

Министерство образования и науки Российской Федерации

Вологодский государственный университет

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И
ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА
ПРИ СТАЦИОНАРНОМ И НЕСТАЦИОНАРНОМ
ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМАХ**

*Утверждено редакционно-издательским советом ВоГУ
в качестве учебного пособия*

Вологда 2014

УДК 697.14 (075.8)
ББК 38.113я73+31.312я73
И85

Рецензенты:

Савостьянов А.П., д-р техн. наук, профессор, директор
НИИ «Нанотехнологии и новые материалы» Южно-Российского
государственного политехнического университета (НПИ) им. М.И. Платова
Шестаков Н.И., д-р техн. наук, профессор, Заслуженный работник высшей
школы Российской Федерации, зав. кафедрой теплоэнергетики и теплотехники
ФГБОУ ВПО «Череповецкий государственный университет» (ЧГУ)

**И85 Исследование теплопроводности и температуропроводности
твёрдого тела при стационарном и нестационарном тепловых
режимах:** учебное пособие / А.А. Синицын, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов,
Ю.А. Калягин, Н.В. Мнушкин. – Вологда: ВоГУ, 2014. – 176 с.

ISBN 978-5-87851-524-5

Рассмотрены авторские способы лабораторно-экспериментального определения основных теплофизических свойств твёрдого тела: коэффициентов теплопроводности и температуропроводности. На примере известных строительных материалов (силикатного и керамического кирпичей) выполнена апробация приведенных способов теплофизических измерений. Итоговые результаты научных исследований сопоставлены с нормативными и справочными данными, а также со значениями, полученными в ходе реализации других экспериментальных методов.

Учебное пособие содержит теоретические основы теплообмена, касающиеся вопросов теплопередачи теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением. Большое внимание уделено литературному обзору классических методов определения теплопроводности и температуропроводности материалов при стационарных и нестационарных тепловых условиях. Каждая глава учебного пособия содержит вопросы для самоконтроля. С целью повышения качества усвоения материала учебное пособие снабжено большим количеством иллюстраций, перечнем условных обозначений, а также списком терминов и определений, касающихся теории теплопередачи.

Учебное пособие подготовлено при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

Предназначено для научных работников, преподавателей, инженеров, аспирантов и соискателей специальностей 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая теплотехника», 05.23.03 «Теплоснабжение, вентиляция, кондиционирование воздуха, газоснабжение и освещение», 05.14.04 «Промышленная теплоэнергетика», студентов специальностей 270109 «Теплогазоснабжение и вентиляция», 140104 «Промышленная теплоэнергетика», магистрантов направлений подготовки 270800 (08.04.01) «Строительство», 140100 (13.04.01) «Теплоэнергетика и теплотехника», бакалавров направлений подготовки 270800 (08.03.01) «Строительство», 140100 (13.03.01) «Теплоэнергетика и теплотехника» при изучении следующих курсов дисциплин: «Строительная теплофизика», «Тепломассообмен», «Тепломассообменные процессы и установки», «Тепломассообменное оборудование предприятий», «Инженерный эксперимент», «Инновационные технологии в системах ТГВ» и др.

УДК 697.14 (075.8)
ББК 38.113я73+31.312я73

© Синицын А.А., 2014
© Карпов Д.Ф., 2014
© Павлов М.В., 2014
© Калягин Ю.А., 2014
© Мнушкин Н.В., 2014
© ВоГУ, 2014

ISBN 978-5-87851-524-5

ОГЛАВЛЕНИЕ

Условные обозначения.....	4
Введение.....	7
Глава 1. Общие положения по теории теплообмена.....	11
1.1. Краткие сведения по теории теплопроводности.....	13
1.1.1. Теплопроводность тел при стационарном тепловом режиме.....	21
1.1.2. Теплопроводность тел при нестационарном тепловом режиме.....	27
1.2. Краткие сведения по теории конвективного теплообмена.....	39
1.3. Краткие сведения по теории теплового излучения.....	57
Контрольные вопросы.....	67
Глава 2. Методы исследования теплофизических свойств материалов.....	68
2.1. Стационарные методы определения теплофизических свойств.....	69
2.2. Нестационарные методы определения теплофизических свойств.....	78
Контрольные вопросы.....	96
Глава 3. Способ исследования нестационарного теплового режима твердого тела.....	98
Контрольные вопросы.....	110
Глава 4. Способ определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля.....	111
Контрольные вопросы.....	120
Глава 5. Способ определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме.....	121
Контрольные вопросы.....	127
Глава 6. Способ определения теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме.....	128
Контрольные вопросы.....	142
Заключение.....	144
Библиографический список.....	145
Глоссарий.....	148
Приложение 1.....	151
Приложение 2.....	154
Приложение 3.....	156
Приложение 4.....	159
Приложение 5.....	159
Приложение 6.....	160
Приложение 7.....	161
Приложение 8.....	165

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

Обозначения физических величин

x, y, z - координаты, м

τ - время, с

n - нормаль, м / количество

l - длина (расстояние), м / характерный размер, м

h - высота, м

δ - толщина, м

r - радиус, м

d - диаметр, м

P - периметр, м

F - площадь, м²

V - объем, м³

K - коэффициент формы, м²

w - скорость, м/с

p - давление, Па

t - температура, °С

T - абсолютная температура, К

ϑ - избыточная температура, °С (К)

b - скорость нагревания, °С/с

m - темп охлаждения, с⁻¹

ρ - плотность, кг/м³

W - влажность, %

μ - молярная масса, кг/моль / коэффициент динамической вязкости, Па · с /

корни характеристического уравнения

c - удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг · К)

R - удельная газовая постоянная, Дж/(кг · К) / радиус, м / отражательная способность тела / электрическое сопротивление, Ом

ν - коэффициент кинематической вязкости, м²/с / частота волны, Гц

β - температурный коэффициент объемного расширения, К⁻¹

λ - коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К) / длина волны, м

a - коэффициент температуропроводности, м²/с

α - коэффициент теплоотдачи (конвективного теплообмена), Вт/(м² · К)

k - коэффициент теплопередачи, Вт/(м² · К)

q - плотность теплового потока, Вт/м²

Q - тепловой поток, Вт

ΔQ - количество теплоты, Дж

E - поверхностная плотность потока излучения, Вт/м²

I_λ, I_ν - спектральная интенсивность излучения, Вт/(м² · м), Вт/(м² · Гц)

ε - степень черноты поверхности тела / ЭДС (термоЭДС), В

φ - угловой коэффициент лучеиспускания / относительная влажность, %

A - поглощательная способность тела

D - пропускательная способность тела

Ω - телесный угол, ср

I - сила тока, А

U - напряжение, В

N - мощность, Вт

C - электрическая емкость, Ф

Индексы и другие сокращения

max - максимальное значение

min - минимальное значение

fix - конкретное (фиксированное) значение

0 - центральная часть тела / абсолютно черное тело

x, y, z - координаты

T - термопреобразователь (термопара)

t - в зависимости от температуры

p - при постоянном давлении

v - при постоянном объеме

l - длина

r - радиус

F - площадь

V - объем

ж - жидкость (окружающая среда)

кр - критическое значение

н - начальный момент времени

н.т - начальное течение

п.с - пограничный слой

пр - приведенное значение

с - стенка (поверхность)

ср - среднее значение

ш - шар

э - эталон

экв - эквивалентное значение

Постоянные величины (константы)

$\pi = 3,1415926535...$ - число Пи

$e = 2,718281...$ - число Эйлера

$c_0 = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с - скорость света в вакууме

$g = 9,80665$ м²/с - ускорение свободного падения

$h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - постоянная Планка

$k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К - коэффициент Больцмана

$R_\mu = 8,314$ Дж/(моль·К) - универсальная газовая постоянная

$C_1 = 5,959 \cdot 10^{-17}$ Вт·м² - первая константа излучения

$C_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К - вторая константа излучения

$\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) - постоянная Стефана-Больцмана

$C_0 = 5,67$ Вт/(м²·К⁴) - коэффициент излучения абсолютно черного тела

Безразмерные величины (числа и критерии подобия)

$Bi = \frac{\alpha l}{\lambda}$ - число Био

$Gr = \frac{gl^3}{\nu^2} \beta \Delta t$ - число Грасгофа

$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda_{ж}}$ - число Нуссельта

$Pr = \frac{\nu}{a}$ - число Прандтля

$Pd = \frac{bl^2}{at_{ж,н}}$ - число Предводителя

$Re = \frac{wl}{\nu}$ - число Рейнольдса

$Fo = \frac{a\tau}{l^2}$ - число Фурье

ВВЕДЕНИЕ

Теория теплообмена принадлежит к базовым научно-техническим направлениям в области строительства и энергетики. Как и любая теоретическая дисциплина (математика, гидравлика, термодинамика и т. п.), она рассматривает теплофизические процессы в абстрактной плоскости, не вдаваясь в изучение конкретных примеров. В этом нет ничего предосудительного, так как результаты теоретических исследований могут быть использованы при решении конкретных теплотехнических вопросов в различных отраслях производства. Например, уравнение теплопередачи для плоской стенки применяется при расчете тепловых потерь через ограждающие конструкции зданий и сооружений. Законы конвективного теплообмена при поперечном обтекании жидкостью пучка труб, имеющих коридорное или шахматное расположение, необходимы при расчете температуры дымовых газов на различных участках котельного агрегата. Создание и применение современных измерительных приборов (дальномеров, пирометров, тепловизоров), принцип работы которых основан на инфракрасном излучении, невозможно без знания теории лучистого теплообмена. Если касаться конструкторских и поверочных (эксплуатационных) расчетов тепловых машин и установок, таких как, например, теплообменные аппараты, отопительные приборы, вытяжные устройства, то все методики без исключения основаны на теории теплопередачи. Таким образом, несмотря на огромное количество классической (сюда мы относим учебники советского периода) и современной литературы, посвященной теории теплообмена, книги по данной тематике всегда востребованы благодаря их практической ценности.

Одним из ключевых понятий теории теплообмена являются теплофизические свойства тела. В первую очередь сюда относятся коэффициенты теплопроводности и температуропроводности. Данные термические параметры тела характеризуют его способность проводить теплоту и вместе с этим изменять свое температурное состояние. Первый из них применяется при изучении тепловых процессов в стационарных условиях, второй коэффициент дополнительно вводят при исследовании нестационарных тепловых процессов, когда температура тела становится не только функцией координаты, но и времени. В теории теплообмена отводится существенное место поиску аналитических методов определения температурного поля тела во времени и пространстве. Все они строятся на решении дифференциального уравнения теплопроводности, куда входят коэффициенты теплопроводности и температуропроводности. Удельная теплоемкость тела, которая является важным показателем в термодинамике, также входит в состав дифференциального уравнения теплопроводности. Однако она может быть найдена, как это будет показано далее, при известных значениях коэффициентов теплопроводности и температуропроводности тела.

Что касается выбора способов определения теплофизических свойств тела, то авторы акцентировали свое внимание на экспериментальных исследованиях. Прежде всего, это связано с выбором объекта изучения – твердого тела, применяемого на практике в подавляющем количестве в виде строительных материалов и изделий. Теоретические методы в таком случае часто оказываются бесперспективными, так как рассматривают идеализированные объекты и соответствующие им тепловые процессы без учета внешних и внутренних факторов. Изучение свойств твердого тела в лабораторных условиях позволяет определить значение термического показателя путем непосредственного воздействия на него тепловым потоком с целью создания теплового неравновесия, точного измерения геометрических параметров тела, регистрации фактических температурных значений в заданных точках тела с помощью измерительных приборов и т. д. Конечно, наибольшую правдоподобность, а, следовательно, и ценность будут иметь натурные исследования. Однако при написании учебного пособия задача, связанная с разработкой, описанием и конкретной реализацией методов исследования теплофизических свойств твердого тела в натурных условиях, авторами не ставилась. Возможно, это будет сделано в дальнейшем.

Учебное пособие посвящено всестороннему исследованию коэффициентов теплопроводности и температуропроводности твердого тела. Для этого авторы книги постарались связать между собой и представить единым целым серию собственных способов теплофизических измерений. По всем из них получены патенты на изобретения, что подтверждает их теоретическую и практическую достоверность. Во-первых, все используемые методики расчета тепловых коэффициентов не противоречат установленным законам теплообмена. Во-вторых, разработанные способы проведения теплофизических измерений апробированы на примере изучения теплофизических свойств наиболее известных строительных материалов, а именно керамического и силикатного кирпичей. Авторы сознательно выбрали такие распространенные материалы, так как основной задачей учебного пособия является не только поиск и уточнение коэффициентов теплопроводности и температуропроводности веществ, для которых они уже найдены, но и описание собственных лабораторно-экспериментальных методов исследования. Верификацию же полученных результатов проще проводить на материалах, для которых значения тепловых коэффициентов уже известны, и они приводятся как в нормативной, так и в справочной литературе.

Книга состоит из шести глав, последние четыре из которых являются основными. В первой главе рассмотрены теоретические основы теплообмена: основные понятия теплообмена (температурное поле, температурный градиент, плотность теплового потока и т. п.) и виды теплообмена (теплопроводность, конвективный теплообмен и тепловое излучение). В теории теплопроводности подробным образом изложены законы стационарной (закон Фурье) и нестациона-

нарной теплопроводности для простейших геометрических тел: плоской, цилиндрической и шаровой стенки. Большое внимание уделено понятию «коэффициент теплопроводности» и его диапазону значений для различных материалов: газов, жидкостей и твердых тел (металлов, диэлектриков, сыпучих дисперсных и зернистых веществ). В данной главе целью авторов являлось не только представление диапазонов значений коэффициентов теплопроводности для различных типов веществ, но объяснение, почему одни вещества (например, металлы) проводят теплоту быстрее, а другие (например, газы и жидкости) медленней. По конвективному теплообмену дано краткое описание теории подобия, а именно той части, которая потребовалась для нахождения коэффициента конвективного теплообмена. Здесь приведены эмпирические уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи при следующих условиях: движение жидкости у вертикальной и горизонтальной пластины (трубопровода) в большом объеме и ограниченном пространстве при свободной конвекции; продольное обтекание пластины жидкостью, движение жидкости в трубопроводе различной формы, а также обтекание жидкостью одиночной трубы и пучка труб при вынужденной конвекции. В последнем подразделе первой главы также представлена информация об инфракрасном излучении: свойствах и законах инфракрасного излучения; правилах расчета теплообмена излучением между отдельными твердыми телами и системой тел на расстоянии.

Во второй главе изложены существующие методы определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности материалов. Они разделены на две большие группы: методы стационарной и нестационарной теплопроводности. В первую группу включены измерительные устройства, принцип работы которых основан на создании стационарного теплового режима для условий плоской, цилиндрической и шаровой стенки. Сюда же входят сравнительные методы с применением различных эталонных материалов (с известными теплофизическими свойствами). К рассмотренным нестационарным способам относятся: метод определения теплопроводности цилиндрическим зондом; методы регулярного теплового режима (методы акалориметра, ламбдакалориметра, бикалориметра, двух точек и др.); метод нагревания с постоянной скоростью (относится к квазистационарным методам); метод эталона неограниченной протяженности и др. В написании второй главы учебного пособия большую роль сыграли научные работы таких выдающихся отечественных ученых-теплофизиков, как Г.М. Кондратьев, А.В. Лыков и А.Ф. Чудновский.

Последние четыре главы посвящены описанию авторских способов лабораторно-экспериментального определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности твердого тела. Каждая из четырех глав имеет одинаковую структуру: аннотация (область применения, цель, краткое описание и достоинства изобретения); описание способа (принципиальная схема и принцип

работы изобретения); пример конкретной реализации (описание лабораторно-экспериментальной установки, перечень измерительных приборов, математическая обработка экспериментальных данных и сравнение полученных результатов расчета с нормативными и справочными значениями); публикации авторов учебного пособия по данной главе (патенты на изобретения, учебные пособия, статьи в ведущих отраслевых и рецензируемых журналах и изданиях перечня ВАК Минобрнауки РФ). Следует отметить, что третья глава только косвенно связана с определением теплофизических свойств твердого тела. Она посвящена исследованию нестационарного температурного поля твердого тела в пространственно-временных координатах, знание которого в любом случае необходимо при экспериментальном изучении теплопроводных свойств материалов.

Для закрепления пройденного материала в конце каждой главы учебного пособия приводится список контрольных вопросов. С целью повышения качества усвоения изложенного материала учебное пособие снабжено большим количеством иллюстраций по теплообмену, взятых преимущественно из учебного наглядного пособия [1], перечнем условных обозначений, а также списком терминов и определений, касающихся теории теплопередачи.

В тексте некоторые слова или словосочетания выделены характерным образом. Ниже приводится список используемых обозначений.

Жан Батист Био	имя собственное (полужирный)
<i>Свободная конвекция</i>	термин, определение которого приводится в глоссарии (полужирный, курсив)
<i>Термогравитационная конвекция</i>	слово (словосочетание), на которое следует обратить внимание (обычный, курсив)
Закон Планка	название физического закона (обычный, разряженный)

Учебное пособие подготовлено при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг.

Учебное пособие, в первую очередь, рекомендовано к изучению бакалаврам по направлениям подготовки 270800 (08.03.01) «Строительство», 140100 (13.03.01) «Теплоэнергетика и теплотехника» и магистрантам по направлениям подготовки 270800 (08.04.01) «Строительство», 140100 (13.04.01) «Теплоэнергетика и теплотехника», а также аспирантам и соискателям по специальностям 01.04.14 «Теплофизика и теоретическая теплотехника», 05.23.03 «Теплоснабжение, вентиляция, кондиционирование воздуха, газоснабжение и освещение», 05.14.04 «Промышленная теплоэнергетика».

Авторы книги будут искренне признательны читателям за замечания и советы по доработке и расширению содержания учебного пособия.

Глава 1. Общие положения по теории теплообмена

Самопроизвольный процесс переноса **теплоты** в пространстве, вызванный неоднородностью температурного поля, называется **теплообменом (теплопередачей)**. Как и любой другой самопроизвольный процесс в природе, теплообмен является **необратимым** и продолжается до тех пор, пока в системе не установится **термодинамическое равновесие** [2, С. 5].

В настоящее время различают три вида передачи теплоты (рис. 1.1 и 1.2): теплопроводность, конвекцию и тепловое излучение [3, С. 5].



Рис. 1.1 – Теплообменные процессы в природе

Перенос теплоты при непосредственном контакте более нагретых элементов тела (или среды) с менее нагретыми, осуществляемый посредством хаотического движения и взаимодействия микрочастиц (молекул, атомов, электронов, ионов и др.), называется **теплопроводностью**. Интенсивность процессов теплопроводности разная. Металлы обладают наибольшей способностью проводить теплоту. Их теплопроводность при не очень низких температурах в основном объясняется тепловым движением электронов. Чем меньше удельное электрическое сопротивление металла, тем выше его теплопроводность. Газы – плохие проводники теплоты. Теплопроводность газов обусловлена хаотическим тепловым движением молекул. Она возрастает с увеличением температуры, так как при этом увеличивается скорость теплового движения. Передача теплоты в твердых телах – диэлектриках происходит с помощью колебаний кристаллической решетки, в узлах которой находятся атомы, а в жидкостях – за счет упругих колебаний молекул и их перескоком из одной области в другую.

В движущихся жидкостях и газах происходит **конвективный теплообмен**. В этом случае распространение теплоты в пространстве осуществляется одновременно двумя способами: за счет теплового движения микрочастиц и благодаря перемещению микрочастиц (элементов жидкости или газа) из одной точки в

другую. Последний способ называется *конвективным переносом теплоты (конвекцией)*. Движение называется *свободным (естественным)*, если оно обусловлено действием неоднородного поля массовых сил (сил тяжести, сил инерции и т. п.), приложенных к частицам среды (жидкости или газа) внутри системы, и *вынужденным (искусственным)*, если оно происходит за счет действия внешних сил, приложенных на границах системы (например, за счет давления, создаваемого насосом или вентилятором). Типичным вариантом свободного движения является *термогравитационная конвекция*, когда более нагретые частицы среды архимедовой силой выталкиваются вверх, а менее нагретые опускаются вниз. В ряде случаев вторичные потоки свободной конвекции оказывают существенное влияние на процесс переноса теплоты при вынужденном движении среды. Данные случаи называют теплообменом при *смешанной конвекции*.



Рис. 1.2 – Теплообменные процессы в быту и на производстве

Конвективный теплообмен между движущейся средой и омываемой ею поверхностью твердого тела называется *теплоотдачей*. Изучение этого процесса имеет большое практическое значение, так как нагревание или охлаждение жидкостей или газов в технике и быту часто происходит либо при внешнем обтекании твердой поверхности теплообмена (например, поверхности наружного ограждения здания, трубопровода, отопительного прибора), либо при внутреннем обтекании (например, при движении жидкости внутри трубопровода).

Процесс распространения теплоты электромагнитными волнами инфракрасного диапазона частот называют *тепловым (инфракрасным) излучением*. Данный вид теплообмена включает в себя совокупность процессов: превращение внутренней энергии вещества в энергию излучения (энергию электромагнитных волн, фотонов); перенос излучения; поглощение излучения веществом.

В природе, как правило, не существует в чистом виде отдельных видов теплообмена. Обычно на практике теплопроводность, конвекция и тепловое излучение происходят совместно, причем один вид теплообмена преобладает над другими. Перенос теплоты одновременно излучением и теплопроводностью называется *радиационно-кондуктивным теплообменом*, а перенос теплоты излучением, теплопроводностью и конвекцией – *радиационно-конвективным теплообменом*.

1.1. Краткие сведения по теории теплопроводности

Температура, как известно, характеризует тепловое состояние тела и определяет степень его нагретости [4, С. 8–11]. Так как тепловое состояние отдельных частей тела в процессе теплопроводности различно, то в общем случае температура t является функцией трех координат x , y , z и времени τ , т. е.:

$$t = t(x, y, z, \tau), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.1)$$

Совокупность значений температуры во всех точках пространства в данный момент времени называется **температурным полем** (рис. 1.3). Уравнение (1.1) является математическим выражением такого поля. Если температура меняется во времени, поле называется *неустановившимся (нестационарным)*, а если не меняется – *установившимся (стационарным)*. Температура может быть функцией одной, двух или трех координат. Соответственно температурное поле будет иметь название *одно-, двух- или трехмерное*. Наиболее простой вид имеет уравнение одномерного стационарного температурного поля:

$$t = t(x), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.2)$$

При любом температурном поле в теле всегда имеются точки с одинаковой температурой. Геометрическое место таких точек образует **изотермическую поверхность**. Так как в одной и той же точке пространства одновременно не может быть двух различных температур, то изотермические поверхности друг с другом не пересекаются. Все они замыкаются на себя или заканчиваются на границах тела. Следовательно, изменение температуры в теле наблюдается лишь в направлениях, пересекающих изотермические поверхности. При этом наиболее резкое изменение температуры получается в направлении нормали n к изотермической поверхности. Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию между изотермами по нормали Δn называется **температурным градиентом** (рис. 1.4), который может обозначаться разными способами:

$$\lim \left(\frac{\Delta t}{\Delta n} \right)_{\Delta n \rightarrow 0} = \mathbf{1}_n \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad} t = \nabla t, \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}. \quad (1.3)$$

Теплота самопроизвольно переносится только в сторону убывания температуры. Количество теплоты ΔQ , Дж, переносимое через изотермическую поверхность в единицу времени, называется **тепловым потоком** Q , Вт. Тепловой поток, отнесенный к единице площади F , м^2 , изотермической поверхности, называется **плотностью теплового потока** q , $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Согласно приведенным определениям, между тепловым потоком Q и плотностью теплового потока q существует очевидная математическая связь:

$$q = \frac{Q}{F}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.4)$$

Плотность теплового потока есть вектор, направление которого совпадает с направлением распространения теплоты в данной точке и противоположно направлению вектора температурного градиента (рис. 1.5).

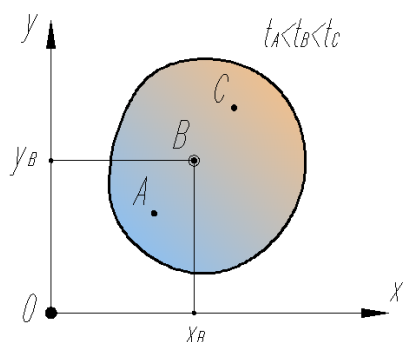


Рис. 1.3 – Температурное поле тела

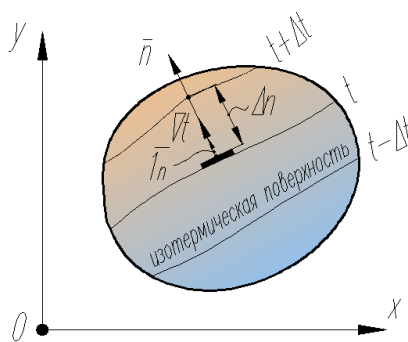


Рис. 1.4 – Температурный градиент тела

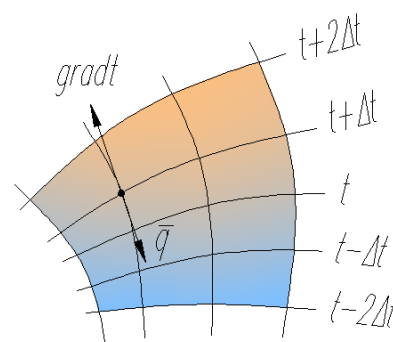
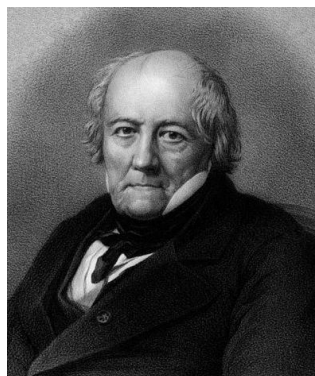


Рис. 1.5 – Плотность теплового потока

В 1804 году французский физик, геодезист и астроном **Жан Батист Био** (1774-1862) высказал гипотезу, согласно которой количество теплоты, проходящее через любую изотермическую поверхность твердого тела (неподвижного газа или жидкости) в направлении другой изотермической поверхности, должно быть прямо пропорционально времени, площади изотермической поверхности, разности температур и обратно пропорционально расстоянию между этими изотермическими поверхностями. Несмотря на то, что гипотезу о распространении теплоты выдвинул Био, математический закон носит название другого французского математика – **Жана Батиста Жозефа Фурье** (1768-1830), внесшего огромный вклад в развитие математики и учение о теплоте:

$$\bar{q} = -\lambda \text{grad} t. \quad (1.5)$$

Минус в правой части уравнения (1.5) показывает, что тепловой поток направлен в сторону скорейшего убывания температуры.



Жан Батист Био (1774-1862)



Жан Батист Жозеф Фурье (1768-1830)



Уравнение (1.5) является математическим выражением основного закона теплопроводности – закона Фурье. Этот закон лежит в основе всех теоретических и экспериментальных исследований процессов теплопроводности.

Коэффициент пропорциональности λ в уравнении (1.5) называется **коэффициентом теплопроводности**. Он является физическим свойством вещества и характеризует его способность проводить теплоту теплопроводностью.

Для различных веществ коэффициент теплопроводности λ , Вт/(м·К), различен и в общем случае зависит от их структуры, плотности, влажности, давления и температуры. Все вместе взятое затрудняет выбор правильного значения коэффициента теплопроводности. Поэтому при ответственных расчетах значение коэффициента теплопроводности следует определять путем специального изучения применяемого материала. В технических же расчетах значения коэффициента теплопроводности обычно берутся по справочным таблицам, например [5]. При этом нужно следить за тем, чтобы физические характеристики рассматриваемого материала (структура, пористость, плотность, влажность, температура, давление) были соответственными. Так как при распространении теплоты температура в различных частях тела различна, то в первую очередь важно знать зависимость коэффициента теплопроводности от температуры.

Для более полного суждения о коэффициенте теплопроводности различных веществ (рис. 1.6) и влияющих на него факторах рассмотрим отдельно коэффициенты теплопроводности газов, жидкостей и твердых тел [6, С. 28–37].

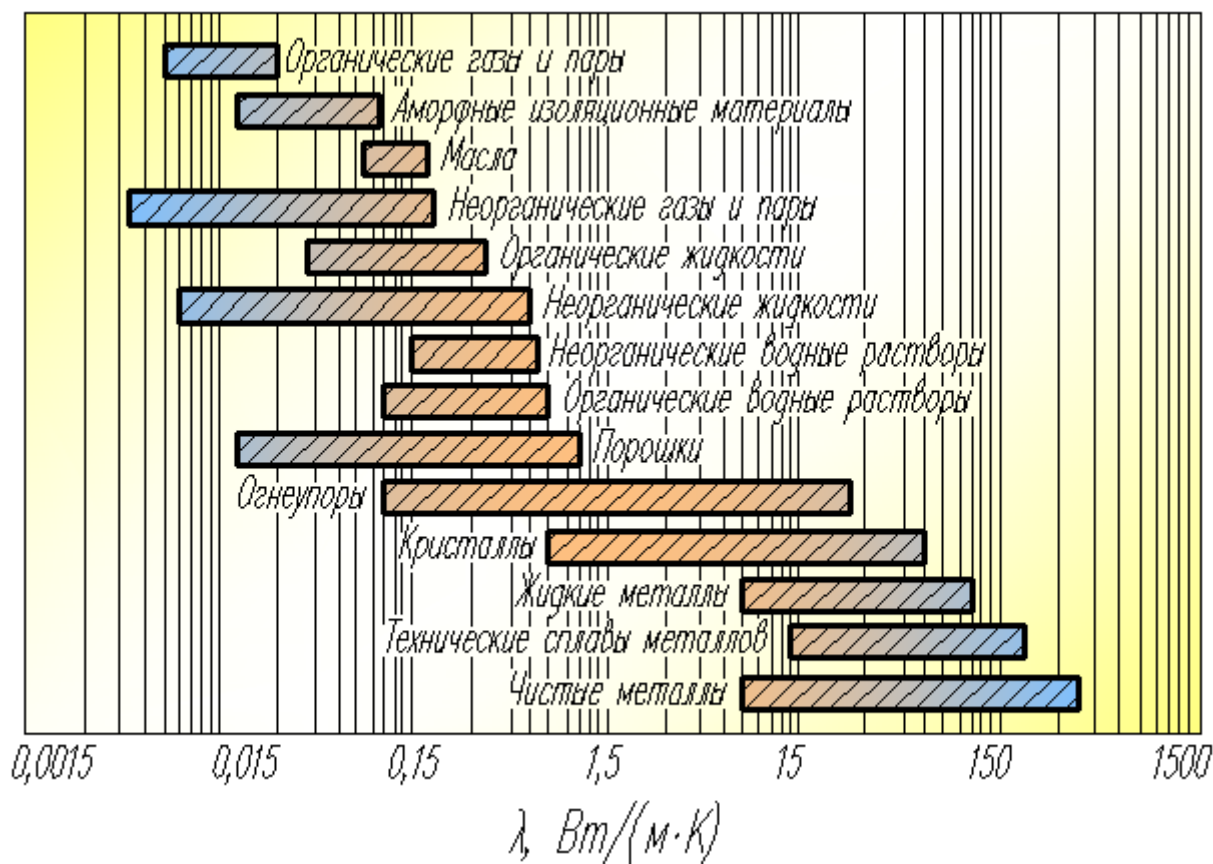


Рис. 1.6 – Порядок значений коэффициента теплопроводности для различных материалов

Коэффициент теплопроводности газов. Согласно молекулярно-кинетической теории, которая достаточно хорошо объясняет свойства газа и его поведение при обычных давлениях и температурах, передача теплоты теплопроводностью происходит путем молекулярного переноса энергии при соударениях. При этом коэффициент теплопроводности определяется соотношением:

$$\lambda = \frac{1}{3} c_v \rho l w_{\text{cp}}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (1.6)$$

где c_v - теплоемкость газа при постоянном объеме, Дж/(кг · К); ρ - плотность газа, кг/м³; l - средняя длина свободного пробега молекул газа между их соударениями, м; w_{cp} - средняя скорость перемещения молекул газа, м/с.

Для газов, поведение которых подчиняется уравнению состояния идеального газа, произведение ρl остается постоянным, так как с ростом давления газа p в равной степени увеличивается плотность газа ρ и, как следствие, уменьшается средняя длина свободного пробега молекул l . Поэтому коэффициент теплопроводности газа практически не изменяется при изменении его давления. Исключение составляют очень малые (менее $2,66 \cdot 10^3$ Па) и очень большие (более $2 \cdot 10^9$ Па) давления газа. В первом случае длина свободного пробега молекул l может превышать размеры сосуда, в котором газ находится, и коэффициент теплопроводности разреженного газа зависит от давления и уменьшается с его понижением. Во втором случае вследствие силового взаимодействия молекул при очень большой их концентрации коэффициент теплопроводности газа возрастает с увеличением его давления.

Средняя скорость перемещения молекул газа зависит от температуры:

$$w_{\text{cp}} = \sqrt{\frac{3R_{\mu}T}{\mu}} = \sqrt{3RT}, \text{ м/с}, \quad (1.7)$$

где R_{μ} - универсальная газовая постоянная, 8,314 Дж/(моль · К); T - абсолютная температура, К; μ - молярная масса газа, кг/моль; R - удельная газовая постоянная, Дж/(кг · К).

Удельная теплоемкость газов увеличивается с ростом температуры. Этим объясняется тот факт, согласно формуле (1.6), что коэффициент теплопроводности газов с повышением температуры также возрастает. Коэффициент теплопроводности газов лежит в пределах от 0,006 до 0,6 Вт/(м · К).

На рис. 1.7 представлены результаты измерений коэффициента теплопроводности различных газов по данным [7], проведенных во Всероссийском теплотехническом институте (ВТИ) известным российским ученым-теплофизиком **Натаном Борисовичем Варгафтиком** (1904-1994) и его учениками. Среди газов резко отличаются своим высоким коэффициентом теплопроводности гелий

и водород. Коэффициент теплопроводности у них в 5–10 раз больше, чем у других газов. Гелий и водород, обладая малой молекулярной массой, имеют наибольшую среднюю скорость перемещения молекул по выражению (1.7), чем и объясняется их высокий коэффициент теплопроводности.

Коэффициент теплопроводности перегретого водяного пара зависит в широких пределах от температуры и давления. Для одной и той же температуры коэффициент теплопроводности пара увеличивается с повышением давления.

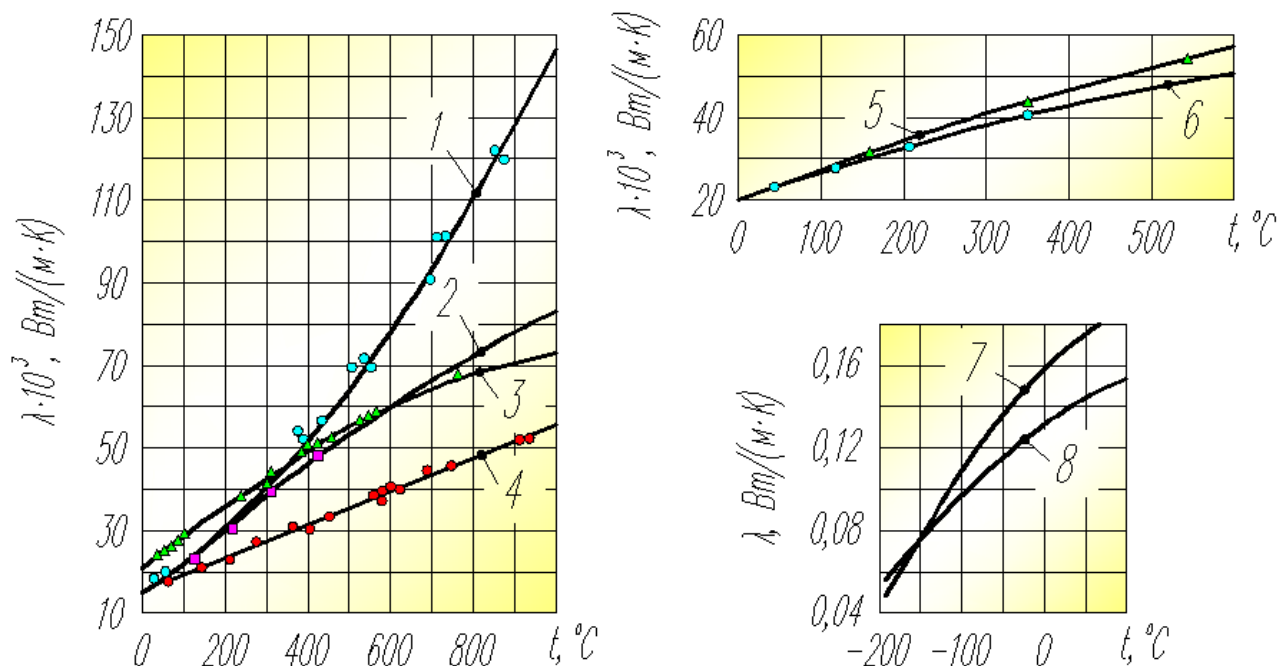


Рис. 1.7 – Коэффициенты теплопроводности различных газообразных веществ:
1 – водяной пар; 2 – двуокись углерода; 3 – воздух; 4 – аргон; 5 – кислород;
6 – азот; 7 – водород; 8 – гелий

Коэффициент теплопроводности смеси газов, как показывает опыт, не может быть определен согласно правилу парциального суммирования, его приходится находить экспериментальным путем.

Коэффициент теплопроводности жидкостей. Механизм распространения теплоты в капельных жидкостях можно представить как перенос энергии путем нестройных упругих колебаний. Такое теоретическое представление о механизме передачи теплоты в жидкостях, выдвинутое **Александром Саввичем Предводителевым** (1891-1973), было использовано Н.Б. Варгафтиком для описания опытных данных по теплопроводности различных жидкостей. Для большинства жидкостей данная теория нашла хорошее практическое подтверждение. На основании этой теории была получена формула для определения коэффициента теплопроводности жидкости следующего вида [2, С. 13–16; 3, С. 8]:

$$\lambda = A \frac{c_p \rho^{4/3}}{\mu^{1/3}}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (1.8)$$

где A - коэффициент пропорциональности; c_p - теплоемкость жидкости при постоянном давлении, Дж/(кг·К); ρ - плотность жидкости, кг/м³; μ - молярная масса жидкости, кг/моль.

Коэффициент A , пропорциональный скорости распространения упругих волн в жидкости, не зависит от природы жидкости, но зависит от температуры, при этом $Ac_p \approx \text{const}$. Например, при $t = 0^\circ\text{C}$ значение $A = 3,58 \cdot 10^{-3}$.

Так как плотность жидкости с повышением температуры убывает, то из уравнения (1.8) следует, что для жидкостей с постоянной молекулярной массой (неассоциированные и слабо ассоциированные жидкости) с повышением температуры коэффициент теплопроводности должен уменьшаться. Для жидкостей сильно ассоциированных (вода, спирты и т. п.) в формулу (1.8) нужно ввести коэффициент ассоциации, учитывающий изменение молекулярной массы. Коэффициент ассоциации также зависит от температуры, и поэтому при различных температурах он может влиять на коэффициент теплопроводности по-разному. Опыты подтверждают, что для большинства жидкостей с повышением температуры коэффициент теплопроводности убывает, исключение составляют вода и глицерин (рис. 1.8). Коэффициент теплопроводности капельных жидкостей лежит примерно в пределах от 0,07 до 0,7 Вт/(м·К).

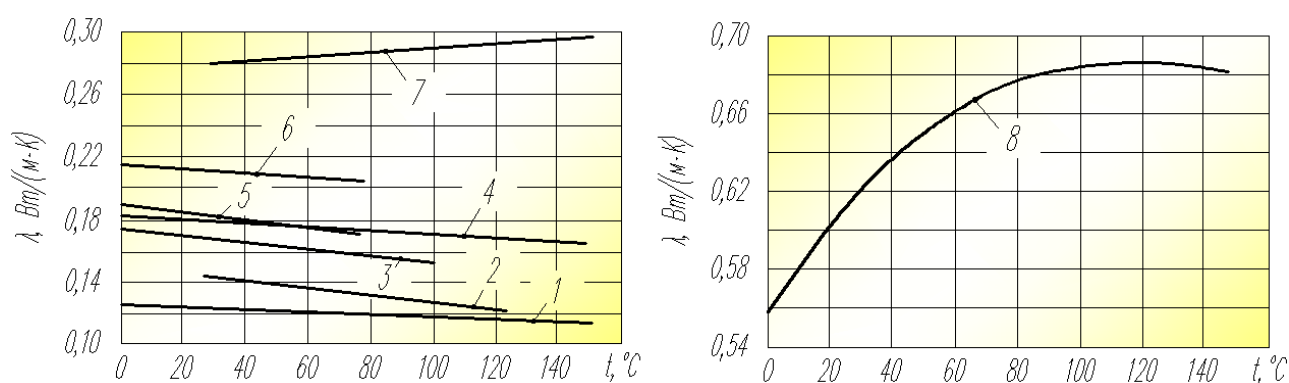


Рис. 1.8 – Коэффициенты теплопроводности различных жидкостей:

1 – вазелиновое масло; 2 – бензол; 3 – ацетон; 4 – касторовое масло; 5 – этиловый спирт; 6 – метиловый спирт; 7 – глицерин; 8 – вода

При повышении давления коэффициенты теплопроводности жидкостей, как правило, возрастают.

Коэффициент теплопроводности твердых тел. В металлах основным переносчиком теплоты являются свободные электроны, которые можно уподобить идеальному одноатомному газу. Передача теплоты при помощи колебательных движений атомных кристаллических решеток или в виде упругих звуковых волн не исключается, но их доля незначительна по сравнению с переносом энергии электронным газом. Вследствие движения свободных электронов происходит выравнивание температуры во всех точках нагревающегося или охлаждающегося металла. Свободные электроны движутся как из областей, более нагретых, в области, менее нагретые, так и в обратном направлении. В первом

случае они отдают энергию атомам, во втором отбирают. Так как в металлах носителем тепловой и электрической энергии являются электроны, то коэффициенты тепло- и электропроводности пропорциональны друг другу. При повышении температуры вследствие усиления тепловых неоднородностей рассеивание электронов увеличивается. Это влечет за собой уменьшение коэффициентов тепло- и электропроводности чистых металлов (рис 1.9).

При наличии разного рода примесей коэффициент теплопроводности металлов резко убывает. Последнее можно объяснить увеличением структурных неоднородностей, которые приводят к рассеиванию электронов. Так, например, для чистой меди $\lambda = 396 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, то для той же меди со следами мышьяка теплопроводность материала составит $\lambda = 142 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$.

В отличие от чистых металлов коэффициенты теплопроводности сплавов при повышении температуры увеличиваются (рис. 1.10).

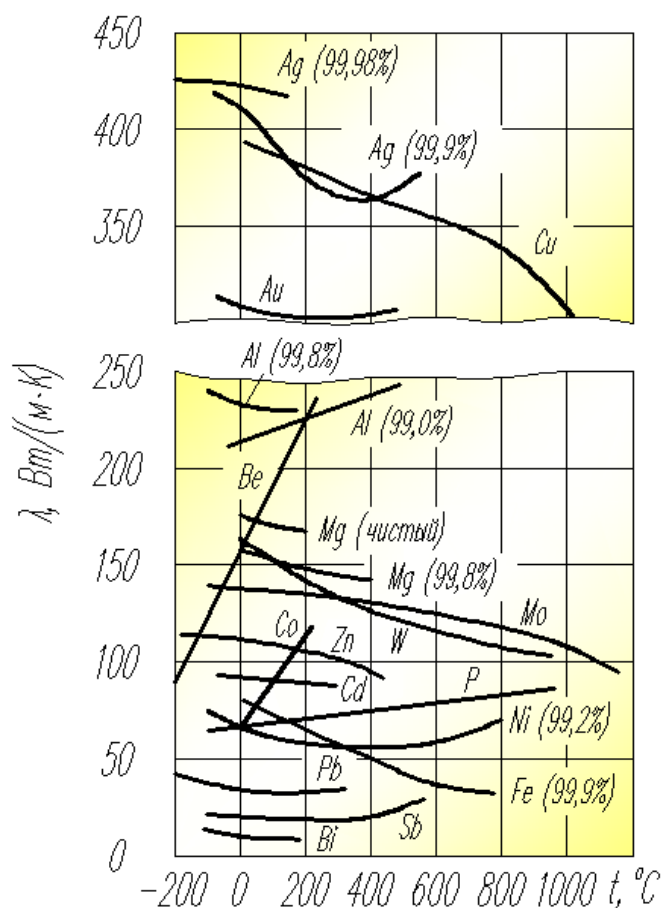


Рис. 1.9 – Коэффициенты теплопроводности различных металлов:

Ag – серебро; Cu – медь; Au – золото;
Al – алюминий; Be – бериллий; Mg – магний;
Mo – молибден; Co – кобальт; W – вольфрам;
Zn – цинк; Cd – кадмий; P – фосфор;
Ni – никель; Fe – железо; Pb – свинец;
Sb – сурьма; Bi – висмут

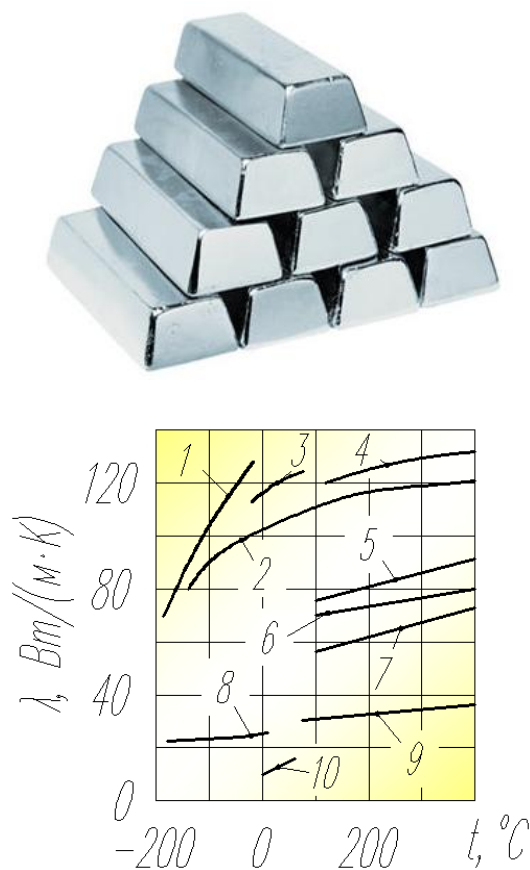


Рис. 1.10 – Коэффициенты теплопроводности сплавов:
1 – латунь 18; 2 – латунь 30;
3 – латунь 12; 4 – нихром;
5 – марганцовистая бронза;
6 – орудийная бронза;
7 – фосфористая бронза;
8 – константан; 9 – манганин;
10 – никелевая сталь

В диэлектриках с повышением температуры коэффициент теплопроводности обычно увеличивается (рис. 1.11). Для материалов с большей объемной плотностью коэффициент теплопроводности имеет более высокое значение. Он также зависит от структуры материала, его пористости и влажности.

Многие строительные и теплоизоляционные материалы имеют пористое строение (кирпич, бетон, асбест, шлак и др.), и применение закона Фурье к таким телам является в известной мере условным. Наличие пор в материале не позволяет рассматривать такие тела в качестве сплошной среды. Условным является также коэффициент теплопроводности пористого материала. Эта величина имеет смысл коэффициента теплопроводности некоторого однородного тела, через которое при одинаковой форме, размерах и температурах на границах проходит то же количество теплоты, что и через данное пористое тело.

Коэффициент теплопроводности порошкообразных и пористых тел сильно зависит от их плотности (рис. 1.12). Например, при возрастании плотности ρ асбеста от 400 до 800 кг/м³ коэффициент теплопроводности материала λ соответственно увеличивается от 0,105 до 0,248 Вт/(м · К). Такое прямо пропорциональное влияние плотности на коэффициент теплопроводности объясняется тем, что теплопроводность заполняющего поры воздуха значительно меньше, чем твердых компонентов пористого материала [8, С. 91].

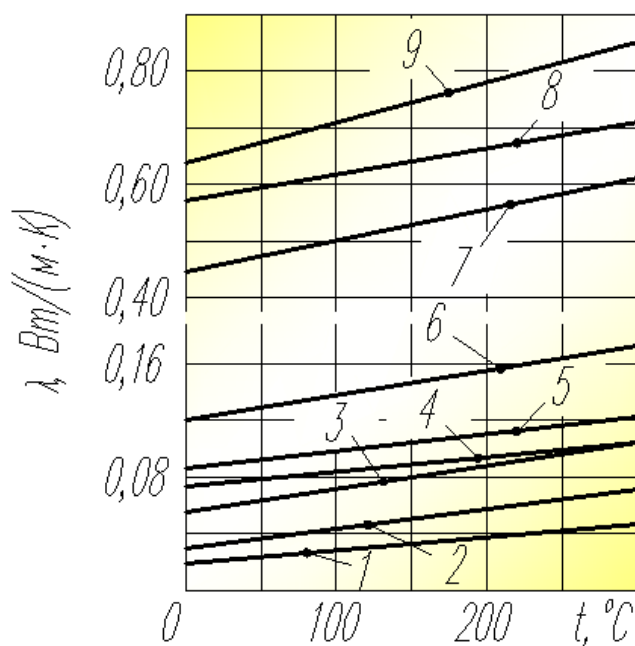


Рис. 1.11 – Коэффициенты теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов:
1 – воздух; 2 – минеральная шерсть;
3 – шлаковая вата; 4 – ньювель;
5 – совелит; 6 – диатомитовый кирпич;
7 – красный кирпич; 8 – шлакобетонный кирпич; 9 – шамотный кирпич

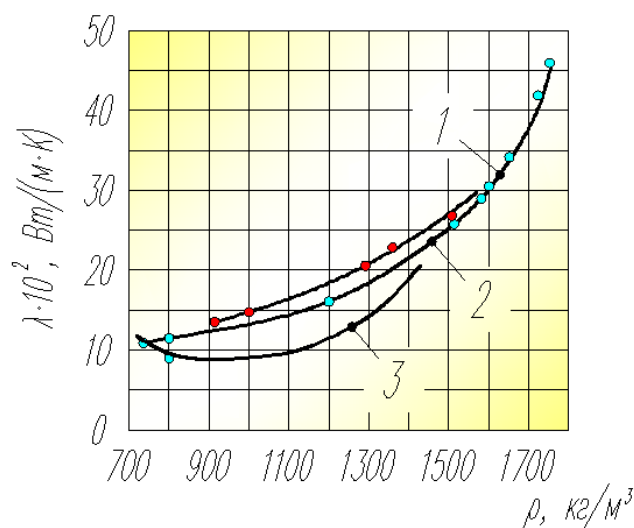


Рис. 1.12 – Коэффициенты теплопроводности различных сыпучих дисперсных материалов:
1 – песок; 2 – смесь агрегатов с песком (статистическая смесь);
3 – подзолистый суглинок

Эффективный коэффициент теплопроводности пористых веществ также сильно зависит от влажности (рис. 1.13). Для влажного материала коэффициент теплопроводности значительно больше, чем для сухого вещества и воды в отдельности. Например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, для воды $\lambda = 0,60 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ (рис. 1.8), а для влажного кирпича $\lambda \approx 1,0 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$. Этот эффект может быть объяснен конвективным переносом теплоты, возникающим благодаря капиллярному движению воды внутри пористого материала и частично тем, что абсорбционным образом связанная влага имеет другие характеристики по сравнению со свободной водой [9, С. 241].

Увеличение коэффициента теплопроводности зернистых материалов с изменением температуры (рис. 1.14) можно объяснить тем, что с повышением температуры повышаются теплопроводные способности среды, заполняющей промежутки между зернами, а также увеличивается теплопередача излучением самого зернистого массива [8, С. 293].

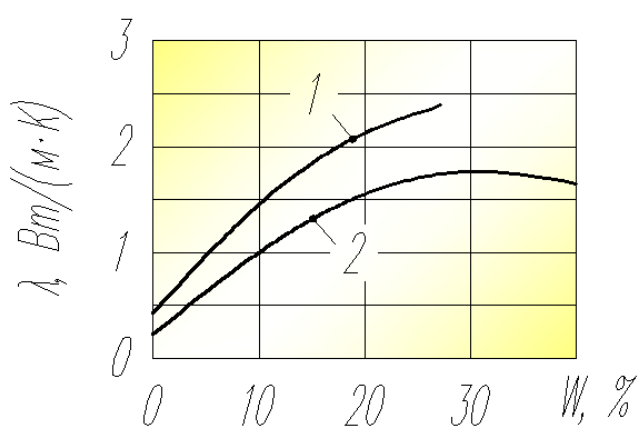


Рис. 1.13 – Коэффициенты теплопроводности пористых материалов:
1 – кварцевый песок; 2 – известковый песок (при порозности 40 %)

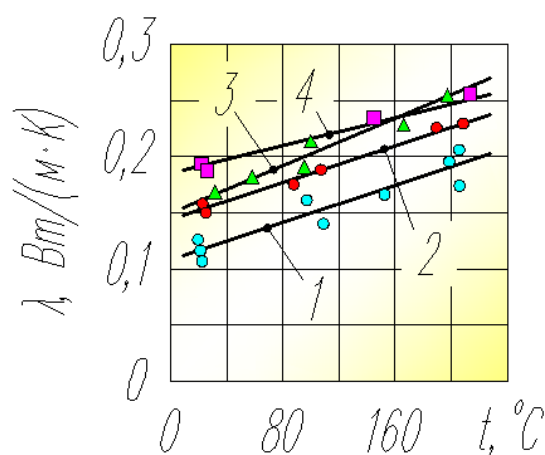


Рис. 1.14 – Коэффициенты теплопроводности материалов зернистого строения: 1 – пемза; 2 – торфяная зола; 3 – трепельный кирпич; 4 – каменноугольный шлак

Коэффициенты теплопроводности строительных и теплоизоляционных материалов имеют значения, лежащие приблизительно в пределах от 0,023 до 2,9 Вт/(м · К). Материалы с низким значением коэффициента теплопроводности (меньше 0,25 Вт/(м · К)), обычно применяемые для тепловой изоляции строительных конструкций и трубопроводов, называют *теплоизоляционными*.

В приложении 1 приведены значения коэффициентов теплопроводности некоторых газов, жидкостей и твердых тел по данным [10, С. 131–143].

1.1.1. Теплопроводность тел при стационарном тепловом режиме

Стационарным тепловым режимом называется режим теплообмена, при котором температурное поле не зависит от времени.

При изучении процессов теплопроводности рассматривают три геометрических модели: плоскую, цилиндрическую и шаровую стенку [4, С. 13–27].

Плоская стенка. Температурное поле однородной плоской стенки (рис. 1.15) при коэффициенте теплопроводности материала $\lambda = \text{const}$:

$$t_x = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \frac{x}{\delta}, \quad 0 \leq x \leq \delta, \quad ^\circ\text{C}, \quad (1.9)$$

где t_{c1} и t_{c2} - температура на поверхностях стенки; x - текущая координата стенки, м; δ - толщина стенки, м.

Очень часто при расчетах зависимость теплопроводности λ_t материала от температуры t , $^\circ\text{C}$, выражают через линейную зависимость:

$$\lambda_t = \lambda_0(1 + bt), \quad \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad (1.10)$$

где λ_0 - коэффициент теплопроводности при 0°C , $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; b - константа, зависящая от природы материала и определяемая эмпирическим путем, $^\circ\text{C}^{-1}$.

Тогда температурное поле однородной плоской стенки с учетом температурной зависимости теплопроводности от температуры (1.10):

$$t_x = -\frac{1}{b} + \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_{c1}\right)^2 - \frac{2xq}{\lambda_0 b}}, \quad 0 \leq x \leq \delta, \quad ^\circ\text{C}, \quad (1.11)$$

где x - расстояние от поверхности стенки, имеющей температуру t_{c1} , м.

Уравнение теплопроводности для многослойной плоской стенки при числе слоев n (рис. 1.16):

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta_i}{\lambda_i} \right)}, \quad \text{Вт}/\text{м}^2, \quad (1.12)$$

где t_{c1} и $t_{c(n+1)}$ - температура на внешних поверхностях стенки, $^\circ\text{C}$; n - количество слоев; δ_i - толщина i -го слоя стенки, м; λ_i - теплопроводность материала i -го слоя стенки, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Температура на границе между i -м и $(i+1)$ -м плотно прилегающими слоями многослойной плоской стенки:

$$t_{c(i+1)} = t_{c1} - q \sum_{k=1}^i \left(\frac{\delta_k}{\lambda_k} \right), \quad ^\circ\text{C}. \quad (1.13)$$

Уравнение теплопередачи для многослойной плоской стенки:

$$Q = k(t_{ж1} - t_{ж2})F, \text{ Вт}, \quad (1.14)$$

где k - **коэффициент теплопередачи**, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, который характеризует тепловой поток Q , проходящий через единицу площади F поверхности плоской стенки при разности температур сред $t_{ж1}$ и $t_{ж2}$, равной 1 К.

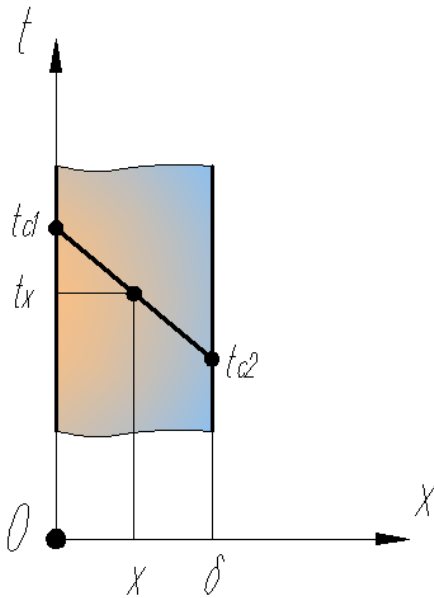


Рис. 1.15 – Температурное поле однослойной плоской стенки

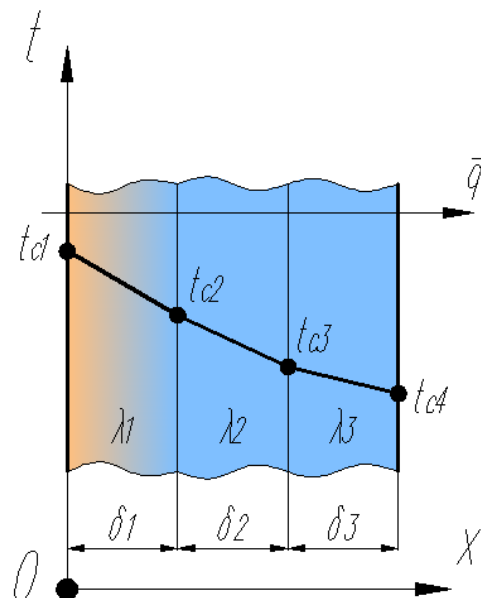


Рис. 1.16 – Температурное поле многослойной плоской стенки

Коэффициент теплопередачи многослойной плоской стенки:

$$k = \left[\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} \right]^{-1}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}), \quad (1.15)$$

где α_1 и α_2 - **коэффициенты теплоотдачи (конвективного теплообмена)** на внешних поверхностях плоской стенки, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Цилиндрическая стенка. Температурное поле однородной цилиндрической стенки (рис. 1.17) при коэффициенте теплопроводности материала $\lambda = \text{const}$:

$$t_r = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \ln \frac{d}{d_1} / \ln \frac{d_2}{d_1}, \quad d_1 \leq d \leq d_2, \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (1.16)$$

где t_{c1} и t_{c2} - температура на поверхностях стенки, $^\circ\text{C}$; d - текущая координата (диаметр) стенки, м; d_1 и d_2 - внутренний и наружный диаметры стенки, м.

Температурное поле однородной цилиндрической стенки с учетом температурной зависимости теплопроводности от температуры (1.10):

$$t_r = -\frac{1}{b} + \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_{cl}\right)^2 - \frac{Q}{\pi b \lambda_0 l} \ln \frac{d}{d_1}}, \quad d_1 \leq d \leq d_2, \quad ^\circ\text{C}, \quad (1.17)$$

где l - длина цилиндрической стенки, м.

Уравнение теплопроводности для многослойной цилиндрической стенки при числе слоев n (рис. 1.18):

$$Q = \frac{\pi l (t_{cl} - t_{c(n+1)})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \quad \text{Вт}, \quad (1.18)$$

где t_{cl} и $t_{c(n+1)}$ - температура на внешних поверхностях стенки, $^\circ\text{C}$; n - количество слоев; d_i и d_{i+1} - соответственно внутренний и внешний диаметры i -го слоя стенки, м; λ_i - теплопроводность материала i -го слоя стенки, Вт/(м · К).

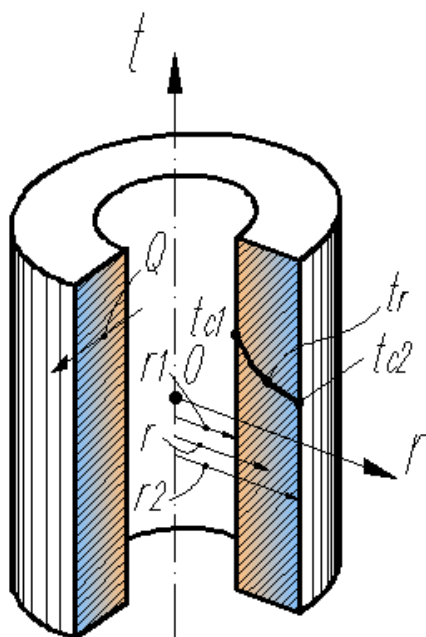


Рис. 1.17 – Температурное поле однослойной цилиндрической стенки

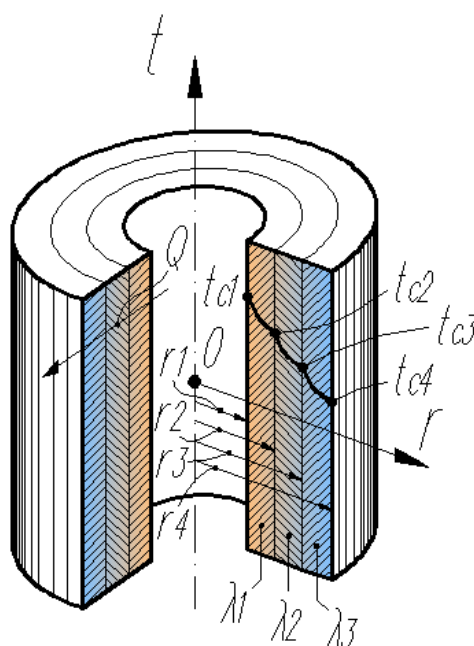


Рис. 1.18 – Температурное поле многослойной цилиндрической стенки

Температура на границе между i -м и $(i+1)$ -м плотно прилегающими слоями многослойной цилиндрической стенки:

$$t_{c(i+1)} = t_{cl} - \frac{Q}{\pi l} \sum_{k=1}^i \frac{1}{2\lambda_k} \ln \frac{d_{k+1}}{d_k}, \quad ^\circ\text{C}. \quad (1.19)$$

Уравнение теплопередачи для многослойной цилиндрической стенки:

$$Q = \pi k_l (t_{ж1} - t_{ж2}) l, \text{ Вт}, \quad (1.20)$$

где k_l - линейный коэффициент теплопередачи, Вт/(м · К), который характеризует тепловой поток Q , проходящий через единицу длины l поверхности цилиндрической стенки при разности температур сред $t_{ж1}$ и $t_{ж2}$, равной 1 К.

Коэффициент теплопередачи многослойной цилиндрической стенки:

$$k_l = \left[\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}} \right]^{-1}, \text{ Вт/(м · К)}, \quad (1.21)$$

где α_1 и α_2 - коэффициенты теплоотдачи (конвективного теплообмена) на внешних поверхностях цилиндрической стенки, Вт/(м² · К).

Шаровая стенка. Температурное поле однородной шаровой стенки (рис. 1.19) при коэффициенте теплопроводности материала $\lambda = \text{const}$:

$$t_r = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d} \right) / \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right), \quad d_1 \leq d \leq d_2, \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (1.22)$$

где t_{c1} и t_{c2} - температура на поверхностях стенки, $^\circ\text{C}$; d - текущая координата (диаметр) стенки, м; d_1 и d_2 - внутренний и наружный диаметры стенки, м.

