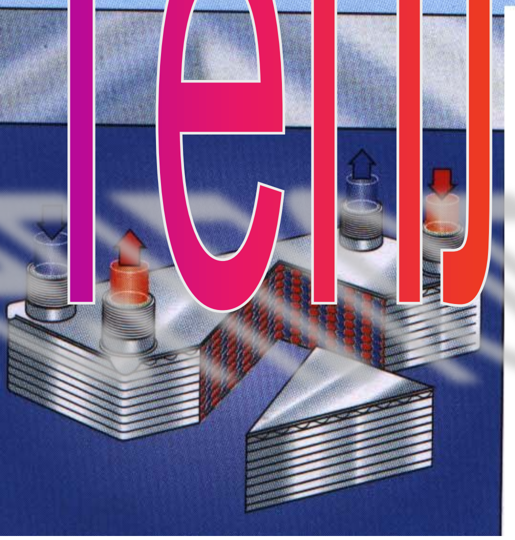
Теплопередача



- *Теплопередача* или *теплообмен* — учение о самопроизвольных необратимых процессах распространения теплоты в пространстве.
- *Тепловым потоком* называется поток внутренней энергии, самопроизвольно возникающий в вещественной среде с неоднородным температурным полем. В простейшем случае, когда нет физико-химических превращений, взаимной диффузии разнородных веществ, больших скоростей течения и т. п., тепловой поток направлен из области с более высокой температурой в область с низкой температурой.

Различают три процесса переноса теплоты:

Тепловое излучение — процесс распространения теплоты с помощью электромагнитных волн, обусловленный только температурой и оптическими свойствами излучающего тела; при этом внутренняя энергия тела (среды) переходит в энергию излучения. Процесс превращения внутренней энергии вещества в энергию излучения, переноса излучения и его поглощения веществом называется теплообменом излучением.

Сложным теплообменом называются процессы переноса теплоты одновременно несколькими способами—теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

- Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью называется *конвективным теплообменом.*
- Процессы конвективного теплообмена всегда связаны с теплопроводностью внутри перемещающихся значительных (молярных) элементов потока вещества.
- Теплообмен, обусловленный совместным переносом теплоты излучением и теплопроводностью, называют *радиационно-кондуктивным теплообменом*.
- Если перенос теплоты осуществляется дополнительно и конвекцией, то такой процесс называют *радиационно-конвективным теплообменом*.

- *Теплоотдачей* называется процесс теплообмена (теплопереноса) между средами, разделенными отчетливой границей (твердая стенка—текучая среда, поверхность раздела газ — жидкость или двух несмешивающихся жидкостей)
- *Теплопередачей* называется процесс теплообмена между средами, разделенными некоторой перегородкой.

- Часто процессы переноса теплоты сопровождаются переносом вещества. Совместный молекулярный и конвективный перенос массы называют *конвективным массообменом.* При наличии массообмена процесс теплообмена усложняется. Теплота дополнительно может переноситься вместе с массой диффундирующих веществ.
- При теоретическом исследовании теплообмена считается, что рассматриваемые газы, жидкости и твердые тела считаются сплошной средой, т. е. средой, при рассмотрении которой допустимо пренебречь ее дискретным строением.
- Различают однородные и неоднородные сплошные среды. В однородных средах физические свойства в различных точках одинаковы при *одинаковых* температуре и давлении, в *неоднородных* средах различны.
- Различают изотропные и анизотропные сплошные среды. В любой точке *изотропной* среды ее физические свойства не зависят от выбранного направления,и наоборот, в анизотропной среде некоторые свойства в данной точке могут быть функцией направления.
- Сплошная среда может быть однофазной и многофазной. В *однофазной среде*, состоящей из чистого вещества или из смеси веществ, свойства <u>изменяются в пространстве непрерывно</u>. В *многофазной среде*, состоящей из ряда однофазных частей, на границах раздела свойства <u>изменяются скачками</u>.

Дифференциальное уравнение теплопроводности

Граничные условия

$dQ_x = q_x \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$ – подведенно е тепло

$dQ_{x+dx} = q_{x+dx} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$ – отведенное тепло

Разность между ними

$$dQ_x = q_x \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau - q_{x+dx} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

Разложив полученную функцию в ряд Тейлора получим

dV в dτ

$$dQ_{x1} = -\frac{\partial q_x}{\partial x} dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

