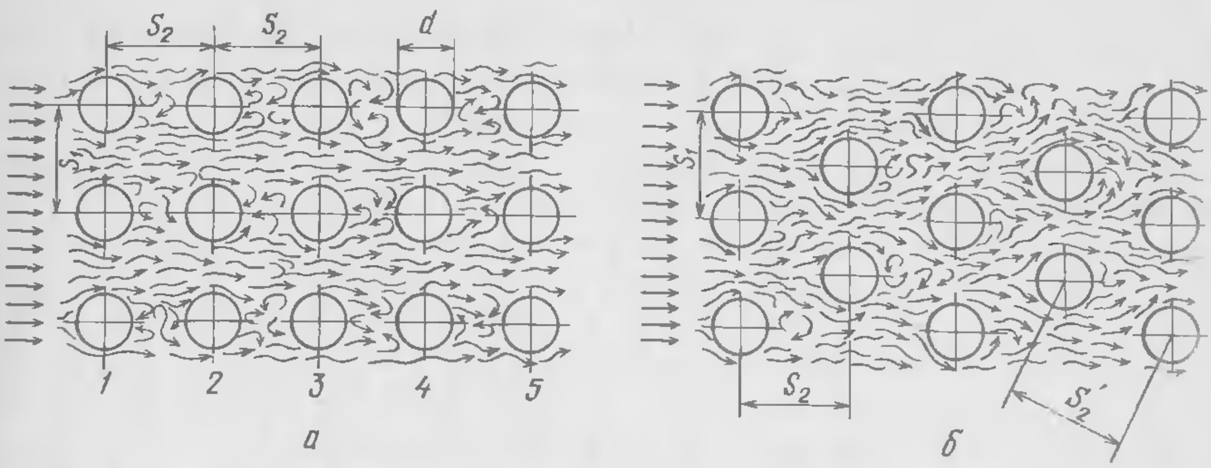


Рис. 11-14. Схема обтекания пучков труб:
*а* – коридорных; *б* – шахматных; *1–5* – ряды труб

рядом трубы оказывают взаимное влияние на этот процесс. Протекая между трубами, поток сужается, вследствие чего изменяется поле скоростей, и место отрыва пограничного слоя перемещается в направлении потока. Трубы, расположенные во втором и последующих рядах, попадают в вихревой след от предыдущих рядов, что не может не отразиться на коэффициентах теплоотдачи. Обтекание пучка труб и теплоотдача в нем зависят не только от расположения труб (коридорное или шахматное), но и от их плотности. Плотность расположения труб в пучке может быть охарактеризована относительными поперечным $S_1/d$ и продольным $S_2/d$ шагами.

Для значения $\mathrm{Re} = 10^3 \div 10^5$ (что наиболее характерно для промышленных теплообменников) при числе рядов в пучке больше трех

$$\mathrm{Nu} = C\mathrm{Re}^m \mathrm{Pr}^{0,33} (\mathrm{Pr}/\mathrm{Pr}_{\text{ст}})^{0,25} \varepsilon_S, \tag{11.68}$$

где $C = 0{,}41$ и $m = 0{,}6$ – для шахматных пучков; $C = 0{,}2$ и $m = 0{,}65$ – для коридорных.

В уравнении (11.68) за определяющий размер принимают наружный диаметр трубы пучка, скорость жидкости рассчитывают по самому узкому сечению ряда. Поправку $\varepsilon_S$, учитывающую плотность расположения труб в пучке, определяют следующим образом:

для коридорного пучка $\varepsilon_S = (S_2/d)^{-0,25}$;

для шахматного

$$\varepsilon_S = (S_1/S_2)^{1/6} \quad \text{при} \quad S_1/S_2 < 2;$$

$$\varepsilon_S = 1{,}12 \quad \text{при} \quad S_1/S_2 \geqslant 2.$$

При проектировании теплообменных аппаратов следует выбрать оптимальную компоновку с учетом капитальных и эксплуатационных затрат. При больших числах Рейнольдса (при $\mathrm{Re} > 5\cdot10^4$) обычно оказывается предпочтительнее теплообменник с шахматным расположением труб в пучке.