Температурное поле однородной шаровой стенки с учетом температурной зависимости теплопроводности от температуры (1.10):

$$t_r = -\frac{1}{b} + \sqrt{\left(\frac{1}{b} + t_{c1} \right)^2 - \frac{Q}{\pi b \lambda_0} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d} \right)}, \quad d_1 \leq d \leq d_2, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.23)$$

Уравнение теплопроводности для многослойной шаровой стенки при числе слоев n (рис. 1.20):

$$Q = \frac{\pi(t_{c1} - t_{c(n+1)})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right)}, \text{ Вт}, \quad (1.24)$$

где t_{c1} и $t_{c(n+1)}$ - температура на внешних поверхностях стенки, $^\circ\text{C}$; n - количество слоев; d_i и d_{i+1} - соответственно внутренний и внешний диаметры i -го слоя стенки, м; λ_i - теплопроводность материала i -го слоя стенки, Вт/(м · К).

Температура на границе между i -м и $(i+1)$ -м плотно прилегающими слоями многослойной шаровой стенки:

$$t_{c(i+1)} = t_{c1} - \frac{Q}{\pi} \sum_{k=1}^i \frac{1}{2\lambda_k} \left(\frac{1}{d_k} - \frac{1}{d_{k+1}} \right), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.25)$$

Уравнение теплопередачи для многослойной шаровой стенки:

$$Q = \pi k_{\text{ш}} (t_{\text{ж1}} - t_{\text{ж2}}), \text{ Вт}, \quad (1.26)$$

где $k_{\text{ш}}$ - коэффициент теплопередачи шаровой стенки, Вт/К, который характеризует тепловой поток Q , проходящий через поверхность шаровой стенки при разности температур сред $t_{\text{ж1}}$ и $t_{\text{ж2}}$, равной 1 К.

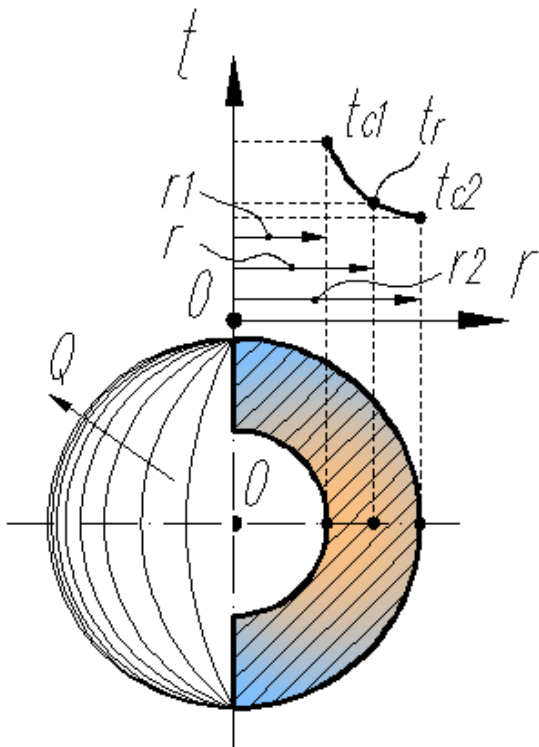


Рис. 1.19 – Температурное поле однослойной шаровой стенки

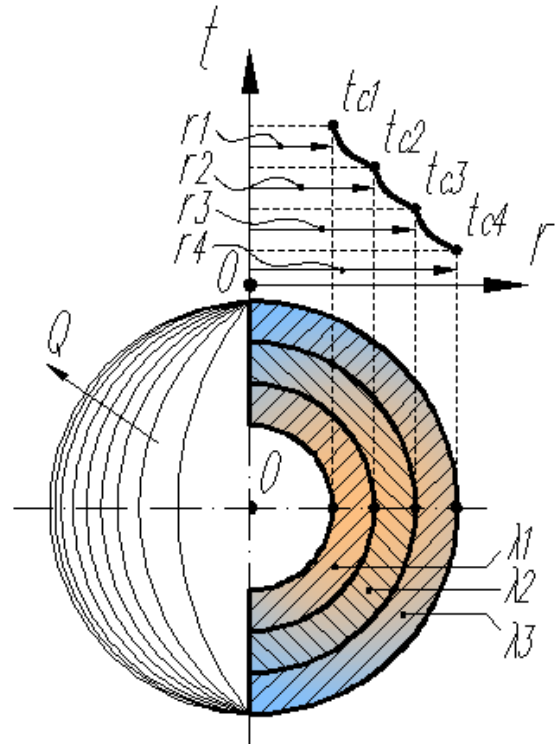


Рис. 1.20 – Температурное поле многослойной шаровой стенки

Коэффициент теплопередачи многослойной шаровой стенки:

$$k_{\text{ш}} = \left[\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}^2} \right]^{-1}, \text{ Вт/К}, \quad (1.27)$$

где α_1 и α_2 - коэффициенты теплоотдачи (конвективного теплообмена) на внешних поверхностях шаровой стенки, Вт/(м² · К).

1.1.2. Теплопроводность тел при нестационарном тепловом режиме

Нестационарным тепловым режимом называется режим теплообмена, при котором температурное поле тела является функцией времени.

Нестационарность тепловых процессов обуславливается изменением **энтальпии** тела и всегда связана с явлениями его нагрева или охлаждения. В качестве примера рассмотрим следующий случай [4, С. 220–223].

Тело внесено в среду с более высокой температурой. Сразу же между средой и телом возникает процесс теплообмена, и тело начинает прогреваться. Сначала нагреваются поверхностные слои, но постепенно процесс прогрева распространяется вглубь тела. О характере изменения температуры тела за время прогрева дают представление кривые на рис. 1.21а, где t_c и t_0 – температура соответственно на поверхности и в центральной части тела, °С. По истечении некоторого времени (теоретически бесконечно большого) температура всех частей тела выравнивается и становится равной температуре окружающей среды, т. е. наступает тепловое равновесие. При нестационарном тепловом режиме интенсивность подвода теплоты также непостоянна во времени. О характере изменения этой величины дает представление кривая на рис. 1.21б. По мере прогрева тела интенсивность передачи теплоты постепенно уменьшается и в пределе становится равной нулю. Площадь, заключенная между осями и кривой, определяет собой количество теплоты ΔQ , переданное телу за период времени Δt . Эта теплота аккумулируется телом и идет на повышение его энтальпии. Аналогичным образом протекает процесс при охлаждении тела. При этом его энтальпия уменьшается, а теплота передается в окружающую среду.

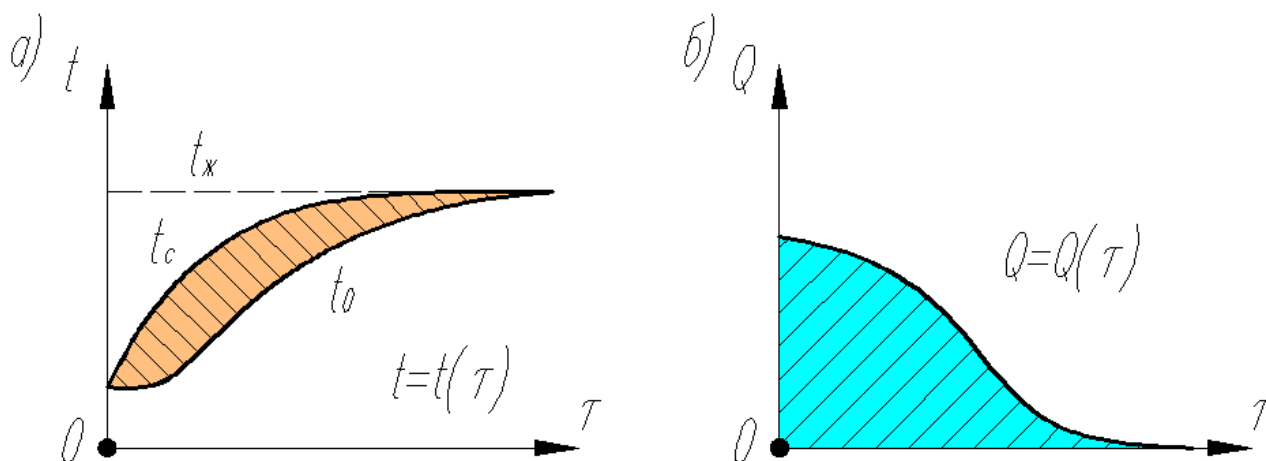


Рис. 1.21 – Характер изменения температуры (а) и подвода теплоты (б) к телу при нестационарном тепловом режиме

В качестве второго примера рассмотрим процесс теплопередачи через плоскую стенку (рис. 1.22а). Пусть вначале процесс был стационарным, температура горячей среды $t'_{ж1}$, холодной $t'_{ж2}$ и стенки t'_{c1} и t'_{c2} . Если теперь изменить режим теплопередачи, например, сразу резко повысить температуру горячей среды до $t''_{ж1}$, то на некоторое время процесс становится нестационарным.

Температурная кривая $t'_{ж1} - t'_{c1} - t'_{c2} - t'_{ж2}$ будет изменяться до тех пор, пока снова не установится стационарный режим $t''_{ж1} - t''_{c1} - t''_{c2} - t'_{ж2}$. Изменение во времени t_{c1} и t_{c2} отдельно представлено на рис. 1.22б. О характере изменения во времени количества передаваемой теплоты для рассматриваемого случая дают представление кривые на рис. 1.22в. Здесь Q' и Q'' – тепловые потоки при стационарных тепловых режимах, Q_1 и Q_2 – тепловые потоки через горячую и холодную поверхности плоской стенки при нестационарном тепловом режиме. Заштрихованная площадка представляет собой количество теплоты, затраченное на изменение энтальпии плоской стенки (аккумулированная теплота).

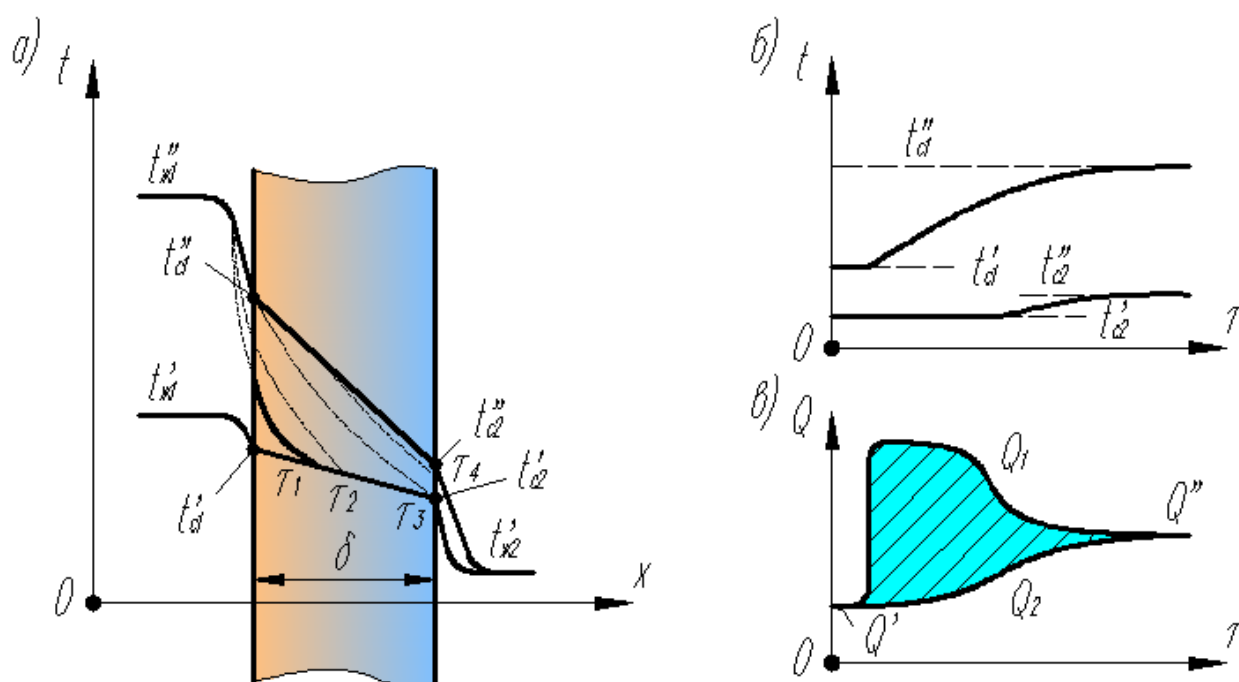


Рис. 1.22 – Нестационарный нагрев плоской стенки (а) и соответствующий характер изменения температуры (б) и теплового потока (в)

Таким образом, нестационарный тепловой процесс всегда связан с изменением энтальпии тела и им обуславливается. Так как скорость изменения энтальпии тела прямо пропорциональна способности материала проводить теплоту (т. е. коэффициенту теплопроводности) и обратно пропорциональна его аккумулирующей способности (т. е. объемной теплоемкости), то в целом скорость теплового процесса при нестационарном тепловом режиме определяется значением **коэффициента температуропроводности**, который имеет при нестационарном тепловом режиме такое же значение, как и коэффициент теплопроводности при стационарном тепловом режиме, и равен:

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho}, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (1.28)$$

где λ - коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); c_p - удельная массовая теплоемкость, Дж/(кг · К); ρ - плотность, кг/м³.

В приложении 2 приведены значения коэффициентов температуропроводности некоторых газов, жидкостей и твердых тел по данным [4, С. 315–328].

Описанный выше характер изменения температуры и количества переданной теплоты справедлив лишь для твердых тел. При нагреве жидких или газообразных сред в общем случае неизбежно возникает *конвекция*, которая способствует выравниванию температуры. В этих случаях можно говорить об изменении во времени лишь средней температуры жидкости.

Решить задачу нестационарной теплопроводности – значит найти зависимости изменения температуры и количества переданной теплоты во времени для любой точки тела. Такие зависимости могут быть получены путем решения *дифференциального уравнения теплопроводности*. Под дифференциальным уравнением обычно понимают математическую зависимость (связь), выражаемую дифференциальным уравнением, между физическими величинами, характеризующими изучаемое явление, причем эти физические величины являются функциями пространства и времени. Такое уравнение характеризует протекание физического явления в любой точке тела в любой момент времени. Дифференциальное уравнение теплопроводности дает зависимость между температурой, временем и координатами элементарного объема [11, С. 16–18].

Вывод дифференциального уравнения теплопроводности выполним упрощенным способом. Предположим, что имеется одномерное температурное поле (теплота распространяется в одном направлении – вдоль оси Ox). Термические коэффициенты считаем не зависящими от координат и времени.

Выделим в однородной и изотропной неограниченной пластине элементарный параллелепипед, объем которого равен $dx dy dz$ (рис. 1.23). Количество тепловой энергии, втекающее через левую грань $dy dz$ в параллелепипед в единицу времени, равно $q_x dy dz$, а количество тепловой энергии, вытекающее через противоположную грань в единицу времени, равно $q_{x+dx} dy dz$.

Если $q_x > q_{x+dx}$, то элементарный параллелепипед будет нагреваться. Разница между данными потоками теплоты по закону сохранения энергии равна теплоте, аккумулированной данным элементарным параллелепипедом, т. е.:

$$q_x dx dy dz - q_{x+dx} dx dy dz = c_p \rho \frac{dt}{d\tau} dx dy dz. \quad (1.29)$$

Величина q_{x+dx} является неизвестной функцией переменной x . Если ее разложить в ряд Тейлора и ограничиться двумя первыми членами ряда, то можно записать следующее выражение:

$$q_{x+dx} \approx q_x + \frac{\partial q}{\partial x} dx. \quad (1.30)$$

Тогда с учетом равенства (1.29) будем иметь:

$$-\frac{\partial q}{\partial x} dxdydz = c_p \rho \frac{dt}{d\tau} dxdydz. \quad (1.31)$$

Применяя уравнение теплопроводности (1.5) вида $q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}$, получим:

$$c_p \rho \frac{dt}{d\tau} = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (1.32)$$

Уравнение (1.32) с учетом (1.28) можно представить в ином виде:

$$\frac{dt}{d\tau} = a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}. \quad (1.33)$$

Уравнение (1.33) есть дифференциальное уравнение теплопроводности для одномерного потока теплоты.

Если тепловая энергия распространяется по нормали к изотермическим поверхностям, то вектор плотности теплового потока можно разложить на три составляющие по координатным осям (рис. 1.24).

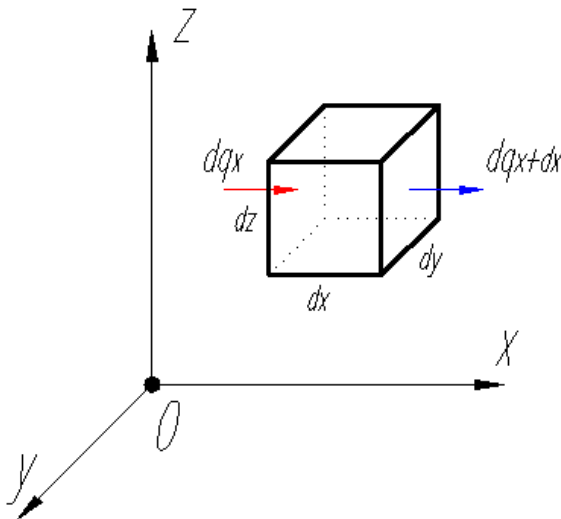


Рис. 1.23 – Тепловой поток через элементарный объем (одномерный)

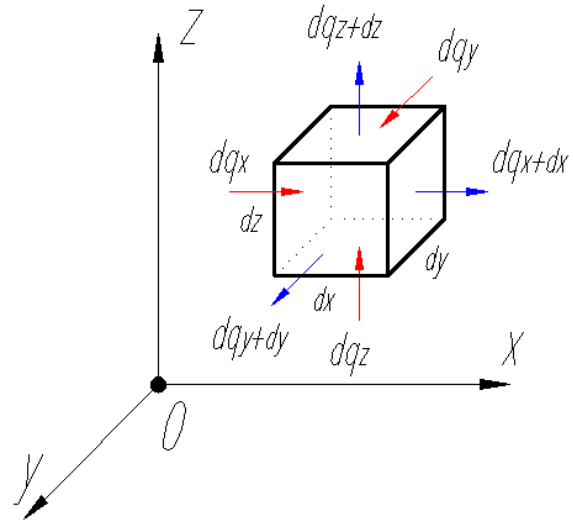


Рис. 1.24 – Тепловой поток через элементарный объем (трехмерный)

Количество аккумулированной элементарным объемом тела теплоты будет равно следующей сумме:

$$-\left(\frac{\partial q_x}{\partial x} + \frac{\partial q_y}{\partial y} + \frac{\partial q_z}{\partial z}\right) dxdydz = c_p \rho \frac{dt}{d\tau} dxdydz. \quad (1.34)$$

Тогда дифференциальное уравнение примет вид:

$$\frac{dt}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right). \quad (1.35)$$

Аналитическая теория теплоты ставит перед собой цель – получение общего решения задачи. Такие решения получаются достаточно сложными даже для тел простой формы: плоской стенки, цилиндра и шара [4, С. 223].

Любой процесс нагревания или охлаждения тела можно условно разделить на три режима. Первый из них охватывает начало процесса, когда характерной особенностью является распространение температурных возмущений в пространстве и захват все новых и новых слоев тела. Скорость изменения температуры в отдельных точках тела при этом различна, и поле температур сильно зависит от начального состояния, которое, вообще говоря, может быть различным. Поэтому первый режим характеризует *начальную стадию развития процесса*. С течением времени влияние начальных неравномерностей сглаживается, и относительная скорость изменения температуры во всех точках тела становится постоянной. Это, так называемый, *режим упорядоченного процесса*. По прошествии длительного времени (аналитически по истечении бесконечно большого времени) наступает третий этап – *стационарный режим*, характерной особенностью которого является постоянство распределения температур во времени. Если при этом во всех точках тела температура одинакова и равна температуре окружающей среды, то это состояние теплового равновесия.

Аналитическое решение задач теории теплопроводности получается сложным, потому что ставит перед собой цель получить общую зависимость сразу для всех трех режимов. Если же отказаться от этого, то задача значительно упрощается. Именно по этому пути пошли многие исследователи.

При решении многих практических задач по охлаждению и нагреванию тел различной формы начальным или первым режимом процесса можно пренебречь. Тогда остается только второй, который подчиняется простому экспоненциальному закону. **Георгий Михайлович Кондратьев** (1887-1958) назвал этот режим *регулярным*. Он создал *теорию регулярного режима* и предложил ряд способов использования этой теории для решения практических задач [12].

Необходимость расчета теплообмена при нестационарном тепловом режиме определяется его значимостью в рабочем процессе рассчитываемого агрегата. Так, например, в работе паровых котлов и большинства аппаратов электростанций нестационарный режим возникает лишь при пуске в работу, выключении и изменении режима работы. В работе же нагревательных печей нестационарный режим является основным. При расчете приходится определять время, необходимое для нагрева металла до заданной температуры, или температуру, до которой металл нагреется в течение определенного промежутка времени.

Дифференциальное уравнение теплопроводности (1.35) выведено на основе общих законов физики, и оно описывает явление теплопроводности в самом

общем виде. Поэтому можно сказать, что полученное дифференциальное уравнение описывает целый класс явлений теплопроводности. Для того чтобы из бесчисленного количества конкретных задач выделить рассматриваемый случай и дать ему полное математическое описание, к дифференциальному уравнению необходимо присоединить математическое описание всех частных особенностей рассматриваемого процесса [2, С. 22–24].

Эти частные особенности, которые совместно с дифференциальным уравнением дают полное математическое описание конкретного процесса теплопроводности, называются *условиями однозначности* или *краевыми условиями*.

Условия однозначности включают в себя следующие элементы:

- а) геометрические условия, характеризующие форму и размеры тела, в котором протекает процесс;
- б) физические условия, характеризующие физические свойства (параметры) среды и исследуемого тела;
- в) временные (начальные) условия, характеризующие распределение температур в изучаемом теле в начальный момент времени;
- г) граничные условия, характеризующие взаимодействие рассматриваемого тела с окружающей средой.

Геометрическими условиями задаются форма и линейные размеры тела, в котором протекает процесс.

Физическими условиями задаются физические параметры тела (λ , c_p , ρ и др.) и может быть задан закон распределения внутренних источников теплоты.

Начальные условия необходимы при рассмотрении нестационарных процессов и состоят в задании закона распределения температуры внутри тела в начальный момент времени. В общем случае начальное условие аналитически может быть записано следующим образом:

$$t = t(x, y, z, 0), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.36)$$

В случае равномерного распределения температуры в теле в начальный момент времени при $\tau = 0$ начальные условия упрощаются:

$$t = t_n = \text{const}, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.37)$$

Граничные условия могут быть заданы несколькими способами.

Граничные условия первого рода. При этом задается распределение температуры на поверхности тела для каждого момента времени (рис. 1.25а):

$$t_c = t_c(x, y, z, \tau), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.38)$$

В частном случае, когда температура на поверхности является постоянной величиной на протяжении всего времени протекания процессов теплообмена, уравнение (1.38) упрощается и принимает вид:

$$t_c = \text{const}, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (1.39)$$

Граничные условия второго рода. При этом задаются значения плотности теплового потока для каждой точки поверхности тела и любого момента времени (рис. 1.25б). Аналитически это можно представить следующим образом:

$$q_c = q_c(x, y, z, \tau), \text{ Вт/м}^2, \quad (1.40)$$

где q_c - плотность теплового потока на поверхности тела, Вт/м².

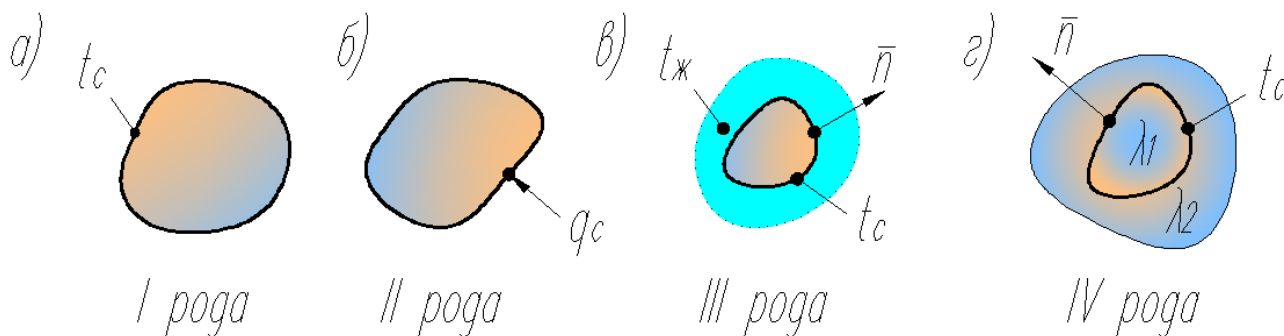


Рис. 1.25 – Интерпретация четырех способов задания граничных условий

В простейшем случае плотность теплового потока на поверхности тела во времени остается постоянной:

$$q_c = q_n = \text{const}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.41)$$

Такой случай теплообмена имеет место, например, при нагревании различных металлических изделий в высокотемпературных печах.

Граничные условия третьего рода. При этом задаются температура окружающей среды $t_{\text{ж}}$ и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой (рис. 1.25в). Граничное условие третьего рода характеризует закон теплообмена между поверхностью и окружающей средой в процессе охлаждения и нагревания тела. Для описания процесса теплообмена между поверхностью тела и средой используется закон Ньютона–Рихмана.

Процесс теплообмена между поверхностью тела и средой относится к очень сложным процессам и зависит от большого количества параметров. Согласно закону Ньютона–Рихмана, количество теплоты, отдаваемое единицей поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела t_c и окружающей среды $t_{\text{ж}}$ ($t_c > t_{\text{ж}}$):

$$q = \alpha(t_c - t_{\text{ж}}), \text{ Вт/м}^2, \quad (1.42)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К).

Согласно закону сохранения энергии, количество теплоты, которое отводится с единицы поверхности в единицу времени вследствие теплоотдачи, должно равняться количеству теплоты, проводимому к единице поверхности в единицу времени теплопроводностью из внутренних объемов тела. Тогда граничное условие третьего рода можно записать в виде:

$$\left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_c = -\frac{\alpha}{\lambda} (t_c - t_{\text{ж}}), \quad (1.43)$$

где n - нормаль к поверхности тела, м; индекс «с» указывает на то, что температура и градиент относятся к поверхности тела.

Процесс теплообмена между поверхностью тела и средой зависит от геометрии теплообмена, температуры стенки и омывающей среды и т. п. Коэффициент теплоотдачи α также зависит от большого числа факторов. Подробно эти вопросы будут рассмотрены в соответствующей части учебного пособия.

Граничные условия четвертого рода. В этом случае задаются условия теплообмена системы тел или тела с окружающей средой по закону теплопроводности (рис. 1.25г). Предполагается, что между телами осуществляется идеальный контакт (температуры соприкасающихся поверхностей одинаковы). В рассматриваемых условиях имеет место равенство плотности тепловых потоков, проходящих через поверхность соприкосновения:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial t_1}{\partial n} \right)_c = \lambda_2 \left(\frac{\partial t_2}{\partial n} \right)_c. \quad (1.44)$$

Дифференциальное уравнение теплопроводности (1.35) совместно с условиями однозначности дает полную математическую формулировку конкретной задачи теплопроводности. Поставленная таким образом задача решается аналитическим, численным или экспериментальным методом.

В результате решения уравнения (1.35) может быть найдена такая функция, которая одновременно удовлетворяла бы этому уравнению и краевым условиям. Решение уравнения производится, как правило, при помощи *рядов Фурье*. Для различных краевых условий результаты получаются различными, но методология решения в основном одинакова. Для технических целей в большинстве случаев можно ограничиться рассмотрением течения процесса лишь в одном каком-либо направлении. Рассмотрим такие тепловые процессы для плоской, цилиндрической и шаровой стенки [4, С. 225–231].

Плоская стенка. Пусть толщина плоской стенки (пластины) (рис. 1.26) составляет 2δ ($l = \delta$). Если толщина пластины мала по сравнению с длиной и шириной, то такую стенку обычно называют *неограниченной*. Изменение температуры происходит только в направлении Ox (задача является одномерной). Охлаждение плоской стенки происходит в среде с постоянной температурой $t_{\text{ж}}$. На обеих поверхностях пластины отвод теплоты осуществляется при постоян-

ном во времени коэффициенте теплоотдачи α . Отчет температуры плоской стенки для любого момента времени будем вести от температуры окружающей среды, т. е. $\vartheta = t_{\text{ж}} - t$. Так как задача в пространстве одномерная, то дифференциальное уравнение теплопроводности (1.35) примет вид:

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2}. \quad (1.45.1)$$

Начальное условие при $\tau = 0$:

$$\vartheta = \vartheta_{\text{н}}. \quad (1.45.2)$$

Граничные условия при $x = \pm \delta$:

$$-\frac{\partial \vartheta}{\partial x} = \frac{\alpha}{\lambda} \vartheta. \quad (1.45.3)$$

При решении технических задач в большинстве случаев достаточно знать температуру на поверхности $\vartheta_{\text{с}}$ и в средней плоскости ϑ_0 стенки. В этом случае решение уравнения теплопроводности (1.45.1) для $\vartheta_{\text{с}}$ и ϑ_0 можно представить в следующем функциональном виде соответственно:

$$\frac{\vartheta_{\text{с}}}{\vartheta_{\text{н}}} = \Phi_{\text{с}}(\text{Bi}, \text{Fo}), \quad (1.45.4)$$

$$\frac{\vartheta_0}{\vartheta_{\text{н}}} = \Phi_0(\text{Bi}, \text{Fo}), \quad (1.45.5)$$

где $\text{Bi} = \frac{\alpha l}{\lambda}$ - число Био; $\text{Fo} = \frac{a\tau}{l^2}$ - число Фурье.

Число Био Bi – критерий краевого подобия. Представляет собой отношение термического сопротивления стенки к термическому сопротивлению передачи теплоты (теплоотдачи) на поверхности.

Число Фурье Fo – критерий тепловой гомохромности. Характеризует отношение между скоростью изменения тепловых условий в окружающей среде и скоростью перестройки температуры внутри рассматриваемого тела.

Число Био вместе с числом Фурье являются определяющими при решении задач нестационарной теплопроводности.

Кроме распределения температур, часто требуется знать количество теплоты ΔQ , переданное за время $\Delta \tau$. Отношение ΔQ к теплоте $\Delta Q_{\text{н}}$, которая может быть отдана (или получена) телом за время полного охлаждения (нагрева), также является функцией только двух чисел подобия Bi и Fo :

$$\frac{\Delta Q}{\Delta Q_n} = \Phi_Q(Bi, Fo). \quad (1.45.6)$$

Зависимости (1.45.4–1.45.6) приведены в приложении 3 в виде графиков.

При определении искомых величин необходимо сначала вычислить значения чисел подобия Bi и Fo , по которым из графиков определяются ϑ_c/ϑ_n , ϑ_0/ϑ_n и $\Delta Q/\Delta Q_n$. Так как ϑ_n и ΔQ_n известны, то легко вычисляются значения ϑ_c , ϑ_0 и ΔQ . Величина $\Delta Q_n = c_p \rho \vartheta_n 2\delta F$, где F - площадь боковой поверхности плоской стенки, m^2 . По этим данным можно приближенно построить всю кривую распределения температуры в теле, пользуясь тем, что направление касательных к этой кривой известно в трех точках (рис. 1.27). Так, например, из точек $x = \pm\delta$ касательные проходят через направляющие точки O_1 и O_2 , расположенные на расстоянии $\pm\lambda/\alpha$ от стенки. В точке $x=0$ касательная горизонтальна в силу симметрии температурной кривой при $\partial\vartheta/\partial x = 0$. Таким образом, можно построить кривую распределения температуры в плоском однородном теле для любого момента времени τ .

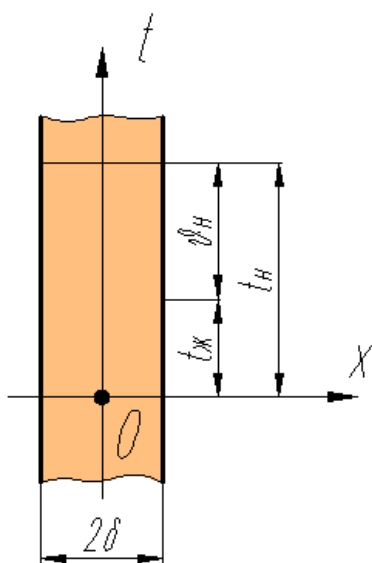


Рис. 1.26 – К охлаждению плоской неограниченной стенки (начальный момент времени)

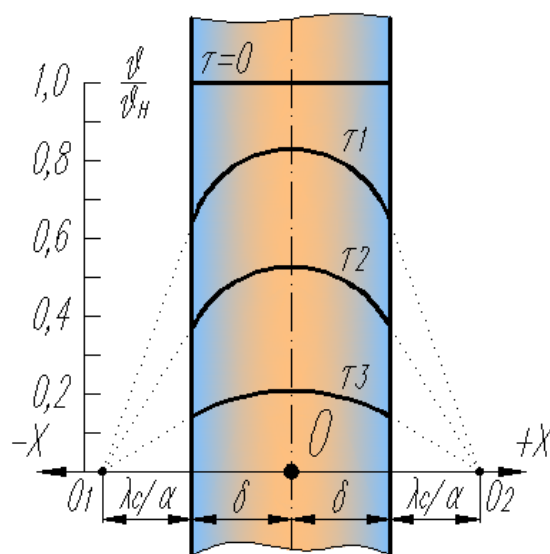


Рис. 1.27 – Изменение температурного поля при охлаждении плоской неограниченной стенки

Абсолютные значения температуры тела на поверхности и в плоскости симметрии для любого момента времени определяются из соотношений:

$$\frac{\vartheta_c}{\vartheta_n} = \frac{t_c - t_{ж}}{t_n - t_{ж}}, \quad (1.45.7)$$

$$\frac{\vartheta_0}{\vartheta_n} = \frac{t_0 - t_{ж}}{t_n - t_{ж}}, \quad (1.45.8)$$

где t_c - температура на поверхности плоской стенки, °С; $t_{ж}$ - температура окружающей среды, °С; t_n - начальная температура стенки, °С; t_0 - температура в центральной части плоской стенки, °С.

Приведенные сведения применимы для охлаждения и нагревания, а также для двустороннего и одностороннего процессов. В последнем случае величина δ будет означать полную толщину плоской стенки.

Цилиндрическая стенка. Для бесконечно длинного цилиндра (стержня) с радиусом R дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right). \quad (1.46.1)$$

Начальное условие при $\tau = 0$:

$$\vartheta = \vartheta_n. \quad (1.46.2)$$

Граничные условия при $r = R$:

$$-\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = \frac{\alpha}{\lambda} \vartheta. \quad (1.46.3)$$

Решение относительно ϑ_c/ϑ_n , ϑ_0/ϑ_n и $\Delta Q/\Delta Q_n$ также является функцией только двух чисел подобия: $Bi = \alpha R/\lambda$ и $Fo = a\tau/R^2$. Эти зависимости в виде графиков представлены в приложении 3.

Величина $\Delta Q_n = c_p \vartheta_n \pi R^2 l$, где l - длина участка цилиндра, м.

Шаровая стенка. Для шара радиусом R дифференциальное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\frac{d\vartheta}{d\tau} = a \left(\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right). \quad (1.47.1)$$

Начальное условие при $\tau = 0$:

$$\vartheta = \vartheta_n. \quad (1.47.2)$$

Граничные условия при $r = R$:

$$-\frac{\partial \vartheta}{\partial r} = \frac{\alpha}{\lambda} \vartheta. \quad (1.47.3)$$

В данном случае решение относительно ϑ_c/ϑ_n , ϑ_0/ϑ_n и $\Delta Q/\Delta Q_n$ также является функцией только двух чисел подобия: $Bi = \alpha R/\lambda$ и $Fo = \alpha\tau/R^2$. Эти зависимости в виде графиков представлены в приложении 3.

Величина $\Delta Q_n = 4/3c_p\rho\vartheta_n\pi R^3$.

Скорость протекания теплового процесса для какого-либо тела тем больше, чем больше отношение его поверхности к объему. В этом легко убедиться, если для тел различной формы сравнить значение ϑ_0 при одинаковых значениях Fo . Такое сопоставление приведено на рис. 1.28, где для различных тел даны зависимости ϑ_0 при одинаковых значениях Fo . Из рис. 1.28 видно, что для шарообразных тел скорость процесса больше, чем для любых других. Для цилиндрических и призматических тел скорость процесса в сильной мере зависит от их длины. Чем меньше длина, тем выше скорость протекания процесса.

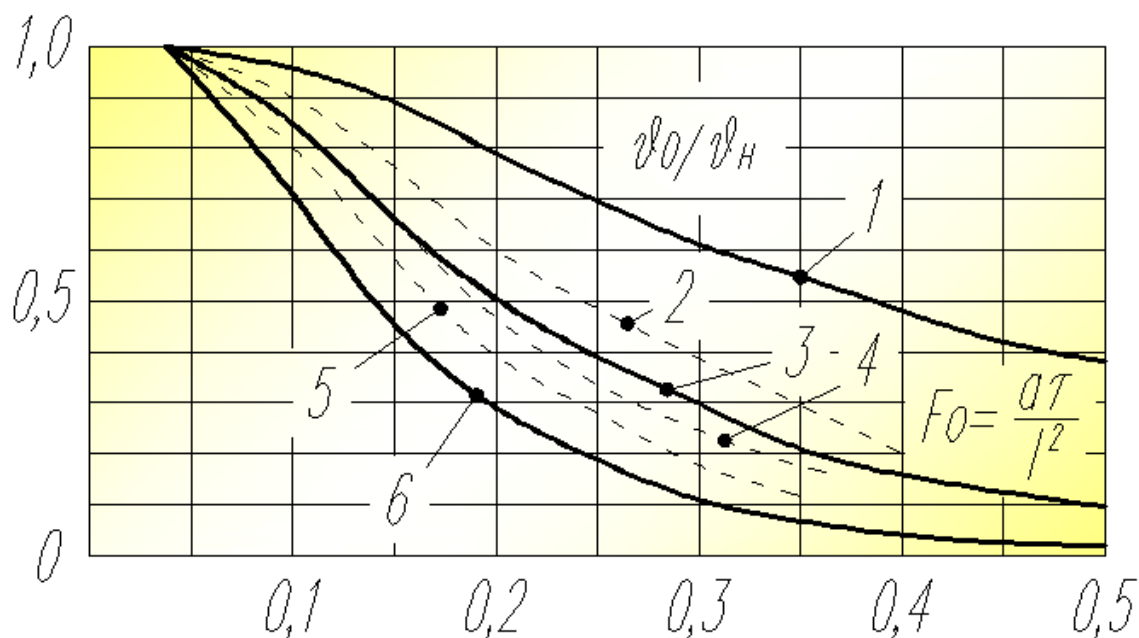


Рис. 1.28 – Зависимость $\vartheta_0/\vartheta_n = \Phi_0(Bi, Fo)$ для тел различной формы при $Bi \rightarrow \infty$:
1 – пластина; 2 – квадратная балка бесконечной длины; 3 – цилиндр бесконечной длины; 4 – куб; 5 – цилиндр (длина равна диаметру); 6 – шар

Короткие цилиндры, прямоугольные призмы и параллелепипеды можно рассматривать соответственно как тела, образованные пересечением взаимно перпендикулярных цилиндра и пластины, двух пластин и трех пластин неограниченных размеров, но конечной толщины. Для цилиндра конечной длины толщина пластины 2δ берется равной длине цилиндра l . Относительная температура для какой-либо точки цилиндра равна произведению относительных температур этой точки, полученных для бесконечно длинного цилиндра и пластины бесконечной протяженности.

Этот метод перемножения относительных температур применим также для прямоугольных призм и параллелепипедов. Например, относительная температура на поверхности середины длины цилиндра равна произведению относи-

тельной температуры поверхности бесконечно длинного цилиндра ϑ_c/ϑ_n на относительную температуру в середине неограниченной пластины ϑ_0/ϑ_n . Точно так же относительная температура на оси в середине цилиндра равна произведению относительной температуры оси ϑ_0/ϑ_n бесконечного цилиндра на относительную температуру оси ϑ_0/ϑ_n неограниченной пластины.

1.2. Краткие сведения по теории конвективного теплообмена

Теплоотдачей называется конвективный теплообмен между твердым телом и движущейся средой (жидкостью или газом), который осуществляется совместным действием теплопроводности и конвекции при наличии температурного напора между телом и средой. Движение подвижной среды может быть вызвано *естественными* (термогравитационным эффектом) и *искусственными* (насосами, вентиляторами, компрессорами и т. п.) *источниками*.

Поскольку процесс теплоотдачи связан с движением среды, выделяют два основных режима течения жидкости – *ламинарный*, при котором частицы движутся упорядоченно, слои не перемешиваются друг с другом, и *турбулентный*, когда частицы совершают неупорядоченные движения, в результате чего различные слои интенсивно перемешиваются. Переход от одного режима к другому определяется некоторым «критическим» значением числа Рейнольдса.

При течении среды на поверхности стенки образуется *гидродинамический пограничный слой вязкой жидкости*. В пределах этого слоя по нормали к поверхности скорость потока изменяется от нуля на поверхности до скорости невозмущенного потока на внешней границе слоя. Движение жидкости в пограничном слое может иметь ламинарный и турбулентный характер, а толщина слоя постепенно возрастает по направлению течения жидкости.

В условиях теплообмена на поверхности стенки образуется *тепловой пограничный слой*, в пределах которого температура теплоносителя изменяется от температуры стенки t_c до температуры среды вдали от стенки $t_{ж}$.

Для описания конвективного теплообмена используют **коэффициент теплоотдачи** α , Вт/(м²·К), который характеризует интенсивность теплового взаимодействия между стенкой и омывающей средой. Различают *средний* по всей поверхности теплообмена коэффициент теплоотдачи и *местный (локальный)*, определяемый в заданной точке поверхности стенки. Для нахождения коэффициента α применяют, в первую очередь, **теорию подобия** [13].

При экспериментальном (эмпирическом) изучении конвективных тепловых процессов принято выражать математическое описание процесса и расчетные уравнения в виде зависимостей между **числами (критериями) подобия**, представляющие собой безразмерные комплексы.

Уравнения подобия, выражая обобщенную зависимость между величинами, характеризующими процесс, справедливы для всех подобных между собой процессов. В теории теплообмена рассматривают три теоремы подобия.

Первая теорема подобия: для подобных между собой процессов все одноименные числа подобия численно равны.

Вторая теорема подобия: связь между числами подобия выражается в форме однозначной функциональной зависимости.

Третья теорема подобия: условия подобия физических явлений заключаются в подобии условий однозначности и равенстве одноименных чисел подобия, составленных из величин, входящих в эти условия.

Число Нуссельта – безразмерный коэффициент теплоотдачи, который характеризует интенсивность конвективного теплообмена между поверхностью тела и потоком жидкости:

$$Nu_{лж} = \frac{\alpha l}{\lambda_{ж}}, \quad (1.48)$$

где α – коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); l – характерный линейный размер тела, м; $\lambda_{ж}$ – коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м · К).

Через известный коэффициент теплоотдачи α рассчитывается тепловой поток по закону Ньютона-Рихмана:

$$Q = \alpha \Delta t F, \text{ Вт}, \quad (1.49)$$

где Δt – температурный напор, °С; F – площадь теплообмена между твердым телом и окружающей средой, м².

Температурный напор Δt из уравнения (1.49) можно определить тремя различными способами (рис. 1.29):

$$\text{начальный: } \Delta t = t_c - t_{ж}', \text{ конечный: } \Delta t = t_c - t_{ж}'', \text{ } ^\circ\text{С}, \quad (1.50.1)$$

$$\text{среднеарифметический: } \Delta t = t_c - 0,5(t_{ж}' + t_{ж}'), \text{ } ^\circ\text{С}, \quad (1.50.2)$$

$$\text{среднелогарифмический: } \Delta t = (t_{ж}'' - t_{ж}') / \ln \frac{t_c - t_{ж}'}{t_c - t_{ж}'}, \text{ } ^\circ\text{С}, \quad (1.50.3)$$

где t_c – средняя температура поверхности стенки, °С; $t_{ж}'$ и $t_{ж}''$ – соответственно температура жидкости на входе и на выходе из трубопровода, °С.

Число Прандтля – безразмерная характеристика теплофизических свойств жидкости. Дает соотношение между интенсивностями молекулярного переноса количества движения и переноса теплоты теплопроводностью:

$$Pr_{ж} = \frac{v_{ж}}{a_{ж}} = \frac{\mu_{ж}}{a_{ж} \rho_{ж}} = \frac{c_{p,ж} \mu_{ж}}{\lambda_{ж}}, \quad (1.51)$$

где $\nu_{\text{ж}}$ и $\mu_{\text{ж}}$ - соответственно коэффициенты кинематической, $\text{м}^2/\text{с}$, и динамической, $\text{Па} \cdot \text{с}$, вязкости жидкости; $a_{\text{ж}} = \lambda_{\text{ж}} / (c_p \rho)_{\text{ж}}$ - коэффициент температуропроводности жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$.

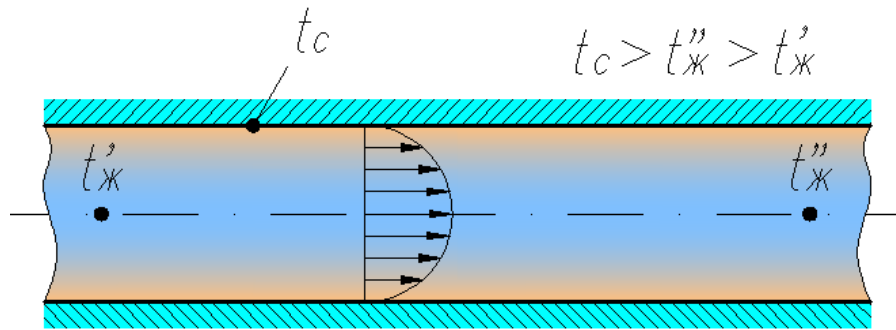


Рис. 1.29 – К определению температурного напора

Число Грасгофа – критерий свободной тепловой конвекции. Определяет процесс теплообмена при свободном движении жидкости в поле тяготения:

$$\text{Gr}_{l_{\text{ж}}} = \frac{gl^3}{\nu_{\text{ж}}^2} \beta_{\text{ж}} (t_c - t_{\text{ж}}), \quad (1.52)$$

где $\beta_{\text{ж}}$ - температурный коэффициент объемного расширения жидкости, К^{-1} .



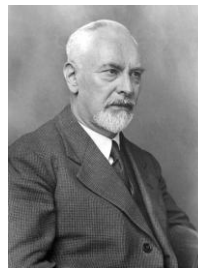
Вильгельм
Нуссельт
(1882-1957)



Исаак
Ньютон
(1642-1727)



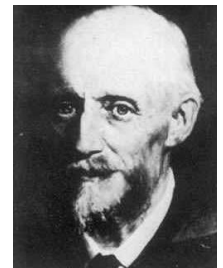
Георг
Вильгельм
Рихман
(1711-1753)



Людвиг
Прандтль
(1875-1953)



Франц
Грасгоф
(1826-1893)



Осборн
Рейнольдс
(1842-1912)

Для идеальных газов $\beta_{\text{ж}} = 1/T_{\text{ж}} = 1/(t_{\text{ж}} + 273,15)$. Для капельных жидкостей приближенно $\beta_{\text{ж}} \approx (\rho_c - \rho_{\text{ж}}) / [\rho_{\text{ж}} (t_c - t_{\text{ж}})]$, где ρ_c и $\rho_{\text{ж}}$ - плотность жидкости соответственно при температурах t_c и $t_{\text{ж}}$.

Число Рейнольдса – критерий режима движения жидкости:

$$\text{Re}_{l_{\text{ж}}} = \frac{wl}{\nu_{\text{ж}}} = \frac{wl\rho_{\text{ж}}}{\mu_{\text{ж}}}, \quad (1.53)$$

где w - характерная скорость потока, $\text{м}/\text{с}$.

Свободная конвекция – это движение среды, возникающее в гравитационном поле вследствие неоднородного распределения плотности жидкости, вызванного в однофазной среде наличием температурного градиента. При этом движение в пограничном слое может быть *ламинарным* и *турбулентным*. Поля скорости и температуры существенно зависят друг от друга [4, С. 94–100].

В инженерной практике принято разделять свободную конвекцию в большом объеме и ограниченном пространстве.

Большой объем. Теплоотдача при ламинарном режиме $(Gr \cdot Pr)_{h_{жк}} = 10^3 - 10^9$ для вертикальных трубопроводов и пластин определяется по формуле:

$$Nu_{h_{жк}} = 0,76(Gr \cdot Pr)_{h_{жк}}^{0,25} \cdot \left(\frac{Pr_{жк}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.54)$$

Определяющий размер – высота h , м, поверхности теплообмена. Определяющая температура – температура жидкости $t_{жк}$ вдали от тела (кроме числа Прандтля Pr_c , которое определяется для жидкости по температуре стенки t_c).

При свободном движении жидкости в пограничном слое температура жидкости изменяется от t_c до $t_{жк}$, а скорость – от нуля у стенки проходит через максимум и на большом удалении от стенки снова равна нулю (рис. 1.30).

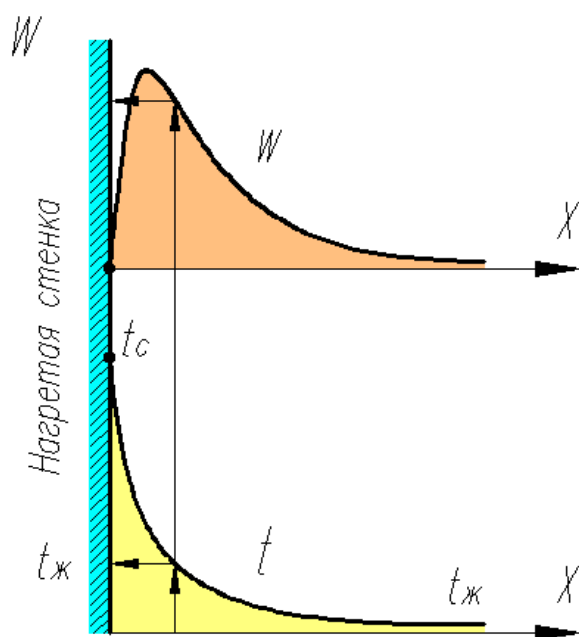


Рис. 1.30 – Изменение скорости и температуры жидкости при свободном движении среды вдоль нагретой вертикальной стенки

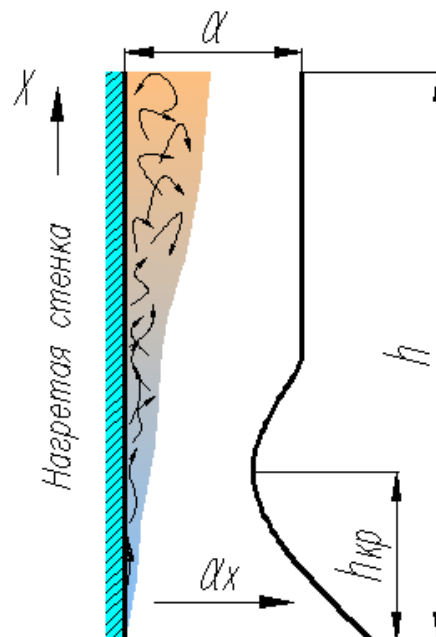


Рис. 1.31 – Изменение коэффициента теплоотдачи α по высоте вертикального трубопровода или стенки при свободном движении среды

В соответствии с рис. 1.31 вначале толщина нагретого слоя незначительна и течение жидкости имеет ламинарный характер. Однако по направлению дви-

жения потока толщина слоя увеличивается и при определенном его значении течение жидкости становится неустойчивым, которое впоследствии переходит в неупорядоченное турбулентное течение с отрывом вихрей от стенки. С изменением характера движения изменяется интенсивность тепловой конвекции. При ламинарном движении вследствие увеличения толщины пограничного слоя коэффициент теплоотдачи по направлению движения потока убывает, а при турбулентном он резко возрастает и затем по высоте остается постоянным.

При значениях $(Gr \cdot Pr)_{h_{ж}} > 10^9$ на вертикальных поверхностях образуется на начальном участке *ламинарный пограничный слой*, который затем переходит в *турбулентный пограничный слой*. Границей между этими слоями служит сечение на высоте $h_{кр}$ (рис. 1.31), определяемое по формуле:

$$h_{кр} = 10^3 [\nu a / (g \beta \Delta t)]_{ж}^{1/3}, \text{ мм.} \quad (1.55)$$

Тогда теплоотдача на ламинарном участке до высоты $h_{кр}$ рассчитывается по выражению (1.54), а на турбулентном участке высотой $h - h_{кр}$ (где h – полная длина трубы или высота пластины, м) находится по соотношению:

$$Nu_{h_{ж}} = 0,15 (Gr \cdot Pr)_{h_{ж}}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_{с}} \right)^{0,25}. \quad (1.56)$$

Тогда средний по высоте коэффициент конвективного теплообмена при наличии ламинарного $\alpha_{л}$ и турбулентного $\alpha_{т}$ участков пограничного слоя на вертикальной поверхности тела будет равен:

$$\alpha_{ср} = \frac{\alpha_{л} h_{кр} + \alpha_{т} (h - h_{кр})}{h}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}. \quad (1.57)$$

Движение жидкости вдоль вертикальной стенки (или вдоль вертикального трубопровода) типично также и для горизонтальных труб и тел овальной формы (рис. 1.32). Для горизонтального трубопровода с наружным диаметром d :

– при $(Gr \cdot Pr)_{п.с} = 10^{-3} - 10^3$ (п.с – пограничный слой):

$$Nu_{п.с} = 1,18 (Gr \cdot Pr)_{п.с}^{0,125}; \quad (1.58)$$

– при $(Gr \cdot Pr)_{п.с} = 10^3 - 10^8$:

$$Nu_{п.с} = 0,50 (Gr \cdot Pr)_{п.с}^{0,25}. \quad (1.59)$$

Определяющий размер – d , определяющая температура $t_{п.с} = 0,5(t_{с} + t_{ж})$.

Около нагретых горизонтальных плоских стенок или плит движение жидкости имеет иной характер и в значительной мере зависит от положения плиты и ее геометрических размеров.

Теплоотдача горизонтальной пластины с теплоотдающей поверхностью, обращенной вверх или вниз, рассчитывается по формуле (1.54), причем во втором случае полученный коэффициент теплоотдачи следует уменьшить в 2 раза. За определяющий размер принимается меньшая сторона пластины.

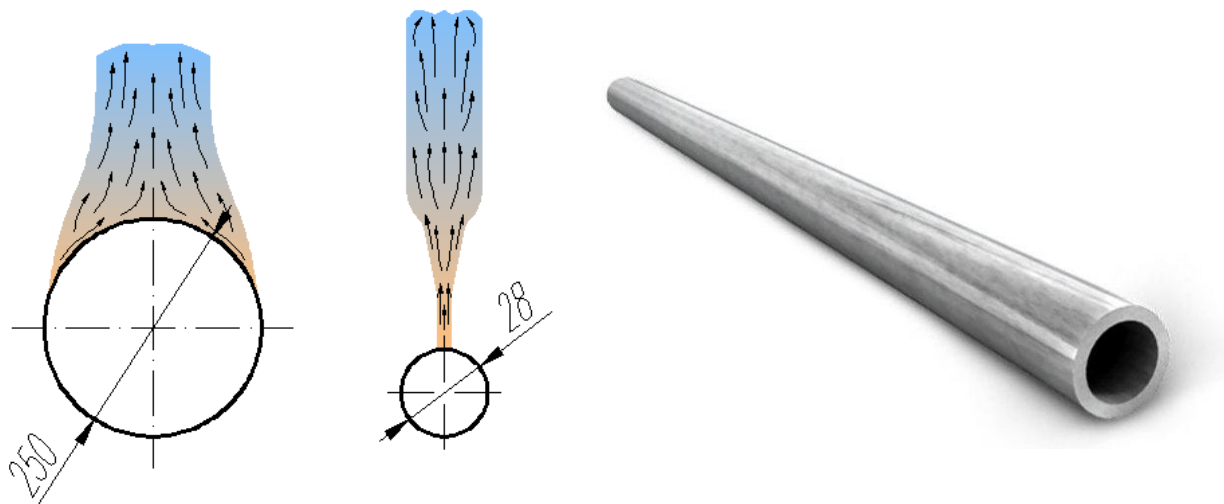


Рис. 1.32 – Характер свободного движения воздуха около горизонтальных труб

Ограниченное пространство. Выше рассмотрены условия теплообмена в неограниченном пространстве, где происходит только одно явление, например, нагрев жидкости. В ограниченном пространстве явления нагревания и охлаждения протекают вблизи друг от друга и разделить их невозможно. В этом случае процесс нужно рассматривать в целом. Вследствие ограниченности пространства и наличия восходящих и нисходящих потоков газа усложняется условие движения, которое зависит от формы и геометрических размеров стенок канала, от рода жидкости и температурного напора.

В вертикальных каналах в зависимости от их толщины δ циркуляция жидкости может протекать двояко. Если толщина δ достаточно велика, то восходящий и нисходящий потоки протекают без взаимных помех (рис. 1.33а) и имеют такой же характер течения, как и вдоль вертикальной поверхности в неограниченном объеме. Если же толщина δ мала, то вследствие взаимных помех потоков газа в канале возникают циркуляционные контуры (рис. 1.33б). В горизонтальных каналах и щелях процесс определяется взаимным расположением нагретых и холодных поверхностей и расстоянием между ними. Если нагретая поверхность расположена сверху, то циркуляция совсем отсутствует (рис. 1.33в). Если же нагретая поверхность расположена снизу, то имеются восходящие и нисходящие потоки, которые между собой чередуются (рис. 1.33г).

Для облегчения расчета такой сложный процесс конвективного теплообмена принято рассматривать как элементарное явление теплопроводности, вводя при этом эквивалентный коэффициент теплопроводности:

$$\lambda_{\text{экв}} = \frac{Q\delta}{F\Delta t}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}. \quad (1.60)$$

Если значение $\lambda_{\text{экв}}$ разделить на коэффициент теплопроводности среды $\lambda_{\text{ж}}$, то получим безразмерную величину, которая характеризует собой влияние конвекции и называется *коэффициентом конвекции*:

$$\varepsilon_{\text{к}} = \frac{\lambda_{\text{экв}}}{\lambda_{\text{ж}}}. \quad (1.61)$$

Так как циркуляция жидкости обусловлена разностью плотностей нагретых и холодных частиц, то $\varepsilon_{\text{к}} = f(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}}$. Независимо от формы канала или щели за определяющий размер принята их толщина δ (рис. 1.33), а за определяющую температуру – $t_{\text{ж}} = 0,5(t_{\text{с1}} + t_{\text{с2}})$.

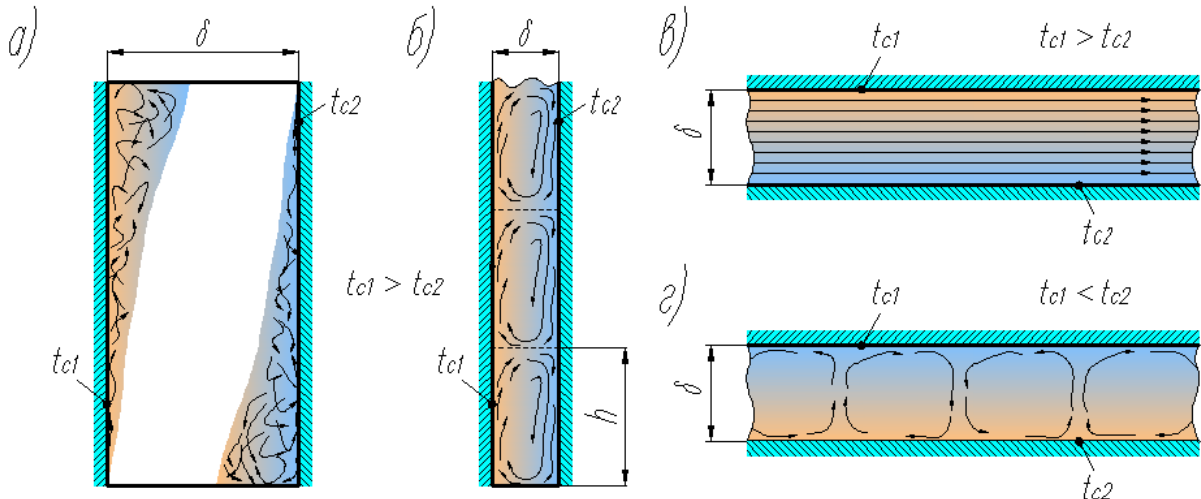


Рис. 1.33 – Характер естественной циркуляции жидкости в ограниченном замкнутом пространстве

При малых величинах аргумента $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}} < 10^3$ значение функции $\varepsilon_{\text{к}} = 1$. Это означает, что при малых значениях произведения чисел подобия $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}}$ перенос теплоты от горячей стенки к холодной через прослойку обуславливается только теплопроводностью самой жидкости.

При значениях аргумента $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}} = 10^3 - 10^6$:

$$\varepsilon_{\text{к}} = 0,105(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}}^{0,3}. \quad (1.62)$$

При значениях аргумента $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}} = 10^6 - 10^{10}$:

$$\varepsilon_{\text{к}} = 0,40(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_{\text{дж}}^{0,2}. \quad (1.63)$$

Снижение интенсификации переноса теплоты при больших значениях аргумента (1.63) следует объяснять взаимной помехой в движении поднимающихся (нагретых) и опускающихся (охлажденных) потоков жидкости.

В приближенных расчетах вместо формул (1.62) и (1.63) для всей области значений аргумента $(Gr \cdot Pr)_{\delta_{ж}} = 10^3 - 10^{10}$ можно использовать зависимость:

$$\varepsilon_k = 0,18(Gr \cdot Pr)_{\delta_{ж}}^{0,25}, \quad (1.64)$$

которую можно привести к виду:

$$\varepsilon_k = A \sqrt[4]{\delta^3 \Delta t}, \quad (1.65)$$

где $A = 0,18 \frac{(\beta g Pr)_{ж}^{0,25}}{v_{ж}^{0,5}}$ - параметр уравнения.

Если при расчете по формулам (1.64) и (1.65) получается, что $\varepsilon_k < 1$, то это означает, что $(Gr \cdot Pr)_{\delta_{ж}} < 10^3$ и, следовательно, $\varepsilon_k = 1$.

Вынужденная конвекция при продольном обтекании пластины. Когда температура поверхности пластины t_c и температура набегающего потока $t_{ж}$ различны, между поверхностью и потоком теплоносителя происходит процесс теплообмена, описываемый законом Ньютона-Рихмана (1.49) [4, С. 69–78].

В процессе теплообмена около поверхности пластины формируется *тепловой пограничный слой*, в пределах которого температура теплоносителя изменяется от значения t_c до температуры вдали от поверхности $t_{ж}$ (рис. 1.34).

Характер распределения температуры в тепловом пограничном слое зависит от режима течения жидкости в *гидродинамическом пограничном слое*. Сам характер формирования теплового пограничного слоя оказывается сходным с характером развития гидродинамического пограничного слоя. Так, например, при ламинарном режиме отношение толщины гидродинамического $\delta_{л}$ и теплового $\chi_{л}$ слоев зависит только от числа $Pr_{ж}$, т. е. от теплофизических свойств теплоносителя. Это означает, что зависимость $\chi_{л}$ от скорости w и расстояния x сохраняется такой же, как и для гидродинамического слоя $\delta_{л}$. При значении $Pr_{ж} = 1$ толщина слоев оказывается равной друг другу, т. е. $\delta_{л} = \chi_{л}$. При ламинарном течении перенос теплоты между слоями жидкости, движущимися вдоль поверхности, осуществляется путем теплопроводности. При турбулентном пограничном слое основное изменение температуры происходит в пределах тонкого вязкого подслоя δ_{π} около поверхности, через который теплота переносится также путем теплопроводности. В турбулентном ядре пограничного слоя из-за интенсивного перемешивания жидкости изменение температуры незначительно и поле температур имеет ровный характер. Таким образом, при ламинарном и турбулентном режимах движения жидкости в пограничном слое между распределением температур и скоростей существует качественное сходство.

