

ОСНОВЫ
ПОЖАРНОЙ
ТЕПЛОФИЗИКИ



Рецензент Г. А. Благин — зам. начальника по учебной работе Ивановского пожарно-технического училища МВД СССР.

Основа пожарной теплофизики: Учебник для 0—75 пожарно-техн. училищ / М. П. Башкирцев, Н. Ф. Бубарь, Н. А. Миндел, Д. Н. Ончуков. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Стройиздат, 1984. — 200 с., ил.

Изложена физическая природа тепловых процессов, дано их математическое обоснование в виде расчетных формул и графиков. Определены варианты задач по обеспечению пожарной безопасности зданий, сооружений, промышленности, приведены последовательность их решения. Для учащихся пожарно-технических училищ и начальствующего состава пожарной охраны.

О 340500000—300 — 168—84
0 047(01)—81

ББК 38.96
6С9.6

© Стройиздат, 1978
© Стройиздат, 1984, с изменениями

ВВЕДЕНИЕ

Впервые научное обоснование сущности теплоты было дано во второй половине XVIII в. М. В. Ломоносовым. Он подчас резкой критике господствовавшую до него теорию теплорода, утверждавшую, что теплотой является особый вид материи — флогистон. Он доказал, что теплота возникает вследствие движения корпускул (т. е. атомов, молекул) и представляет собой один из видов энергии. М. В. Ломоносов высказал принцип сохранения материи и движения, сформулировал положение о существовании абсолютного нуля и заложил основы физической химии. В это же время русской теплотехник и изобретатель И. И. Ползунов впервые в мире разработал проект теплового двигателя, разрешив практически вопрос о преращении энергии теплоты в створания топлива в механическую энергию.

Во второй половине XIX в. был создан двигатель внутреннего сгорания и сформулированы физические принципы работы тепловых машин (С. Карно), открыты первый (Г. Гесс, Р. Майер, Д. Джоуль, Э. Ленц, Г. Гельмгольц и др.) и второй (Р. Клаузиус, В. Томсон) законы термодинамики. Важный вклад в развитие термодинамики и теплопередачи внесли русские ученые Д. И. Менделеев, А. Г. Столетов и др.

В первой половине XX в. развиваются теории сгорания газов, теплообмена при изменении агрегатного состояния вещества, а также теория подобия и создается теория моделирования тепловых устройств (М. В. Кирпичев). С возникновением атомной энергетики, началом освоения космоса особенно интенсивно развивается теория теплообмена при экстремально высоких температурах, больших скоростях движения тел или газов, а также в разогретых газах.

XXVI съездом КПСС предусмотрено дальнейшее развитие фундаментальных наук, особое внимание уделено их прикладному значению. Так, законы термодинамики и теплопередачи широко используются для решения задач, стоящих перед пожарной охраной СССР, в частности обеспечения пожарной безопасности всех отраслей народного хозяйства и научного обоснования требований пожарной безопасности. На законах термодинамики и теплопередачи основаны: выявление причин

возникновения пожаров и взрывов, разработка технических решений, направленных на их предотвращение; изучение поведения строительных конструкций в условиях пожара и обоснование требований к их огнестойкости; определение противопожарных разрывов между зданиями и сооружениями; разработка эффективных средств обнаружения, локализации и тушения пожаров и др.

Использование достижений советской науки для расширения социалистической собственности приборостроения имеет большое значение в свете положений Конституции СССР, принятой 7 октября 1977 г. На ноябрьском (1982 г.) и ноябрьском (1983 г.) пленумах ЦК КПСС еще раз указано на необходимость рачительного отношения к народному добру, к использованию материальных, трудовых и финансовых ресурсов.

Большую работу в этом направлении ведут инженеры и ученые Всесоюзного научно-исследовательского института противопожарной обороны МВД СССР. Высшей инженерной пожарно-технической школы МВД СССР, Московского инженерно-строительного института им. В. В. Куйбышева и многих других учебных, научно-исследовательских и проектных учреждений. Ими внесен значительный вклад в развитие термодинамики и теплопередачи применительно к задачам пожарной безопасности.

Свойства теллоты и законы взаимного превращения теллоты и механической энергии и их использование в пожарной технике приведены в разделе «Термодинамика». Закономерности распространения теллоты между телами и их применение к решению задач пожарной безопасности даны в разделе «Теплопередача». Оба эти раздела составляют основы пожарной теплотехники.

Единицы измерения физических величин, приведенных в книге, даны в системе СИ. Однако в ранее изданной литературе использовалась система МКГСС. Поэтому для перевода физических величин из одной системы единиц в другую ниже приведены соотношения между наиболее употребительными единицами их измерения.

Главы I — III написаны Н. А. Минаевым, главы IV — VII — Д. Н. Ончуковым, главы IX, X и XIII и приложе-

ния 1—7 — Н. Ф. Бубырем, введение и главы VIII, XI и XII и приложения 8—9 — М. П. Башкирцевым.

Соотношения между наиболее употребительными в теплотехнике единицами измерения физических величин в системе СИ и МКГСС

Масса 1 кг = 0,101972 кгс·с²/м

Сила 1 Н = 0,101972 кгс

Давление 1 Па = 1 Н/м² = 0,101972 кгс/м² = 0,101972 ×

× 10⁻⁴ кгс/см² = 7,5 · 10⁻³ мм рт. ст. = 0,101972 мм

вод. ст. = 0,9862 · 10⁻³ ат = 10⁻³ бар

Работа, энергия 1 Дж = 0,101972 кгс·м; 1 Дж = 0,37764 ×

× 10⁻⁶ л. с. ч = 0,27778 · 10⁻³ кВт.

Количество теплоты 1 Дж = 0,23885 кал = 0,23885 ×

× 10⁻³ ккал

Тепловой поток 1 Вт = 0,23885 кал/с = 0,859845 ккал/ч

Поверхностная плотность теплового потока 1 Вт/м² =

= 0,23885 · 10⁻⁴ кал/(см²·с) = 0,859845 ккал/(м²·ч)

Удельное количество теплоты 1 Дж/кг = 0,23885 кал/

/кг = 0,23885 · 10⁻³ ккал/кг

Удельная теплоспособность 1 Дж/(кг·°C) = 0,23885 · 10⁻³ кал/

/г·°C = 0,23885 · 10⁻³ ккал/(кг·°C)

Коэффициент теплопроводности 1 Вт/(м·K) =

= 0,859845 ккал/(м·ч·°C)

Коэффициент теплоотдачи, теплопередачи 1 Вт/(м²·K) =

= 0,859845 ккал/(м²·ч·°C)

Постоянная Стефана — Больцмана (коэффициент излу-

чения абсолютно черного тела) 5,67 Вт/(м²·K⁴) =

= 4,96 ккал/(м²·ч·K⁴) = 20,5 л. Дж/(м²·ч·K⁴)

Раздел первый. ТЕРМОДИНАМИКА

Глава I. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ СОСТОЯНИЯ РАБОЧЕГО ТЕЛА

§ 1. Газ как рабочее тело термодинамических систем. Для приведения в движение пожарных автомобилей, центробежных пожарных насосов, кислородных компрессоров и т. д. требуется механическая энергия. Ее получают от специальных машин-двигателей, преобразующих тепло, выделяющуюся при сжигании топлива, в механическую или электрическую энергию. Преобразование тепла в механическую работу в тепловых двигателях совершается в результате расширения рабочего тела. Во всех современных тепловых двигателях в качестве рабочего тела применяется газ. По сравнению с твердыми и жидкими веществами газ больше расширяется при нагревании, равномерно заполняет весь объем сосуда, а также оказывает равномерное давление на стенки сосуда.

Рабочим телом может быть любое вещество, посредством которого осуществляется энергия. Например, в паровых машинах и турбинах применяют водяной пар; на станциях по зарядке углекислотных и бромидовых аккумуляторов — пары двуокиси углерода или воздуха; в башенном механизме пожарных автомобилей — веретенное масло; в теплообменнике дополнительной системы охлаждения пожарного автомобиля — воду. Для анализа работы любой тепловой машины, а также для ее расчета нужно знать термодинамические свойства рабочего тела.

§ 2. Идеальный и реальный газы. Термодинамические параметры состояния веществ. Все тела в природе состоят из мельчайших частиц (молекул, атомов), находящихся в непрерывном хаотическом движении, которое и составляет сущность внутренней тепловой или просто тепловой энергии тела. Между молекулами тела действуют силы взаимодействия, величины которых зависят от среднего расстояния между молекулами. Тела, находящиеся в разных агрегатных состояниях (твердом, жидком и газообразном), состоят из различных расстояний между молекулами и различны силы взаимодействия. В твердых телах, в которых расстояния меж-

ду молекулами очень мало, действуют наибольшие силы взаимного притяжения и тело имеет постоянный объем. Многие твердые тела нагревание можно перенести в жидкое и газообразное состояние, при этом расстояния между молекулами увеличиваются, а силы взаимного притяжения уменьшаются. Жидкость принимает форму того сосуда, который она заполнила. В газах силы взаимного притяжения молекул еще меньше, чем в жидкостях, и молекулы газа распространяются по всему объему, в который газ заключен.

Газы, у которых нельзя пренебречь силами взаимодействия между молекулами, называются реальными. Термодически изучить свойства вещества в газообразном состоянии с учетом сил взаимодействия между молекулами и объема самих молекул очень трудно вследствие слабой изученности природы этих сил. Поэтому в термодинамике введено понятие *идеального газа*. Идеальным принято считать газ, у которого между молекулами отсутствуют силы взаимного притяжения, молекулы не имеют объема. В природе такого газа нет, однако это изучение имеет большое практическое значение, так как в технике многие газы применяются в таких состояниях, когда силами взаимодействия между молекулами и объемом молекул можно пренебречь. Для термодинамических расчетов, приведенных ниже, допустимо считать все газы идеальными.

Состояние газа обычно изменяется в результате сообщения ему или потерь им телоты или под влиянием внешнего механического воздействия. Состояние газа считают определенным, если известны его параметры. Различают основные независимые и зависимые параметры. В качестве основных *независимых* принимают температуру, давление, объем и массу. К параметрам, которые *зависят от различных факторов*, относятся теплотемкость, теплопроводность, влажность, вязкость, внутренняя энергия, энтропия и др. В практической деятельности пожарный техник не может решать задачи пожарной безопасности без знания основных параметров состояния вещества.

На многих производственных предприятиях во избежание пожара или взрыва проводят профилактические мероприятия, направленные на ограничение температуры и давления в аппаратах. Температура дает возможность определить физическое состояние вещества и су-

дуть о его пожарной опасности. Нарушение температурного режима в технологическом процессе приводит к нежелательным последствиям. При давлении, превышающем расчетное, емкости (аппараты) раздуваются, что приводит к авариям, взрывам и пожарам. Для технологических расчетов противопожарной защиты технологических процессов производств, зданий и сооружений необходимо знать массу или объем пожаро- и взрывоопасных газов и паров. Рассмотрим основные независимые термодинамические параметры: температуру, давление, массу и объем.

§ 3. Давление. Этот параметр играет важную роль в химических, механических, биологических и других процессах. Оно влияет на температуру кипения и отвердевания жидкости, скорость реакций и т. д.

Давлением называется сила, действующая перпендикулярно поверхности. Давление p определяется отношением силы F , равномерно распределенной по нормальной к ней поверхности, к площади этой поверхности S

$$p = F/S, \quad (1)$$

где F — сила, направленная перпендикулярно площади S .

В технической термодинамике различают давление: атмосферное или барометрическое; избыточное или манометрическое; вакуумметрическое и абсолютное.

Атмосферным или барометрическим (физическая атмосфера) называется гидростатическое давление, оказываемое атмосферой на все находящиеся в ней предметы. Для измерения атмосферного давления применяются ртутные и металлические барометры. Атмосферное давление обычно измеряют в миллиметрах водяного столба (мм вод. ст.), миллиметрах ртутного столба (мм рт. ст.), барах (бар) или атмосферах (атм.). В Международной системе (СИ) за единицу силы принят 1 ньютон (Н) — сила, которая сообщает телу массой 1 кг ускорение 1 м/с^2 , за единицу давления — 1 паскаль (Па). Из уравнения (1) определим единицу измерения давления. Принимая силу $F=1 \text{ Н}$, или $F=1 \text{ кг} \cdot \text{м/с}^2$, а площадь $S=1 \text{ м}^2$, получим

$$p = F/S = 1\text{Н}/1\text{м}^2 = 1\text{кг} \cdot \text{м}/(\text{с}^2 \cdot \text{м}^2) = \text{кг}/(\text{м} \cdot \text{с}^2) = \text{Па}.$$

Наряду с паскалем при расчетах пользуются более крупными кратными единицами — килопаскалем (кПа) и мегапаскалем (МПа)

$$1 \text{ Па} = 10^{-3} \text{ кПа} = 10^{-6} \text{ МПа}.$$

Нормальное атмосферное давление принимают равным 101 325 Па (760 мм рт. стр.) при температуре 0°C , измеренной на широте 45° на уровне моря.

При решении практических задач по перемещению отечественных веществ по трубопроводам и пожарным рукавам давление приходится измерять в технических атмосферах¹:

$$1 \text{ ат} = 1 \text{ кгс/см}^2.$$

Избыточное, сверхбарометрическое давление не является параметром состояния газа и в зависимости от давления окружающей среды может принимать различные значения для одного и того же вещества. Измеряют избыточное давление специальными приборами — манометрами. Шкала большинства этих приборов тарирована в технических атмосферах (условное обозначение, атн).