**Теплоотдача при естественной конвекции.** Этот вид теплоотдачи возникает при движении теплоносителя за счет разности плотностей в различных точках его объема: более нагретые макрочастицы среды, имеющие меньшую плотность, поднимаются вверх, а более холодные опускаются вниз и затем, нагревшись, также движутся вверх. Таким образом возникают конвекционные токи теплоносителя. В этом случае теплоотдача должна зависеть от формы и размеров поверхности нагрева или охлаждения, температуры этой поверхности, физических свойств теплоносителя ($\mu$, $\rho$, $\lambda$, $c$ и др.). Очевидно, что при естественной конвекции скорость движения теплоносителя может быть выражена как функция этих факторов. Поэтому критерий Рейнольдса из обобщенного уравнения теплоотдачи при естественной конвекции может быть исключен, а критериальное уравнение для этого случая теплообмена можно получить на основе уравнения (11.38):

$$\mathrm{Nu} = A(\mathrm{Gr}\,\mathrm{Pr})^m, \tag{11.69}$$

где $A$ и $m$ – коэффициенты, определяемые опытным путем.

Для расчетов по уравнению (11.56) физические свойства теплоносителя берут при средней температуре пограничного слоя $t_{ср} = 0{,}5(t_{ст} + t_{ж})$. В качестве определяющего геометрического размера принимают высоту вертикальной поверхности или наружный диаметр трубы.

Значения $A$ и $m$, зависящие от режима движения среды при естественной конвекции, приведены ниже:

| Режим | GrPr | $A$ | $m$ |
|---|---|---|---|
| 1 | $1\cdot10^{-3}-5\cdot10^{2}$ | 1,18 | $^1/_8$ |
| 2 | $5\cdot10^{2}-2\cdot10^{7}$ | 0,54 | $^1/_4$ |
| 3 | $2\cdot10^{7}-1\cdot10^{12}$ | 0,135 | $^1/_3$ |

При первом режиме теплота передается в основном теплопроводностью, так как теплоотдача слабо зависит от величины GrPr. При втором режиме теплота передается в основном свободной (естественной) конвекцией при ламинарном течении теплоносителя. При третьем режиме теплота передается свободной конвекцией при смешанном и турбулентном движении теплоносителя.

Более сложные случаи теплоотдачи при естественной конвекции рассмотрены в специальной литературе.

**Теплоотдача в аппаратах с механическими мешалками.** В химической технологии этот вид теплоотдачи распространен достаточно широко. В аппаратах с мешалками (см. гл. 7), имеющими поверхность теплообмена в форме рубашек или змеевиков, процесс теплоотдачи из-за перемешивания жидкости протекает очень интенсивно. Это происходит вследствие значительной скорости обтекания циркуляционными токами жидкости поверхностей теплообмена. Интенсивное перемешивание обеспечивает равномерность температуры практически по всему объему среды, т.е. в этих аппаратах гидродинамическая структура потоков наиболее близка к модели идеального смешения.

Коэффициент теплоотдачи в аппаратах со змеевиками, рубашками и мешалкой можно определить по уравнению

$$Nu = A\,Re_{ц}^{m}\,Pr^{0.33}(\mu/\mu_{ст})^{0.14}, \qquad (11.70)$$

где $Nu = \alpha D/\lambda$, $Re_{ц} = \rho n d_{м}^{2}/\mu$ – центробежный критерий Рейнольдса; $D$ – диаметр аппарата; $d_{м}$ – диаметр окружности, описываемый мешалкой; $n$ – частота вращения мешалки; $\mu_{ст}$ – вязкость жидкости при температуре стенки $t_{ст}$ аппарата или змеевика; $\mu$ – вязкость жидкости при средней температуре – $0{,}5(t_{ж} + t_{ст})$.

Значение остальных физических констант следует брать при средней температуре $t_{ж}$ жидкости.