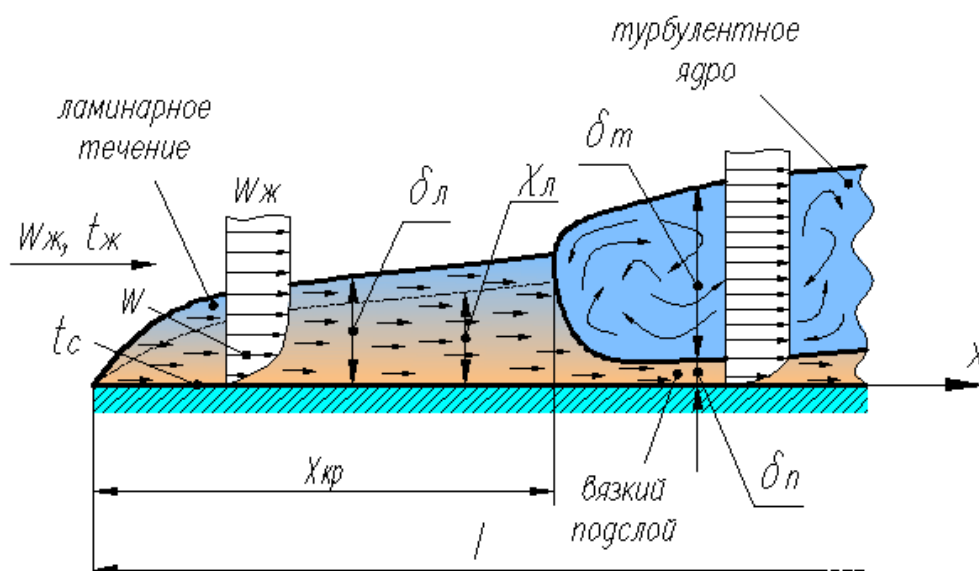


Рис. 1.34 – Схема движения жидкости при обтекании пластины

При увеличении разности температур $t_c - t_{ж}$ происходит дополнительное усложнение процесса, связанное с изменением физических параметров теплоносителя от температуры. Чем значительней перепады температур, тем больше отличается вязкость, теплопроводность и теплоемкость теплоносителя в разных точках в пределах пограничного слоя. В итоге данный эффект оказывает влияние на интенсивность теплоотдачи. Например, если теплота передается от капельной жидкости к стенке (происходит охлаждение жидкости в пограничном слое), то температура слоев жидкости у поверхности становится меньше, а вязкость больше, и, следовательно, изменяется скорость течения. Изменяется гидродинамическая картина движения, что вызовет также изменение теплоотдачи.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи плоской пластины при ламинарном режиме $Re_{лж} \leq 10^5$ следует использовать уравнение:

$$Nu_{лж} = 0,66 Re_{лж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.66)$$

При турбулентном режиме течения жидкости $Re_{лж} > 10^5$ в пограничном слое средний коэффициент теплоотдачи находится через соотношение:

$$Nu_{лж} = 0,037 Re_{лж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.67)$$

Определяющей температурой принимается температура набегающего потока $t_{ж}$ (число Pr_c определяется при температуре стенки t_c). Определяющим геометрическим размером является длина стенки l по направлению потока.

Толщины гидродинамического δ и теплового χ пограничных слоев на поверхности пластины (рис. 1.34) можно рассчитать по уравнениям [14, С. 42]:

- для ламинарного режима $Re_{лж} \leq 10^5$:

$$\delta_{л} \approx 4,96 \times Re_{лж}^{-0,5}, \quad (1.68)$$

$$\chi_{л} = 4,96 \times Re_{лж}^{-0,5} Pr_{ж}^{-0,33}; \quad (1.69)$$

- для турбулентного режима $Re_{лж} > 10^5$:

$$\delta_{т} \approx 0,37 \times Re_{лж}^{-0,2}. \quad (1.70)$$

Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубопроводах. При вынужденном движении жидкости внутри трубопровода обычно разделяют два режима течения потока: ламинарный и турбулентный. Если $Re_{дж}$ меньше критического значения $Re_{кр}$, то режим течения ламинарный. При движении жидкости в трубопроводах $Re_{кр} = 2 \cdot 10^3$. Развитый турбулентный режим течения устанавливается при $Re_{дж} > 1 \cdot 10^4$. Диапазон $2 \cdot 10^3 < Re_{дж} < 1 \cdot 10^4$ соответствует переходному режиму течения жидкости [3, С. 78–93].

Теплоотдача при ламинарном режиме. При ламинарном течении потока перенос теплоты от одного слоя жидкости к другому в направлении нормали к стенке осуществляется путем теплопроводности. В то же время каждый слой имеет в общем случае различную скорость продольного движения. Поэтому наряду с поперечным переносом теплоты путем теплопроводности происходит также конвективный перенос теплоты в продольном направлении.

Рассмотрим развитие процесса теплообмена вдоль трубы (рис. 1.35). Пусть во входном сечении температура жидкости $t_{ж}$ постоянна и по величине отличается от температуры стенки $t_{с}$ трубы. По мере движения потока между жидкостью и стенкой происходит процесс теплообмена, и температура жидкости постоянно изменяется. Вначале вблизи от входного сечения изменение температуры происходит лишь в тонком слое около поверхности. Затем по мере удаления от входного сечения все большая часть потока вовлекается в процесс теплообмена. Таким образом, развитие процесса теплообмена внутри трубы вначале происходит качественно, так же как и при ламинарном пограничном слое на пластине. Около поверхности трубы образуется тепловой пограничный слой, толщина которого постепенно увеличивается в направлении движения потока. На некотором расстоянии от входа трубы $l_{н.т}$ тепловые пограничные слои смыкаются, и в процессе теплообмена далее участвует весь поток жидкости.

Расстояние $l_{н.т}$ может быть приближенно оценено по зависимости:

$$l_{н.т} \approx 0,05d(Re \cdot Pr)_{дж}, \text{ м.} \quad (1.71)$$

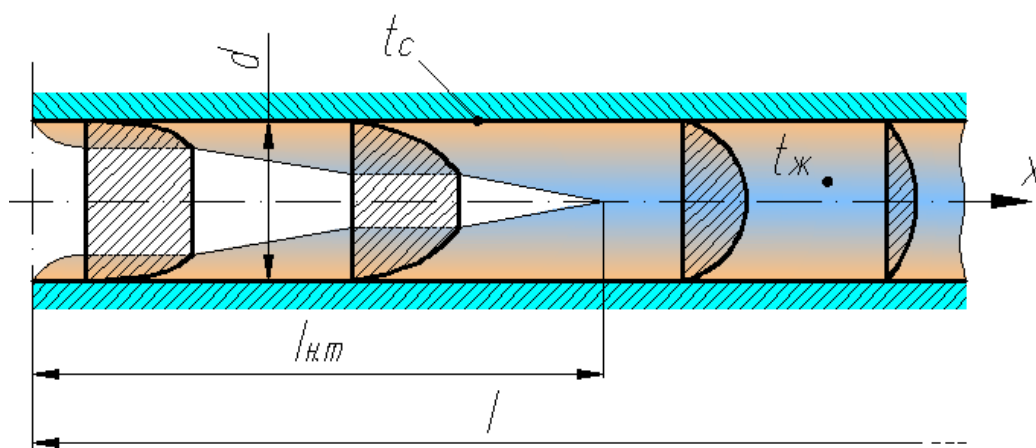


Рис. 1.35 – Изменение распределения температур по сечению и длине при вынужденном движении жидкости в трубопроводе

Обычно на практике ламинарный режим встречается при течении достаточно вязких теплоносителей, таких как различные масла, для которых значения $Pr_{ж}$ значительно превышают единицу. На расстоянии больше, чем $l_{н.т}$, профиль распределения температур по сечению трубы продолжает изменяться.

График изменения коэффициента теплоотдачи в зависимости от длины трубопровода представлен на рис. 1.36.

Значительное влияние на интенсивность теплоотдачи может оказывать зависимость физических свойств жидкости (в первую очередь вязкости) от температуры. Изменение температуры по сечению трубопровода приводит к изменению вязкости, причем, чем больше перепады температур, тем сильнее меняются вязкость и другие физические параметры (теплопроводность, теплоемкость) по сечению трубопровода. Изменение вязкости приводит к изменению профиля поля скоростей, что в свою очередь отражается на интенсивности теплообмена. В зависимости от направления теплового потока изменение профиля скоростей оказывается различным (рис. 1.37).

При охлаждении жидкости ее температура у стенки ниже, а вязкость выше, чем в ядре потока. Поэтому по сравнению с изотермическим течением 1 в этих условиях скорость движения жидкости у стенки ниже, а в ядре потока выше 2. При нагревании жидкости 3, наоборот, скорость течения жидкости у стенки выше, а в ядре потока ниже. На практике обычно скорость и температура на входе в трубопровод имеют профили, близкие к равномерным.

Для рассматриваемых условий расчет среднего коэффициента теплоотдачи при $l/d > 10$ и $Re_{дж} < 2 \cdot 10^3$ может проводиться по формуле:

$$Nu_{дж} = 1,4 \left(Re_{дж} \frac{d}{l} \right)^{0,4} Pr_{ж}^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.72)$$

Определяющей температурой принимается средняя температура потока жидкости $t_{ж}$ (число Pr_c определяется при температуре стенки t_c). Определяю-

щим геометрическим размером является внутренний диаметр трубопровода d . Соотношение (1.72) применимо также для расчета теплообмена в плоских каналах, где определяющий размер – ширина канала h .

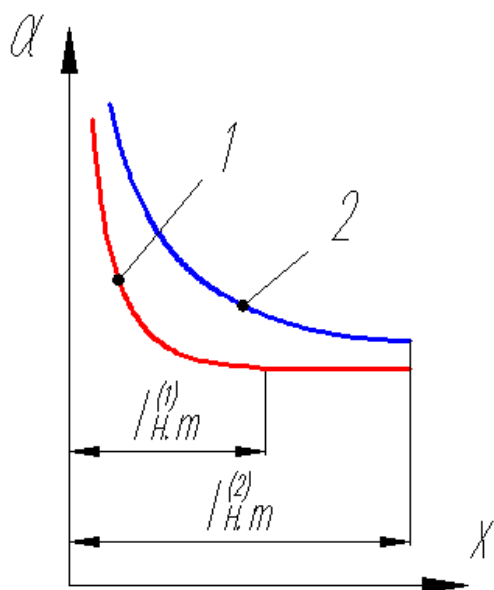


Рис. 1.36 – Изменение коэффициента теплоотдачи в зависимости от длины трубопровода: 1 – локальное значение; 2 – среднее значение

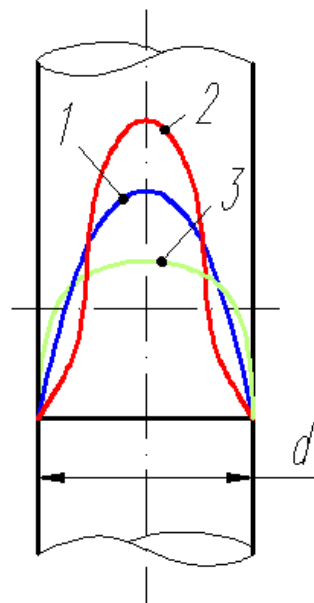


Рис. 1.37 – Распределение скоростей по сечению при ламинарном течении жидкости в трубопроводе: 1 – при изотермическом процессе; 2 – при охлаждении; 3 – при нагревании

Теплоотдача при турбулентном режиме. При турбулентном режиме движения жидкости перенос теплоты внутри подвижной среды осуществляется в основном путем перемешивания. При этом процесс перемешивания протекает настолько интенсивно, что по сечению ядра потока температура жидкости практически постоянна. Резкое изменение температуры наблюдается лишь внутри тонкого слоя у поверхности. На основе анализа и обобщения результатов исследований конвективного переноса теплоты при турбулентном режиме $Re_{дж} > 1 \cdot 10^4$ для расчета средней теплоотдачи установлена зависимость:

$$Nu_{дж} = 0,021 Re_{дж}^{0,8} Pr_{ж}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25} \varepsilon_l. \quad (1.73)$$

За определяющую температуру здесь принята средняя температура жидкости $t_{ж}$, а за определяющий размер – внутренний диаметр трубопровода d .

Коэффициент ε_l учитывает изменение среднего коэффициента теплоотдачи по длине трубопровода. Если $l/d > 50$, то $\varepsilon_l = 1$. При $\varepsilon_l < 1$ необходимо учитывать влияние начального теплового участка. В приложении 4 приведены значения коэффициента ε_l в зависимости от $Re_{дж}$ и отношения l/d .

Соотношение (1.73) применимо к трубам любой формы поперечного сечения – круглого, квадратного, прямоугольного при $a/b=1-40$, кольцевого при $d_2/d_1=1-5,6$ для всех упругих и капельных жидкостей. В случае некруглого сечения определяющий размер в выражении (1.73) равен:

$$d_{\text{экв}} = \frac{4\omega}{\chi}, \text{ м}, \quad (1.74)$$

где ω и χ - соответственно площадь живого сечения, м^2 , и смоченный периметр поперечного сечения канала, м.

Соотношение (1.74) справедливо для каналов сложного поперечного сечения, в частности, когда в трубопроводе большого диаметра расположены одна или несколько труб меньшего диаметра (продольное омывание).

Наконец, следует отметить, что при движении жидкости в изогнутых трубах: коленах, отводах, змеевиках неизбежно возникает центробежный эффект. Поток жидкости отжимается к внешней стенке, и в поперечном сечении возникает так называемая *вторичная циркуляция*. С увеличением радиуса кривизны R влияние центробежного эффекта уменьшается, и в пределе при $R = \infty$ (прямая труба) оно совсем исчезает. Вследствие возрастания скорости и вторичной циркуляции и, как следствие, увеличения турбулентности потока значение среднего коэффициента теплоотдачи в изогнутых трубах выше, чем в прямых.

Расчет теплоотдачи в изогнутых трубах производится по формулам для прямой трубы с последующим введением в качестве сомножителя поправочного коэффициента ε_R , который для змеевиковых труб равен:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77 \frac{d}{R}, \quad (1.75)$$

где d и R - соответственно диаметр, м, и радиус кривизны трубопровода, м.

В змеевиках действие центробежного эффекта на интенсификацию теплоотдачи распространяется на всю длину трубопровода. В поворотах и отводах центробежное действие имеет лишь местный характер, тем не менее, его влияние распространяется и в дальнейшем. За счет увеличения турбулентности потока в последующем за поворотом прямом участке трубы теплоотдача всегда несколько выше, чем в прямом участке до поворота.

Вынужденное обтекание одиночной трубы и пучка труб поперечным потоком жидкости. При обтекании одиночной трубы (рис. 1.38) значение коэффициента теплоотдачи α по окружности трубы неодинаково (рис. 1.39). Его максимальное значение обычно бывает на лобовой части трубы, когда угол атаки $\varphi = 0$. Минимальное значение α имеет при угле $\varphi = 100^\circ$, затем в зоне образования вихрей α снова увеличивается вследствие лучшего перемешивания частиц обтекающей жидкости [4, С. 101–110].

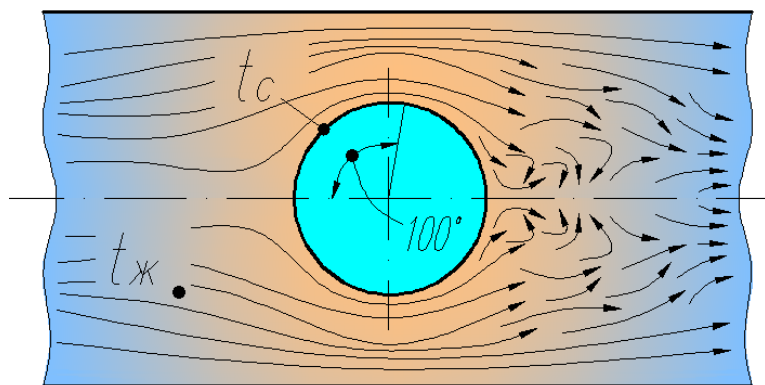


Рис. 1.38 – Поперечное обтекание потоком жидкости одиночного трубопровода

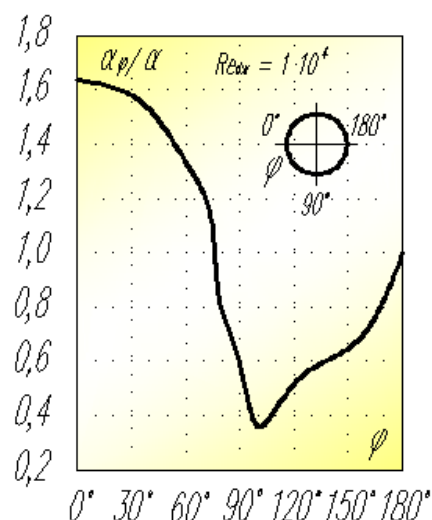


Рис. 1.39 – Изменение коэффициента теплоотдачи по периметру трубопровода

Процесс теплоотдачи при поперечном обтекании труб имеет ряд особенностей, которые объясняются гидродинамической картиной движения жидкости вблизи поверхности трубопровода. Опыт показывает, что плавный, безотрывный характер обтекания трубы имеет место только при очень малых числах $Re_{дж} < 5$. При значительно больших значениях числа $Re_{дж}$, характерных для практики, обтекание одиночного трубопровода всегда сопровождается образованием в кормовой части вихревой зоны, как это показано на рис. 1.38. При этом характер и условия омывания передней (фронтальной) и задней (кормовой) половины цилиндра совершенно различны.

В лобовой точке набегающий поток разделяется на две части и плавно обтекает переднюю часть периметра трубы. На поверхности трубопровода образуется пограничный слой, который имеет наименьшую толщину в лобовой точке и далее постепенно нарастает в размерах. Развитие пограничного слоя вдоль периметра трубы происходит в условиях переменной внешней скорости потока и переменного давления. Скорость слоев жидкости, примыкающих к внешней границе пограничного слоя, увеличивается вдоль периметра трубы, а давление в соответствии с уравнением Бернулли уменьшается. При достижении точки периметра, отвечающей углу $\varphi \approx 90^\circ$ (угол отсчитывается от лобовой точки), скорость достигает наибольших значений и далее начинает уменьшаться, что сопровождается соответствующим увеличением (восстановлением) давления. В этой области пограничный слой становится неустойчивым, в нем возникает обратное течение (рис. 1.38), которое оттесняет поток от поверхности. В итоге происходит отрыв потока и образование вихревой зоны, охватывающей кормовую часть трубы. Положение точки отрыва пограничного слоя зависит от значения $Re_{дж}$ и степени турбулентности набегающего потока. При малой степени турбулентности внешнего потока и относительно небольших числах $Re_{дж}$ течение в пограничном слое вплоть до точки отрыва имеет ламинарный характер.

При этом местоположение зоны начала отрыва пограничного слоя характеризуется углом $\varphi = 80^\circ - 85^\circ$. При значительных числах Рейнольдса $Re_{дж} = (1 - 4) \cdot 10^5$, течение на большей части периметра в пограничном слое становится турбулентным. Турбулентный пограничный слой более устойчив, зона начала отрыва отодвигается в область больших углов $\varphi = 120^\circ - 140^\circ$.

В вихревой зоне движение жидкости имеет сложный и неупорядоченный характер, причем средняя интенсивность вихревого движения и перемешивания жидкости увеличивается с ростом $Re_{дж}$.

Такая своеобразная картина обтекания трубопровода в сильной мере отражается и на теплоотдаче. Интенсивность теплоотдачи по окружности трубы неодинакова. Представление об ее относительном изменении дает кривая на рис. 1.39. Максимальное значение коэффициента теплоотдачи наблюдается на лобовой образующей цилиндра $\varphi = 0^\circ$, где толщина пограничного слоя наименьшая. По поверхности цилиндра в направлении движения жидкости интенсивность теплообмена резко падает и при $\varphi = 100^\circ$ достигает минимума. Это изменение связано с нарастанием толщины пограничного слоя, который как бы изолирует поверхность трубы от основного потока. В кормовой части трубы коэффициент теплоотдачи снова возрастает за счет улучшения отвода теплоты вследствие вихревого движения и перемешивания жидкости. При малых значениях $Re_{дж}$ интенсивность теплообмена в вихревой зоне ниже, чем в лобовой точке. Однако по мере увеличения числа $Re_{дж}$ за счет интенсификации вихревого движения в области отрыва коэффициент теплоотдачи в кормовой зоне увеличивается. Сложный характер обтекания цилиндра существенно затрудняет теоретическое исследование закономерностей теплообмена. Наиболее стабильный характер течение имеет в окрестности лобовой точки трубопровода $\varphi = 0^\circ$. Теоретическое решение для локального коэффициента теплоотдачи известно:

$$\alpha_{\varphi=0} = 1,04 \lambda_{ж} \left(\frac{w_0}{vd} \right)_{ж}^{0,5} Pr_{ж}^{1/3}. \quad (1.76)$$

Однако полный теоретический расчет изменения теплоотдачи по всей окружности трубопровода, включая зону отрыва, в настоящее время отсутствует. Поэтому основным методом изучения теплоотдачи при поперечном обтекании труб является эксперимент. Для изучения теплоотдачи цилиндра в поперечном потоке различных жидкостей проведено большое количество исследований. Опыт показывает, что коэффициент теплоотдачи в наибольшей степени зависит от скорости набегающего потока, плотности и теплопроводности и в меньшей степени от теплоемкости и вязкости жидкости. Кроме того, коэффициент теплоотдачи существенно зависит от температуры жидкости, температурного напора и направления теплового потока. При нагревании капельной жидкости значение коэффициента теплоотдачи всегда выше, чем при охлаждении.

Обобщенное уравнение для определения среднего значения коэффициента теплоотдачи α по периметру трубопровода при $Re_{дж} < 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,56 Re_{дж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (1.77)$$

а при значениях $Re_{дж} > 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,28 Re_{дж}^{0,6} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.78)$$

В уравнениях (1.77) и (1.78) определяющим размером является диаметр трубопровода d . Все величины, входящие в эти уравнения, следует определять при средней температуре жидкости $t_{ж}$. Данные уравнения действительны только для круглых труб. Процесс теплоотдачи для труб других сечений (квадратных, овальных и др.) более сложен. Кроме того, подсчитываемые по этим зависимостям значения коэффициента теплоотдачи относятся к потоку жидкости, движущемуся перпендикулярно оси трубы. При уменьшении угла атаки коэффициент конвективного теплообмена соответственно уменьшается. В приложении 5 приведены значения поправочного коэффициента ε_ψ к расчетным уравнениям (1.77) и (1.78) в зависимости от угла атаки ψ .

Если в поперечном потоке жидкости расположена не одиночная труба, а пучок трубопроводов, то интенсивность теплоотдачи зависит не только от факторов, влияющих на теплоотдачу одиночной трубы, но и от взаимного расположения труб в пучке. В практических условиях обычно применяют *коридорное* и *шахматное расположение труб* в пучке (рис. 1.40).

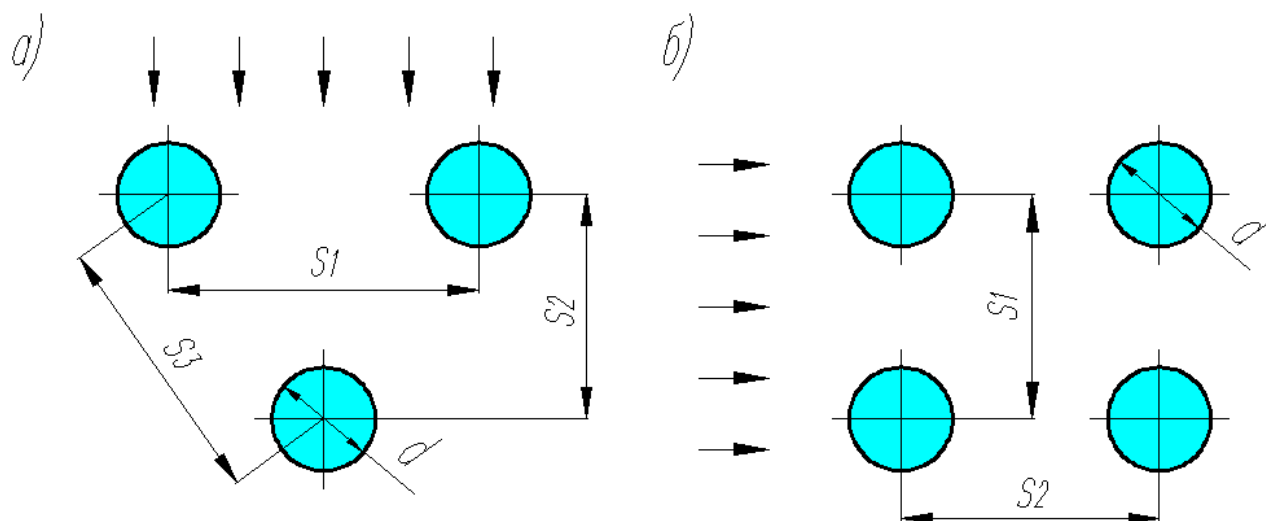


Рис. 1.40 – Пучки с шахматным (а) и коридорным (б) расположениями труб:
 s_1 – поперечный шаг; s_2 – продольный шаг; s_3 – диагональный шаг

Характеристиками пучка трубопроводов являются отношения поперечного s_1 и продольного s_2 шагов к диаметру труб, т. е. отношения s_1/d и s_2/d . Теплоотдача в пучке во многом зависит также от режима движения жидкости. При ламинарном течении набегающего потока и при малых значениях числа Рейнольдса $Re_{дж} < 10^3$ такой же характер течения жидкости может сохраниться и в потоке, движущемся в пучке. При $Re_{дж} = 10^3 - 10^5$ и ламинарном режиме движения набегающего потока в пучке образуется турбулентный режим и, наконец, при $Re_{дж} > 10^5$ турбулентный режим движения потока устанавливается не только внутри пучка, но и в набегающем потоке. Таким образом, можно говорить о трех режимах обтекания поперечного пучка труб: ламинарном, смешанном и турбулентном. В практических условиях типичным является смешанный режим при $Re_{дж} = 10^3 - 10^5$, когда в набегающем потоке сохраняется ламинарное течение, которое в пучке переходит в турбулентный режим движения.

В пучках с коридорным и шахматным расположением труб омывание первого ряда труб мало чем отличается от условий обтекания одиночной трубы, но в последующих рядах условия обтекания зависят и от взаимного расположения труб. Шахматное расположение труб (рис. 1.40а) в пучке больше способствует турбулизации оmyвающего потока жидкости, чем коридорное (рис. 1.40б), а, следовательно, и повышению коэффициента теплоотдачи.

Однако независимо от расположения труб (шахматное или коридорное) турбулизация потока в пучке увеличивается примерно только до третьего ряда, а дальше остается постоянной. В соответствии с этим и значение коэффициента теплоотдачи α увеличивается только от первого до третьего ряда трубопроводов, а, начиная с третьего ряда, принимает постоянное значение.

В шахматном пучке труб (рис. 1.40а) для первого и второго рядов коэффициенты теплоотдачи $\alpha_1 = 0,6\alpha_3$ и $\alpha_2 = 0,7\alpha_3$, а при коридорном расположении труб (рис. 1.40б) – $\alpha_1 = 0,6\alpha_3$ и $\alpha_2 = 0,9\alpha_3$, где α_3 – коэффициент теплоотдачи третьего и последующих рядов труб. Значения α_1 и α_2 являются приближенными. Например, если режим течения уже в набегающем потоке турбулентный, то может оказаться, что $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \dots = \alpha_n$. Средние значения коэффициента теплоотдачи α по периметру трубы для одного ряда труб в зависимости от расположения их в пучке и от характера движения жидкости могут быть подсчитаны по следующим расчетным уравнениям:

- шахматное расположение труб в пучке при $Re_{дж} \leq 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,56 Re_{дж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (1.79)$$

- шахматное расположение труб в пучке при $Re_{дж} > 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,40 Re_{дж}^{0,6} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (1.80)$$

- коридорное расположение труб в пучке при $Re_{дж} \leq 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,56 Re_{дж}^{0,5} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (1.81)$$

- коридорное расположение труб в пучке при $Re_{дж} > 10^3$:

$$Nu_{дж} = 0,22 Re_{дж}^{0,65} Pr_{ж}^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_{ж}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (1.82)$$

Уравнения (1.79–1.82) действительны только для потока жидкости, направленного перпендикулярно трубам в пучке. Для иных углов атаки коэффициент теплоотдачи α уменьшается в соответствии с приложением 5.

При расчетах теплопередачи в пучках труб среднее значение коэффициента теплоотдачи α_{cp} для всего пучка, состоящего из n рядов, равно:

$$\alpha_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^n \alpha_i F_i}{\sum_{i=1}^n F_i}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}, \quad (1.83)$$

где α_i и F_i - соответственно коэффициенты теплоотдачи, Вт/(м² · К), и суммарные площади поверхности нагрева труб, м², i -го ряда.

Как правило, диаметры и длины труб в пучке одинаковы, и, кроме того, учитывая, что $\alpha_3 = \alpha_4 = \dots = \alpha_n$, среднее значение коэффициента теплоотдачи α_{cp} для всего пучка составит:

- шахматное расположение труб в пучке (рис. 1.40а):

$$\alpha_{cp} = \frac{(n - 0,7)\alpha}{n}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}; \quad (1.84)$$

- коридорное расположение труб в пучке (рис. 1.40б):

$$\alpha_{cp} = \frac{(n - 0,5)\alpha}{n}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}. \quad (1.85)$$

1.3. Краткие сведения по теории теплового излучения

Тепловое излучение – это передача теплоты, связанная с превращением внутренней энергии тела в энергию электромагнитных волн (фотонов) и последующим превращением последней во внутреннюю энергию других тел.

Теория инфракрасного излучения и ее применение в тепловизионной технике подробно раскрыта в учебном пособии [15, С. 16–26]. Поэтому в данном подразделе рассмотрим только законы теплового излучения [4, С. 162–182].

Суммарное излучение, проходящее через произвольную поверхность F в единицу времени, называется *поток излучения* Q , Вт.

Лучистый поток, проходящий через единицу поверхности по всем возможным направлениям в пределах полусферического телесного угла, называется *поверхностной плотностью потока излучения*:

$$E = \frac{dQ}{dF}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.86)$$

Поток излучения Q и плотность потока излучения E в формуле (1.86) содержат лучи различных длин волн, поэтому эти характеристики излучения также называются *интегральными*. Излучение, соответствующее узкому интервалу изменения длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, называется *монохроматическим*.

Излучаемая единицей поверхности тела энергия распределяется по полупространству. Отношение плотности потока излучения dE , взятой в бесконечно малом интервале длин $d\lambda$ или частот $d\nu$ волн, включающем данную длину или частоту волны, к этому интервалу, называется *спектральной (монохроматической) интенсивностью излучения*:

$$I_\lambda = \frac{dE}{d\lambda}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{м)} \text{ или } I_\nu = \frac{dE}{d\nu}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{Гц)}. \quad (1.87)$$

Проанализируем **тепловой баланс** лучистого теплообмена (рис. 1.41). Если из общего количества энергии Q , падающего на поверхность тела, поглощается величина Q_A , отражается Q_R и проходит сквозь тело (рассеивается) Q_D , то имеет место следующее равенство:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D, \text{ Вт}. \quad (1.88)$$

Отношение $Q_A/Q = A$ называется *поглощательной способностью тела*, отношение $Q_R/Q = R$ – *отражательной способностью тела*, а отношение $Q_D/Q = D$ – *пропускательной способностью тела*.

В соответствии с приведенными выше соотношениями потоков излучения и уравнением (1.88) справедливо равенство $A + R + D = 1$.

Таким образом, при $A=1$ ($R=D=0$) тело поглощает все падающие на него лучи и называется *абсолютно черным*; при $R=1$ ($A=D=0$) вся лучистая энергия отражается телом, и такое тело называется *абсолютно белым*; при $D=1$ ($A=R=0$) тело полностью пропускает все падающие на него лучи и называется *абсолютной прозрачным (диатермичным)*.

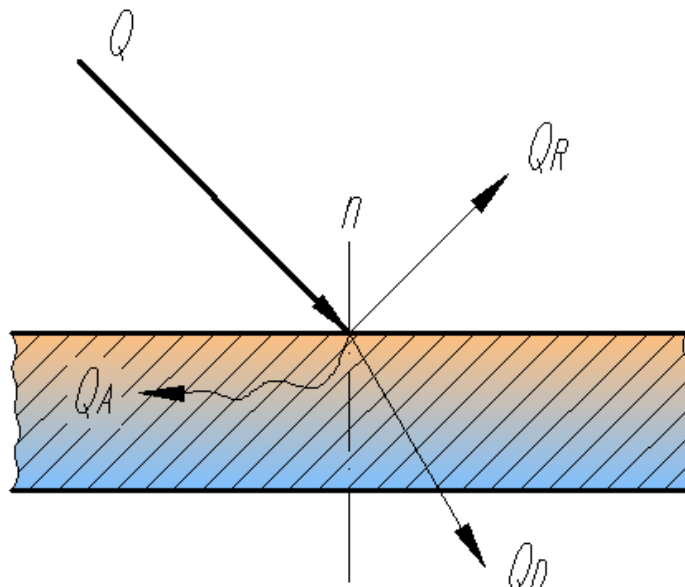


Рис. 1.41 – Схема распределения падающей лучистой энергии

Испускание энергии по длинам волн происходит неравномерно и зависит от температуры тела. Зависимость спектральной интенсивности излучения от длины или частоты волны устанавливается законом Планка:

$$I_{0\lambda} = \frac{2\pi C_1}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) - 1}, \text{ Вт/}(\text{м}^2 \cdot \text{м}), \quad (1.89)$$

$$I_{0\nu} = \frac{2\pi h \nu^3}{c_0^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}, \text{ Вт/}(\text{м}^2 \cdot \text{Гц}), \quad (1.90)$$

где $C_1 = hc_0^2$ - первая константа излучения, $5,959 \cdot 10^{-17}$ Вт · м²; $C_2 = hc_0/k$ - вторая константа излучения, $1,44 \cdot 10^{-2}$ м · К; $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$ Дж · с - постоянная Планка; $c_0 = 2,9979 \cdot 10^8$ м/с - скорость света в вакууме; T - абсолютная температура тела, К; k - коэффициент Больцмана, $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Закон Планка (1.89) и (1.90) получен теоретическим путем. Согласно этому закону каждой длине или частоте волны соответствует свое значение $I_{0\lambda}$ и $I_{0\nu}$. На рис. 1.42 зависимость спектральной интенсивности излучения абсолютно черного тела от длины волны (1.89) представлена в графическом виде.

Из рис. 1.42 видно, что при $\lambda \rightarrow 0$ плотность потока излучения также стремится к нулю. С увеличением длины волны λ растет $I_{0\lambda}$ и при некотором значении $\lambda_{\max}$ достигает своего максимума, затем убывает и при $\lambda \rightarrow \infty$ снова стремится к нулю. С повышением температуры максимум плотности потока излучения смещается в сторону более коротких волн.

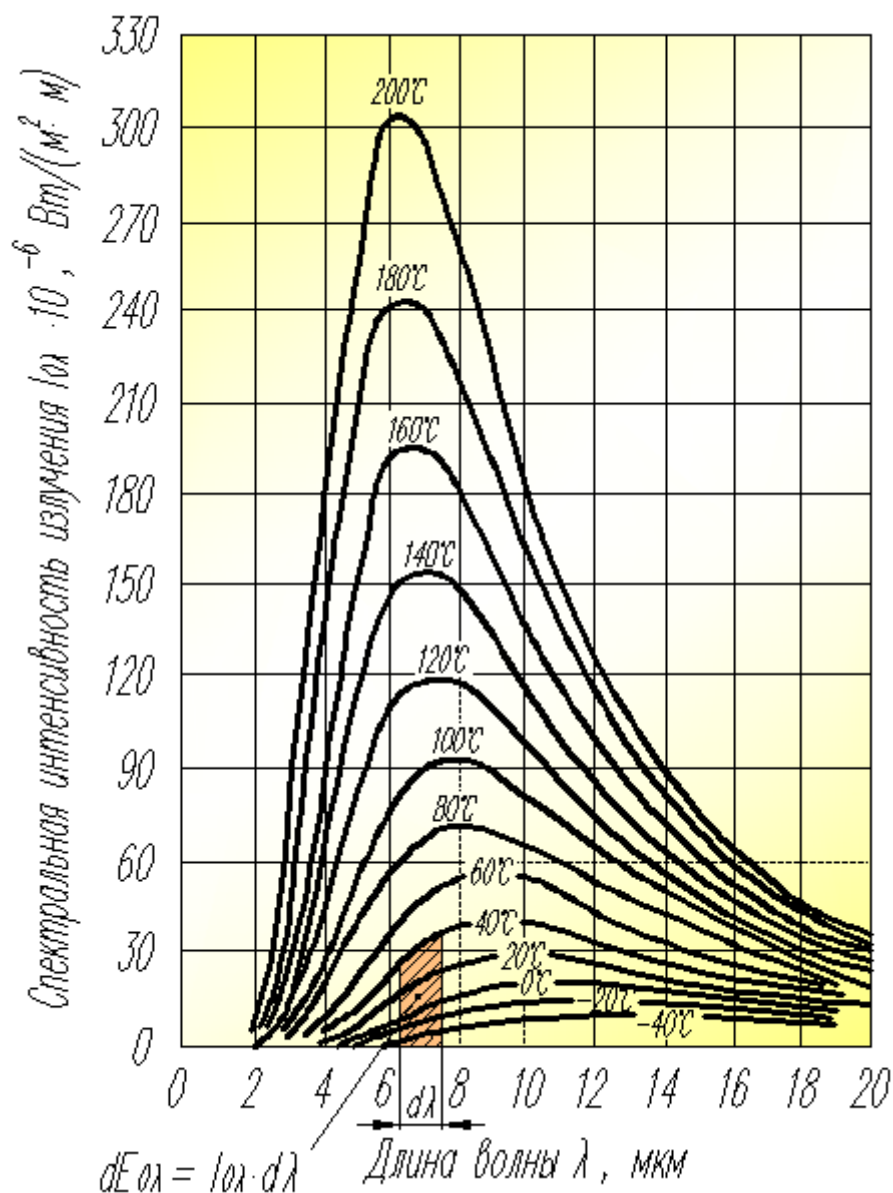


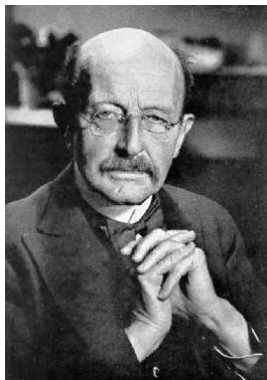
Рис. 1.42 – Спектральная интенсивность излучения абсолютно черного тела

Закон Планка (1.89) имеет два предельных случая. К одному из них относится случай, когда произведение λT велико по сравнению с постоянной C_2 . При этом можем ограничиться двумя слагаемыми разложения экспоненциальной функции в ряд по степеням $C_2/(\lambda T)$:

$$\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) = 1 + \frac{1}{1!}\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right) + \frac{1}{2!}\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)^2 + \dots + \frac{1}{n!}\left(\frac{C_2}{\lambda T}\right)^n. \quad (1.91)$$

Пренебрегая членами ряда высшего порядка, вместо (1.89) получаем соотношение, выражающее закон Релея–Джинса:

$$I_{0\lambda} = \frac{2\pi C_1 T}{C_2 \lambda^4}, \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{м)}. \quad (1.92)$$



Макс Планк
(1858-1947)



Людвиг Больцман
(1844-1906)



Джон Уильям Стретт (Релей)
(1842-1919)



Джеймс Хопвуд Джинс (1877-1946)

Второй предельный случай соответствует малому значению произведения λT по сравнению с постоянной C_2 . Тогда в зависимости (1.89) можно пренебречь единицей и она переходит в зависимость, выражающую закон Вина:

$$I_{0\lambda} = \frac{2\pi C_1}{\lambda^5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda T}\right), \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{м)}. \quad (1.93)$$

Положение максимумов излучения (рис. 1.42) можно получить из экстремального значения функции (1.93). Для этого находится производная функции по длине волны, и итоговое выражение приравнивается к нулю. Решение этого уравнения устанавливает связь между абсолютной температурой тела T и максимальной длиной волны излучения $\lambda_{\max}$ при данной температуре, получившая название закон смещения Вина:

$$\lambda_{\max} T = 2,8978 \cdot 10^{-3}, \text{ м} \cdot \text{К}. \quad (1.94)$$

По графику на рис. 1.42 для абсолютно черного тела с произвольной температурой можно определить поверхностную плотность потока излучения, исходя из отношения (1.87), $dE_{0\lambda} = I_{0\lambda} d\lambda$, соответствующую определенному участку длины волны, который лежит в интервале от λ до $\lambda + d\lambda$. Интенсивность излучения нагретой поверхности абсолютно черного тела для всего спектра длин волн может быть определена интегрированием закона Планка (1.89) по длине волны от 0 до ∞ . Тогда интегральная зависимость плотности потока те-

плового излучения от абсолютной температуры поверхности излучения, определяется законом Стефана-Больцмана:

$$E_0 = \int_0^{\infty} I_{0\lambda} d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{2\pi C_1 d\lambda}{\lambda^5 (e^{C_2/(\lambda T)} - 1)} = \sigma_0 T^4, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.95)$$

где $\sigma_0 = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2}$ - постоянная Стефана-Больцмана, $5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

В технических расчетах этот закон применяется в более удобном виде:

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.96)$$

где C_0 - коэффициент излучения абсолютно черного тела, $5,67 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$.

Закон Стефана-Больцмана может быть применен к *серым телам*. В этом случае используется положение о том, что у серых тел, также как и у черных, собственное излучение пропорционально абсолютной температуре в четвертой степени, но энергия излучения меньше, чем энергия излучения черного тела при той же температуре. Тогда для серых тел закон (1.96) примет вид:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 = C \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.97)$$

где ε - степень черноты, или относительный коэффициент излучения поверхности. Для серой поверхности ε всегда меньше единицы.

В приложении 6 приведены значения степени черноты ε поверхности различных материалов по справочным данным [3, С. 330–331].

Пусть два тела с одинаковой температурой находятся в термодинамическом равновесии и составляют изолированную систему. Тогда для каждого из тел собственное тепловое излучение равно поглощенному внешнему излучению. Другими словами между телами происходит равновесное тепловое излучение. В этих условиях отношение монохроматического потока излучения E_λ к соответствующей поглощательной способности A_λ не зависит от природы излучения и равно плотности монохроматического потока излучения абсолютно черного тела при той же температуре:

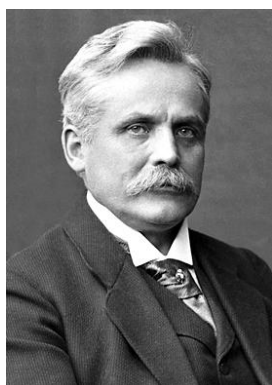
$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = E_{0\lambda}, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.98)$$

а для интегрального излучения:

$$\frac{E}{A} = E_0, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.99)$$

Соотношение (1.99) составляет содержание закона Кирхгофа. Этот закон строго справедлив только для равновесного теплового излучения.

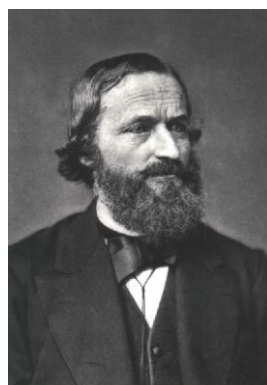
Энергия, излучаемая телом, распространяется с различной интенсивностью. Закон, устанавливающий зависимость потока энергии от направления, называется законом Ламберта.



Вильгельм Вин
(1864-1928)



Йозеф Стефан
(1835-1893)



Густав Кирхгоф
(1824-1887)



Йоганн Генрих Ламберт
(1728-1777)

Согласно закону Ламберта, количество энергии d^2Q_ϕ , излучаемое элементом поверхности dF_1 в направлении элемента dF_2 (рис. 1.43), пропорционально количеству энергии $E_n dF_1$, излучаемому по нормали n , умноженному на величину элементарного телесного угла $d\Omega$ и $\cos\phi$, образованного направлением излучения с нормалью n :

$$d^2Q_\phi = E_n dF_1 d\Omega \cos\phi. \quad (1.100)$$

В соответствии с уравнением (1.100) наибольшее количество теплоты поверхностью излучается в направлении нормали при $\phi = 0$. С увеличением угла ϕ количество излучаемой энергии уменьшается и при $\phi = 90^\circ$ оно становится равным нулевому значению.

Уравнение (1.100) является наиболее полной математической формулировкой закона Ламберта. Однако в этом уравнении пока неизвестно значение E_n . Для его определения необходимо выражение (1.100) проинтегрировать по поверхности полусферы, лежащей над плоскостью dF_1 (рис. 1.43) и полученный результат сопоставить с формулой (1.97).

Плоский угол ϕ в абсолютных единицах рассчитывается через соотношение $s = r\phi$, где s - дуга, м, на которую опирается угол ϕ ; r - радиус круга, м, центр которого лежит в вершине угла ϕ . В бесконечно малых единицах по-

следнее выражение будет иметь вид $ds = r d\varphi$. Аналогичный способ применяется и для измерения телесного угла $d\Omega$. Для этого возьмем сферу радиуса r с центром O в вершине этого угла. Тогда на поверхности этой сферы телесный угол Ω вырежет участок, имеющий площадь $f = r^2 \Omega$ или $df = r^2 d\Omega$.

Если в сферических координатах ψ обозначает долготу, а φ - полярное расстояние, то направления ψ , $\psi + d\psi$ и φ , $\varphi + d\varphi$ определяют бесконечно малый угол $d\Omega$, который на сфере радиуса r вырезает сферический четырехугольник df (рис. 1.44). Соответственно стороны этого четырехугольника равны $rd\varphi$ и $r d\psi = r \sin \varphi d\psi$. Следовательно, телесный угол равен:

$$d\Omega = \sin \varphi d\varphi d\psi. \quad (1.101)$$

Подставляя полученное выражение (1.101) в равенство (1.100), получаем:

$$dQ = E_n dF_1 \int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi d\varphi = \pi E_n dF_1 = \pi dQ_n, \text{ Вт}. \quad (1.102)$$

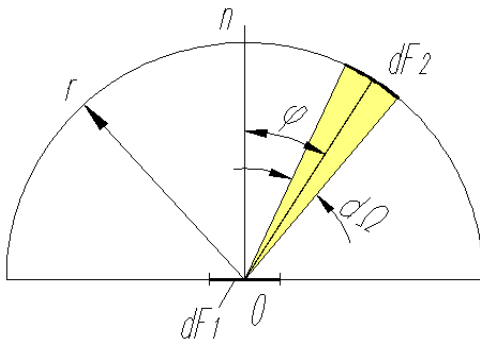


Рис. 1.43 – К выводу закона Ламберта

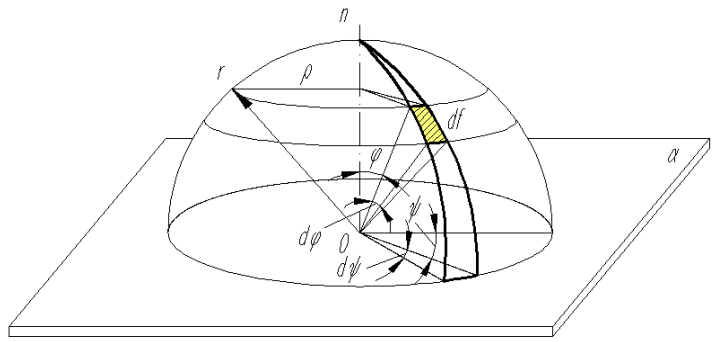


Рис. 1.44 – К определению пространственного телесного угла в сферических координатах

Согласно уравнениям (1.86) и (1.97) энергия, излучаемая элементом поверхности dF_1 тела в полупространство, равна:

$$dQ = E dF_1 = \varepsilon c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 dF_1, \text{ Вт}. \quad (1.103)$$

Так как левые части уравнений (1.102) и (1.103) равны между собой, то, приравнявая друг другу их правые части, определяем величину E_n :

$$E_n = \frac{E}{\pi} = \frac{\varepsilon}{\pi} c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.104)$$

Из уравнения (1.104) следует, что плотность потока излучения в направлении нормали в π раз меньше полной плотности потока излучения тела. После подстановки значения E_n из соотношения (1.104) в выражение (1.100) последнее примет итоговый вид:

$$d^2Q_\varphi = \frac{\varepsilon}{\pi} c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4 dF_1 d\Omega \cos\varphi, \text{ Вт.} \quad (1.105)$$

Уравнение (1.105) применяется для расчета лучистого теплообмена между поверхностями конечных размеров.

Закон Ламберта строго справедлив для абсолютно черного тела. Для шероховатых тел этот закон экспериментально подтверждается лишь для $\varphi = 0 - 60^\circ$.

Тепловой поток излучения Q_{12} между двумя телами, имеющими температуры T_1 и T_2 при условии $T_1 > T_2$, определяется по уравнению:

$$Q_{12} = \varepsilon_{\text{пр}} c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1 \varphi_{12}, \text{ Вт,} \quad (1.106)$$

где $\varepsilon_{\text{пр}}$ - приведенный коэффициент теплового излучения системы двух тел; F_1 - площадь поверхности тела с температурой T_1 , м²; φ_{12} - средний угловой коэффициент лучеиспускания тела с температурой T_1 .

Средний угловой коэффициент лучеиспускания (коэффициент облученности) φ_{12} есть безразмерное число, которое показывает, какая доля от всего теплового потока Q_1 , излучаемого одним телом со всей своей поверхности во все стороны пространства, достигает поверхности другого тела, т. е. $\varphi_{12} = Q_{12}/Q_1$, где Q_{12} - поток излучения от первого тела по выражению (1.106), Вт, достигший поверхности второго тела. Излучаемые потоки предполагаются диффузными, и значения потоков не меняются по соответствующим поверхностям.

При определении коэффициентов облученности пользуются тремя основными свойствами лучистых потоков.

Свойство замкнутости лучистых потоков: сумма коэффициентов облученности с поверхности 1 излучаемого тела в сторону всех окружающих поверхностей j излучающих тел равна единице [16, С. 22–24]:

$$\sum_j \varphi_{1-j} = 1. \quad (1.107)$$

Свойство замкнутости лучистых потоков позволяет, например, проверить правильность определения всех коэффициентов облученности с одной поверхности помещения в сторону всех остальных поверхностей.

Свойство взаимности лучистых потоков: поток излучения с поверхности ограждения 1 на поверхность ограждения 2 равен потоку излучения с поверхности ограждения 2 на поверхность ограждения 1:

$$\varphi_{12}F_1 = \varphi_{21}F_2. \quad (1.108)$$

Пользуясь соотношением (1.108) можно, например, при известном значении φ_{12} получить коэффициент облученности φ_{21} .

Свойство распределительности лучистых потоков: поток излучения от поверхности 1 к поверхности 2 может быть представлен в виде суммы потоков между отдельными частями m и n соответствующих поверхностей:

$$\varphi_{1-2}F_1 = \sum_m \sum_n F_m \varphi_{m-n}. \quad (1.109)$$

Зависимость (1.109) позволяет по данным для простейших схем расположения поверхностей получить значения коэффициентов облученности при произвольном положении поверхностей.

Угловые коэффициенты излучения определяются в зависимости от геометрических параметров и способа размещения системы тел в пространстве. В качестве примера рассмотрим четыре случая [14, С. 74–75]:

– два параллельных диска с центрами на общей нормали и одинаковыми диаметрами d при расстоянии между ними l (рис. 1.45а):

$$\varphi_{12} = \varphi_{21} = \left[\frac{l}{d} - \sqrt{1 + \left(\frac{l}{d} \right)^2} \right]^2; \quad (1.110)$$

– два параллельных диска с центрами на общей нормали, но разными диаметрами при $d_1 < d_2$:

$$\varphi_{12} = \frac{1}{d_1^2} \left[\sqrt{[0,5(d_1 + d_2)]^2 + l^2} - \sqrt{[0,5(d_2 - d_1)]^2 + l^2} \right], \quad \varphi_{21} = \varphi_{12} \frac{d_1^2}{d_2^2}; \quad (1.111)$$

– две параллельные пластины одинаковой ширины a (рис. 1.45б):

$$\varphi_{12} = \varphi_{21} = \sqrt{1 + \left(\frac{l}{a} \right)^2} - \frac{l}{a}, \quad (1.112)$$

где l – расстояние между поверхностями пластин, м;

– стенка с расположенными возле нее трубопроводами с наружным диаметром d и шагом s (рис. 1.45в):

$$\varphi_{12} = \frac{\varphi_{21}\pi d}{s} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s}\right)^2} + \frac{d}{s} \arctg \sqrt{\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1}. \quad (1.113)$$

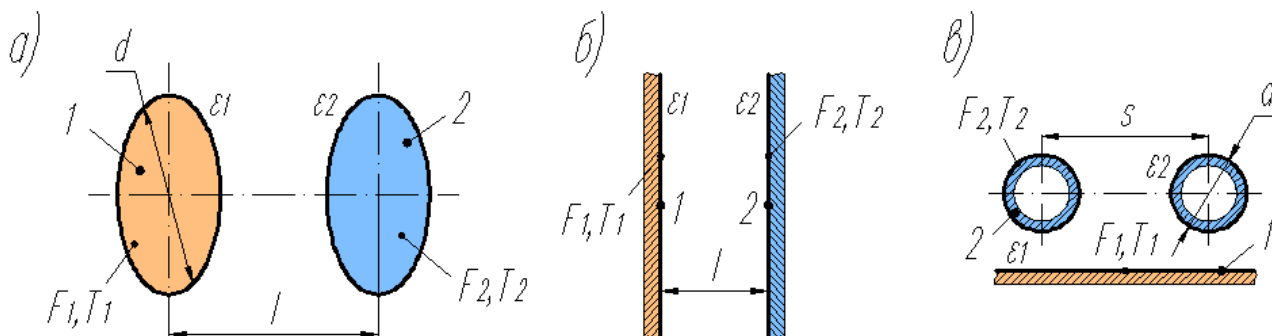


Рис. 1.45 – К определению коэффициента облученности φ_{12} при лучистом теплообмене: а) между дисками; б) между параллельными пластинами; в) между трубопроводами и стенкой

Коэффициент теплового излучения системы, состоящей из двух тел, $\varepsilon_{\text{пр}}$ определяется с помощью коэффициентов теплового излучения первого ε_1 и второго ε_2 тел, расположенных следующими способами (рис. 1.46):

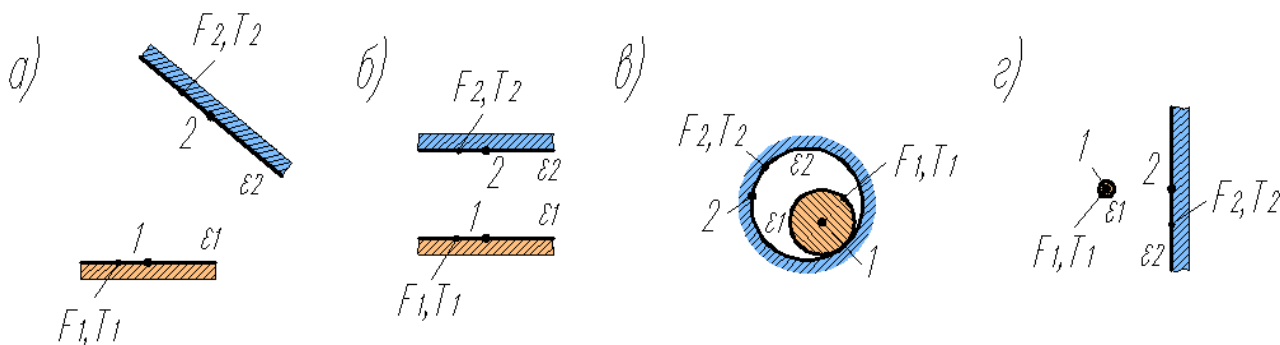


Рис. 1.46 – К определению приведенного коэффициента теплового излучения $\varepsilon_{\text{пр}}$

– два тела, произвольно расположенных в пространстве (рис. 1.46а):

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[\left(\frac{1}{\varepsilon_1} - 1 \right) \varphi_{12} + \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \varphi_{21} + 1 \right]^{-1}; \quad (1.114)$$

– два тела с параллельными поверхностями больших размеров с угловыми коэффициентами $\varphi_{12} = \varphi_{21} = 1$. Тогда формула (1.114) примет вид (рис. 1.46б):

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right]^{-1}; \quad (1.115)$$

– тело с площадью поверхности F_1 находится внутри другого тела с площадью поверхности F_2 . Угловые коэффициенты $\varphi_{12} = 1$, $\varphi_{21} < 1$. С учетом соотношения (1.108) уравнение (1.114) получит вид (рис. 1.46в):

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \left[\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right) \right]^{-1}; \quad (1.116)$$

– при $F_2 \gg F_1$ имеем $F_1/F_2 \rightarrow 0$ (рис. 1.46г). Тогда с учетом выражения (1.116) получим итоговый результат $\varepsilon_{\text{пр}} = \varepsilon_1$.

Контрольные вопросы

1. Какие виды теплообмена существуют в природе?
2. Что такое температура и температурный градиент?
3. Какое температурное поле называют стационарным?
4. Что такое тепловой поток и плотность теплового потока? По каким причинам нельзя применять понятие плотности теплового потока при изучении процессов теплопередачи через цилиндрическую и шаровую стенки?
5. Сформулируйте основные законы теплообмена: Фурье, Ньютона-Рихмана и Стефана-Больцмана. Запишите их в аналитическом виде.
6. Объясните механизм обмена энергией в процессе теплопроводности. В чем состоит разница между процессами теплопроводности и теплопередачи?
7. Чем вызвана высокая теплопроводность металлов в сравнении с диэлектрическими материалами, капельными и газообразными жидкостями?
8. Как изменяется коэффициент теплопроводности газообразных веществ с ростом температуры? Обоснуйте свой ответ.
9. По каким формулам определяют тепловой поток через многослойные плоскую, цилиндрическую и шаровую стенки?
10. Что такое условия однозначности? Почему их используют при решении задач нестационарной теплопроводности?
11. В чем заключается сущность конвективного теплообмена и метод изучения данного теплового явления с помощью теории подобия?
12. Перечислите основные критерии подобия конвективного теплообмена. Поясните их физический смысл и предназначение.
13. Каким образом происходит теплообмен излучением?
14. Что такое степень черноты тела?
15. Перечислите и поясните законы инфракрасного излучения.

Глава 2. Методы исследования теплофизических свойств материалов

Способы определения теплофизических свойств материалов: *коэффициентов теплопроводности* λ , Вт/(м · К), и *температуропроводности* a , м²/с, обширно изложены в научной, справочной и нормативной литературе [17–23].

Несмотря на это, определение коэффициентов теплопереноса представляет большие трудности. В целом существующие способы можно разделить на две группы: *методы стационарной и нестационарной теплопроводности*.

В первом случае тепловой поток Q , Вт, проходящий через тело или систему тел, остается постоянным по величине и по направлению, а температурное поле является стационарным. Тогда коэффициент теплопроводности материала рассчитывается по уравнениям стационарной теплопроводности, которые приведены в предыдущей главе для трех геометрических моделей: плоской (1.12), цилиндрической (1.18) и шаровой (1.24) стенок.

По данным уравнениям можно найти коэффициент теплопроводности λ , предварительно определив величину теплового потока Q . При этом необходимо убедиться в том, что наступил *стационарный тепловой режим* (температура в любой точке тела или системы тел должна быть постоянной), а неучитываемые потери теплоты ничтожно малы. Последнее обстоятельство заставляет вводить в приборы дополнительные нагревательные элементы, которые служат охранными приспособлениями против утечки тепловой энергии через боковые поверхности. Несмотря на наличие сложных охранных приспособлений, определение расхода теплоты Q представляет немалые трудности. Для того чтобы их избежать, применяются *сравнительные методы*, в которых исследуемый материал находится в соприкосновении с эталонным телом. Измеряя перепад температуры для исследуемого и эталонного материалов, можно определить коэффициент теплопроводности исследуемого материала по коэффициенту теплопроводности эталонного тела без измерения теплового потока.

Переход на сравнительные методы не разрешает проблему устройства охранных приспособлений, так как неорганизованные боковые утечки теплоты в окружающую среду настолько искажают *температурное поле*, что оно становится неоднородным, и основные расчетные соотношения, выведенные в предположении одномерного температурного поля, становятся неверными.

Большим неудобством методов, использующих закономерности стационарного температурного поля, является длительность экспериментов для плохих проводников теплоты (например, для теплоизоляционных материалов) и сложность аппаратуры. Кроме того, эти методы принципиально не дают возможности определить напрямую коэффициент температуропроводности a . При стационарном тепловом режиме он должен вычисляться по теплоемкости тела, согласно выражению (1.28). Следовательно, для нахождения коэффициента температуропроводности необходимо найти удельную теплоемкость материала c_p , Дж/(кг · К), что представляет для тепловой изоляции проблему не менее сложную, чем определение коэффициента теплопроводности λ .

Все это заставляет переходить на новые методы определения коэффициентов теплопереноса, основанные на закономерностях нестационарного температурного поля (непосредственное определение коэффициента теплопроводности тела без поиска теплоемкости материала возможно только при этом варианте). В любом случае рассмотрим основные классические стационарные и нестационарные методы определения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности материалов, акцентируя, прежде всего, внимание на исследовании теплофизических свойств твердых материалов.

2.1. Стационарные методы определения теплофизических свойств

Данные методы определения теплофизических свойств материалов основаны на создании в образце стационарного теплового режима, что объясняется их относительной простотой: для определения коэффициента теплопроводности λ достаточно создать и точно измерить тепловой поток через образец и зафиксировать перепад температур между двумя изотермическими поверхностями тела. Как отмечено ранее, в ряде случаев можно даже исключить процедуру по нахождению теплового потока. При этом определяется отношение теплопроводности эталонного и испытуемого образцов [8, С. 140–145, 147–151].

Все абсолютные и относительные (сравнительные) методы, основанные на стационарном тепловом режиме, разделяются на плоские, цилиндрические и шарообразные (сферические) в соответствии с формой испытуемого образца. Принципиальная основа всех трех методов одинакова. Коэффициент теплопроводности тела плоской, цилиндрической или сферической формы получается на основе решения *уравнения теплопроводности*, написанного для стационарного и одномерного случая соответственно в декартовых, цилиндрических и сферических координатах. Определение коэффициента температуропроводности a , как основного количественного показателя теплообмена в нестационарных тепловых процессах, если не касаться его расчетного определения по формуле (1.28), при стационарных условиях не рассматривается.

Для создания и регистрации теплового потока Q , проходящего через образец, используются различные источники энергии: а) электрическая мощность постоянного нагревателя, находящегося в контакте с образцом; б) теплота, выделяемая в процессе фазового перехода (плавление, кипение вещества, находящегося в контакте с образцом); в) теплосодержание того же вещества.

Плоская стенка. Образец 2, изготовленный в форме диска (рис. 2.1), зажат между электронагревателем 1, представляющим из себя электрическую спираль, и холодильником 3. В качестве холодильника 3 обычно выступает сосуд с холодной проточной водой. Он может заполняться также тающим льдом, холодильной смесью и т. п. Для устранения утечек теплоты от основного нагревателя 1 применяются боковой компенсационный 4 и нижний защитный 5 электронагреватели. Размеры образца 2 (толщина δ , диаметр d) выбираются в зависимости от его свойств и величины теплового потока. Так, для теплоизоляционного материала при коэффициенте теплопроводности $\lambda = 0,06 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$, пере-

паде температур на образце $t_{c1} - t_{c2} = 20^\circ\text{C}$ и толщине стенки $\delta = 2\text{ мм}$ должна соответствовать плотность теплового потока $q = 580\text{ Вт/м}^2$.