Аналогично можно найти все остальные подведенны е теплоты

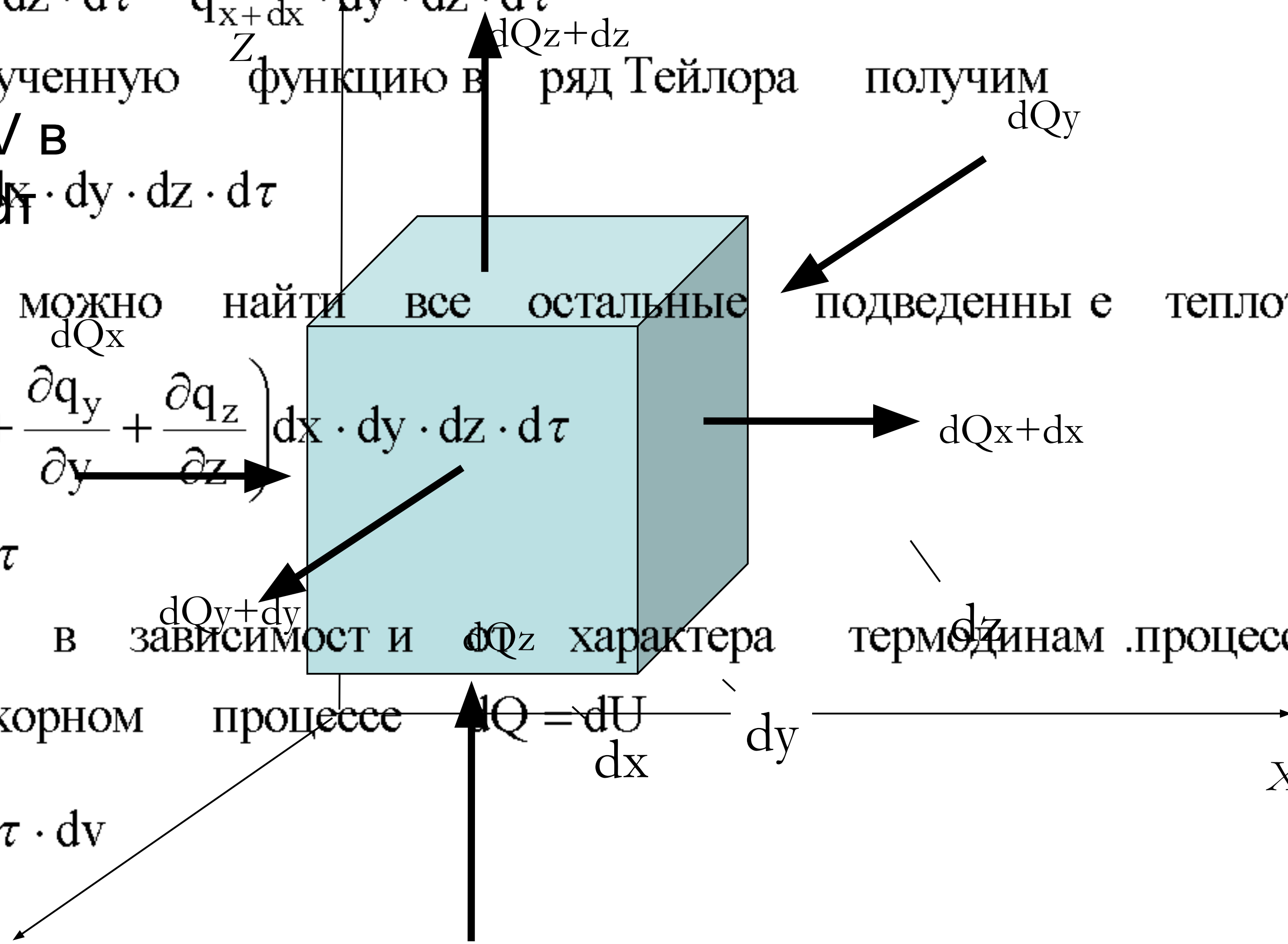
$$dQ_1 = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau$$

$$dQ_2 = q_v dv \cdot d\tau$$

dQ – находим в зависимост и от характера термодинам .процесса

Так при изохорном процессе $dQ = dU$

$$dU = c_v \rho \frac{dt}{d\tau} d\tau \cdot dv$$



Подставив все полученные выражения, получим дифференциальное уравнение энергии для изохорного процесса переноса теплоты

$$c_v \rho \frac{\partial t}{\partial \tau} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v$$

Получим дифференциальное уравнение энергии для изобарного процесса переноса теплоты

$$dQ_1 + dQ_2 = dH$$

$$dH = \rho \frac{\partial h}{\partial \tau} d\tau \cdot dv$$

$$\rho \frac{\partial h}{\partial \tau} = -\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z} \right) + q_v$$

В твердых телах перенос теплоты осуществляется по закону Фурье

$$q_x = -\lambda \cdot \partial t / \partial x$$

$$q_y = -\lambda \cdot \partial t / \partial y$$

$$q_z = -\lambda \cdot \partial t / \partial z$$

Разность между $c_v - c_p = c$ мала

примем c без индекса

Дифференциальное уравнение теплопроводности

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{1}{c \cdot \rho}\left(\frac{\partial}{\partial x}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(\lambda \frac{\partial t}{\partial z}\right)\right) + \frac{q_v}{c \cdot \rho}$$

Если принять теплофизические характеристики постоянными, то уравнение примет вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{q_v}{c \cdot \rho}$$

$$\frac{\lambda}{c\rho} = a; \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) = \nabla^2$$

$$\text{Получим} \frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c \cdot \rho}$$

- Коэффициент пропорциональности a, $м^2/с$, называется *коэффициентом температуропроводности* и является физическим параметром вещества.
- Он существен для нестационарных тепловых процессов и характеризует скорость изменения температуры.
- Коэффициент температуропроводности является мерой теплоинерционных свойств тела.
- Изменение температуры во времени *dtldт* для любой точки пространства пропорционально величине *а.* Скорость изменения температуры в любой точке тела будет тем больше, чем больше коэффициент температуропроводности *а.*
- При прочих равных условиях выравнивание температур во всех точках пространства будет происходить быстрее в том теле, которое обладает большим коэффициентом температуропроводности.
- Коэффициент а зависит от природы вещества. Жидкости и газы обладают малым коэффициентом температуропроводности. Металлы обладают малой тепловой инерционностью и имеют большой коэффициент температуропроводности.

