

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ**

**УЧРЕЖДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ  
«БРЕСТСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»**

**КАФЕДРА ТЕХНОЛОГИИ БЕТОНА И СТРОИТЕЛЬНЫХ МАТЕРИАЛОВ**

## **МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ**

к курсовой работе:

**«Расчет температурного поля и количества  
аккумулированной теплоты при тепловой обработке  
влажного одномерного тела»**

для студентов специальности

1 – 70 01 01-«Производство строительных изделий и конструкций»

Брест 2009

УДК [621.1:666.1/.98](07)

Методические указания содержат краткие теоретические сведения об основных понятиях и законах, с помощью которых описываются процессы теплообмена и массопереноса, а также методику выполнения курсовой работы по расчету температурного поля и количества аккумулированной теплоты при тепловой обработке влажного одномерного тела, представляющей собой основу выполнения теплотехнических расчетов при назначении режимов тепловой обработки строительных материалов. Методические указания предназначены для студентов специальности 70 01 01 «Производство строительных изделий и конструкций».

Таблиц 8, рисунков 2, библиографических названий 7.

Составители: Сырица Г.В., доцент, канд. техн. наук;  
Шалобыта Т.П., доцент, канд. техн. наук

Рецензент: зам. директора РУП «Сервис» РУП «Белстройцентр» Щербач Н.С.

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие технологии получения строительных материалов связано с изучением состава, свойств исходного сырья, путей его технологической переработки, позволяющих получить высококачественный материал с заданными техническими характеристиками при минимальных затратах. Большинство технологических процессов производства строительных материалов связано с использованием тепла. При этом тепловое воздействие часто оказывается главнейшим технологическим процессом, обеспечивающим превращение исходного сырья в законченный продукт, рациональный выбор режима тепловой обработки определяет и эксплуатационные свойства строительных материалов, и экономические показатели технологии. Разнообразие строительных материалов и методов их производства определяет многообразие форм использования тепла, температурных режимов, времени теплового воздействия на материал, и требует от будущих специалистов глубокого знания основ тепловых процессов.

Курсовая работа «Расчет температурного поля и количества аккумулированной теплоты при тепловой обработке влажного одномерного тела» является самостоятельной работой студентов по усвоению теоретического раздела курса «Теплотехника и теплотехническое оборудование технологии строительных материалов». Она способствует развитию у студентов навыков самостоятельного выполнения теплотехнических расчетов при назначении режимов тепловой обработки материалов, расхода теплоты и дает представление о формировании температурного поля в изделиях при различных способах теплопровода.

Исходные данные для проектирования принимаются студентами по заданию, выдаваемому преподавателем или по своему шифру в соответствии с таблицами 1.1, 1.2. Основные условия теплообмена у поверхности твердого тела выбрать из таблицы 1.1, под номером, соответствующим сумме двух последних цифр шифра, исходные данные для расчета температурного поля по каждому виду теплообмена приведены в таблице 1.2. Количество аккумулированной теплоты рассчитывается на  $1\text{ м}^2$  полей.

# 1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ

## 1. 1. Виды теплообмена

Обмен между телами (физическими средами) происходит самопроизвольно в направлении от более нагретого к менее нагретому. Поверхность тела, которая отдает или воспринимает тепло, называется поверхностью теплообмена. В реальных условиях теплообмен является сложным процессом. Для облегчения его изучения и упрощения расчетных зависимостей вводится понятие элементарных видов теплообмена – теплопроводности (или кондукции), конвекции и лучистого (радиационного) теплообмена.

При теплопроводности перенос теплоты происходит за счет соударений и диффузии частиц тел, а также квантов упругих колебаний кристаллических решеток – фононов – при макроскопической неподвижности всей массы вещества. Процесс теплопроводности может протекать при условии, что в разных точках тела температура неодинакова. Аналитическое исследование процесса теплопроводности сводится к изучению пространственно-временного изменения температуры, т.е. к нахождению зависимости

$$t=f(x, y, z, \tau), \quad (1.1)$$

где  $t$  – температура тела;

$x, y, z$  – координаты точки;

$\tau$  – время.

Это уравнение является математическим описанием температурного поля. Таким образом, можно сказать, что температурное поле есть совокупность значений температуры во всех точках изучаемого пространства (объекта) для каждого момента времени. Различают стационарное и нестационарное температурное поле.

Конвекцией называется перенос теплоты при перемещении объемов газа или жидкости в пространстве. Практически чистого конвективного переноса тепла не бывает. Поскольку движущиеся части жидкости или газа находятся в соприкосновении с менее нагретыми, то конвективный перенос тепла всегда сопровождается и теплопроводностью, и такой процесс переноса тепла называется конвективным теплообменом. Если жидкость (под жидкостью понимают не только капельное, но и газообразное состояние вещества) вступает в контакт с поверхностью твердого тела, имеющего другую температуру, протекающий процесс обмена тепловой энергией называется конвективной теплоотдачей.

В свободной конвекции движущая сила обусловлена разностью плотностей жидкости, вызванной ее контактом с поверхностью, имеющей другую температуру, вследствие чего возникают подъемные силы. Если движение

отдельных частей подвижной среды происходит под действием внешних усилий (мешалок, насосов и др.), то такая конвекция называется вынужденной. Независимо от того, свободная конвекция или вынужденная, тепловой поток при отсутствии фазовых переходов на поверхности можно выразить с помощью закона Ньютона

$$Q = \alpha_k \cdot F \cdot (T_n - T_{жк}), \quad (1.2)$$

где  $\alpha_k$  – средний коэффициент конвективной теплоотдачи на поверхности раздела жидкости и твердого тела, численно равный количеству теплоты, отдаваемой или воспринимаемой единицей площади поверхности твердого тела за единицу времени при разности температур в 1 К между поверхностью и средой Вт/(м<sup>2</sup>·К);

$F$  – площадь поверхности, омываемой жидкостью, м<sup>2</sup>;

$T_n$  – температура поверхности, К;

$T_{жк}$  – температура жидкости, К.

Если  $T_{жк} > T_n$ , то тело получает теплоту, а если  $T_{жк} < T_n$ , то тело отдает теплоту.

Тепловое излучение – это перенос энергии с помощью электромагнитных волн инфракрасной части светового спектра. Источником инфракрасных волн является сложное колебательное движение заряженных частиц тела – электронов и ионов. Количество энергии, переносимое от поверхности в виде теплового излучения, зависит от абсолютной температуры и свойств поверхности. Идеальный излучатель, или абсолютно черное тело  $q$ , испускает со своей поверхности радиационный тепловой поток, определяемый формулой:

$$Q = \sigma T^4 \cdot F, \quad (1.3)$$

где  $F$  – площадь поверхности, м<sup>2</sup>;

$T$  – температура поверхности, К;

$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>) – размерный коэффициент, называется постоянной Стефана-Больцмана.

Реальные тела не являются идеальными излучателями. Если они при некоторой температуре испускают на каждой длине волны одинаковую долю излучения черного тела с той же температурой, они называются серыми телами. Результирующий тепловой поток между серыми телами определяется выражением

$$Q = \sigma \cdot \epsilon_{эф} \cdot F \cdot (T_1^4 - T_2^4), \quad (1.4)$$

где  $\epsilon_{эф}$  – коэффициент, учитывающий излучательную способность (степень черноты) и относительное расположение реальных тел.

Плотность потока тепла между двумя теплообменивающимися поверхностями при терморрадиационном теплопроводе определяется по формуле:

$$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_u}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_n}{100} \right)^4 \right], \quad (1.5)$$

где  $\varepsilon_{np}$  – приведенная степень черноты теплообменивающейся системы из плоскопараллельных поверхностей;

$$\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}, \quad (1.6)$$

$\varepsilon_1, \varepsilon_2$  – степени черноты поверхности тел, участвующих в лучистом теплообмене;

$C_0$  – коэффициент излучения абсолютно черного тела,  $C_0 = 5.67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup>·К<sup>4</sup>);

$T_u$  – температура излучающей поверхности, К;

$T_n$  – температура тепловоспринимающей поверхности, К.