Давление вакуумметрическое (разрежение) есть разность между атмосферным и абсолютным давлением (меньше атмосферного). Вакуумметрическое давление измеряют вакуумметрами, измерительная шкала которых тарирована в миллиметрах ртутного или водяного столба: 1 мм рт. ст. = 133 Па; 1 мм вод. ст. = 9,81 Па. На пожарных центральных насосах устанавливают специальные приборы, которые называются *мановакуумметрами*. В момент всасывания воды в насос из водоема этот прибор показывает созданное в пожарном насосе и асосывающемся пожарном рукаве разрежение, а при заполнении пожарного насоса показывает избыточное давление. Шкала прибора тарирована в миллиметрах ртутного столба и в технических атмосферах.

Под абсолютным давлением подразумевается полное давление, под которым находится газ. Оно складывается из давления избыточного и давления окружающей среды. При разрежении абсолютное давление определяют вычитанием из атмосферного давления величины разрежения.

¹ Этой единицей пользуются, так как существующие измерительные приборы проградуированы в атмосферах или кгс/см².

выше прямой атмосферного давления и численно равна отрезку a — i на оси ординат. Из графика видно, что избыточное давление не является параметром вещества и может приниматься для одного и того же состояния вещества различные значения, зависящие от атмосферного давления.

Если сложить абсолютное давление $P_{\text{атм}}$ и избыточное $P_{\text{изб}}$, получим абсолютное давление $P_{\text{абс}}$ (атмосфера абсолютная):

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{атм}} + P_{\text{изб}}$$

На графике абсолютное давление численно равно отрезку o — ii . Откроем вентиль третьего баллона (см. рис. 1, θ), ртуть из правого колена переместится в левое. В данном примере атмосферное давление уравновесится давлением в баллоне и столбик ртути в левом колене высотой h_2 . Давление, создаваемое столбиком ртути в сечении III — III, указывается, на какую величину давление в баллоне меньше атмосферного. Называется эта величина вакуумметрическим давлением (разрежением) и обозначается P_v . На графике (см. рис. 1, z) прямая этого давления v — v проходит ниже линии атмосферного давления и численно равна отрезку a — v на оси ординат. Следовательно, можно записать:

$$P_{\text{изб}} = P_{\text{абс}} - P_{\text{атм}}; P_v = P_{\text{атм}} - P_{\text{абс}}$$

где P_v — абсолютное давление в третьем баллоне.

Отсюда видно, что параметром состояния газа может быть только абсолютное давление, значение которого используются в термодинамических расчетах. Избыточное и вакуумметрическое давление являются вспомогательными, они не постоянны и зависят от атмосферного давления.

§ 4. Температура — параметр, характеризующий тепловое состояние вещества. Превращение в температуре как степени нагретости тела основано на чувстве осязания и является весьма приложенным. Согласно молекулярно-кинетической теории, температура системы прямо пропорциональна средней кинетической энергии теплового движения частиц. Эту энергию для реального газа подсчитать невозможно. Только для 1 киломоля (кмоль) идеального газа можно определить кинетическую энергию в зависимости от температуры:

$$E = 3/2 \cdot RT.$$

В обоих случаях складываемые и вычитаемые величины должны быть выражены в одинаковых единицах измерения. Для определения абсолютного давления необходимо иметь показания манометра и вакуумметра определения разрежения — барометра и вакуумметра (условное обозначение абсолютного давления — a — a).

Представим графически атмосферное, избыточное и вакуумметрическое давление (рис. 1). Для этого воз-

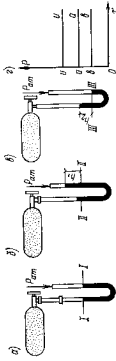


Рис. 1. Схемы для определения давления

мем три одинаковых баллона: в первом давление атмосферное, во втором — больше атмосферного, в третьем — меньше атмосферного. Соединим каждый баллон через вентиль с открытым U-образным ртутным манометром. Так как в первом баллоне (см. рис. 1, a) давление равно атмосферному, ртуть в обоих коленах манометра по закону сообщающихся сосудов будет находиться на одном уровне (сечение I — I). В системе координат P — t (см. рис. 1, z) зависимость давления от объема, за начало отсчета примято давление, равное абсолютному нулю, проведем прямую a — a , соответствующую атмосферному давлению. На оси ординат атмосферное давление численно равно отрезку o — a . Если атмосферное давление будет изменяться, прямая a — a на графике будет менять свое положение.

Откроем вентиль второго баллона (см. рис. 1, θ), ртуть в левом колене опустится, в правом поднимется. Рассмотрим условие равновесия в сечении II — II. Давление в баллоне уравновесится столбиком ртути h_1 и атмосферным давлением газа. Величина h_1 показывает превышение давления газа в баллоне над атмосферным, обозначается $P_{\text{изб}}$ (избыточное давление, обозначаемое $P_{\text{абс}}$ (атмосфера избыточная)). На графике (см. рис. 1, z) прямая избыточного давления ii — ii находится

где R — универсальная газовая постоянная, равная $8,31 \cdot 10^7$ Дж/(кмоль·К); T — температура, К.

Передача тепла от одного тела к другому может происходить только при наличии разности температур. Известно, что теллога переходит от более нагретого тела к менее нагретому, т. е. тепловый поток всегда самопроизвольно направляется в область, имеющую более низкую температуру. Измерение температуры связано с выбором специальных устройств (термометров) и единиц измерения. Устройство термометров основано на тепловых свойствах газов, жидкостей и твердых тел. Тело, применяемое в термометре для измерения температуры, называется термометрическим. В термометре используют один из следующих температурных признаков термометрического тела: изменение объема, давления, длины, электропроводности, термоэлектродвижущей силы и т. д. в зависимости от температуры, поэтому термометры делят на объемные, жидкостными, термоэлектрическими, оптическими.

Жидкостные термометры — простейшие, основаны на тепловом расширении жидкости с повышением температуры. Если принять сечение капилляра, по которому поднимается жидкость, постоянным, то температуру можно определить по высоте столба жидкости в капилляре. Жидкость (термометрическое тело) в таких термометрах должна изменять объем строго пропорционально (линейно) изменению температуры, точно подчиняясь закону Гей-Люссака. Такими свойствами обладают ртуть и спирт, поэтому на практике чаще всего используются ртутными или спиртовыми термометрами. Отсчет измеряемой температуры производится по шкале термометра. Для построения термометрической шкалы необходимо выбрать базу — две последние точки. Интервал извольных температур — реперные точки. Интервал между уровнями жидкости в термометре при этих температурах делят на несколько равных частей. Каждая часть шкалы соответствует некоторому температурному интервалу и называется градусом.

В первом ртутном термометре, созданном в 1714 г. Фаренгейтом, в качестве реперных точек были выбраны температура смеси льда с солью и капиллярем и температура тела человека. Первую Фаренгейт обозначил 0, а вторую числом 96. Таким образом, по шкале Фаренгейта градус представляет собой $1/96$ часть температурного

интервала. Позднее были предложены шкала Реомюра, в которой градус представлял собой $1/80$ часть температурного интервала между точками таяния льда ($0^\circ R$) и кипения воды ($80^\circ R$) при нормальном атмосферном давлении (101,325 кПа), и шкала Цельсия, в которой за градус была принята $1/100$ часть температурного интервала между точками таяния льда ($0^\circ C$) и кипения воды ($100^\circ C$) при нормальном атмосферном давлении. Наиболее удобной оказалась шкала Цельсия, получившая широкое распространение.

Для перевода температуры из одной шкалы в другую пользуются следующими соотношениями:

$$t^\circ C = 100/180 \cdot t^\circ F - 32^\circ = 5/9 \cdot t^\circ F - 32^\circ;$$

$$t^\circ C = 100/180 \cdot t^\circ R = 5/4 \cdot t^\circ R;$$

следовательно,

$$t^\circ C = 5/9 \cdot t^\circ F - 32^\circ = 5/4 \cdot t^\circ R.$$

В настоящее время в СССР для измерения температуры применяют абсолютную термодинамическую температурную шкалу и международную практическую температурную шкалу.

Абсолютная термодинамическая температурная шкала имеет одну реперную точку — температуру тройной точки воды. Единственной измеренной температуры принят кельвин (К). *Кельвин — единица измерения температуры по термодинамической температурной шкале, в которой для температуры тройной точки воды установлено значение 273,16 К (точка).*

Международная практическая температурная шкала основана на единнадцати реперных точках соответствующих температуре кипения кислорода ($-89,96^\circ C$), тройной точке воды ($0,01^\circ C$), кипения воды ($100^\circ C$), затвердевания цинка ($419,505^\circ C$), затвердевания серебра ($960,8^\circ C$) и т. д. Температура по международной практической шкале может быть выражена в кельвинах (T , К) или градусах Цельсия (t , $^\circ C$) в зависимости от начала отсчета (положения нуля) на шкале. Поскольку $1K = 1^\circ C$, соотношение между температурой в кельвинах и в градусах Цельсия определяется по формулам:

$$T = t + 273 K; t = T - 273^\circ C.$$

§ 5. Масса и объем. Общее количество материи в каком-либо теле тем больше, чем большее число частиц входит в его состав, так как каждая частица вещества

содержит определенное количество материи. Ньютон назвал количество материи, заключенной в каком-либо теле, *в а с с о й*. Масса — одна из важнейших характеристик тела, определяющая меру инерции и гравитационности. Инертность тела проявляется при его усложнении, поэтому массу можно измерять опытным путем на основании второго закона Ньютона:

$$m = F/a,$$

где m — масса тела, кг; F — сила, действующая на тело, н; a — ускорение, м/с^2 .

Наряду с инерцией все физические тела обладают свойством взаимодействовать друг с другом через подтягивания. Сила взаимного притяжения тел определяется законом тяготения Ньютона, из которого вытекает следующее выражение для веса тела:

$$G = mg,$$

где g — ускорение свободного падения

Таким образом, вес является мерой гравитационного взаимодействия данного тела с другим. Между весом и массой существует связь. Вес тела пропорционален его массе. Вес — сила, с которой тело действует вследствие тяготения к земле на опору, удерживающую ее от свободного падения. Вес тела — величина переменная и зависит от ускорения телного притяжения в пункте измерения. При перемещении в другую географическую точку вес тела может изменяться, а количество материи в нем, т. е. масса, остается постоянной.

Единица веса в Международной системе единиц (СИ) *ньютон (Н) равен силе, сообщаящей телу массой 1 кг ускорение 1 м/с² в направлении действия силы*. Для измерения массы вещества наряду с килограммом принята другая величина, называемая килограмм-молекулярной. Килограмм-молекула или килограмм (кмоль) есть количество газа, масса которого в килограммах равна числу, выражающему его молекулярную массу. Например, один киломоль содержит 2 кг водородной молекулярной массы и т. е. $m_1 = 2$, 12 кг азота (молекулярная масса азота $m_2 = 12$), 36 кг кислорода (молекулярная масса $m_3 = 36$).

Объем — одна из основных величин, связанных с геометрическими размерами тел. Объем газа — объем сосуда, в котором заключен газ. Объем измеряют в кубических метрах (м^3) и обозначают буквой V . В термо-

динамике наряду с объемом важное значение имеет удельный объем, который представляет собой объем единицы массы вещества (условное обозначение v).

Если объем тела массой m кг равен $V \text{ м}^3$, то его удельный объем

$$v = V/m. \quad (4)$$

В Международной системе единиц (СИ) удельный объем измеряют в кубических метрах на килограмм ($\text{м}^3/\text{кг}$).

При изучении состояния тела обычно рассматривают не удельный объем, а массу единичного объема (объемную массу) или *плотность*

$$\rho = m/V.$$

Правая часть равенства есть величина, обратная удельному объему, т. е. $\rho = 1/v$ или $\rho v = 1$. Размерность плотности — килограмм на метр кубический (кг/м^3).

В ряде случаев удобнее при расчетах пользоваться не удельным объемом, а объемом килограмма газа

$$V_M = \mu/\rho,$$

где μ — молекулярная масса газа, кг/кмоль .

Объемы килограмма различных газов при одинаковом давлении и температуре равны (закон Авогадро):

$$V_M = \mu_1 = \text{const}.$$

Вычислим объем килограмма азота (N_2) и кислорода (O_2) при нормальных условиях, т. е. при давлении 101 335 Па (760 мм рт. ст.) и температуре 0°С. Удельный объем азота $v = 0,8 \text{ м}^3/\text{кг}$, а кислорода $v = 0,7 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Для азота $\mu = 28 \text{ кг/кмоль}$,

$$V_M = \mu/v = 28,0 \cdot 8 = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль};$$

для кислорода $\mu = 32 \text{ кг/кмоль}$,

$$V_M = \mu/v = 32 \cdot 0,7 = 22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}.$$

Таким образом, объем килограмма любого газа при нормальных физических условиях равен 22,4 м^3 , т. е. $V_M = 22,4 \text{ м}^3$. Это свойство идеальных газов позволяет использовать киломоль как особую единицу измерения количества газа и физическое величину отнестись ко 2 кг, а к 1 смолью, например массу (кг/кмоль), объем ($\text{м}^3/\text{кмоль}$) и т. д.