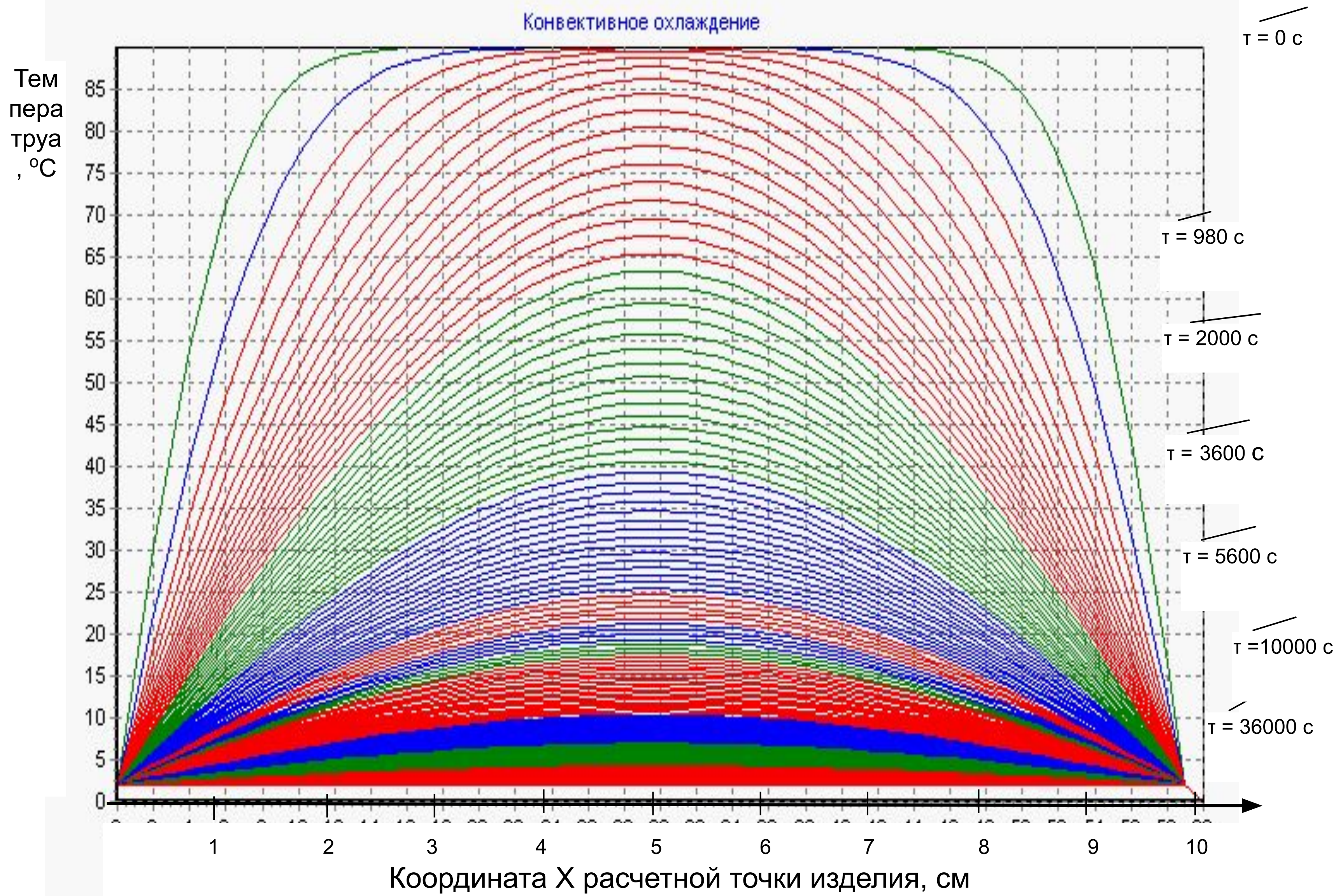
При стационарной теплопроводности и отсутствии внутренних источников теплоты диф.уравнение принимает вид уравнения Лапласса

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t$$

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) = 0$$

Если система тел имеет внутренние источники теплоты, но температурное поле соответствует стационарному состоянию, т. е. *t = t (x, y, z),* то диф. уравнение теплопроводности превращается в уравнение Пуассона

$$\left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\right) + \frac{q_v}{\lambda} = 0$$


Конвективное охлаждение
Тем пера труа , °С
85
80
75
70
65
60
55
50
45
40
35
30
25
20
15
10
5
0
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
Координата X расчетной точки изделия, см
τ = 0 с
τ = 980 с
τ = 2000 с
τ = 3600 с
τ = 5600 с
τ =10000 с
τ = 36000 с

УСЛОВИЯ ОДНОЗНАЧНОСТИ

- Чтобы выделить конкретно рассматриваемый процесс и дать его полное математическое описание, к диф.уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса. Эти частные особенности называются условиями однозначности или краевыми условиями.
- Условия однозначности включают в себя:
- геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в которых протекает процесс; они определяют форму и линейные размеры тела.
- физические условия, характеризующие физические свойства среды и тела; задаются физическими параметрами тела и может быть задан, закон распределения внутренних источников теплоты.
- временные (начальные) условия, характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени; необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и состоят в задании закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени. Начальное условие аналитически может быть записано при $\tau = 0$ $t = f(x, y, z)$. При равномерном распределении температуры в теле начальное условие упрощается (при $\tau = 0$) $t = t_o =$ const.
- граничные условия, характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой. *Граничные условия могут быть заданы несколькими способами*

Граничные условия

- **Граничные условия первого рода**.

  Задается распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени: $t_z = f(x, y, z,$ т),

  где t_z — температура на поверхности тела; x, y, z — координаты поверхности тела.
- **Граничные условия второго рода**.

  Задаются значения теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени : q_p=f(x,y,z,т)
- где— q_p плотность теплового потока на поверхности тела; x, y, z — координаты на поверхности тела.
- **Граничные условия третьего рода**.
- Задаются температура окружающей среды t_c и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой в процессе охлаждения *или* нагревания тела.
- Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон Ньютона—Рихмана- количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела t_z и окружающей среды t_c
  - $q=\alpha(t_c-t_z)$

где α — коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом теплоотдачи,* Вт/(м^2-К), характеризует интенсивность теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Численно он равен количеству теплоты, отдаваемому (или воспринимаемому) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью тела и окружающей средой, равной одному градусу.

- Согласно закону сохранения энергии количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи, должно равняться количеству теплоты, подводимому к единице поверхности в единицу времени вследствие теплопроводности из внутренних объемов тела, т. е.

$$\alpha (t_с - t_ж) = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_с ,$$

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_с = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_с - t_ж).$$

где n — нормаль к поверхности тела;

индекс „с" указывает на то, что температура и градиент относятся к поверхности тела (при $n = 0$).

- Дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\nabla^2 t + \frac{q_v}{c \cdot \rho}$$

с заданными условиями однозначности дает полную математическую формулировку краевой задачи теплопроводности. Поставленная таким образом задача разрешается аналитическим, численным или экспериментальным методом.