Теплообмен между твердым телом и окружающей его средой может происходить одним из рассмотренных трех способов лишь в отдельных случаях. В большинстве случаев передачи тепла участвуют одновременно все три способа передачи тепла. При этом один или два из способов преобладают. Процесс теплообмена, когда тепло передается одновременно несколькими способами, называется сложным теплообменом. В общем случае процессы теплообмена могут сопровождаться фазовыми переходами, химическими реакциями и переносом массы. Массообмен – самопроизвольный необратимый процесс переноса массы данного компонента в пространстве с неоднородным полем концентрации (химического потенциала).

## 1.2. Методы решения задач при нестационарном режиме теплообмена

Задачи теплообмена можно разделить на две основные группы – задачи внешнего (между теплоносителем и внешними поверхностями тела) и внутреннего теплообмена (за счет градиента температуры по сечению тела).

Технология производства строительных материалов в зависимости от вида материала, его технологических особенностей, способа взаимодействия материала и теплоносителя и т.д. определяет большое многообразие задач теплообмена, которые могут быть решены различными способами.

Аналитический и графоаналитический способы определения температур при нагревании влажных тел сводятся к вычислению значений критериев Био и Фурье. Сложность решения таких задач обусловлена изменяющимися во времени условиями теплового взаимодействия поверхности тепла с окружающей средой.

Из численных методов в настоящее время наиболее широко применяются метод конечных элементов и метод конечных разностей. Метод конечных элементов, хотя и более прогрессивен, предполагает знание ряда математических понятий из функционального анализа. В практических расчетах для решения инженерных задач нагрева тел при нестационарных условиях наиболее часто используют метод конечных разностей, позволяющий учитывать изменяющиеся во времени граничные условия (ГУ). По своему физическому смыслу ГУ отражают баланс теплоты на границе раздела твердой и газовой фаз, т.е.

$$q_0 = q, \quad (1.7)$$

где  $q_0 = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x_{x \rightarrow 0}}$  – действующая на поверхность тела плотность теплового потока, Вт/м<sup>2</sup>;

где  $\lambda$  – коэффициент теплопроводности материала, Вт/(м·К);

$\frac{\partial t}{\partial x_{x \rightarrow 0}}$  – градиент температуры в элементарном слое материала, К/м;

$q$  – плотность теплового потока, подводимого или отводимого от поверхности твердого тела, Вт/м.

Уравнение теплопроводности Фурье в конечных разностях для одномерного тела имеет вид

$$\frac{\Delta T}{\Delta \tau} = a \frac{\Delta^2 T}{(\Delta x)^2}, \quad (1.8)$$

где  $a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}$  – коэффициент температуропроводности материала, м<sup>2</sup>/с или м<sup>2</sup>/ч;

$c$  – удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг·К);

$\rho$  – плотность материала, кг/м<sup>3</sup>.

Сущность метода конечных разностей заключается в том, что непрерывный процесс теплообмена заменяют скачкообразным как в пространстве, так и во времени. При этом дифференциальные уравнения теплопроводности заменяют уравнением в конечных разностях. При этом уравнение приобретает вид, в котором будущая температура в рассматриваемой узловой точке является функцией времени, настоящей температуры в рассматриваемой точке и настоящей температуры в соседних точках, в результате получаем замкнутую систему уравнений, решение которых сводится к выполнению простых алгебраических действий.

В применении к плоской стенке рассматриваемый метод состоит в следующем: стенку делят на слои одинаковой толщины  $\Delta x$ , обозначаемые номерами  $m-1$ ,  $m$ ,  $m+1$  и т.д., температура по сечению которых одинакова. Время

также разбивается на промежутки  $\Delta\tau$ , обозначаемые номерами  $k, k+1$  и т.д. Температурная кривая для плоской стенки при двухстороннем подводе теплоты будет иметь симметричный вид, представленный на рисунке 1.

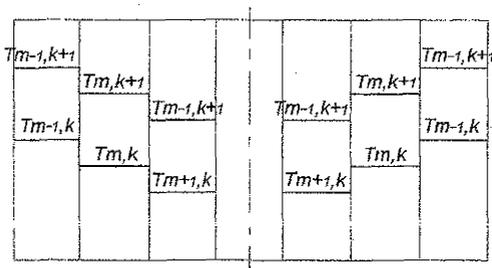


Рисунок 1 – Схема к расчету температуры на поверхности методом конечных разностей

Решение уравнения (1.8) при этом имеет вид

$$T_{m,k+1} = 2 \frac{a \Delta \tau}{(\Delta x)^2} \cdot \frac{T_{m-1,k} + T_{m+1,k}}{2} - \left( 2 \frac{a \Delta \tau}{(\Delta x)^2} - 1 \right) \cdot T_{m,k}, \quad (1.9)$$

Если промежутки времени  $\Delta\tau$  и толщины слоев  $\Delta x$  выбрать таким образом, чтобы

$$2a \frac{\Delta \tau}{\Delta x^2} = 1, \quad (1.10)$$

выражение (1.9) примет вид

$$T_{m,k+1,2,3} = \frac{T_{m-1,k} + T_{m+1,k}}{2}, \quad (1.11)$$

Уравнение (1.11) позволяет определить температуру в любом слое (кроме поверхностных) через интервал времени  $\Delta\tau$ .

Температура же в поверхностных слоях рассчитывается в зависимости от характера теплового воздействия окружающей среды на поверхность тела.

При ГУ I рода задается распределение температуры на поверхности тела  $F$  как функция координат и времени

$$t = \varphi(x, y, z, \tau), \quad (1.12)$$

К ГУ I рода можно отнести задачи разогрева и охлаждения системы при весьма интенсивном теплообмене на поверхности, когда температура поверхности близка к температуре окружающей среды

$$T_n \approx T_{окр}, \quad (1.13)$$

или при заданном изменении температуры на границе, когда скорость подъема температуры можно обеспечить только регулированием количества пода-

ваемого пара. Тогда температура поверхностного слоя будет рассчитываться по линейному закону

$$T_n = T_0 + b \cdot \tau, \quad (1.14)$$

где  $T_0$  – начальная температура материала, °С;

$b$  – коэффициент пропорциональности, характеризующий скорость нагрева °С/ч;

$\tau$  – время, ч.

При ГУ II рода задается распределение теплового потока по поверхности тела как координат и времени

$$q = \psi(x, y, z, t), \quad (1.15)$$

В этом случае температура поверхностного слоя для одномерного тела рассчитывается по формуле:

$$T_{m-1,k+1} = \frac{q_0 \cdot \Delta x + \lambda \cdot T_{m,k+1}}{\lambda}, \quad (1.16)$$

где  $q_0$  определяется по выражению (1.5).

При ГУ III рода на поверхности тела задается зависимость теплового потока вследствие теплопроводности со стороны тела от температуры поверхности тела и окружающей среды. В случае охлаждения (нагрева) имеем

$$q = \pm \alpha (T_{\infty} - T_n), \quad (1.17)$$

Температура поверхностного слоя рассчитывается по выражению

$$T_{m-1,k+1} = \frac{\alpha \cdot \Delta x \cdot T_{\infty} + \lambda \cdot T_{m,k+1}}{\alpha \cdot \Delta x + \lambda}, \quad (1.18)$$

Из ГУ III рода в частных случаях можно получить ГУ I рода и ГУ II рода. Так, если отношение  $\alpha/\lambda$  устремить к бесконечности ( $\alpha \rightarrow \infty$  при  $\lambda = const$ , либо  $\lambda \rightarrow 0$  при  $\alpha = const$ ), то, заменяя в (1.7) значение  $q_0$  и  $q$  в (1.17), приходим к ГУ I рода

$$-\frac{\lambda \partial t}{\partial x_{x \rightarrow 0}} = \alpha (T_{\infty} - T_n), \quad (1.19)$$

$$\frac{\lambda}{\alpha} \frac{\partial T}{\partial x_{x \rightarrow 0}} \rightarrow 0, T_{\infty} \approx T_n. \quad (1.20)$$

Это математическая форма ГУ I рода, т.е. эти ГУ является частным случаем ГУ III рода.