§ 6. Некоторые задачи пожарной безопасности. Определять основные параметры состояния газа необходимо для решения практических задач по обеспечению противопожарного режима и техники безопасности.

Задача 1. Выразить в единицах СИ давление, если измерено в килограммном баллоне 160 ат (б) при переверши термичности противотогаза КИП-8 200 мм вод. ст. и разрежение 500 мм рт. ст.

Решение:

а) $160 \text{ ат} = 160 \text{ кгс.см}^2 \approx 16 \cdot 10^6 \text{ Па} = 16 \text{ МПа}$

б) $200 \text{ мм вод.ст.} \approx 2000 \text{ Па} = 2 \text{ кПа};$

в) $560 \text{ мм рт.ст.} = 560 \cdot 133 = 74400 \text{ Па} \approx 74,5 \text{ кПа}.$

Задача 2. При обследовании предприятия химической промышленности в одном из помещений объемом $V = 120 \text{ м}^3$ обнаружен метан. Анализ показал плотность $\rho = 0,71 \text{ кг/м}^3$. Определить массу метана в помещении.

Решение:

$$m = \rho V = 0,71 \cdot 120 = 85,2 \text{ кг}.$$

Задача 3. При гидравлическом испытании корпуса цехового отопительного котлоагрегата гидравлическом прессе показал давление $P = 2 \text{ МПа}$ (20 кгс/см^2). Найти абсолютное давление в корпусе отопителя, если атмосферное давление по барометру $P_{\text{атм}} = 740 \text{ мм рт.ст.} = 0,938 \text{ МПа}$.

Решение:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{абс}} + P_{\text{атм}} = (2 + 0,09) = 2,1 \text{ МПа}.$$

Задача 4. На пожарном центробежном насосе вакуумметр показывает разрежение 600 мм рт.ст. Каково абсолютное давление, если атмосферное по барометру $P_{\text{атм}} = 760 \text{ мм рт.ст.}$

Решение:

$$P_{\text{абс}} = P_{\text{атм}} - \rho_{\text{ж}} h = 760 - 600 = 160 \text{ мм рт.ст.};$$

$$P_{\text{абс}} = 160 \cdot 133 = 21,2 \text{ кПа}.$$

Глава II. ЗАКОНЫ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

§ 1. Основное уравнение кинетической теории газов. Молекулярно-кинетическая теория газов, основываясь на законах движения и взаимодействия молекул, объясняет свойства газа и природу тепловых движений. Основоложник этой теории Михаил Васильевич Ломоносов считал, что газ есть совокупность скопления громадного числа мельчайших частиц — молекул, которые при столкновении вступают во взаимодействие по законам упругого удара. Кинетическая теория газов была в дальнейшем развита Клаузиусом, Менделеевым, Максвеллом, Больцманом, Пироттоном и др. Теория устанавливает следующие положения: строгие все газов дисперсные, число молекул даже в малом объеме громадно; молекулы идеальных газов представляют собой упругие шарообразные частицы ничтожно малого диаметра; между молекулами не проявляются силы взаимодействия; молекулы газа в любом объеме распределяются

равномерно и находятся в хаотическом движении; теплота есть беспорядочное движение частиц; давление есть совокупность ударов молекул о стенки сосуда. На основании этих положений и применения законов механики к движущимся молекулам выведено основное уравнение кинетической теории газов, которое имеет вид

$$P = (1/3) \rho v^2$$

или

$$P = (2/3) n (m v^2 / 2) \quad (5)$$

где ρ — абсолютное давление идеального газа на стенки сосуда; n — число молекул в единице объема; m — масса одной молекулы; v — средняя квадратичная скорость поступательного движения молекул; выражение $m v^2 / 2$ определяет среднюю кинетическую энергию поступательного движения одной молекулы.

Согласно основному положению кинетической теории газов, существует связь между средней кинетической энергией молекул газа и его абсолютной температурой:

$$m v^2 / 2 = \beta T,$$

где β — коэффициент пропорциональности, одинаковый для всех газов.

Подставляя значение $m v^2 / 2$ в основное уравнение, получим

$$P = (2/3) n \beta T.$$

т. е. давление прямо пропорционально числу молекул в единице объема и абсолютной температуре.

§ 2. Законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака, Шарля. Уравнение Клапейрона. Основные законы идеальных газов используются в технической термодинамике для решения целого ряда инженерно-технических задач жарной безопасности. Эти законы первоначально были получены экспериментальным путем. В последующем они были выведены из молекулярно-кинетической теории строения тел.

Зако́н Бойля — Мариотта устанавливает зависимость идеального газа от давления при постоянной температуре. Эту зависимость вывел английский химик и физик Р. Бойль в 1662 году задолго до появления кинетической теории газа. Независимо от Бойля в 1676 году этот же закон открыл Э. Мариотт. Закон получил название Бойля — Мариотта и утверждает, что при постоянной температуре давление газа обратно пропорционально его объему.

Пусть при постоянной температуре некоторой массы газа имеем: V_1 — объем газа при давлении P_1 ; V_2 — объем газа при давлении P_2 . Тогда согласно закону Бойля-Мариотта можно записать

$$V_1/V_2 = P_2/P_1 \quad (7)$$

Подставив в это уравнение название удельного объема и приняв массу данного газа $m=1$ кг, получим

$$v_1/v_2 = P_2/P_1 \quad (8)$$

откуда

$$P_1 v_1 = P_2 v_2 \text{ или } P v = \text{const.} \quad (9)$$

Плотность газа — величина, обратная его удельному объему:

$$\rho = 1/v; \quad \rho_2 = 1/v_2.$$

тогда уравнение (8) примет вид

$$\rho_1 P_1 = \rho_2 P_2,$$

т. е. плотности газов прямо пропорциональны их абсолютным давлениям. Уравнение (9) можно рассматривать как новое выражение закона Бойля — Мариотта, которое можно сформулировать так: *произведение давления на удельный объем определенной массы одного и того же идеального газа для различных его состояний, но при одинаковой температуре, есть величина постоянная.*

При постоянной температуре произведение *удельного объема данной массы газа на его давление есть величина постоянная*. Этот закон может быть легко получен из основного уравнения кинетической теории газов. Заменив в уравнении (6) число молекул в единице объема отношением N/V (V — объем данной массы газа, N — число молекул в объеме) получим

$$P = 2/3 \frac{N}{V} \bar{\epsilon} T \text{ или } P v = \frac{2}{3} N \bar{\epsilon} T. \quad (10)$$

Поскольку для данной массы газа величины N и $\bar{\epsilon}$ постоянны, то при постоянной температуре $T = \text{const}$ для произвольного количества газа уравнение Бойля — Мариотта будет иметь вид

$$P v = \text{const}, \quad (11)$$

а для 1 кг газа

$$P v = \text{const}.$$

Изобразим графически в системе координат $P-v$ изменение состояния газа. Например, давление данной массы газа объемом 1 м³ равно 98 кПа, тогда, используя уравнение (7), определим давление газа объемом 2 м³

$$P_2 = P_1/V_2 = 98 \cdot 1/2 = 49 \text{ кПа}.$$

Продолжая расчеты, получим следующие данные: V (м³) равно 1; 2; 3; 4; 5; 6; соответственно P (кПа) равно 98; 49; 32,7; 24,5; 19,6; 16,3. По этим данным строим график (рис. 2).

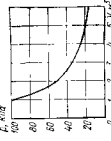


Рис. 2 Зависимость давления идеального газа от объема при постоянной температуре

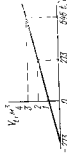


Рис. 3 Зависимость объема идеального газа от температуры при постоянном давлении

Закон Гей-Люссака определяет зависимость объема идеального газа от температуры при постоянном давлении. Закон установлен экспериментально в 1802 г. французским физиком и химиком Жозефом Луи Гей-Люссаком, именем которого назван. Исследуя

на опыте тепловое расширение газов, Гей-Люссак открыл, что при неизменном давлении объемы всех газов увеличиваются при нагревании почти одинаково, т. е. масса газа увеличивается на $1/273$ объема, который данная масса газа занимала при 0°C.

Увеличение объема при нагревании на 1°C на одну и ту же величину не случалось, а как бы являлось следствием закона Бойля — Мариотта. Вначале газ нагревается при постоянном объеме на 1°C, давление его увеличивается на $1/273$ начального. Затем газ расширяется при постоянной температуре, прием его давление уменьша-

ется до начального, а объем во столько же раз увеличивается. Обозначим объем некоторой массы газа при 0°C через V_0 , а при температуре $t^{\circ}\text{C}$ через V_t запишем закон следующим образом:

$$V_t = V_0 = (1 + t/273). \quad (12)$$

Закон Гей-Люссака также можно изобразить графически.

Используя уравнение (12) и приняв температуру равной 0°C , 273°C , 546°C , вычислим объем газа, равный соответственно V_0 , $2V_0$, $3V_0$. Отложим по оси абсцисс в некотором условном масштабе (рис. 3) температуры газа, а по оси ординат — соответствующие этим температурам объемы газа. Соединяя на графике полученные точки, получим прямую, представляющую собой график зависимости объема идеального газа от температуры при постоянном давлении. Такая прямая называется *изобарой*, а процесс, протекающий при постоянном давлении — *изобарным*.

Обратимся еще раз к графику изменения объема газа от температуры. Продолжим прямую до пересечения с осью абсцисс. Точка пересечения будет соответствовать абсолютному нулю.

Предположим, что в уравнении (12) значение $V_t = 0$, тогда имеем:

$$0 = V_0 (1 + t/273),$$

но так как $V_0 \neq 0$, следовательно, $1 + t/273 = 0$, откуда $t = -273^{\circ}\text{C}$. Но $-273^{\circ}\text{C} = 0\text{ K}$, что и требовалось доказать.

Представим уравнение Гей-Люссака в виде:

$$V_t = V_0 (273 + t)/273.$$

Помня, что $273 + t = T$, а $273\text{ K} = 0^{\circ}\text{C}$, получим:

$$V_t = V_0 T/T_0 \text{ или } V_t/T = V_0/T_0. \quad (13)$$

Подставляя в уравнение (13) значение удельного объема и принимая $m = 1\text{ кг}$, получим:

$$v_t/T_t = v_0/T_0 \text{ или } v_t/v_0 = T_0/T_t. \quad (14)$$

Отношение (14) выражает закон Гей-Люссака, который можно сформулировать так: *при постоянном давлении удельные объемы одинаковых масс одного и того же идеального газа прямо пропорциональны его абсолютным температурам*. Как видно из уравнения (14), закон Гей-Люссака утверждает, что *частное от деления удельного*

объема данной массы газа на его абсолютную температуру есть величина постоянная при данном постоянном давлении.

Уравнение, выражающее закон Гей-Люссака, в общем виде имеет вид

$$v/T = \text{const} \quad (15)$$

и может быть получено из основного уравнения кинетической теории газов. Уравнение (10) представим в виде

$$V/T = \frac{2}{3} \cdot N \bar{v} / p.$$

при $p = \text{const}$ получаем уравнение (15). Закон Гей-Люссака широко применяется в технике и пожарном деле. Так, на основе закона объемного расширения газов построены идеальный газовый термометр для измерения температур в пределах от 1 до 1400 K.

Закон Шарля устанавливает зависимость давления данной массы газа от температуры при постоянном объеме. Закон назван именем ученого, открывшего его в 1787 году. Шарль определил, что при нагревании в постоянном объеме давление всех газов увеличивается почти одинаково, т. е. при повышении температуры на 1°C давление любого газа увеличивается точно на $1/273$ того давления, которая данная масса газа имела при 0°C . Обозначим давление некоторой массы газа в сосуде при 0°C через p_0 , а при температуре t° через p_t . При повышении температуры на 1°C давление увеличивается на $p_0/273$, а при увеличении на $t^{\circ}\text{C}$ давление увеличивается на $p_0 t/273$. Давление при температуре $t^{\circ}\text{C}$ равноначальному плюсу прирост давления $p_0 t/273$ или

$$\begin{aligned} p_t &= p_0 + p_0 t/273; \\ p_t &= p_0 (1 + t/273). \end{aligned} \quad (16)$$

Формула (16) позволяет вычислить давление при любой температуре, если известно давление при 0°C . В пожарном деле очень часто используется уравнение (закон Шарля), которое легко получается из соотношения (16). Поскольку

$$p_t = p_0 (273 + t)/273, \text{ а } 273 + t = T \text{ или } 273\text{ K} = 0^{\circ}\text{C} = T_0,$$

имеем

$$p_t = p_0 T/T_0 \text{ или } p_t/p_0 = T/T_0. \quad (17)$$

При постоянном удельном объеме абсолютные давление идеального газа прямо пропорциональны абсолютным температурам. Поменяв местами средние члены пропорции, получим

$$p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2 \text{ или } p/T = \text{const.} \quad (18)$$

Уравнение (18) есть выражение закона Шарля в общем виде. Это уравнение легко вывести из формулы (10)

$$p/T = \frac{2}{3} N p v.$$

При $V = \text{const}$ получаем общее уравнение закона Шарля (18).