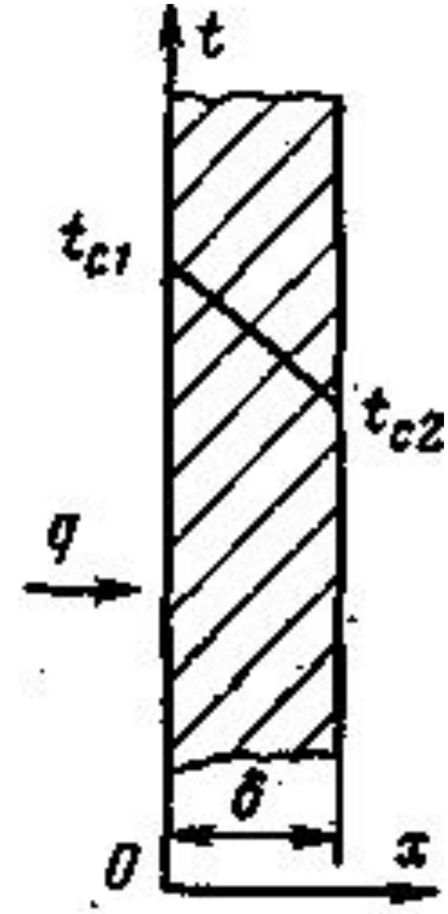
ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

- При стационарном тепловом режиме температура тела во времени остается постоянной, т. е. *dt/dт* = 0.

$$a \cdot \nabla^2 \cdot t + \frac{q_v}{c \cdot \rho} = 0$$ или

$$\nabla^2 \cdot t + \frac{q_v}{\lambda} = 0$$

ПЕРЕДАЧА ТЕПЛОТЫ ЧЕРЕЗ ПЛОСКУЮ СТЕНКУ



- **Граничные условия первого рода.** Стенка : однородная и изотропная , толщина δ с постоянным коэффициентом теплопроводности λ.
- На наружных поверхностях стенки поддерживают постоянными температуры t_{c1} и t_{c2}.

$$t = t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} \cdot x$$

- *Закон распределения температур по толщине стенки найдется в результате двойного интегрирования уравнения*

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0$$

- Количество теплоты, проходящее через единицу поверхности стенки в единицу времени, прямо пропорционально коэффициенту теплопроводности λ, разности температур на наружных поверхностях стенки и обратно пропорционально толщине стенки.
- Тепловой поток определяется не абсолютным значением температур, а их разностью которую принято называть **температурным напором**.
- Отношение λ/δ (Вт/(м^2-К)), называется **тепловой проводимостью стенки**, а обратная величина δ/λ (м^2· К/Вт) — **тепловым или термическим,** сопротивлением стенки и представляет собой падение температуры в стенке на единицу плотности теплового потока.

Общее количество теплоты

$$Q_\tau = q \cdot F \cdot \tau = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2})F \cdot \tau (Дж)$$

Где q – плотность теплового потока, Вт/м^2;

F – площадь теплопередающей поверхности, м^2;

τ - время воздействия теплового потока, с.

$$\frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} = \frac{q}{\lambda} \text{подставив в выражение } t = t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} \cdot x$$

Получим

$$t = t_{c1} - \frac{q}{\lambda} \cdot x$$

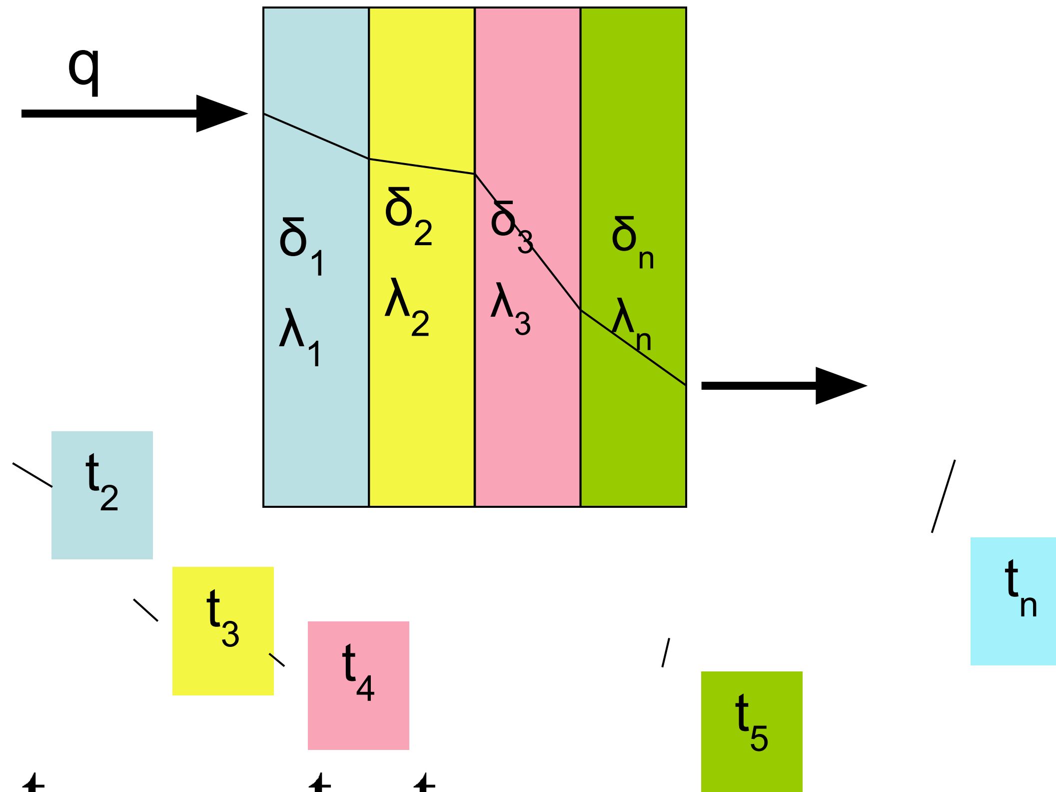
При прочих равных условиях температура в стенке убывает тем быстрее, чем больше плотность теплового потока

- Если коэффициент теплопроводности λ зависит от температуры, то q можно вычислять в предположении, что λ= const, принимая для него среднее значение в интервале температур от t_{cl} до t_{c2}.
- Это же определение относится ко всем теплофизическим значениям параметров системы.