В случае если  $\alpha \rightarrow 0$ , получаем частный случай граничных условий ГУ II рода согласно (1.5) и (1.7)

$$-\frac{\lambda \partial t}{\partial x_{x \rightarrow 0}} = \varepsilon_{\text{сп}} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_n}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{\text{ж}}}{100} \right)^4 \right], \quad (1.21)$$

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial x_{x \rightarrow 0}} \rightarrow 0. \quad (1.22)$$

Как правило, решение задач теплопроводности производится при постоянных  $q_0$ ,  $T_{\text{ж}}$ ,  $\alpha$ ,  $T_n$  и т.д. В реальных условиях тепловой обработки все эти величины являются переменными, так как тепловое взаимодействие поверхности твердого тела всегда осложнено действием других ГУ, т.е. теплота подводится или отводится одновременно конвекцией и тепловым излучением. В этом случае, если решение приводится к ГУ II рода, то

$$q_0 = q_n \pm \alpha (T_{\text{ж}} - T_n). \quad (1.23)$$

Если приводить к ГУ III рода, то

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_n, \quad (1.24)$$

где  $\alpha_k$ ,  $\alpha_n$  – соответственно коэффициенты теплоотдачи конвекцией и излучением.

В окружающей среде большое число процессов теплообмена сопровождается переносом массы одного компонента относительно другого. Если теплообмен осложнен фазовыми переходами на поверхности тела, тогда

$$q_0 = q_r \pm r q_m \pm c_k j_m (T_k - T_{m-1,k}), \quad (1.25)$$

где  $r$  – теплота парообразования, кДж/кг;

$q_m$  – плотность потока массы при фазовых превращениях (испарение, конденсация), кг/(м<sup>2</sup>·с);

$C$  – удельная массовая теплоемкость воды, кДж/(кг·К);

$T_k$  – температура конденсата, К.

Интенсивность испарения в интервале температуры от 30 до 90°C рассчитывается по формуле:

$$q_m = A \exp \left( - \frac{r}{RT_{m-1}} \right), \quad (1.26)$$

где  $A$  – опытный коэффициент, зависящий от структуры порового пространства материала;

$r$  – теплота парообразования при температуре поверхности, Дж/кг;

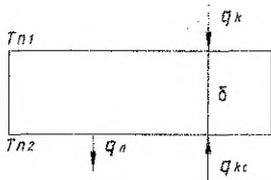
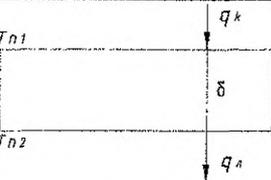
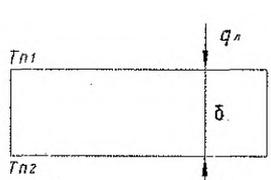
$R$  – газовая постоянная для  $H_2O$ ,  $R = 462$  Дж/(кг·К).

Таким образом, при тепловой обработке наблюдается многообразие граничных условий. Кроме того, ГУ условия на поверхностях изделия с каждой стороны могут быть различны. В таблице 1.1. приведены некоторые часто встречаемые ГУ при низкотемпературной обработке материала.

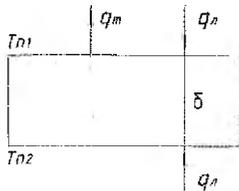
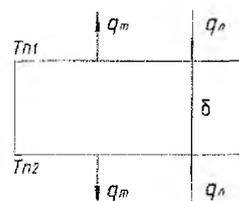
Таблица 1.1 – Перечень основных условий теплообмена у поверхностей твердого тела

№ №	Схема условий теплообмена	Характеристика системы	Род граничных условий	Теплоноситель	Математическое описание граничных условий	Упрощение ГУ
1	2	3	4	5	6	7
1		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_{жс1}$	
		закрыта	I	пар	$T_{n2} = T_0 + b_2 \tau$	
2		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_0 + b_1 \tau$	
		закрыта	I	пар	$T_{n2} = T_0 + b_2 \tau$	
3		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_{жс1}$	
		закрыта	III	воздух	$q_{kc} = \alpha(T_{n2} - T_{жс2})$	
4		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_0 + b_1 \tau$	
		закрыта	III	воздух	$q_{kc} = \alpha(T_{n2} - T_{жс2})$	

Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
5		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_{ж1}$	
		закрыта	II, III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{ж2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{кс} = \alpha (T_{n2} - T_{ж2})$	приводится к ГУ II или III рода
6		закрыта	I	пар	$T_{n1} = T_{ж2}$	
		закрыта	II	воздух	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{ж2}}{100} \right)^4 \right]$	
7		закрыта	II	пар в регистре	$T_n = const$ $q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{н1}}{100} \right)^4 \right]$	
		закрыта	II	пар в регистре	$T_n = const$ $q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{н2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{н2}}{100} \right)^4 \right]$	

Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
8		открыта	II ослож- ненные массо- обменом	электро- энергия	$q = const$ $q_s = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right)$	приводится к ГУ II рода
		открыта	II	электро- энергия	$q_s = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 \right]$ $q = const$	приводится к ГУ II рода
9		открыта	II ослож- ненные массо- обменом	пар	$T_n = const$ $q_s = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right)$	приводится к ГУ II рода
		открыта	II ослож- ненные массо- обменом	пар	$T_n = const$ $q_s = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n2}} \right)$	приводится к ГУ II рода

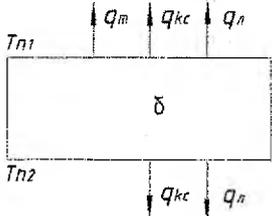
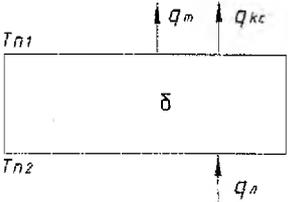
Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
10		открыта	II осложнен- ные массо- обменом	пар	$T_u = const$ $q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_n} \right)$	приводится к ГУ II рода
		закрыта	II и III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{жк2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha (T_{n2} - T_{жк2})$	приводится к ГУ II или III ро- да
11		открыта	II осложнен- ные массо- обменом	электро- энергия	$q = const$ $q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_n} \right)$	приводится к ГУ II рода
		закрыта	III	воздух	$q_{kc} = \alpha (T_{n2} - T_{жк2})$	
12		открыта	II осложнен- ные массо- обменом	электро- энергия	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{жк1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_n} \right)$	приводится к ГУ II рода
		закрыта	III	воздух	$q_{kc} = \alpha (T_{n2} - T_{жк2})$	

Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
13		открыта	II осложн. массо- обменом	пар	$q_n = \varepsilon_{np1} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right), \quad T_n = const$	
		закрыта	II	воздух	$q_n = \varepsilon_{np2} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$	
14		закрыта	II и III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np1} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha_1 (T_{n1} - T_{oc1})$	приводится к ГУ II или III ро- да
		закрыта	II и III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np2} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha_2 (T_{n2} - T_{oc2})$	приводится к ГУ II или III ро- да
15		открыта	II ослож- ненные массо- обменом	пар	$q_n = \varepsilon_{np1} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right)$	приводится к ГУ II рода
		закрыта	II и III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np2} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha (T_{n2} - T_{oc2})$	приводится к ГУ II или III ро- да

Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
16		открыта	II и III ослож- ненные массо- обменом	воздух	$q_n = \varepsilon_{np1} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n1}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{жс1}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha_1 (T_{n2} - T_{жс2})$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right)$	приводится к ГУ II рода
		закрыта	II и III	воздух	$q_n = \varepsilon_{np2} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{жс2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_{kc} = \alpha_2 (T_{n2} - T_{жс2})$	приводится к ГУ II или III рода
17		открыта	II и III	воздух	$q_{kc} = \alpha (T_{n1} - T_{жс1})$ $q_m = A \exp \left( -\frac{r}{RT_{n1}} \right)$	приводится к ГУ III рода
		закрыта	II	пар	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{жс2}}{100} \right)^4 \right]$	