Для построения графика зависимости данной массы газа от температуры при постоянном объеме воспользуемся уравнением (17). Пусть, например, при температуре $273^\circ \text{K} = 0^\circ \text{C}$ давление некоторой массы газа 98 кПа . По уравнению давление при температуре $373, 473, 573^\circ \text{C}$ соответственно будет 137 кПа ($1,4 \text{ кг/см}^3$), 172 кПа ($1,76 \text{ кг/см}^3$), 207 кПа ($2,12 \text{ кг/см}^3$). По этим данным строим график (рис. 4). Полученная прямая называется *изохорой*, а процесс, протекающий при постоянном объеме, — *изохорическим*.

Уравнение Клапейрона. Законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака и Шарля устанавливают связь только между двумя из трех параметров идеального газа p , v и T при условии, что значение третьего параметра остается неизменным. Установив, зависимость между тремя параметрами p , v и T для всех случаев, когда газ находится в состоянии внутреннего равновесия. Возьмем цилиндр с подвижным поршнем (рис. 5). В цилиндре (состояние 1) находится 1 кг идеального газа с параметрами p_1 , v_1 и T_1 . При подведении или отнятии теплоты от газа и перемещении поршня можно перевести газ в другое состояние (2), при этом все его параметры изменятся и будут иметь значения: p_2 , v_2 и T_2 . Уравнение (10) запишем для двух состояний газа:

$$p_1 v_1 \rightarrow \frac{2}{3} N k T_1 \text{ и } p_2 v_2 = \frac{2}{3} N k T_2.$$

Разделяя правые и левые части равенств, получим:

$$p_1 v_1 / (p_2 v_2) = T_1 / T_2.$$

После перестановки средних членов пропорции получим зависимость, которая называется объединенным законом Бойля — Мариотта и Гей-Люссака:

$$p_1 v_1 / T_1 = p_2 v_2 / T_2. \quad (19)$$

Если в уравнении (19) постоянную величину обозначить через R_1 , назвав ее удельной газовой постоянной, и отнестись ее к 1 кг газа, то получим:

$$p v / T = R_1 \text{ или } p v = R_1 T. \quad (20)$$

Уравнение (20) относится к состоянию идеального газа и применимо для равновесного его состояния. Оно связывает три основных параметра идеального газа. По известным значениям любых двух из них можно определить значение третьего параметра. Впервые это уравнение предложил французский физик Клапейрон, именем которого оно названо (это называют также характеристическим). Клапейрон получил его на основании сочетания законов Бойля — Мариотта и Гей-Люссака. В уравнении Клапейрон не использовал закон Авогадро. Чтобы применить уравнение для любого газа, необходимо изучить его свойства и определить величину R , которая зависит от природы и количества газа.

Для произвольной массы газа m (кг) уравнение состояния получается путем умножения обоих членов уравнения (20) на величину m .

Так как

$$V = m v,$$

где V — полный объем газа, получим

$$p V = m R_1 T,$$

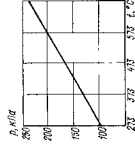


Рис. 4 Зависимость давления газа от температуры при постоянном объеме

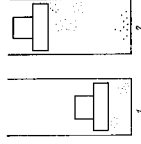


Рис. 5 К выводу уравнения Клапейрона 1, 2 — различные состояния идеального газа

где p — абсолютное давление газа, Па; V — объем газа, м³; v — удельный объем, м³/кг; m — масса газа, кг; T — абсолютная температура К.

§ 3. Газовая постоянная. Газовая постоянная R_1 , входящая в уравнение (21) имеет размерность Дж/(кг·К) и физически означает механическую работу, совершаемую газом при расширении, если 1 кг его нагреет на 1 К при постоянном давлении. На основании уравнения (21) можно написать уравнение состояния для μ кг газа, т. е. для киломоля газа

$$pV_{\mu} = \mu R_1 T, \quad (22)$$

где V_{μ} — объем киломоля; μ — молекулярная масса; R_1 — газовая постоянная, отнесенная к 1 кг газа.

Из уравнения (22) определим газовую постоянную рассматриваемого газа:

$$R_1 = pV_{\mu} / \mu T. \quad (23)$$

Учитывая, что объем 1 килоля любого газа при нормальных условиях [$p = 101335$ Па (760 мм рт. ст.) и температура $T = 273,16$ К] занимает объем $V_{\mu} = 22,4146$ м³/моль, получим:

$$R_1 = 101335 \cdot 22,4146 / (\mu \cdot 273) = 8314 / \mu \text{ Дж} / (\text{килоль} \times \text{К}) \quad (23a) \text{ или}$$

$$\mu R_1 = 8314 = R,$$

где R — постоянная Менделеева или универсальная газовая постоянная, Дж/(К·моль).

Универсальная газовая постоянная, входящая в уравнение, состояние идеального газа численно равна работе расширения 1 моль идеального газа в изобарическом процессе при увеличении температуры газа на 1 К.

§ 4. Уравнение Клапейрона — Менделеева. Исследуя свойства газов, великий русский ученый Дмитрий Иванович Менделеев нашел для всех идеальных газов уравнение состояния. Уравнение (22) можно записать в следующем виде:

$$R = pV_{\mu} / T \text{ или} \quad (24)$$

$$pV_{\mu} = RT. \quad (25)$$

Впервые оно было выведено Д. И. Менделеевым для 1 килоля газа и называется уравнением Менделеева, или Клапейрона — Менделеева. Зная, что $\mu R_1 = 8314$ Дж/

/ (килоль·К), уравнение Менделеева запишем в следующем виде:

$$pV_{\mu} = 8314 T. \quad (26)$$

Умножив обе части уравнения (25) на n_{μ} — число киломолей газа, получим общее уравнение Менделеева, которое объединяет одновременно законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака и Авогадро:

$$pV_{\mu} n_{\mu} = n_{\mu} R T \text{ или } pV' = n_{\mu} R T, \quad (27)$$

где V — объем n_{μ} молей газа при абсолютных температуре T и давлении p ; R — постоянная Менделеева, или универсальная газовая постоянная.

Графически в системе координат p — V при $p = \text{const}$ работа 1 килоля газа показана на рис. 6. Для определения величины удельной работы надо найти площадь, ограниченную координатами V_1 , 1, 2, V_2 . Воспользуемся формулой

$$L = p(V_2 - V_1). \quad (28)$$

Из уравнения состояния идеального газа имеем

$$V_{\mu} = RT/p \text{ и } V_{\mu} = RT_2/p.$$

Подставив эти данные в уравнение (28), получим

$$L = R(T_2 - T_1),$$

откуда

$$R = L / (T_2 - T_1).$$

Этим уравнением определяется физический смысл универсальной газовой постоянной как удельной работы.

§ 5. Некоторые задачи пожарной безопасности. Законы и уравнения идеальных газов имеют большое практическое значение в пожарном деле. Основное уравнение газового состояния применяют при изучении работы двигателей внутреннего сгорания пожарных автомобилей и мотоцилов, различных компрессоров и т. д. В этих приборах (машинах) одновременно в процессе работы меняются три параметра — давление, температура и объем. Широко применяются законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака и Шарля. Так, при работе на пожаре в кислородном изолирующем противогазе, используя за-

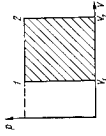


Рис. 6. Графическое выражение работы газа

§ 1. Понятие о газовой смеси как рабочем теле. В качестве рабочего тела в термодинамике используется не один газ, а смеси, состоящие из газов, химически не связанные между собой. К таким смесям относится, например, окружающий нас воздух. Сухой атмосферный воздух состоит из кислорода O_2 , азота N_2 и некоторых других газов. Газовыми смесями являются продукты сгорания различных веществ: на пожар, толпина в топках паровых котлов, в двигателях внутреннего сгорания и газовых турбинах. В эти смеси входит азот N_2 , углекислый газ CO_2 , сернистый газ SO_2 , пары воды H_2O , кислород O_2 и некоторые другие газы. Некоторые газы смеси, как например природный газ, состоящий из различных углеводородов (метан CH_4 , этан C_2H_6 , пропан C_3H_8), водорода H_2 и других газов, в смеси с воздухом образуют взрывоопасные концентрации, поэтому при расчетах должны приниматься меры безопасности пожарные техники для предотвращения законов для газовых смесей.

Установим для газовых смесей зависимости, аналогичные зависимостям между параметрами одного газа. Предположим, что газы в смеси не вступают во взаимодействие, подчиняясь основным газовым законам и уравнениям состояния. Кроме того, каждый газ, входящий в смесь, распространяется по всему объему, занимаемому смесью газов, и оказывает на стенки сосуда давление, которое называется парциальным. Эта величина показывает долю давления отдельного газа от общего давления смеси. Связь между давлением смеси и парциальным давлением открыл опытным путем английский физик и химик Джон Дальтон. Закон Дальтона устанавливает, что каждый компонент распространен во всем объеме газовой смеси и создает в ней такое давление, какое он создавал бы, занимая весь объем при температуре смеси. Таким образом, давление газовой смеси равно сумме парциальных давлений отдельных компонентов. Обозначив давление смеси через $P_{см}$, закон Дальтона можно записать так:

$$P_{см} = P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n,$$

где $P_1, P_2, P_3, \dots, P_n$ — парциальные давления отдельных компонентов смеси.

кон Бойля — Мариотта, можно вычислить объем оставшегося в баллончике кислорода. Законы Бойля — Мариотта, Гей-Люссака и Шарля часто используют при решении задач пожарной безопасности на предприятиях, перерабатывающих или производящих пожаро- и взрывоопасные газы.

Задача 1. На складе хранятся баллоны с газом, давление в которых $P_1 = 200 \cdot 10^5$ Па, температура окружающей среды $t_1 = 17^\circ\text{C}$. Определить, до какой температуры (в случае пожара) могут нагреться баллоны, если они рассчитаны на предельное давление $P_2 = 350 \cdot 10^5$ Па?

Решение. Используя уравнение Шарля (17), определяем T_2 .

$$T_2 = P_2 T_1 / P_1 = 350 (17 + 273) 10^5 / (200 \cdot 10^5) = 508 \text{ К.}$$

$$T_2 = 508 - 273 = 235^\circ\text{C}.$$

Таким образом, при нагревании баллонов с газом свыше 235°C возможно их механическое разрушение.

Задача 2. Продукты сгорания в количестве $V_1 = 4,5 \text{ м}^3$ в тонне имеют температуру $t_1 = 1200^\circ\text{C}$. Определить температуру продуктов сгорания на выходе из дымоходной трубы, если известно, что их объем уменьшается в 2,8 раза (давление постоянно)?

Решение. Найдем, какое количество продуктов сгорания выходит из дымоходной трубы:

$$V_2 = V_1 / 2,8 = 4,5 / 2,8 = 1,6 \text{ м}^3.$$

Используя закон Гей-Люссака, определим температуру продуктов сгорания при выходе из дымохода (р. 6):

$$T_2 = V_2 T_1 / V_1 = 1,6 (1200 + 273) / 4,5 = 524 \text{ К.}$$

$$t = 524 - 273 = 251^\circ\text{C}.$$

Задача 3. В произвольном атоматре при $T = 473 \text{ К}$ газ имеет давление $P_1 = 7 \text{ кгс/см}^2 = 7 \cdot 10^5$ Па. Какое будет давление P_2 в парате, если температура продукта в атоматре повысится до 866 К . *Решение.* Используя уравнение Шарля, определяем

$$P_2 = P_1 T_2 / T_1 = 7 \cdot 10^5 \cdot 866 / 473 = 7 \cdot 10^5 \cdot 1,2 = 8,4 \cdot 10^5 \text{ Па}$$

или

$$P_2 = 0,84 \text{ МПа.}$$

Задача 4. Определить, значение газовых постоянных в системе СИ для газа ацетилена C_2H_2 , зная молярную массу M и молярную массу M_0 углерода CO .

Решение.

$$\text{Для } C_2H_2: \mu = 26; R = 8314 / \mu = 8314 / 26 = 319,8 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К).}$$

$$\text{Для } CH_4: \mu = 16; R = 8314 / \mu = 8314 / 16 = 520 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К).}$$

$$\text{Для } CO: \mu = 28; R = 8314 / \mu = 8314 / 28 = 297 \text{ Дж/(кг}\cdot\text{К).}$$

§ 2. Способы задания газовых смесей. Смесь идеальных газов, как уже предполагалось, довольно точно должна подчиняться уравнениям (20) и (21), но для пользования ими необходимо знать газовую постоянную смеси $K_{см}$, а для применения уравнения (22)—каждую молекулярную массу смеси $\mu_{см}$. Обе величины $R_{см}$ и $\mu_{см}$ зависят от состава смеси, т. е. от того, какие газы входят в смесь и в какой пропорции. Состав газовой смеси определяется количеством каждого газа, входящего в ее состав, и может задаваться массовыми долями, объемными долями и числом молей.

Состав смеси, заданный массовыми и долями. Под массовой долей понимают отношение массы компонента смеси к массе всей смеси. Если смесь состоит из компонентов, то массовые доли равны:

$$g = m_1/m_{см}; g_2 = m_2/m_{см}; \quad (29)$$

$$g_3 = m_3/m_{см}; \dots; g_n = m_n/m_{см},$$

где $g_1, g_2, g_3, \dots, g_n$ —массовые доли отдельных газов, входящих в состав смеси; $m_1, m_2, m_3, \dots, m_n$ —масса компонента смеси, $m_{см}$ —масса газовой смеси.