Тепловой поток в многослойной стенке

Выводится из системы уравнений:

$$\begin{cases} q = \dfrac{\lambda_1}{\delta_1}(t_1 - t_2)\ldots. \\ q = \dfrac{\lambda_n}{\delta_n}(t_{n-1} - t_n) \end{cases}$$

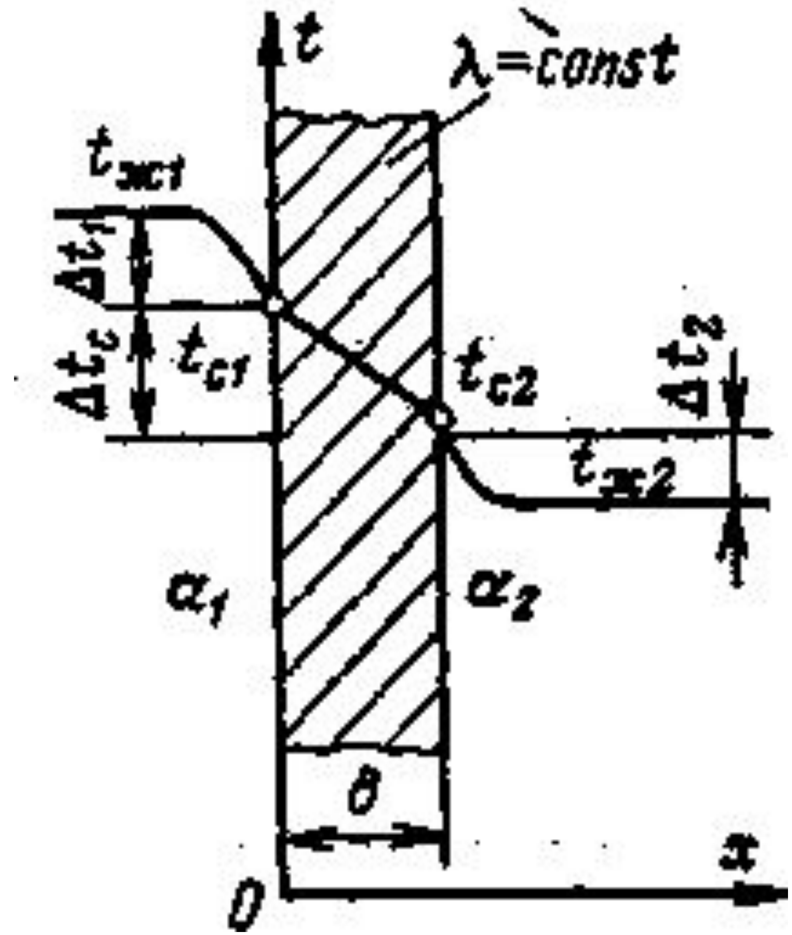


$$q = \frac{t_1 - t_n}{\dfrac{\delta_1}{\lambda_1} + \ldots + \dfrac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{t_1 - t_n}{\sum\limits_{i=1}^{i=n} \dfrac{\delta_i}{\lambda_i}}$$

Внутри каждого из слоев температура изменяется прямолинейно , а для многослойной стенки в целом температурная кривая представляет ломаную линию

Граничные условия 3 рода (теплопередача)

- Передача теплоты из одной среды (жидкости или газа) к другой через разделяющую их однородную или многослойную твердую стенку любой формы называется *теплопередачей.* Теплопередача включает в себя теплоотдачу от более горячей жидкости к стенке, теплопроводность в стенке, теплоотдачу от стенки к более холодной среде.



Выводим уравнение теплопередачи

$$q = \alpha_1(t_{ж1} - t_{c1})$$

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(t_{c1} - t_{c2})$$

$$q = \alpha_2(t_{c2} - t_{ж2})$$

$$\left.\begin{aligned} q\frac{1}{\alpha_1} &= (t_{ж1} - t_{c1}) \\ q\frac{\delta}{\lambda} &= (t_{c1} - t_{c2}) \\ q\frac{1}{\alpha_2} &= (t_{c2} - t_{ж2}) \end{aligned}\right\} \text{сложить}$$

Получим

$$q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right) = t_{ж1} - t_{ж2}$$

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)}$$

Если

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right)}$$

$$\boxed{q = k(t_{ж1} - t_{ж2})}$$

- Величина *k* имеет ту же размерность, что и α, и называется *коэффициетом теплопередачи.*
- Коэффициент теплопередачи *k* характеризует интенсивность передачи теплоты от одной жидкости к другой через разделяющую их стенку и численно равен количеству теплоты, которое передается через единицу поверхности стенки в единицу времени при разности температур между жидкостями в один градус.
- Величина, обратная коэффициенту теплопередачи, называется полным *термическим сопротивлением теплопередачи*