Продолжение таблицы 1.1

1	2	3	4	5	6	7
18		открыта	II и III	воздух	$q_{nc} = \alpha(T_{n1} - T_{oc1})$ $q_m = A_1 \exp\left(-\frac{r}{RT_{n1}}\right)$	приводится к ГУ II рода
		открыта	II	пар	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$ $q_m = A_2 \exp\left(-\frac{r}{RT_{n2}}\right)$	приводится к ГУ II рода
19		закрыта	II	воздух	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$	
		закрыта	II	воздух	$q_n = \varepsilon_{np} \cdot C_0 \left[ \left( \frac{T_{n2}}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{oc2}}{100} \right)^4 \right]$	
20		закрыта	III	воздух	$T_w = const$ $q_{kc} = \alpha(T_{n2} - T_{oc2})$	
		закрыта	III	воздух	$T_w = const$ $q_{kc} = \alpha(T_{n2} - T_{oc2})$	

Таблица 1.2 – Исходные данные для расчета температурного поля в панелях

Условия тепло-массообмена, №№	Толщина панели, м	Начальная температура $T_0$ , °С	Коэффициент теплопроводности $\lambda$ , Вт/(м·К)	Удельная теплоемкость $c$ , кДж/(кг·°С)	Плотность $\rho \cdot 10^{-3}$ , кг/м <sup>3</sup>	Давление пара $P$ , МПа	Температура среды $T$ , °С				Коэффициенты, °С/ч		Степень черноты излучателей и панелей				Коэффициент $A \cdot 10^3$	Определяющий размер $B$ , м	Масса испаряемой влаги $M$ , кг/м <sup>2</sup>
							$T_{ж1}$	$T_{ж2}$	$T_{н1}$	$T_{н2}$	$b_1$	$b_2$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_3$	$\epsilon_4$			
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	0,30	16	1,2	1,1	2,0	0,08						15							
	0,35	18	1,4	1,3	2,1	0,09						18							
	0,50	20	1,8	1,2	2,2	0,10						20							
2	0,32	12	1,1	0,8	1,7	0,07					10	15							
	0,40	14	1,3	0,9	1,8	0,075					15	20							
	0,50	16	1,5	1,0	1,9	0,08					20	22							
3	0	14	1,0	1,2	1,8	0,09		14										5,0	
		15	0,95	1,1	1,9	0,10		15										4,5	
		16	0,9	1,05	1,85	0,95		15										4,0	
4	0,25	15	0,90	0,9	0,9	0,09		15			20							3,0	
	0,33	14	0,95	0,85	0,8	0,08		14			18							2,5	
	0,30	13	1,0	0,8	0,7	0,07		13			16							3,0	
5	0,34	14	1,3	1,1	2,2	0,1		14							0,9	0,9		2,0	
	0,32	15	1,4	1,2	2,3	0,09		15							0,95	0,8		2,2	
	0,30	13	1,2	1,3	2,4	0,08		13							0,93	0,85		2,6	
6	0,28	15	1,1	0,95	2,5	0,09		15							0,91	0,89			
	0,27	17	1,2	1,00	2,4	0,08		17					0,9		0,92	0,89			
	0,25	18	1,3	1,05	2,3	0,07		18							0,94	0,90			
7	0,30	16	0,90	1,1	2,0	0,5/0,4							0,92	0,93	0,8	0,90			
	0,32	18	0,95	1,2	2,1	0,4/0,5							0,91	0,94	0,92	0,92			
	0,33	20	1,00	1,3	2,2	0,5/0,5							0,90	0,92	0,92	0,91			
8	0,36	18	1,4	1,2	2,4			140	150				0,91	0,92	0,72	0,92	2,9		10
	0,38	17	1,6	1,1	2,2			130	130				0,88	0,91	0,74	0,94	2,0		16
	0,40	16	1,7	1,0	2,0			120	140				0,80	0,90	0,76	0,90	3,1		10

Продолжение таблицы 1.2

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	
9	0,33 0,35 0,36	17 16 15	1,5 1,6 1,7	1,1 1,15 1,25	1,1 1,2 1,0	0,35/0,40 0,40/0,45 0,45/0,50							0,97 0,95 0,90	0,96 0,96 0,95	0,76 0,74 0,72	0,90 0,92 0,94	2,9/3,8 4/2,9 4,1/4,0		9,5 10 12,7	
10	0,27 0,25 0,24	16 15 14	1,2 1,3 1,4	0,95 1,00 1,05	0,95 1,00 1,10	0,4 0,5 0,45		16 15 14					0,92 0,93 0,94	0,83 0,84 0,83	0,89 0,87 0,85	0,85 0,87 0,89	4,1 4,05 3,95	2,5 3,0 3,2	12,1 10,0 12,0	
11	0,20 0,18 0,22	20 21 22	0,9 0,8 0,7	1,0 0,9 0,8	0,9 0,8 0,7			20 21 22	120 130 140				0,92 0,90 0,88	0,80 0,86 0,83			3,9 4,0 4,1	2,0 2,2 2,5	10 8 6	
12	0,24 0,25 0,27	70 75 77	1,25 1,15 1,10	1,2 1,3 1,4	1,2 1,3 1,4			20 30 35					0,95 0,95 0,90	0,91 0,90 0,92			3,8 3,85 3,9	3,8 3,2 3,5	10 12 13	
13	0,33 0,36 0,30	62 60 58	0,95 0,85 0,80	1,7 1,8 1,75	1,1 1,2 1,15	0,30 0,25 0,20		35 30 20					0,9 0,8 0,85	0,98 0,96 0,94	0,8 0,9 0,7	0,9 0,8 0,9	4,2 4,1 4,05		12 14 16	
14	0,16 0,15 0,14	65 63 61	0,95 1,00 0,98	1,6 1,65 1,7	0,9 1,0 0,95		30 25 30	25 30 30					0,8 0,9 0,85	0,8 0,9 0,85	0,9 0,8 0,7	0,9 0,8 0,9		0,6 0,5 0,55		
15	0,17 0,175 0,18	80 78 79	0,98 0,97 0,96	1,2 1,1 1,0	2,2 2,3 2,4		20 25 30	20 25 30					0,9 0,85 0,8	0,7 0,75 0,9	0,80 0,85 0,87	0,90 0,85 0,87	3,9 3,95 4,0	1,2 1,3 1,4	10 8 9	
16	0,10 0,12 0,11	75 76 77	1,0 1,1 1,15	0,8 0,7 0,75	0,8 0,7 0,75		16 18 17	16 18 17					0,9 0,85 0,75	0,8 0,9 0,95	0,90 0,85 0,85	0,90 0,85 0,90	4,2 4,1 4,05	0,5 0,4 0,3	12 8 10	
17	0,12 0,14 0,16	16 18 20	1,3 1,35 1,4	1,3 1,2 1,1	1,5 1,6 1,7	0,50 0,45 0,40		16 18 20							0,9 0,8 0,7	0,8 0,9 0,95	4,1 4,05 4,15	0,6 0,65 0,75	10 12 14	
18	0,21 0,22 0,241	30 32 34	0,9 0,8 0,7	1,4 1,6 1,8	1,5 1,4 1,3	0,5 0,6 0,55	30 32 34								0,90 0,87 0,90	0,87 0,91 0,89	4,1/3,9 4,2/4,0 4,15/3,95	2,0 2,2 2,4	8 7 9	
19	0,30 0,32 0,31	80 92 94	1,4 1,5 1,6	0,9 0,8 0,85	2,2 2,15 2,1		20 22 24	22 23 24					0,7 0,6 0,7	0,8 0,7 0,6	0,8 0,8 0,8	0,9 0,7 0,6				
20	0,15 0,14 0,12	16 18 17	1,2 1,1 1,15	1,2 1,1 1,15	1,4 1,6 1,8		85 80 95	90 95 85											36,0 3,2 3,4	

## 2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ И КОЛИЧЕСТВА АККУМУЛИРОВАННОЙ ТЕПЛОТЫ

Рассчитывается интервал времени  $\Delta\tau$ , исходя из принятой условности (1.10)

$$\Delta\tau = \frac{(\Delta x)^2}{2a} \quad (2.1)$$

Толщина слоя  $\Delta x_n$ , выбирается так, чтобы получить температурное поле, по которому можно бы судить о градиентах температуры по сечению тела и его напряженном состоянии. Наиболее целесообразно разделять объект расчета на 9-11 слоев, но не менее 7 слоев для тонких изделий (желательно разделять на нечетное количество слоев).