Для аппаратов с рубашками $A = 0{,}36$, $m = 0{,}67$; для аппаратов со змеевиками $A = 0{,}87$, $m = 0{,}62$; в качестве определяющего размера в критерии Nu принимают наружный диаметр трубы змеевика $d_{зм}$.

**Теплоотдача в пленочных аппаратах.** Перенос теплоты от стенки к пленке жидкости происходит в аппаратах для проведения процессов нагревания и охлаждения в пленочных теплообменниках и кипения в пленочных испарителях. Вследствие высокой скорости движения жидкой пленки коэффициенты теплоотдачи в пленочных теплообменниках обычно в 2–3 раза выше, чем в трубчатых, в которых все сечение трубок заполнено жидкостью. Поскольку скорость течения пленки по вертикальной стенке большая, то время пребывания жидкости в таких аппаратах обычно мало. Поэтому часто пленочные аппараты применяют для нагревания, охлаждения или испарения нетермостойких жидкостей. К достоинству пленочных аппаратов относятся также возможность выпаривания пенящихся растворов, низкое гидравлическое сопротивление и т. п.

Теплоотдача в пленочных аппаратах в значительной мере зависит от режима движения пленки жидкости по теплообменной поверхности. При турбулентном режиме ($Re_{пл} = 4\Gamma/\mu > 1600$) и $Pr = 4 \div 300$

$$(\alpha/\lambda)(\mu^{2}/g)^{1/3} = 0{,}047\,Re_{пл}^{0.23}\,Pr^{1/3} \qquad (11.71)$$

В специальной литературе приводятся соотношения для других режимов и условий проведения пленочной теплоотдачи.

Следует учесть, что шероховатость теплообменной поверхности способствует турбулизации жидкости в стекающей пленке и соответственно – интенсификации процесса теплоотдачи.

**Ориентировочные значения коэффициентов теплоотдачи.** При расчетах теплообменных аппаратов часто приходится задаваться значениями коэффициентов теплопередачи. При этом целесообразно коэффициент теплопередачи определять по ориентировочным значениям коэффициентов теплоотдачи, приведенным ниже для наиболее часто встречающихся в практике случаев теплоотдачи:

| Вид теплоотдачи | $\alpha$, Вт/(м$^2$·К) |
|---|---|
| Нагревание и охлаждение газов | 10–50 |
| Нагревание и охлаждение масел | 50–1500 |
| Нагревание и охлаждение органических жидкостей | 300–2500 |
| Нагревание и охлаждение воды | 500–5000 |
| Кипение органических жидкостей | 800–2500 |
| Кипение воды и водных растворов | 1000–10 000 |
| Конденсация паров органических жидкостей | 500–2500 |
| Конденсация водяных паров (пленочная) | 5000–15 000 |

## 11.11. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Выведем уравнение переноса теплоты от горячего теплоносителя к холодному через разделяющую их стенку при условии постоянных и изменяющихся вдоль поверхности теплообмена температур теплоносителей.

### 11.11.1. Теплопередача при постоянных температурах теплоносителей

Рассмотрим перенос теплоты при установившемся процессе через многослойную плоскую стенку (рис. 11-15). Полагаем, что $t_1 > t_2$ ($t_1$ и $t_2$ – температуры горячего и холодного теплоносителя соответственно), $\lambda = \text{const}$.

Количество теплоты, передаваемое за время $\tau$ от горячего теплоносителя стенке,

$$Q = \alpha_1 F\tau(t_1 - t_{\text{ст}}).$$

Это же количество теплоты пройдет через стенки в результате теплопроводности:

$$Q = \lambda_1 F\tau(t_{\text{ст}\,1} - t'_{\text{ст}})/\delta_1;$$

$$Q = \lambda_2 F\tau(t'_{\text{ст}} - t_{\text{ст}\,2})/\delta_2.$$

Количество теплоты, отдаваемое стенкой холодному (менее нагретому) теплоносителю, определяется по формуле

$$Q = \alpha_2 F\tau(t_{\text{ст}\,2} - t_2).$$

Перепишем полученные уравнения следующим образом:

$$\frac{1}{\alpha_1} = \frac{F\tau}{Q}(t_1 - t_{\text{ст}\,1}); \qquad \frac{\delta_1}{\lambda_1} = \frac{F\tau}{Q}(t_{\text{ст}\,1} - t'_{\text{ст}});$$

$$\frac{\delta_2}{\lambda_2} = \frac{F\tau}{Q}(t'_{\text{ст}} - t_{\text{ст}\,2}); \qquad \frac{1}{\alpha_2} = \frac{F\tau}{Q}(t_{\text{ст}\,2} - t_2).$$

Левая часть каждого из этих уравнений выражает термическое сопротивление соответствующей стадии. Сложив их, найдем общее

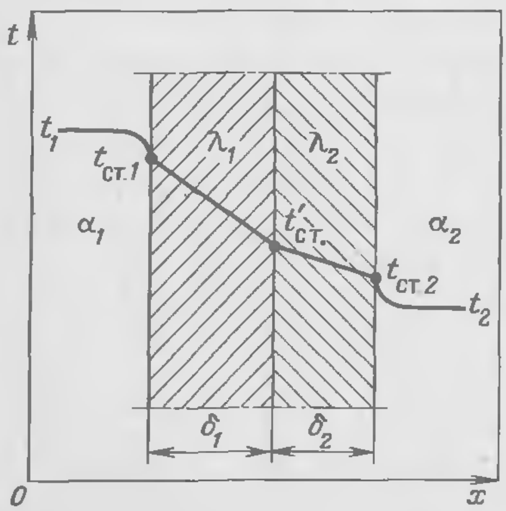


Рис. 11-15. К выводу уравнения теплопередачи через плоскую стенку при постоянных температурах теплоносителей

термическое сопротивление процессу теплопередачи:

$$1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + 1/\alpha_2 = F\tau(t_1 - t_2)/Q.$$

Переписав последнее уравнение относительно теплового потока $Q$, получим

$$Q = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2} F\tau(t_1 - t_2).$$

Обозначив

$$\frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2} = K, \qquad (11.72)$$

окончательно получим

$$Q = KF\tau(t_1 - t_2), \qquad (11.73)$$

где $K$ – коэффициент теплопередачи, Вт/(м$^2$·К).

Выражение (11.72) называют *уравнением аддитивности термических сопротивлений.*

В этом уравнении знаменатель представляет собой суммарное термическое сопротивление, причем частные сопротивления могут сильно различаться. Поэтому при расчете и анализе процесса теплопередачи следует проводить сопоставление частных термических сопротивлений, входящих в уравнение (11.72), и, если это необходимо, наметить возможные пути снижения термического сопротивления лимитирующей стадии (или стадий) данного процесса (например, путем увеличения скорости теплоносителя, и т. п.)

Теперь рассмотрим теплопередачу при установившемся процессе через цилиндрическую стенку (см. рис. 11-2) с прежними допущениями (т. е. $t_1 > t_2$, $\lambda = \mathrm{const}$).

По закону сохранения энергии одно и то же количество теплоты $Q$ переходит от более нагретого теплоносителя к стенке, через стенку и от стенки к менее нагретому теплоносителю. Это можно выразить соответствующими уравнениями:

$$Q = \alpha_1 2\pi r_1 L\tau(t_1 - t_{\text{ст}}); \qquad Q = 2\pi L\tau(t_{\text{ст}\,1} - t_{\text{ст}\,2})\Big/\left(\frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1}\right);$$

$$Q = \alpha_2 2\pi r_2 L\tau(t_{\text{ст}\,2} - t_2),$$

где $\alpha_1$ и $\alpha_2$ – коэффициенты теплоотдачи соответственно от более нагретого теплоносителя к стенке и от стенки к менее нагретому теплоносителю.