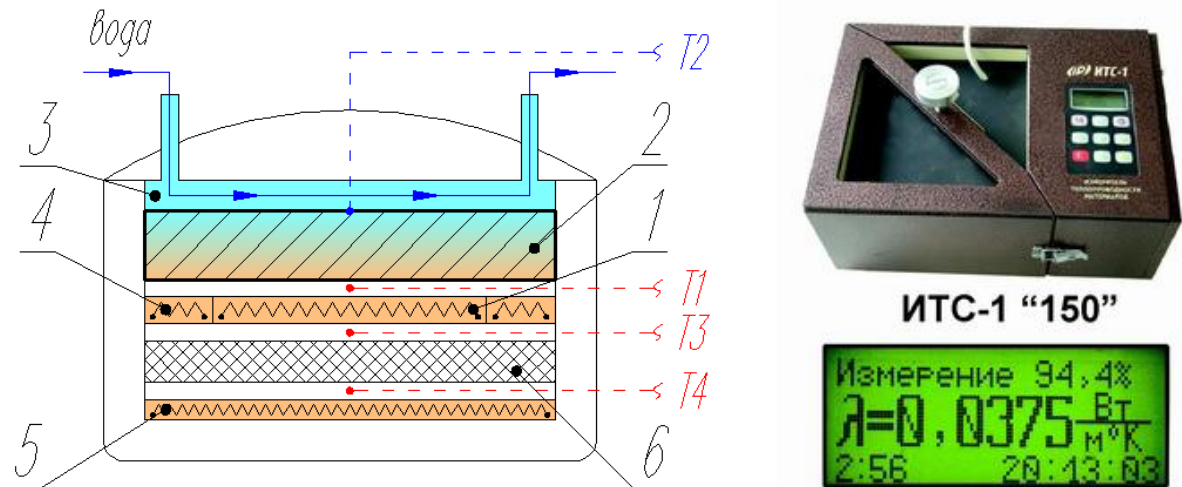


Рис. 2.1 – Принципиальная схема устройства для определения коэффициента теплопроводности методом пластины и его реальный аналог (ИТС-1 «150»):
 1 – основной электронагреватель; 2 – исследуемый образец; 3 – холодильник;
 4 – боковой компенсационный нагреватель; 5 – нижний защитный нагреватель;
 6 – тепловая изоляция для устранения тепловых потерь от нагревателей

Стандартные размеры материалов, испытываемых в плоском приборе, следующие: толщина несколько сантиметров, диаметр основания несколько десятков сантиметров. Уравнение теплопроводности плоской стенки, по которому выполняется расчет коэффициента теплопроводности материала, предполагает наличие однородного потока теплоты через образец 2 от нагревателя 1 в сторону холодильника 3 и имеет верное решение только для бесконечной пластины. Достижение однородности потока и сведение боковых утечек к минимуму осуществляется специальным охранным приспособлением. Последнее состоит из кольцевой спирали, расположенной вокруг центрального основного нагревателя 1 в одной с ним плоскости (боковой компенсационный нагреватель 4), и дополнительного нагревателя, находящегося внизу (нижний защитный нагреватель 5). Термодары $T1$ и $T2$ фиксируют температуру соответственно нижней и верхней поверхностей образца 2 (одновременно они показывают температуру основного нагревателя 1 и холодильника 3). Термодары $T3$ и $T4$, расположенные внизу, контролируют утечки теплоты через слой тепловой изоляции 6.

Расчетная формула для определения коэффициента теплопроводности исследуемого образца 2 имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{0,86IU\delta}{\frac{\pi d^2}{4}(t_{c1} - t_{c2})}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.1)$$

где I - сила тока в электронагревателе 1, А; U - напряжение на концах электронагревателя 1, В; δ - толщина образца 2, м, d - диаметр образца 2, м; t_{c1} и t_{c2} - соответственно температура нижней и верхней поверхностей образца 2 (по данным термопар $T1$ и $T2$ на рис. 2.1), °С.

Вычисленное значение коэффициента теплопроводности λ по уравнению (2.1) относится к среднеарифметической температуре образца 2, т. е. при $t_{cp} = 0,5(t_{c1} + t_{c2})$, °С. При больших перепадах температур на образце 2 такое осреднение делает определение коэффициента λ недостоверным.

Достижение стационарного теплового режима имеет место через несколько часов – 4–5 ч после начала проведения эксперимента. Погрешность измерений коэффициента теплопроводности по формуле (2.1) – не меньше 5 %.

Цилиндрическая стенка. Измерительное устройство (рис. 2.2) состоит из металлической трубы 3 диаметром 6–10 см и длиной в несколько метров (около 3 м), на которую наносят слой исследуемого материала 2. Таким образом, внутри внешней трубы 2 имеется вторая труба 3 той же длины, но примерно вдвое меньшего диаметра. На внутреннюю поверхность трубы 3 намотана спираль 1, питаемая источником постоянного тока силой I и напряжением U . Во избежание конвективных тепловых потоков труба 3 изнутри заполнена теплоизоляционной засыпкой и закрыта с торцов пробками из тепловой изоляции 4.

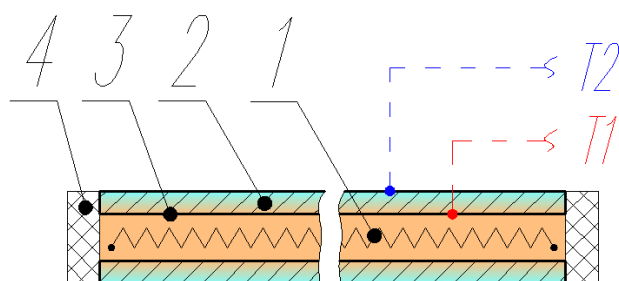


Рис. 2.2 – Принципиальная схема устройства для определения коэффициента теплопроводности методом цилиндрического слоя:
1 – электронагреватель;
2 – исследуемый образец;
3 – труба; 4 – тепловая изоляция

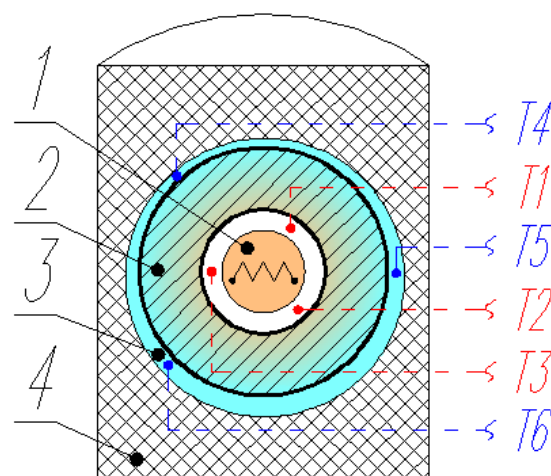


Рис. 2.3 – Принципиальная схема сферического прибора для определения коэффициента теплопроводности материала: 1 – электронагреватель; 2 – исследуемый образец; 3 – холодильник; 4 – тепловая изоляция

Расчетная формула для определения коэффициента теплопроводности исследуемого образца 2 имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{0,14IU \ln \frac{d_2}{d_1}}{2\pi l(t_{c1} - t_{c2})}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.2)$$

где I - сила тока в электронагревателе 1, А; U - напряжение на концах электронагревателя 1, В; d_1 и d_2 - соответственно внутренний и наружный диаметры цилиндрического образца 2, м; l - длина электронагревателя 1, м; t_{c1} и t_{c2} - температура соответственно на внутренней и наружной поверхностях цилиндрического образца 2 (по данным термопар $T1$ и $T2$ на рис. 2.2), °С.

Термопары $T1$ и $T2$ припаиваются к медным пластинам, плотно прижатым соответственно к поверхности трубы 3 и наружной поверхности испытуемого образца 2. Формула (2.2) справедлива для бесконечно длинного цилиндрического слоя. Применение ее к трубе конечной длины вносит в определение коэффициента теплопроводности ошибку до 5 %. Тепловой поток Q от электронагревателя 1 не проходит весь в радиальном направлении, как того требует теория. Часть тепловой энергии теряется в окружающую среду через торцы устройства. Потери теплоты с торцов устраняются при помощи защитных концевых нагревателей. Торцы могут быть также покрыты слоем тепловой изоляции 4. Наиболее радикальным средством для той же цели служит охранный кольцо с независимым нагревом. Температура на кольце поддерживается одинаковой с равномерной температурой на среднем участке трубы, поток теплоты от которой входит в выражение (2.2). Существуют также расчеты, цель которых не устранение, а учет торцовых потерь тепловой энергии. Для этого производится оценка соотношения между тепловыми потоками поперек трубы Q_r и вдоль ее длины Q_l с тем, чтобы сделать это соотношение максимальным.

Разновидностью цилиндрического прибора является *тепломер*, осуществляемый в различных вариантах. Тепломер служит для определения коэффициента теплопроводности материалов и действует по принципу дополнительной стенки. В основной своей части он представляет измерительный пояс – резиновую ленту с большим количеством (несколько десятков, а иногда 200 – 300) последовательных термопар, вмонтированных в нее. Этот пояс тесно прижимается к поверхности испытуемого образца 2 или наматывается на трубу 3, покрытую исследуемым материалом 2 (рис. 2.2). Тем или иным путем (электроток, пар и т. п.) создается радиальный поток теплоты через образец 2. При установившемся тепловом режиме, наступающем через 1–2 ч после включения источника тепловой энергии, можно считать, что тепловой поток, развиваемый под поясом, равен потоку теплоты, проходящему через слой образца 2. Оценка теплового потока ведется на основе фиксируемой милливольтметром термоЭДС ε , В. Милливольтметр соединяет холодные и горячие спаи термобатарей пояса, расположенные соответственно на внутренней поверхности материала 2 под поясом $T1$ и на внешней поверхности материала 2 – $T2$.

Тогда расчетная формула для определения коэффициента теплопроводности исследуемого образца 2 будет иметь вид:

$$\lambda = \frac{\varepsilon(A - Bt_{c1})d_2 \ln \frac{d_2}{d_1}}{2\pi(t_{c1} - t_{c2})\delta}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.3)$$

где A и B - постоянные величины для данного пояса; δ - толщина слоя испытываемого образца 2, равная $0,5(d_2 - d_1)$, м.

Для устранения тепловых потерь с торцов ленты к двум ее концам прикрепляются такие же две защитные ленты, но без термопар таким образом, что измерительная лента оказывается в середине между двумя защитными лентами.

Шаровая стенка. Измерение теплопроводности по методу шара осуществляется на приборе, устройство которого схематически показано на рис. 2.3. Испытуемый материал 2 помещается между двумя концентрическими сферами. Сфера меньшего радиуса имеет электронагреватель 1 в виде нихромовой или другой проволоки, размещенной на ее внутренней поверхности. Сфера большего радиуса содержит холодильник 3 для отвода теплоты при контактном теплообмене. Как внутренний, так и внешний шары выполнены разъемными. Для быстрого выравнивания перепада температур их изготавливают из тонкой красной меди. Диаметр внутреннего и внешнего шара соответственно $d_1 = 60 - 80$ мм и $d_2 = 150 - 250$ мм. Снаружи внешняя сфера покрыта слоем тепловой изоляции 4.

Расчетная формула для определения коэффициента теплопроводности исследуемого образца 1 имеет следующий вид:

$$\lambda = \frac{0,28IU\delta}{d_1 d_2 (t_{c1} - t_{c2})}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.4)$$

где I - сила тока в электронагревателе 1, А; U - напряжение на концах электронагревателя 1, В; δ - толщина слоя образца 2, равная $0,5(d_2 - d_1)$, м; t_{c1} и t_{c2} - температура соответственно на внутренней и наружной поверхностях шарообразного образца 2 (по данным термопар $T1 - T3$ и $T4 - T6$ на рис. 2.3), °С.

Температура на поверхности внутреннего и внешнего шара находится как средняя величина из показаний целой серии термопар, расположенных в различных точках на внутренней $T1, T2, T3$ и на внешней $T4, T5, T6$ поверхностях шарового слоя. Таким образом, определение искомого коэффициента теплопроводности λ следует относить к температуре:

$$t_{cp} = \frac{t_1 + t_2 + t_3 + t_4 + t_5 + t_6}{6}, \text{ } ^\circ\text{C}, \quad (2.5)$$

где $t_1, t_2, \dots$ и t_6 - температура на внутренней и наружной поверхностях исследуемого образца 2 соответственно по данным $T1, T2, \dots$ и $T6, ^\circ\text{C}$.

Стационарный режим достигается через несколько часов, а для большинства материалов – на вторые и даже на третьи сутки.

Сравнительный (относительный) метод. Следует остановиться на способах сведения измерения коэффициента теплопроводности λ исследуемого материала к относительному его определению по данным теплопроводности некоторого эталона. При этом удастся избавиться от необходимости учета теплового потока Q , чего не удавалось сделать в описанных ранее методиках.

Если пренебречь утечкой теплоты от обоих тел: исследуемого материала и эталона (э) в окружающую среду или принять меры по ее резкому уменьшению, то на основании уравнения теплопроводности для однослойной плоской стенки (1.12), можно записать следующее соотношение:

$$\frac{\lambda}{\lambda_{\text{э}}} = \frac{F_{\text{э}}(\Delta t/\delta)_{\text{э}}}{F(\Delta t/\delta)}. \quad (2.6)$$

Среди относительных методов наибольшую популярность на практике получили методы сравнения теплопроводности пластин и стержней.

В первом случае две одинаковые прямоугольные или треугольные пластины: эталонная 2 и испытуемая 3 приводятся в стык по гипотенузе (рис. 2.4). От нагревателя 1 через обе пластины идет одинаковый тепловой поток. На рис. 2.4 представлен разрез подобной схемы, картина линий теплового потока, их преломление в стыке обоих тел, расположение изотермических поверхностей в каждом теле и углы, образуемые ими с нормалью $n - \varphi_{\text{э}}$ и φ .

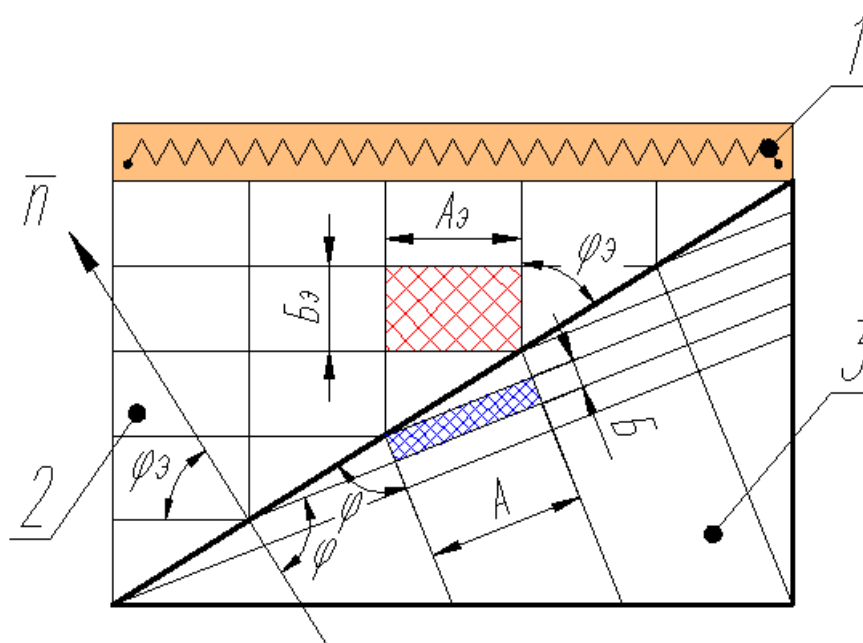


Рис. 2.4 – Схема метода сравнения теплопроводности пластин:
1 – нагреватель; 2 – эталон; 3 – исследуемый образец

Углы φ_3 и φ регистрируют по смещению линий таяния воска (им покрыты поверхности обеих пластин), которые совпадают с изотермическими поверхностями материалов. Имеет смысл равенство при $l_3 = l = 1$ м (рис. 2.4):

$$Q_3 = Q = \lambda_3 \left(\frac{\Delta t}{B} \right) A_3 = \lambda \left(\frac{\Delta t}{B} \right) A, \text{ Вт.} \quad (2.7)$$

Так как $\Delta t_3 = \Delta t$, то уравнение (2.7) после промежуточных математических преобразований получит итоговый вид:

$$\lambda = \lambda_3 \left(\frac{A_3}{B_3} / \frac{A}{B} \right) = \lambda_3 \frac{\text{tg} \varphi_3}{\text{tg} \varphi}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}. \quad (2.8)$$

Метод сравнения теплопроводности стержней осуществляется в двух вариантах: а) для полуограниченных стержней; б) для стержней конечной длины.

В первом случае два стержня одинакового диаметра (эталон 2 и образец 3) нагреваются с одного конца нагревателем 1 с температурой поверхности t_0 (при $x=0$), а другие, весьма удаленные, концы поддерживаются при температуре окружающей среды $t_3 = t = t_{\infty}$ (при $x = \infty$) (рис. 2.5).

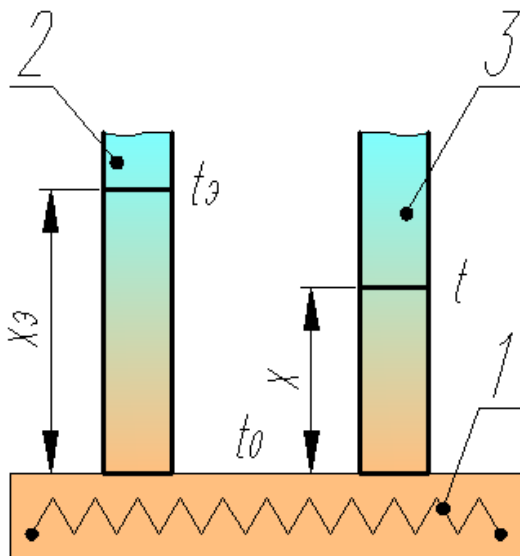


Рис. 2.5 – Схема относительного метода определения коэффициента теплопроводности материала при одинаковом подогреве торцов стержней бесконечной длины:
1 – нагреватель; 2 – эталон;
3 – исследуемый образец

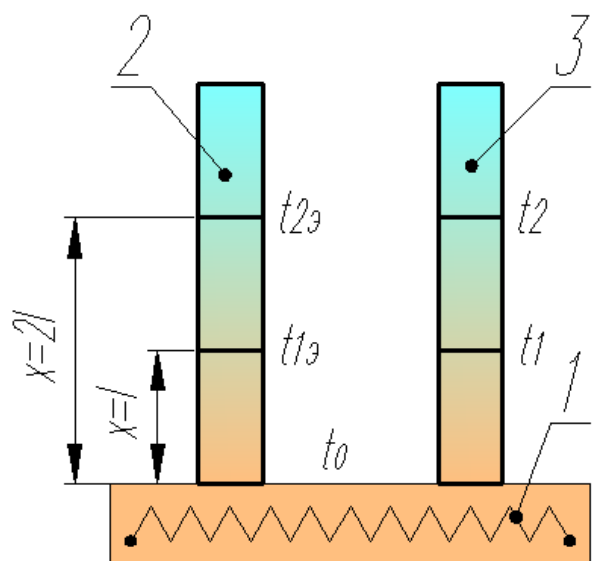


Рис. 2.6 – Схема относительного метода определения коэффициента теплопроводности материала при одинаковом подогреве торцов стержней конечной длины:
1 – нагреватель; 2 – эталон;
3 – исследуемый образец

Тогда задача сводится к решению дифференциального уравнения:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\alpha P t}{\lambda F}, \quad (2.9)$$

где α - коэффициент теплоотдачи, Вт/(м² · К); P - периметр, м; F - площадь поперечного сечения стержня, м².

Аналитическое решение уравнения (2.9) известно:

$$t = t_0 \exp\left(-\frac{\alpha P x}{\lambda F}\right), \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (2.10)$$

Отсюда же справедливо соотношение:

$$\frac{\lambda_3 \alpha x^2}{\lambda \alpha_3 x_3^2} = 1 \text{ откуда } \lambda = \lambda_3 \frac{\alpha}{\alpha_3} \left(\frac{x}{x_3}\right)^2, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.11)$$

где x_3 и x - соответственно координаты эталона 2 и исследуемого образца 3 (рис. 2.5), м, в которых температуры стержней равны, т. е. $t_3 = t$.

Недостатком данного способа является необходимость измерения коэффициентов теплоотдачи α_3 и α для каждого из стержней в окружающую среду или обеспечение идентичных условий теплоотдачи для обоих стержней $\alpha_3 = \alpha$, что означает полную тождественность в соотношении геометрических размеров, формы и состояния поверхностей эталона 1 и исследуемого образца 2.

Этот же недостаток присущ и второму случаю. В данном варианте у двух стержней одинакового диаметра и длины измеряются в середине и на концах значения температуры соответственно при $x = l$ и $x = 2l$ (рис. 2.6).

Тогда решение уравнения (2.9) при этих условиях будет иметь вид:

$$\frac{t_0 + t_1}{t_2} = \exp\left(-\sqrt{\frac{\alpha P}{\lambda F}}\right) + \exp\left(\sqrt{\frac{\alpha P}{\lambda F}}\right). \quad (2.12)$$

Итоговая формула для коэффициента теплопроводности выглядит так:

$$\lambda = \lambda_3 \left[\frac{\ln \frac{t_{13} + t_{23}}{2t_0} + \sqrt{\frac{t_{13} + t_{23}}{2t_0} - 1}}{\ln \frac{t_1 + t_2}{2t_0} + \sqrt{\frac{t_1 + t_2}{2t_0} - 1}} \right]^2, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}. \quad (2.13)$$

Метод электротепловой аналогии. На основе принципа стационарного теплового режима могут быть построены многие другие методы определения те-

плофизических свойств материалов, помимо тех, которые строятся на использовании уравнений теплопроводности (1.12), (1.18) и (1.24). Рассмотрим вкратце два способа, основанных на электротепловой аналогии.

Известен метод относительного определения коэффициента теплопроводности материала по принципу теплового моста, в котором испытуемый материал 3 в виде цилиндрического стержня включен в качестве одного из четырех плеч совместно с тремя стержнями при известных коэффициентах теплопроводности λ_1 , λ_2 и λ_3 , согласно рис. 2.7. Все **термические сопротивления** собраны по схеме электрического моста. Вместо источника электрического тока к одной из диагоналей теплового моста приложена разность температур $t_1 - t_2$, создаваемая электронагревателем 1 с температурой t_1 и холодильником 2 соответственно с температурой t_2 . Передвижением ползунка 4 вдоль линии, соединяющей стержни из материалов с коэффициентам теплопроводности λ_2 и λ_3 , находят такое положение, при котором гальванометр 5 с термопарой 6, включенный в диагональ моста, дает нулевое отклонение. При таком стационарном тепловом режиме справедливо соотношение:

$$\lambda = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_3}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)} . \quad (2.14)$$

Необходимость соблюдения стационарности теплового режима вынуждает принять особые меры для создания идеальной тепловой изоляции стержней или создать условия равных потерь теплоты на каждом из плеч теплового моста.

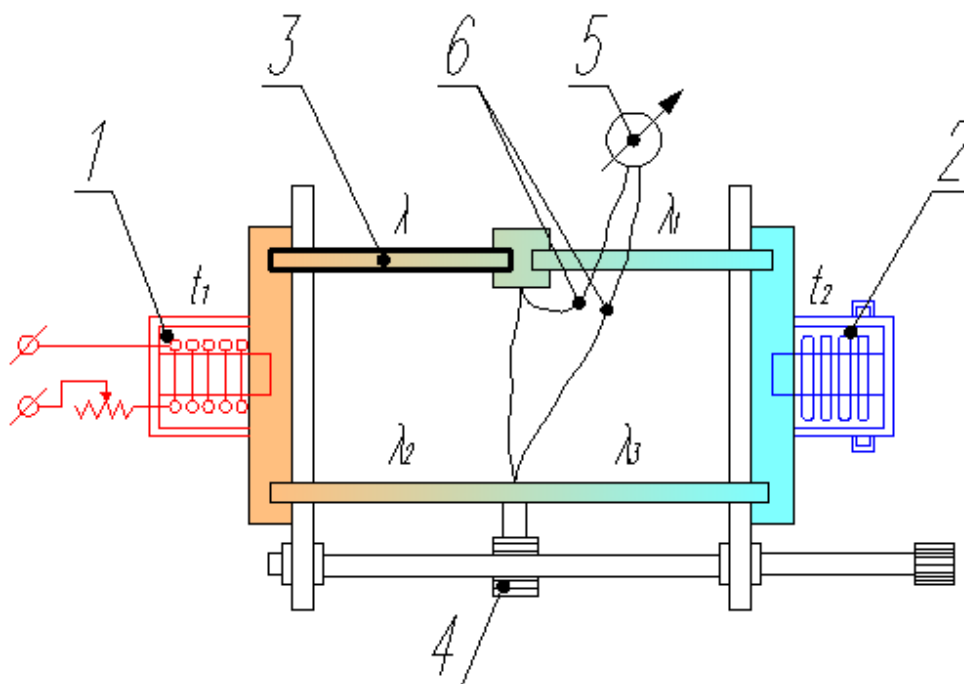


Рис. 2.7 – Схема теплового моста для определения коэффициента теплопроводности материала: 1 – электронагреватель; 2 – холодильник; 3 – исследуемый образец; 4 – ползунок; 5 – гальванометр; 6 – термопара

Метод определения коэффициента теплопроводности по принципу аналогии температурного и электростатического полей в полом и однородном теле (конденсаторе), ограниченном эквипотенциальными изотермическими поверхностями с температурами t_{c1} (внутри) и t_{c2} (снаружи), имеет решение:

$$\lambda = \frac{Q}{4\pi C(t_{c1} - t_{c2})}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.15)$$

где C - электрическая емкость воздушного конденсатора, Ф.

Из-за недоработанности данный метод не нашел применения в технике.

Резюмируя все выше сказанное о стационарных методах определения теплофизических свойств материалов, хочется отметить:

а) из всего многообразия методов, основанных на стационарном тепловом режиме, наиболее достоверными оказались методы, предполагающие использование уравнений стационарной теплопроводности (1.12), (1.18) и (1.24);

б) методы стационарного теплового режима в некоторых случаях (например, при испытании материалов при высоких температурах) являются пока незаменимыми, а в других случаях (например, при испытании замороженных объектов) единственно приемлемыми;

в) для влажных дисперсных материалов, как правило, методы стационарного теплового режима мало удачны вследствие ряда очевидных недостатков. К последним относятся: длительность эксперимента; возможность возникновения эффекта миграции воды и паров; необходимость усложнения аппаратуры из-за мер, предпринимаемых против боковых утечек теплоты; необходимость введения большого числа термопар для лучшего осреднения температур поверхностей образца; необходимость устранения эффекта тепловой конвекции; возможность нахождения лишь одной из трех необходимых во всевозможных задачах теплофизических характеристик (наряду с температуропроводностью a и удельной теплоемкостью c_p); невозможность или трудность придания дисперсным объектам формы, требуемой формулами (1.12), (1.18) и (1.24) и т. д.

Данные технические и измерительные сложности вполне решаются с помощью нестационарных методов определения теплофизических свойств.

2.2. Нестационарные методы определения теплофизических свойств

Метод определения теплопроводности цилиндрическим зондом. Данный способ является нормативным [23] и распространяется на строительные материалы с коэффициентом теплопроводности λ от 0,01 до 2 Вт/(м · К) в диапазоне температур от 90 до 573 К. Принцип определения коэффициента λ основан на зависимости температуры внедренного в материал 2 нагреваемого тела (цилиндрического зонда 1) от теплопроводности окружающего зонд материала 2 (рис. 2.8). Для тепловых испытаний применяют цилиндрические зонды различных размеров, например, для материалов с теплопроводностью от 0,1 до

$1 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ в диапазоне температур от 200 до 350 К требуется зонд диаметром $3 \pm 0,1 \text{ мм}$ и длиной $300 \pm 10 \text{ мм}$. Образец исследуемого материала 2 изготавливают в виде бруска размером, например, не менее $65 \times 65 \times 250 \text{ мм}$ или цилиндра диаметром не менее 50 мм и длиной не менее 200 мм для зонда диаметром 3 мм. Образец сыпучего материала размещают в форме, имеющей те же размеры и изготовленной из неметаллических материалов толщиной не более 2 мм.

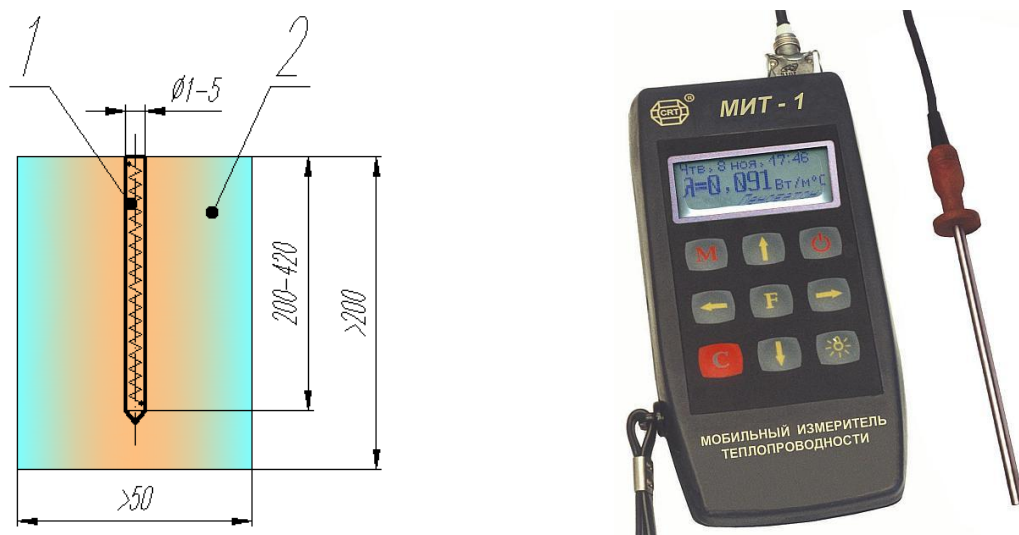


Рис. 2.8 – Способ определения коэффициента теплопроводности цилиндрическим зондом и его реальный аналог (МИТ-1):

1 – электрический зонд; 2 – исследуемый образец

В образец бетона при изготовлении необходимо заформовать по центру надетую на жесткий стальной пруток металлическую трубку (гильзу). Толщина стенки гильзы должна быть не более 0,05 мм, зазор между гильзой и введенным в нее зондом должен быть не более 0,1 мм, длина гильзы должна быть не менее длины образца бетона. Гильза должна быть окружена слоем контролируемого бетона толщиной не менее 5 см, не содержащего металлических включений. Перед введением зонда в гильзу ее необходимо прочистить и смазать машинным маслом. При определении теплопроводности теплоизоляционных материалов зонд вводят в образец путем их прокалывания или в предварительно подготовленное отверстие диаметром 1 мм. При размещении в образце двух зондов расстояние между ними должно быть не менее 0,8 мм.

Образцы с зондами должны быть выдержаны при заданной температуре измерений не менее 2 ч для теплоизоляционных материалов и 4 ч – для других материалов. Теплопроводность определяют не менее чем на двух образцах.

Одновременно с пуском секундомера на зонд 1 подают электрический ток нагрева. Значение тока нагрева должно выбираться таким образом, чтобы за время измерений, которое составляет 12 мин, прирост температуры зонда 1 не превышал: 5 К – при определении теплопроводности влажных материалов или при определении теплопроводности тел при температуре ниже 280 К; 15 К – в остальных случаях. За время испытаний силу электрического тока измеряют не

менее пяти раз с интервалом времени не менее 5 с. Значение ЭДС термопары зонда 1 регистрируют в промежутках времени 4–6 и 8–12 мин с момента начала испытаний. В указанных промежутках, включая их границы, должно быть проведено не менее пяти измерений ЭДС с равными интервалами времени в каждом промежутке. При этом интервалы между моментами регистрации ЭДС в промежутке 8–12 мин должны быть в два раза больше интервалов между моментами регистрации ЭДС в промежутке 4–6 мин.

Коэффициент теплопроводности исследуемого образца 2 определяют по формуле для линейного источника теплоты постоянной мощности:

$$\lambda = 0,05516 I^2 R \frac{\zeta}{\Delta \varepsilon}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.16)$$

где I - сила электрического тока нагрева зонда 1, А; R - электрическое сопротивление нагревателя зонда 1, Ом; ζ - чувствительность термопары зонда 1, мкВ/К; $\Delta \varepsilon$ - прирост ЭДС термопары зонда 1, мкВ (рассчитывают как разность между средними арифметическими значениями ЭДС, измеренными в промежутках времени 8–12 и 4–6 мин).

С применением средств вычислительной техники определяют уточненное значение теплопроводности материала 2 по формулам:

$$\lambda = a_1/\lambda + a_2 + a_3\lambda + a_4\lambda^2, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.17.1)$$

$$a_i = b_1/(c_p \rho)^2 + b_2/(c_p \rho) + b_3 + b_4 c_p \rho + b_5 (c_p \rho)^2, i=1, 2, 3, 4, \quad (2.17.2)$$

$$b_j = d_1 + d_2 T + d_3 T^2 + d_4 T^3, j=1, 2, \dots, 5, \quad (2.17.3)$$

где $(c_p \rho) = \rho(c_p + 42W)$ - объемная теплоемкость материала 2, Дж/(м³ · К); c_p - удельная теплоемкость материала 2 в сухом состоянии, Дж/(кг · К); ρ - плотность материала 2 в сухом состоянии, кг/м³; W - влажность материала 2 по массе, %; T - абсолютная температура, при которой определялась теплопроводность материала 2, К.

Значения коэффициентов $d_1 - d_4$, требуемые для вычисления коэффициентов b_j по формуле (2.17.3), и значения коэффициентов $b_1 - b_5$, используемые при расчете коэффициентов a_i по выражению (2.17.2), имеют конкретные значения и приводятся в соответствующих таблицах стандарта [23].

При проведении расчетов значение объемной теплоемкости $(c_p \rho)$ уменьшают в 10³ раз для зонда с диаметром 1 мм и в 10⁵ раз – для зондов с диаметрами 3 и 5 мм. Значение удельной теплоемкости материала c_p допускается задавать с погрешностью до 30 %. За результат испытания принимают среднее арифметическое значение результатов четырех параллельных измерений. Полученное значение теплопроводности округляют до второй значащей цифры.

Сведения об образцах материала и результаты определения теплопроводности заносят в журнал регистрации измерений. Погрешность метода определения теплопроводности при доверительной вероятности 0,9 составляет 7 %.

Методы регулярного теплового режима. Способы определения теплофизических свойств материалов, основанные на некоторых закономерностях нестационарного температурного поля при охлаждении в стадии **регулярного теплового режима**, получили название *методов регулярного режима*. Общая теория этих методов была разработана **Георгием Михайловичем Кондратьевым** (1887-1958). В стадии регулярного теплового режима *темп охлаждения* m , $с^{-1}$, может быть определен по величине тангенса угла наклона прямой, построенной на полулогарифмической бумаге, как зависимость между избыточной температурой охлаждаемого тела и временем охлаждения (рис. 2.9).



Георгий Михайлович Кондратьев
(1887-1958)

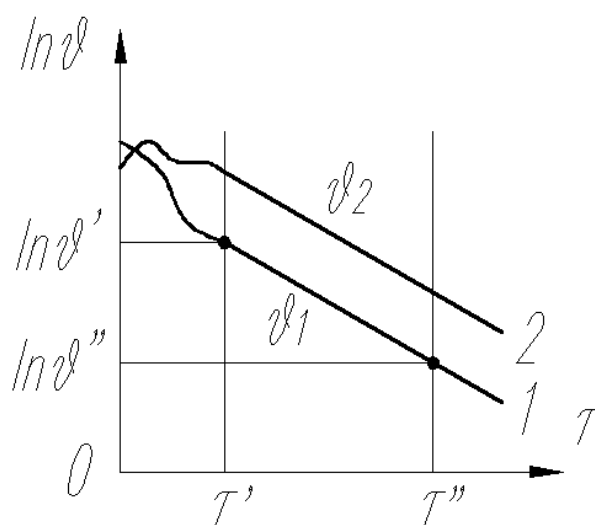


Рис. 2.9 – Изменение температуры тела во времени при его охлаждении

На рис. 2.9 приведены кривые изменения величин $\ln \theta_1$ и $\ln \theta_2$ для двух фиксированных точек тела 1 и 2 во времени на протяжении всего процесса охлаждения тела. Наступление регулярного режима характеризуется тем, что соответствующие кривые переходят в прямые линии, имеющие одинаковый угловой коэффициент на графике, т. е. они оказываются параллельными между собой. Тогда на этом участке темп охлаждения будет равен [4, С. 242–245]:

$$m = \frac{\ln \theta' - \ln \theta''}{\tau'' - \tau'}, \text{ с}^{-1}. \quad (2.18)$$

Уравнение (2.18) дает способ определения величины темпа охлаждения по экспериментальным данным. Для этого необходимо измеренные в какой-нибудь точке тела избыточные температуры $\theta = \theta(\tau)$ представить в полулогарифмических координатах. Далее на прямолинейном участке полученной зависи-

мости (в области регулярного теплового режима) выбрать две точки и найти соответствующие им координаты $\ln \vartheta$ и τ , подставив в соотношение (2.18).

На рис. 2.10 изображена принципиальная схема устройства для определения коэффициента температуропроводности *методом акалориметра*.

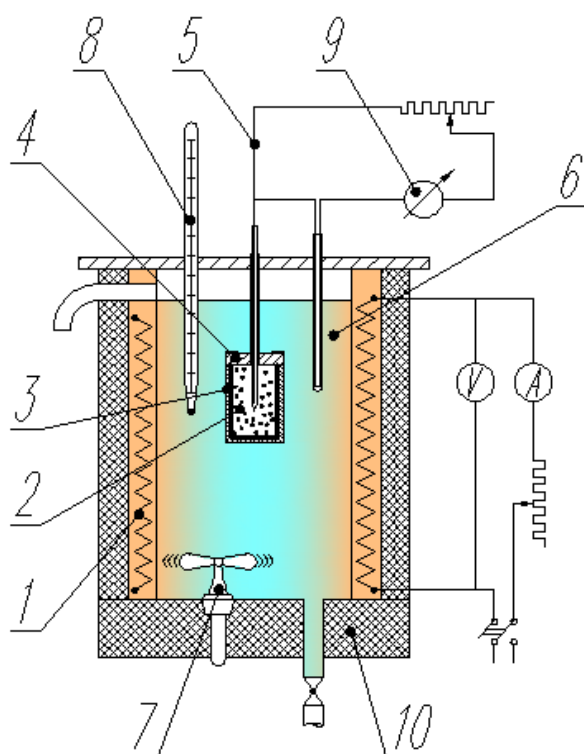


Рис. 2.10 – Принципиальная схема акалориметра: 1 – нагреватель; 2 – исследуемый образец; 3 – сосуд; 4 – крышка; 5 – термопара; 6 – термостат; 7 – мешалка; 8 – термометр; 9 – гальванометр; 10 – теплоизоляция

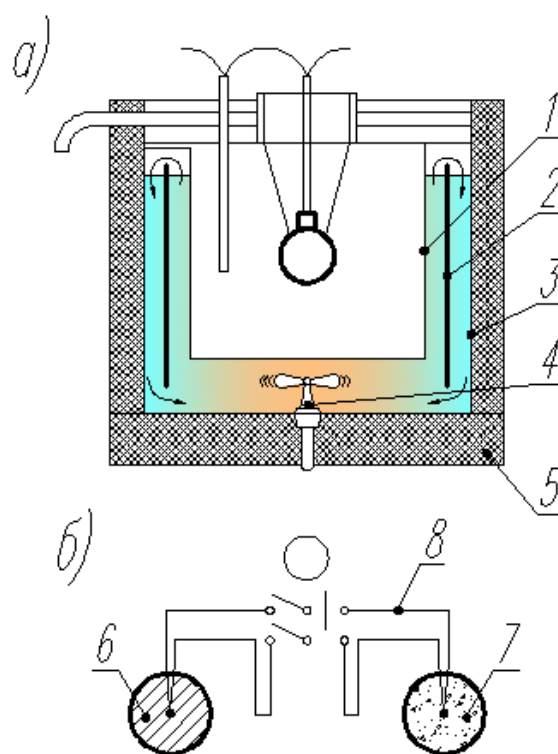


Рис. 2.11 – Принципиальная схема ламбдакалориметра: 1 – внутренний латунный цилиндр; 2, 3 – промежуточный и внешний цилиндры; 4 – мешалка; 5 – теплоизоляция; 6 – шар с исследуемым образцом; 7 – эталон; 8 – термопара

В акалориметре эксперимент ведется при бесконечно большом коэффициенте теплоотдачи α , т. е. при $Bi \rightarrow \infty$. Исследуемое вещество 2 в форме шара (диаметр 40–80 мм) или в форме цилиндра (диаметр 40–60 мм, высота 60–100 мм) полностью заполняет металлический сосуд 3 (медь или латунь, толщина стенок 1–2 мм). Сосуд 3 имеет сверху крышку 4 с отверстиями, через которые насыпается исследуемый материал 2. В крышке 4 также имеется ввод для термопары 5, служащей для измерения температуры внутри образца 2. Калориметр, заполненный испытуемым веществом 2, с погруженным в него горячим спаем дифференциальной термопары 5, помещается в термостат 6, где поддерживается постоянная температура и соблюдается условие $\alpha \rightarrow \infty$, достигаемое практически при $Bi > 50–100$. Термостат 6 представляет собой ванну, наполненную мелко истолченным тающим льдом, охлаждающей смесью, расплавом, либо водой с маслом, энергично перемешиваемыми при помощи ме-

шалки 7. Нужная при этом температура достигается нагревом от электронагревателя 1, а постоянство температуры контролируется с помощью терморегулятора (условно не показан) и термометра 8 [8, С. 155–158].

Опыт состоит в снятии кривой охлаждения, т. е. показаний гальванометра 9, регистрирующего в относительных единицах ход охлаждения (нагрева) образца $\vartheta = \vartheta(\tau)$, последующем вычерчивании графика вида $\ln \vartheta = f(\tau)$ (рис. 2.9), вычислении по тангенсу угла наклона его прямолинейного участка, согласно уравнению (2.18), величины m и окончательном нахождении коэффициента температуропроводности по линейной зависимости (при $Bi \rightarrow \infty$):

$$a = Km, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.19)$$

где K - коэффициент формы, м^2 .

Коэффициент формы K в соотношении (2.19) зависит только от геометрических свойств тела – его формы и размеров. Для тел простой формы параметр K может быть найден по формулам:

- для параллелепипеда с линейными размерами l_1 , l_2 и l_3 :

$$K = \frac{1}{(\pi/l_1)^2 + (\pi/l_2)^2 + (\pi/l_3)^2}, \text{ м}^2; \quad (2.20.1)$$

- для цилиндра радиусом r и длиной l :

$$K = \frac{1}{\left(\frac{2,405}{r}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2}, \text{ м}^2; \quad (2.20.2)$$

- для шара радиусом r :

$$K = \left(\frac{r}{\pi}\right)^2, \text{ м}^2. \quad (2.20.3)$$

При известном значении коэффициента формы K соотношение (2.19) является основой для экспериментального определения коэффициента температуропроводности материала. Для тел сложной формы на основе соотношения (2.19) может быть определен коэффициент формы K эмпирическим путем.

Коэффициент теплопроводности при известной величине температуропроводности может быть в данном случае определен по уравнению:

$$\lambda = \frac{\alpha a}{ml_0} \Psi, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.21)$$

где $l_0 = V/F$ - обобщенный размер тела, м; V и F - соответственно объем, м^3 , и площадь поверхности теплообмена тела с окружающей средой, м^2 ; $\Psi = \vartheta_F / \vartheta_V$ - критерий, характеризующий степень неравномерности температурного поля в теле (может изменяться от 0 при $Bi \rightarrow \infty$ до 1 при $Bi \rightarrow 0$); ϑ_F - средняя по поверхности теплообмена избыточная температура тела, $^{\circ}\text{C}$; ϑ_V - средняя по объему избыточная температура тела, $^{\circ}\text{C}$.

От описанного выше метода акалориметра *метод ламбдакалориметра*, предназначенный для определения коэффициента теплопроводности, отличается условиями проведения эксперимента. Вместо условия $\alpha \rightarrow \infty$ требуется условие $\alpha = \text{const}$ или $Bi = \text{const}$. Ламбдакалориметры бывают без оболочки и с металлической оболочкой, в форме шара, цилиндра или прямоугольной призмы. Нахождение коэффициента теплопроводности по методу ламбдакалориметра требует опытного определения коэффициентов теплоотдачи α и температуропроводности a , а также темпа охлаждения m исследуемого образца.

Схема опыта, прежде всего, требует знания коэффициента теплоотдачи α . Для этой цели внутри воздушного термостата (рис. 2.11а), где поддерживается постоянство температуры, помещаются строго одинаковые по размеру два (медных или латунных) шара 6 и 7 (рис. 2.11б) с толщиной стенок 1–2 мм и общим диаметром 60–80 мм, которые заполняются соответственно испытуемым материалом и эталонным веществом с известными теплофизическими характеристиками. Путем никелировки их поверхностей обеспечиваются тождественные условия излучения и конвективной теплоотдачи для обоих шаров, т. е. равенство значений коэффициента α для каждого из них.

В центре каждого из образцов 6 и 7 помещены горячие спаи дифференциальной термопары 8. Поскольку шары 6 и 7 с материалами нагреты на 5–10 $^{\circ}\text{C}$ выше, чем воздух в термостате, начинается процесс выравнивания температур, позволяющий найти темп охлаждения m и m_0 соответственно для образца и эталона. Тогда коэффициент теплопроводности равен при $\alpha = \alpha_0$:

$$\lambda = \frac{m_0}{m} \frac{a}{a_0} \lambda_0, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.22)$$

где a_0 и λ_0 - соответственно известные значения коэффициентов температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$, и теплопроводности, $\text{Вт/(м} \cdot \text{К)}$, эталона 7.

Для уравнения (2.22) считается, что параметр Ψ одинаков для обоих тел.

Для устранения необходимости предварительного определения коэффициента температуропроводности a , $\text{м}^2/\text{с}$, Г.М. Кондратьев предложил третий вариант метода регулярного теплового режима, названный им *методом двух точек*. Данный метод также основан на том свойстве нестационарного температурного поля в стадии регулярного теплового режима, что отношение избыточных температур $\vartheta_x / \vartheta_0$ в двух произвольно выбранных точках тела в один и тот

же момент времени при $\alpha = \text{const}$ не зависит от времени. Оно зависит только от координат точек, формы и размеров тела, а также от **числа Био** [8, С. 158–160].

На рис. 2.12 представлена схема устройства для определения теплофизических свойств материала по методу двух точек. Этот метод применяется и совершенствуется в различных вариантах: шаровом и цилиндрическом.

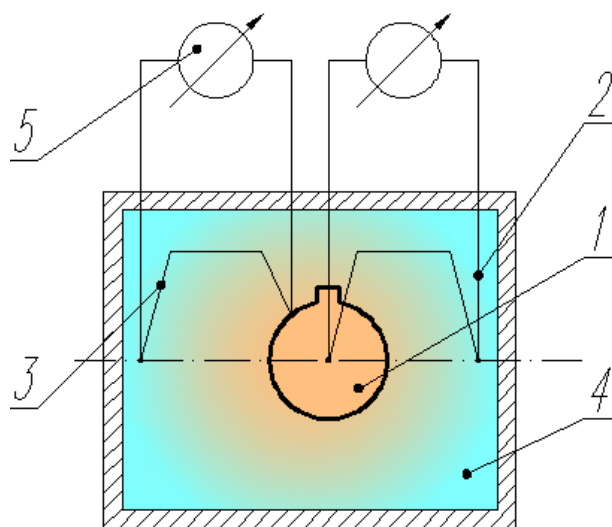


Рис. 2.12 – Принципиальная схема метода двух точек: 1 – исследуемый образец; 2, 3 – термопары для измерения температуры в центре и на поверхности образца; 4 – холодильник; 5 – гальванометр

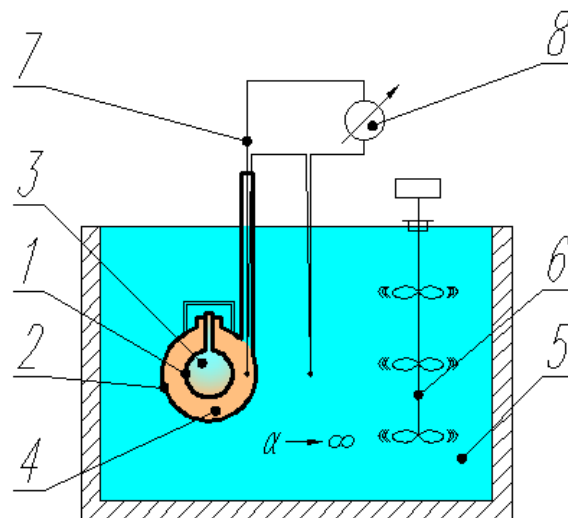


Рис. 2.13 – Принципиальная схема бикалориметра: 1, 2 – шары; 3 – эталон (ртуть); 4 – исследуемый образец; 5 – термостат; 6 – мешалка; 7 – термопара; 8 – гальванометр

Для шарового образца радиуса r при измерениях температуры в центре и на поверхности тела используются формулы:

$$\frac{\vartheta_c}{\vartheta_0} = \frac{r \sin \sqrt{\frac{m}{a}}}{\sqrt{\frac{m}{a}}}, \quad (2.23)$$

$$\lambda = \frac{\alpha r}{\text{Bi}}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}. \quad (2.24)$$

В цилиндрическом образце длиной $2l$ и диаметром основания $2r$ температура измеряется на оси цилиндра в центре и на торцевой поверхности. Для этого случая существует математическая зависимость:

$$\frac{\vartheta_0}{\vartheta_c} = f(\text{Bi}) \cos \mu_1, \quad (2.25)$$

где μ_1 - первый корень характеристического уравнения неограниченного цилиндра, для которого имеет смысл уравнение $\cos \mu_1 = \mu_1 / \text{Bi}$.

Таким образом, по соотношению $\vartheta_0 / \vartheta_c$, найденному экспериментальным путем, определяется число Био Bi по специальному графику, построенному в соответствии с законом (2.25). Следовательно, появляется возможность для вычисления коэффициента λ по формуле (2.24).

Поскольку эксперимент дает величину темпа охлаждения m , то можно также найти коэффициент теплопроводности, воспользовавшись таблицей характеристических уравнений для определения μ_1 :

$$a = m \left(\frac{\mu_1^2}{l^2} + \frac{\mu_1^2}{r^2} \right)^{-1}, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (2.26)$$

С помощью метода двух точек измерены коэффициенты λ и a самых разнообразных строительных, металлических и огнеупорных материалов.

Четвертый метод регулярного режима для определения теплофизических свойств материалов назван *методом бикалориметра* (рис. 2.13). Прибор состоит из двух полых шаров 1 и 2, концентрически вложенных один в другой (шар 1 помещен в шар 2). Внутренний шар 1 заполняется ртутью 3, а пространство между ними – исследуемым материалом 4. Вначале определяют коэффициент теплопроводности a образца 4. Для этого внутренний шар 1 ртутью 3 не заполняют, а охлаждают бикалориметр, наполненный исследуемым материалом при условии $\alpha \rightarrow \infty$. Затем во внутренний шар 1 наливают ртуть 3 и снова охлаждают предварительно нагретый бикалориметр в водяном термостате 5 при условии $\alpha \rightarrow \infty$. Тогда, зная теплофизические свойства ртути 3, можно определить объемную теплоемкость $c_p \rho$ исследуемого материала 4 по коэффициенту m , соответствующему охлаждению системы «ртуть 3 – материал 4».

Расчетная формула будет иметь вид [9, С. 348–349]:

$$c_p \rho = \frac{1}{3} K^2 (c_p \rho)_3 \frac{\mu_1^2}{1 + K \mu_1 \text{ctg}[(1 - K) \mu_1]}, \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}), \quad (2.27)$$

где $K = r_1 / r_2$ - коэффициент формы; r_1 и r_2 - соответственно радиусы внутреннего 1 и наружного 2 шаров, м; $(c_p \rho)_3$ - объемная теплоемкость ртути 3, Дж/(м³ · К); $\mu_1 = r_1 \sqrt{m/a}$ - первый корень характеристического уравнения шара.

Коэффициент теплопроводности λ вычисляется по соотношению (1.28) при известных величине a и произведении $c_p \rho$. Особенность данного метода заключается в том, что отпадает необходимость в определении коэффициента конвективного теплообмена α . Для исследования теплофизических свойств материалов применяются пластинчатые и цилиндрические бикалориметры.

Метод нагревания с постоянной скоростью. Способ основан на решении задач нагревания тела в среде, температура которой изменяется по линейному закону вида $t_{\text{ж}}(\tau) = t_{\text{ж,н}} + b\tau$. Из анализа решений задачи следует, что, начиная с определенного значения числа Фурье, температура любой точки тела становится линейной функцией времени, а распределение температуры в одномерных задачах описывается законом параболы [9, С. 351–354]:

$$\frac{t(x, \tau)}{t_{\text{ж,н}}} = 1 + \text{PdFo} - \text{Pd} \frac{1}{\Gamma} \left(1 + \frac{2}{\text{Bi}} - \frac{x^2}{l^2} \right), \quad (2.28)$$

где $t_{\text{ж,н}}$ - температура окружающей среды в начальный момент времени, °С; $\text{Pd} = bl^2 / (at_{\text{ж,н}})$ - **число Предводителя**; b - скорость нагревания среды, °С/с; l - характерный размер тела, м; $\text{Fo} = a\tau / l^2$ - число Фурье; Γ - постоянное число (для неограниченной пластины $\Gamma = 3$, для неограниченного цилиндра $\Gamma = 4$, для шара $\Gamma = 6$); $\text{Bi} = \alpha l / \lambda$ - число Био.

Из соотношения (2.28) следует, что перепад температуры между поверхностью тела $t(l, \tau)$ и любой его точкой $t(x, \tau)$ обратно пропорционален коэффициенту температуропроводности, а перепад температуры между средой и поверхностью тела $t_{\text{ж}}(\tau) - t(l, \tau)$ прямо пропорционален объемной теплоемкости, т. е.:

$$a = \frac{bl^2}{\Gamma} \frac{1 - x^2/l^2}{t(l, \tau) - t(x, \tau)}, \quad \text{м}^2/\text{с}, \quad (2.29)$$

$$c_p \rho = \frac{\alpha [t_{\text{ж}}(\tau) - t(l, \tau)] \Gamma}{2bl}, \quad \text{Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}). \quad (2.30)$$

Таким образом, зная перепад температуры, например, между поверхностью и центральным слоем $t(l, \tau) - t(0, \tau)$, можно по формуле (2.29) определить коэффициент температуропроводности, а по перепаду температуры между окружающей средой и поверхностью тела – объемную теплоемкость (2.30). При этом необходимо предварительно найти коэффициент теплообмена α по нагреванию эталона в тех же условиях. Коэффициент теплопроводности λ рассчитывается по формуле (1.28).

Для того чтобы избежать определения коэффициента теплоотдачи α , существует сравнительный метод нагревания с постоянной скоростью. Исследуемую систему (материал, соприкасающийся с эталоном) нагревают в жидкой среде (воде, масле) с интенсивным перемешиванием (необходимым условием является $\alpha \rightarrow \infty$). Тогда при наличии **квазистационарного теплового режима** нагревания температура в любой точке системы будет линейной функцией времени, т. е. $dt(x, \tau)/d\tau = b = \text{const}$. Если в качестве эталона взять теплоизолятор, например, стекло, то можно нагревать систему в водяной ванне. Температура определяется в трех точках: в центре образца t_0 , между эталоном и по-

верхностью образца t_c и в окружающей среде $t_{\text{ж}}$. Если холодный спай термопары поместить в окружающую среду, то фактически температура будет измеряться только в двух точках исследуемой системы.

Тогда расчетные формулы будут иметь вид:

- для неограниченной пластины:

$$\lambda = \lambda_{\text{э}} \frac{2a_{\text{э}}\delta(t_{\text{ж}} - t_c) - b\delta\delta_{\text{э}}^2}{4a_{\text{э}}\delta_{\text{э}}(t_c - t_0)}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.31.1)$$

где $\lambda_{\text{э}}$ и $a_{\text{э}}$ - коэффициенты теплопроводности, Вт/(м · К), и температуропроводности, м²/с, эталона; δ и $\delta_{\text{э}}$ - соответственно половина толщины исследуемого материала, м, и толщина слоя эталона, м;

- для неограниченного цилиндра:

$$\lambda = \lambda_{\text{э}} \frac{4a_{\text{э}}(t_{\text{ж}} - t_c) - b\left(r_{\text{э}}^2 - r^2 - 2r^2 \ln \frac{r_{\text{э}}}{r}\right)}{8a_{\text{э}}(t_c - t_0) \ln \frac{r_{\text{э}}}{r}}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.31.2)$$

где r и $r_{\text{э}}$ - соответственно радиус цилиндрического образца, м, и радиус образца цилиндра с эталоном, м;

- для шара:

$$\lambda = \lambda_{\text{э}} \frac{6a_{\text{э}}r_{\text{э}}(t_{\text{ж}} - t_c) - b(r_{\text{э}} - r)^3 - 3br(r_{\text{э}} - r)^2}{12a_{\text{э}}(r_{\text{э}} - r)(t_c - t_0)}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.31.3)$$

где r и $r_{\text{э}}$ - соответственно радиус образца шара, м, и радиус образца шара с эталоном, м.

Коэффициент температуропроводности находится по выражению:

$$a = \frac{bl^2}{\Gamma(t_c - t_0)}, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.32)$$

где l - характерный размер тела (для неограниченной пластины $l = \delta$, неограниченного цилиндра и шара $l = r$), м; Γ - постоянное число (для неограниченной пластины $\Gamma = 3$, для неограниченного цилиндра $\Gamma = 4$, для шара $\Gamma = 6$).

Достоинство данного метода состоит в том, что из одного эксперимента определяются все теплофизические свойства материала. Кроме того, при квазистационарном тепловом режиме температурный градиент в каждой точке тела является величиной постоянной, не зависящей от времени. Если по каким-либо соображениям температуру t_c определить затруднительно, то можно измерять

температуру в любой точке эталона. В этом случае расчетные формулы немного видоизменяются. Недостатком метода является трудность регулировки скорости нагревания, что может значительно отразиться на точности результатов.

Метод эталона неограниченной протяженности. Данный способ основан на решении задачи охлаждения по закону теплопроводности неограниченной пластины в неограниченной среде, причем последняя принимается за эталонное тело. Анализ решения показывает, что температура в любой точке среды вначале увеличивается, достигает максимума, а потом уменьшается. Зная время достижения максимума τ_{max} и величину температурного максимума Δt_{max} , можно найти коэффициенты теплопроводности и температуропроводности.

Данный метод определения теплофизических свойств материалов предложен для случая сыпучих, порошкообразных веществ, когда вводить датчик температуры в исследуемый материал невозможно из-за сильного искажения температурного поля самим датчиком [9, С. 354–355].

Прибор представляет собой бетонный калориметр 1 с линейными размерами $300 \times 150 \times 140$ мм (рис. 2.14). В центре устройства имеется прямоугольная щель объемом 200 см^3 , которая заполняется сыпучим материалом 2 при температуре $t_0 > t_n$, где t_n – начальная температура калориметра 1, °С, одинаковая во всех его точках. Ширина щели 2δ должна быть незначительной по сравнению с длиной калориметра 1. Измеряется температура калориметра 1 в точке, отстоящей на расстоянии $x = 2\delta$ от центра оси Ox . Как только достигается максимальное значение температуры в точке x , эксперимент прекращается. Наибольшая разница между температурой материала 2 и калориметром 1 не превышает $5 - 10^\circ \text{С}$, а затем она непрерывно уменьшается.

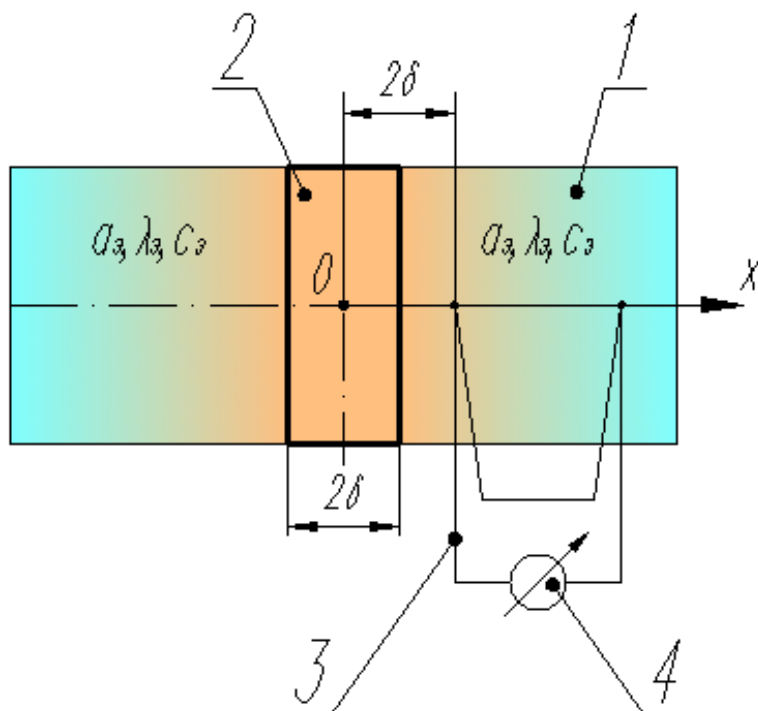


Рис. 2.14 – Принципиальная схема метода эталона неограниченной протяженности: 1 – калориметр (эталон); 2 – исследуемый образец; 3 – термонара; 4 – гальванометр

Коэффициенты температуропроводности и теплопроводности вычисляются по соответствующим формулам:

$$a = K_3 a_3, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.33)$$

$$\lambda = \lambda_3 K_\varepsilon \sqrt{K_a}, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad (2.34)$$

где K_3 , K_ε и K_a - коэффициенты, определяемые по специальными номограммам в зависимости от значений $\Delta t_{\max} = t_{\max} - t_n$ и $Fo_{\max} = a_3 \tau_{\max} / \delta^2$.

Преимущества метода заключаются в незначительной продолжительности опыта (20 – 30 мин), которая к тому же может быть по желанию уменьшена, отсутствии измерителя температуры в исследуемом материале, простоте устройства прибора и техники проведения эксперимента. К недостаткам нужно отнести сравнительную длительность засыпки материала в щель калориметра, что вызывает потери теплоты и неравномерное распределение температуры по плоскости соприкосновения (нестрогое выполнение граничных условий).

Метод мгновенного источника. Данный метод агрофизик **Абрам Филиппович Чудновский** (1910-1985) применил для определения теплофизических свойств почвы [17, С. 92–96]. Принимая почву за неограниченную среду, автор способа вводил в почву латунную пластину размером 12×16 см, предварительно нагретую до 60 – 70 °С, и считал ее теплоотдачу как действие мгновенного плоского источника теплоты величиной ΔQ , Дж.

Коэффициент температуропроводности определяется по формуле:

$$a = \frac{x^2}{4\tau_{\max}}, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.35)$$

где x - расстояние между измеряемой точкой почвы и поверхностью пластины, $\approx 0,02$ м; $\tau_{\max}$ - время, соответствующее максимуму температуры $t_{\max}$ в данной точке (из решения следует, что температура в любой точке среды вначале увеличивается, достигая некоторого максимума, а потом уменьшается), с.

Объемная теплоемкость находится через соотношение:

$$\ln(c_p \rho) = \ln\left(\frac{\Delta Q}{2F\Delta t \sqrt{\pi a \tau}}\right) - \frac{x^2}{4a\tau}, \text{ Дж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К}), \quad (2.36)$$

где F - площадь поверхности пластины, м^2 ; $\Delta t = t - t_n$ - повышение температуры почвы в координате x в момент времени τ , °С.

Количество тепловой энергии ΔQ , Дж, отданное металлической пластиной почве, находится по уравнению теплового баланса.

Коэффициент теплопроводности λ рассчитывается по выражению (1.28).

Время эксперимента составляет 4–5 мин. Преимуществом метода является возможность определять теплофизические свойства материала из одного опыта в течение малого промежутка времени. Основным недостатком является невыполнение начального условия (источник теплоты действует не мгновенно по сравнению со временем эксперимента). Кроме того, метод применим только к материалам, которые можно уподобить неограниченной среде и температурное поле которых мало искажается от внесения датчика температуры.

Существуют две модификации описанного способа (рис. 2.15). В их основу положено решение задачи охлаждения неограниченной пластины в неограниченной среде при наличии мгновенного плоского источника теплоты в середине пластины. По первому варианту (рис. 2.15а) мгновенный источник теплоты 1 (тонкая металлическая пластинка, мгновенно нагреваемая электрическим током в течение промежутка времени от 0,5 до 2,5 с) помещается между двумя одинаковыми исследуемыми образцами 2. Соприкасающиеся параллелепипеды служат эталонами 3. Термопара 4 вводится в калориметр (эталон) 3. Во втором варианте (рис. 2.15б) каждый испытуемый образец 2 находится между эталонной пластиной 3 с заделанным в ней плоским нагревателем 1 и параллелепипедом 3 из того же материала. Термопара 4 помещается также в эталонном параллелепипеде 3. Таким образом, в обоих вариантах измеритель температуры не вводился в исследуемый материал 2. Реле времени, соединенное с электрическим секундомером, дает возможность точно измерять время действия источника теплоты и по желанию его изменять [9, С. 356–359].