Величину коэффициента теплопроводности  $a$  рассчитывают по теплофизическим характеристикам материала, которые выбирают из таблицы 1.2. После расчета  $\Delta\tau$  составляется расчетная таблица 2.1.

Таблица 2.1 – Расчетная таблица температурного поля

№	Вре- мя, ч	Действую- щая плотность теплового потока	Температура в слоях потока					Дейст- вующая плотность теплового потока
			$\Delta x_1$	$\Delta x_2$	$\Delta x_3$	$\Delta x_4$	$\Delta x_5$	
0	0	$q_0$	$T_0$	$T_0$	$T_0$	$T_0$	$T_0$	$q_0$
1	$\Delta\tau_1$	$q_1$	$T_{m-1,k+1}$	$T_0$	$T_0$	$T_0$	$T_{m-1,k+1}$	$q_1$
2	$\Delta\tau_2$	$q$	$T_{m-1,k+2}$	$\frac{T_{m-1,k+1} + T_0}{2}$	$T_0$	$\frac{T_{m-1,k+1} + T_0}{2}$	$T_{m-1,k+2}$	$q$
3	$\Delta\tau_3$	$q_3$	$T_{m-1,k+3}$	$\frac{T_{m-1,k+2} + T_0}{2}$	$\frac{T_{m-1,k+1} + T_0}{2}$	$\frac{T_{m-1,k+2} + T_0}{2}$	$T_{m-1,k+3}$	$q_3$

Расчеты производятся до выравнивания температуры по сечению.

### 2.1. Расчет температурного поля при ГУ I рода

Характерным признаком ГУ I рода является отношение  $\lambda\alpha \rightarrow 0$ , т.е. внешнее тепловое воздействие настолько велико, что не ограничивает нагрев (или охлаждение) тела. При этом различают два случая:

1. Подвод теплоты неограничен и тогда, согласно (1.13), сразу после начала нагрева (пуска пара в камеру) температура поверхностного слоя  $T_{m-l} = T_{sk}$  и рассчитывается только прогрев тела.

2. Подвод теплоты ограничен так, что температура поверхностного слоя  $T_{m-l}$  может изменяться по заданному закону, в частности  $T_{m-l} = T_0 + b\tau$  (1.14). В этом случае при задании скорости нагрева  $b$  за интервал времени  $\Delta\tau$  поверхностный слой  $\Delta x_l$  нагревается на величину  $b\Delta\tau$ . Температура внутренних слоев рассчитывается по (1.11).

**Пример 1.** Рассчитать методом конечных разностей температурное поле и количество аккумулированной теплоты однослойной плоской стеной толщиной  $\delta=0,33$  м при двухстороннем тепловом воздействии потоком теплоты неограниченной интенсивности от конденсирующегося пара давления  $P=0.08$  МПа. Плотность материала стенки  $\rho=2000\text{кг/м}^3$ , коэффициент теплопроводности  $\lambda=1.5$  Вт/(м·К), удельная массовая теплоемкость  $c=1.5$  кДж/(кг·К). Начальная температура стенки  $T_0=16^\circ\text{C}$ .

Коэффициент температуропроводности

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} = \frac{1.5 \cdot 3600}{1500 \cdot 2000} = 0.0018 \text{ (м}^2\text{/с)}$$

Стенку разделим на 11 слоев толщиной  $\Delta x = 0,33$  м. В этом случае

$$\Delta \tau = \frac{(\Delta x)^2}{2a} = \frac{0.0009}{2 \cdot 0.0018} = 0.25 \text{ (с)}$$

При давлении пара  $P=0.08$  МПа  $T_n = 93.5^\circ\text{C}$  (таблица П.2), а  $T_{m-1} = T_n = 93^\circ\text{C}$ .

Расчет температурного поля в стенке приведен в таблице 2.2.

Таблица 2.2 – Расчет температурного поля при ГУ I рода ( $T_{m-1} = T_n$ )

№№ интервалов	Время, ч	Температура в слоях, °С											Количество аккумулированной теплоты, кДж/пер
		0.03	0.06	0.09	0.12	0.15	0.18	0.21	0.24	0.27	0.30	0.33	
0	0.00	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	0
1	0.25	93	16	16	16	16	16	16	16	16	16	93	13860
2	0.50	93	55	16	16	16	16	16	16	16	55	93	7020
3	0.75	93	55	35	16	16	16	16	16	35	55	93	3420
4	1.00	93	64	35	25	16	16	16	25	35	64	93	3240
5	1.25	93	64	45	25	20	16	20	25	45	64	93	2520
6	1.50	93	69	45	33	20	20	20	33	45	69	93	2460
7	1.75	93	69	51	33	26	20	26	33	51	69	93	2160
8	2.00	93	72	51	39	26	26	26	39	51	72	93	2160
9	2.25	93	72	55	39	33	26	33	39	55	72	93	1960
10	2.50	93	74	55	44	33	33	33	44	55	74	93	1890
11	2.75	93	74	59	44	39	33	39	44	59	74	93	1890
12	3.00	93	76	59	49	39	39	39	49	59	76	93	1800
13	3.25	93	76	63	49	44	39	44	49	63	76	93	1620
14	3.50	93	78	63	55	44	44	44	55	63	78	93	1890
15	3.75	93	78	67	55	50	44	50	55	67	78	93	1800

Количество теплоты, аккумулированное двумя слоями стенки (нагрев с двух сторон) за первый период, кДж/пер

$$Q_{пер} = 2 \cdot C \cdot V_{сн} \cdot \rho \cdot (T_{m-1,k} - T_0) = 2 \cdot 1.5 \cdot 0.03 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2000 \cdot (93 - 16) = 13860 \text{ (кДж/пер)}, \quad (2.2)$$

где  $V_{сн} = \Delta x \cdot 1 \cdot 1$  – объем 1 слоя в стенке, м<sup>3</sup>.

Во втором периоде нагревается только второй слой "m", так как первый слой уже нагрет до температуры пара. Количество аккумулированной теплоты в этом периоде равно

$$Q_{пер} = 2 \cdot C \cdot V_{сн} \cdot \rho \cdot (T_{m-1,k} - T_{m,k}) = 2 \cdot 1.5 \cdot 0.03 \cdot 2000(55 - 16) = 7020 \text{ (кДж/пер)}.$$

Аналогично рассчитывается количество аккумулированной теплоты при дальнейшем нагреве. Полученные результаты заносятся в таблицу 2.2, и по ним строится график поглощения теплоты стенок во времени.

## 2.2. Расчет температурного поля при ГУ II рода.

Граничными условиями II рода задается плотность теплового потока, поступающего к поверхности твердого тела. При этом условия могут задаваться или плотностью теплового потока  $q_0 = const$  или постоянством температуры излучающей поверхности теплоизлучателя лучистой энергии, т.е.  $T_u = const$ . В первом случае на протяжении всего процесса тепловой обработки, независимо от температуры поверхностного слоя  $T_{m-1}$ , плотность теплового потока  $q_0$  остается неизменной. При задании  $T_u = const$  по мере повышения температуры поверхностного слоя  $T_{m-1}$  плотность потока  $q_0$  уменьшается, так как уменьшаются разность температуры между теплоизлучателем и поверхностью тела, т.е.  $\Delta T = T_u - T_{m-1} \rightarrow 0$ . Поэтому в последнем случае  $q_0$  при нагреве стенки должна рассчитываться в каждом интервале.

При ГУ II рода температура в слое «m-1» рассчитывается по формуле (1.16)

$$T_{m-1,k+1} = \frac{q_0 \cdot \Delta x + \lambda \cdot T_{m,k+1}}{\lambda}, \quad \text{где } q_0 = \varepsilon_{np} \cdot c_0 \cdot \left[ \left( \frac{T_u}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{m-1,k+1}}{100} \right)^4 \right] = q_n \text{ по (1.5).}$$

При лучистом теплопроводе температура внутренних слоев рассчитывается по (1.11).