Перепишем эти уравнения следующим образом:

$$\frac{1}{\alpha_1 r_1} = \frac{2\pi L\tau}{Q}(t_1 - t_{\text{ст}\,1}); \quad \frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} = \frac{2\pi L\tau}{Q}(t_{\text{ст}\,1} - t_{\text{ст}\,2}); \quad \frac{1}{\alpha_2 r_2} = \frac{2\pi L\tau}{Q}(t_{\text{ст}\,2} - t_2).$$

Левые части последних уравнений отражают термические сопротивления соответствующих стадий переноса теплоты, отнесенные к единице длины цилиндра. Сложив их, получим общее термическое сопротивление процессу:

$$\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2} = \frac{2\pi L\tau}{Q}(t_1 - t_2),$$

или

$$Q = 2\pi/\left(\alpha_1 r_1 + \frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2}\right).$$

Обозначив

$$2\pi/\left(\frac{1}{\alpha_1 r_1} + \frac{1}{\lambda}\ln\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\alpha_2 r_2}\right) = K_l, \tag{11.74}$$

получим выражение для определения линейного коэффициента теплопередачи $K_l$, отнесенного к единице длины цилиндра. Тогда уравнение теплопередачи для цилиндрической стенки примет вид

$$Q = K_l L\tau(t_1 - t_2). \tag{11.75}$$

где размерность $K_l$ определится следующим образом:

$$[K_l] = \left[\frac{Q}{L\tau(t_{\text{ст }1} - t_{\text{ст }2})}\right] = \left[\frac{\text{Дж}}{\text{м·с·К}}\right] = \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м·К}}\right].$$

Отсюда следует, что *коэффициент теплопередачи $K_l$ показывает, какое количество теплоты передается в единицу времени через цилиндрическую стенку длиной 1 м от горячего теплоносителя к холодному при разности температур 1 К.*

Обычно уравнение (11.75) используют для расчета толстостенных цилиндров (например, аппаратов, трубопроводов, покрытых слоем теплоизоляции). В качестве расчетного принимают либо средний диаметр (если значения $\alpha_1$ и $\alpha_2$ несильно различаются), либо диаметр поверхности цилиндра с меньшим значением $\alpha$. При $r_2/r_1 < 2$ уравнение (11.75) можно без большой ошибки заменить на уравнение теплопередачи (11.73) для плоской стенки.

Типичным примером теплопередачи при постоянных температурах теплоносителей является теплообмен между конденсирующимся паром и кипящим раствором (при постоянной его концентрации). Однако наиболее часто в промышленных условиях встречаются процессы теплопередачи, в которых температуры теплоносителей по длине поверхности теплообмена изменяются. К ним относятся такие широко распространенные процессы как нагревание и охлаждение.

### 11.11.2. Теплопередача при переменных температурах теплоносителей

В технике наиболее часто процессы теплообмена протекают при изменении температуры теплоносителей либо по поверхности теплообмена ($\partial t/\partial\tau = 0$ и $t = f(F)$, либо по поверхности и во времени

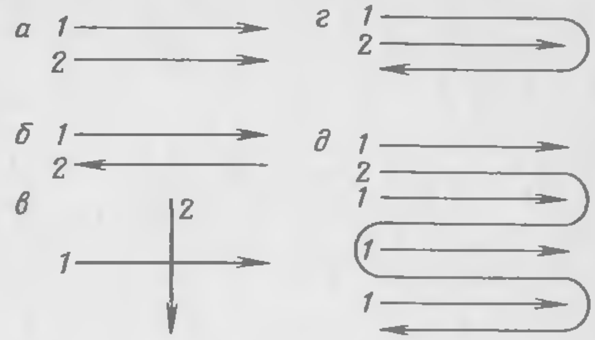


Рис. 11-16. Схемы относительного движения теплоносителей в теплообменниках:

*а* – прямоток; *б* – противоток; *в* – перекрестный ток; *г* – простой (однократный) смешанный ток; *д* – многократный смешанный ток