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}$$

Теплопередача через многослойную стенку

$$q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}\right)}$$

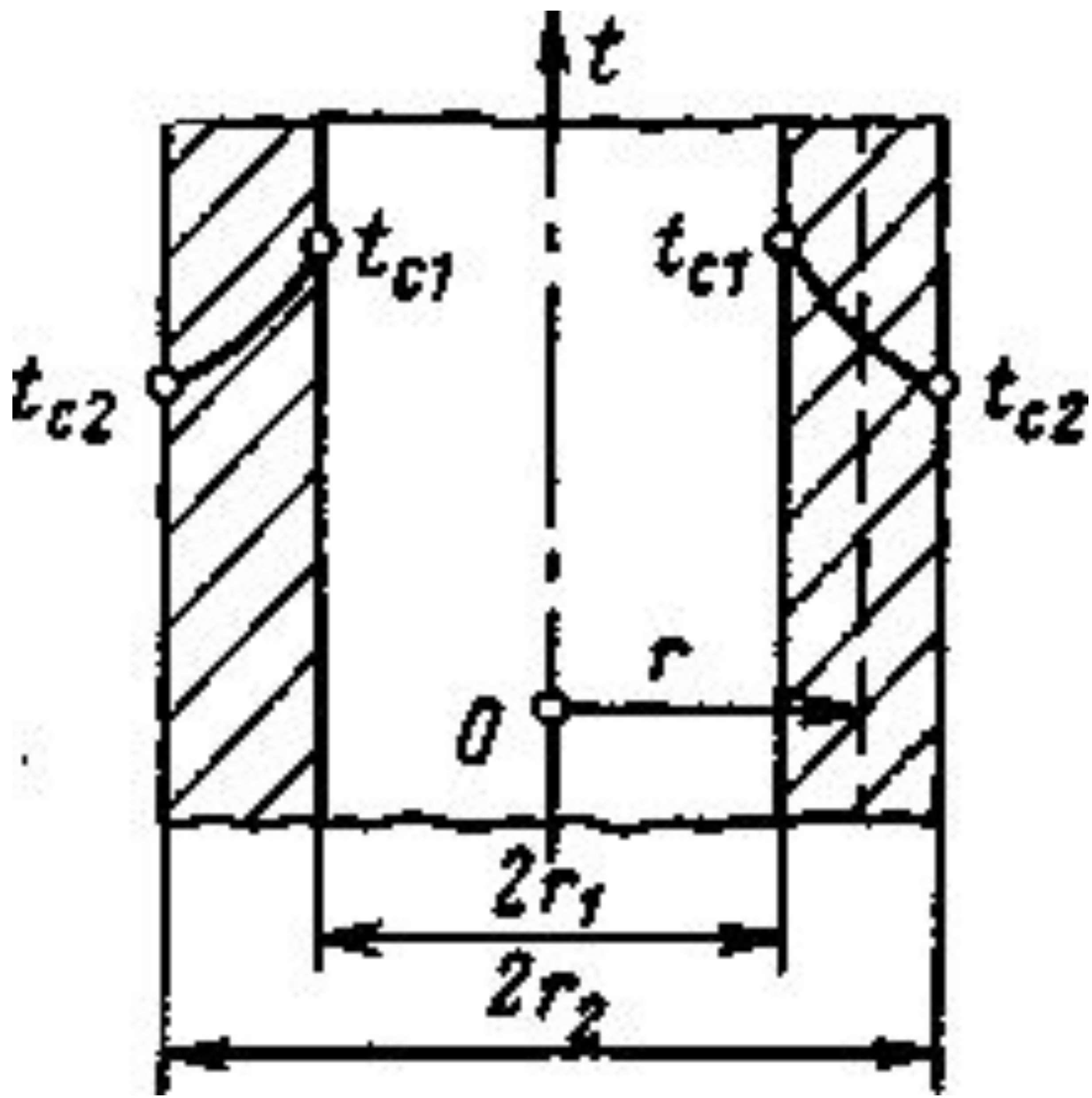
Если

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n}\frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}\right)}$$

$$\Longrightarrow \quad q = k(t_{ж1} - t_{ж2})$$

Полный тепловой поток

$$Q_\tau = k \cdot \Delta t \cdot F \cdot \tau$$


t
t_c1
t_c1
t_c2
t_c2
r
0
2r_1
2r_2

Теплопередача через цилиндрическую стенку

Полный тепловой поток только через стенку

$$Q = \frac{2\pi \cdot \lambda \cdot \square (t_{c1} - t_{c2})}{\ln \dfrac{d_2}{d_1}}$$

Линейная плотность теплового потока через стенку (отнесенная к единице длины трубы)

$$q_{\square} = \frac{2\lambda (t_{c1} - t_{c2})}{d_1 \cdot \ln \dfrac{d_2}{d_1}}$$

$$q = \alpha_1 \pi d_1 (t_{ж1} - t_{c1})$$

Линейные плотности теплового потока при теплопередаче

$$q = \frac{\pi (t_{c1} - t_{c2})}{\dfrac{1}{2\lambda} \ln \dfrac{d_2}{d_1}}$$

$$q = \alpha_2 \pi d_2 (t_{c2} - t_{ж2})$$

$$k_{\boxtimes} = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}\right)}$$

$$q_{\boxtimes} = k_{\boxtimes} \pi (t_{ж1} - t_{ж2})$$

Многослойная цилиндрическая стенка

- **при** λ=const. Используя принцип сложения сопротивлений, получим выражение для теплового потока Q через многослойную цилиндрическую стенку .
- где λ - теплопроводность i-го слоя; ΔT - полный перепад температур на внутренней и внешней поверхностях многослойной цилиндрической стенки; R_i, R_{i+1} - внутренний, наружный радиусы i-го слоя.

$$Q = \frac{2\pi\square \cdot \Delta T}{\sum_{1}^{n} \frac{1}{\lambda_{w_1}} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i}}$$

- внутреннее сопротивление многослойной стенки

$$R_{\Sigma} = \sum_{1}^{n} \frac{1}{\lambda_{wi}} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i}$$

- Полный тепловой поток через стенку

$$Q = \frac{2\pi \square \cdot \Delta T}{R_{\Sigma}}$$

- Перепад температур в i-ом слое стенки

$$\Delta T_i = T_i - T_{i+1} = \frac{\frac{R_{i+1}}{R_i}}{2\pi \square \lambda_{w_i}}$$

- относительный перепад температур ΔTi/ΔT

$$\frac{\Delta T_i}{\Delta T} = \frac{\frac{1}{\lambda_{wi}} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i}}{R_{\Sigma}}$$

- Общее термическое сопротивление многослойной цилиндрической стенки

$$R^{*}_{\Sigma} = \frac{1}{\alpha_1 R_1} + \sum_{1}^{n} \frac{1}{\lambda_{wi}} \ln \frac{R_{i+1}}{R_i} + \frac{1}{\alpha_2 R_{n+1}}$$

- Полный тепловой поток через многослойную цилиндрическую стенку

$$Q = \frac{2\pi \square \cdot (T_{w1} - T_{w2})}{R^{*}_{\Sigma}}$$

КРИТИЧЕСКИЙ ДИАМЕТР ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ СТЕНКИ

- Общее термическое сопротивление цилиндрической стенки

$$R^* = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda}\ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}$$