**Пример 2.** Рассчитать методом конечных разностей температурное поле и количество аккумулированной теплоты стенкой из примера 1 при двухстороннем лучистом нагреве. Температура излучателя  $T_u = 160^\circ\text{C} = const$ , степени черноты поверхности излучателя  $\varepsilon_1 = 0.9$ , поверхности стенки  $\varepsilon_2 = 0.95$ .

Расчет нагрева стенки сводим в таблицу 2.3.

Количество аккумулированной теплоты 1 м<sup>2</sup> панели (стенки) рассчитывается по формуле (2.2).

Таблица 2.3 – Расчет температурного поля при ГУ II рода

№ интервала	Время $\tau$ , ч	$q_{пз}$ Вт/м <sup>2</sup>	$q_0$ Вт/м <sup>2</sup>	$T_p$ , °C	Температура в слоях, °C											$Q_{ак}$ кДж/пер	
					0.03	0.06	0.09	0.12	0.15	0.18	0.21	0.24	0.27	0.30	0.33		
0	0.00	1373	1291	-	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	
1	0.25	1291	1274	39	27.5	16	16	16	16	16	16	16	16	16	16	27.5	2070
2	0.50	1274	1239	42	35.0	22	16	16	16	16	16	16	16	16	22	35	3240
3	0.75	1239	1211	47,5	41.0	25.5	19	16	16	16	16	16	19	25.5	41	2250	
4	1.00	1211	1162	50	45.5	30	21	17.5	16	16	16	17.5	21	30	45.5	2250	
5	1.25	118	1159	54	50.0	33	24	18.5	16.5	16.8	16.5	18.5	24	33	50	2160	
6	1.50	1159	1128	57	53.5	37	26	20.5	17	16.5	17	20.5	26	37	53.5	2160	
7	1.75	1128	1089	63	58.0	40	29	21.5	17.5	17	17.5	21.5	29	40	58	2250	
8	2.00	1099	1073	66	62	43.5	32	23	19	17.5	19	23	32	43	62	2520	
9	2.25	1073	1054	69	65.5	47	33	25.5	20	19	20	25.5	33	47	65.5	1980	
10	2.50	1059	1035	71	68	49	36	26.5	22	20	22	26.5	36	49	68	2430	

Таблица 2.4 – Расчет температурного поля в керамзитобетонной панели при ГУ II рода осложненного массообменном с одной стороны

№ интер-вала	Время $\tau$ , ч	$q_0$ Вт/м <sup>2</sup>	$T_p$ , °C	Температура в слоях, °C					$T_p$ , °C	$q_0$ Вт/м <sup>2</sup>	$q_l$ Вт/м <sup>2</sup>	$q_m$ кг/м <sup>2</sup> ·ч	$q_m \tau$ , кДж/м <sup>2</sup> ·ч	$0,278q_m \tau$ , Вт/м <sup>2</sup>
				0.07	0.14	0.21	0.28	0.35						
0	0.00	1219	16	16	16	16	16	16	16	1219	-	0.102	-	-
1	0.34	1148	44	30	16	16	16	28	41	1090	1159	0.116	241	69
2	0.68	1092	50	40	3	16	22	37	47	981	1110	0.121	246	128
3	1.02	1054	54	46	8	22	26	49	49	866	1074	0.310	742	206
4	1.36	1009	60	53	35	27	33	48	53	747	1042	0.444	1060	295
5	1.70	975	63	58	40	34	37	51	54	668	1023	0.539	1277	355
6	2.04	924	71	65	46	38	43	55	59	570	986	0.645	1529	425
7	2.38	893	73	69	51	44	47	57	60	48	979	0.755	1786	496
8	3.12	862	77	73	56	49	51	60	62	383	961	0.882	2078	578
9	3.45	829	81	77	61	54	54	63	65	200	939	1.136	2658	739
10	4.20	803	84	80	66	57	60	64	65	172	931	1.165	2730	759
11	4.54	768	88	84	69	62	62	64.5	65	160	928	1.176	2758	767
12	4.88	742	91	87	73	65	63	65	65	140	924	1.203	2821	784
13	5.22	741	93	90	76	68	65	66.5	68	50	913	1.327	3105	863
14	5.56	686	96	93	79	70	67	67.2	68	3	893	1.368	3202	890
15	5.9	666	97	95	81	73	69	67	-	0	893	1.368	3202	890
16	6.24	637	100	98	85	75	70	67	-	0	893	1.368	3202	890

Если теплообмен на поверхности тела осложнен массообменом, то расчет температурного поля производят в следующем порядке:

1. Рассчитывают плотность теплового потока излучения по формуле (1.5).
2. Рассчитывают плотность потока массы, испаряющегося из материала по выражению (1.27) при  $T_{m,j,k+1} (2,3,4,\dots)$ .
3. Находится разность между излучаемым потоком теплоты  $q_n$  и затрачиваемой теплоты на испарение

$$q_0 = q_n - 0.278 \cdot q_m r, \quad (2.3)$$

где 0.278 – переводной коэффициент для изменения единиц измерения.

4. Действующая на поверхность материала плотность потока теплоты  $q_0$  подставляется в (1.16) и рассчитывается температура поверхностного слоя материала.

**Пример 3.** Рассчитать температурное поле методом конечных разностей в керамзитобетонной панели толщиной  $\delta=0.35$  м, имеющей  $\rho=1000$  кг/м<sup>3</sup>,  $\lambda=0.3$  Вт/(м·К), и  $c=1.5$  (кДж/кг·К) при начальной температуре материала  $T_0=16^\circ\text{C}$ . Теплота подводится излучением от регистров, в которые подается пар давлением  $P_n=0.5$  МПа ( $T_n \approx 150^\circ\text{C}$ ). Степени черноты поверхности нагрева регистров  $\varepsilon_1=0.9$ ,  $\varepsilon_2=0.95$ . Коэффициент  $A=4 \cdot 10^6$ .

Коэффициент теплопроводности керамзитобетона

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} = \frac{3 \cdot 3600}{1500 \cdot 1000} = 0.0072 \text{ (м}^2/\text{ч)}.$$

Стенку разбиваем на 5 слоев толщиной  $\Delta x=0.07$  м. Тогда интервал времени составит

$$\Delta \tau = \frac{(\Delta x)^2}{2a} = \frac{0.0049}{2 \cdot 0.0144} = 0.34 \text{ (ч)}.$$

Расчет температурного поля представлен в таблице 2.4 и производится он в следующем порядке.

В первом интервале времени на обе стороны панели действует одинаковый поток теплоты, величина которого в начале интервала рассчитывается по формуле (1.5). Если бы эта плотность потока теплоты сохранялась на протяжении всего расчетного интервала времени, то температура в поверхностном слое материала в конце интервала рассчитывалась бы по (1.16). Однако ввиду увеличения температуры в поверхностном слое при  $T_n = \text{const}$  плотность потока уменьшается. Поэтому в расчете температура поверхностного слоя принимается средней между температурой предшествующего интервала и расчетной; т.е. для первого периода расчетная температура составит

$$T_{p,1} = \frac{q_n \cdot \Delta x + \lambda \cdot T_{m,k+1}}{\lambda} = 44^\circ\text{C},$$

температуру поверхностного слоя вычисляем

$$T_m = \frac{T_p + T_0}{2} = \frac{44 + 16}{2} = 30^\circ\text{C}, \quad (2.4)$$

Следовательно, средняя плотность потока теплоты излучением рассчитывается при  $T_{m,1} \approx 30^\circ\text{C}$ . При этой же плотности теплового потока рассчитывается  $T_{p,2}$  для второго интервала времени и т.д. Такой порядок вычислений применяется при отсутствии массообмена (испарения). При наличии массообмена, часть потока теплоты расходуется на испарение. Поэтому действующий поток теплоты на поверхность материала рассчитывается по (2.3), где  $q_m$  рассчитывается по формуле (1.26), лучистый же поток  $q_n$  рассчитывается так же как и без массообмена.

В дальнейшем изменение температурного поля происходит очень медленно и только со стороны «закрытой» поверхности. Но ввиду того, что температура в слое со стороны «закрытой» поверхности приближается к  $100^\circ\text{C}$ , то тепловое воздействие следует прекратить и перейти к термосному выдерживанию.