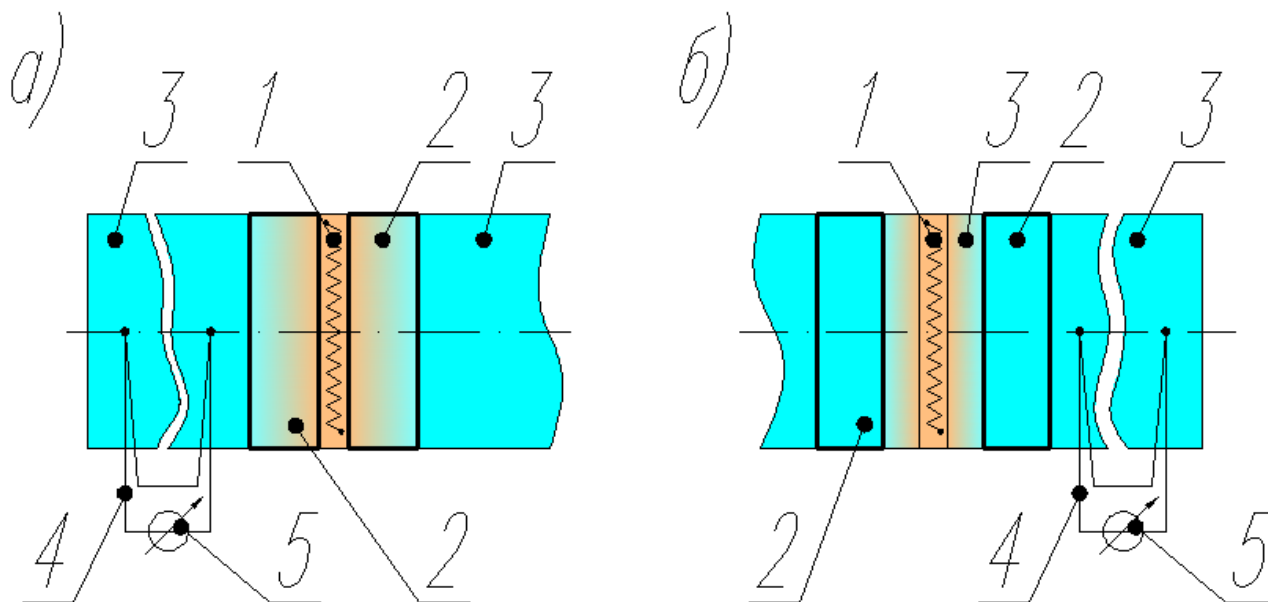


Рис. 2.15 – Принципиальная схема метода мгновенного источника: 1 – нагреватель; 2 – исследуемые образцы; 3 – калориметр (эталон); 4 – термопара; 5 – гальванометр

Для первого варианта (рис. 2.15а) по величинам Fo_{max} , Δt_{max} и ΔQ (количество выделившейся тепловой энергии во время действия нагревателя 1) определяются коэффициенты температуропроводности и теплопроводности:

$$a = \delta^2 a_3 / \left(\sqrt{2a_3 \tau_{\max}} - x + \delta \right)^2, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.37.1)$$

$$\lambda = \frac{1}{\Pi} \left(2 - \lambda_3 K_a^{1/2} \Pi \right), \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad (2.37.2)$$

где δ - толщина испытуемого образца 2, м; a_3 и λ_3 - соответственно коэффициенты температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$, и теплопроводности, $\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, эталона 3; $\tau_{\max}$ - момент времени, при котором наблюдается максимальное значение температуры в координате x эталона 3, с; $\Pi = (1/a\Delta Q) \left(2\Delta t_{\max} F \sqrt{a\pi\tau_{\max}} e \right)$ - параметр уравнения (2.37.2); $\Delta t_{\max} = t_{\max} - t_{\text{н}}$ - максимальное изменение температуры в координате x измерителя температуры от мгновенного источника теплоты 1, $^{\circ}\text{C}$; F - площадь соприкосновения мгновенного плоского источника теплоты 1 с исследуемым материалом 2, м^2 ; $e = 2,718281$ - число Эйлера.

Продолжительность эксперимента составляла от 5 до 20 мин.

Расчетные формулы для второго варианта (рис. 2.15б), получаемые в результате решения специальной математической задачи охлаждения трех тел, находящихся в тепловом контакте, при действии мгновенного источника теплоты, помещенного в начало координат, имеют вид:

$$a = a_3 \delta_3^2 / \left(\sqrt{2a_3 \tau_{\max}} - x + \delta_3 \right)^2, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.38.1)$$

$$\lambda = \frac{\sqrt{K_a}}{\Pi} \left(2 - \Pi \lambda_3 - 2\lambda_3 \sqrt{1 - \Pi} \right), \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}), \quad (2.38.2)$$

где δ_3 - толщина эталона 3, м; $\Pi = (1/a_3 \Delta Q) \left(2\Delta t_{\max} F \sqrt{a_3 \pi \tau_{\max}} e \right)$ - параметр уравнения (2.38.2).

Данный метод позволяет определить теплофизические свойства испытуемых материалов под давлением и в вакууме, а также при высоких и низких температурах, что является большим его преимуществом. При малой продолжительности эксперимента (6–10 мин) и малых температурных перепадах внутри материала способ может быть применен к влажным материалам.

Существует модификация рассмотренного метода, основанная на помещении второй термопары на границе соприкосновения образца материала и эталона (рис. 2.16). Это дает возможность определить коэффициент температуропроводности материала непосредственно по уравнению:

$$a = \frac{\delta^2}{2\tau_{\max}}, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.39)$$

т. е. в данном случае определение коэффициента a является абсолютным.

Коэффициент теплопроводности λ вычисляется по формуле (2.37.2), для чего предварительно надо знать коэффициент теплопроводности эталона λ_3 .

Теплофизические свойства эталона можно определить по методу мгновенного источника теплоты (абсолютный метод), поместив нагреватель между соприкасающимися частями эталонного калориметра. Более четко выраженный максимум температуры и кратковременность эксперимента (2–10 мин) составляет преимущество данного способа перед предыдущим методом. Недостатком являются экспериментальные трудности, связанные с регистрацией мощности источника теплоты в течение малого промежутка времени (1–2 с).

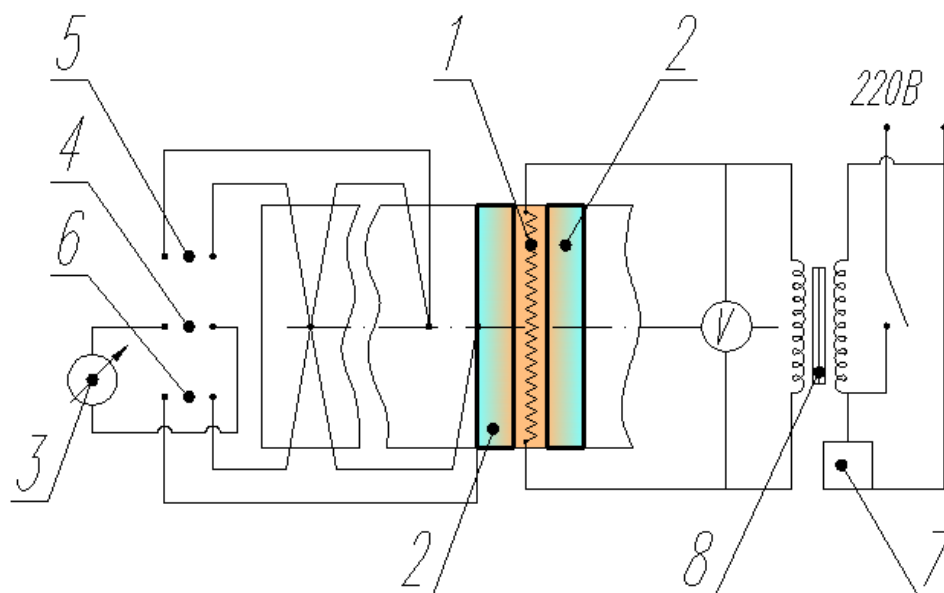


Рис. 2.16 – Принципиальная схема метода мгновенного источника:

1 – нагреватель; 2 – исследуемые образцы; 3 – гальванометр; 4 – переключатель; 5 – внутренняя термопара; 6 – термопара на поверхности; 7 – электрический секундомер; 8 – понижающий трансформатор 220/30

Метод импульсного источника. Данный способ применяется для определения теплофизических свойств теплоизоляционных материалов. Сущность метода состоит в том, что исследуемое тело принимается за неограниченную среду, внутри которой действует в течение промежутка времени τ_0 , с, источник тепловой энергии. Регистрируя температурный максимум в точке, расположенной вблизи источника, можно непосредственно (без эталонного тела) определить коэффициенты теплопроводности λ , Вт/(м · К), и температуропроводности a , м²/с, исследуемого материала. В качестве линейного источника теплоты используется металлическая нить длиной l , м, толщиной 0,05–0,10 мм, через которую от аккумулятора пропускают электрический ток мощностью N , Вт. Датчиками температуры являются две электролитические медно-константановые термопары, расположенные параллельно по обе стороны от нагревательной нити на расстоянии $l_0 = 4–6$ мм [9, С. 359–361].

Вначале определяется температура материала t_n , °С, до нагревания как средняя арифметическая величина из температур, показываемых обоими датчиками. Затем в течение короткого промежутка времени (от 15 до 30 с) нагрева-

ется металлическая нить с таким расчетом, чтобы повышение температуры вблизи нити нагрева было не выше $3-4^\circ\text{C}$. После прекращения нагревания нити температура в точке, где находится термопара, постепенно повышается, достигает максимума, а затем уменьшается, образуя точку максимума. С помощью гальванометра регистрируется время $\tau_{\max}$, с, соответствующее максимальному приросту температуры $\Delta t_{\max}$, $^\circ\text{C}$. Такое определение производят по двум термопарам и берут среднее значение показаний.

Коэффициент теплопроводности определяется по формуле:

$$\lambda = \frac{0,86N}{4\pi\Delta t_{\max}l} \varphi_{\lambda}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (2.40)$$

где $\Delta t_{\max} = t_{\max} - t_{\text{н}}$ - максимальный прирост температуры за период нагрева импульсным источником теплоты, $^\circ\text{C}$; φ_{λ} - некоторый коэффициент (поправка), зависящий от отношения величин $\tau_0/\tau_{\max}$.

Коэффициент φ_{λ} находится через решение системы уравнений:

$$\varphi_{\lambda} = \int_{x_1}^{\infty} e^{-\vartheta} \frac{d\vartheta}{\vartheta} - \int_{x_2}^{\infty} e^{-\vartheta} \frac{d\vartheta}{\vartheta}, \quad (2.41.1)$$

$$x_1 = \frac{1 - \tau_0/\tau_{\max}}{\tau_0/\tau_{\max}} \ln(1 - \tau_0/\tau_{\max})^{-1}, \quad (2.41.2)$$

$$x_2 = \frac{\tau_{\max}}{\tau_0} \ln(1 - \tau_0/\tau_{\max})^{-1}. \quad (2.41.3)$$

Как видно, система уравнений (2.41.1), (2.41.2) и (2.41.3) включает в себя сложные интегральные вычисления. Для нахождения коэффициента φ_{λ} можно использовать специальный график функции (рис. 2.17).

Коэффициент температуропроводности вычисляется по соотношению:

$$a = \frac{l_0^2}{4\tau_0} \varphi_a, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (2.42)$$

где $\varphi_a = \frac{\tau_0}{\tau_{\max}} x_1$ - некоторый коэффициент, который можно найти по графику, приведенному на том же рис. 2.17.

Полученные по формулам (2.40) и (2.42) соответственно значения коэффициентов λ и a соответствуют тому участку материала, в котором находится нить нагревателя и расположенные около нее термопары. Продолжительность опыта составляет от 30 до 100 с, что дает возможность сделать ряд повторных измерений и в итоге получить усредненные значения. Однако наличие в прибо-

ре тонких нитей нагревателя и термопар, а также необходимость соблюдения расстояния между ними ограничивает область применения данного метода. Для грубодисперсных и монолитных образцов погрешности, вносимые в определения неоднородностью материала, могут быть весьма значительными.

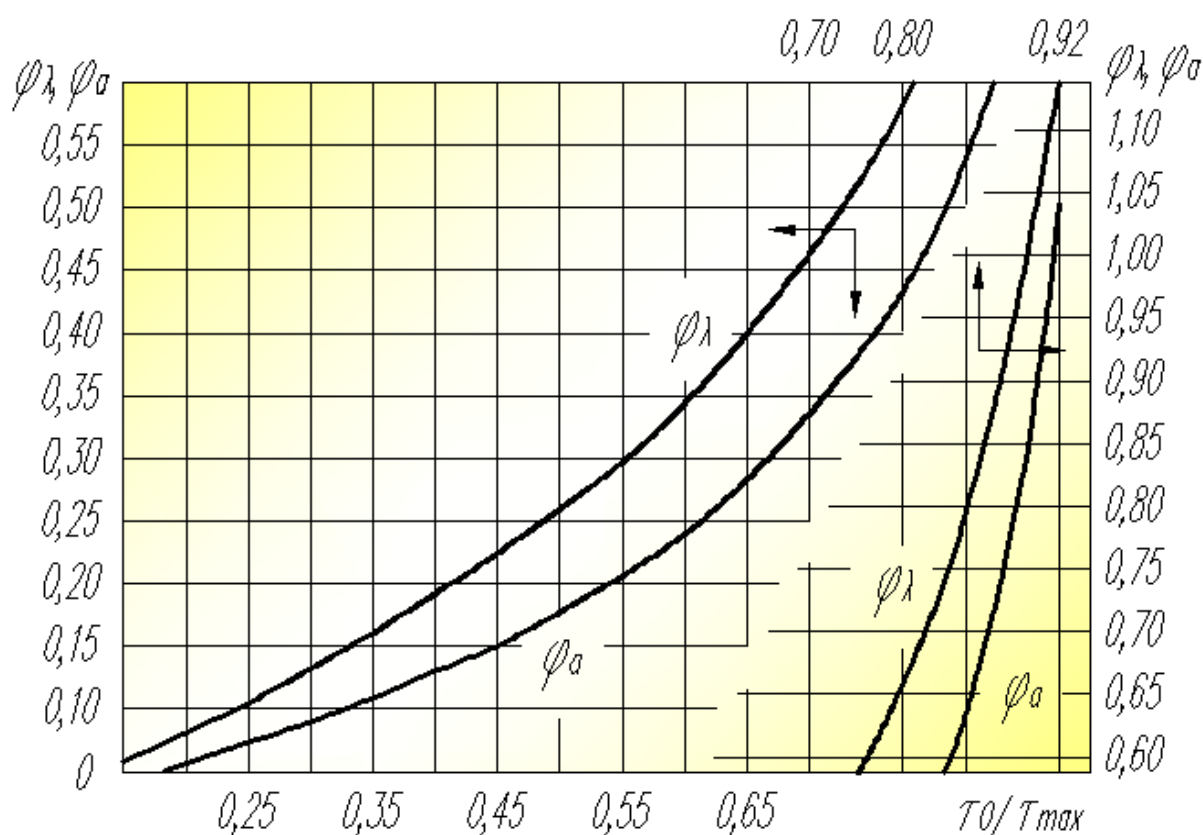


Рис. 2.17 – График для определения коэффициентов φ_λ и φ_α

Метод постоянно действующего источника. Преимущество методов, в которых эталонное тело или исследуемый материал считаются телами неограниченной протяженности в отношении распространения температурного поля за время проведения эксперимента, состоит в исключении граничных условий первого или третьего рода, которые трудно осуществить практически с высокой степенью точности. Теория метода постоянно действующего источника основана на решении дифференциального уравнения теплопроводности для системы двух полуограниченных тел, на границе соприкосновения которых действует постоянный источник теплоты плотностью q , Вт/м² [9, С. 363–364].

Решение уравнения теплопроводности можно записать так:

$$t(x, \tau) - t_n = \frac{2q}{\lambda} \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (2.43)$$

Положив $x=0$ и обозначив разность температур $t(x, \tau) - t_n$ в уравнении (2.43) через Δt , можно получить соотношение:

$$\Delta t = 1,1284q \sqrt{\frac{1}{\lambda c_p \rho}} \tau, \text{ } ^\circ\text{C}. \quad (2.44)$$

Следовательно, графическая зависимость между Δt и $\sqrt{\tau}$ будет иметь вид прямой, проходящей через начало координат. Тангенс угла наклона $tg\varphi_1$ этой прямой равен $1,1284q(\lambda c_p \rho)^{-0,5}$, откуда получаем расчетную формулу для определения коэффициента тепловой активности тела:

$$\lambda c_p \rho = \left(\frac{1,1284}{tg\varphi_1} \right)^2. \quad (2.45)$$

Коэффициент температуропроводности подсчитывают на основании измерения температуры в некоторой точке x , расположенной на небольшом расстоянии от плоскости соприкосновения. При этом разность температур можно определить по формуле:

$$\frac{\Delta t_x}{\Delta t} = 1,1284 \operatorname{ierfc} \frac{x}{2\sqrt{a\tau}}. \quad (2.46)$$

Если по оси ординат отложить аргумент функции ierfc , равной $0,5642 \Delta t_x / \Delta t$, а по оси абсцисс $1/\sqrt{\tau}$, то будем иметь прямую, тангенс угла наклона которой $tg\varphi_2$ равен $x/(2\sqrt{a})$, откуда получим расчетную формулу для коэффициента температуропроводности:

$$a = \frac{x^2}{4tg^2\varphi_2}, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (2.47)$$

Преимуществом данного метода является то, что расчетные графики представляют собой прямые, проходящие через начало координат, что служит хорошим критерием надежности получаемых экспериментальных данных. При наличии непрерывной записи показаний термопар на ленте потенциометра, которая движется со скоростью, обратно пропорциональной корню квадратному из времени, получаем прямые линии, отображающие соотношение (2.44). Недостаток метода состоит в трудности технического выполнения нагревателя в виде сплошной металлической ленты.

Контрольные вопросы

1. На какие группы разделяются способы определения теплофизических свойств материалов. В чем состоит их принципиальное отличие друг от друга?

2. Для каких геометрических тел, как правило, разрабатывают методы определения теплофизических свойств материалов?
3. К какому из рассмотренных способов можно отнести метод определения теплопроводности твердого тела по ГОСТ 7076-99?
4. В чем состоит преимущество сравнительных методов над стационарными методами определения теплофизических свойств материалов?
5. Почему при нахождении коэффициента температуропроводности строительных материалов стационарные методы не рассматриваются?
6. Для каких целей в измерительных устройствах предусмотрены охраняемые приспособления?
7. В чем заключается смысл метода электротепловой аналогии?
8. Какими основными недостатками обладают стационарные методы определения теплофизических свойств материалов?
9. Каким способом и для каких целей определяют темп охлаждения материала в стадии регулярного теплового режима?
10. Какое обязательное условие должно выполняться при создании регулярного теплового режима?
11. Что такое коэффициент формы тела? От чего зависит его величина? Для каких целей он применяется?
12. В чем конструктивное сходство всех измерительных устройств, определяющих теплофизические свойства материалов методом регулярного теплового режима (методом Г.М. Кондратьева)?
13. В чем заключается условие квазистационарного теплового режима?
14. Какая в целом, на Ваш взгляд, существует концепция по созданию методов определения теплофизических свойств материалов?
15. Рассмотрите самостоятельно современные методы определения теплофизических свойств материалов, основанные на тепловом неразрушающем контроле. В чем состоит их преимущество в сравнении с классическими (стационарными, нестационарными, сравнительными) методами?

Глава 3. Способ исследования нестационарного теплового режима твердого тела

Аннотация. Изобретение относится к области тепловых измерений. Разработанный способ может применяться в строительстве, теплотехнике и теплоэнергетике при изучении особенностей **нестационарного теплового режима**, нахождении **теплового баланса** и определении теплофизических показателей твердых материалов различного предназначения.

Целью изобретения является повышение точности и надежности исследования нестационарного теплового режима твердого тела, повышение безопасности проведения тепловых измерений.

Данный способ включает в себя бесконтактное неразрушающее тепловое воздействие на поверхность твердого тела источником инфракрасного излучения, период проведения тепловых измерений, регистрацию температуры твердого тела с помощью системы термопреобразователей в фиксированных точках координатного пространства, этап построения нестационарного **температурного поля** твердого тела на основании экспериментальных данных по пространственно-временным координатам.

Достоинством предложенного способа является бесконтактный неразрушающий нагрев твердого тела источником инфракрасного излучения, а также схема измерения температур в фиксированных точках координатного пространства, позволяющая исследовать нестационарный тепловой режим твердого тела с минимальным числом термопреобразователей.

Описание способа. Источник инфракрасного излучения 1 работает от электрической сети (рис. 3.1а). Исследуемое твердое тело 2 в форме параллелепипеда толщиной δ расположено на расстоянии l от источника инфракрасного излучения 1. Центральные оси источника инфракрасного излучения 1 и твердого тела 2 совпадают. На участке $x \in [0, \delta]$ твердого тела 2 при $y = 0$ и $z = 0$ зафиксированы термопреобразователи 3 в количестве $n + 1$ (рис. 3.1б): $T0_x, T1_x, T2_x, \dots, T(n-1)_x, Tn_x$ соответственно в точках с координатами $x = 0, \delta/n, 2\delta/n, \dots, (n-1)\delta/n, \delta$. На поверхностях твердого тела 2 в заданных координатах при $x = 0$ и $x = \delta$ расположены термопреобразователи 3 с маркировкой соответственно (рис. 3.1в, г): $T0_0 - T4_0$ и $T0_\delta - T4_\delta$. Координаты термопреобразователей 3 на поверхностях твердого тела 2 при $x = 0$ и $x = \delta$ удовлетворяют условиям: $|y| \leq (0,9 - 0,95)a$ и $|z| \leq (0,8 - 0,9)b$, где a и b - геометрические характеристики поверхностей твердого тела 2 при $x = 0$ и $x = \delta$, м. Термопреобразователи 3, расположенные в фиксированных точках координатного пространства твердого тела 2, подключены через аналогово-цифровой преобразователь (далее АЦП) и конвертер к компьютеру (условно не показаны).

В начальный момент проведения тепловых измерений температурное поле твердого тела 2 однородно и численно равно температуре окружающей среды (рис. 3.1). С момента реализации заявленного способа энергия в форме элек-

тричества поступает из электрической сети к источнику инфракрасного излучения 1, который преобразует и бесконтактно передает часть энергии в виде электромагнитного излучения поверхности твердого тела 2 при $x = 0$. Поток инфракрасного излучения, равномерно падающий на переднюю лицевую поверхность твердого тела 2, преобразуется в теплоту, которая расходуется на нагрев всего объема твердого тела 2. Изменение температуры твердого тела 2 вдоль оси Ox регистрируют термопреобразователи 3: $T0_x, T1_x, T2_x, \dots, T(n-1)_x, Tn_x$, а на поверхностях твердого тела 2 при $x=0$ и $x=\delta$ – термопреобразователи 3 с маркировкой соответственно $T0_0 - T4_0$ и $T0_\delta - T4_\delta$. Термопреобразователи 3, расположенные в фиксированных точках координатного пространства твердого тела 2, в течение проведения тепловых измерений передают аналоговый сигнал на энергонезависимую память компьютера через АЦП и конвертер.

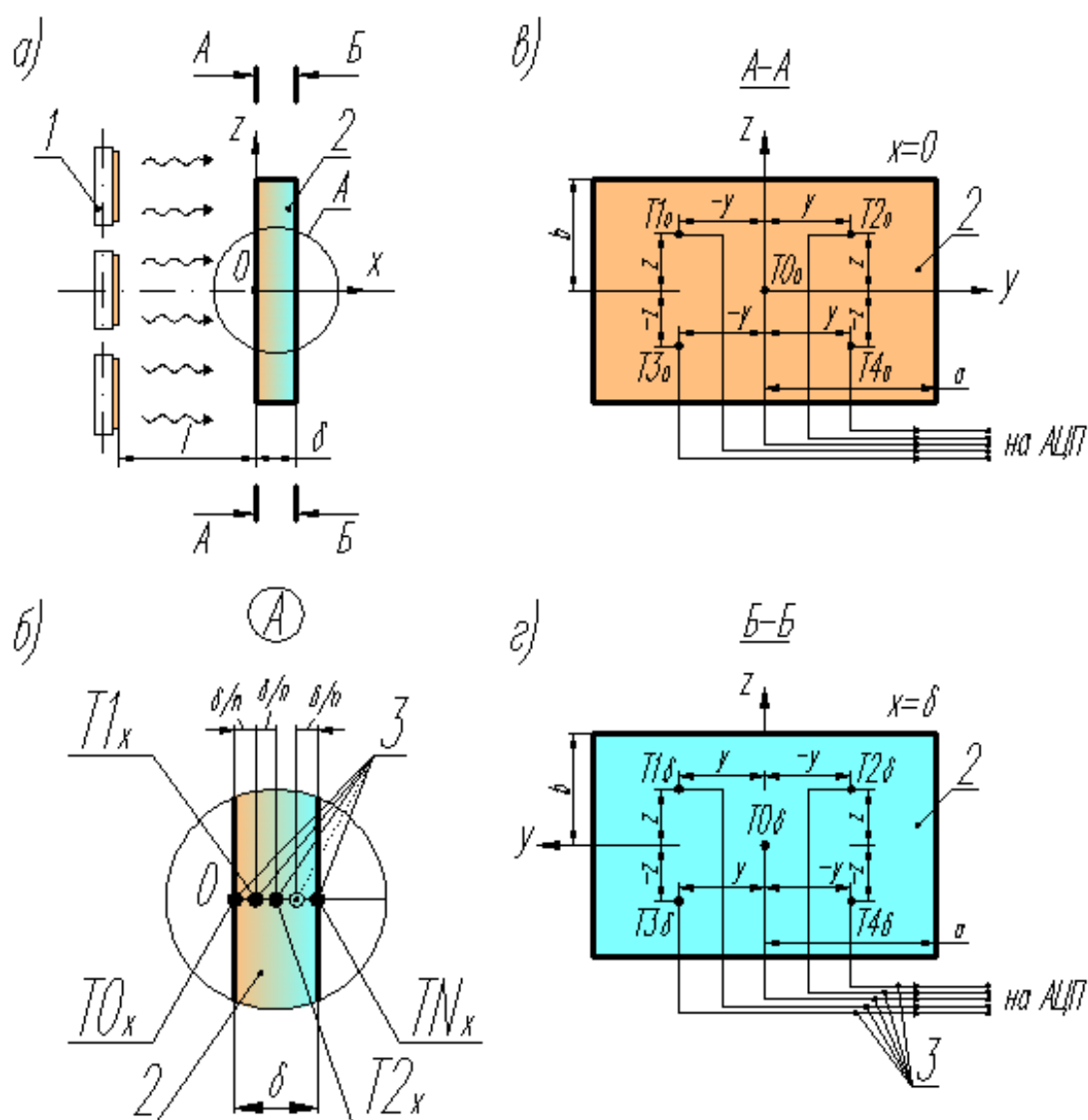


Рис. 3.1 – Принципиальная схема способа исследования нестационарного теплового режима твердого тела: 1 – источник инфракрасного излучения; 2 – твердое тело; 3 – система термопреобразователей

Пример конкретной реализации способа. Исследуем нестационарный тепловой режим твердого тела на примере фрагмента ограждающей строительной конструкции (рис. 3.2) из керамического кирпича 2 с геометрическими характеристиками передней и задней лицевой поверхностей $a = 0,250$ м и $b = 0,195$ м (рис. 3.1). Толщина ограждающей строительной конструкции равна $\delta = 0,120$ м.

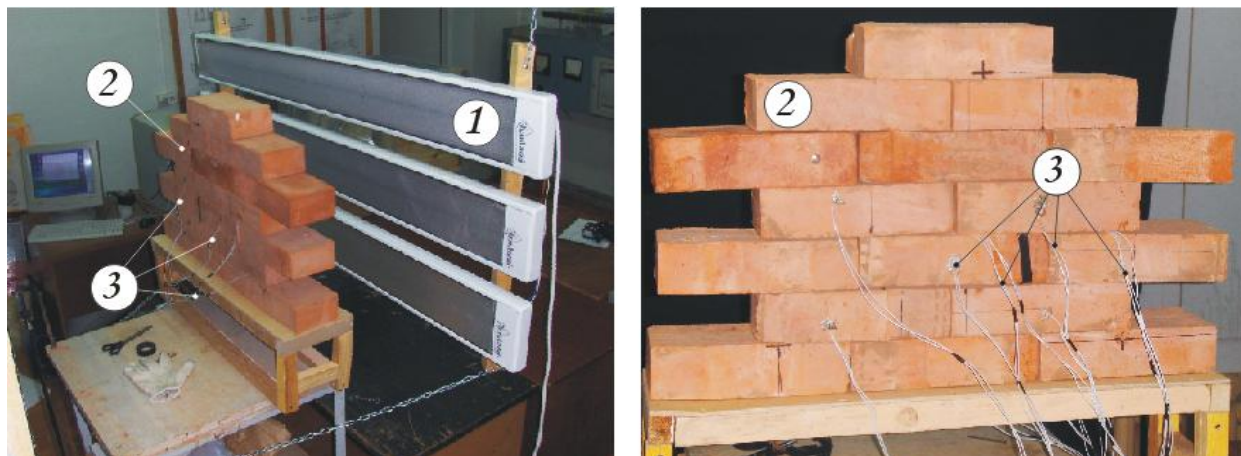


Рис. 3.2 – Лабораторно-экспериментальная установка по исследованию нестационарного теплового режима твердого тела:

1 – электрический инфракрасный излучатель; 2 – керамический кирпич; 3 – хромель-алюмелевые термометры

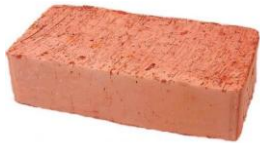
Лабораторно-экспериментальная база и инструментально-измерительные приборы, использованные при конкретной реализации способа исследования нестационарного теплового режима твердого тела, представлены в таблице 1.

Таблица 1

Лабораторные и измерительные средства для реализации способа

№ п/п	Внешний вид	Функциональное назначение	Основные технические характеристики
1	2	3	4
1.	 <i>Инфракрасный излучатель «Эколайн ЭЛК 10R» (3 шт.)</i>	для отопления жилых помещений средних размеров. Электромагнитные волны, излучаемые прибором, поглощаются окружающими поверхностями, нагревая их	1. мощность – 1000 Вт; 2. напряжение – 220 В; 3. сила тока – 4,6 А; 4. длина – 1500 мм; 5. ширина – 160 мм; 6. толщина – 40 мм; 7. масса – 4,7 кг; 8. отапливаемая площадь: при основном отоплении – 10 м ² , при дополнительном отоплении – 20 м ² ; 9. минимальная высота подвеса – 2,5 м

Продолжение таблицы 1

1	2	3	4
2.	 Кирпич глиняный обыкновенный (16 шт.)	для кладки наружных и внутренних стен в малоэтажном и высотном строительстве, обмуровки печей и дымовых труб, изготовления стеновых блоков и панелей	1. марка – М150; 2. водопоглощение – не менее 8 %; 3. морозостойкость – не менее 15 циклов; 4. размеры кирпича – 250×120×65 мм
3.	 Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «ICPCON I-7014» (2 шт.)	устройство, преобразующее входной аналоговый сигнал в дискретный код (цифровой сигнал) посредством сигма-дельта преобразований	1. количество аналоговых входов – 8; 2. максимальная частота выборки – 10 Гц; 3. разрешение – 16 бит; 4. условия эксплуатации – от -20 до +75 °С; 5. напряжение питания – 10–30 В; 6. потребляемая мощность – 1,9 Вт
4.	 Конвертер «ICPCON I-7520» (1 шт.)	оцифрованная информация передается на персональный компьютер через порт RS-232. Конвертер соединен с модулем ввода (АЦП) через порт RS-485	1. максимальная скорость передачи данных – от 300 до 115200 bps; 2. условия эксплуатации – от -20 до +75 °С; 3. напряжение питания – 10–30 В; 4. потребляемая мощность – 2,2 Вт
5.	 Хромель-алюмелевая термопара (15 шт.)	пара проводников, использующих термоэлектрический эффект для измерения температуры (ГОСТ 6616-94)	1. тип ТХА; 2. класс допуска – 1; 3. диапазон измеряемых температур – от -40 до 375 °С; 4. предел допускаемого отклонения от номинальных статистических характеристик (НСХ) – ±1,5 °С

Источником инфракрасного излучения 1 (рис. 3.2) является электрический инфракрасный излучатель марки Эколайн ЭИК 10R (табл. 1) суммарной мощностью $N = 3$ кВт, расположенный на расстоянии $l = 0,6$ м от передней лицевой поверхности керамического кирпича 2.

Спаи хромель-алюмелевых термопар 3 (табл. 1) расположены в керамическом кирпиче 2, согласно табл. 2. Обозначения хромель-алюмелевых термопар 3 приведены в соответствии с рис. 3.1.

Таблица 2

Схема расположения термопар в керамическом кирпиче

№ п/п	Координаты (x, y, z)	№ п/п	Координаты (x, y, z)	№ п/п	Координаты (x, y, z)
1	2	3	4	5	6
$T0_0$	0, 0, 0	$T0_0$	0, 0, 0	$T0_{120}$	120, 0, 0
$T1_{30}$	30, 0, 0	$T1_0$	0, -125, 65	$T1_{120}$	120, 125, 65
$T2_{60}$	60, 0, 0	$T2_0$	0, 125, 65	$T2_{120}$	120, -125, 65
$T3_{90}$	90, 0, 0	$T3_0$	0, -125, -65	$T3_{120}$	120, 125, -65
$T4_{120}$	120, 0, 0	$T4_0$	0, 125, -65	$T4_{120}$	120, -125, -65

Термопреобразователи $T0_0 - T4_0$ и $T0_{120} - T4_{120}$ (табл. 2) крепятся к поверхностям керамического кирпича с помощью клейкой теплопроводной ленты, а термопреобразователи $T0_0$, $T1_{30}$, $T2_{60}$, $T3_{90}$ и $T4_{120}$ фиксируются в предварительно подготовленных отверстиях с помощью слоя термокраски и порошка из исследуемого строительного материала.

Работа термопреобразователей (табл. 1) основана на эффекте (законе) Зеебека. Сущность физического явления (рис. 3.3) заключается в возникновении термоЭДС ε в электрической цепи, состоящей из последовательно соединенных проводников из разнородных металлов, контакты между которыми поддерживаются при разных температурах. Наличие в металлическом проводнике градиента температуры $gradt$ приводит к возникновению в нем электрического напряжения U , которое количественно характеризуется коэффициентом Зеебека K , равным отношению U к перепаду температур $t_1 - t_2$.

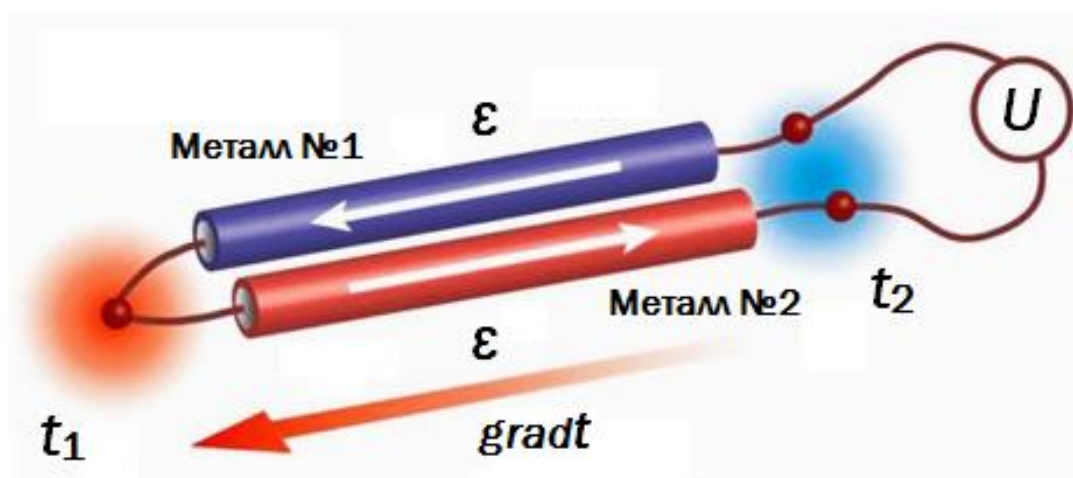


Рис. 3.3 – К описанию эффекта Зеебека для термопреобразователя из двух металлических проводников

Перед проведением всех тепловых измерений термопары калибруют. Каждому термопреобразователю до проведения калибровки присваивают порядковый номер (табл. 2) и подключают к каналу аналогового сигнала АЦП (табл. 1) в соответствии с порядковым номером.

Для выполнения калибровки термопреобразователей требуется калибровочная среда (например, вода), предварительно нагретая до температуры кипения при атмосферном давлении.

Измерение температуры калибровочной среды осуществляют с помощью аналогового измерительного прибора, например, спиртового или ртутного термометра, в диапазон измерения которого входит температура кипения калибровочной среды при атмосферном давлении.

Количество замеров температуры калибровочной среды при проведении калибровки термопреобразователей составляет не менее пяти.

Процесс калибровки термопреобразователей считается завершенным в случае достижения температуры калибровочной среды температуры окружающей среды (состояния теплового равновесия).

По результатам калибровки термопреобразователей строят графики изменения термоЭДС термопреобразователей от температуры воды с последующей их линейной аппроксимацией. На рис. 3.4 представлены некоторые результаты калибровки хромель-алюмелевых термопар (табл. 1).

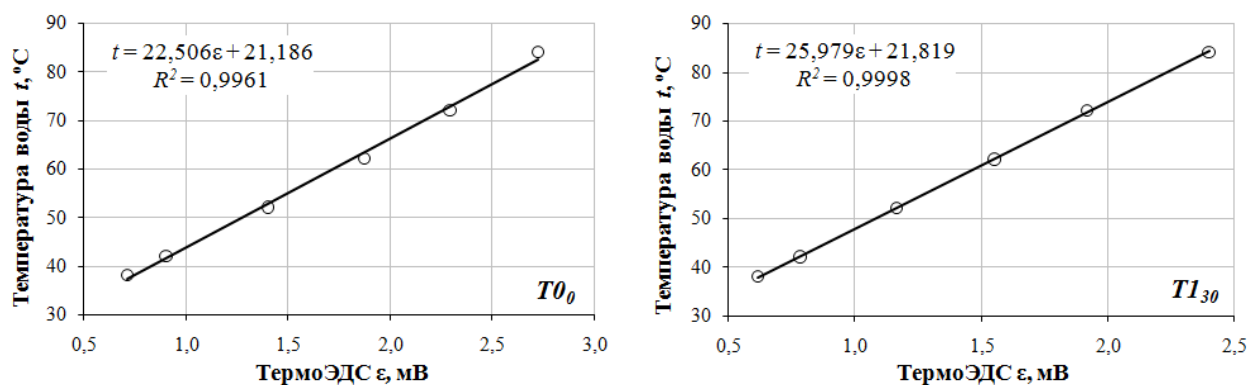


Рис. 3.4 – Некоторые результаты калибровки хромель-алюмелевых термопар

Способ определения и построения температурного поля твердого тела на примере керамического кирпича при нестационарном тепловом режиме рассмотрим для двух вариантов: одномерного температурного поля вида $t = t(x, \tau)$ и двухмерного температурного поля вида $t = t(y, z)$ при $\tau = \text{fix}$.

Для построения температурных полей строительного материала при нестационарном тепловом режиме задействовано следующее программное обеспечение: *NapRec8*, *Блокнот* (аналог – программа *WordPad*), *MS Office Excel 2003*, *TableCurve 3D* и *SigmaPlot 11.0* (аналоги – программа *Graphis 2.9* и математический редактор *MathCAD 14.0*).

Перед проведением эксперимента в диалоговом окне программы *NapRec8* устанавливают параметры обработки данных: номер порта подключения конвертера, диапазон и дискретность проводимых измерений. Далее нажимают

кнопку **Запуск** в диалоговом окне программы *NarRes8*. Сведения о запуске программы *NarRes8* заносят в табл. 3.

Таблица 3

Ведомость проведения экспериментальной работы (пример)

Время запуска программы	Время включения излучателя	Время отключения излучателя	Время отключения программы
1	2	3	4
15:12:21	15:13:00	16:13:00	17:13:00

После запуска источника инфракрасного излучения 1 (рис. 3.2) фиксируют время включения устройства (табл. 3).

Продолжительность нагрева керамического кирпича 2 не нормируют и устанавливают в зависимости от целей проведения тепловых измерений.

По окончании эксперимента источник инфракрасного излучения 1 отключают из электрической сети. Работа программы по считыванию показаний термомпар 3 не прерывается. Время отключения источника инфракрасного излучения записывают в табл. 3.

После отключения источника инфракрасного излучения 1 выходят из программы *NarRes8*. В предварительно заданной директории компьютера автоматически создается файл, в котором приведены показания термопреобразователей 3 с учетом ранее установленного диапазона и дискретности проводимых измерений. Время выхода из программы *NarRes8* указывают также в табл. 3.

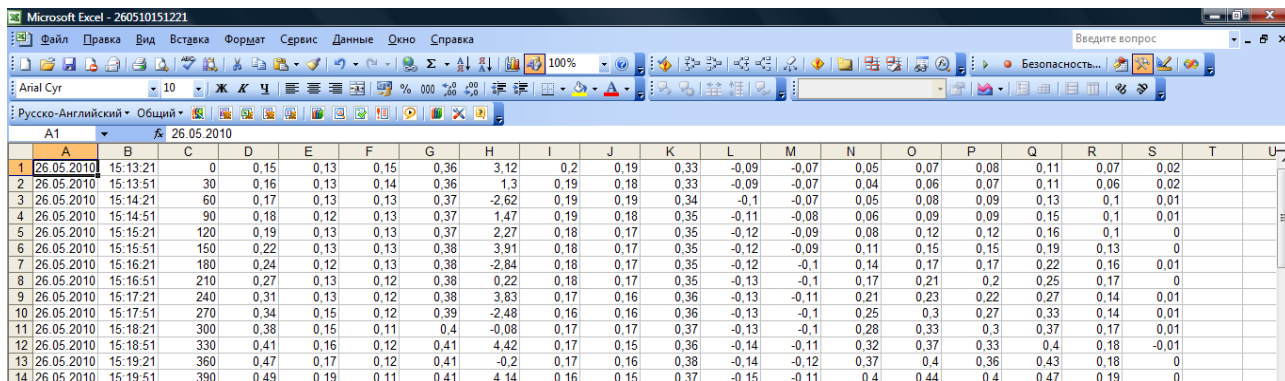
Через программу *Блокнот* открывают созданный файл (рис. 3.5). Первая и вторая графы таблицы содержат информацию соответственно о дате и времени регистрации показаний термопреобразователей 3. В следующих графах таблицы записаны моменты времени и соответствующие им температуры в термоЭДС строительного материала 2 в заданных координатах (табл. 2).

260510151221 - Блокнот																	
Файл	Правка	Формат	Вид	Справка													
26.05.2010 15:13:21	0	0,15	0,13	0,15	0,36	3,12	0,20	0,19	0,33	-0,09	-0,07	0,05	0,07	0,08	0,11	0,07	0,02
26.05.2010 15:13:51	30	0,16	0,13	0,14	0,36	1,30	0,19	0,18	0,33	-0,09	-0,07	0,04	0,06	0,07	0,11	0,06	0,02
26.05.2010 15:14:21	60	0,17	0,13	0,13	0,37	-2,62	0,19	0,19	0,34	-0,10	-0,07	0,05	0,08	0,09	0,13	0,10	0,01
26.05.2010 15:14:51	90	0,18	0,12	0,13	0,37	1,47	0,19	0,18	0,35	-0,11	-0,08	0,06	0,09	0,09	0,15	0,10	0,01
26.05.2010 15:15:21	120	0,19	0,13	0,13	0,37	2,27	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,09	0,08	0,12	0,12	0,16	0,10	0,00
26.05.2010 15:15:51	150	0,22	0,13	0,13	0,38	3,91	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,09	0,11	0,15	0,15	0,19	0,13	0,00
26.05.2010 15:16:21	180	0,24	0,12	0,13	0,38	-2,84	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,10	0,14	0,17	0,17	0,22	0,16	0,01
26.05.2010 15:16:51	210	0,27	0,13	0,12	0,38	0,22	0,18	0,17	0,35	-0,13	-0,10	0,17	0,21	0,20	0,25	0,17	0,00
26.05.2010 15:17:21	240	0,31	0,13	0,12	0,38	3,83	0,17	0,16	0,36	-0,13	-0,11	0,21	0,23	0,22	0,27	0,14	0,01
26.05.2010 15:17:51	270	0,34	0,15	0,12	0,39	-2,48	0,16	0,16	0,36	-0,13	-0,10	0,25	0,30	0,27	0,33	0,14	0,01
26.05.2010 15:18:21	300	0,38	0,15	0,11	0,40	-0,08	0,17	0,17	0,37	-0,13	-0,10	0,28	0,33	0,30	0,37	0,17	0,01
26.05.2010 15:18:51	330	0,41	0,16	0,12	0,41	4,42	0,17	0,15	0,36	-0,14	-0,11	0,32	0,37	0,33	0,40	0,18	-0,01
26.05.2010 15:19:21	360	0,47	0,17	0,12	0,41	-0,20	0,17	0,16	0,38	-0,14	-0,12	0,37	0,40	0,36	0,43	0,18	0,00
26.05.2010 15:19:51	390	0,49	0,19	0,11	0,41	4,14	0,16	0,15	0,37	-0,15	-0,11	0,40	0,44	0,40	0,47	0,19	0,00
26.05.2010 15:20:21	420	0,54	0,20	0,11	0,41	2,22	0,16	0,15	0,38	-0,15	-0,13	0,46	0,48	0,43	0,51	0,20	0,00

Рис. 3.5 – Данные АЦП в диалоговом окне программы *Блокнот* (фрагмент)

Для конвертирования показаний термоЭДС (рис. 3.5) в градусы Цельсия используют программу *MS Office Excel 2003*. В главном меню программы выбирают вкладку **Файл** → **Открыть**. В диалоговом окне **Открытие документа** для обнаружения файла данных ставят в строке **Тип файлов** режим чтения всех файлов. После запуска файла с данными в программной среде *MS Office Excel 2003* появляется диалоговое окно **Мастер текстов (импорт)**. В строке **Формат данных** устанавливают поля с разделителями, а в строке **Начать импорт со**

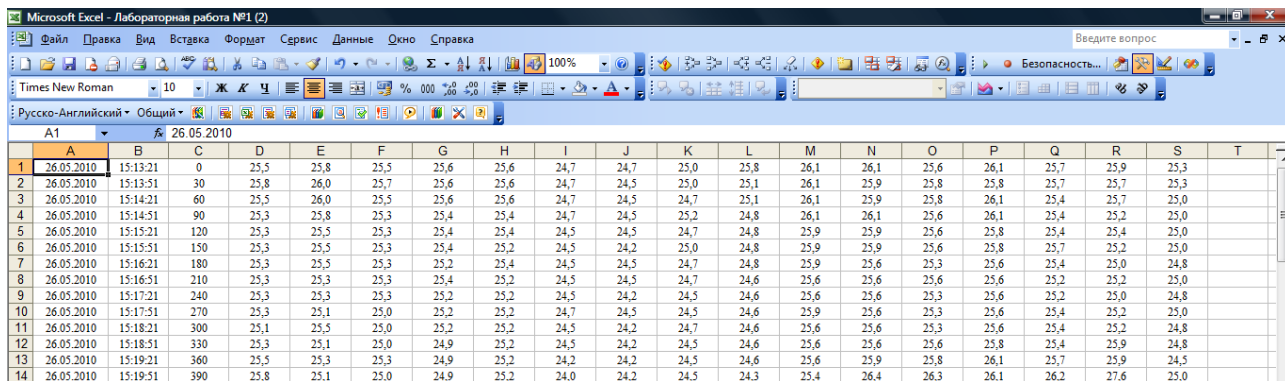
строки – указывают «1» (т. е. с первой строки). В меню **Символом-разделителем** является ставят галочку напротив знака табуляции. После всех выполненных операций в диалоговом окне **Мастер текстов (импорт)** нажимают кнопку **Готово**. На рис. 3.6 представлен результат импортирования данных АЦП из программы *Блокнот* в редактор таблиц *MS Office Excel 2003*.



	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U
1	26.05.2010	15:13:21	0	0,15	0,13	0,15	0,36	3,12	0,2	0,19	0,33	-0,09	-0,07	0,05	0,07	0,08	0,11	0,07	0,02		
2	26.05.2010	15:13:51	30	0,16	0,13	0,14	0,36	1,3	0,19	0,18	0,33	-0,09	-0,07	0,04	0,06	0,07	0,11	0,06	0,02		
3	26.05.2010	15:14:21	60	0,17	0,13	0,13	0,37	-2,62	0,19	0,19	0,34	-0,1	-0,07	0,05	0,08	0,09	0,13	0,1	0,01		
4	26.05.2010	15:14:51	90	0,18	0,12	0,13	0,37	1,47	0,19	0,18	0,35	-0,11	-0,08	0,06	0,09	0,09	0,15	0,1	0,01		
5	26.05.2010	15:15:21	120	0,19	0,13	0,13	0,37	2,27	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,09	0,08	0,12	0,12	0,16	0,1	0		
6	26.05.2010	15:15:51	150	0,22	0,13	0,13	0,38	3,91	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,09	0,11	0,15	0,15	0,19	0,13	0		
7	26.05.2010	15:16:21	180	0,24	0,12	0,13	0,38	-2,84	0,18	0,17	0,35	-0,12	-0,1	0,14	0,17	0,17	0,22	0,16	0,01		
8	26.05.2010	15:16:51	210	0,27	0,13	0,12	0,38	0,22	0,18	0,17	0,35	-0,13	-0,1	0,17	0,21	0,2	0,25	0,17	0		
9	26.05.2010	15:17:21	240	0,31	0,13	0,12	0,38	3,83	0,17	0,16	0,36	-0,13	-0,11	0,21	0,23	0,22	0,27	0,14	0,01		
10	26.05.2010	15:17:51	270	0,34	0,15	0,12	0,39	-2,48	0,16	0,16	0,36	-0,13	-0,1	0,25	0,3	0,27	0,33	0,14	0,01		
11	26.05.2010	15:18:21	300	0,38	0,15	0,11	0,4	-0,08	0,17	0,17	0,37	-0,13	-0,1	0,28	0,33	0,3	0,37	0,17	0,01		
12	26.05.2010	15:18:51	330	0,41	0,16	0,12	0,41	4,42	0,17	0,15	0,36	-0,14	-0,11	0,32	0,37	0,33	0,4	0,18	-0,01		
13	26.05.2010	15:19:21	360	0,47	0,17	0,12	0,41	-0,2	0,17	0,16	0,38	-0,14	-0,12	0,37	0,4	0,36	0,43	0,18	0		
14	26.05.2010	15:19:51	390	0,49	0,19	0,11	0,41	4,14	0,16	0,15	0,37	-0,15	-0,11	0,4	0,44	0,4	0,47	0,19	0		

Рис. 3.6 – Результат импортирования данных АЦП (рис. 3.5) в программу *MS Office Excel 2003* (фрагмент)

Используя результаты калибровки термопреобразователей (рис. 3.4), производят конвертирование значений температур из термоЭДС в градусы Цельсия для каждой отдельной термопары (рис. 3.7).



	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T	U
1	26.05.2010	15:13:21	0	25,5	25,8	25,5	25,6	25,6	24,7	24,7	25,0	25,8	26,1	26,1	25,6	26,1	25,7	25,9	25,3		
2	26.05.2010	15:13:51	30	25,8	26,0	25,7	25,6	25,6	24,7	24,5	25,0	25,1	26,1	25,9	25,8	25,8	25,7	25,7	25,3		
3	26.05.2010	15:14:21	60	25,5	26,0	25,5	25,6	25,6	24,7	24,5	24,7	25,1	26,1	25,9	25,8	26,1	25,4	25,7	25,0		
4	26.05.2010	15:14:51	90	25,3	25,8	25,3	25,4	25,4	24,7	24,5	25,2	24,8	26,1	26,1	25,6	26,1	25,4	25,2	25,0		
5	26.05.2010	15:15:21	120	25,3	25,5	25,3	25,4	25,4	24,5	24,5	24,7	24,8	25,9	25,9	25,6	25,8	25,4	25,4	25,0		
6	26.05.2010	15:15:51	150	25,3	25,5	25,3	25,4	25,2	24,5	24,2	25,0	24,8	25,9	25,9	25,6	25,8	25,7	25,2	25,0		
7	26.05.2010	15:16:21	180	25,3	25,5	25,3	25,2	25,4	24,5	24,5	24,7	24,8	25,9	25,6	25,3	25,6	25,4	25,0	24,8		
8	26.05.2010	15:16:51	210	25,3	25,3	25,3	25,4	25,2	24,5	24,5	24,7	24,6	25,6	25,6	25,6	25,6	25,2	25,2	25,0		
9	26.05.2010	15:17:21	240	25,3	25,3	25,3	25,2	25,2	24,5	24,2	24,5	24,6	25,6	25,6	25,3	25,6	25,2	25,0	24,8		
10	26.05.2010	15:17:51	270	25,3	25,1	25,0	25,2	25,2	24,7	24,5	24,5	24,6	25,9	25,6	25,3	25,6	25,4	25,2	25,0		
11	26.05.2010	15:18:21	300	25,1	25,5	25,0	25,2	25,2	24,5	24,2	24,7	24,6	25,6	25,6	25,3	25,6	25,4	25,2	24,8		
12	26.05.2010	15:18:51	330	25,3	25,1	25,0	24,9	25,2	24,5	24,2	24,5	24,6	25,6	25,6	25,6	25,8	25,4	25,9	24,8		
13	26.05.2010	15:19:21	360	25,5	25,3	25,3	24,9	25,2	24,2	24,2	24,5	24,6	25,6	25,9	25,8	26,1	25,7	25,9	24,5		
14	26.05.2010	15:19:51	390	25,8	25,1	25,0	24,9	25,2	24,0	24,2	24,5	24,3	25,4	26,4	26,3	26,1	26,2	27,6	25,0		

Рис. 3.7 – Результат конвертирования показаний термоЭДС в градусы Цельсия (фрагмент)

Построение температурного поля керамического кирпича вида $t = t(x, \tau)$ выполним с помощью программы *TableCurve 3D*, позволяющей не только строить графики по трем координатам, но и определять их функцию.

Для построения трехмерных графиков в программной среде *TableCurve 3D* необходимо импортировать таблицу исходных данных (рис. 3.8) из редактора таблиц *MS Office Excel 2003*, в которой последовательно для каждого момента времени заносят значения температур по координатам строительного материала. Исходные точки программа *TableCurve 3D* фиксирует в координатном пространстве и на базе их формирует график. Чем больше экспериментальных точек задействовано при построении графика, тем выше точность определения функции, описывающей исследуемые тепловые процессы.

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
	Time (τ), sec	Thickness of a wall (X), mm	Temperature (t), °C									
1	0	0	25,5	I								
2	0	30	25,5									
3	0	60	25,6									
4	0	90	25,6									
5	0	120	24,7									
6	300	0	25,1	II								
7	300	30	25,0									
8	300	60	25,2									
9	300	90	25,2									
10	300	120	24,5									
11	600	0	30,4	III								
12	600	30	24,8									
13	600	60	24,7									
14	600	90	25,0									
15	600	120	24,2									
16	900	0	38,8	IV								
17	900	30	25,9									

Рис. 3.8 – Таблица исходных данных для программы TableCurve 3D (фрагмент)

Исходный файл с массивом экспериментальных данных (название файла должно быть обязательно на английском языке) открывают через программу TableCurve 3D. Для этого через главное меню редактора импортируют файл с помощью **File** → **Import Data**. В итоге во вспомогательном окне программы TableCurve 3D должна появиться таблица данных **(1)Sheet1**.

Двойной щелчок по файлу открывает диалоговое окно **Select Columns for XYZ Data Table**. После распределения колонок таблицы по координатам **X Column**, **Y Column** и **Z Column** в нижнем правом углу окна появится динамический проект будущего графика (рис. 3.9). Далее щелчком левой кнопкой мыши по кнопке **OK** входят в окно форматирования заголовков графика **Data Description and Variable Names**. Здесь также можно указать название графика **Main Title** и дать пояснение к осям координат **XYZ Title**.

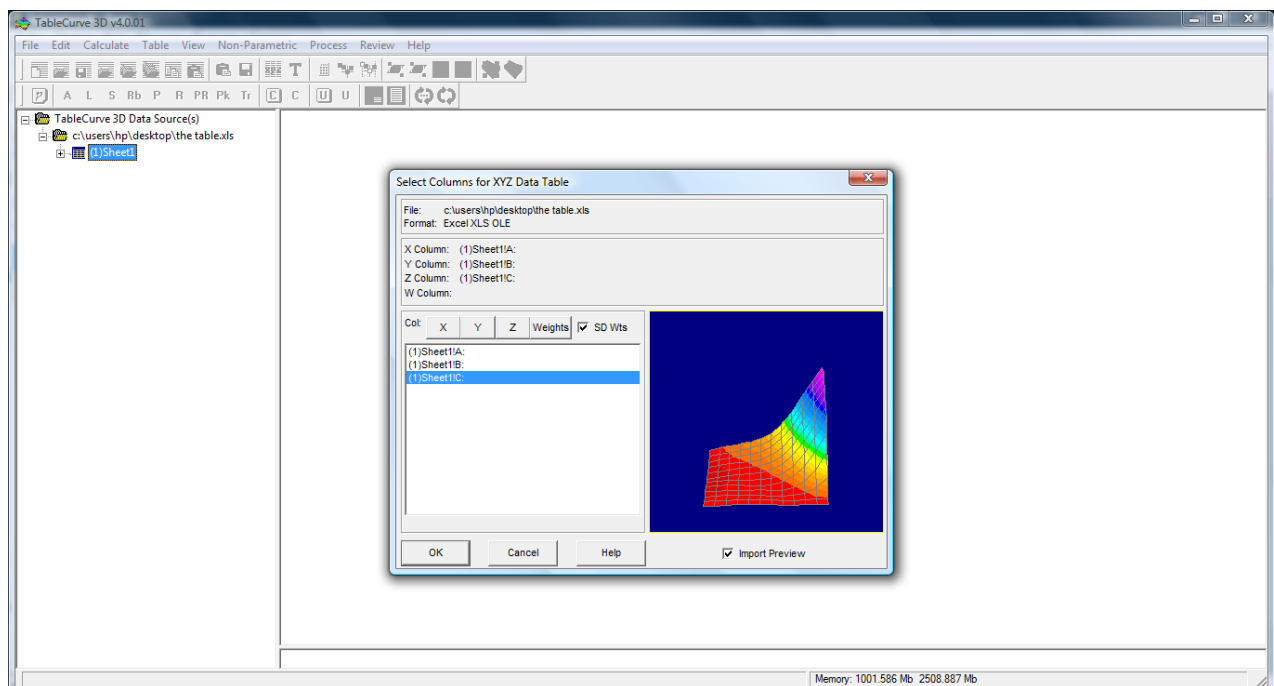


Рис. 3.9 – Построение графика в программе TableCurve 3D (пример)

Для получения аналитической зависимости по результатам построения температурного поля строительного материала (рис. 3.9) применяют следующую операцию: **Process** → **Surface-Fit All Equations**, после которой появится список различного вида функций, ранжированных в порядке убывания коэффициента достоверности аппроксимации R^2 (рис. 3.10).

Rank	R ²	DOF Adj	Fit Std Err	F-statistic	FP	Eq#	Eqn
1	0.9924407	0.9991266	1.2756981	468.88284	70	403	Chebyshev X,Y Bivariate Polynomial Order 4
2	0.9917065	0.9891676	1.3362164	427.05634	93	533	Cosine Series Bivariate Order 4
3	0.9904681	0.9887029	1.3658422	635.00999	28	313	$z=a+bx+ciny+dx^2+e(iny)^2+fxiny+gx^3+h(iny)^3+ix^2+iny$
4	0.9875045	0.9836793	1.6401529	282.24483	158	603	Sigmoid Series Bivariate Order 4
5	0.9863166	0.9828287	1.683012	312.35203	77	521	Fourier Series Bivariate Order 2a2
6	0.9838365	0.9815274	1.7471193	495.6366	229	2108	$z=a+LNCUMX(h,c,d)+LNCUMY(e,f,g)+LNCUMX(h,c,d)*LNCUMY(1,f,g)$
7	0.9824681	0.9799636	1.8195696	456.31708	50	2096	$z=a+LORCUMX(h,c,d)+LORCUMY(e,f,g)+LORCUMX(h,c,d)*LORCUMY(1,f,g)$
8	0.9816769	0.9782837	1.8936943	327.40852	48	402	Chebyshev X,Y Bivariate Polynomial Order 3
9	0.9816769	0.9782837	1.8936943	327.40852	23	310	$z=a+bx+cy+dx^2+ey^2+fxxy+gx^3+hy^3+ix^2+iy^2$
10	0.9815763	0.9789444	1.8652722	433.83564	52	2120	$z=a+SIGX(h,c,d)+SIGY(e,f,g)+SIGX(h,c,d)*SIGY(1,f,g)$
11	0.9811418	0.9784478	1.8871392	423.65225	204	2084	$z=a+GCUMX(h,c,d)+GCUMY(e,f,g)+GCUMX(h,c,d)*GCUMY(1,f,g)$
12	0.9808386	0.9781013	1.9022504	416.81927	92	2060	$z=a+EXTRVALX(h,c,d)+EXTRVALY(e,f,g)+EXTRVALX(h,c,d)*EXTRVALY(1,f,g)$
13	0.9803117	0.9774891	1.9282295	405.44533	74	2132	$z=a+EXVCUMX(h,c,d)+EXVCUMY(e,f,g)+EXVCUMX(h,c,d)*EXVCUMY(1,f,g)$
14	0.9803032	0.9774894	1.9286436	405.26777	32	2024	$z=a+LORX(h,c,d)+LORY(e,f,g)+LORX(h,c,d)*LORY(1,f,g)$
15	0.9801132	0.9772722	1.9379251	401.31726	106	2048	$z=a+LOGISTICX(h,c,d)+LOGISTICY(e,f,g)+LOGISTICX(h,c,d)*LOGISTICY(1,f,g)$
16	0.9800641	0.9772161	1.9403157	400.30894	60	2012	$z=a+GAUSSX(h,c,d)+GAUSSY(e,f,g)+GAUSSX(h,c,d)*GAUSSY(1,f,g)$
17	0.9793192	0.9771798	1.9424483	558.77755	44	2050	$z=a+EXTRVALX(h,c,d)+EXTRVALY(1,e,f)$
18	0.9787353	0.9761239	1.9865855	444.92124	228	2107	$z=LNCUMX(a,b,c)+LNCUMY(d,e,f)+LNCUMX(e,b,c)*LNCUMY(1,e,f)$

Рис. 3.10 – Список функций температурного поля (фрагмент)

Построение температурного поля строительного материала вида $t = t(y, z)$ при $\tau = \text{fix}$ выполним с помощью программы *SigmaPlot 11.0*.

Для построения плоских графиков в редакторе графиков *SigmaPlot 11.0* необходимо импортировать в данную программу таблицу исходных данных из редактора таблиц *MS Office Excel 2003* (рис. 3.11), в которой последовательно для каждого момента времени заносят значения температур по координатным сеткам, образованным пересечением координат y и z .

	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L
	Co-ordinate (Y), mm	Co-ordinate (Z), mm	Temperature (t), °C									
1	0	0	25,5	X=0	τ=0							
2	125	65	26,1									
3	-125	65	25,6									
4	125	-65	26,1									
5	-125	-65	25,7									
6	0	0	24,7	X=120mm	τ=0							
7	125	65	24,7									
8	-125	65	25,0									
9	125	-65	25,8									
10	-125	-65	26,1									

Рис. 3.11 – Таблица исходных данных для программы *SigmaPlot 11.0* (фрагмент)

По окончании составления таблицы данных в редакторе таблиц *MS Office Excel 2003* (рис. 3.11) программное обеспечение *SigmaPlot 11.0* будет готово для обработки информации. При запуске программы *SigmaPlot 11.0* выбирают в стартовом меню **Create new notebook from Excel file** и указывают исходный файл для последующей его интеграции в таблицу редактора графиков.

В главном меню программы *SigmaPlot 11.0* определяют путь **Graph** → **Create Graph**. Из появившегося списка графиков **Graph Types** устанавливают его конкретный вид – **Contour Plot** (рис. 3.12а). В строке **Graph Style** ставят **Filled Contour Plot** (рис. 3.12б). В диалоговом окне **Data Format** выбирают

XYZ Triplet (рис. 3.12в). Распределение данных по осям координат выполняют через **Select Data** и нажимают кнопку **Готово** (рис. 3.12г).