- зависит от внешнего диаметра трубы R_2 неоднозначно.
- Исследуя величину R^* на экстремум в зависимости от R_2 (при прочих постоянных величинах), получим

$$\frac{dR^*}{d(R_2)} = \frac{1}{\lambda_w}\frac{1}{R_2} - \frac{1}{\alpha_2 R_2^2} = \frac{1}{R_2}\left(\frac{1}{\lambda_w} - \frac{1}{\alpha_2 R_2}\right).$$

- Экстремальное значение имеет место при значении $d_2=d_{кр}$ которое найдем из условия

$$dR^* / d(R_2) = 0,$$

$$\frac{1}{\lambda_w} - \frac{1}{\alpha_2 R_2} = 0 \Rightarrow \frac{1}{\lambda_w} = \frac{1}{\alpha_2 R_{кр}} \Rightarrow d_{кр} = \frac{2\lambda_w}{\alpha_2}$$

- Значение $d_{кр}$ может соответствовать min или max величины R в зависимости от знака 2-ой производной
-

$$\boxed{\frac{d^2R^*}{d(R_2^2)} \text{ при } R_2=R_{кр}}$$

$$\boxed{\frac{d^2R^*}{d(R_2^2)} = \frac{d}{d(R_2)}\left(\frac{dR^*}{d(R_2)}\right) = -\frac{1}{\lambda_w R_2^2} + \frac{2}{\alpha_2 R_2^3} = \frac{2}{R_2^2}\left(\frac{1}{\alpha_2 R_2} - \frac{1}{2\lambda_w}\right).}$$

- Подставляя $R_2=R_{кр}$ найдем знак величины в скобках

$$\frac{1}{\alpha_2 R_{кр}} - \frac{1}{2\lambda_w} = \frac{1}{\lambda_w} - \frac{1}{2\lambda_w} > 0\,.$$

- Так как вторая производная больше нуля, то значение $d_{кр}$ соответствует минимуму термического сопротивления и, соответственно максимуму тепловой проводимости и теплового потока.
- $$d_2 = d_{кр},\ \ R^* = R^*_{min},\ \ K_\ell = K_{\ell\,max},\ \ Q = Q_{max}\,.$$

Зависимость теплового потока от внешнего диаметра цилиндрической стенки

- ‘1’ стью

- и d_2 ать

Критическая толщина изоляции

- Полученные соотношения позволяют выбрать оптимальную толщину изоляции и проанализировать влияние ее параметров на величину теплового потока. Если на внешней поверхности трубы имеется изоляция толщиной $\delta_{из}$ и теплопроводностью $\lambda_{из}$, то можно записать соотношение

$$R_2 + \delta_{кр,из} = \frac{\lambda_{из}}{\alpha_2}.$$

- Условие «хорошей» изоляции

$$\frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2} \le d_2 .$$

- Изоляция считается эффективной, если термическое сопротивление изолированной трубы больше, чем неизолированной

$$\frac{1}{\alpha_2 d_2} \le \frac{1}{2\lambda_{из}} \ln\frac{d_{из}}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_{из}} .$$

- Диаметр эффективной изоляции $d_{из}$ определим по соотношению

$$\frac{1}{d_2} - \frac{1}{d_{из}} = \frac{\alpha_2}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2}.$$

- Тепловой поток от неизолированной внешней поверхности трубы

$$Q = \frac{\pi \ell (T_{w2} - T_{f2})}{1/\alpha_2 d_2}.$$

- Тепловой поток от изолированной поверхности с толщиной изолированной

$$Q_{из} = \frac{\pi \ell (T_{w2} - T_{f2})}{\frac{1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{(d_2 + 2\delta_{из})}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 (d_2 + 2\delta_{из})}}.$$

- Их отношения равны

$$\frac{Q_{из}}{Q}=\frac{1}{\frac{\alpha_2 d_2}{2\lambda_{из}}\ln\left(1+\frac{\delta_{из}}{R_2}\right)+\frac{1}{1+\delta_{из}/R_2}}.$$

- Выбрав какой-либо теплоизоляционный материал для покрытия цилиндрической поверхности, прежде всего нужно рассчитать критический диаметр для заданных $\lambda_{из}$ и α_2.
- Если окажется, что значение $d_{Кр}$ больше наружного диаметра трубы d_2, то применение выбранного материала в качестве тепловой изоляции нецелесообразно. В области $d_2 < d_3 < d_{Кр}$. при увеличении толщины изоляции будет наблюдаться увеличение теплопотерь.
- Только при $d_3 = d_{3\ Эф}$ тепловые потери вновь станут такими же, как для первоначального, неизолированного трубопровода. Следовательно, некоторый слой тепловой изоляции не будет оправдывать своего назначения.
- Значит, для эффективной работы тепловой изоляции необходимо, чтобы $d_{кр.изоляции} < d_2$