одновременно $[t = f(\tau, F)]$. В первом случае процесс является стационарным, во втором – нестационарным. При этом большое влияние на процесс теплообмена оказывает относительное движение теплоносителей. В непрерывных процессах теплообмена различают следующие схемы относительного движения теплоносителей (рис. 11-16): 1) *прямоток* (или *параллельный ток*), при котором теплоносители движутся в одном и том же направлении (рис. 11-16, *а*); 2) *противоток*, при котором теплоносители движутся в противоположных направлениях (рис. 11-16, *б*); 3) *перекрестный ток*, при котором теплоносители движутся по отношению друг к другу во взаимо перпендикулярном направлении (рис. 11-16, *в*); 4) *смешанный ток* (*простой* – рис. 11-16, *г* и *многократный* – рис. 11-16, *д*), при котором один теплоноситель движется в одном направлении, а другой – попеременно как прямотоком, так и противотоком.

Относительное движение теплоносителей существенное влияние оказывает на величину движущей силы процесса теплообмена. Кроме того, выбор схемы движения теплоносителей может привести к заметным технологическим эффектам (экономия теплоносителя, более «мягкие» условия нагрева или охлаждения сред и др.).

Будем рассматривать установившийся процесс теплопередачи. При этом температуры в каждой точке стенки не меняются во времени, но изменяются вдоль ее поверхности. Полагаем, что теплоемкости теплоносителей не зависят от температуры, т. е. $c = \text{const}$.

Предположим, что теплоносители движутся *прямотоком* (рис. 11-17, *а*). Через элементарную площадку $\mathrm{d}F$ в единицу времени проходит теплота $\mathrm{d}Q$ в количестве (пренебрегая изменением вдоль этой поверхности температуры теплоносителей), определяемом по формуле

$$\mathrm{d}Q = K\,\mathrm{d}F\,\Delta t. \tag{11.76}$$

Из теплового баланса следует: для более нагретого теплоносителя $\mathrm{d}Q = -G_1 c_1 \mathrm{d}t_1$ (причем знак минус указывает на снижение величины $\mathrm{d}t_1$), а для менее нагретого $\mathrm{d}Q = G_2 c_2 \mathrm{d}t_2$. Отсюда

$$\mathrm{d}t_1 = -\mathrm{d}Q/(G_1 c_1); \qquad \mathrm{d}t_2 = \mathrm{d}Q/(G_2 c_2)$$

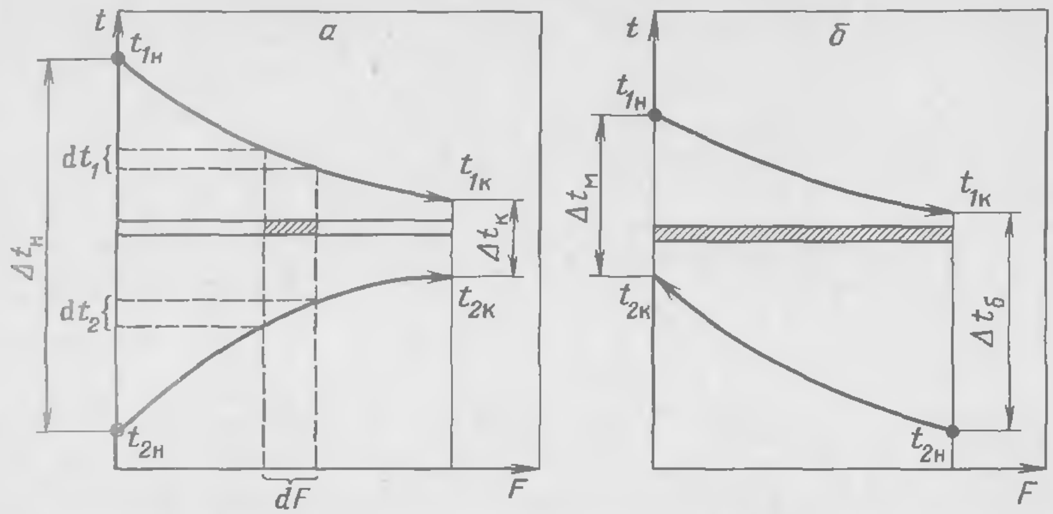


Рис. 11-17. К выводу уравнения теплопередачи при переменных температурах теплоносителей:

*а* – при прямотоке; *б* – при противотоке

Изменение температурного напора

$$dt_1 - dt_2 = -dQ/(G_1c_1) - dQ/(G_2c_2) = -dQ\left(\frac{1}{G_1c_1} + \frac{1}{G_2c_2}\right) = -dQm,$$

или

$$d(t_1 - t_2) = d(\Delta t) = -dQm, \qquad \text{где} \qquad m = 1/(G_1c_1) + 1/(G_2c_2).$$

С учетом выражения (11.76)

$$d(\Delta t) = -mKdF\Delta t.$$

Разделив переменные, проинтегрируем полученное выражение от $\Delta t_н$ до $\Delta t_к$ и от 0 до $F$:

$$\int\limits_{\Delta t_н}^{\Delta t_к} \frac{d(\Delta t)}{\Delta t} = -mK\int\limits_0^F dF.$$

Получим

$$\ln(\Delta t_к/\Delta t_н) = -mKF, \tag{11.77}$$

где $\Delta t_н$ и $\Delta t_к$ – соответственно начальная и конечная разности температур (см. рис. 11-19) между теплоносителями (на концах теплообменника).

Из уравнения (11.77) следует, что

$$\Delta t_к = \Delta t_н e^{-mKF}, \tag{11.78}$$

т. е. при прямотоке температуры теплоносителей изменяются криволинейно.

Для всей поверхности теплопередачи $F$ тепловой поток $Q$ можно определить по формулам

$$Q = G_1c_1(t_{1н} - t_{1к}) \qquad \text{и} \qquad Q = G_2c_2(t_{2к} - t_{2н}),$$

откуда

$$1/(G_1 c_1) = (t_{1н} - t_{1к})/Q; \qquad 1/(G_2 c_2) = (t_{2к} - t_{2н})/Q.$$

Тогда

$$m = 1/(G_1 c_1) + 1/(G_2 c_2) = (t_{1н} - t_{1к} + t_{2к} - t_{2н})/Q =$$

$$= (t_{1н} - t_{1к} + t_{2к} - t_{2н})/Q = [(t_{1н} - t_{2н}) - (t_{1к} - t_{2к})]/Q = (\Delta t_н - \Delta t_к)/Q$$

Подставив последнее выражение для величины $m$ в уравнение (11.77), получим

$$\ln(\Delta t_к/\Delta t_н) = -KF(\Delta t_н - \Delta t_к)/Q.$$

Переписав это уравнение относительно теплового потока, имеем

$$Q = -KF\frac{(\Delta t_н - \Delta t_к)}{\ln(\Delta t_к/\Delta t_н)} = KF\frac{(\Delta t_н - \Delta t_к)}{\ln(\Delta t_н/\Delta t_к)}. \qquad (11.79)$$

Сопоставляя уравнения (11.73) и (11.79), можно заключить, что отношение

$$\frac{\Delta t_н - \Delta t_к}{\ln(\Delta t_н/\Delta t_к)} = \Delta t_{ср} \qquad (11.80)$$

в уравнении (11.79) является новым выражением движущей силы процесса теплопередачи, или среднего температурного напора, представляющего собой *среднелогарифмическую разность температур*; уравнение теплопередачи в этом случае приобретает вид (11.2а):

$$Q = KF\Delta t_{ср}.$$

Это уравнение получено при условии $K = \text{const}$, но в действительности коэффициент теплопередачи зависит от температуры. Поэтому следует иметь в виду, что в уравнение (11.2а) подставляют среднее (по всей поверхности теплообмена) значение коэффициента теплопередачи, определяемое по выражению (11.72). Чем меньше интервал изменения температур теплоносителей, тем меньше изменение их физических свойств, а следовательно, и меньше изменение коэффициента теплопередачи вдоль поверхности теплообмена.