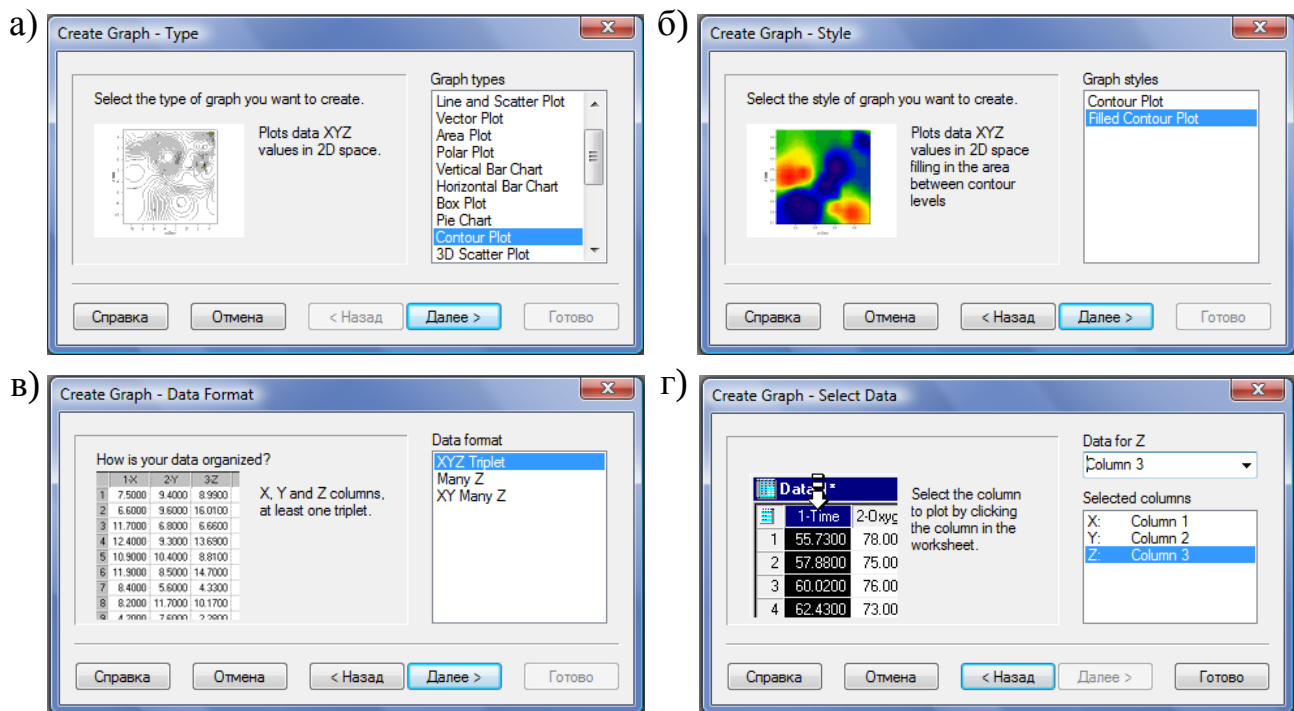


Рис. 3.12 – Алгоритм построения температурного поля в программе SigmaPlot 11.0

Итоговым результатом станет плоский график со спектром температур (или без него), который позволит судить о степени нагретости поверхности строительного материала в различные моменты времени.

Возможности программы *SigmaPlot 11.0* позволяют выносить значения температур на изотермы графиков, менять цветовые гаммы, присваивать имена осям координат и т. п.

Температурное поле керамического кирпича 2 (рис. 3.2) вида $t = t(x, \tau)$ в программной среде *TableCurve 3D* изображено на рис. 3.13.

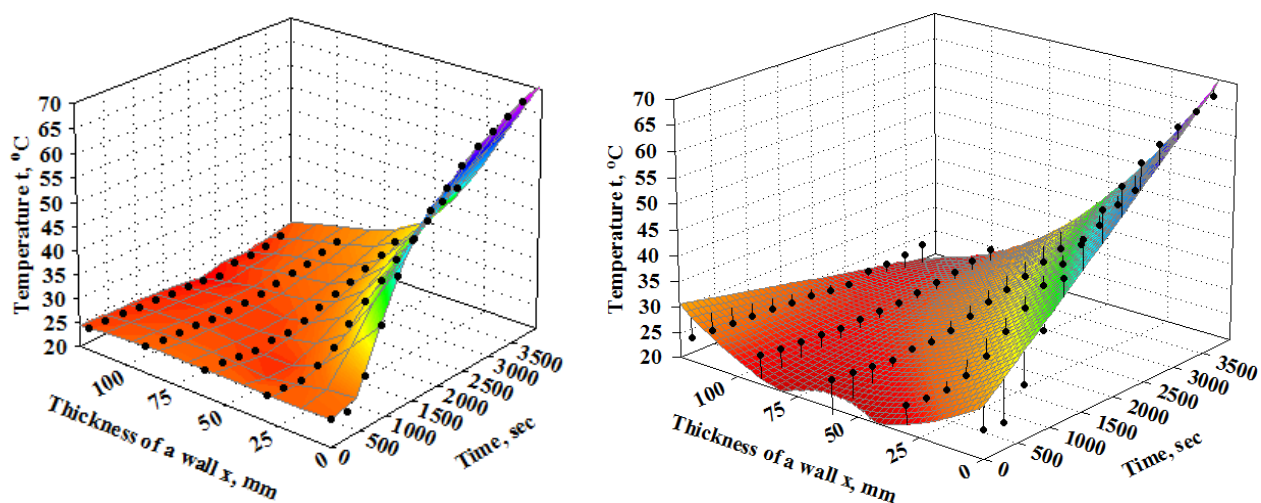


Рис. 3.13 – Температурное поле керамического кирпича вида $t = t(x, \tau)$
 левый рисунок: по экспериментальным данным; правый рисунок: аппроксимация

По рис. 3.13 к моменту отключения электрического инфракрасного излучателя (табл. 1) температурная волна достигла около 50 % толщины кирпичной стенки (до координаты $x = 60$ мм). Температурное поле остальной части керамического кирпича в соответствии с графиком осталось практически без изменений. В списке уравнений (рис. 3.10) график на рис. 3.13 имеет вид:

$$t = a + b\tau + cx + d\tau^2 + ex^2 + f\tau x, \text{ } ^\circ\text{C}, R^2 = 0,9393, \quad (3)$$

где $a = 29,9243$; $b = 0,0113$; $c = -0,3567$; $d = 1,4448 \cdot 10^{-8}$; $e = 0,00289$; $f = -0,000113$ - параметры уравнения.

Некоторые результаты построения нестационарного температурного поля керамического кирпича 2 (рис. 3.2) вида $t = t(y, z)$ при $\tau = fix$ в программной среде *SigmaPlot 11.0* представлены на рис. 3.14.

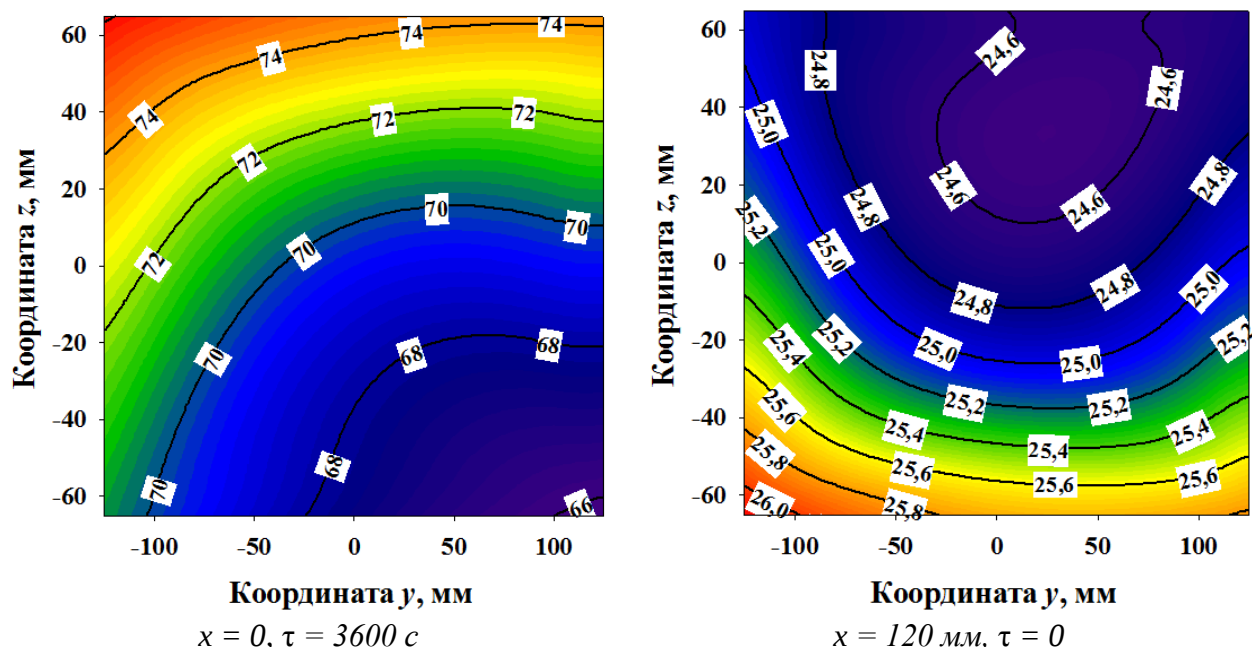


Рис. 3.14 – Температурное поле керамического кирпича вида $t = t(y, z)$ при $\tau = fix$

Результаты исследования нестационарного теплового режима твердого тела могут быть использованы при изучении теплотехнических дефектов объектов энергопотребления, обнаружении температурных аномалий, а также для определения теплофизических свойств строительных материалов: коэффициентов теплопроводности и температуропроводности.

Публикации по данной главе:

1. Решение РОСПАТЕНТа о выдаче патента на изобретение РФ 19.02.2014 г., заявка: (51) МПК G01N 25/18 (2006.01) № 2012156990, заявл. 25.12.2012 г., опубл. на сайте РОСПАТЕНТа 19.02.2014 г. Способ исследования нестационарного теплового режима твердого тела / Карпов Д.Ф., Павлов М.В., Сеницын А.А., Калягин Ю.А., Гаврилов Ю.С. (приложение 7).

2. Игонин, В.И. Комплексное энергетическое обследование промышленной теплоэнергетической системы «источник энергии – приемник» и учебно-административного здания / В.И. Игонин, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов // Вестник Череповецкого государственного университета. Естественные и технические науки. – Ч.: Череповец, ГОУ ВПО ЧГУ. – 2010. – №4 (27). – С. 67–74.

3. Игонин, В.И. Некоторые особенности проведения комплексного тепловизионного обследования производственных установок и строительного объекта / В.И. Игонин, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, О.В. Стратунов // Информационно-аналитический журнал «Энергоаудит». – Тольятти: ООО «Издательство ИнформЭлектро», 2011. – №1 (17). – С. 24–29.

Контрольные вопросы

1. Какими достоинствами обладает рассмотренный способ исследования нестационарного температурного поля твердого тела?
2. Какое лабораторное и измерительное оборудование требуется для выполнения экспериментальной части способа?
3. В чем заключается принцип работы источника инфракрасного излучения и термопреобразователя?
4. Каким образом осуществляют калибровку термопар?
5. В чем состоит предназначение аналого-цифрового преобразователя и конвертера при обработке экспериментальных данных?
6. Перечислите основные этапы построения нестационарного температурного поля твердого тела вида $t = t(x, \tau)$ и $t = t(y, z)$ при $\tau = \text{fix}$.
7. Какое программное обеспечение может быть использовано при построении двух- и трехмерных графиков (полей)?
8. Что такое коэффициент достоверности аппроксимации? Что данная величина показывает и где применяется?
9. Для каких практических целей могут применяться результаты исследования нестационарного температурного поля твердого тела?
10. Пользуясь Интернет-ресурсами, оцените примерную стоимость установки по исследованию нестационарного температурного поля твердого тела.

Глава 4. Способ определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля

Аннотация. Изобретение относится к стационарным методам определения теплопроводности плоских однослойных конструкций. Разработанный способ может применяться в строительстве и теплоэнергетике при проведении тепловых испытаний однородных и неоднородных строительных объектов, теплопроводных и теплоизоляционных материалов.

Целью изобретения является повышение точности и упрощение нахождения **коэффициента теплопроводности** твердого тела активным методом **теплового неразрушающего контроля** при **стационарном тепловом режиме**, расширение границ его применения на исследование теплопроводных свойств неоднородных однослойных конструкций.

Данный способ включает в себя бесконтактное одностороннее неразрушающее тепловое воздействие на исследуемое твердое тело с помощью источника инфракрасного излучения, аналитическое установление момента наступления стационарного теплового режима твердого тела, регистрацию **температурных полей** передней и задней лицевых поверхностей твердого тела с помощью бесконтактного измерителя температуры, нахождение плотности теплового потока, идущего в направлении к передней лицевой поверхности твердого тела от источника инфракрасного излучения, экспериментально-расчетное определение коэффициента теплопроводности твердого тела по уравнению теплопроводности для плоской стенки при стационарном тепловом режиме.

Достоинством предложенного способа является бесконтактное нахождение температурных полей лицевых поверхностей твердого тела, при помощи которых возможно определение коэффициента теплопроводности, как отдельных элементов, так и всей конструкции в целом, независимо от величины теплотехнической однородности последней. Условия проведения эксперимента не зависят от внешних факторов окружающей среды и полностью определяются режимом теплообмена между источником инфракрасного излучения и твердым телом. Бесконтактный измеритель температуры и зеркальный отражатель, в поле зрения которого попадает задняя лицевая поверхность твердого тела, позволяют одновременно оценивать температурное состояние обеих лицевых поверхностей твердого тела, что повышает точность проводимых измерений. Аналитическое выражение для установления начального момента стационарного теплового режима твердого тела имеет простой математический вид, что позволяет сэкономить до минимума время проведения замеров и обеспечить высокую надежность полученных экспериментальных результатов.

Описание способа. Источник инфракрасного излучения 1 зафиксирован на вращающемся механизме с углом поворота 90° (рис. 4.1). Исследуемое твердое тело 2 в форме параллелепипеда толщиной δ расположено на расстоянии l_1 от источника инфракрасного излучения 1 при условии $l_1 \leq 5\delta$. Центральные оси излучателя 1 и твердого тела 2 совпадают. На передней лицевой поверхности

твердого тела 2 при $x=0$ закреплен преобразователь плотности теплового потока 3, подключенный к измерителю плотности теплового потока (далее ИПТП) тепломера (условно не показан). Последний регистрирует плотность теплового потока q , Вт/м², идущего от источника инфракрасного излучения 1. Зеркальный отражатель 4 с углом вращения 180° установлен в таком положении, при котором задняя лицевая поверхность твердого тела 2 с координатой $x=\delta$ полностью попадает в его поле зрения. Для локализации лучистого теплообмена между объектами окружающей среды и задней поверхностью твердого тела 2 на расстоянии l_2 от последнего размещен светопоглощающий экран 5 при условии $l_2 \leq 10\delta$. По центру на расстоянии от источника инфракрасного излучения 1 на штативе (условно не показан) закреплен бесконтактный измеритель температуры 6, в обзор которого попадает как передняя поверхность, так и отражение задней поверхности твердого тела 2 от зеркального отражателя 4.

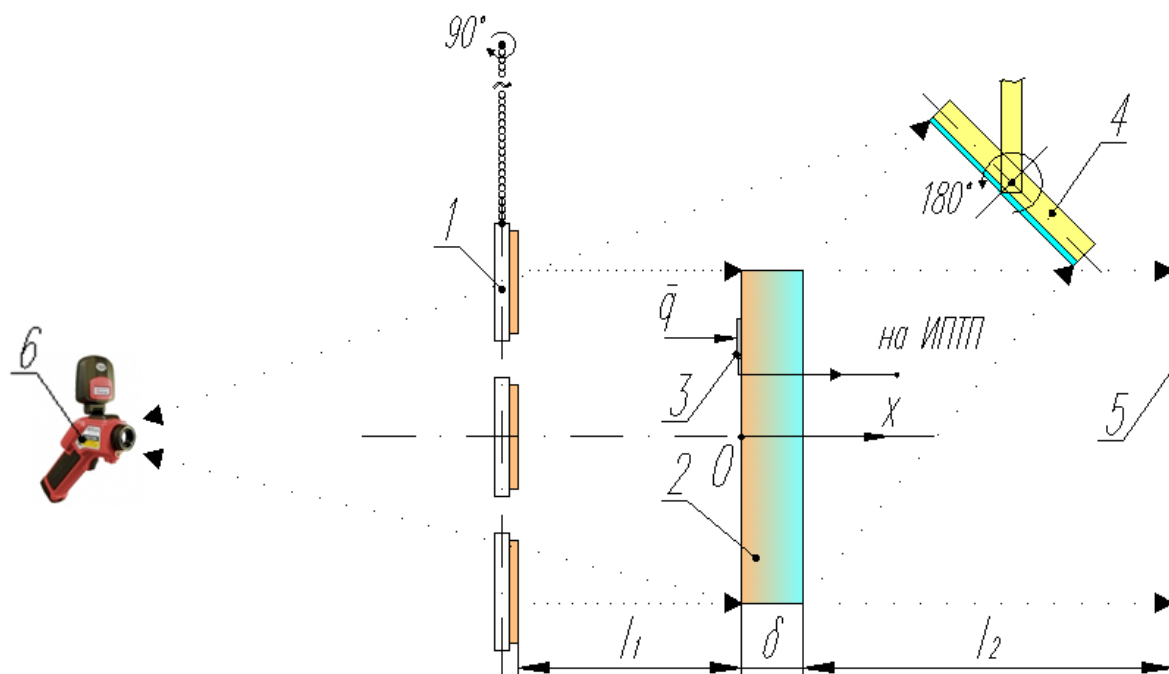


Рис. 4.1 – Принципиальная схема способа определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля: 1 – источник инфракрасного излучения; 2 – твердое тело; 3 – преобразователь плотности теплового потока; 4 – зеркальный отражатель; 5 – светопоглощающий экран; 6 – бесконтактный измеритель температуры

Источник инфракрасного излучения 1 проецирует на переднюю лицевую поверхность твердого тела 2 при $x=0$ поток электромагнитного излучения, где он преобразуется во внутреннюю (теловую) энергию (рис. 4.1). Последнее приводит к бесконтактному нагреву передней лицевой поверхности твердого тела 2 во времени. Градиент температур, возникший по направлению вдоль оси Ox вследствие неравномерного распределения температур в твердом теле 2, формирует достаточное условие для перемещения потока теплоты теплопроводностью сквозь твердое тело 2 к его задней лицевой поверхности при $x=\delta$.

Величину плотности теплового потока q регистрирует преобразователь плотности теплового потока 3, который передает сигнал на компьютер через ИПТП тепломера (условно не показаны). Зеркальный отражатель 4 с помощью отраженного теплового излучения отображает температурное поле задней лицевой поверхности твердого тела 2. Часть инфракрасного излучения от нагретого твердого тела 2 поступает на поверхность светопоглощающего экрана 5 без последующих отражений. При установлении стационарного теплового режима в твердом теле 2 благодаря вращательному механизму источник инфракрасного излучения 1 поворачивают на 90° в горизонтальное положение. С помощью бесконтактного измерителя температуры 6, установленного на штативе (условно не показан), производят одновременную съемку температурного поля передней и задней лицевых поверхностей твердого тела 2.

Если начальный момент времени принять равным нулю, то время, за которое твердое тело 2 выйдет на стационарный режим, вычисляют по формуле:

$$\tau' = \frac{\delta^2}{a}, \text{ с}, \quad (4.1)$$

где δ - толщина твердого тела 2, м; a - коэффициент температуропроводности твердого тела 2, $\text{м}^2/\text{с}$.

Пусть t_{c1} и t_{c2} - средние значения температур передней и задней лицевых поверхностей или отдельных участков твердого тела 2 соответственно в координатах $x=0$ и $x=\delta$ при установившемся тепловом режиме с момента времени τ , $^\circ\text{C}$. Тогда для определения коэффициента теплопроводности твердого тела 2 может быть использовано уравнение теплопроводности для плоской стенки при стационарном тепловом режиме (1.12):

$$\lambda = \frac{q\delta}{t_{c1} - t_{c2}}, \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{K}), \quad (4.2)$$

где q - плотность теплового потока, падающего на переднюю лицевую поверхность твердого тела 2 при $x=0$ по данным ИПТП, $\text{Вт}/\text{м}^2$.

Пример конкретной реализации способа. Определим коэффициент теплопроводности твердого тела 2 на примере 3-пустотного силикатного кирпича (ГОСТ 379-95) толщиной $\delta=0,120$ м (рис. 4.2).

Лабораторно-экспериментальная база и инструментально-измерительные приборы, использованные при конкретной реализации способа определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля, представлены в таблице 4.

В качестве источника инфракрасного излучения 1 использован электрический инфракрасный излучатель марки *Эколайн ЭЛК 10R* суммарной мощностью $N=3$ кВт, расположенный на расстоянии $l_1=0,6$ м от передней лицевой

поверхности исследуемого объекта 2. На передней лицевой поверхности силикатного кирпича 2 закреплен с помощью клейкой ленты преобразователь плотности теплового потока ПТП-0,25 3, подключенный к измерителю плотности теплового потока ИПП-2. Зеркальный отражатель 4 из обычного стекла закреплен на деревянном кронштейне. На расстоянии $l_2 = 1,2$ м от задней лицевой поверхности силикатного кирпича 2 расположен черный экран 5.

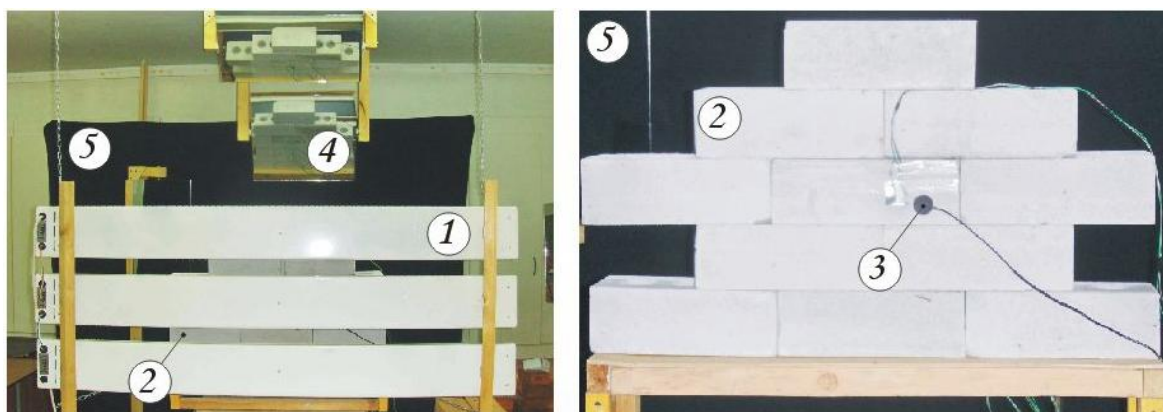


Рис. 4.2 – Лабораторно-экспериментальная установка для определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля: 1 – электрический инфракрасный излучатель; 2 – силикатный кирпич; 3 – преобразователь плотности теплового потока; 4 – зеркальный отражатель; 5 – черный светопоглощающий экран

Коэффициент температуропроводности силикатного кирпича 2 равен $a = 5,3 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$. Тогда по формуле (4.1) начало стационарного теплового режима для силикатного кирпича 2 $\tau' = 27170 \text{ с}$ (по результатам эксперимента $\tau = 30000 \text{ с}$). Среднее изменение температур передней и задней лицевых поверхностей силикатного кирпича 2 на интервале времени $[\tau'; \tau]$ в соответствии с показаниями термопар типа ТХА при погрешности измерений $\pm 2,5^\circ \text{С}$ составило $0,3^\circ \text{С}$, что можно считать вполне стационарным режимом.

Таблица 4

Лабораторные и измерительные средства для реализации способа

№ п/п	Внешний вид	Функциональное назначение	Основные технические характеристики
1	2	3	4
1.	Инфракрасный излучатель «Эколайн ЭЛК 10R» (3 шт.)	см. табл. 1	то же
2.	 Кирпич силикатный 3-пустотный (11 шт.)	для кладки наружных и внутренних стен в малоэтажном и высотном строительстве, устройства внутренних стен, перегородок и вентиляционных каналов	1. марка – М150; 2. водопоглощение – не менее 6 %; 3. морозостойкость – не менее 50 циклов; 4. размеры кирпича – 250×120×65 мм

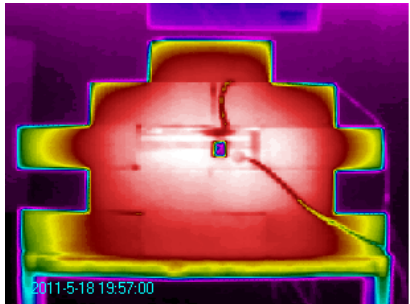
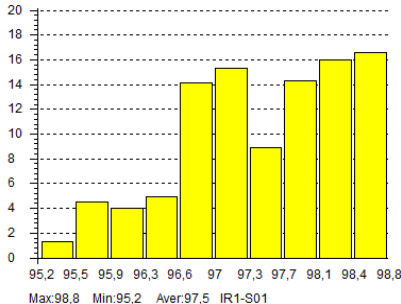
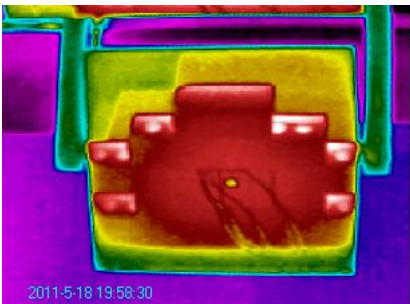
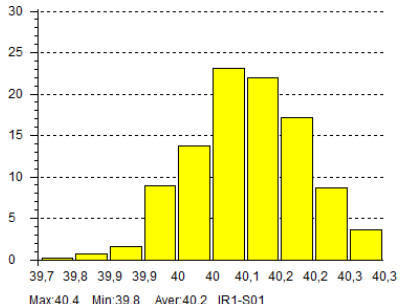
Продолжение таблицы 4

1	2	3	4
3.	 Тепловизор «SDS HotFind-D» (1 шт.)	отображает тепловое излучение объекта на экране, запоминает его и передает на компьютер для последующей обработки. Можно использовать в низковольтной энергетике, ЖКХ, при авто- и судоремонте, в строительстве и эксплуатации зданий, для неразрушающего тепловизионного контроля любых объектов	1. диапазон измерений – от -20°C до $+250^{\circ}\text{C}$; 2. минимально различаемая разность температур – $0,10^{\circ}\text{C}$ (при 30°C); 3. точность измерений – $\pm 2^{\circ}\text{C}$ или $\pm 2\%$ от значения показаний; 4. тип и размер детектора – FPA микроболометр матричного типа без охлаждения, 160×120 ; 5. спектральный диапазон – от $7,5$ до 14 мкм; 6. фокусировка тепловизора – от 10 см до ∞ ; 6. угловое поле зрения – $20^{\circ} \times 15^{\circ}$, $2,2$ мрад; 7. тип и размер дисплея – ЖК, $2,5$ дюйма
4.	 Измеритель плотности теплового потока серии «ИПП-2» (1 шт.)	для измерения плотности тепловых потоков по ГОСТ 25380-82, проходящих через однослойные и многослойные ограждающие конструкции зданий и сооружений, через облицовку и тепловую изоляцию энергетических объектов при экспериментальном исследовании и в условиях эксплуатации	1. приведенная погрешность измерения плотности теплового потока – не более 5% ; 2. единицы представления плотности теплового потока – $\text{Вт}/\text{м}^2$; 3. разрешающая способность измерения плотности теплового потока – $1 \text{ Вт}/\text{м}^2$; 4. интерфейс связи с компьютером – RS-232; 5. масса прибора – не более $0,2$ кг; 6. габаритные размеры прибора – $130 \times 70 \times 25$ мм

После наступления стационарного теплового режима с помощью тепловизора *SDS HotFind-D* получены термограммы поверхностей силикатного кирпича 2, которые впоследствии обработаны в прикладном программном обеспечении *SATReport2009* [24] при следующих параметрах: температуре и относительной влажности воздуха соответственно $t_{\text{ж}} = 25,9^{\circ}\text{C}$ и $\varphi = 15\%$; среднем расстоянии $l = 2,3$ м от фокусирующего кольца тепловизора до поверхности исследуемого объекта 2; излучательной способности поверхности силикатного кирпича 2 $\varepsilon_1 = 0,91$ и зеркального отражателя 4 (стекла) $\varepsilon_2 = 0,91$. Некоторые результаты тепловизионной съемки приведены в таблице 5.

Таблица 5

Результаты тепловизионной съемки силикатного кирпича (пример)

х	Тепловое изображение	Температурный рельеф	Температура поверхности
1	2	3	4
0			$t_{max} = 98,8\text{ }^{\circ}\text{C};$ $t_{min} = 95,2\text{ }^{\circ}\text{C};$ $t_{cp} = 97,5\text{ }^{\circ}\text{C}$
δ			$t_{max} = 40,4\text{ }^{\circ}\text{C};$ $t_{min} = 39,8\text{ }^{\circ}\text{C};$ $t_{cp} = 40,2\text{ }^{\circ}\text{C}$

В таблице 6 представлены результаты экспериментально-расчетного определения коэффициента теплопроводности силикатного кирпича 2 с учетом результатов тепловизионной диагностики строительной конструкции и уравнения теплопроводности плоской стенки (4.2).

Таблица 6

Коэффициент теплопроводности силикатного кирпича

№ п/п	q , Вт/м ²	δ , м	t_{c1} , °C	t_{c2} , °C	λ , Вт/(м·K)
1	2	3	4	5	6
1	387	0,120	98,8	39,9	0,788
2			97,5	40,2	0,810
3			94,1	41,1	0,876
Среднее значение λ_{cp} , Вт/(м·K)					0,825

Выполним оценку погрешностей измерений. Величина теплопроводности силикатного кирпича (таблица 6) получена по результатам косвенных измерений вида $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$, так как значение искомой величины λ находится на основании прямых измерений физических величин: температуры поверхностей

тела и плотности теплового потока, связанных с искомой величиной функциональной зависимостью (4.2). При проведении косвенных измерений теплопроводности силикатного кирпича использованы следующие измерительные системы: тепловизор марки *SDS HotFind-D* (погрешность измерений $\pm 2^\circ\text{C}$), измеритель плотности теплового потока *ИПП-2* (погрешность измерений не более $\pm 5\%$ от измеренного значения). Допустимое отклонение размеров силикатного кирпича, в том числе его толщины, составляет $\pm 0,5$ мм.

Для вычисления погрешности измерительной системы используется следующее математическое выражение [25, С. 14]:

$$\Delta y = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial x_i} \Delta x_i \right)^2}. \quad (4.3)$$

Тогда уравнение (4.3) с учетом формулы (4.2) примет вид:

$$\Delta \lambda = \pm \sqrt{\left(\frac{\delta \Delta q}{t_{c1} - t_{c2}} \right)^2 + \left(\frac{q \Delta \delta}{t_{c1} - t_{c2}} \right)^2 + 2 \left[\frac{q \delta \Delta t}{(t_{c1} - t_{c2})^2} \right]^2}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}. \quad (4.4)$$

При следующих погрешностях измерительной системы: $|\Delta q| = 19,35 \text{ Вт/м}^2$, $|\Delta \delta| = 0,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ и $|\Delta t| = 0,5 \cdot 10^{-3}^\circ\text{C}$ по соотношению (4.4) имеем:

$$\Delta \lambda = \pm \sqrt{\left(\frac{0,12 \cdot 19,35}{96,8 - 40,4} \right)^2 + \left(\frac{387 \cdot 0,5 \cdot 10^{-3}}{96,8 - 40,4} \right)^2 + 2 \cdot \left[\frac{387 \cdot 0,12 \cdot 2}{(96,8 - 40,4)^2} \right]^2} = \pm 0,058 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

Произведем статистическую обработку экспериментальных данных. Среднеарифметическое значение теплопроводности, согласно таблице 6, $\lambda_{cp} = 0,825 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$. Дисперсия и среднеквадратичное отклонение выборки данных по теплопроводности силикатного кирпича соответственно равны:

$$\sigma^2 = \frac{1}{3} \sum_{i=1}^3 (\lambda_i - \lambda_{cp})^2 = 13,98 \cdot 10^{-4} [\text{Вт/(м} \cdot \text{К)}]^2, \quad \sigma = 0,037 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

Стандартное отклонение результатов трех измерений при $n = 3$:

$$s = \sqrt{\frac{n}{n-1} \cdot \sigma^2} = \sqrt{\frac{3}{2} \cdot 13,98 \cdot 10^{-4}} = 0,046 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

По правилу трех сигм значения нормально распределенной случайной величины λ лежат в интервале $[\lambda_{cp} - 3\sigma; \lambda_{cp} + 3\sigma]$, т. е. $[0,714; 0,936] \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$. В

соответствии с таблицей 6 все расчетные значения коэффициент теплопроводности λ_i при $i=1, 2$ и 3 входят в доверительный интервал.

На рис. 4.3 выполнено сравнение коэффициентов теплопроводности λ , полученных при стационарном тепловом режиме (рис. 4.1), методом *регулярного теплового режима* [26], данных завода-изготовителя [27], нормативного значения [28] и по методике расчета с применением холодильной камеры [29].

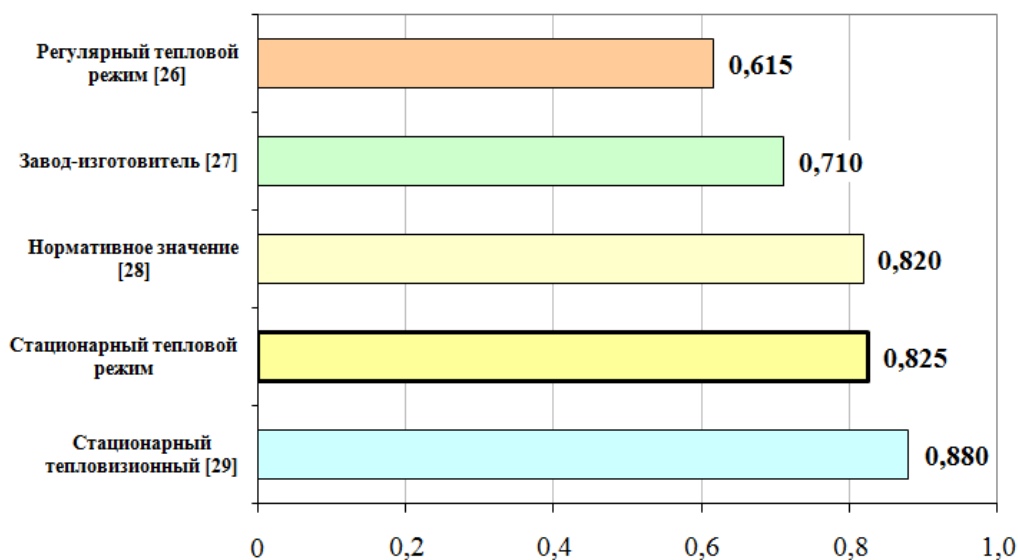


Рис. 4.3 – Сравнение результатов экспериментально-расчетного определения коэффициента теплопроводности силикатного кирпича с нормативной величиной и значением завода-изготовителя

Анализ диаграммы на рис. 4.3 показал, что результат определения теплопроводности силикатного кирпича активным методом теплового неразрушающего контроля при стационарном тепловом режиме согласуется с нормативной величиной [28] и соответствует значению, полученному при охлаждении одной из сторон строительной конструкции из силикатного кирпича в холодильной камере [29]. Вероятно, что все три указанных способа исследования теплофизических свойств материалов по своей сути идентичны друг другу и основаны на действующем стандарте [22]. В свою очередь, результат нестационарного способа определения коэффициента теплопроводности [26], о котором пойдет речь в последней главе учебного пособия, близок к данным завода-изготовителя [27]. Однако такое сравнение является научно необоснованным, так как значение завода-изготовителя дано для кирпича в сухом состоянии.

По итогам сравнительного анализа (рис. 4.3) коэффициент теплопроводности силикатного кирпича $\lambda_{\text{ср}} = 0,825 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$ соответствует нормативной величине из свода правил по проектированию и строительству [28], а также значению, полученному по результатам апробации другой авторской методики в условиях стационарного теплового режима [29]. Однако следует отметить, что результаты апробации нестационарного способа определения коэффициента теплопроводности, основанного на теории регулярного теплового режима [26],

и данные завода-изготовителя [27] расходятся с полученным значением соответственно на 25 % и 13,4 %. В первом случае отклонение результатов можно объяснить погрешностями методики обработки экспериментальных данных, используемых при реализации нестационарного способа определения теплопроводности, во втором случае – несоответствием условий проведения теплотехнических измерений (данные завода-изготовителя представлены для силикатного кирпича в сухом состоянии). Достоверный ответ на данный вопрос можно получить только при дополнительных научных исследованиях.

Рассмотренный в данной главе способ определения теплопроводности твердого тела на примере силикатного кирпича относится к активным методам бесконтактной термометрии при проведении теплотехнических измерений. В сравнении с классическими способами определения теплофизических свойств строительных материалов при стационарном и нестационарном тепловых режимах рассмотренный вариант отвечает современным научно-техническим требованиям: использование источника бесконтактного нагрева; определение температурных полей исследуемого тела бесконтактным способом; применение измерительных приборов, действие которых основано на генерации и получении инфракрасного или ультразвукового сигнала.

Публикации по данной главе:

1. Пат. 2488102 Российская Федерация, (51) МПК G01N 25/18 (2006.01). Способ определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля / Карпов Д.Ф., Павлов М.В., Сеницын А.А., Игонин В.И.; заявитель и патентообладатель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Вологодский государственный технический университет» (ВоГТУ) (RU). – № 2012106323; заявл. 21.02.2012 г.; опубл. 20.07.2013 г. Бюл. № 20. (приложение 7).

2. Сеницын, А.А. Основы тепловизионной диагностики теплотребляющих объектов строительства: учебное пособие / А.А. Сеницын, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов. – Вологда: ВоГТУ, 2013. – 156 с.

3. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение приведенного коэффициента теплопроводности фрагмента неоднородной ограждающей строительной конструкции из силикатного кирпича при нестационарном и стационарном тепловых режимах / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, В.И. Игонин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ. – 2011. – № 3 (32). – С. 120–132.

4. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение коэффициента теплопроводности твердого тела на примере силикатного кирпича активным методом теплового неразрушающего контроля / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, А.А. Сеницын, Ю.А. Калягин, Н.В. Мнушкин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ. – 2014 (в печати).

Контрольные вопросы

1. Какими достоинствами обладает рассмотренный способ определения коэффициента теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля?
2. Какое лабораторное и измерительное оборудование требуется для выполнения экспериментальной части способа?
3. В чем заключается принцип работы тепловизора и измерителя плотности теплового потока?
4. Перечислите основные технические характеристики тепловизора. Что данные параметры показывают?
5. На основании какого уравнения теплообмена строится расчетная часть способа определения коэффициента теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля?
6. Какие геометрические и теплофизические параметры строительного материала необходимо знать, чтобы реализовать рассмотренный способ?
7. Что такое тепловое изображение (термограмма)? Какую информацию об энергетическом объекте дает тепловое изображение?
8. Что такое температурный рельеф? Что он показывает?
9. Для каких практических целей могут применяться результаты определения коэффициента теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля?
10. Пользуясь Интернет-ресурсами, оцените примерную стоимость установки по определению коэффициента теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля.

Глава 5. Способ определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме

Аннотация. Изобретение относится к нестационарным способам определения температуропроводности твердого тела. Разработанный способ может применяться в строительстве и теплоэнергетике при проведении тепловых испытаний однородных строительных объектов, теплопроводных и теплоизоляционных материалов в условиях **нестационарного теплового режима**.

Целью изобретения является повышение точности измерения **коэффициента температуропроводности** твердого тела, уменьшение числа стадий и упрощение способа проведения эксперимента.

Данный способ включает в себя бесконтактное тепловое воздействие на исследуемое твердое тело с помощью источника инфракрасного излучения, период нагрева твердого тела, определение расчетного участка нестационарного теплового режима твердого тела, регистрацию температурного поля твердого тела с помощью системы термопреобразователей, построение одномерного нестационарного температурного поля твердого тела по экспериментальным данным, вычисление с помощью дифференциального уравнения температуропроводности коэффициента температуропроводности твердого тела.

Достоинством предложенного способа является бесконтактный нагрев твердого тела источником инфракрасного излучения, возможность аналитическим способом устанавливать продолжительность проведения эксперимента и выбирать произвольный участок температурного поля твердого тела, входящий в расчетный интервал времени, для вычисления его коэффициента температуропроводности, уменьшение числа стадий проведения эксперимента (только стадия нагрева твердого тела), математическая простота и компактность уравнения для вычисления коэффициента температуропроводности твердого тела.

Описание способа. Источник инфракрасного излучения 1 работает от электрической сети (рис. 5.1). Исследуемое твердое тело 2 в форме параллелепипеда толщиной 2δ расположено на некотором расстоянии от источника инфракрасного излучения 1. Центральная ось инфракрасного излучателя 1 и твердого тела 2 совпадают. На участке $x \in [0, \delta]$ твердого тела 2 зафиксированы термопреобразователи 3: T_0 , T_1 и T_2 соответственно в точках с координатами $x = 0$, $\delta/2$ и δ , которые подключены через аналогово-цифровой преобразователь (далее АЦП) и конвертер к компьютеру (условно не показаны).

В начальный момент времени $\tau = 0$ температурное поле твердого тела 2 однородно и численно равно температуре окружающей среды (рис. 5.1). С момента реализации заявленного способа энергия в форме электричества поступает из электрической сети к источнику инфракрасного излучения 1, который преобразует и передает бесконтактно часть данной энергии в виде электромагнитного излучения передней лицевой поверхности твердого тела 2. Поток инфракрасного излучения, равномерно падающий на переднюю лицевую поверхность твердого тела 2, преобразуется в теплоту, которая идет на нагрев всего

объема твердого тела 2. Источник инфракрасного излучения 1 облучает переднюю лицевую поверхность твердого тела 2 равномерно, следовательно, изменение температуры в твердом теле 2 происходит только в одном направлении – вдоль оси Ox , а в двух других направлениях (по координатам Oy и Oz) температура твердого тела 2 не изменяется, т. е. $\nabla_y t = \nabla_z t = 0$. Изменение температуры твердого тела 2 вдоль оси Ox регистрируют термопреобразователи 3: T_0 , T_1 и T_2 , передающие информацию через АЦП и конвертер на энергонезависимую память компьютера (условно не показаны).

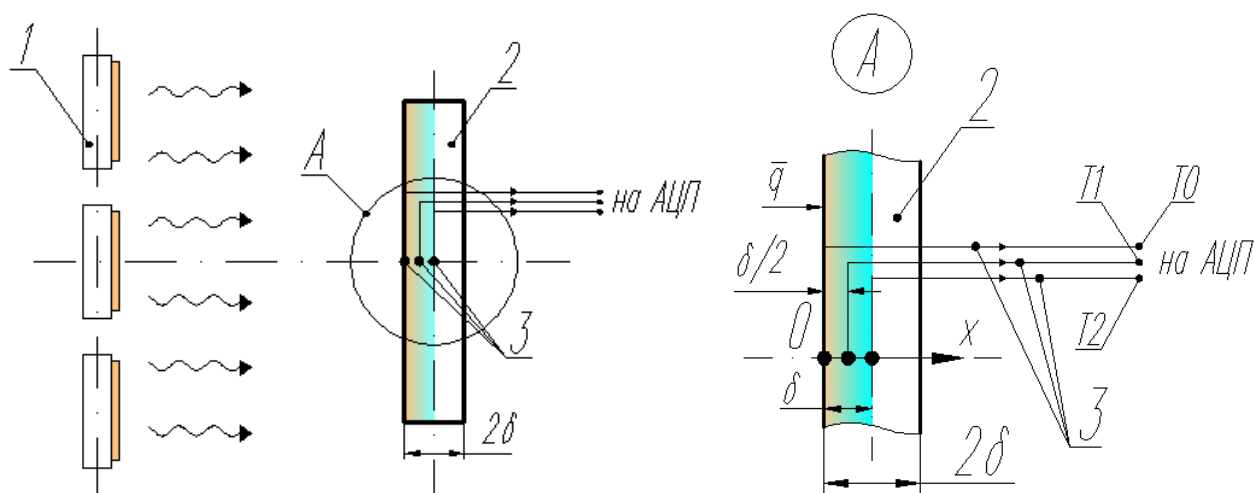


Рис. 5.1 – Принципиальная схема способа определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме: 1 – источник инфракрасного излучения; 2 – твердое тело; 3 – система термопреобразователей

Продолжительность нестационарного теплового режима твердого тела 2 с учетом принятых обозначений (рис. 5.1) определяют по формуле:

$$\tau' = \frac{4\delta^2}{a'}, \text{ с,} \quad (5.1)$$

где δ - толщина твердого тела 2, м; a' - коэффициент температуропроводности твердого тела 2, $\text{м}^2/\text{с}$, которым предварительно задаются.

Пусть по данным термопреобразователей 3 известно температурное поле твердого тела 2 и его уравнение вида $t = t(x, \tau)$ для расчетного периода нагрева $[0, \tau']$ в соответствии с формулой (5.1). Тогда коэффициент температуропроводности твердого тела 2 можно найти через дифференциальное уравнение теплопроводности для одномерного нестационарного температурного поля (1.33):

$$a = \frac{\left(\frac{\partial t(x, \tau)}{\partial \tau} \right)_{x=0}}{\left(\frac{\partial^2 t(x, \tau)}{\partial x^2} \right)_{x=0}}, \text{ м}^2/\text{с.} \quad (5.2)$$

Пример конкретной реализации способа. Определим коэффициент температуропроводности твердого тела 2 на примере 3-пустотного силикатного кирпича (ГОСТ 379-95) толщиной $\delta = 0,06$ м (рис. 5.2).

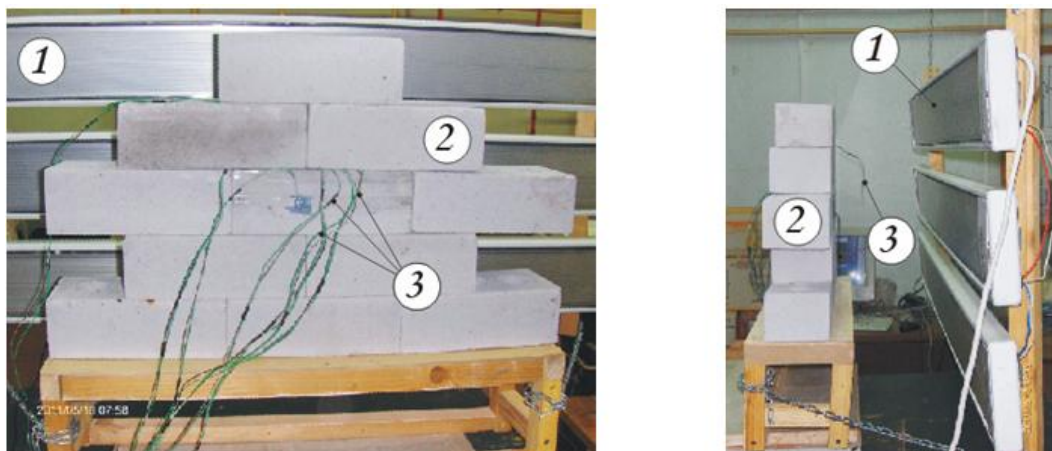


Рис. 5.2 – Лабораторно-экспериментальная установка для определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме:

1 – электрический инфракрасный излучатель; 2 – силикатный кирпич;
3 – хромель-алюмелевые термопары

Лабораторно-экспериментальная база и инструментально-измерительные приборы, использованные при конкретной реализации способа определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме, представлены в таблице 7.

Таблица 7

Лабораторные и измерительные средства для реализации способа

№ п/п	Внешний вид	Функциональное назначение	Основные технические характеристики
1	2	3	4
1.	Инфракрасный излучатель «Эколайн ЭЛК 10R» (3 шт.)	см. табл. 1	то же
2.	Кирпич силикатный 3-пустотный (1 шт.)	см. табл. 4	то же
3.	Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «ICPCON I-7014» (1 шт.)	см. табл. 1	то же
4.	Конвертер «ICPCON I-7520» (1 шт.)	см. табл. 1	то же
5.	Хромель-алюмелевая термопара (3 шт.)	см. табл. 1	то же

Источником инфракрасного излучения 1 (рис. 5.2) является электрический инфракрасный излучатель марки Эколайн ЭЛК 10R (табл. 7) суммарной мощностью $N = 3$ кВт, расположенный на расстоянии $l = 0,6$ м от передней лицевой поверхности силикатного кирпича 2. Спаи хромель-алюмелевых термопар 3: T_0 , T_1 и T_2 закреплены в толще силикатного кирпича 2 вдоль центральной оси соответственно в точках с координатами $x = 0$, $0,03$ и $0,06$ м.

Предварительное значение коэффициента температуропроводности силикатного кирпича 2 равно $a' = 5,49 \cdot 10^{-7}$ м²/с. Тогда по формуле (5.1) продолжительность периода нагрева силикатного кирпича 2 составит $\tau' = 26230$ с (по результатам эксперимента $\tau = 31560$ с, рис. 5.3). Среднее изменение температур на участке $x \in [0; 0,06]$ м силикатного кирпича 2 на интервале времени $[\tau'; \tau]$ в соответствии с показаниями термопар 3 при погрешности измерений $\pm 2,5$ °С составило $0,6$ °С, что можно считать вполне стационарным режимом.

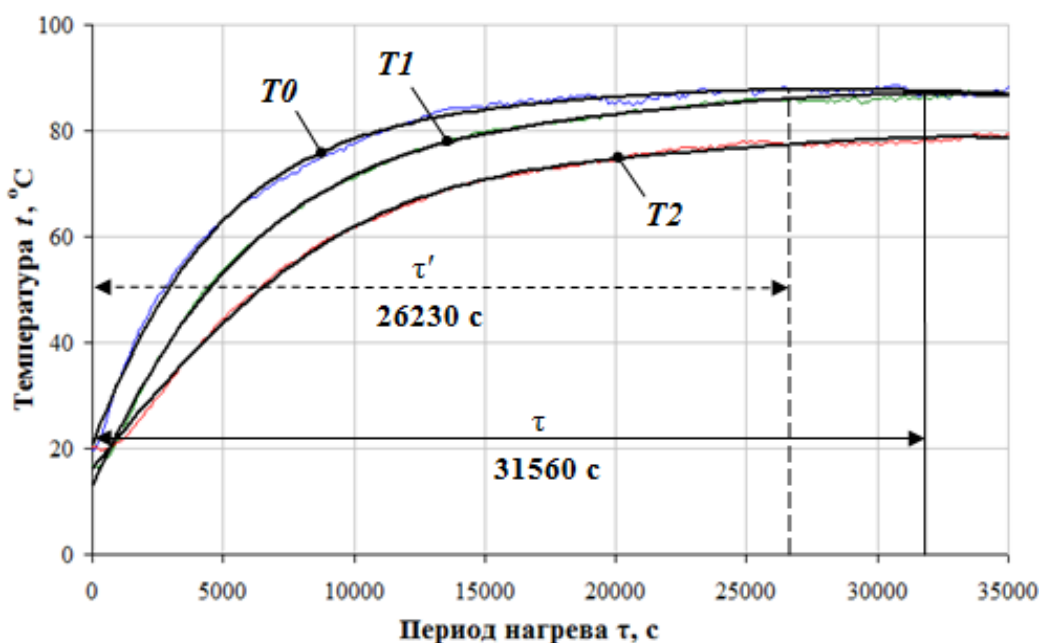


Рис. 5.3 – К определению продолжительности нестационарного теплового режима силикатного кирпича

Рассмотрим нестационарный тепловой режим участка $x \in [0; 0,06]$ м силикатного кирпича 2 на интервале времени $\tau \in [0; 15000]$ с. На рис. 5.4 изображено температурное поле силикатного кирпича 2 вида $t = t(x, \tau)$ при $x \in [0; 0,06]$ м и $\tau \in [0; 15000]$ с, построенное по экспериментальным данным.

Функциональная зависимость, описывающая режим нагрева силикатного кирпича 2 при $x \in [0; 0,06]$ м и $\tau \in [0; 15000]$ с имеет вид:

$$t = a + b\tau + cx + d\tau^2 + ex^2 + f\tau x + g\tau^3 + hx^3 + ix^2\tau + jx\tau^2, \text{ } ^\circ\text{C}, R^2 = 0,9927, \quad (5.3)$$

где $a = 22,830014$, $b = 0,010623358$, $c = -481,12022$, $d = -6,1933549 \cdot 10^{-7}$,
 $e = 10518,343$, $f = -0,014857501$; $g = 1,2080758 \cdot 10^{-11}$; $h = -79288,783$;
 $i = -0,44211261$; $j = 2,4679544 \cdot 10^{-6}$ - параметры уравнения.

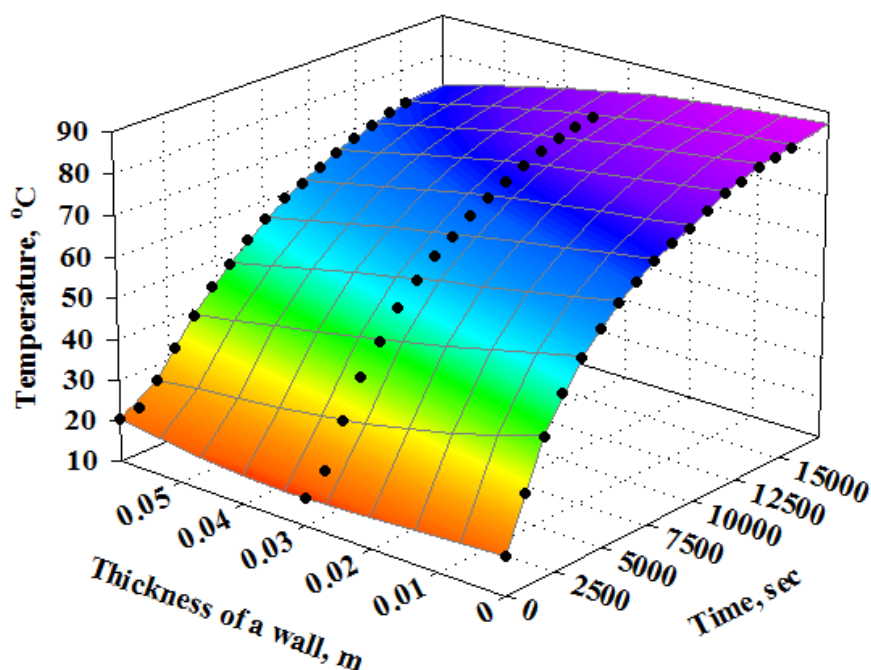


Рис. 5.4 – Температурное поле силикатного кирпича на участке нестационарного теплового режима

На рис. 5.5 по результатам решения уравнения (5.2) с помощью выражения (5.3) получен график изменения коэффициента температуропроводности силикатного кирпича 2 в режиме нагрева при $\tau \in [0; 15000]$ с вида $a = a(\tau) \cdot 10^7$:

$$a = 5 \cdot 10^{-9} \tau^2 - 0,0004 \tau + 5,0896, \text{ м}^2/\text{с}, R^2 = 0,9997. \quad (5.4)$$

Значение коэффициента температуропроводности силикатного кирпича 2 в момент времени $\tau = 0$ по уравнение (5.4), а также, согласно рис. 5.5, равно $5,0896 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ (при температуре силикатного кирпича $t = 19,7^\circ \text{C}$, равной температуре окружающей среды), что сопоставимо с расчетным и в тоже время нормативным значением $5,49 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, приведенным в своде правил [28].

Как видно из рис. 5.5, при движении теплового режима силикатного кирпича 2 к стационарному состоянию коэффициент температуропроводности стремится к нулю. Это подтверждает тот случай, что коэффициент температуропроводности, который имеет при нестационарном тепловом режиме такое же значение, что и коэффициент теплопроводности при стационарном тепловом режиме, теряет свою роль в условиях стационарного температурного поля. В аналитическом уравнении (5.2) при $\partial t / \partial \tau \rightarrow 0$ коэффициент температуропроводности стремиться к нулю, т. е. $a \rightarrow 0$.

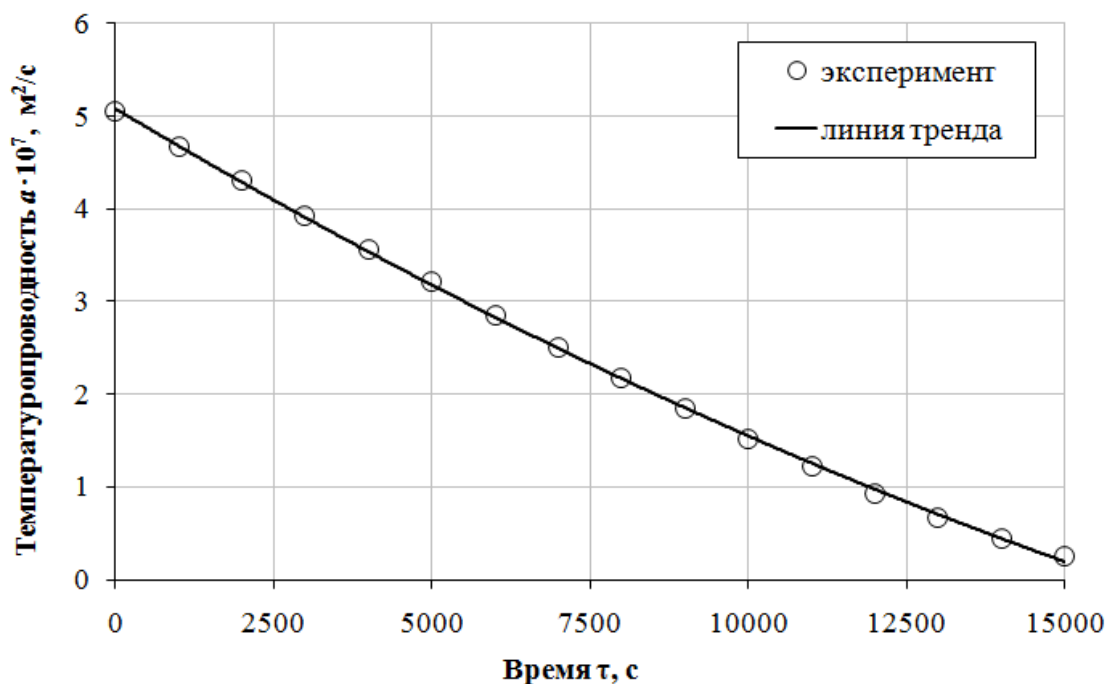


Рис. 5.5 – Изменение коэффициента температуропроводности силикатного кирпича во времени

По результатам конкретной реализации авторского способа определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме на силикатном кирпиче (ГОСТ 379-95) экспериментально-расчетным путем получено значение коэффициента температуропроводности материала при температуре окружающей среды, равное $5,09 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, что сопоставимо с нормативной величиной $5,49 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, приведенной в [28], и данными других исследователей: $5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ [30, С. 243], $5,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ [31, С. 96].

Результаты определения коэффициента температуропроводности твердого тела могут быть использованы при исследовании режима теплопередачи через ограждения строительных объектов в естественных климатических условиях: при определении нестационарного температурного поля оболочки здания; при расчете затухания температурных колебаний в ограждении, вызванных изменением температуры наружного воздуха или воздействием солнечной радиации на поверхности стены; для обнаружения фактической области образования конденсата или толщины промерзания наружной стены и мн. др.

Публикации по данной главе:

1. Пат. 2502989 Российская Федерация, (51) МПК G01N 25/18 (2006.01). Способ определения температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме / Павлов М.В., Карпов Д.Ф., Сеницын А.А.; заявитель и патентообладатель федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Вологодский государственный технический университет» (ВоГТУ) (RU). – № 2012129603; заявл. 12.07.2012 г.; опубл. 27.12.2013 г. Бюл. № 36. (приложение 7).

2. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение коэффициента температуропроводности твердого тела на примере силикатного

кирпича при нестационарном тепловом режиме / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, А.А. Сеницын, Ю.А. Калягин, Ю.С. Гаврилов, Д.А. Погодин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ, 2013. – №2 (39). – С. 213–221.

Контрольные вопросы

1. В чем заключается физический смысл коэффициента температуропроводности твердого тела?
2. Каким образом можно рассчитать коэффициент температуропроводности твердого тела при остальных известных теплофизических свойствах материала (коэффициентах теплопроводности и теплоемкости)?
3. Какими достоинствами обладает рассмотренный способ определения коэффициента температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме? В чем состоит его простота?
4. Какое лабораторное и измерительное оборудование требуется для выполнения экспериментальной части способа?
5. На основании какого уравнения теплообмена строится расчетная часть способа определения коэффициента температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме?
6. Что представляет собой аналитический вид одномерного нестационарного температурного поля твердого тела?
7. По какой причине расчетная формула для нахождения коэффициента температуропроводности твердого тела записана для условий одномерного нестационарного температурного поля?
8. Как Вы считаете, с чем связано, согласно итоговому графику, уменьшение коэффициента температуропроводности твердого тела во времени?
9. Для каких практических целей могут применяться результаты определения коэффициента температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме?
10. Пользуясь Интернет-ресурсами, оцените примерную стоимость установки по определению коэффициента температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме?

Глава 6. Способ определения теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме

Аннотация. Изобретение относится к нестационарным способам определения теплофизических свойств твердого тела: **коэффициентов теплопроводности** и **температуропроводности** для условий конвективного охлаждения при постоянной температуре окружающей среды. Разработанный способ может применяться в строительстве и теплоэнергетике для проведения тепловых испытаний однородных и изотропных строительных конструкций, теплопроводных и теплоизоляционных материалов.

Целью изобретения является повышение точности измерений коэффициентов теплопроводности и температуропроводности твердого тела при **нестационарном тепловом режиме**, уменьшение числа стадий и упрощение способа проведения эксперимента.

Данный способ включает в себя бесконтактное тепловое воздействие на исследуемое твердое тело с помощью источника инфракрасного излучения, период его охлаждения, этап обнаружения зоны **регулярного теплового режима** твердого тела, регистрацию с помощью системы термопреобразователей **температурного поля** твердого тела и термического состояния окружающей среды, регистрацию плотности теплового потока, идущего от твердого тела в окружающую среду, экспериментально-расчетное определение функций изменения коэффициентов теплопроводности и температуропроводности от температуры твердого тела в зоне регулярного теплового режима.

Достоинством предложенного способа является возможность подавать энергию инфракрасного излучения по заранее заданной функции во времени и пространстве, бесконтактность нагрева твердого тела, возможность контроля за процессами, протекающими в системе, повышение точности измерений коэффициентов теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме, уменьшение числа стадий эксперимента и упрощение способа его выполнения, проведение экспериментально-расчетных исследований по определению коэффициентов теплопроводности и температуропроводности твердого тела в зоне регулярного теплового режима, что в свою очередь является абсолютным способом, не требующим наличия эталонов с известными тепловыми свойствами, обеспечение достаточно высокой точности экспериментов и их результатов, достаточно простой вид аналитических выражений для обработки экспериментальных данных, отсутствие необходимости в тепловой изоляции поверхности исследуемого твердого тела.

Описание способа. Источник инфракрасного излучения 1 работает от электрической сети (рис. 6.1). Исследуемое твердое тело 2 в форме параллелепипеда толщиной 2δ расположено на некотором расстоянии от источника инфракрасного излучения 1. Центральные оси излучателя 1 и твердого тела 2 совпадают. На участке $x \in [0, \delta]$ твердого тела 2 зафиксированы термопреобразователи 3:

T_0 , T_1 и T_2 соответственно в точках с координатами $x=0$, $\delta/2$ и δ , которые подключены через аналогово-цифровой преобразователь (далее АЦП) и конвертер к компьютеру (условно не показаны). На поверхности твердого тела 2 при $x=\delta$ установлен преобразователь плотности теплового потока 4. Температура окружающей среды $t_{\text{ж}}$ в режиме нагрева и охлаждения исследуемого твердого тела 2 имеет постоянное числовое значение.