Количество подведенной теплоты к панели

$$Q = \sum_0^{16} \sum_0^{16} q_n \Delta\tau = (1219 + 1148 + 1092 + 1054 + 1009 + 975 + 924 + 893 + 862 + 829 + 803 + 768 + 742 + 714 + 686 + 666 + 637 + 1159 + 1110 + 1074 + 1042 + 1023 + 996 + 979 + 961 + 939 + 931 + 927 + 924 + 913 + 893 + 893 + 893) \cdot 0.34 = 10430 \text{ Вт}\cdot\text{ч или } 37520 \text{ кДж.}$$

Количество испаренной влаги

$$M_b = \sum_1^{16} M_i \Delta\tau = (0.102 + 0.191 + 0.310 + 0.444 + 0.539 + 0.645 + 0.755 + 0.882 + 1.136 + 1.165 + 1.176 + 1.203 + 1.327 + 1.368 + 1.368 + 1.368) \cdot 0.34 = 4.75 \text{ кг.}$$

Количество теплоты, затраченной на испарение влаги

$$Q_{\text{исп}} = \sum_1^{16} q_m r \Delta\tau = (248 + 462 + 742 + 1060 + 1277 + 1529 + 1789 + 2078 + 2658 + 2730 + 2758 + 2821 + 3105 + 3202 + 3202 + 3202) \cdot 0.34 = 11170 \text{ кДж.}$$

Количество теплоты, затраченной на нагрев панели

$$Q_H = Q - Q_{\text{исп}} = 37520 - 11170 = 26350 \text{ кДж.}$$

### 2.3. Расчет температурного поля при ГУ III рода

При ГУ III рода, не осложненных массообменом задается температура окружающей среды  $T_{жк}$  и интенсивность теплообмена между поверхностью тела с окружающей средой  $\alpha_k$  (последний, как правило, рассчитывается). В этом случае температура поверхностного слоя  $T_{m-1,k+1}$  рассчитывается по формуле (1.18).

**Пример 4.** Рассчитать методом конечных разностей температурное поле и количество потерянной теплоты вертикальной установленной керамзитобетонной панели высотой  $H=3$  м и толщиной  $\delta=350$  мм. Плотность панели  $\rho=1000$  кг/м<sup>3</sup>, удельная массовая теплоемкость  $c=1.2$  кДж/(кг·К) и коэффициент теплопроводности  $\lambda=0.55$  Вт/(м·К). Начальная температура панели одинаковая по сечению и равна  $T_0=80^\circ\text{C}$ . Охлаждение двухстороннее в воздухе с  $T_{\text{жс}}=16^\circ\text{C}$  при естественной конвекции.

Коэффициент температуропроводности материала панели

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} = \frac{0.55 \cdot 3600}{1200 \cdot 1000} = 0.00165 \text{ м}^2/\text{ч}.$$

Панель разбиваем на 7 слоев толщиной  $\Delta x=0.35/7=0.05$  (м). В этом случае расчетный интервал времени составит

$$\Delta \tau = \frac{(\Delta x)^2}{2a} = \frac{0.0025}{2 \cdot 0.0165} = 0.78 \text{ ч}.$$

Ввиду того, что в процессе охлаждения температура поверхности панели  $T_n$  снижается, а температура окружающей среды  $T_{\text{жс}}$  остается неизменной, разность  $\Delta T=T_n-T_{\text{жс}}$  также уменьшается и в пределе стремится к нулю. Поэтому коэффициент теплоотдачи  $\alpha$  в процессе охлаждения будет изменяться, и его следует рассчитывать для каждого интервала времени.

Расчет коэффициента теплоотдачи  $\alpha$  при естественной конвекции производится по критериальному уравнению

$$Nu=c(Gr \cdot Pr)^n, \quad (2.5)$$

где  $Nu = \frac{\alpha \cdot x}{\lambda}$  – критерий Нуссельта,

где  $x$  – линейный размер тела по направлению потока среды (теплоносителя), м;

$\lambda$  – коэффициент теплопроводности среды, омывающей панель, Вт/(м·К);

$c$  и  $n$  – коэффициенты, зависящие от произведения  $(Gr \cdot Pr)$  (таблица 2.5);

$Gr$  – критерий Грасгофа,

$$Gr = \frac{g \cdot \Delta T \cdot x^3}{T_{\text{жс}} \cdot \nu^2}, \quad (2.6)$$

где  $g$  – ускорение силы тяжести, м<sup>2</sup>/с,

$\Delta T$  – разность температуры между поверхностью тела и окружающей средой ( $T_{\text{жс}}-T_n$  при нагревании тела,  $T_n-T_{\text{жс}}$  при охлаждении тела),

$\nu$  – коэффициент кинематической вязкости, м<sup>2</sup>/с (выбирается по приложению 1),

$Pr$  – критерий Прандтля (выбирается по приложению 1).

Все теплотехнические характеристики среды ( $\lambda$ ,  $\nu$ ,  $Pr$  и др.) выбираются по температуре

$$\bar{t}_p = 0.5 (T_n + T_{жс}), \quad (2.7)$$

Таблица 2.5 – Зависимость  $c$  и  $n$  от  $Gr \cdot Pr$

$Gr \cdot Pr$	$c$	$n$
<0.001	0.45	0
от 0.001 до 500	1.18	1/8
От 500 до $2 \cdot 10^7$	0.54	1/4
$>2 \cdot 10^7$	0.135	1/3

Разность  $\Delta T = T_n - T_{жс}$  изменяется непрерывно и зависит от величины  $\alpha$ . Поэтому для упрощения расчета желательно рассчитать при нескольких заранее принятых значениях температур в интервале от 80 до 20°C (например, 80, 70, 60, 40°C), а затем построить график зависимости  $\alpha = f(T_n)$ , как показано на рисунке 2. Желательно график построить на миллиметровке в масштабе, чтобы можно было найти  $\alpha$  в пределах до 1°C, т.е. для 45, 47°C и т.д. При более точных расчетах можно составить программу для расчета на компьютере, тогда в программу значения  $\Delta T$ ,  $\nu$ ,  $\lambda$ ,  $Pr$  можно получить  $\alpha$  для каждого значения  $T_n$ .

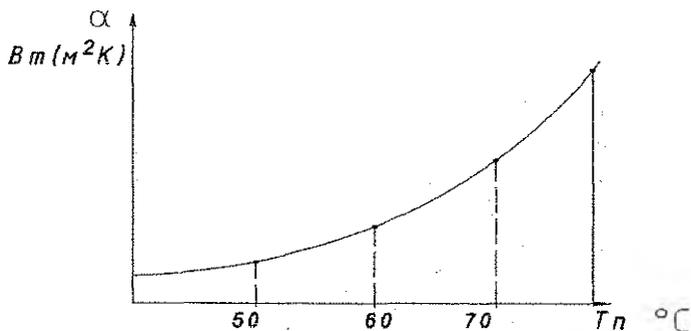


Рисунок 2 – График для определения коэффициента теплоотдачи  $\alpha$

Построив график  $\alpha = f(T_n)$ , можно приступить к расчету температурного поля, который сводится в таблице 2.6. Расчет количества отданной температуры производится по формуле (2.2).

## 2.4. Расчет температурного поля при сложном теплообмене

Часто при нагреве или охлаждении изделий конвективный теплообмен сопровождается тепловым излучением. При совместном действии конвективного и лучистого теплообмена при расчете следует привести задачу к ГУ II и III рода. Если рассчитать общий коэффициент теплоотдачи по (1.25), то получим ГУ III рода, при этом  $\alpha_n$  выражаем из формулы (1.5) и получаем

$$\alpha_n = \frac{\varepsilon_{np} \cdot c_0 \left[ \left( \frac{T_n}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{m-l, k+1}}{100} \right)^4 \right]}{T_n - T_{ж}} \quad (2.8)$$

Если рассчитать  $q_0$  по формуле (1.23), то расчет следует вести при ГУ II рода. Однако следует помнить, что как лучистый, так и конвективный потоки теплоты зависят от температуры поверхности тела, а поэтому при расчете ГУ III рода для коэффициента  $\alpha$  следует строить график  $\alpha_n = f(T_n)$ , аналогичный  $\alpha_k = f(T_n)$ .