Для *противотока* (рис. 11-17, *б*), используя методику вывода уравнения (11.2а) для прямоточного движения теплоносителей, получим следующее уравнение:

$$Q = KF(\Delta t_б - \Delta t_м)/\ln(\Delta t_б/\Delta t_м), \qquad (11.81)$$

где $\Delta t_б$ и $\Delta t_м$ – бóльшая и меньшая разности температур теплоносителей на концах теплообменников.

Таким образом, средняя движущая сила при противотоке

$$\Delta t_{ср} = (\Delta t_б - \Delta t_м)/\ln(\Delta t_б/\Delta t_м). \qquad (11.82)$$

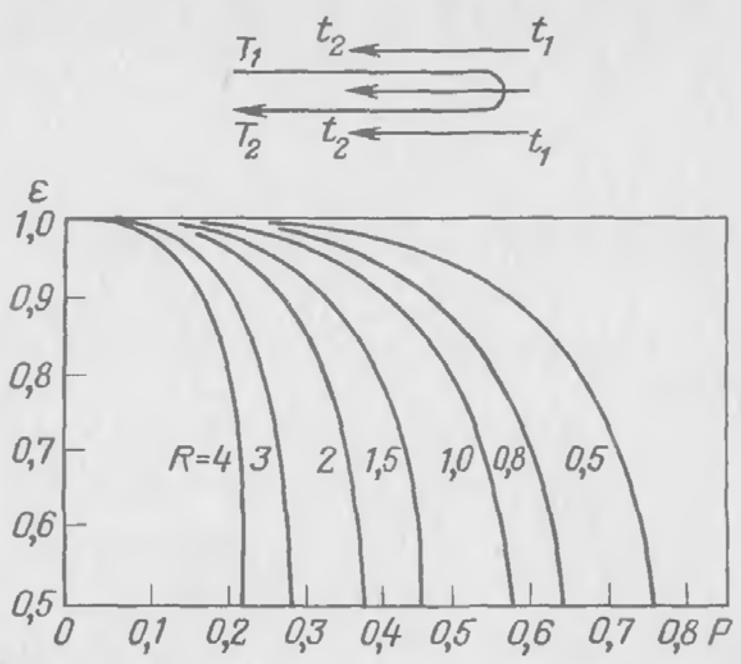


Рис. 11-18. К определению движущей силы процесса теплопередачи при смешанном токе теплоносителей

При отношении $\Delta t_б / \Delta t_м < 2$ можно без большой ошибки движущую силу определить как среднеарифметическую, т. е. $\Delta t_{ср} = 0{,}5(\Delta t_б + \Delta t_м)$.

Для перекрестного и смешанного токов точный расчет величины $\Delta t_{ср}$ затруднителен ввиду весьма сложных закономерностей изменения температур вдоль поверхности теплообмена. Поэтому расчет движущей силы для этих случаев проводят по упрощенной схеме, основываясь на относительно просто определяемой величине $\Delta t_{ср}$ для противотока и вводя соответствующую поправку ε, т. е. $\Delta t_{ср} = \varepsilon \Delta t_{ср.прот}$.

Поправочный коэффициент ε всегда меньше единицы и находится по справочникам в зависимости от соотношения температур теплоносителей и схемы их движения.

Для смешанного тока, например, определение величины ε в зависимости от $P = (t_{2к} - t_{2н})/(t_{1н} - t_{2н})$ и $R = (t_{1к} - t_{1н})/(t_{2к} - t_{2н})$ приведено на рис. 11-18, из которого следует, что с увеличением $R$ и $P$ коэффициент ε заметно снижается.

### 11.11.3. Теплопередача при нестационарном режиме

Нестационарный перенос теплоты, который происходит в теплообменных аппаратах непрерывного действия при их пуске, остановке или изменении режима их работы, обычно в тепловых расчетах не учитывают, поскольку такие периоды работы непрерывнодействующих теплообменников кратковременны. Вместе с тем в аппаратах периодического действия (например, в регенеративных теплообменниках, аппаратах с рубашкой и др.) нестационарный перенос