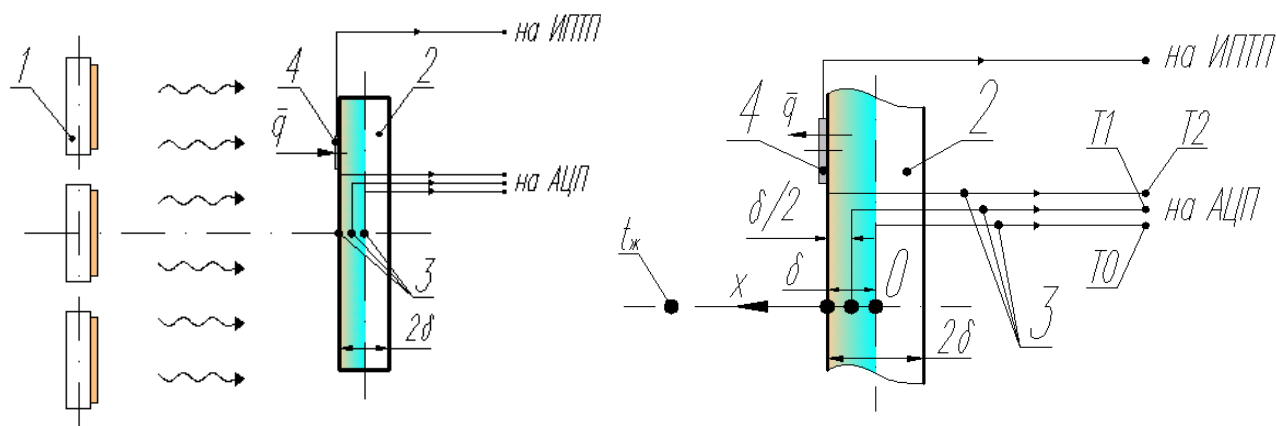


Рис. 6.1 – Принципиальная схема способа определения теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме:

1 – источник инфракрасного излучения; 2 – твердое тело; 3 – система термопреобразователей; 4 – преобразователь плотности теплового потока

Перед проведением эксперимента по нагреву твердого тела 2 в начальный момент времени $\tau=0$ температурное поле твердого тела 2 однородно и численно равно температуре окружающей среды, т. е. $t(x,0)=t_{\text{ж}}$ (рис. 6.1) С момента реализации заявленного способа энергия в форме электричества поступает из электрической сети к источнику инфракрасного излучения 1, который преобразует и передает бесконтактно часть энергии в форме электромагнитного излучения передней лицевой поверхности твердого тела 2. Поток инфракрасного излучения, равномерно падающий на поверхность твердого тела 2, преобразуется в теплоту, которая идет на нагрев всего объема твердого тела 2. Изменение температуры твердого тела 2 регистрируют термопреобразователи 3, передающие информацию через аналогово-цифровой преобразователь (АЦП) и конвертер на энергонезависимую память компьютера (условно не показаны). Тепловой поток, идущий от твердого тела 2 в период охлаждения, фиксирует преобразователь плотности теплового потока 4, установленный на передней лицевой поверхности твердого тела 2. Продолжительность периода нагрева исследуемого твердого тела 2 длится до тех пор, пока при заданной мощности источника инфракрасного излучения 1 температурное поле твердого тела 2 не достигнет своего максимального значения при стационарном тепловом режиме, т. е. $t_{\text{max}}=t(x)$ при $x \in [0, \delta]$. Так как инфракрасный излучатель 1 облучает поверхность твердого тела 2 равномерно, то изменение температуры в твердом теле 2 происходит преимущественно только в одном направлении – вдоль оси Ox , а в двух

других направлениях (по координатам $0y$ и $0z$) температура исследуемого твердого тела 2 не изменяется, т. е. $\nabla_y t = \nabla_z t = 0$.

По достижению максимальных значений температуры при нагреве твердого тела 2 в координатах $x = 0$, $\delta/2$ и δ инфракрасный излучатель 1 отключают. Момент времени отключения инфракрасного излучателя 1 при нагреве твердого тела 2 является начальным моментом времени $\tau = 0$ для периода охлаждения твердого тела 2. Тогда в начальный момент времени $\tau = 0$ для периода охлаждения температура твердого тела 2 максимальна и равна $t(x, 0) = t_{max}$. За период времени $\Delta\tau$ твердое тело 2 отдает некоторое количество теплоты окружающей среде и охлаждается до температуры $t(x, \Delta\tau) = t_{ж}$.

Пусть по данным термопреобразователей 3 известно температурное поле вида $t = t(x, \tau)$ твердого тела 2 для периода охлаждения $\tau \in [0, \Delta\tau]$ и температура окружающей среды $t_{ж} = const$. Тогда для обнаружения стадии регулярного теплового режима должно соблюдаться условие:

$$\frac{\partial(\ln \vartheta)}{\partial \tau} = C, \quad (6.1)$$

где $\vartheta = t(x, \tau) - t_{ж}$ - температура твердого тела 2 в координате x в момент времени τ , отсчитываемая от температуры окружающей среды $t_{ж}$, °C; τ - время, с; C - отрицательное число.

В зоне регулярного теплового режима $\Delta\tau$ имеет смысл уравнение нестационарной теплопроводности (1.5), с помощью которого производят расчет коэффициента теплопроводности исследуемого твердого тела 2:

$$\lambda = -\frac{q}{(\partial t / \partial x)_{x=\delta}}, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad (6.2)$$

где $q = q(\delta, \tau)$ - плотность тепловых потерь твердым телом 2, замеряемая преобразователем плотности теплового потока 4.

Коэффициент температуропроводности твердого тела 2 для интервала времени $\Delta\tau$ (период регулярного теплового режима) вычисляют, применяя первый (основной) ряд общего интеграла уравнения Фурье:

$$a = -\frac{\delta^2}{\mu_1^2 \tau} \ln \left[\frac{\mu_1 + \sin \mu_1 \cos \mu_1}{2 \sin \mu_1} \frac{\vartheta_0}{\vartheta_{max}} \right], \text{ м}^2/\text{с}, \quad (6.3)$$

где μ_1 - первый корень характеристического уравнения, определяемый из граничных условий; $\vartheta_0 = t(0, \tau) - t_{ж}$ и $\vartheta_{max} = t_{max} - t_{ж}$ - соответственно текущая и

максимальная избыточная температура твердого тела в координате $x=0$ (по данным термопары $T0$ на рис. 6.1).

Первый корень характеристического уравнения μ_1 из выражения (6.3) находят, исходя из граничных условий второго рода, по формуле:

$$\mu = a + b \sqrt{\frac{q\delta}{\lambda[t(\delta, \tau) - t_{\text{ж}}]}}, \quad (6.4)$$

где $a = 0,017429616$ и $b = 0,87675155$ - параметры уравнения.

Пример конкретной реализации способа. Определим коэффициенты теплопроводности и температуропроводности твердого тела на примере керамического кирпича (ГОСТ 530-95) (табл. 1) толщиной $\delta = 0,06$ м (рис. 3.2).

Лабораторно-экспериментальная база и инструментально-измерительные приборы, использованные при конкретной реализации способа определения теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме, представлены в таблице 8.

Таблица 8

Лабораторные и измерительные средства для реализации способа

№ п/п	Внешний вид	Функциональное назначение	Основные технические характеристики
1	2	3	4
1.	Инфракрасный излучатель «Эколайн ЭЛК 10R» (3 шт.)	см. табл. 1	то же
2.	Кирпич глиняный обыкновенный (1 шт.)	см. табл. 1	то же
3.	Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «ICPCON I-7014» (1 шт.)	см. табл. 1	то же
4.	Конвертер «ICPCON I-7520» (1 шт.)	см. табл. 1	то же
5.	Хромель-алюмелевая термопара (3 шт.)	см. табл. 1	то же
6.	Измеритель плотности теплового потока серии «ИПП-2» (1 шт.)	см. табл. 4	то же

Продолжение таблицы 8

7.	 Термогигрометр «Testo 625»	для измерения температуры и относительной влажности газообразной среды, температуры шарика смоченного термометра, точки росы. Имеет наконечник зонда влажности и температуры в комплекте	1. диапазон измерений: относительной влажности – от 0 до 100 %, температуры – от -10 до 60 °С; 2. разрешение: для относительной влажности – 0,1 %, для измерения температуры – 0,1 °С; 3. погрешность измерений: для относительной влажности – $\pm 2,5$ %, для температуры – $\pm 0,5$ °С
----	---	---	---

Источником инфракрасного излучения 1 (рис. 3.2) является электрический инфракрасный излучатель марки Эколайн ЭЛК 10R (табл. 8) суммарной мощностью $N = 3$ кВт, расположенный на расстоянии $l = 0,6$ м от передней лицевой поверхности керамического кирпича 2. Спаи хромель-алюмелевых термопар 3: T_0 , T_1 и T_2 закреплены в толще керамического кирпича 2 вдоль центральной оси соответственно в точках с координатами $x = 0$, $0,03$ и $0,06$ м.

Температура окружающей среды по данным термогигрометра Testo 625 (табл. 8) составила $t_{\text{ж}} = 24,2$ °С. Согласно условию (6.1), регулярный тепловой режим охлаждения керамического кирпича 2 (рис. 6.2) расположен на отрезке времени $\tau \in [5000, 20000]$ с. Значение числа C в формуле (6.1), характеризующее темп охлаждения кирпича 2, составило $-9,1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

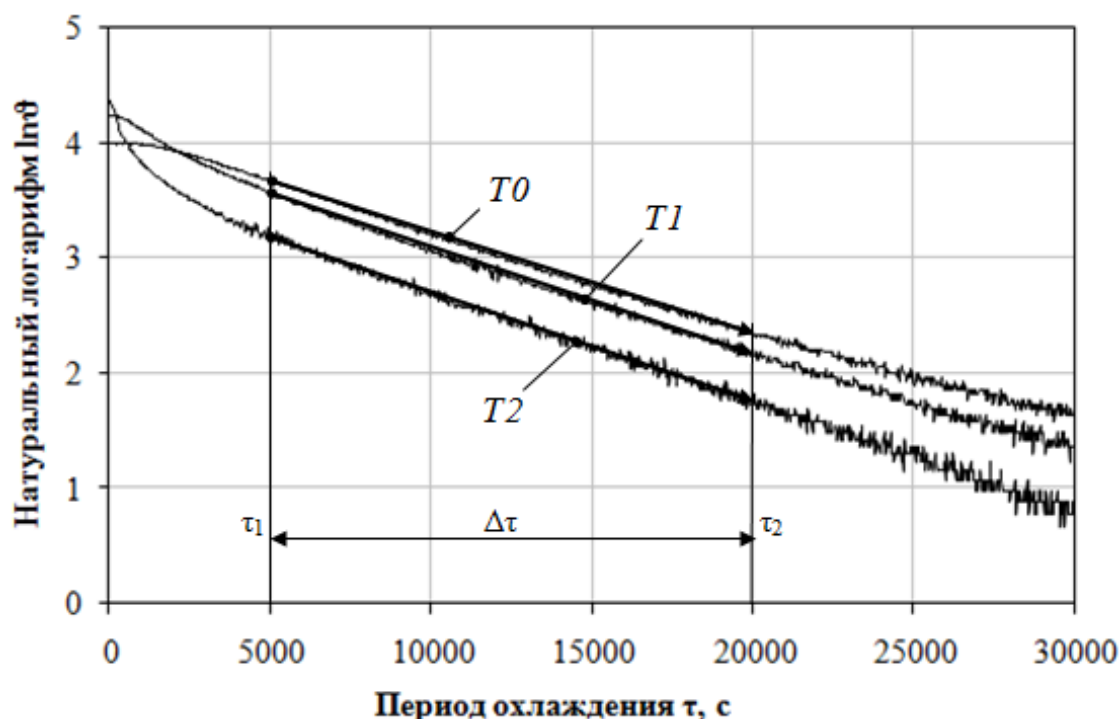


Рис. 6.2 – Область регулярного теплового режима при охлаждении керамического кирпича

На рис. 6.3 изображено температурное поле керамического кирпича 2 вида $t = t(x, \tau)$, построенное по экспериментальным данным, для участка $x \in [0; \delta]$ и $\tau \in [5000, 20000]$ с. Функциональная зависимость, описывающая режим охлаждения твердого тела на участке времени $\tau \in [5000, 20000]$ с, имеет вид:

$$t = a + b\tau + cx + d\tau^2 + ex^2 + f\tau x, \text{ } ^\circ\text{C}, R^2 = 0,9944, \quad (6.5)$$

где $a = 81,13519$, $b = -0,0039562428$, $c = -199,73255$, $d = 7,9167968 \cdot 10^{-8}$, $e = -1900,8151$, $f = 0,013109745$ - параметры уравнения.

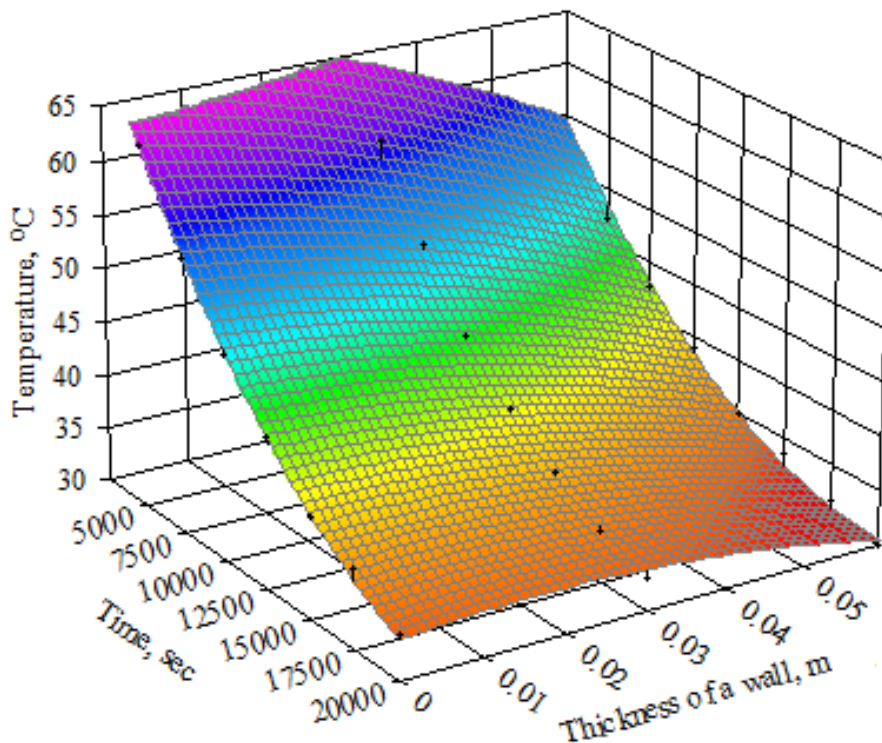


Рис. 6.3 – Температурное поле керамического кирпича на участке регулярного теплового режима

Ход изменения плотности теплового потока вида $q = q(\delta, \tau)$ регистрировался с помощью преобразователя плотности теплового потока ПТП-0,25 и измерителя ИПП-2. График изменения плотности тепловых потерь керамическим кирпичом 2 при охлаждении представлен на рис. 6.4.

Функция, описывающая интенсивность теплообмена между передней лицевой поверхностью стенки керамического кирпича 2 и окружающей средой с температурой $t_{\text{ж}} = 24,2 \text{ } ^\circ\text{C}$ (рис. 6.4), имеет вид:

$$q = \exp(a + b\sqrt{\tau}), \text{ Вт/м}^2, R^2 = 0,9903, \quad (6.6)$$

где $a = 6,5674551$, $b = -0,019257568$ - параметры уравнения.

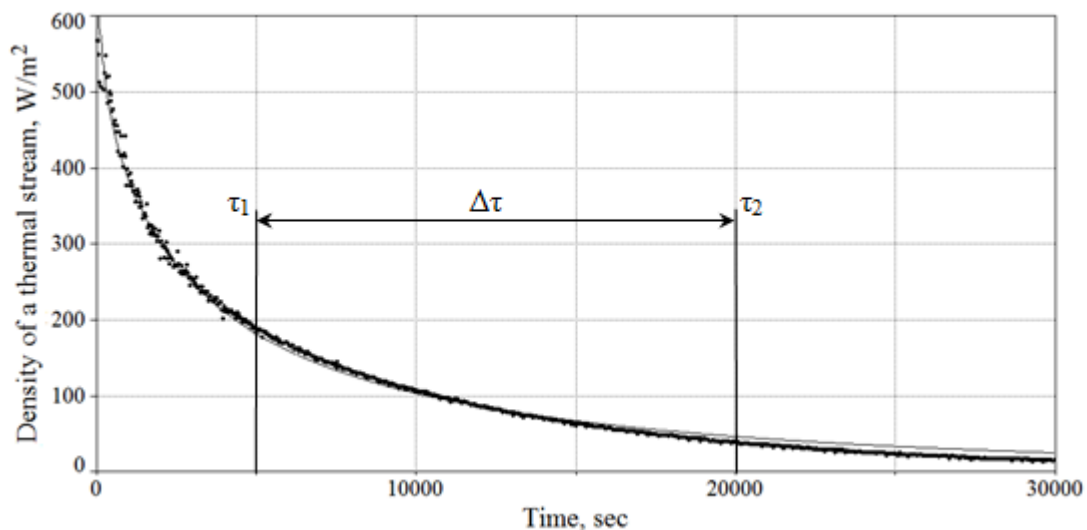


Рис. 6.4 – Изменение потерь теплоты поверхностью керамического кирпича в окружающую среду на участке регулярного теплового режима

На рис. 6.5 по результатам решения уравнения (6.2) получен график изменения коэффициента теплопроводности керамического кирпича 2 от его температуры. Зависимость вида $\lambda = \lambda(t)$ выглядит следующим образом:

$$\lambda = 0,0004t^2 - 0,0162t + 0,4344, \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, R^2 = 0,9997. \quad (6.7)$$

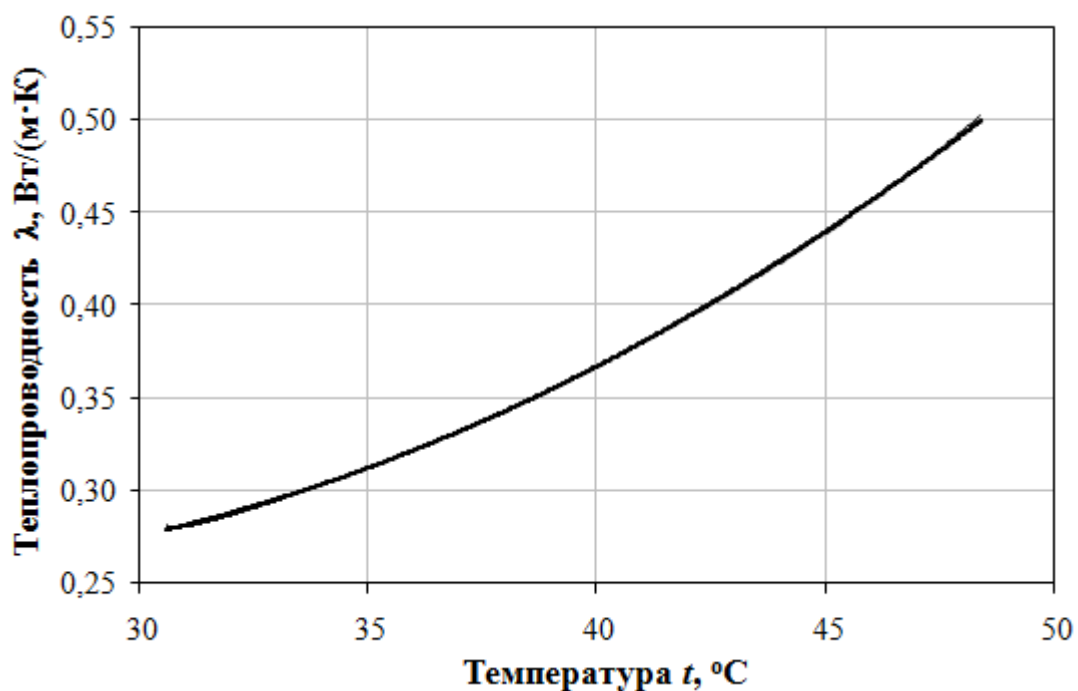


Рис. 6.5 – Изменение коэффициента теплопроводности керамического кирпича от температуры

Среднеинтегральное значение коэффициента λ в доверительном интервале времени $\tau = [5000, 20000]$ с при $t \in [30,6; 48,4]$ °C составило 0,429 Вт/(м · К).

На рис. 6.6 по результатам решения уравнения (6.3) получен график изменения коэффициента температуропроводности керамического кирпича 2 от его температуры. Зависимость вида $a = a(\tau) \cdot 10^7$ выглядит следующим образом:

$$a = 0,0082t^2 - 0,5464t + 11,803, \text{ м}^2/\text{с}, R^2 = 0,9972. \quad (6.8)$$

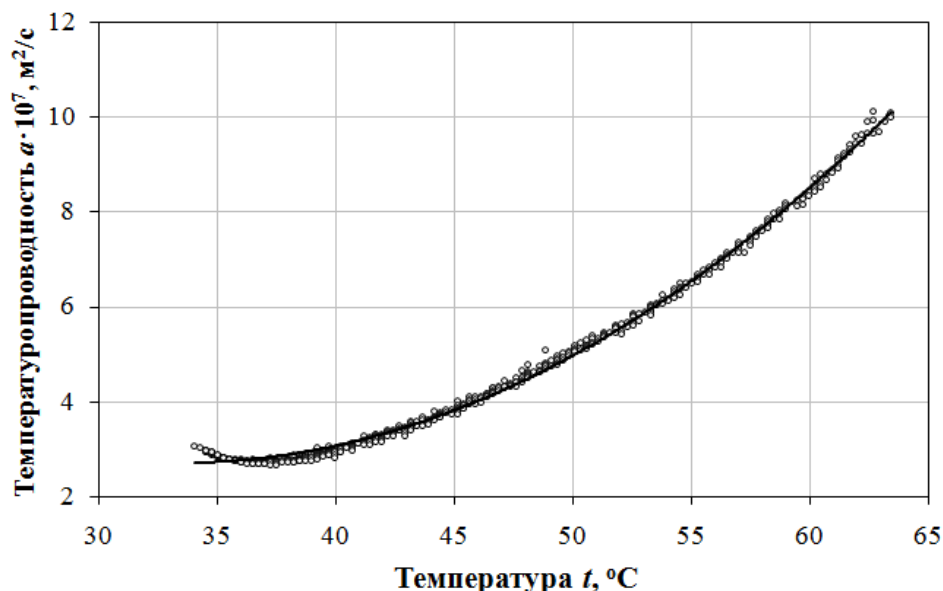


Рис. 6.6 – Изменение коэффициента температуропроводности керамического кирпича от температуры

Среднеинтегральное значение коэффициента a в доверительном интервале времени $\tau = [5000, 20000]$ с при $t \in [34,1; 63,5]$ °C составило $5,257 \cdot 10^{-7}$ м²/с.

На рис. 6.7 приведены результаты сравнения коэффициента теплопроводности керамического кирпича, полученного по итогам конкретной реализации рассмотренного способа с нормативной величиной [28], данными других авторов [30, 32] и значением завода-изготовителя [33].

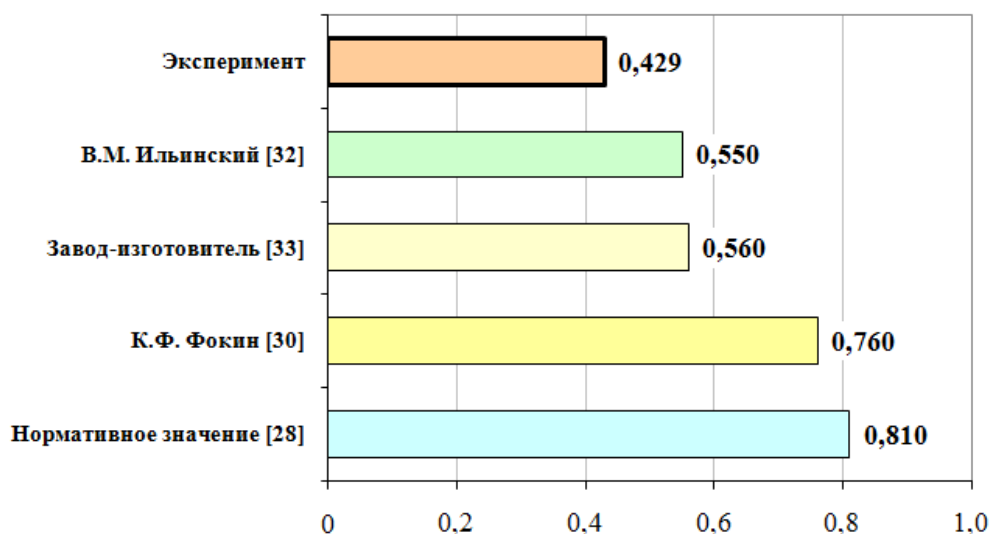


Рис. 6.7 – Сравнение результатов экспериментально-расчетного определения коэффициента теплопроводности керамического кирпича с другими данными

Представим также в данной главе описание авторского устройства и способа для определения основных теплофизических свойств твердого тела: коэффициентов температуропроводности и теплопроводности.

Аннотация. Изобретение может применяться в строительстве и теплоэнергетике для проведения теплофизических исследований однородных строительных конструкций, теплопроводных и теплоизоляционных материалов.

Целью изобретения является упрощение конструкции устройства и повышение точности способа определения основных теплофизических свойств твердого тела: коэффициентов температуропроводности и теплопроводности.

Данное изобретение включает в себя бесконтактное тепловое воздействие на переднюю лицевую поверхность твердого тела источником инфракрасного излучения, периоды нагрева и стационарного теплового режима твердого тела, определение периода нагрева твердого тела расчетным способом, регистрацию температуры твердого тела термопреобразователями на лицевых поверхностях и в заданных координатах по толщине твердого тела, регистрацию плотности теплового потока на передней лицевой поверхности твердого тела преобразователем плотности теплового потока, построение температурного поля твердого тела за период проведения тепловых измерений, определение по температурному полю и величине плотности теплового потока коэффициентов температуропроводности и теплопроводности твердого тела.

Достоинствами предложенного устройства и способа является бесконтактное тепловое воздействие регулируемой тепловой мощности источником инфракрасного излучения на переднюю лицевую поверхность твердого тела, фиксирующие элементы, позволяющие устанавливать твердое тело различных геометрических параметров в корпусе устройства, система охлаждения твердого тела, работающая с помощью вентиляционных отверстий на крышке устройства и перфорированной перегородки, которые необходимы соответственно для притока холодного воздуха из окружающей среды и отвода теплого воздуха в окружающую среду с помощью вентилятора, возможность расчетным способом устанавливать период нагрева твердого тела, определение коэффициента температуропроводности твердого тела в период нагрева по его температурному полю.

Описание устройства и способа. В корпусе 1 устройства с внутренними линейными размерами $A \times B \times H$ при условии $A/B > 2$, изнутри покрытого слоем тепловой изоляции 2, установлен источник инфракрасного излучения 3 (рис. 6.8). Ширина излучающей поверхности источника инфракрасного излучения 3 соответствуют ширине B корпуса 1 устройства, а высота равна $(0,8...0,9)H$. Тепловую мощность источника инфракрасного излучения 3 регулируют с помощью регулятора тепловой мощности 4. Твердое тело 5 высотой, соответствующей высоте излучающей поверхности источника инфракрасного излучения 3, закреплено в корпусе 1 устройства на расстоянии от источника инфракрасного излучения 3 с помощью фиксирующих элементов 6. Оси источника инфракрасного излучения 3 и твердого тела 5 совпадают. В центре на поверхностях и в толще твердого тела 5 размещены термопреобразователи 7.

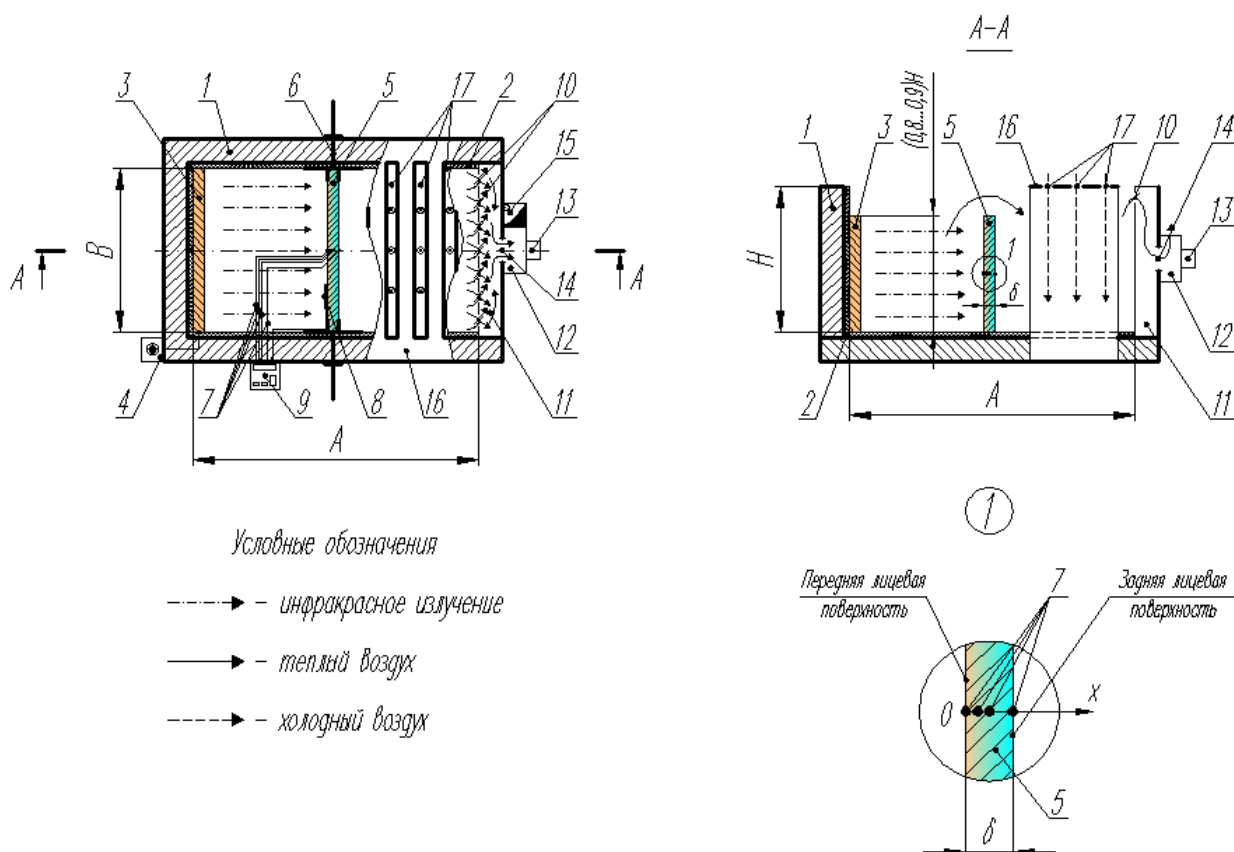


Рис. 6.8 – Принципиальная схема устройства для определения теплофизических свойств твердого тела: 1 – корпус; 2 – тепловая изоляция; 3 – источник инфракрасного излучения; 4 – регулятор тепловой мощности; 5 – твердое тело; 6 – фиксирующие элементы; 7 – система термопреобразователей; 8 – преобразователь плотности теплового потока; 9 – измерительный блок; 10 – перфорированная перегородка; 11 – канал для отвода нагретого воздуха; 12 – вентилятор; 13 – электрический двигатель; 14 – всасывающий патрубок; 15 – нагнетательный патрубок; 16 – крышка; 17 – вентиляционные отверстия

На передней лицевой поверхности твердого тела 5 установлен преобразователь плотности теплового потока 8. Термопреобразователи 7 и преобразователь плотности теплового потока 8 подсоединены к измерительному блоку 9 устройства. За перфорированной перегородкой 10, расположенной напротив задней лицевой поверхности твердого тела 5, регулируемые отверстия в верхней части которой предназначены для пропускания нагретого воздуха, размещен канал 11 для отвода нагретого воздуха из корпуса 1 устройства. Вентилятор 12, работающий на всасывание с помощью электрического двигателя 13, соединен с каналом 11 для отвода нагретого воздуха через всасывающий патрубок 14 и с окружающей средой – через нагнетательный патрубок 15. Для восполнения нагретого воздуха, удаляемого из устройства в окружающую среду, на крышке 16 прибора за твердым телом 5 расположены вентиляционные отверстия 17 для забора воздуха из окружающей среды.

Твердое тело 5 помещают в открытый корпус 1 устройства и закрепляют внутри него с помощью фиксирующих элементов 6. По окончании установки

твердого тела 5 в корпусе 1 устройства сверху на корпус 1 устанавливают крышку 16, которая полностью перекрывает габариты устройства, включают источник инфракрасного излучения 3 с предварительно отрегулированной тепловой мощностью и электрический двигатель 13 вентилятора 12.

В начальный момент времени $\tau = 0$ температурное поле твердого тела 5, установленного с помощью фиксирующих элементов 6 в корпусе 1 устройства, однородно и численно равно температуре окружающей среды. В момент включения источника инфракрасного излучения 3 на переднюю лицевую поверхность твердого тела 5 равномерно подают поток электромагнитного излучения, который впоследствии преобразуется во внутреннюю энергию твердого тела 5. Во избежание перегрева устройства нагретый воздух из корпуса 1 устройства отводят в окружающую среду через регулируемые отверстия, расположенные в верхней части перфорированной перегородки 10, и канал 11 для отвода нагретого воздуха. Приточный воздух из окружающей среды поступает через вентиляционные отверстия 17, расположенные на крышке 16 устройства. Организованный воздухообмен в корпусе 1 устройства осуществляют с помощью всасывающего 14 и нагнетательного 15 патрубков вентилятора 12, на валу которого размещен электрический двигатель 13.

Температурное состояние твердого тела 5 в координатах $x = 0, \delta/4, \delta/2$ и δ за период проведения тепловых измерений регистрирует система термопреобразователей 7. По данным термопреобразователей 7 строят температурное поле твердого тела 5 вида $t = t(x, \tau)$. Плотность теплового потока, идущего от источника инфракрасного излучения 3 в направлении к лицевой поверхности твердого тела 5, регистрирует за период проведения тепловых измерений преобразователь плотности теплового потока 8, установленный на передней лицевой поверхности твердого тела 5.

Продолжительность нестационарного теплового режима твердого тела 2 с учетом принятых обозначений (рис. 6.8) определяют по формуле:

$$\tau' = \frac{\delta^2}{a'}, \text{ с,} \quad (6.9)$$

где δ - толщина твердого тела 5, м; a' - коэффициент температуропроводности твердого тела 5, $\text{м}^2/\text{с}$, которым предварительно задаются.

Пусть по данным термопреобразователей 7 известно температурное поле твердого тела 5 и его уравнение вида $t = t(x, \tau)$ для расчетного периода нагрева $[0, \tau']$ в соответствии с формулой (6.9). Тогда коэффициент температуропроводности твердого тела 2 можно найти через дифференциальное уравнение теплопроводности для одномерного нестационарного температурного поля (5.2).

При выходе твердого тела 5 на стационарный тепловой режим $\tau > \tau'$ коэффициент теплопроводности твердого тела 5 определяют по уравнению теплопроводности для плоской стенки при стационарном тепловом режиме (4.2).

В случае необходимости удельную массовую теплоемкость твердого тела 5 при известных коэффициентах температуропроводности a и теплопроводности λ определяют по формуле (1.28):

$$c_p = \frac{\lambda}{a\rho}, \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}, \quad (6.10)$$

где ρ - плотность твердого тела 5, кг/м³.

Пример конкретной реализации способа. Определим коэффициенты температуропроводности, теплопроводности и удельной массовой теплоемкости твердого тела 2 на примере 3-пустотного силикатного кирпича (ГОСТ 379-95) толщиной $\delta = 0,120$ м (рис. 6.9).

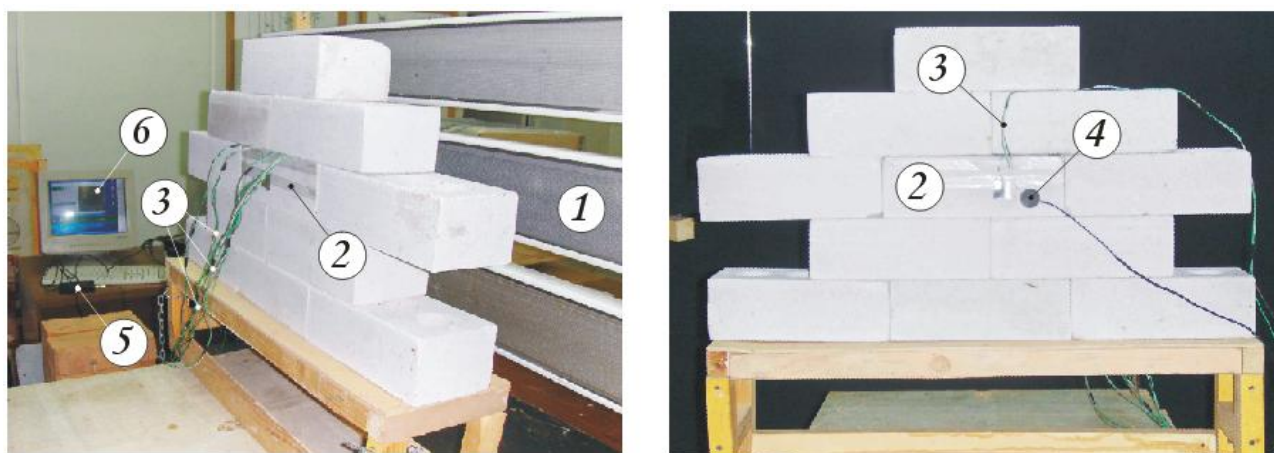


Рис. 6.9 – Лабораторно-экспериментальная установка для определения теплофизических свойств твердого тела: 1 – электрический инфракрасный излучатель; 2 – силикатный кирпич; 3 – хромель-алюмелевые термопары; 4 – преобразователь плотности теплового потока; 5 – измеритель плотности теплового потока; 6 – персональный компьютер

Лабораторно-экспериментальная база и инструментально-измерительные приборы, использованные при конкретной реализации способа определения теплофизических свойств твердого тела, представлены в таблице 9.

Источником инфракрасного излучения 1 (рис. 6.9) является электрический инфракрасный излучатель марки Эколайн ЭЛК 10R суммарной мощностью $N = 3$ кВт, расположенный на расстоянии $l = 0,6$ м от передней лицевой поверхности силикатного кирпича 2. Спаи хромель-алюмелевых термопар 3: T_0 , T_1 , T_2 и T_3 закреплены в толще силикатного кирпича 2 вдоль центральной оси соответственно в точках с координатами $x = 0, 0,03, 0,06$ и $0,12$ м. На передней лицевой поверхности силикатного кирпича 2 установлен преобразователь плотности теплового потока ПТП-0,25 4, подключенный к измерителю плотности теплового потока ИПП-2 5.

Для регистрации температуры силикатного кирпича 2 в заданных координатах установлены хромель-алюмелевые термопары 3, которые через аналого-

во-цифровой преобразователь *ICPCON I-7014* и конвертер *ICPCON I-7520* (не изображены) подключены к персональному компьютеру 6. Преобразователь плотности теплового потока *ИПП-0,25 4* через измеритель плотности теплового потока *ИПП-2 5* также подключен к персональному компьютеру 6.

Таблица 9

Лабораторные и измерительные средства для реализации способа

№ п/п	Внешний вид	Функциональное назначение	Основные технические характеристики
1	2	3	4
1.	<i>Инфракрасный излучатель «Эколайн ЭЛК 10R» (3 шт.)</i>	см. табл. 1	то же
2.	<i>Кирпич глиняный обыкновенный (1 шт.)</i>	см. табл. 1	то же
3.	<i>Аналого-цифровой преобразователь (АЦП) «ICPCON I-7014» (1 шт.)</i>	см. табл. 1	то же
4.	<i>Конвертер «ICPCON I-7520» (1 шт.)</i>	см. табл. 1	то же
5.	<i>Хромель-алюмелевая термопара (4 шт.)</i>	см. табл. 1	то же
6.	<i>Измеритель плотности теплового потока серии «ИПП-2» (1 шт.)</i>	см. табл. 4	то же

Методика определения продолжительности периода нагрева и коэффициента температуропроводности силикатного кирпича подробно изложена в пятой главе учебного пособия. Итоговое значение коэффициента температуропроводности силикатного кирпича 2 равно $\alpha = 5,0896 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ (при температуре силикатного кирпича $t = 19,7^\circ \text{C}$, равной температуре окружающей среды).

В период стационарного теплового режима при $\tau > 31560 \text{ с}$ средние значения температуры на передней и задней лицевых поверхностях силикатного кирпича 2 (рис. 6.10) соответственно составили $t_{c1} = 87,0^\circ \text{C}$ и $t_{c2} = 58,8^\circ \text{C}$. Среднее значение плотности теплового потока (рис. 6.11) в период стационарного теплового режима составило $q = 189 \text{ Вт/м}^2$.

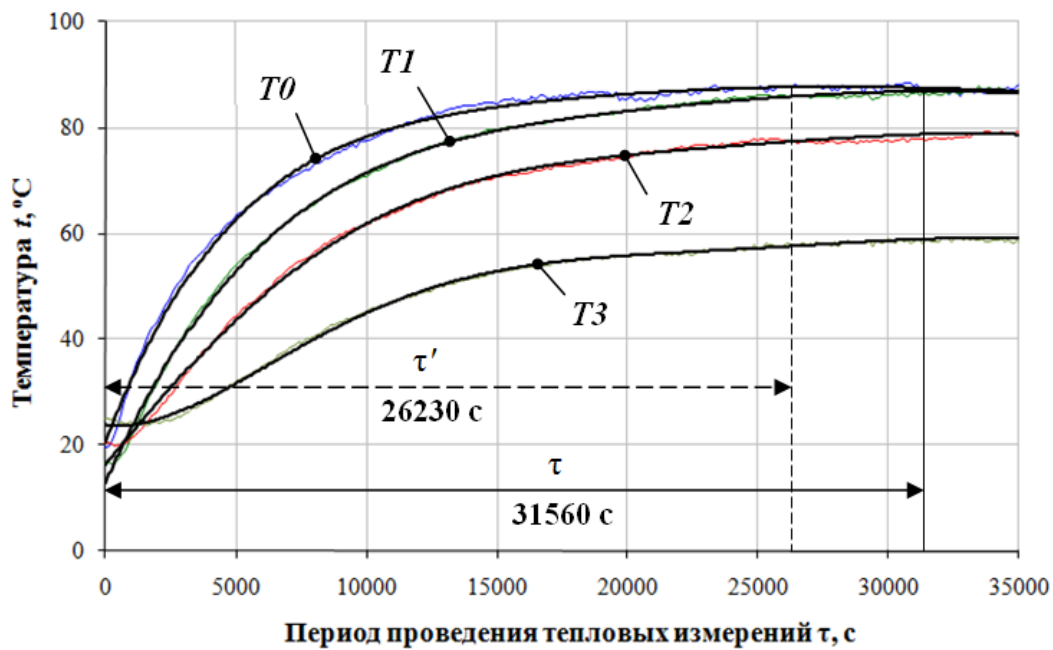


Рис. 6.10 – Периоды нагрева и стационарного теплового режима силикатного кирпича

Тогда коэффициент теплопроводности силикатного кирпича 2 по уравнению теплопроводности для плоской стенки (4.2) будет равен:

$$\lambda = \frac{189 \cdot 0,12}{87,0 - 58,8} = 0,804 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

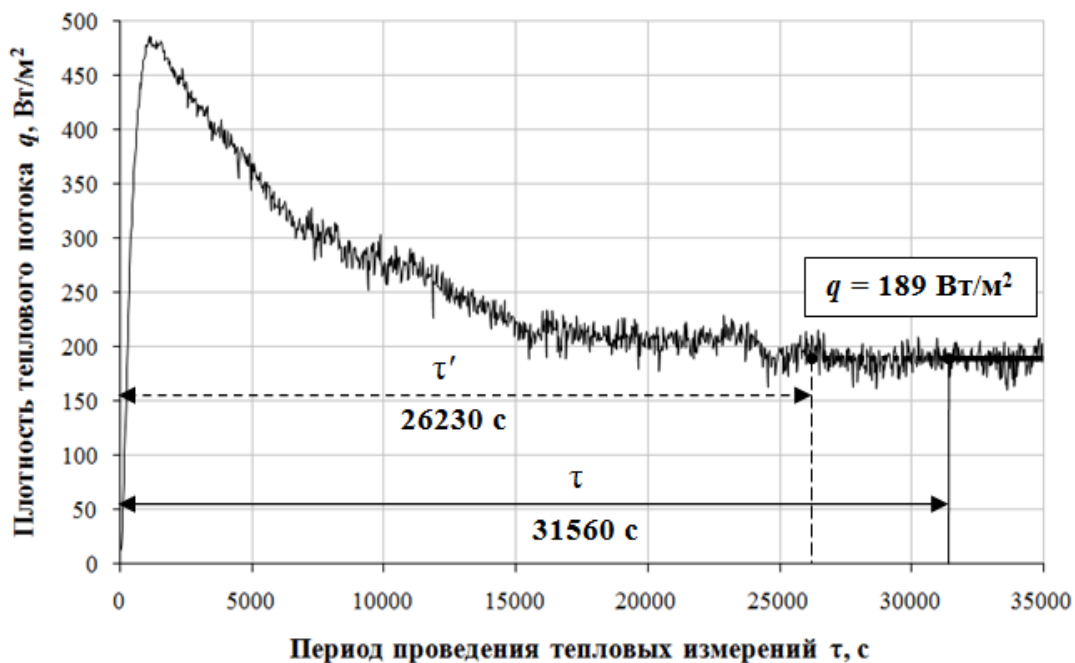


Рис. 6.11 – Результаты измерения плотности теплового потока

Значение коэффициента теплопроводности λ силикатного кирпича 2 сопоставимо с нормативным значением 0,87 Вт/(м · К) [28].

Удельная массовая теплоемкость силикатного кирпича 2, согласно выражению (6.10), при его плотности $\rho = 1900 \text{ кг/м}^3$ составит:

$$c_p = \frac{0,804}{5,0896 \cdot 10^{-7} \cdot 1900} = 831 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}.$$

Значение удельной массовой теплоемкости силикатного кирпича 2 сопоставимо с нормативным значением $880 \text{ Дж/(кг} \cdot \text{К)}$ [28].

Публикации по данной главе:

1. Пат. 2460063 Российская Федерация, (51) МПК G01N 25/18 (2006.01). Способ определения теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме / Игонин В.И., Карпов Д.Ф., Павлов М.В.; заявитель и патентообладатель Государственное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Вологодский государственный технический университет» (ВоГТУ) (RU). – № 2011114685; заявл. 13.04.2011 г.; опубл. 27.08.2012 г. Бюл. № 24. (приложение 7).
2. Золотая медаль Российско-Британского форума изобретений и инновационных технологий «Устройство для мультипараметрического определения теплофизических свойств строительных и теплоизоляционных материалов» / А.А. Синицын, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов (приложение 8).
3. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение приведенного коэффициента теплопроводности фрагмента неоднородной ограждающей строительной конструкции из силикатного кирпича при нестационарном и стационарном тепловых режимах / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, В.И. Игонин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ. – 2011. – №3 (32). – С. 120–132.
4. Карпов, Д.Ф. Устройство и способ комплексного определения основных теплофизических свойств строительных материалов / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, С.И. Корюкин, Н.В. Мнушкин, А.С. Сорогин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ. – 2014 (в печати).

Контрольные вопросы

1. Какие элементы теории регулярного теплового режима применяются в рассмотренной методике определения теплофизических свойств материалов?
2. Исходя из теории регулярного теплового режима, что характеризует число S в уравнении (6.1)? Какое оно имеет название?
3. В чем состоит преимущество нестационарных методов определения теплофизических свойств материалов над стационарными методами?
4. Какое лабораторное и измерительное оборудование требуется для выполнения экспериментальной части способа?

5. Каким образом при реализации рассмотренного способа определяют зону регулярного теплового режима?
6. Для каких целей используется термогигрометр?
7. Пользуясь Интернет-ресурсами, оцените примерную стоимость установки по определению теплопроводности и температуропроводности твердого тела при нестационарном тепловом режиме?
8. Зачем требуется охлаждение задней лицевой поверхности твердого тела в устройстве для комплексного определения основных теплофизических свойств строительных материалов?
9. Какие уравнения из теории теплообмена используются при определении основных теплофизических свойств строительных материалов?
10. Для каких практических целей могут применяться результаты комплексного определения основных теплофизических свойств строительных материалов: коэффициентов теплопроводности, температуропроводности и удельной массовой теплоемкости?

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До сих пор проблема исследования теплофизических свойств твердого тела остается не до конца решенной. Постоянно появляются новые научные идеи и изобретения, которые позволяют упростить существующие способы проведения тепловых измерений или просто повысить точность определения искомых величин. За небольшой промежуток времени создано немалое количество перспективных методов, в основе которых лежат принципы теплового неразрушающего контроля. По температурному полю поверхностей исследуемого тела или благодаря локальному бесконтактному измерению температуры в заданных точках объекта исследования рассчитываются коэффициенты теплопроводности и температуропроводности материала. Такие инновационные технологии не требуют знания теплового состояния в толще всего тела и при их реализации используются измерительные приборы, работа которых основана на применении инфракрасного излучения (тепловизоры, пирометры) и ультразвука (расходомеры, толщиномеры). Они уже получили большую известность, так как их можно осуществлять не только в лабораторных, но и в натуральных условиях, например, для оценки тепловой защиты строительных объектов или при определении фактических потерь теплоты зданием или сооружением в окружающую среду. Способ определения теплопроводности твердого тела активным методом теплового неразрушающего контроля, подробно изложенный в четвертой главе учебного пособия, как раз относится к таким современным способам определения теплофизических свойств строительных материалов.

Хочется также отметить, что материал книги готовился в течение нескольких лет. Если касаться первой главы, то информация по теплообмену отбиралась и корректировалась из года в год при написании лекций к учебному курсу «Тепломассообменные процессы и установки» для профиля подготовки «Теплогазоснабжение и вентиляция». Большая вероятность, что и сейчас это неконечный вариант. Последние четыре главы являются итогом кропотливой работы авторов по созданию и воплощению в жизнь совершенно новых изобретений по определению теплофизических свойств твердого тела. На большинство из них получены патенты на изобретения, на некоторые – решения о выдаче патента.

Авторы уверены, что написание данной книги не является конечной точкой в собственном научном творчестве. На данный момент существуют авторские разработки в области определения теплофизических свойств дисперсных материалов (на примере фрезерного торфа), а также жидких веществ (на примере теплоизоляционной краски). Возможно, что в скором времени мы также объединим результаты всех этих научных исследований в одном учебном пособии (сейчас они опубликованы либо в виде патентов на изобретения, либо в виде научных статей). По крайней мере, такое желание есть!

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Синицын, А.А. Теория и практика теплообмена: учебное наглядное пособие / А.А. Синицын, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов. – Вологда: ВоГТУ, 2013. – 71 с.
2. Исаченко, В.П. Теплопередача: учебник для вузов / В.П. Исаченко, В.А. Осипова, А.С. Сукомел. – М.: Энергоиздат, 1981. – 416 с.
3. Теория тепломассообмена: учебник для вузов / С.И. Исаев, И.А. Кожин, В.И. Кофанов [и др.]; под ред. А.И. Леонтьева. – М.: Высшая школа, 1979. – 495 с.
4. Михеев, М.А. Основы теплопередачи: учебное пособие / М.А. Михеев, И.М. Михеева. – М.: Энергия, 1977. – 344 с.
5. Миснар, А. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций: пер. с франц. / А. Миснар. – М.: Мир, 1968. – 460 с.
6. Шорин, С.Н. Теплопередача: учебник для вузов / С.Н. Шорин. – М., Л.: Государственное издательство литературы по строительству и архитектуре, 1952. – 340 с.
7. Справочник по теплопроводности жидкостей и газов: справочник / Н.Б. Варгафтик, Л.П. Филиппов, А.А. Тарзиманов, Е.Е. Тоцкий. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 352 с.
8. Чудновский, А.Ф. Теплофизические характеристики дисперсных материалов / А.Ф. Чудновский. – М.: Государственное издательство физико-математической литературы, 1962. – 456 с.
9. Лыков, А.В. Теоретические основы строительной теплофизики / А.В. Лыков. – Минск: Изд-во АН БССР, 1961. – 520 с.
10. Теплотехнический справочник: справочник: в 2-х т. / под общ. ред. В.Н. Юренева, П.Д. Лебедева. – М.: Энергия, 1976. – Т. 2. – 896 с.
11. Лыков, А.В. Теория теплопроводности: учебник для вузов / А.В. Лыков. – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
12. Кондратьев, Г.М. Регулярный тепловой режим / Г.М. Кондратьев. – М.: Гостехиздат, 1954. – 408 с.
13. Гухман, А.А. Введение в теорию подобия / А.А. Гухман. – М.: Изд-во ЛКИ, 2010. – 296 с.
14. Авчуков, В.В. Задачник по процессам тепломассообмена: учебное пособие / В.В. Авчуков, Б.Я. Паюсте. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 144 с.
15. Синицын, А.А. Основы тепловизионной диагностики теплотребляющих объектов строительства: учебное пособие / А.А. Синицын, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов. – Вологда: ВоГТУ, 2013. – 156 с.
16. Богословский, В.Н. Строительная теплофизика: учебник для вузов / В.Н. Богословский. – СПб.: АВОК Северо-Запад, 2006. – 400 с.

17. Чудновский, А.Ф. Физика теплообмена в почве: монография / А.Ф. Чудновский. – Л., М.: ОГИЗ Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1948. – 220 с.
18. Сажин, Б.С. Основы техники сушки: учебник для вузов / Б.С. Сажин. – М.: Химия, 1984. – 320 с.
19. Васильев, Л.Л. Теплофизические свойства пористых материалов / Л.Л. Васильев, С.А. Танаева. – Минск: Изд-во «Наука и техника», 1971. – 265 с.
20. Дульнев, Г.Н. Теплопроводность смесей и композиционных материалов: справочник / Г.Н. Дульнев, Ю.П. Заричняк. – Л.: Энергия, 1974. – 264 с.
21. Теплоэнергетика и теплотехника. Теоретические основы теплотехники. Теплотехнический эксперимент: справочник / под общ. ред. А.В. Клименко и В.М. Зорина. – М.: Издательский дом МЭИ, 2007. – 564 с.
22. ГОСТ 7076-99. Материалы и изделия строительные. Метод определения теплопроводности и термического сопротивления при стационарном тепловом режиме. – Взамен ГОСТ 7076-87; введ. 01.04.2000. – М.: ИПК Изд-во стандартов, 2000. – 11 с.
23. ГОСТ 30256-94. Материалы и изделия строительные. Метод определения теплопроводности цилиндрическим зондом. – Введ. впервые; введ. 01.01.1996. – М.: ИПК Изд-во стандартов, 1996. – 17 с.
24. Разработка методики энергообследования зданий и сооружений с помощью тепловизора: отчет о научно исследовательской работе / В.И. Игонин, Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов [и др.]. – Вологда: ВоГТУ, 2010. – 50 с.
25. Лабораторный практикум по термодинамике и теплопередаче: учеб. пособие для вузов / В.Н. Афанасьев, А.А. Афонин, С.И. Исаев [и др.]; под ред. В.И. Крутова, Е.В. Шишова. – М.: Высшая школа, 1988. – 216 с.
26. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение приведенного коэффициента теплопроводности фрагмента неоднородной ограждающей строительной конструкции из силикатного кирпича при нестационарном и стационарном тепловых режимах / Д.Ф. Карпов, М.В. Павлов, В.И. Игонин // Научно-технический журнал «Вестник ТГАСУ». Научное издание. – Томск: ТГАСУ. – 2011. – № 3 (32). – С. 120–132.
27. ООО «Вира-стройматериалы»: Интернет-сайт продаж товаров производителя [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.virashop.ru>.
28. Свод правил по проектированию и строительству. Проектирование тепловой защиты зданий: СП 23-101-04. – Введ. 01.06.2004. – М.: ФГУП ЦПП, 2004. – 141 с.
29. Карпов, Д.Ф. Экспериментально-расчетное определение приведенного коэффициента теплопроводности фрагмента неоднородной ограждающей строительной конструкции из силикатного кирпича на цементно-песчаном растворе методом теплового неразрушающего контроля / Д.Ф. Карпов, М.В. Пав-

лов, В.И. Игонин, А.А. Кочкин // Научно-технический журнал Вестник МГСУ. Периодическое научное издание. – Москва: МГСУ. – 2011. – № 3. – С. 351–358.

30. Фокин, К.Ф. Строительная теплотехника ограждающих частей зданий: учебник / К.Ф. Фокин. – М.: АВОК-ПРЕСС, 2006. – 256 с.

31. Фокин, В.М. Основы технической теплофизики: монография / В.М. Фокин, Г.П. Бойков, Ю.В. Видин. – М.: «Изд-во Машиностроение-1», 2004. – 172 с.

32. Ильинский, В.М. Строительная теплофизика (ограждающие конструкции и микроклимат здания): учебник / В.М. Ильинский. – М.: Высшая школа, 1974. – 320 с.

33. Энгельсский кирпичный завод (г. Энгельс): Интернет-сайт продаж товаров производителя [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.keramkirpich.ru>.