Так как сумма масс отдельных газов: входящих в смесь, равна массе газовой смеси, т. е.

$$m_1 + m_2 + m_3 + \dots + m_n = m_{см},$$

то поделив это равенство на $m_{см}$, получим

$$m_1/m_{см} + m_2/m_{см} + m_3/m_{см} + \dots + m_n/m_{см} = 1.$$

Каждая дробь в левой части этого уравнения представляет собой массовую долю компонента газовой смеси. Следовательно,

$$g_1 + g_2 + g_3 + \dots + g_n = 1,$$

т. е. сумма всех компонентов, составляющих смесь, равна единице. Если числовые значения массовых долей умножить на 100, получим процентный массовый состав смеси.

Состав смеси, заданный объемными и долями. Известно, что газ не имеет своего объема и объемом газа называют объем той емкости, в которой заключены молекулы газа. Для определения объемных долей объемы компонентов смеси приводят к одному давлению и одной температуре. Объем отдельного газа в смеси, приведенный к давлению и температуре смеси, называется *приведенным объемом*. Для вычисления приведенных объемов воспользуемся уравнением состо-

яния какого-либо газа. Пусть компонент занимает полный объем смеси $V_{см}$ и имеет парциальное давление P_1 : $P_1 V_{см} = G_1 R T$.

Данный компонент приведен к состоянию, когда его давление равно давлению смеси $P_{см}$, которому соответствует приведенный объем газа V_1 . В этом случае получим

$$P_{см} V_1 = G_1 R T.$$

Правые части предыдущих уравнений равны, следовательно

$$P_1 V_{см} = P_{см} V_1,$$

откуда

$$V_1 = V_{см} P_1 / P_{см}.$$

Поскольку сумма приведенных объемов газа равна полному объему смеси, то

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_{см} P_1 / P_{см} + V_{см} P_2 / P_{см} + \dots + V_{см} P_n / P_{см} = V_{см} (P_1 + P_2 + P_3 + \dots + P_n) / P_{см} = V_{см}. \quad (30)$$

Поскольку объемной долей (r) каждого газа, входящего в смесь, называется отношение приведенных или парциальных объемов компонентов смеси к объему всей смеси, будем иметь

$$r_1 = V_1 / V_{см}; r_2 = V_2 / V_{см}; \dots; r_n = V_n / V_{см}. \quad (31)$$

Разделив почленно полученное равенство (30) на объем смеси $V_{см}$, получим

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1.$$

Объемные доли, как и массовые, задают в процентах.

Состав смеси, заданный числом молей.

Способ задания смеси числом молей тождествен способу задания смеси объемными долями. Обозначим через $\nu_{ч_1}, \nu_{ч_2}, \nu_{ч_3}$ число киломолей отдельных газов, входящих в смесь, а через $\nu_{ч_{см}}$ —число киломолей смеси. Очевидно, что число киломолей смеси равно сумме чисел киломолей компонентов смеси:

$$\nu_{ч_1} + \nu_{ч_2} + \dots + \nu_{ч_n} = \nu_{ч_{см}}.$$

При этом под $\nu_{ч_{см}}$ будем понимать число молей некоего однородного газа, молекулярная масса которого равна средней молекулярной массе смеси $\mu_{ч_{см}}$:

Разделим каждый член уравнения на $\nu_{ч_{см}}$:

$$\nu_{ч_1} / \nu_{ч_{см}} + \nu_{ч_2} / \nu_{ч_{см}} + \dots + \nu_{ч_n} / \nu_{ч_{см}} = 1.$$

Отношение числа молей газа к числу молей смеси называется мольной долей. Массу компонентов смеси газа можно представить в следующем виде:

$$m_1 = \mu_1 n_{1г}; \quad m_2 = \mu_2 n_{2г}; \quad \dots; \quad m_n = \mu_n n_{нг},$$

где $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n$ — масса киломоля (молекулярная масса) компонента смеси.

По аналогии массу газовой смеси $m_{см}$ можно представить как произведение средней молекулярной массы смеси на число киломолей смеси:

$$m_{см} = \mu_{ср} n_{м,см}.$$

Поскольку приведенные объемы отдельных газов имеют одно и то же давление и температуру, объемы киломолей любых газов и смесей одинаковы. Поэтому можно приведенные объемы отдельных газов и смеси записать в следующем виде:

$$V_i = V_{г,г} n_{г,г} \quad \text{и} \quad V_{см} = V_{г,г} n_{м,см},$$

где V_i — приведенные объемы газов; $V_{г,г}$ — объем киломоля любого газа и смеси при давлении p и температуре T ; $n_{г,г}$ — число киломолей газа; $n_{м,см}$ — число киломолей смеси газов.

Из приведенных равенств находим $V_{г,г}$

$$V_{г,г} = V_i / n_{г,г} \quad \text{и} \quad \mu_{г,г} = V_{см} / n_{м,см}.$$

Так как левые части уравнений равны одной величине, имеем:

$$V_i / n_{г,г} = V_{см} / n_{м,см} \quad \text{или} \quad n_{г,г} / n_{м,см} = V_i / V_{см} = r_i. \quad (32)$$

Из уравнения (32) следует, что мольные и объемные доли имеют одно и то же значение, выходящего в смесь, одинаковые числовые значения, т. е. объемные и мольные способы задания смеси тождественны.

§ 3. Средняя молекулярная масса, плотность и объем газовой смеси. Средняя, или кажущаяся, молекулярная масса смеси газов может быть получена из следующих соотношений:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = m_{см},$$

но

$$\mu_1 n_{1г} = m_1; \quad \mu_2 n_{2г} = m_2; \quad \dots; \quad \mu_n n_{нг} = m_n,$$

а

$$m_{см} = \mu_{ср} n_{м,см}.$$

Подставив выражения для $m_1, m_2, m_n, m_{см}$ в предыдущее уравнение, получим:

$$\mu_1 n_{1г} + \mu_2 n_{2г} + \dots + \mu_n n_{нг} = \mu_{ср} n_{м,см}.$$

Разделив каждый член этого равенства на $n_{м,см}$

$$\begin{aligned} \mu_1 n_{1г} / n_{м,см} + \mu_2 n_{2г} / n_{м,см} + \dots + \mu_n n_{нг} / n_{м,см} &= \mu_{ср}; \quad \text{но (а)} \\ n_{1г} / n_{м,см} = V_1 / V_{см} = r_1; \quad n_{2г} / n_{м,см} = V_2 / V_{см} &= r_2; \quad n_{нг} / n_{м,см} = \\ &= V_n / V_{см} = r_n. \end{aligned} \quad (б)$$

Подставив в (а) выражение мольных долей из выражения (б), получим:

$$\mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n = \mu_{ср}$$

или

$$\mu_{ср} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i.$$

Таким образом, средняя молекулярная масса смеси равна сумме произведений молекулярных масс отдельных газов, входящих в смесь, на их объемные доли. При решении практических задач пожарной безопасности, когда надо определить состояние среды в производственном помещении или технологическом аппарате, приходится использовать значение плотности и объема газовой смеси. Плотность газовой смеси $\rho_{см}$ может быть определена из следующего соотношения:

$$\rho_{см} = (m_1 \rho_1 + m_2 \rho_2 + \dots + m_n \rho_n) / m_{см},$$

где $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \dots, \rho_n$ — плотности компонентов, составляющих газозву смесь.

Если известны плотности и молекулярные массы, то

$$\rho_{см} = r_1 \rho_1 + r_2 \rho_2 + \dots + r_n \rho_n.$$

Объем газовой смеси определяют как сумму объемов отдельных газов. Если известны массовые доли (для простоты взят 1 кг смеси), то объемы отдельных газов равны:

$$g_1 / \rho_1; \quad g_2 / \rho_2; \quad \dots; \quad g_n / \rho_n.$$

тогда

$$V_{см} = g_1 / \rho_1 + g_2 / \rho_2 + \dots + g_n / \rho_n. \quad (33)$$

§ 4. Относительный объемный состав газовой смеси
Зная состав смеси в массовых долях, легко убедиться, что способы задания массовыми и объемными долями

ми связаны определенными соотношениями, найдя которые, можно по числовым значениям массовых долей вычислить объемные доли. Так как

$$g = m/n_{\text{см}}$$

$$m = \mu_n \cdot n \quad \text{и} \quad m_{\text{см}} = \mu_{\text{ср}} \cdot n_{\text{см}}$$

то, подставляя значения m и $m_{\text{см}}$ в формулу

$$g = \mu_n \cdot \left(\frac{n}{n_{\text{ср}}} \cdot n_{\text{ср}} \right)$$

Заметив, что $n/n_{\text{ср}} = V/n_{\text{ср}} = V_{\text{ср}}/V_{\text{см}} = g$, получим $g = \mu n / \mu_{\text{ср}}$ или

$$g = g_{\text{ср}} \mu / \mu_{\text{ср}}$$

Используя уравнение (33), найдем, что объемная доля компонента смеси равна

$$r_i = V_i/V_{\text{см}} = (g_i/\rho_i) / (g_{\text{ср}}/\rho_{\text{ср}} + g_2/\rho_2 + \dots + g_n/\rho_n)$$

Горячие смеси с воздухом в определенных соотношениях могут при наличии источника зажигания воспламеняться и сгорать со скоростью взрыва. При изучении этого явления очень важно знать законы для газовых смесей.

Пример. При обследовании одного из некон лабораторный анализ показал содержание 4% (или 0,04 массовых долей) ацетилена и 96% воздуха. Необходимо выяснить, способна ли смесь воспламениться, если известно, что воспламеняется смесь, содержащая 2—81 объемных доли ацетилена?

Решение. Используем соотношение между объемами и массовыми долями, принимая молекулярную массу ацетилена $\mu_{\text{C}_2\text{H}_2} = 26$, воздуха $\mu_{\text{возд}} = 29$, получим

$$r_{\text{C}_2\text{H}_2} = \frac{m_{\text{C}_2\text{H}_2}/\mu_{\text{C}_2\text{H}_2} + m_{\text{возд}}/\mu_{\text{возд}}}{m_{\text{C}_2\text{H}_2}/\mu_{\text{C}_2\text{H}_2}} = \frac{0,04/26}{0,04/26 + 0,96/29} = 0,045.$$

Так как $81 > 4,5 > 2$, делаем вывод, что в данном случае при наличии источника воспламенения неизбежен взрыв.

Глава IV. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ГАЗОВ И ИХ СМЕСЕЙ

§ 1. Понятие о количестве теплоты и теплоемкости. При нагревании газа в плотно закрытом сосуде повышается его температура. Температура есть параметр, характеризующий внутреннюю энергию тела (см. главу I, § 4). Внутренней энергией тела называется сумма кинетической и потенциальной энергии всех его частиц (молекул атомов и т. д.). Полное количество внутренней

ней энергии тела подсчитать невозможно. Только для идеального газа, используя основное уравнение молекулярно-кинетической теории (см. главу II, § 1), можно вычислить внутреннюю энергию, которая для одного киломоля равна:

$$U = iRT/2, \quad (34)$$

где i — число степеней свободы молекулы газа, R — универсальная газовая постоянная; T — термодинамическая температура.

Числом степеней свободы называется число независимых координат, которые нужно задать для определения положения тела (молекулы) в пространстве. При движении материальной точки по заданной траектории (являии) положение ее фиксируется одной координатой ($i=1$), при движении по поверхности — двумя координатами ($i=2$), при движении в пространстве — тремя ($i=3$). Поэтому однокатомные молекулы гелия, аргона, неона имеют $i=3$, двухатомные молекулы водорода, кислорода и т. д. — $i=5$; молекулы, состоящие из трех и более атомов, — $i=6$. В молекулярной физике принят закон равного распределения кинетической энергии по степеням свободы, следовательно, чем больше степеней свободы имеет молекула, тем большей внутренней энергией обладает киломоль газа при одинаковой температуре.

Внутренняя энергия газа пропорциональна абсолютной температуре. Нагретое тело можно, подвергая его механическому или температурному воздействию. При механическом воздействии, например при сжатии газа, количество воздействия определяется совершенной работой. При температурном воздействии, например при контакте с телом, имеющим более высокую температуру, количество воздействия является количеством теплоты (Q). Этот термин сохранился от теории теплорода так как он удобен для описания процессов передачи энергии. Итак, для повышения температуры тела необходимо сообщить ему некоторое количество теплоты Q или совершить над ним работу сжатия. Повышение температуры тела свидетельствует об увеличении его внутренней энергии, что для идеального газа очевидно из формулы (34).

Теплота и работа — формы передачи энергии. На основании закона сохранения энергии количество теплоты Q , полученное телом, равно увели-

нах (К). В теплотехнике сохранились внесистемные единицы измерения количества теплоты: калория (кал) и килокалория (ккал). Поэтому удельная теплоемкость, на основании формулы (39), измеряется в Международной системе в *джоулях на килограмм и на кельвин Дж/(кг·К)*, а также в ккал/(кг·К), кал/(г·°С). Для пересчета количества теплоты или теплоемкости, измеренных внесистемными единицами, в единицы системы СИ пользуются соотношением: 1 кал = 4,187 Дж.