Если же конвективный теплопровод осложнен массообменом, то, как правило, задачу следует решать при ГУ II рода.

Таблица 2.6 -- Расчет температурного поля панели при ГУ III рода

№ интервала	Время, $\tau$	$\alpha_n$ , Вт/(м <sup>2</sup> ·К)	Температура в слоях, °С							Количество отданной теплоты, кДж/пер
			0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	
0	0.00	-	80	80	80	80	80	80	80	
1	0.78	6.44	57.8	80	80	80	80	80	57.8	2664
2	1.56	5.38	52.9	69	80	80	80	69	53.9	3216
3	2.34	5.14	51.7	66.5	74.5	80	74.5	66.5	51.7	1104
4	3.12	5.07	49.5	63.1	73.2	74.5	73.2	63.1	49.5	1488
5	3.90	5.00	48.4	61.3	68.8	73.2	68.8	61.3	48.4	1032
6	4.68	4.92	46.7	58.6	67.3	68.8	67.3	58.6	46.7	1236
7	5.46	4.80	45.8	57.0	63.7	67.3	63.7	57.0	45.8	912
8	6.24	4.76	44.2	54.7	62.1	63.7	62.1	54.7	44.2	1092
9	7.02	4.62	43.3	53.1	59.2	62.1	59.2	53.1	43.3	840
10	7.80	4.60	42.0	51.2	57.6	59.2	57.6	51.2	42.0	924
Всего										14308

### 3. СОСТАВ И ОФОРМЛЕНИЕ КУРСОВОЙ РАБОТЫ

В работе требуется рассчитать методом конечных разностей температурное поле и количество аккумулированной теплоты при тепловой обработке влажного одномерного тела при заданных граничных условиях. При выполнении курсовой работы должны быть выполнены следующие разделы:

- реферат, введение;
- общие положения теории и описание граничных условий;
- описание метода расчета и принимаемых условий;
- расчет начальных параметров;
- последовательность решения задачи;
- расчет температурного поля;
- расчет количества теплоты (аккумулированной, на нагрев панели и др.);
- построение графических зависимостей (зависимость поглощения теплоты стенкой во времени и охлаждения изменение коэффициента теплоотдачи во времени аккумулированной теплоты от времени; температурное поле панели в заданных расчетных временных интервалах; зависимость коэффициента теплоотдачи от времени для ГУ III рода);
- заключение;
- список использованных источников.

Курсовая работа выполняется на бумаге стандартного формата А4 (297x410) в соответствии с требованиями стандарта УО «БрГТУ».

При написании курсовой работы необходимо соблюдать следующее:

- Расчет должен сопровождаться кратким пояснительным текстом, в котором должны быть указаны все расчетные формулы со ссылкой на литературу, откуда они взяты.
- При использовании справочных материалов должны быть ссылки на источник.
- Все вычисления проводятся в развернутом виде.
- Размерность всех величин приводится в системе СИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Брюханов, О.Н. Тепломассообмен: учебное пособие / О.Н. Брюханов, С.Н. Шевченко – М.: Издательство АСВ, 2005. – 460 с., 73 ил.
2. Теплотехника: учебник для студ. вузов – А.М. Архаров, С.И. Исаев, И.А. Кожинов [и др.]; под. общ. ред. В.И. Крутова. – М., Машиностроение, 1986. – 462 с.
3. Нащокин, В.В. Техническая термодинамика и теплопередача; учебн. пособие для вузов. – М., Энергия, 1969. – 560 с., ил.
4. Ларииков, Н.Н. Общая теплотехника: учеб. для вузов. – М., Стройиздат, 1966. – 446 с.
5. Теоретические основы теплотехники. Книга 2. – М., Энергоатомиздат, 1988. – 560 с.
6. Краснощекин, Е.А. Задачник по теплопередаче / Е.А. Краснощекин, А.С. Сукомел. – М., Энергия, 1969. – 264 с., ил.
7. Теория теплообмена: учебник для вузов – С.И. Исаев, И.А. Кожинов, В.И. Кофанов [и др.]; под. ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высш. школа, 1979. – 495 с., ил.

## ПРИЛОЖЕНИЯ

### Приложение 1

Таблица П1 – Физические параметры сухого воздуха при давлении 0.1015 МПа  
(760 мм рт.ст.)

$T, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda \cdot 10^2, \text{Вт/(м}\cdot\text{K)}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$Pr$
-30	1.453	1.013	2.20	10.80	0.723
-20	1.395	1.009	2.28	12.79	0.716
-10	1.342	1.009	2.36	12.43	0.712
0	1.293	1.005	2.44	13.28	0.707
10	1.247	1.005	2.51	14.16	0.705
20	1.205	1.005	2.59	15.06	0.703
30	1.165	1.005	2.67	16.00	0.701
40	1.128	1.005	2.76	16.96	0.699
50	1.093	1.005	2.83	17.95	0.698
60	1.060	1.005	2.90	18.97	0.696
70	1.029	1.009	2.97	20.02	0.694
80	1.000	1.009	3.05	21.09	0.692
90	0.972	1.009	3.13	22.10	0.690
100	0.940	1.009	3.21	23.13	0.688
120	0.898	1.009	3.34	25.45	0.686
140	0.854	1.013	3.49	27.80	0.684
160	0.815	1.017	3.64	30.09	0.682
180	0.779	1.022	3.78	32.49	0.681
200	0.776	1.026	3.93	34.85	0.680

Приложение 2

Таблица П2 – Сухой насыщенный пар и вода на кривой насыщения (по температуре)

T, °C	p, МПа	кДж/кг
0	0,0006108	2500,8
5	0,0008718	2489,0
10	0,0012271	2477,3
15	0,001704	2465,4
20	0,002337	2453,4
25	0,003167	2441,7
30	0,004241	2430,0
35	0,005622	2418,3
40	0,007375	2406,1
45	0,009582	2394,0
50	0,01235	2382,3
55	0,015741	2370,1
60	0,01992	2358,0
65	0,02501	2345,4
70	0,03116	2333,3
80	0,04736	2308,2
90	0,07011	2282,5
100	0,10132	2256,7
120	0,19812	2202,8
140	0,36136	2145,0
160	0,61821	2082,6

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
1. ОСНОВНЫЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ	4
1.1. Виды теплообмена	4
1.2. Методы решения задач при нестационарном режиме теплообмена	6
2. МЕТОДИКА РАСЧЕТА ТЕМПЕРАТУРНОГО ПОЛЯ И КОЛИЧЕСТВА АККУМУЛИРОВАННОЙ ТЕПЛОТЫ	20
2.1. Расчет температурного поля при ГУ I рода	20
2.2. Расчет температурного поля при ГУ II рода	22
2.3. Расчет температурного поля при ГУ III рода	26
2.4. Расчет температурного поля при сложном теплообмене	29
3. СОСТАВ И ОФОРМЛЕНИЕ КУРСОВОЙ РАБОТЫ	30
ЛИТЕРАТУРА	31
ПРИЛОЖЕНИЯ	32

Учебное издание

Составители:

*Сырица Галина Васильевна*  
*Шалобыта Татьяна Петровна*

# **МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ**

к курсовой работе:

**«Расчет температурного поля и количества  
аккумулированной теплоты при тепловой обработке  
влажного одномерного тела»**

для студентов специальности

1 – 70 01 01 – «Производство строительных изделий и конструкций»

Ответственный за выпуск: *Шалобыта Т.П.*

Редактор: *Строкач Т.В.*

Компьютерная вёрстка: *Боровикова Е.А.*

Корректор: *Никитчик Е.В.*

---

Подписано к печати 23.12.2009 г. Формат 60x84 <sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Бумага «Снегурочка».  
Гарнитура Arial. Усл. п. л. 2,1. Уч. изд. л. 2,25. Тираж 45 экз. Заказ № 1169.

Отпечатано на ризографе учреждения образования  
«Брестский государственный технический университет».  
224017, Брест, ул. Московская, 267.