ГЛОССАРИЙ

Термин	Определение
<i>Вынужденная конвекция</i>	вид конвекции, при которой движение среды возникает под действием внешних поверхностных сил, приложенных на границах системы, или однородного поля массовых сил, приложенных к жидкости внутри системы, или за счет кинетической энергии, сообщенной жидкости вне системы
<i>Изотермическая поверхность</i>	геометрическая плоскость (поверхность), на которой температура во всех точках одинаковая
<i>Квазистационарный тепловой режим</i>	режим теплообмена, при котором температура окружающей среды изменяется со временем по линейному закону
<i>Конвективный теплообмен</i>	теплообмен, осуществляемый между жидкостью или газом и поверхностью твердого тела
<i>Коэффициент температуропроводности</i>	физическая величина, характеризующая скорость изменения (выравнивания) температуры вещества в нестационарных (неравновесных) тепловых процессах
<i>Коэффициент теплоотдачи (конвективного теплообмена)</i>	физическая величина, характеризующая интенсивность отдачи теплоты поверхностью тела в окружающую среду или наоборот. Определяется отношением плотности теплового потока, отдаваемого поверхностью тела, к разности температур между поверхностью тела и прилегающей средой
<i>Коэффициент теплопередачи</i>	величина, характеризующая интенсивность передачи теплоты от одной подвижной среды к другой через разделительную стенку. Определяется отношением плотности теплового потока, проходящего через поверхность, к разности температур подвижных сред, прилегающих к ограждающей конструкции
<i>Коэффициент теплопроводности</i>	физическая величина, количественно характеризующая способность вещества проводить теплоту теплопроводностью
<i>Нестационарный тепловой режим</i>	режим теплообмена, при котором температурное поле является функцией времени
<i>Регулярный (тепловой) режим</i>	период нагрева (охлаждения) тела, при котором изменение температуры в каждой его точке подчиняется экспоненциальному закону
<i>Свободная конвекция</i>	вид конвекции, при которой движение среды возникает в гравитационном поле вследствие неоднородного распределения плотности жидкости, вызванного в однофазной среде наличием температурного градиента
<i>Стационарный тепловой режим</i>	режим теплообмена, при котором температурное поле не зависит от времени (остается постоянным)
<i>Температура</i>	скалярная физическая величина, характеризующая состояние термодинамического равновесия макроскопической системы
<i>Температурное поле</i>	совокупность значений температуры во всех точках пространства в данный момент времени
<i>Температурный градиент</i>	вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности в сторону возрастания температуры

Термин	Определение
Теория подобия	теория об условиях подобия физических явлений, которая опирается на учение о размерностях физических величин и служит основой моделирования физических процессов. Предметом теории подобия является установление подобия критериев различных физических явлений и изучение с помощью этих критериев свойств самих природных явлений
Тепловое (инфракрасное) излучение	процесс распространения теплоты электромагнитными волнами инфракрасного диапазона частот
Тепловой баланс	сопоставление прихода и расхода (полезно использованной и потерянной) теплоты в различных тепловых процессах
Тепловой неразрушающий контроль	неразрушающий контроль, основанный на регистрации температурных полей объекта контроля
Теплообмен (теплопередача)	самопроизвольный необратимый процесс переноса теплоты в пространстве и во времени, вызванный неоднородностью температурного поля
Теплоотдача	конвективный теплообмен между движущейся средой и омываемой ею поверхностью твердого тела
Теплопроводность	перенос теплоты при непосредственном контакте более нагретых элементов тела с менее нагретыми, осуществляемый посредством хаотического движения и взаимодействия микрочастиц (молекул, атомов, электронов, ионов и др.)
Теплота	количество энергии, получаемой или отдаваемой физическим телом (системой тел) при теплообмене
Термическое сопротивление	способность тела (его поверхности или какого-либо слоя) препятствовать распространению теплового движения молекул
Термодинамическое равновесие	состояние системы, при котором остаются неизменными во времени макроскопические величины этой системы (термодинамические параметры): температура, давление, удельный объем, энтропия в условиях изолированности термодинамической системы от окружающей среды
Число Био	критерий краевого подобия, который представляет собой отношение термического сопротивления стенки к термическому сопротивлению теплоотдачи на поверхности:
Число Грасгофа	критерий подобия, определяющий процесс теплообмена при свободном движении в поле гравитации и являющийся мерой соотношения архимедовой силы, вызванной неравномерным распределением плотности в неоднородном поле температур, и силами межмолекулярного трения
Число (критерий) подобия	безразмерная величина, составленная из размерных физических параметров, определяющих рассматриваемое физическое явление
Число Нуссельта	безразмерный коэффициент теплоотдачи, который характеризует интенсивность конвективного теплообмена между поверхностью тела и потоком жидкости
Число Прандтля	критерий подобия тепловых процессов в жидкостях и газах, учитывающий влияние гидродинамических и теплофизических свойств теплоносителя на теплоотдачу

Термин	Определение
<i>Число Предводителя</i>	безразмерная скорость нагрева тела
<i>Число Рейнольдса</i>	критерий подобия течения вязкой жидкости
<i>Число Фурье</i>	критерий подобия нестационарных тепловых процессов, который характеризует соотношение между скоростью изменения тепловых условий в окружающей среде и скоростью перестройки температурного поля внутри рассматриваемого тела (системы тел)
<i>Энтальпия</i>	теплосодержание тела при данном давлении и температуре
<i>Эффективный коэффициент теплопроводности</i>	приведенный коэффициент теплопроводности сложных веществ, многокомпонентных смесей и газов

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Коэффициент теплопроводности $\lambda \cdot 10^3$, Вт/(м·К), для одно-, двух- и трехатомных газов

$t, ^\circ\text{C}$	Аргон Ar	Гелий He	Пары ртути Hg	Кислород O ₂	Азот N ₂	Водород H ₂	Окись углерода CO	Двуокись углерода CO ₂	Водяной пар H ₂ O	Дымовые газы (CO ₂ = 13 %) при содержании H ₂ O				
										5	10	15	20	25
0	16,5	143	-	24,7	24,3	172	23,3	14,7	-	22,4	23,0	23,1	23,1	23,3
100	21,2	179	-	32,9	31,5	220	30,1	22,8	23,7	30,9	31,6	32,1	32,3	32,6
200	25,6	213	7,68	40,7	38,5	264	36,5	30,9	33,5	39,2	40,1	40,9	41,6	42,0
300	29,9	244	9,36	48,0	44,9	307	42,6	39,1	44,2	49,1	50,8	52,2	53,3	54,2
400	34,0	276	11,0	55,0	50,7	348	48,5	47,2	55,9	54,7	56,9	59,0	60,6	61,8
500	37,9	305	12,7	61,5	55,8	387	54,1	54,9	68,4	61,9	65,0	67,7	69,9	71,6
600	39,4	333	14,4	67,4	60,4	427	59,7	62,1	81,8	69,1	73,0	76,4	79,3	82,0
700	-	-	-	72,8	64,2	463	65,0	68,8	95,6	75,7	80,6	84,8	88,5	91,6
800	-	-	-	77,7	67,5	500	70,1	75,1	110	81,9	87,8	93,2	97,8	101
900	-	-	-	82,0	70,1	536	75,5	80,9	124	87,8	95,0	101	107	112
1000	-	-	-	85,8	72,3	571	80,6	86,3	141	94,0	102	110	116	122

Коэффициент теплопроводности $\lambda \cdot 10^3$, Вт/(м·К), для многоатомных газов

Газ	$t, ^\circ\text{C}$						
	0	100	200	300	400	500	600
Аммиак NH ₃	21,1	33,9	48,8	65,5	84,0	104	124
Ацетон C ₃ H ₆ O	9,72	17,3	26,9	38,6	52,1	67,5	84,7
Метан CH ₄	30,7	46,5	63,7	82,3	102	122	144
Этан C ₂ H ₆	19,0	31,9	47,4	65,4	85,5	108	133
Пропан C ₃ H ₈	15,2	26,3	40,1	56,2	74,8	95,6	119
Бутан C ₄ H ₁₀	13,3	23,5	36,5	51,9	69,8	90,2	113
Пентан C ₅ H ₁₂	12,3	22,0	34,1	48,6	65,5	84,7	106
Гексан C ₆ H ₁₄	11,2	20,2	32,0	45,9	62,5	81,2	103

Коэффициент теплопроводности для жидкостей

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$	Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	$\lambda, \text{Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$
Аммиак	0–100	0,540–0,313	Муравьиная кислота	0–75	0,261–0,247
Водный раствор аммиака 26%	20–60	0,451–0,501	Нефтяной эфир	30–75	0,130–0,127
Амилацетат	0–50	0,138–0,087	Нитробензол	0–125	0,154–0,136
Анилин (светлый)	0–150	0,186–0,158	Октан (n –)	0–100	0,149–0,137
Ацетон	0–100	0,174–0,151	Паральдегид	30–100	0,145–0,135
Бензол	0–125	0,151–0,120	Парафин $\rho = 880 \text{ кг}/\text{м}^3$	0–100	0,126
Бензин $\rho = 900 \text{ кг}/\text{м}^3$	0–50	0,145–0,110	Пентан (n –)	-200–+100	0,170–0,124
Бромбензол	30–100	0,128–0,121	Серная кислота 90%	30	0,363
Вазелиновое масло	0–150	0,126–0,115	Серная кислота 60%	30	0,433
Глицерин	0–150	0,277–0,295	Серная кислота 30%	30	0,530
Гептан (n –)	30–60	0,141–0,137	Сернистый ангидрид	-20–+30	0,223–0,193
Гексан (n –)	0–100	0,138–0,135	Скипидар (терпентин)	15	0,130
Диэтиленгликоль	0–100	0,202–0,214	Спирт амиловый	0–100	0,166–0,154
Дихлордифторметан	-7–+82	0,099–0,066	Спирт изоамиловый	0–100	0,151–0,147
Дихлорэтан	50	0,142	Спирт бутиловый 97%	0–75	0,156–0,144
Дихлорметан	-15–+30	0,192–0,167	Спирт изопропиловый 97,5%	0–75	0,154–0,142
Дизельное топливо (летнее)	10–130	0,131–0,117	Спирт метиловый 99%	0–75	0,214–0,205
Касторовое масло	0–150	0,184–0,165	Спирт этиловый 100%	0–80	0,186–0,174
Керосин	20–75	0,149–0,141	Спирт этиловый 80%	0–80	0,191–0,320
Ксилол	0–125	0,136–0,113	Спирт этиловый 60%	0–80	0,251–0,381
Крекинг-мазут (грозненский)	27–47	0,136–0,134	Спирт этиловый 40%	0–80	0,349–0,483
Мазут А	32–65	0,119–0,115	Спирт этиловый 20%	0–80	0,448–0,579

Примечание: в таблице первое и второе значения λ , относятся соответственно к первому и второму значениям температур. В пределах указанных значений температур допускается линейная интерполяция. Составы приведены в процентах по массе

Коэффициент теплопроводности для твердых тел

Материал	λ , Вт/(м·К)	Материал	λ , Вт/(м·К)
Алюминий	204	Мел	0,93
Антрацит	0,328	Миканит	0,21–0,41
Асбест	0,151	Мрамор	1,3–3
Асбозурит	0,213	Накипь	1,75
Асбослюда	0,208	Новоасбозурит	0,175
Бакелитовый лак	0,29	Ньювель	0,11
Бетон с каменным щебнем	1,28	Парафин	0,27
Бетон сухой	0,84	Пенопласт	0,05
Бронза	64	Пеношамот	0,29
Бумага обыкновенная	0,14	Песок речной крупный	0,512
Вата минеральная	0,052	Песок речной мелкий	0,326
Вата хлопчатобумажная	0,042	Полиэтилен	0,29
Вермикулит	0,328	Пробковые плиты	0,047
Вермикулитовые плиты	0,186	Резина твердая	0,16
Винипласт	0,165	Ржавчина	1,15
Гипс формованный	0,43	Сажа	0,09
Глина	0,8	Сланец	1,49
Гравий	0,36	Снег свежавыпавший	0,1
Грунт подзолистый	0,279	Снег уплотненный	0,46
Грунт суглинок	1,49	Совелит	0,09
Диатомит молотый	0,314	Сосна вдоль волокон	0,35–0,41
Древесный уголь кусковый	0,074	Сосна поперек волокон	0,14–0,16
Дуб вдоль волокон	0,35–0,43	Сталь нержавеющая	18
Дуб поперек волокон	0,20–0,21	Сталь углеродистая	45
Картон	0,14–0,35	Стекловата	0,047
Кембрик лакированный	0,157	Стекло обыкновенное	0,745
Кирпич диатомовый	0,25	Текстолит	0,23–0,34
Кирпич динасовый	0,35	Титан	15
Кирпич силикатный	0,82	Уголь бурый	0,254
Кирпич шамотный	1,14	Уголь каменный	0,186
Карболит черный	0,138	Фарфор	1,04
Кожа	0,14–0,16	Чугун	90
Кокс порошкообразный	0,191	Шелк	0,043–0,06
Ламповая сажа	0,07–0,12	Шерстяная ткань	0,052
Латунь	93	Шлаковата	0,16
Лед	2,22	Штукатурка известковая	0,70
Льняная ткань	0,088	Штукатурка ц/п	1,2
Медь	384	Эбонит	0,166

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Коэффициент температуропроводности $\alpha \cdot 10^6$, м²/с, для сухого воздуха
($p_b = 760$ мм рт. ст. $\approx 1,01 \cdot 10^5$ Па)

$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$
-40	13,8	20	21,4	80	30,2	180	47,5	500	115,3
-30	14,9	30	22,9	90	31,9	200	51,4	600	138,3
-20	16,2	40	24,3	100	33,6	250	61,0	700	163,4
-10	17,4	50	25,7	120	36,8	300	71,6	800	188,8
0	18,8	60	27,2	140	40,3	350	81,9	900	216,2
10	20,0	70	28,6	160	43,9	400	93,1	1000	245,9

Коэффициент температуропроводности $\alpha \cdot 10^6$, м²/с, для дымовых газов
($p_b = 760$ мм рт. ст. $\approx 1,01 \cdot 10^5$ Па; $p_{\text{CO}_2} = 0,13$; $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,11$; $p_{\text{N}_2} = 0,76$)

$t, ^\circ\text{C}$	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000
$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	16,9	30,8	48,9	69,9	94,3	121,1	150,9	183,8	219,7	258,0	303,4

Коэффициент температуропроводности для воды и водяного пара
 $\alpha \cdot 10^6$, м²/с, на линии насыщения

$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$	$t, ^\circ\text{C}$	$\alpha, \text{м}^2/\text{с}$
<i>вода</i>									
10	13,8	70	16,1	130	17,2	190	17,2	250	15,5
20	14,3	80	16,3	140	17,2	200	17,0	260	15,2
30	14,7	90	16,5	150	17,3	210	16,7	270	14,7
40	15,1	100	16,8	160	17,3	220	16,5	280	14,3
50	15,5	110	17,0	170	17,2	230	16,3	290	13,7
60	15,8	120	17,1	180	17,2	240	16,0	300	13,0
<i>водяной пар</i>									
100	18,58	160	3,722	220	0,983	280	0,317	340	0,0811
110	13,83	170	2,939	230	0,806	290	0,261	350	0,0581
120	10,50	180	2,339	240	0,658	300	0,216	360	0,0386
130	7,972	190	1,872	250	0,544	310	0,176	370	0,0150
140	6,130	200	1,492	260	0,453	320	0,141	-	-
150	4,728	210	1,214	270	0,378	330	0,108	-	-

Коэффициент температуропроводности для масла МК $\alpha \cdot 10^6$, м²/с

t , °C	α , м ² /с	t , °C	α , м ² /с	t , °C	α , м ² /с	t , °C	α , м ² /с	t , °C	α , м ² /с
10	9,94	40	8,97	70	8,14	100	7,33	130	6,69
20	9,58	50	8,69	80	7,89	110	7,11	140	6,53
30	9,28	60	8,39	90	7,61	120	6,92	150	6,25

Коэффициент температуропроводности для твердых тел $\alpha \cdot 10^6$, м²/с

Материал	α , м ² /с	Материал	α , м ² /с
Алюминий	91,3	Никель	14,01
Асбест листовой	0,198	Олово	39,2
Асбест волокно	0,290	Песок сахарный	0,278
Асфальт	0,159	Песок сухой	2,73
Бетон	0,494	Песок влажный	0,492
Бронза	20,8	Пластина пробковая	0,117
Вата минеральная	0,253	Портландцемент	0,140
Вата стеклянная	0,278	Резина	0,0985
Глина огнеупорная	0,516	Ртуть	4,25
Дуб поперек волокон	0,147	Свинец	23,6
Земля влажная	0,192	Серебро	186,5
Кварц кристаллический	3,34	Слюда	2,280
Кирпич карборундовый	1,66	Снег	0,398
Клинкер	0,114	Сталь	12,5
Кокс порошкообразный	0,035	Стекло	0,445
Латунь	26,4	Уголь каменный	1,03
Лед	1,08	Фарфор	0,398
Медь	114,5	Цинк	42,3
Мел	0,531	Чугун	17,4
Мрамор	1,15	Шлакобетон в куске	0,495

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

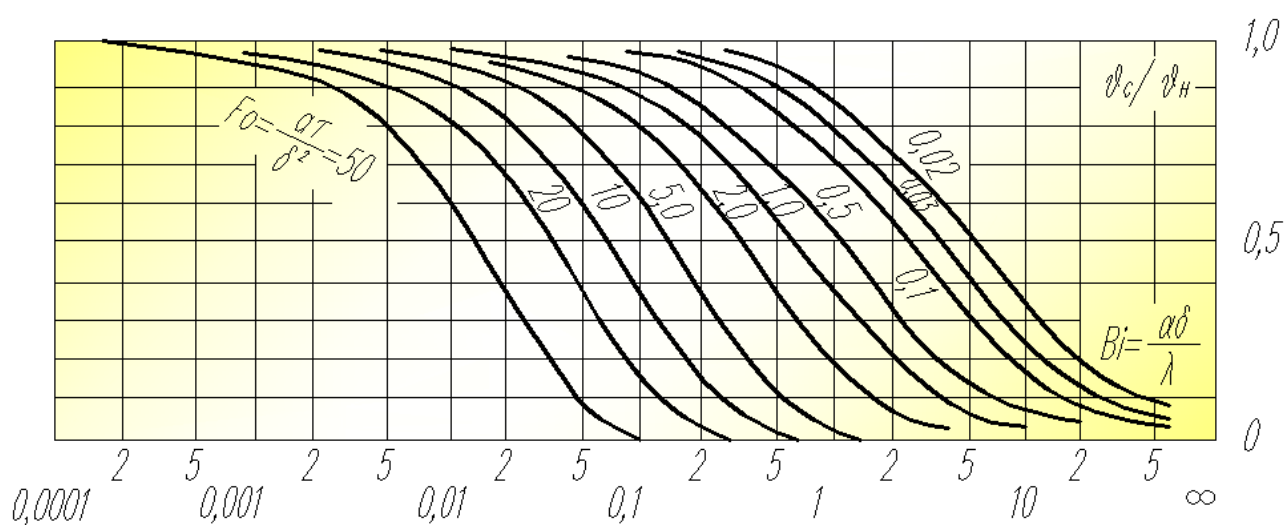


Рис. ПЗ.1 – Зависимость $\vartheta_c/\vartheta_n = \Phi_c(Bi, Fo)$ для плоской неограниченной стенки

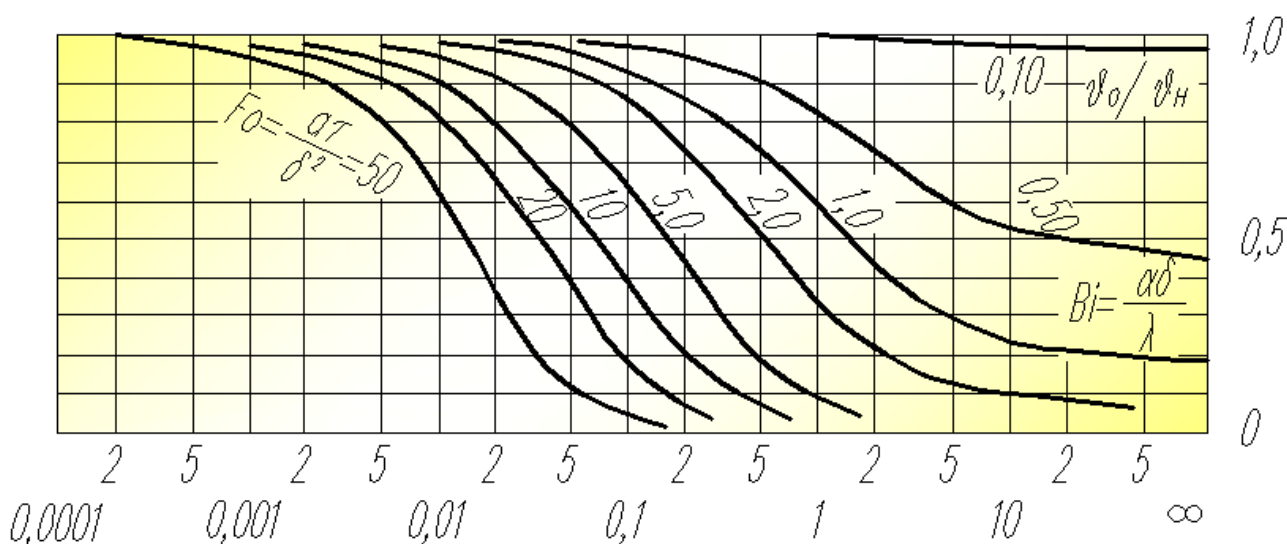


Рис. ПЗ.2 – Зависимость $\vartheta_0/\vartheta_n = \Phi_0(Bi, Fo)$ для плоской неограниченной стенки

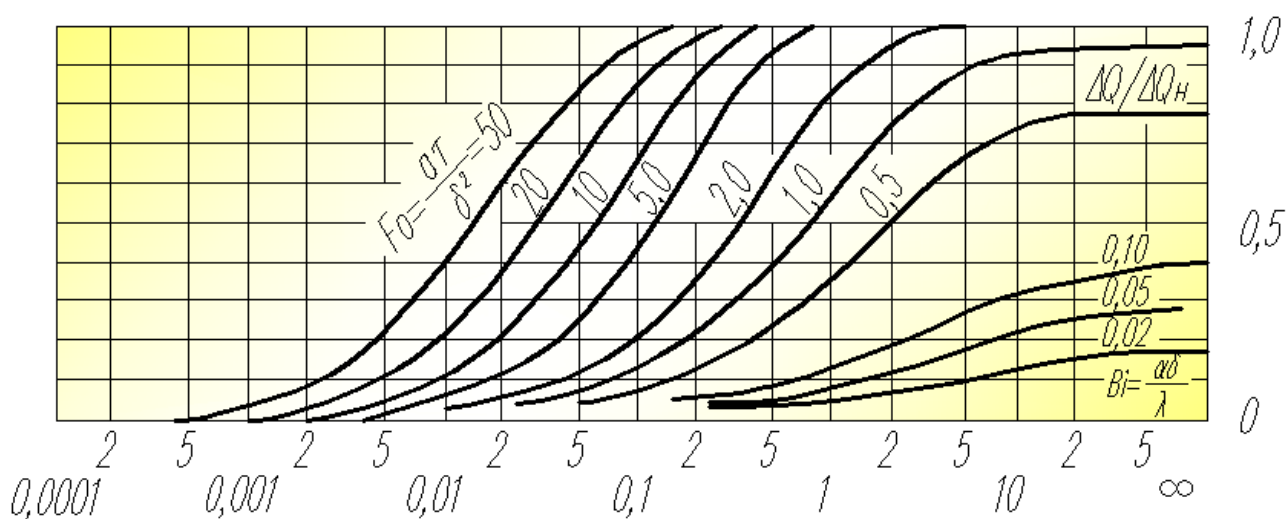


Рис. ПЗ.3 – Зависимость $\Delta Q/\Delta Q_n = \Phi_Q(Bi, Fo)$ для плоской неограниченной стенки

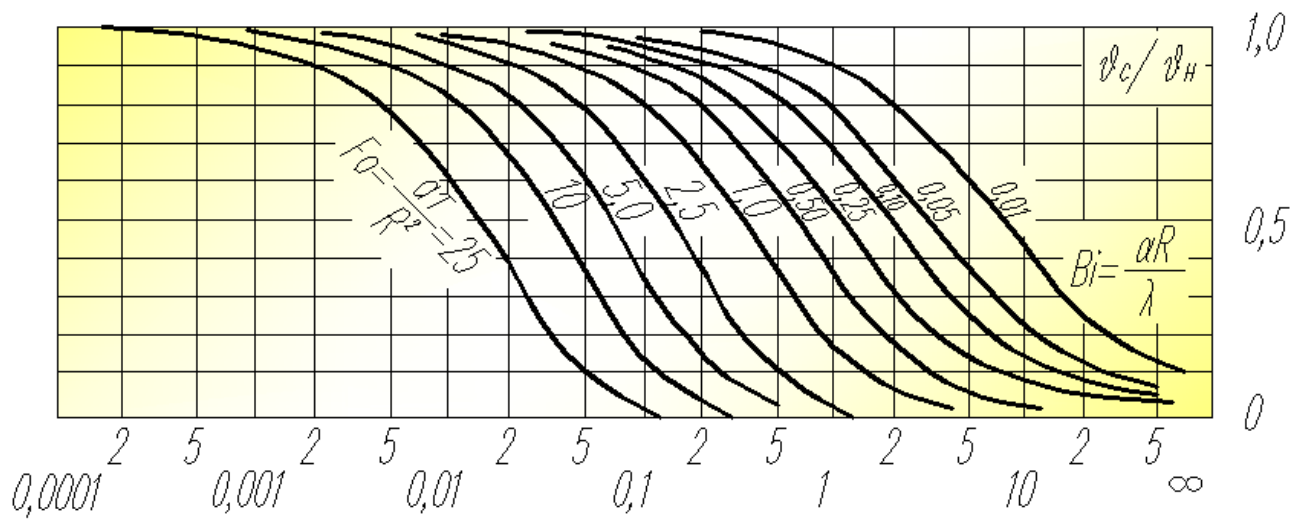


Рис. ПЗ.4 – Зависимость $\vartheta_c/\vartheta_n = \Phi_c(Bi, Fo)$ для бесконечно длинного цилиндра

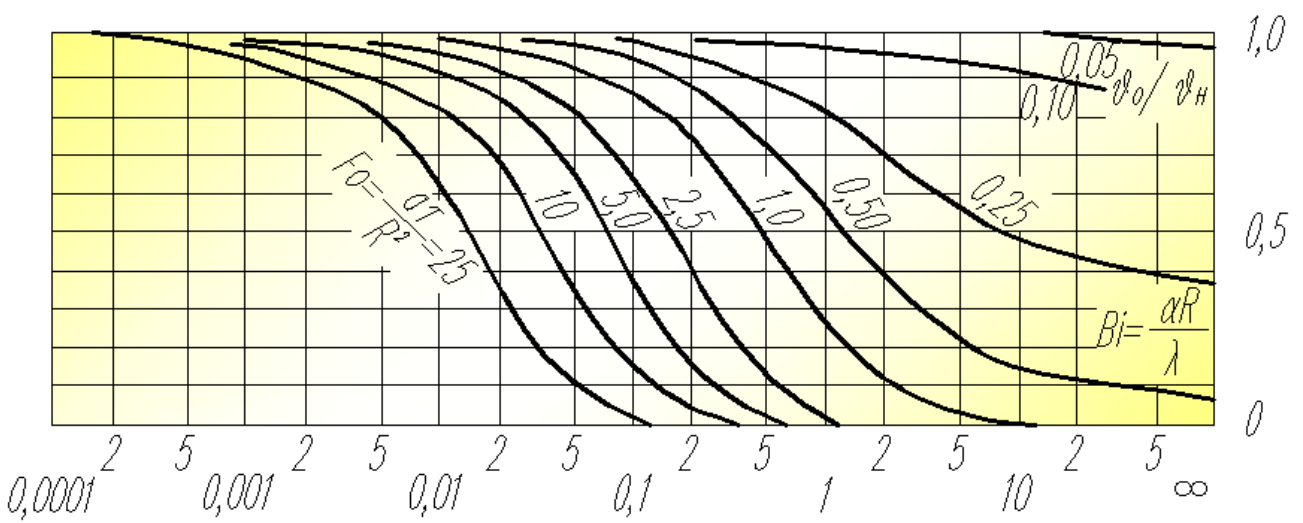


Рис. ПЗ.5 – Зависимость $\vartheta_o/\vartheta_n = \Phi_o(Bi, Fo)$ для бесконечно длинного цилиндра

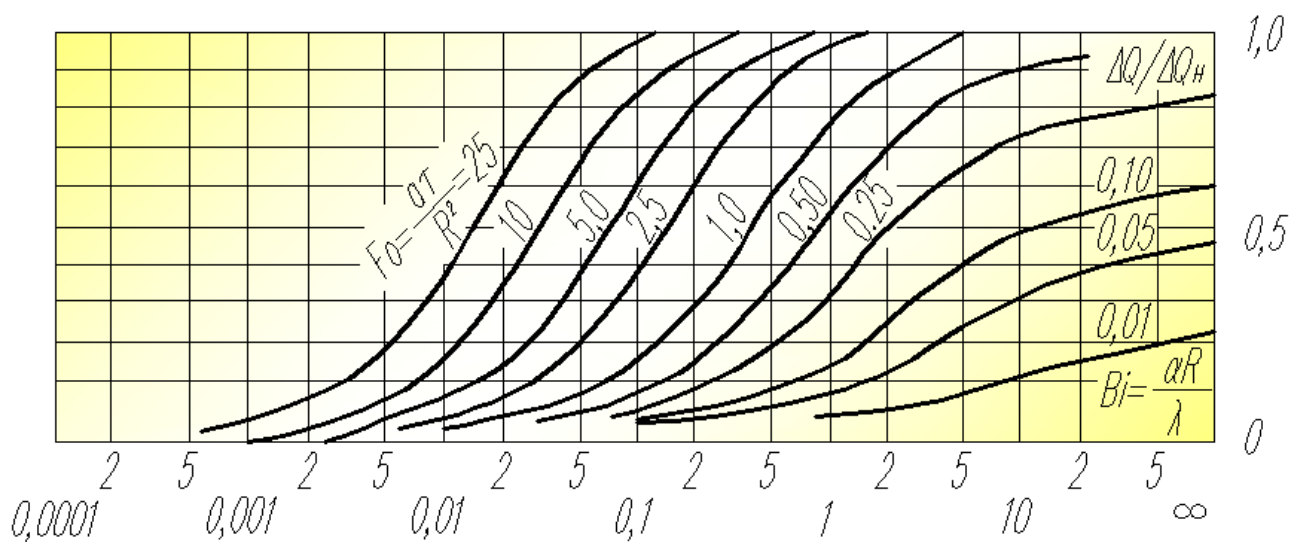
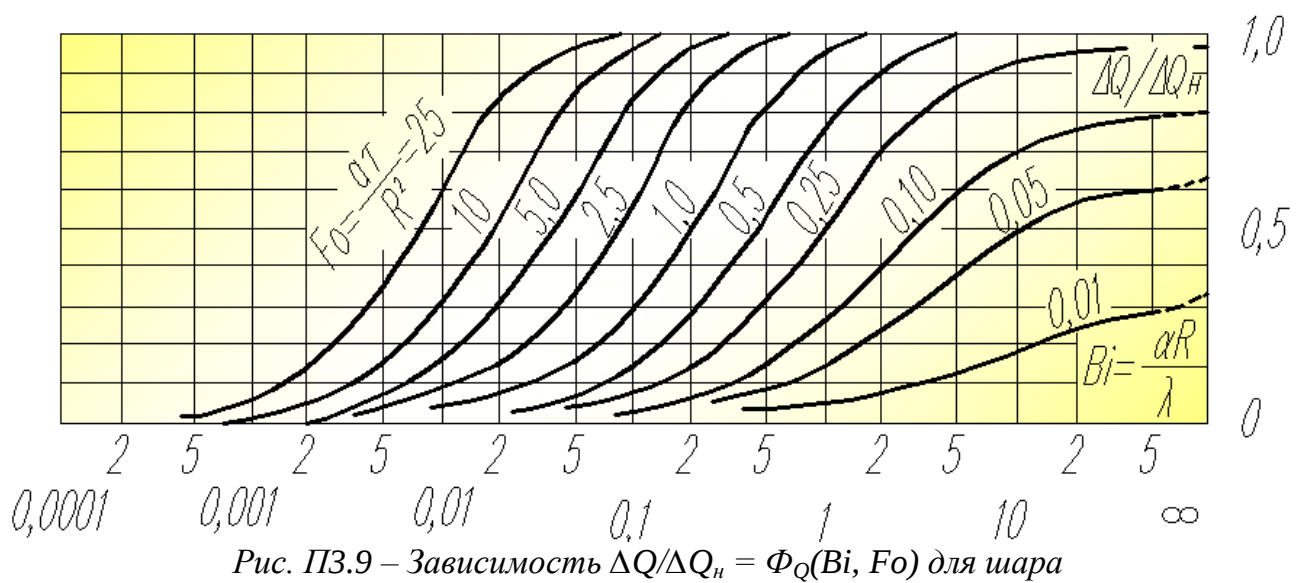
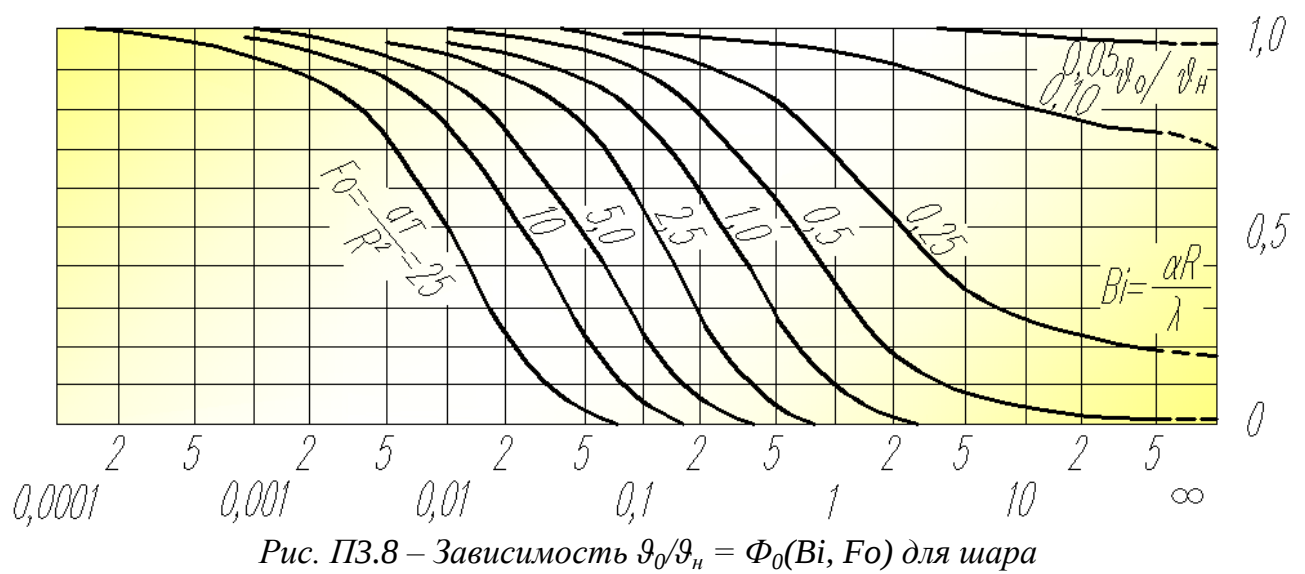
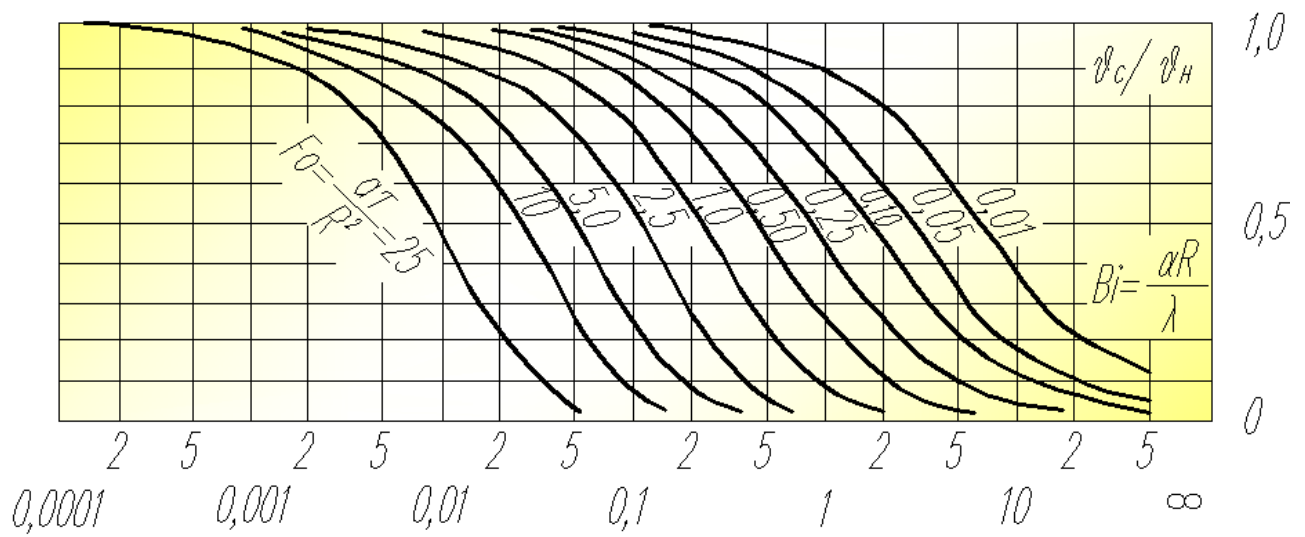


Рис. ПЗ.6 – Зависимость $\Delta Q/\Delta Q_n = \Phi_Q(Bi, Fo)$ для бесконечно длинного цилиндра



ПРИЛОЖЕНИЕ 4

Значения коэффициента $\varepsilon_l = f(l/d, Re_{дж})$ при турбулентном режиме

$Re_{дж}$	l/d								
	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1,00
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,13	1,10	1,05	1,02	1,00
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,10	1,08	1,04	1,02	1,00
$1 \cdot 10^5$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,08	1,06	1,03	1,02	1,00
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1,00

ПРИЛОЖЕНИЕ 5

Значения поправочного коэффициента ε_ψ в зависимости от угла атаки ψ

ψ , град	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ε_ψ	1	1	0,98	0,94	0,88	0,78	0,67	0,52	0,42

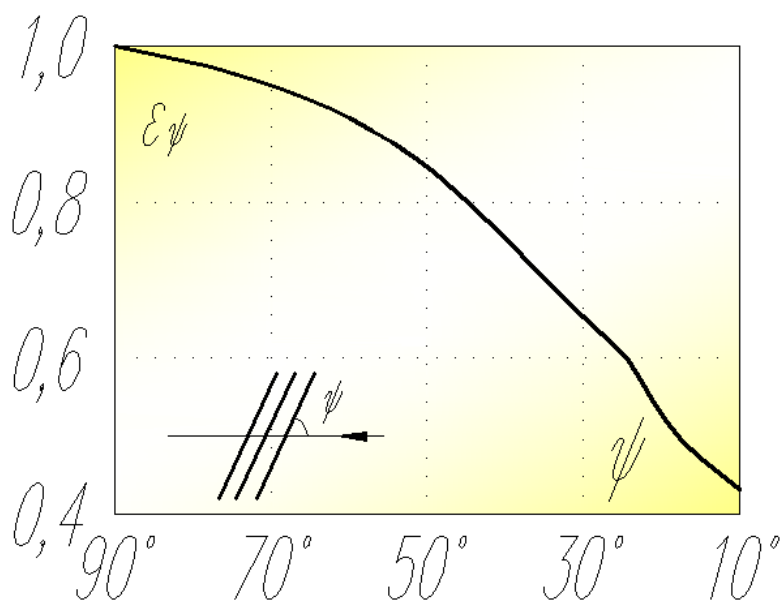


Рис. П5 – Зависимость коэффициента теплоотдачи α от угла атаки ψ

ПРИЛОЖЕНИЕ 6

Коэффициенты теплового излучения различных материалов

Вещество	$t, ^\circ\text{C}$	ε
Алюминий полированный	225–575	0,039–0,057
Алюминий шероховатый	26	0,055
Асбестовая бумага	40–370	0,93–0,945
Асбестовый картон	24	0,96
Бумага тонкая, наклеенная на металлическую пластину	19	0,924
Вода	0–100	0,95–0,963
Гипс	20	0,903
Дуб строганный	20	0,895
Золото, тщательно полированное	225–635	0,018–0,035
Кварц плавленный, шероховатый	20	0,932
Кирпич красный, шероховатый, но без больших неровностей	20	0,93
Кирпич огнеупорный	-	0,8–0,9
Лак черный матовый	40–95	0,96–0,98
Лак белый	40–95	0,80–0,95
Масляные краски различных цветов	100	0,92–0,96
Мрамор сероватый, полированный	22	0,931
Резина мягкая, серая, шероховатая	24	0,859
Серебро полированное, чистое	225–625	0,012–0,032
Сталь литые полированные	770–1040	0,52–0,56
Сталь листовая шлифованная	940–1100	0,55–0,61
Стекло гладкое	22	0,937
Сажа, свечная копоть	95–270	0,952
Сажа с жидким стеклом	100–185	0,959–0,947
Толь	21	0,91
Уголь очищенный (0,9% золы)	125–625	0,81–0,79
Фарфор глазурованный	22	0,924
Чугун обточенный	830–990	0,60–0,70
Штукатурка шероховатая, известковая	10–88	0,91
Эмаль белая, припавленная к железу	19	0,897

ПРИЛОЖЕНИЕ 7

Патенты на изобретения

Форма № 01 ИЗ-2011

ФЕДЕРАЛЬНАЯ СЛУЖБА ПО ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СОБСТВЕННОСТИ (РОСПАТЕНТ)

Бережковская наб., 30, корп. 1, Москва, Г-59, ГСП-5, 123995. Телефон (8-499) 240-60-15. Факс (8-495) 531-63-18

На № 07.01-45/2485-18 от 26.12.2013

Наш № 2012156990/28(089940)

При перепечатке просим ссылаться на номер заявки и
сообщать дату получения настоящей корреспонденции
от 19.02.2014

Федеральное государственное бюджетное
образовательное учреждение высшего
профессионального образования
"Вологодский государственный
университет" (ВолГУ)
ул. Ленина, 15
г. Вологда
160000

РЕШЕНИЕ о выдаче патента на изобретение

(21) Заявка № 2012156990/28(089940)

(22) Дата подачи заявки 25.12.2012

В результате экспертизы заявки на изобретение по существу установлено, что

☒ заявленное изобретение

☐ заявленная группа изобретений

относится к объектам патентных прав и соответствует условиям патентоспособности,
предусмотренным Гражданским кодексом Российской Федерации, в связи с чем
принято решение о выдаче патента на изобретение.

Заключение по результатам экспертизы прилагается.

Приложение: на 3 л. в 1 экз.

Руководитель



Б.П.Симонов



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2488102

**СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ
ТВЕРДОГО ТЕЛА АКТИВНЫМ МЕТОДОМ ТЕПЛОВОГО
НЕРАЗРУШАЮЩЕГО КОНТРОЛЯ**

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Вологодский государственный технический университет" (ВоГТУ) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2012106323

Приоритет изобретения 21 февраля 2012 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 20 июля 2013 г.

Срок действия патента истекает 21 февраля 2032 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2502989

**СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ
ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ
НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВОМ РЕЖИМЕ**

Патентообладатель(ли): *Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования "Вологодский государственный технический университет" (ВоГТУ) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2012129603

Приоритет изобретения 12 июля 2012 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре изобретений Российской Федерации 27 декабря 2013 г.

Срок действия патента истекает 12 июля 2032 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



РОССИЙСКАЯ ФЕДЕРАЦИЯ



ПАТЕНТ

НА ИЗОБРЕТЕНИЕ

№ 2460063

**СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И
ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ
НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВОМ РЕЖИМЕ**

Патентообладатель(ли): *Государственное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
"Вологодский государственный технический университет"
(ВоГТУ) (RU)*

Автор(ы): *см. на обороте*

Заявка № 2011114685

Приоритет изобретения 13 апреля 2011 г.

Зарегистрировано в Государственном реестре
изобретений Российской Федерации 27 августа 2012 г.

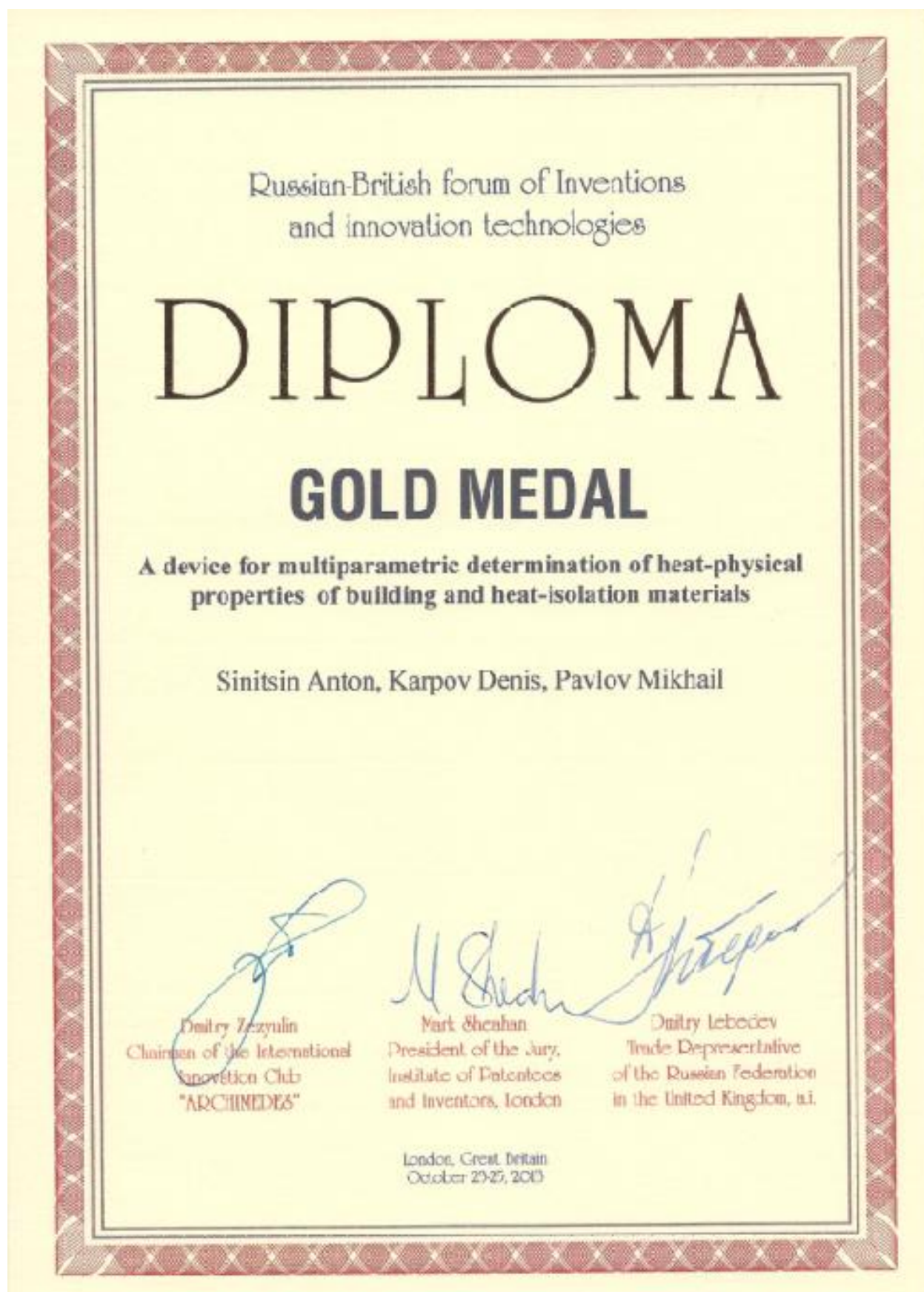
Срок действия патента истекает 13 апреля 2031 г.

Руководитель Федеральной службы
по интеллектуальной собственности

Б.П. Симонов



ПРИЛОЖЕНИЕ 8



ИНФОРМАЦИЯ ОБ АВТОРАХ



Синицын Антон Александрович

Образование: высшее, специальность «Промышленная теплоэнергетика», 2003 г.

Занимаемая должность: доцент кафедры теплогазоснабжения и вентиляции инженерно-строительного факультета ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ)

Ученая степень, звание: кандидат технических наук, доцент

Научные труды: 102 научные публикации, 4 патента на изобретения, 5 патентов на полезные модели, 2 «ноу-хау», 14 учебно-методических работ

Научные интересы: теория горения и взрыва, информационные технологии в энергетике, тепломассоперенос в строительных материалах и конструкциях

Электронная почта: pee-energo@yandex.ru



Карпов Денис Федорович

Образование: высшее, специальность «Городское строительство и хозяйство», 2007 г.

Занимаемая должность: доцент кафедры теплогазоснабжения и вентиляции инженерно-строительного факультета ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ)

Научные труды: 70 научных публикаций, 8 патентов на изобретения, 1 «ноу-хау», 9 учебно-методических работ

Научные интересы: строительная теплофизика, тепловой неразрушающий контроль, инфракрасная термография

Электронная почта: karpov_denis_85@mail.ru



Павлов Михаил Васильевич

Образование: высшее, специальность «Промышленная теплоэнергетика», 2008 г.

Занимаемая должность: доцент кафедры теплогазоснабжения и вентиляции инженерно-строительного факультета ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ)

Научные труды: 50 научных публикаций, 7 патентов на изобретения, 9 учебно-методических работ

Научные интересы: тепломассообмен, инженерные системы зданий и сооружений, энергосбережение, философские проблемы науки и техники

Электронная почта: pavlov_kaftgv@mail.ru



Калягин Юрий Александрович

Образование: высшее, специальность «Электротермические установки», 1975 г.

Занимаемая должность: заведующий кафедрой теплогазоснабжения и вентиляции инженерно-строительного факультета ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ)

Ученая степень, звание: доктор технических наук, профессор

Научные труды: 188 научных публикаций, 26 патентов на изобретения, 10 учебно-методических работ

Научные интересы: непрерывная разливка стали, энергосбережение в теплотехнике, теплоэнергетике и теплотехнологиях

Электронная почта: kalyaginua@vstu.edu.ru



Мнушкин Николай Витальевич

Образование: высшее, специальность «Промышленная теплоэнергетика», 2012 г.

Занимаемая должность: ассистент кафедры теплогазоснабжения и вентиляции инженерно-строительного факультета ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ)

Научные труды: 2 научные публикации

Научные интересы: системный анализ, моделирование, совершенствование методики локального управления микроклиматом в закрытых помещениях

Электронная почта: vozdyx7@gmail.com



Общество с ограниченной ответственностью
Научно-производственная фирма
«ЭнергоКИТ»

ООО НПФ «ЭнергоКИТ»

✉ 160000, г. Вологда, ул. Ленина, д. 15, каб. 111

☎ (8172) 53-19-49, (8172) 72-20-93

факс (8172) 72-46-45, моб. 8 921 125 78 05

E-mail: karpov_denis_85@mail.ru

www.kafgv.vstu.edu.ru

ИНН / КПП 3525234484 / 352501001

ОКПО / ОГРН 64618594 / 1103525000215

Общество с ограниченной ответственностью
Научно-производственная фирма «ЭнергоКИТ» создано и функционирует при ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ) с 13 января 2010 года.

Основными видами деятельности ООО НПФ «ЭнергоКИТ» являются: энергоКонтроль, энергоИнновации, энергоТехнологии в сфере ЖКХ, промышленной теплоэнергетики, строительном и энергетическом секторах, а также научные исследования и разработки в области естественных, технических, общественных и гуманитарных наук.

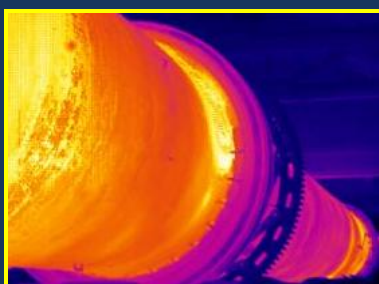
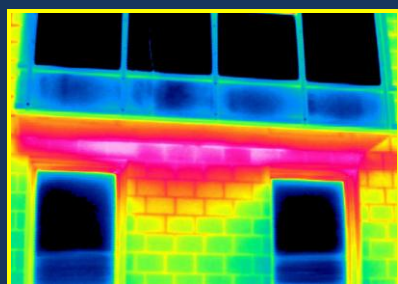
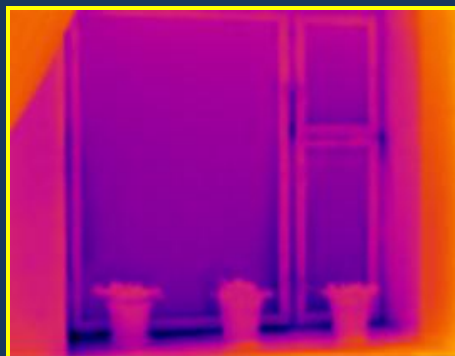
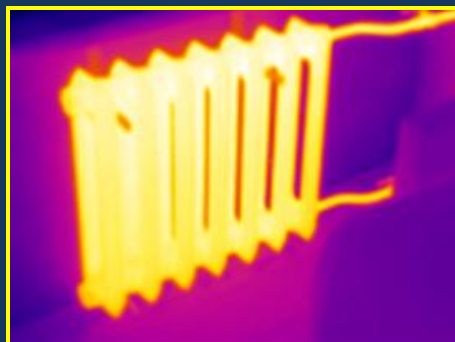
ЭнергоКонтроль — это мониторинги, энергетические обследования, энергетические аудиты (энерго-ресурсоаудиты) зданий, сооружений, строений различного назначения.

ЭнергоИнновации — это внедрение новых энерго- и ресурсосберегающих мероприятий в обследуемые теплогенерирующие и теплопотребляющие объекты.

ЭнергоТехнологии — это применение новых энерго- и ресурсосберегающих технологий при мониторингах, энергообследованиях и энергоаудитах объектов различного назначения на основе существующего парка измерительных приборов, лабораторно-исследовательской и опытно-конструкторской базы.

Директор ООО НПФ «ЭнергоКИТ»

Карпов Денис Федорович



НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННЫЙ ЦЕНТР «ИНФОРМАЦИОННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ТЕХНОЛОГИИ» (ООО НПЦ «Инэнтех»)

Уважаемые руководители!

ООО НПЦ «Инэнтех» предлагает произвести тепловизионное обследование ограждающих конструкций с выдачей по результатам обследования Акта установленного образца.

Специалистами нашего предприятия, созданного по 217-ФЗ на базе Вологодского государственного университета за 2005 – 2012 гг. совместно с сотрудниками ВУЗа проведен комплекс мероприятий по приборному энергообследованию зданий и сооружений предприятий на территории Вологодской области (научно-исследовательские работы по госзаданию Минобрнауки РФ, договорам с Правительством Вологодской области, соглашениям с предприятиями и по индивидуальным заказам потребителей).

Направления деятельности предприятия

- Энергетическое обследование зданий и сооружений
- Исследование теплоизоляционных свойств строительных конструкций
- Оптимизация технологических систем для повышения их эффективности
- Исследование надежности тепломеханических систем
- Оценка энергосбережения в теплоэнергетических системах
- Разработка и экспертиза энергетических паспортов
- Разработка программ повышения энергетической эффективности

Научно-техническая деятельность

Разработка новых энергоэффективных способов обследования строительных конструкций подтверждена серией патентов на изобретения:

Патент № 2379668

Патент № 2402194

Патент № 2456558

Патент № 2459187

Патент № 2460063



ООО НПЦ «Инэнтех» – неоднократный призер в научно-технических выставках:



**ПЕРВИЧНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ОБСЛЕДОВАНИЯ ЗДАНИЙ, СООРУЖЕНИЙ И
ЭНЕРГООБЪЕКТОВ ПРЕДПРИЯТИЙ ВОЛОГДЫ И ВОЛОГОДСКОЙ ОБЛАСТИ
В 2005 - 2007 ГГ.**

**СХТПК «Племптица-Можайское»
(Вологодский район)**



**СХТПК АПК «Надеево»
(Вологодский район)**



**СТП Вологодский завод ЖБКисД СМТ
№ 5 филиал ОАО «РЖД» (г. Вологда)**



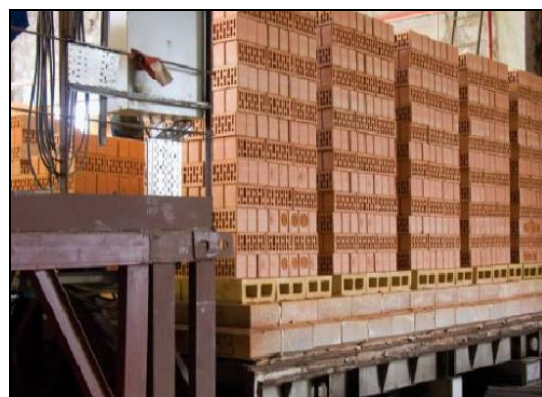
**ОАО «Северный коммунарь»
(г. Вологда)**



ОАО «Солдек» (г. Сокол)



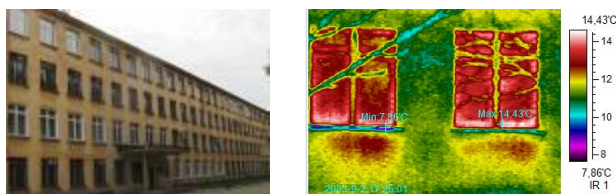
ОАО «Соколостром» (г. Сокол)



ХОЗДОГОВОРНЫЕ РАБОТЫ В 2010 – 2011 ГГ.

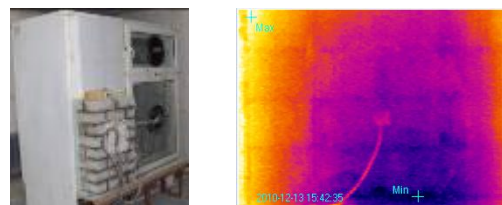
«Разработка методики энергообследования зданий и сооружений с помощью тепловизора» (2010 г.)

Краткое содержание работы: на примере лабораторно-экспериментальных установок, а также на реальном строительном объекте (учебно-административном корпусе) показаны практические особенности работы с тепловизором, проведения тепловизионной съемки, получения и обработки термограмм с использованием современного прикладного программного обеспечения.



«Расчетно-экспериментальное определение коэффициента теплопроводности фрагмента ограждающей строительной конструкции из силикатного кирпича на цементно-песчаном растворе» (2010 г.)

Краткое содержание работы: на примере кирпичной стенки из силикатного кирпича на цементно-песчаном растворе в экспериментальных условиях выполнен расчет приведенного коэффициента теплопроводности твердого тела с последующим сравнением итогового значения с нормативными и справочными теплотехническими показателями.



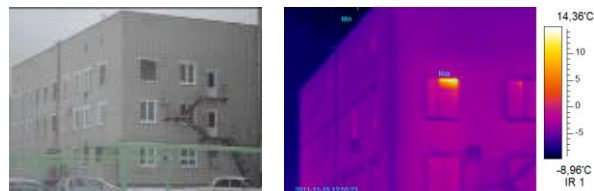
«Тепловизионное обследование строительных объектов ЦСМ по адресу: г. Вологда, Ленинградское шоссе, 6» (2010 г.)

Краткое содержание работы: тепловизионная съемка трех строительных объектов в холодный (отопительный) период года с целью выявления возможных тепловых аномалий и дефектов (определение участков с избыточными тепловыми потерями).



«Теплотехническое обследование лечебно-административного здания МАУЗ «Стоматологическая поликлиника»» (2011 г.)

Краткое содержание работы: тепловизионная съемка здания в холодный (отопительный) период года с целью выявления возможных тепловых аномалий и дефектов. Приборное измерение в натурных условиях расходов теплоносителя на характерных участках индивидуального теплового пункта.





НАУЧНО-
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЕ
РАБОТЫ В 2010 - 2011 ГГ.
ПРИ ФИНАНСОВОЙ
ПОДДЕРЖКЕ
МИНИСТЕРСТВА
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ



«Разработка новой радиационно-конвективной установки для оттаивания мерзлых грунтов при ремонтно-строительных работах» (2009 г.)

Государственный контракт
№ П766 от 12.08.2009

Краткое содержание работы: разработка установки для быстрого оттаивания мерзлого грунта, необходимой при ремонтно-строительных работах связанных с ликвидацией аварий инженерных коммуникаций различного назначения в зимний период на территории Вологодской области, а также за ее пределами.

«Разработка универсальной установки для испытания строительных конструкций и обогрева строительных материалов на основе комплексной методики активного теплосилового нагружения и неразрушающего контроля» (2010 г.)

Государственный контракт
№ 14.740.11.0485 от 01.10.2010

Краткое содержание работы: исследования по разработке универсального устройства для проведения комплексных тепловых испытаний строительных конструкций и обогрева строительных материалов.

«Разработка эффективного способа прогрева дорожных покрытий, грунтов, бетонов, и передвижного устройства для его осуществления при дорожно-строительных, строительных и аварийно-восстановительных работах» (2011 г.)

Государственный контракт
№ 14.740.11.1446 от 03.11.2011

Краткое содержание работы: исследование эффективности применения нового способа прогрева дорожных покрытий для выполнения дорожно-строительных работах, а также проектирование передвижного устройства для его осуществления в городских условиях.

«Разработка принципиально нового источника тепловой энергии для неразрушающего контроля и диагностики качества строительных конструкций» (2011 г.)

Государственный контракт
№ 16.740.11.0653 от 02.06.2011

Краткое содержание работы: разработка нового способа подвода тепловой энергии для неразрушающего контроля и диагностики качества строительных конструкций в рамках выполнения работ по тепловизионному обследованию ограждающих конструкций зданий и сооружений.

Адрес и реквизиты

Фактический адрес: Российская Федерация, 160000, г. Вологда, ул. Ленина, 15, каб. 111

Юридический адрес: Российская Федерация, 160029, г. Вологда, ул. Разина, 25, оф. 2

Факс: (8172) 72-45-62

Тел. раб.: (8172) 72-20-93 (доб. 345)

E-mail: nee-energo@yandex.ru

Банковские реквизиты

Реквизиты ООО НПЦ «Инэнтех», предприятия, созданного при ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ) по 217-ФЗ

Полное наименование: Общество с ограниченной ответственностью Научно-производственный центр «Информационные и энергетические технологии» (ООО НПЦ «Инэнтех») ИНН 3525249240 / КПП 352501001 ОГРН 1103525015483 ОКВЭД 73.10 ОКПО 66756343 ОКАТО 19401000000

Юридический адрес: Российская Федерация, 160029, г. Вологда, ул. Разина, 25, оф. 2. Тел. 89217154151

Банковские реквизиты: Р/С 40702810600110090121 в банке ОАО АКБ «ПРО-БИЗНЕСБАНК» г. МОСКВА К/С 30101810600000000986 БИК 044525986

**Мы уверены, что Вас заинтересует высокое качество наших услуг.
Надеемся на дальнейшее сотрудничество!**

С уважением, канд. техн. наук, доцент,
фин. директор ООО НПЦ «Инэнтех»



А.А. Сеницын

ПОПУЛЯРИЗАЦИЯ ВУЗОВСКОЙ НАУКИ И ОБРАЗОВАНИЯ НА ПРИМЕРЕ УЧАСТИЯ В МЕЖДУНАРОДНОЙ ВЫСТАВКЕ NDT RUSSIA-2014

С 18 по 20 февраля 2014 года в СК «Олимпийский» прошла 13-я Международная выставка NDT Russia – крупнейшая на сегодняшний день экспозиция оборудования, материалов и технологий для неразрушающего контроля и технической диагностики.

Отличительная черта выставки – максимальная концентрация специалистов по дефектоскопии и технологическому контролю в одном месте и в одно время, при этом выставку посетили около 5000 технических специалистов.

Авторитет мероприятия вот уже много лет признается не только постоянными участниками и посетителями выставки, но и профессионалами выставочного бизнеса – событию присвоен знак «UFI Approved Event», говорящий о его высоком качестве и о том, что организацией и продвижением выставки занимается команда профессионалов. В выставке приняли участие более 150 компании из России, Германии, Италии. В этом году участие в экспозиции приняли такие компании – лидеры отрасли, как Кропус ПО, Пергам-Инжиниринг, Синеркон, Тэсто, Акустические Контрольные Системы, НК-Инновации, Тестрон, Галас НДТ, ПромГруппПрибор, СертиНК, ГлобалТест, Константа, Совтест, Технотест, Алтек, Центр Мет и др.

Вологодский государственный университет впервые принял участие в этом мероприятии. Сотрудники научно-образовательного центра (НОЦ) «Теплоэнергетика» и малого инновационного предприятия по ФЗ-217 ООО НПЦ «Инэнтех» представили общественности результаты НИОКР в области неразрушающего контроля строительных конструкций и материалов.

В настоящее время на рынке учебно-образовательных материалов доступно большое количество западных обучающих пособий. Очевидно, что российские презентационные материалы по науке и образованию уступают зарубежным по многим показателям, и, в первую очередь, доступностью изложения и визуальностью материала.

Первостепенной задачей НОЦ «Теплоэнергетика» было представление новых образовательных технологий на примере теории и практики теплообмена широкой аудитории – от школьников до специалистов. Большинство ученых, за редким исключением, часто затрудняются объяснить суть вопроса просто, точно и красиво. Сложные вещи для обучаемых несомненно нужно упрощать.

В соответствии с поставленной задачей Министерства образования и науки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России на 2009 – 2013 годы» развернута работа по популяризации науки в целом и повышению доступности научно-технических дисциплин для обучающихся по направлению «Строительство» в частности. В связи с чем, необходимо доступным языком донести до школьников и студентов суть рассматриваемых вопросов.

Если мы говорим о том, чтобы заинтересовать школьников, абитуриентов и студентов естественными науками, то презентационные образовательные материалы обязаны быть интересными и современными. Когда ты видишь, как это в действительности сложно, и вместе с тем информация доступно подана и изложена, это создает дополнительный стимул для дальнейшего изучения предмета. Тогда предмет становится интересным. Считаем, что такая работа может стать стимулом для получения и совершенствования знаний в рамках как школьного, так и вузовского образования.

В связи с этим коллективом НОЦ «Теплоэнергетика»: канд. техн. наук, доцентом А.А. Сеницыным, доцентом Д.Ф. Карповым, доцентом М.В. Павловым разработана и апробирована серия учебных пособий.

В учебном пособии «Современные способы измерения теплопроводности и термического сопротивления строительных и теплоизоляционных материалов» рассматривается широкий круг вопросов, связанных с подготовкой и проведением измерений теплопроводности и термического сопротивления строительных и теплоизоляционных материалов в соответствии с ГОСТ 7076-99, а также анализируется отечественный и зарубежный опыт проведения неразрушающего контроля. Авторы ставят задачу научить понимать основы теории и практики проведения неразрушающего контроля на базе отечественного и зарубежного опыта, правильно организовать работу по испытанию образцов различных материалов, проводить анализ результатов исследования на основе различных методик, а также определять теплоизоляционные свойства для конкретного строительного материала.



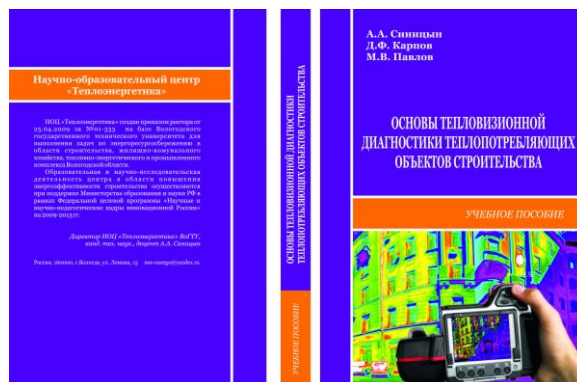
ТЕОРИЯ И ПРАКТИКА ТЕПЛООБМЕНА

В учебном наглядном пособии «Теория и практика теплообмена» в иллюстративной форме изложены основы теории теплопередачи: теплопроводность, конвекция и инфракрасное излучение. Представлены наглядные примеры практического применения законов теплообмена, через которые раскрыта связь теоретической дисциплины с современным строительством

и промышленной теплоэнергетикой. Учебное наглядное пособие может применяться в качестве учебно-методических и научно-популярных материалов для школьников, школьных учителей, студентов, бакалавров, магистрантов, аспирантов и соискателей, преподавателей вузов.

Третье пособие авторы считают наиболее значимой работой в научно-образовательной деятельности Центра. Книга «Основы тепловизионной диагностики теплопотребляющих объектов строительства» предлагает читателю ознакомиться с теоретическими и практическими основами применения тепловизионной техники при выполнении инфракрасной диагностики теплопотребляющих и теплогенерирующих объектов строительства и энергетики. В работе рассмотрены основные положения по организации, проведению и передаче Заказчику результатов тепловизионной

съемки зданий и сооружений. Дано краткое описание современных тепловизоров известных марок и производителей, уделено внимание приборно-измерительной базе теплотехнической части энергетического обследования, вопросам формирования ценообразования при проведении тепловизионного обследования.



Работа основана на результатах отечественных и зарубежных специалистов в области практического приложения метода теплового неразрушающего контроля на объекты строительства и предназначена для научных работников, инженеров, практических операторов-термографистов и студентов соответствующих специальностей и направлений подготовки вузов.

Все учебные пособия подготовлены при поддержке Минобрнауки РФ в рамках Федеральной целевой программы «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009 – 2013 гг.

Следует отметить, что учебные пособия пользовались большим спросом у посетителей выставки. Обладателями изданий стали представители компаний-лидеров неразрушающего контроля, сотрудники и специалисты российских организаций, а также преподаватели учебно-образовательных центров и российских вузов.

Проведены переговоры о дальнейшем сотрудничестве в области распространения учебных и научных разработок с издательством «СОЛОН-ПРЕСС», представителями журнала «В мире неразрушающего контроля», официальным представительством TESTO RUS в России, а также ФГАУ НУЦ «Сварка и контроль» при МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Помимо учебно-образовательных изданий, общественности были продемонстрированы запатентованные способы неразрушающего контроля, отраженные в 5 патентах на изобретения.

В настоящее время коллективом авторов готовится к изданию новое учебное пособие «Исследование теплопроводности и температуропроводности твердого тела при стационарном и нестационарном тепловых режимах». В пособии рассмотрены авторские способы лабораторно-экспериментального определения основных теплофизических свойств твердого тела: коэффициентов теплопроводности и температуропроводности. На примере известных строительных материалов (силикатного и керамического кирпичей) выполнена апробация приведенных способов теплофизических измерений. Итоговые результаты сопоставлены с нормативными и справочными данными, а также со значениями, полученными в ходе реализации других методов исследования.

В заключении отметим, что по результатам выставки ФГБОУ ВПО «Вологодский государственный университет» (ВоГУ) отмечен Сертификатом участника данного мероприятия.

Учебное издание

*Антон Александрович Синицын
Денис Федорович Карпов
Михаил Васильевич Павлов
Юрий Александрович Калягин
Николай Витальевич Мнушкин*

**ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ И
ТЕМПЕРАТУРОПРОВОДНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ
СТАЦИОНАРНОМ И НЕСТАЦИОНАРНОМ ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМАХ**

Учебное пособие

Печатается в авторской редакции

Подписано в печать 06.03.2014. Формат 60×84/16
Бумага офисная. Печать офсетная.
Усл.-п.л. 11,00. Тираж 25 экз. Заказ №1825

Отпечатано: РИО, ВоГУ, 160000, ул. Ленина, 15