Теплоемкость твердых и жидких тел всегда положительна, т. е. подвод теплоты всегда сопровождается повышением их температуры. Теплоемкость газа зависит от условий теплообмена с окружающей средой. Газ при нагревании может расширяться и совершать работу, т. е. обмениваться теплотой и работой с окружающей средой. Количество теплоты, полученной газом, при разных процессах обмена будет различным и не зависит от начальных и конечных параметров газа. Следовательно, теплоемкость газа зависит не только от его свойств, но и от характера теплообмена.

§ 2. **Массовая, объемная и киломолярная теплоемкость газов.** По физическим свойствам газ значительно отличается от жидкостей и твердых тел. Газ легко сжимается и расширяется при изменении внешнего давления, равномерно заполняет предоставленную ему область. Эти свойства газа отражаются на его теплоемкости, поэтому для газов рассчитывают одну из трех видов теплоемкостей: массовую (удельную), киломолярную и объемную.

Массовая теплоемкость газа называется количеством теплоты, необходимое для нагревания массы газа 1 кг на 1 К. Если в формуле (39) массу m выразить не в килограммах, а в киломолях, то получим теплоемкость киломолярную. *Киломолярная теплоемкость — количество теплоты, необходимое для нагревания 1 кмоль газа на 1 К* (условное обозначение C). Единицей киломолярной теплоемкости в системе СИ является Дж/(кмоль·К); внесистемными единицами — ккал/(кмоль·К) и кал/(моль·°С). Киломолярная теплоемкость удобна при расчетах газовых процессов, так как универсальная газовая постоянная R (см. главу II, § 3, 4), входящая в уравнения, выражает работу одного киломоля газа при нагревании его на один кельвин при постоянном давлении.

ченно его внутренней энергии ΔU , если при этом не совершается работа. Применим это положение к идеальному газу. Пусть m килограмм идеального газа, плотно закрытого в сосуде, имеет температуру T_1 . Масса одного киломоля газа равна μ , число степеней свободы молекул — i . Внутреннюю энергию газа вычислим по формуле (34):

$$U_1 = mi RT_1 / (2\mu), \quad (35)$$

где m/μ — число киломолей газа.

После сообщения этому газу количества теплоты Q температура его повысилась до T_2 и внутренняя энергия стала равной:

$$U_2 = mi RT_2 / (2\mu). \quad (36)$$

Увеличение внутренней энергии газа $\Delta U = U_2 - U_1$ можно вычислить, используя формулы (35) и (36):

$$\Delta U = miR(T_2 - T_1) / (2\mu). \quad (37)$$

Газ не совершал работу (не расширялся при нагревании), следовательно, $\Delta U = Q$ и формулу (37) можно записать так:

$$Q = miR\Delta T / (2\mu),$$

где $iR/(2\mu) = c$ — погонная для данного газа величина.

Окончательно напишем:

$$Q = mc\Delta T. \quad (38)$$

Формула (38) может быть использована для подсчета количества теплоты, затраченной на нагревание газа, твердого тела или жидкости (без испарения), если известна для них величина c . Для твердых и жидких тел формула (38) была получена экспериментально, так как количество теплоты Q , масса тела m и изменение его температуры ΔT могут быть измерены непосредственно. Коэффициент c , характеризующий тепловые свойства единицы массы вещества в процессах нагревания или охлаждения его, называется *удельной теплоемкостью* и вычисляется из формулы (38)

$$c = Q / (m\Delta T). \quad (39)$$

Удельной теплоемкостью вещества называется количество теплоты, необходимой для нагревания единицы массы вещества на один градус.

В Международной системе (СИ) количество теплоты измеряется в *джоулях* (Дж), температура — в *кельвинах*

Иногда вычисляют теплоемкость не единицы массы газа, а единицы объема газа, в этом случае получается *объемная теплоемкость* (c'), которая измеряется соответственно в Дж/(м³·К), ккал/(м³·К), кал/(см³·°С). Объемная теплоемкость неудобна тем, что при нагревании или уменьшении давления газ расширяется и единица объема газа имеет различную массу, следовательно, объемная теплоемкость зависит от температуры и давления. В таблицах приводятся значения объемной теплоемкости при нормальных условиях, т. е. при температуре 273 К и давлении $1,01 \cdot 10^5$ Па.

Соотношение между массовой c , киломолярной C и объемной c' теплоемкостями можно вывести из следующих зависимостей: в 1 м³ при нормальных условиях содержится ρ_0 газа и 1 кг газа при нормальных условиях занимает объем v_0 , следовательно:

$$c' = \rho_0 c = c/\rho_0; \quad c = c'/\rho_0 = c'v_0. \quad (40)$$

1 кмоль газа имеет массу μ кг и занимает при нормальных условиях объем 22,4 м³, поэтому:

$$C = \mu c; \quad c = C/\mu; \quad c' = C/22,4. \quad (41)$$

§ 3. Теплоемкость газа при постоянном объеме и постоянном давлении. Теплоемкость газа принято рассчитывать для двух идеальных процессов: при постоянном объеме и постоянном давлении.

Теплоемкость газа при постоянном объеме. Пусть газ имеет массу 1 кмоль закрыт в баллоне. Объем газа должен оставаться постоянным $V = \text{const}$, т. е. газ не может совершать работу при расширении ни за счет разрушения стенок баллона, ни за счет выхода через вентиль. Нагревание газа приводит только к повышению его внутренней энергии, что выражается в повышении температуры газа от T_1 до T_2 . Все подведенное к газу тепло, рассчитанное на 1 кмоль, может быть отнесено по киломолярной теплоемкости газа при постоянном объеме C_V и разности температур:

$$\Delta q_p = C_V (T_2 - T_1) = C_V \Delta T. \quad (42)$$

Индекс V у количества теплоты и киломолярной теплоемкости показывает, что данные величины измерены в процессе, происходящем при постоянном объеме. Из соотношения (42) получим:

$$C_V = \Delta q_p / (\Delta T). \quad (43)$$

Киломолярная теплоемкость газа при постоянном объеме определяется как отношение теплоты, затраченной в этом процессе, к разности температур в начальной и конечной процесса.

Теплоемкость газа при постоянном давлении. Для того чтобы давление газа при нагревании не повышалось, необходимо дать возможность газу расширяться при постоянном давлении. Такой процесс можно осуществить в цилиндре с хорошо подогнанным поршнем (рис. 7). Пусть под поршнем находится газ массой 1 кмоль. Вес поршня и внешнее давление не меняется в течение опыта, поэтому можно считать давление внутри цилиндра постоянным ($p = \text{const}$). К газу подводится теплота Δq_p , которая расходуется на повышение температуры газа и на работу при расширении.

Киломолярная теплоемкость газа при постоянном давлении определяется как отношение теплоты, затраченной в этом процессе, к разности температур в начале и конце процесса:

$$C_p = \Delta q_p / (\Delta T). \quad (44)$$

Связь между теплоемкостями C_p и C_V можно определить, применяя закон сохранения энергии к процессу нагревания газа при постоянном давлении. Если 1 кмоль газа нагревали при $p = \text{const}$ и его температура повышалась от T_1 до T_2 , то подведенная теплота израсходовалась на увеличение внутренней энергии $\Delta U = C_V \Delta T$ и работу расширения $\Delta W = p \Delta V$, т. е.

$$\Delta q_p = C_V \Delta T + p \Delta V. \quad (45)$$

Заменяя в выражении работы параметры газа на основании уравнения Клапейрона и выразив количество теплоты Δq_p из уравнения (44), получим

$$C_p \Delta T = C_V \Delta T + p \Delta V$$

или после сокращения на ΔT

$$C_p = C_V + p. \quad (46)$$

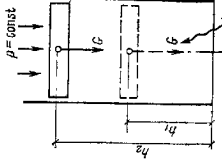


Рис. 7. Схема расширения газа

Формула (46) называется уравнением Майера; она выражает связь между каломольными теплоемкостями и показывает, что каломольная теплоемкость при постоянной давлении больше, чем каломольная теплоемкость при постоянном объеме, на величину универсальной газовой постоянной. На практике часто используют не только уравнение Майера, но и отношение теплоемкостей $C_p/C_v = k$. Отношение теплоемкостей (k) иногда называют показателем адiabаты, так как оно представляет собой показатель степени удельного объема в уравнении адиабатического процесса.

Молекулярно-кинетическая теория газов, а также экспериментальная проверка позволяют точно вычислить отношение теплоемкостей для различных газов: одноатомные газы (гелий, аргон, неон) $k=1,67$; двухатомные газы (водород, кислород, азот и др.) $k=1,4$; трехатомные газы (пара воды и др.) $k=1,33$.

§ 4. Истинная и средняя теплоемкости. При известных тепловых изменениях температуры газа теплоемкость его можно считать постоянной и для расчетов можно пользоваться всеми приведенными выше уравнениями. Если температура газа изменяется на большую величину, то теплоемкость газа нельзя считать постоянной, так как она увеличивается с повышением температуры. Истинное значение теплоемкости (массовой, каломольной, объемной) при температуре T определяют по отношению:

$$C = dq/dT. \quad (47)$$

Истинной теплоемкостью называется отношение бесконечно малому количеству теплоты к бесконечно малому изменению температуры. Полное количество теплоты в каком-либо процессе определяют через истинную теплоемкость интегрированием.

Средней теплоемкостью называется отношение полного количества теплоты в термодинамическом процессе к полному изменению температуры:

$$C_p \Big|_{T_1}^{T_2} = q/(T_2 - T_1). \quad (48)$$

Значение средней теплоемкости не соответствует какой-либо температуре, оно относится к интервалу температур от T_1 до T_2 , поэтому и отмечено символом $\Big|_{T_1}^{T_2}$. Таким способом можно определить любую теплоемкость — массовую, каломольную, объемную. Количество

теплоты определяют через среднюю теплоемкость по уравнению

$$q = C_p \Big|_{T_1}^{T_2} (T_2 - T_1). \quad (49)$$

Средние теплоемкости газов C_p или C_v для любого интервала температур вычисляют с помощью таблиц каломольных теплоемкостей по уравнению (43) и (44). Температуры в формуле (49) могут быть выражены и по шка-

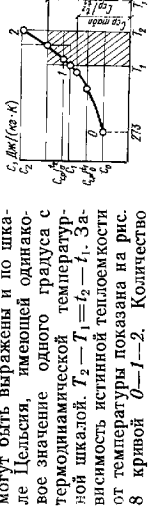


Рис. 8. Зависимость истинной теплоемкости газа от температуры

ле Цельсия, имеющей одинаковое значение одного градуса с термодинамической температурной шкалой. $T_2 - T_1 = t_2 - t_1$. Зависимость истинной теплоемкости от температуры показана на рис. 8 кривой $\theta - I - 2$. Количество теплоты, полученной газом при нагревании от температуры T_1 до T_2 в соответствии с формулой (49), представлено площадью фигуры $T_1 - I - 2 - T_2$. Эта площадь может быть изображена как разность площадей $T_2 - 0 - 2 - T_2$ и $T_2 - 0 - I - T_1$. Из графика видно: что средняя теплоемкость в интервале температур $T_2 - T_1$ всегда выше, чем табличная средняя теплоемкость, полученная интерполяцией между 273 К и границами интервала.

§ 5. Теплоемкость газовой смеси. Для определения теплоемкости газовой смеси необходимо знать состав смеси и теплоемкость каждого компонента. Теплоемкости различных газов берут из таблиц или вычисляют по формулам (40) и (41). Состав смеси должен быть задан массовыми или объемными долями (см. главу III, § 2) в зависимости от того, какую из теплоемкостей требуется вычислить. Формулы для определения теплоемкости смеси получают из уравнения теплового баланса в котором учитывается, что на нагревание смеси тратится теплоты столько, сколько в сумме расходуется на нагревание каждого газа, составляющего смеси:

$$Q_{см} = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n;$$

$$C_{см} = c_1 m_1 / m_{см} + c_2 m_2 / m_{см} + \dots + c_n m_n / m_{см};$$

$$C_{см} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n,$$

где $g_1 = m_1 / m_{см}, \dots, g_n = m_n / m_{см}$ — массовые доли компонентов смеси.

Массовая теплоемкость смеси равна сумме произведенных массовых теплоемкостей компонентов на их массовые доли:

$$c_{см} = \sum_{i=1}^n c_i g_i, \quad (50)$$

где c_i — массовая теплоемкость i -го компонента.

Объемная теплоемкость смеси равна сумме произведенных объемных теплоемкостей компонентов на их объемные доли:

$$c'_{см} = \sum_{i=1}^n c'_i r_i, \quad (51)$$

где $r_i = v_i/v_{см}$ — объемная доля i -го компонента; c'_i — объемная теплоемкость i -го компонента при нормальных условиях.

Для вычисления киломолярной теплоемкости смеси следует использовать киломолярный (объемный) состав смеси. **Киломолярная теплоемкость смеси равна сумме произведенных киломолярных теплоемкостей компонентов на их объемные доли:**

$$C_{см} = \sum_{i=1}^n C_i r_i, \quad (52)$$

где $C_{см}$ — киломолярная теплоемкость компонента.

§ 6. Определение количества теплоты, необходимой для нагревания газа. Количество теплоты, необходимой для нагревания газа, зависит от его массы, теплоемкости и условий, при которых происходит нагревание. Если изменение температуры $\Delta T = T_2 - T_1$ таково, что теплоемкость газа можно считать постоянной, то при расчете количества теплоты следует учитывать возможность расширения газа (изменение объема при нагревании). При постоянном объеме газа количество теплоты, необходимой для нагревания, рассчитывают по формуле (42) с учетом количества киломолей газа:

$$Q_V = m C_V (T_2 - T_1) \mu, \quad (53)$$

где m/μ — число киломолей газа; C_V — киломолярная теплоемкость газа при постоянном объеме, взятая из таблиц.