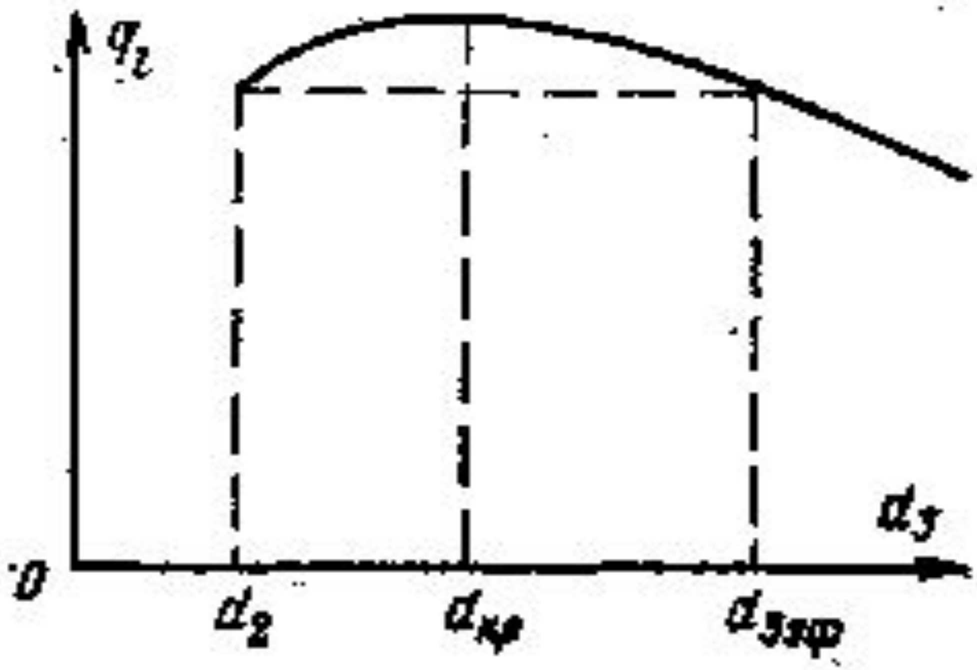


Рис. 2.10. Зависимость тепловых потерь от толщины изоляции, наложенной на цилиндрическую стенку.

Пример 8.2 Трубопровод с внешним диаметром d_2=25 мм охлаждается с поверхности, α_2=10 Вт/(м^2·K) Как изменится тепловой поток с поверхности в зависимости от толщины изоляции, если использовать:

асбест при λ=0,16 Вт/(м·K); стекловату при λ=0,04 Вт/(м·K).

Решение. Рассчитаем критический диаметр изоляции $d_{из\ кр}$ для указанных теплоизоляторов по соотношению (8 49)

асбест, $d_{из\ кр} = \dfrac{2 \cdot 0{,}16}{10} = 32$ мм, $d_{из\ кр} > d_2$;

$$d_{кр} = \frac{2\lambda_w}{\alpha_2}$$

стекловата, $d_{из,кр} = \dfrac{2 \cdot 0{,}04}{10} = 8$ мм $d_{из,\ кр} < d_2$.

Отсюда следует, что для асбеста увеличение толщины изоляции приведет сначала к увеличению теплового потока, и лишь по достижении $d_2 + 2\delta_{из} \ge d_{кр}$ (т.е. при $\delta_{из}$=3,5 мм) тепловой поток будет уменьшаться.

Для стекловаты $d_2 > d_{кр}$ и поэтому увеличение толщины изоляции ведет к монотонному снижению $Q_{из}$.

Результаты расчета величины $Q_{из}/Q=f(\delta_{из}/R_2)$ по (8.53) для двух указанных случаев приведены в табл. 1 и на рис. 8.10.

Таблица 1

Зависимость теплового потока от толщины изоляции

$\delta_{из}/R_2$		0	0,05	0,1	0,15	0,2	0,28	0,3	0,4	0,5	0,8	1,0
$\delta_{из}$, мм		0	0,625	1,25	1,875	2,5	3,5	3,75	5	6,25	10	12,5
$\frac{Q_{из}}{Q}$	асбест	1	1,0096	1,0167	1,0217	1,0249	1,0266	1,0265	1,0235	1,017	0,986	0,960
	стекловата	1	0,905	0,829	0,776	0,713	0,644	0,629	0,566	0,517	0,418	0,375

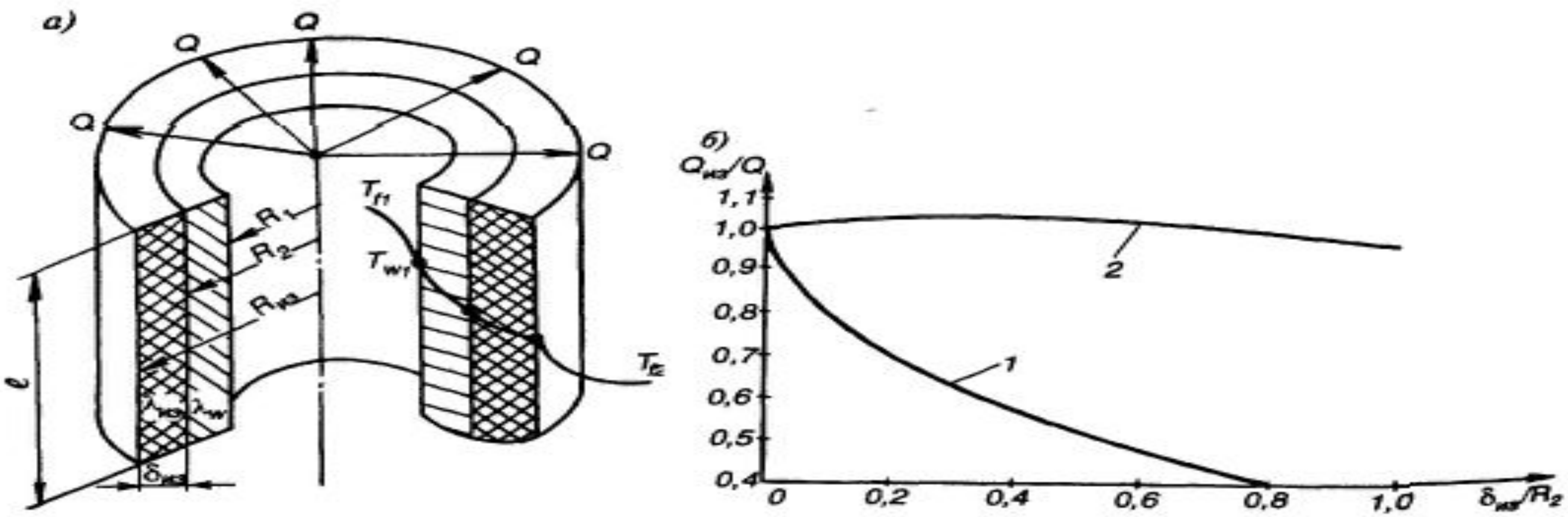


Рис. 8.10. Зависимость теплового потока от толщины цилиндрической изоляции:
а - цилиндрическая стенка с изоляцией; *б* - зависимость относительного теплового потока $Q_{из}/Q$ от толщины изоляции: *1* - "хорошая" изоляция (стекловата); *2* - "плохая" изоляция (асбест)