Если нагревание газа происходит при постоянном давлении, то количество теплоты рассчитывают по формуле (45) с учетом числа киломолей газа:

$$Q_p = m (C_p + R)(T_2 - T_1) \mu, \quad (54)$$

где $C_V + R = C_p$ — киломолярная теплоемкость газа при постоянном давлении.

В случае нагревания смеси газов количество теплоты рассчитывают в зависимости от процесса ($V = \text{const}$ или $p = \text{const}$) по формулам (53) и (54), предварительно вычислив следующие показатели:

1. Массу смеси как сумму масс компонентов

$$m_{см} = m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^n m_i.$$

2. Массу одного киломоля смеси $\mu_{см}$ по формуле (см. главу III, § 3)

$$\mu_{см} = \mu_1 r_1 + \mu_2 r_2 + \dots + \mu_n r_n = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i,$$

где μ_i — масса одного киломоля i -го компонента смеси; r_i — его объемная доля киломолярной смеси.

3. Киломолярную теплоемкость смеси при постоянном объеме по формуле (52)

$$C_{V,см} = \sum_{i=1}^n C_i r_i.$$

где C_i — киломолярная теплоемкость i -го компонента.

Формула (53) для расчета количества теплоты, необходимой для нагревания смеси при постоянном объеме, примет вид

$$Q_{V,см} = m_{см} C_{V,см} (T_2 - T_1) \mu_{см}. \quad (55)$$

§ 7. Некоторые задачи пожарной безопасности. На практике решение задач пожарной безопасности часто начинается с определения количества теплоты, необходимой для нагревания или охлаждения твердого тела, газа, смеси газов или жидкости до определенной температуры. В зависимости от того, что нагревается и при каких условиях, для расчета количества теплоты применяют формулы (38), (53), (54), (55). Значения теплоемкостей веществ берут из таблиц. При этом по указанным единицам измерения точно устанавливают, какие теплоемкости (C или c') даны в таблицах. При необходимости табличное значение теплоемкости можно пересчитать по формулам (40) и (41). Если требуется учесть изменение теплоемкости с изменением температуры, то поступают, как указано в главе IV, § 4.

Перечисленные выше формулы можно применить и для определения количества вещества (массы m), необходимого для охлаждения парового или горячего тела. В этом случае количество теплоты должно быть задано или рассчитано по удельной теплоте сгорания, а в правую часть уравнений следует вводить члены, учитывающие количество теплоты, которое затрачивается на испарение и перегрев пара.

Глава V. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

§ 1. Термодинамическая система и процессы, протекающие в ней. Термодинамической системой называется тело, совокупность тел или часть материальной среды, выделенная для изучения термодинамическими методами. Все остальные тела или части среды, не входящие в состав термодинамической системы, объединяются в состав термодинамической среды. Например, если ментол в понятии «охлаждающая среда», то в баллоне, то термодинамики исследуют газ, а баллон и окружающая его среда являются газом, а баллон и окружающий его воздух будут окружающей средой. Система, лишенная возможности обмениваться энергией с окружающей средой, называется *изолированной*. При изучении изолированной системы изменения, происходящие в окружающей среде, не рассматриваются. Изолированная система находится в определенном состоянии, которое не изменяется без воздействия окружающей среды. Если система не изолирована, то она может обмениваться энергией с окружающей средой, и состояние системы изменяется.

Состояние описывается *равновесным*, если температура и давление одинаковы во всех точках термодинамической системы. При этом внутри системы отсутствуют обмен энергии между ее частями, параметры не изменяются и имеют определенное значение. Уравнение состояния ($pV = nRT$ и или другое) справедливо только для равновесного состояния и только равновесное состояние может на графике обозначаться точкой. Система будет оставаться в равновесном состоянии до тех пор, пока не начнется обмен энергией с окружающей средой. Обмен энергией начинается в том случае, когда появится разность температур и давлений между системой и окружающей средой, и поверхность, ограничивающая систему, допускает передачу теплоты или совершение

работы, т. е. когда система становится неизолированной.

Термодинамическим процессом называется изменение состояния термодинамической системы, происходящее в результате обмена энергией в форме работы и теплоты. Любой процесс можно рассматривать как последовательный ряд состояний системы. Процесс называется *равновесным*, если он состоит из последовательного ряда равновесных состояний. Только равновесный процесс может быть на графике изображен линией. Равновесные процессы происходят бесконечно медленно под действием бесконечно малой разности температур и давлений, они являются идеальными и обратимыми.

Обратимыми называются процессы, в которых система может быть возвращена в исходное состояние и не остается изменений в окружающей среде (не должно быть потерь энергии). Реальные процессы в природе неравновесны и необратимы, они происходят под действием больших разностей температур и давлений. При неравновесном процессе в каждый момент времени параметры системы в различных точках неодинаковы, поэтому неравновесное состояние нельзя изобразить на графике одной точкой, оно может быть представлено некоторой областью, границы которой определить трудно. Особенности неравновесных (необратимых) процессов рассматриваются при изучении второго закона (начала) термодинамики. В произвольном равновесном термодинамическом процессе изменяются все параметры системы: масса, объем, давление и температура.

Уравнением процесса называется математическое выражение связи между параметрами в данном конкретном процессе. Уравнение процесса при одновременном изменении всех параметров (m, p, V, T и др.) создать трудно, проще рассматривать процесс, в котором некоторые параметры остаются постоянными. Процесс, протекающий при постоянном параметре, называется *изопротессом* (от греческого слова *изос* — равный).

§ 2. Внутренняя энергия и работа термодинамической системы. Энергия есть физическая величина, зависящая от состояния системы (функция состояния), изменение энергии всегда связано с совершением работы или передачей теплоты. Энергия является общей количественной мерой всех форм движения материи. Различают внешнюю и внутреннюю энергию системы. Внешняя энер-

гия состоит из кинетической энергии движения всей системы в целом относительно тел окружающей среды и потенциальной энергии, обусловленной положением системы в поле сил, например в поле сил тяжести. *Кинетическая энергия* учитывается в термодинамике при изучении потока газа или жидкости, а *потенциальная энергия* в большинстве случаев вообще не учитывается, так как термодинамика не изучает положение систем в силовых полях.

Внутренняя энергия термодинамической системы есть энергия всех микрочастиц, составляющих систему, а также энергия их взаимодействия. Внутренняя энергия складывается из *кинетической энергии поступательного, вращательного и колебательного движений молекул, энергии молекулярного взаимодействия с другими энергия движения электронов и их взаимодействия с ядрами атома, энергии нуклонов ядра* и их взаимодействия и т. д. Термодинамика не рассматривает всю сложность понятия внутренней энергии и никогда не вычисляет полного количества внутренней энергии, она пользуется только (фактом), что величина внутренней энергии является функцией состояния системы. С изменением состояния системы изменяется и ее энергия, т. е. внутреннюю энергию системы можно рассматривать как одну из функций состояния системы наравне с другими параметрами (m, P, V, T). Изменение внутренней энергии системы является важной характеристикой термодинамических процессов, оно не зависит от характера термодинамического процесса, а определяется как разность внутренних энергий в конечном (U_2) и начальном (U_1) состоянии:

$$\Delta U = U_2 - U_1. \quad (56)$$

Проще всего изменение внутренней энергии вычислить при нагревании газа *при постоянном объеме* ($V = \text{const}$), когда газ не может совершать работу расширения и все подводимое тепло расходуется на увеличение внутренней энергии газа:

$$Q = \Delta U.$$

которое рассчитывают так же, как количество теплоты

$$\Delta U = m c_V \Delta T.$$

Для единицы массы газа изменение внутренней энергии при постоянном объеме

$$\Delta U = c_V \Delta T. \quad (57)$$

При нагревании газа *при постоянном давлении* ($P = \text{const}$) изменение внутренней энергии рассчитывают по уравнению первого закона термодинамики с учетом работы расширения газа.

Максимальная работа является энергетической характеристикой процесса перемещения или деформации тела под воздействием силы. При перемещении тел количество произведенной работы вычисляют по формуле

$$L = P \cos \alpha x.$$

где P — сила, действующая на данное тело, x или l кгс; α — перемещение тела от первого положения до второго положения, m ; α — угол между вектором силы и вектором скорости (направлением перемещения в данный момент).

В Международной системе единиц (СИ) в качестве единицы количества работы принят джоуль. *Один джоуль равен работе силы в 1 Н на пути в 1 м: 1 Дж = 1 Н · 1 м.* В системе МКГСС единица измерения работы килограмм — сила — метр: 1 кгс · м = 1 кгс · 1 м. Количество работы всегда соответствует измененному количеству энергии термодинамической системы. В этом легко убедиться на простом примере: если закручивать пружину часов, то работа соответствует увеличению потенциальной энергии пружины.

$$L = E_2 - E_1, \quad (58)$$

где E_1 и E_2 — энергия пружины соответственно в начальном и конечном состоянии.

Следовательно, *работа является механической формой передачи энергии, и количество работы является мерой изменения (увеличения или уменьшения) количества энергии.* Поэтому энергия измеряется в тех же единицах, что и работа. При совершении работы все частицы тела движутся в одном направлении перемещения тела, поэтому работа является формой передачи энергии упорядоченного, направленного движения частиц тела.

Работа газа. Газ, расширяясь в цилиндре, перемещает поршень двигателя, и молекулы газа наряду с хаотическим тепловым движением совершают поступа-

тельное движение вслед за перемещением поршня. Пусть газ массой 1 кг находится в цилиндре под поршнем площадью F (см. рис. 7). Поршень находится на расстоянии h_1 от дна цилиндра. К газу подвели малое количество теплоты ΔQ и при расширении газа поршень поднялся на расстояние h_2 . Работа газа по преодолению сил

$$\Delta W = G\Delta h, \text{ но } G = pF,$$

где p — давление газа, а F — площадь поршня,

тогда

$$\Delta W = pF\Delta h = p(Fh_2 - Fh_1) = p(v_2 - v_1)$$

или

$$\Delta W = p\Delta v, \quad (59)$$

где Δv — изменение удельного объема газа, м³/кг.

Количество теплоты ΔQ , подводимое к газу, можно рассчитать по массе сгоревшего топлива, его удельной теплоте сгорания или другими способами. Изменение внутренней энергии 1 кг газа при постоянном давлении вычисляют следующим образом:

$$\Delta u = \Delta q - p\Delta v, \quad (60)$$

Изменение внутренней энергии равно разности между количеством теплоты, подводенной к системе, и количеством работы, совершенной системой. Все члены уравнения (60) должны быть выражены в одинаковых единицах (Дж/кг или ккал/кг).

Теплота — кинетическая энергия хаотического движения молекул. При нагревании тело не перемещается, в нем усиливается хаотическое, беспорядочное движение молекул. Количество теплоты, переданной телу, равно количеству энергии, прибавившейся в всех частиц этого тела, может быть вычислено по формуле

$$Q = mc_v T_2 - mc_v T_1,$$

где m — масса тела, кг; c_v — удельная теплоемкость в Дж/(кг·К) или ккал/(кг·К); T_1 , T_2 — абсолютная температура тела соответственно до и после получения теплоты.

Произведение $mc_v T$ характеризует внутреннюю энергию тела в данном состоянии (при температуре T). Поскольку теплота является мерой измерения энергии, ее количество измеряется в системе СИ в джоулях (Дж), внесистемные единицы измерения калория (кал) и килокалория (ккал). Таким образом, количество теплоты

и количество работы являются мерами изменения энергии. Эквивалентность теплоты и механической работы впервые показал в 1842 г. австрийский ученый Р. Майер. В 1843 г. английский ученый Д. Джоуль экспериментально доказал эквивалентность теплоты и работы и определил точное значение эквивалента:

$$Q = \Delta L, \quad (61)$$

где ΔL — тепловая эквивалент механической работы.

Если теплота Q и работа L измеряться в одинаковых единицах, то $\Delta = 1$; если теплоту измерять в калориях, а работу в килограмм-сила-метрах, то тепловой эквивалент работы $\Delta = 1/427$ ккал/(кгс·м). Если теплоту измерять в калориях, а работу в джоулях, то $\Delta = 1/4,187$ кал/Дж.

§ 3. Первый закон (начало) термодинамики. К середине XIX в. после установления связи между различными формами движения материи был сформулирован закон сохранения энергии: *энергия не возникает и не исчезает, она может лишь в различных формах переходить от одних тел к другим, и вообще ее количество в изолированной системе остается постоянным.*

Закон сохранения энергии является первым и основным законом (началом) термодинамики. При термодинамическом анализе процессов изменения внутренней энергии системы выражается через количество работы и теплоты, которыми система обменивается с окружающей средой. Иными словами, энергия, переданная системе окружающей средой в форме тепла, должна быть равна сумме увеличенная внутренней энергии и работы, которую совершила система.

$$Q = \Delta U + L, \quad (62)$$

где Q — количество теплоты, подводимое к системе; ΔU — изменение внутренней энергии системы; L — количество работы.

Количество теплоты Q принято считать положительным, если оно увеличивает внутреннюю энергию окружающей среды. Количество механической работы L принято считать положительным, если оно уменьшает внутреннюю энергию системы, т. е. когда система «совершает» работу против сил окружающей среды вследствие расширения рабочего тела.

С учетом этих правил первое начало термодинамики для единицы массы термодинамической системы формулируется так: *теплота, сообщенная единице массы газа в каком-либо процессе, расходуется на увеличение его внутренней энергии и на совершение работы расширения.*

$$\Delta q = \Delta u + \Delta l,$$

где Δq — количество теплоты, сообщенное единице массы газа; Δu — изменение внутренней энергии; Δl — количество работы, произведенной единицей массы газа.

Подставляя значение Δu из формулы (57) и Δl из формулы (59), получим в развернутом виде математическую запись первого начала термодинамики для единицы массы газа:

$$\Delta q = c_v dT + p dv. \quad (62a)$$

Существуют и другие формулировки первого начала термодинамики, например изменение внутренней энергии системы равно разности между количеством теплоты и количеством работы; или невозможно построить вечный двигатель (*Perpetuum mobile*) первого рода, т. е. такую машину, которая совершала бы работу без потребления тепла Q из окружающей среды. Все эти формулировки выражаются уравнением (62) и (62a), которое называется *уравнением первого начала термодинамики*.

§ 4. Энтальпия. Во многих термодинамических расчетах наряду с внутренней энергией используется другая величина, равная сумме внутренней энергии и произведения давления на объем системы. Эта величина называется *энтальпией*. Энтальпией единицы массы газа i рассчитывают по уравнению:

$$i = u + pv, \quad (63)$$

где u — внутренняя энергия единицы массы газа, Дж/кг; p — давление, Па; v — удельный объем, м³/кг.

Система в каждом состоянии имеет вполне определенное значение параметра u , p , и, поэтому и энтальпия имеет определенную величину для каждого состояния системы. Энтальпия, как и внутренняя энергия, является *функцией состояния системы*. Если в равенство (63) подставить значение $u = c_v T$ и $pv = RT/\mu$, получим:

$$i = c_v T + RT/\mu = (c_v + R/\mu) T,$$

где $c_v + R/\mu = c_p$ — Уравнение Майера для 1 кг газа, тогда

$$i = c_p T, \quad (64)$$

где c_p — удельная теплоемкость газа при постоянном давлении.

Энтальпия газа численно равна количеству теплоты, необходимого для нагревания единицы массы газа от 0 до T , К при постоянном давлении. Изменение энтальпии можно выразить следующим образом:

$$\Delta i = c_p \Delta T. \quad (65)$$

Дифференцируя уравнение (63) и подставляя значение Δu из уравнения (60), получим

$$\Delta i = \Delta q + v dp. \quad (66)$$

Уравнение (66) представляет собой математическую запись первого начала термодинамики для единицы массы газа, выраженную через энтальпию. Изменение внутренней энергии при постоянном давлении (уравнение 63) можно записать в виде

$$\Delta u = \Delta i - p \Delta v.$$

Подставив это значение в уравнение первого начала термодинамики (62a), получим:

$$\Delta q_p = \Delta i; \quad \Delta q_p = i_2 - i_1. \quad (67)$$

При постоянном давлении вся теплота, подведенная к системе, расходуется на увеличение энтальпии. Энтальпия имеет большое значение при термодинамическом исследовании открытых систем. Система называется открытой, если кроме обмена энергией с окружающей средой происходит обмен массой веществ. В этом случае основной параметр системы — масса (m) становится переменным и расчет всех процессов значительно усложняется.

Оннсация термодинамических процессов. Исследовать термодинамический процесс — значит выявить математическую связь параметров газа в этом процессе (уравнение процесса); построить график процесса в $p-v$ координатах (рабочую диаграмму), оценить работу газа и рассчитать количество теплоты, необходимое для совершения этого процесса. Ниже дано описание исследования известных термодинамических процессов, протекающих в газах.

§ 5. Изохорный процесс. Термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме, называется *изохорным* (от греческих слов *изо* — равный, *хора* — про-

странство). Уравнение изохорного процесса для постоянной массы газа ($m = \text{const}$) выражает закон Шарля (18). При изохорном процессе давление изменяется пропорционально абсолютной температуре и отношение давления к абсолютной температуре в любой момент процесса есть величина постоянная:

$$p/T = \text{const}. \quad (68)$$

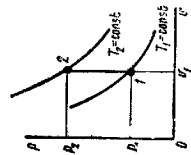


Рис. 9. Изохорный процесс

График изохорного процесса в координатах $p-v$ изображается прямой линией (рис. 9). Запишем уравнение процесса между состояниями 1 и 2:

$$p_1/T_1 = p_2/T_2. \quad (69)$$

Поскольку $v = \text{const}$ и объем не изменяется, то $L = 0$, т. е. работа при этом процессе не совершается, и на основании первого начала термодинамики (62) подведенная к газу теплота расходуется только на повышение внутренней энергии, что для единицы массы газа можно записать в следующем виде:

$$\Delta q_v = \Delta u = c_v \Delta T. \quad (70)$$

Полное количество теплоты для m килограммов газа рассчитывают по формуле

$$Q_v = mc_v \text{cp} \left| \frac{T_2}{T_1} (T_2 - T_1) \right|. \quad (71)$$

§ 6. **Изобарный процесс.** Термодинамический процесс, протекающий при постоянном давлении, называется изобарным (от греческого слова барос — тяжесть). Уравнение изобарного процесса получено эмпирически и для $m = \text{const}$ является математическим выражением закона Гей-Люссака (14).

При изобарном процессе объем газа изменяется пропорционально абсолютной температуре и отношение объема газа к абсолютной температуре в любой момент процесса есть величина постоянная:

$$v/T = v_2/T_2 = \text{const}.$$

График изобарного процесса представлен на рис. 10. На графике работа изобарного процесса изображается

площадью прямоугольника $v_1 - I - 2 - v_2$. Количество работы единицы массы газа вычисляют по формуле

$$A_{1,2} = p(v_2 - v_1).$$

Теплота в изобарном процессе вычисляется через среднюю удельную теплоемкость при постоянном давлении:

$$Q_p = mc_p \text{cp} \left| \frac{T_2}{T_1} (T_2 - T_1) \right|. \quad (72)$$

Из уравнения первого начала термодинамики (62а) следует, что в изобарном процессе вся подведенная теплота расходуется на изменение энтальпии (67):

$$\Delta q_p = \Delta h.$$

§ 7. **Изотермический процесс.** Термодинамический процесс, протекающий при постоянной температуре, называется изотермическим (от греческого слова термос — тепло). Уравнение изотермического процесса получено экспериментально и известно как закон Бойля — Марриотта (9):

$$p_1 v_1 = p_2 v_2. \quad (73)$$

График изотермического процесса (рабочая диаграмма) в координатах $p-v$ приведен на рис. 11. Для вычисления работы единицы массы газа нужно изменить параметры p и v и связать уравнением (73) с известными параметрами p_1 и v_1 исходного состояния

$$p v = p_1 v_1.$$

Выразить значение p через другие параметры и подставить в уравнение работы (59), окончательно получим:

$$A_{1,2} = p_1 v_1 \ln v_2/v_1. \quad (74)$$

Так как температура в процессе постоянна, то изменение внутренней энергии равно нулю $\Delta u = 0$ (57) и в соответствии с первым началом термодинамики (62а)

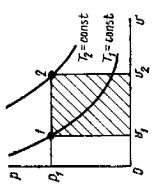


Рис. 10. Изобарный процесс

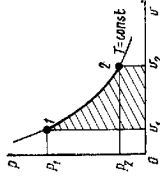


Рис. 11. Изотермический процесс

$dQ = \Delta I$, т. е. в изотермическом процессе идеального газа вся подводенная теплота расходуется на работу при расширении газа.

Подное количество теплоты для m килограммов газа рассчитывают по формуле

$$Q_{\pm} = m p_1 v_1 \ln (v_2/v_1). \quad (75)$$

§ 8. Адиабатный процесс. Термодинамический процесс, в котором система не обменивается теплотой с окружающей средой, называется адиабатным. В адиабатном процессе одновременно меняются объем, температура и давление газа. Незменными остаются масса ($m = \text{const}$) и энтропия, поэтому процесс называют иногда **изотропическим**. Адиабатные процессы происходят не только при идеальной тепловой изоляции, но и в реальных условиях, когда процесс протекает быстро (быстрое сжатие газа в цилиндре, взрыв и т. д.).

Уравнение адиабатного процесса выводится из первого начала термодинамики (62а) с учетом уравнения Майера (46) и имеет вид

$$T v^{\gamma-1} = \text{const}. \quad (76)$$

Если газ из состояния 1 перешел адиабатно в состояние 2 (рис. 12), то уравнение процесса можно записать так:

$$T_1 v_1^{\gamma-1} = T_2 v_2^{\gamma-1}. \quad (77)$$

Заменяя параметры по уравнению Клапейрона — Менделеева в каждом состоянии, получим

$$p_1 v_1^{\gamma} = p_2 v_2^{\gamma} \text{ или } p v^{\gamma} = \text{const}. \quad (78)$$

В таком виде уравнение адиабатного процесса называют уравнением Пуассона. Соотношение температур и давлений в процессе:

$$T_1/T_2 = (p_1/p_2)^{(k-1)/k}. \quad (79)$$

График адиабатного процесса в координатах $p-v$ изображается неравнобокой гиперболой $I-2$ (см. рис.

12), описываемой уравнением (78). *Работу единицы массы газа в адиабатном процессе вычисляют по уравнению (59), в котором изменяющееся давление выражают через удельный объем v и параметры начального состояния по уравнению (78)*

$$p = p_1 (v_1/v_2)^k, \text{ тогда}$$

$$I_{1,2} = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \int_{v_1}^{v_2} \frac{p_1 v_1^k}{k-1} \left[v_2^{-(k-1)} - v_1^{-(k-1)} \right] dv.$$

Преобразуя полученное выражение, представим его в виде

$$I_{1,2} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - (v_1/v_2)^{k-1} \right]. \quad (80)$$

На графике (см. рис. 12) работа адиабатного процесса выражается площадью заштрихованной фигуры $v_1 I-2-v_2$. Если параметры в уравнении (80) заменить на параметры по уравнению Клапейрона — Менделеева, то получим:

$$I_{1,2} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k} \right]. \quad (81)$$

Из первого начала термодинамики (62) при $Q=0$ имеем

$$L = -\Delta U.$$

При адиабатном процессе расширения работа совершается газом за счет уменьшения внутренней энергии. Используя формулы (81) и (57) в развернутом виде, можно написать

$$\left[p_1 v_1 (k-1) \left[1 - (p_2/p_1)^{(k-1)/k} \right] \right] = -c_p \Delta T. \quad (82)$$

При адиабатном сжатии газа работа внешних сил равна увеличению внутренней энергии, т. е. газ нагревается на $\Delta T = T_2 - T_1$ градусов.

§ 9. Политропный процесс. Реальные процессы в тепловых машинах, при пожарах и взрывах протекают при наличии теплообмена и с изменением величин m , p , v и T , т. е. почти всех параметров. Такие процессы не являются адиабатными или изотермическими. На рис. 13 в координатах $p-v$ или $m = \text{const}$ эти процессы располагаются между изотермой (кривая $pv = \text{const}$) и адиабатой (кривая $p v^k = \text{const}$). Таких процессов может быть много или один процесс может состоять из последова-

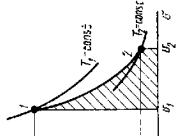


Рис. 12. Адиабатный процесс

тельного ряда отдельных процессов, поэтому их называют политагонами и. Уравнение политропного процесса (при $m = \text{const}$) имеет вид

$$pV^n = \text{const}. \quad (83)$$

В этом уравнении n — постоянная величина для каждого конкретного процесса (каждой его части) и называется *показателем политропы*. Показатель политропы может принимать различные значения в пределах от $n=1$ (изотермический процесс) до $n=k$ (адиабатный процесс), т. е. $1 < n < k$.

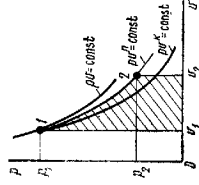


Рис. 13. Политропный процесс

Уравнение политропного процесса по форме одинаково с уравнением адиабатного процесса и отличается лишь показателем степени удельного объема. Это сходство позволяет использовать формулы (80) и (81) для вычисления удельной работы политропного процесса.

$$I_{1,2} = [p_1 v_1 / (n-1)] [1 - (v_1 / v_2)^{n-1}]. \quad (84)$$

Полное количество теплоты в политропном процессе для m килограммов газа определяют по уравнению

$$Q_n = mc_p \Delta T + [m p_1 v_1 / (n-1)] [1 - (v_1 / v_2)^{n-1}]. \quad (85)$$

где c_n — удельная теплоемкость газа в политропном процессе.

Удельную теплоемкость c_n определяют по теплоемкости и показателю адиабаты k :

$$c_n = c_p (n-k) / (n-1). \quad (86)$$

Из этого выражения видно, что если считать $c_p = \text{const}$, то и теплоемкость идеального газа в политропном процессе будет постоянной. В пределах $1 < n < k$ значение c_n отрицательно. Это значит, что, несмотря на подвод тепла, температура газа уменьшается в результате сильного его расширения. При политропном сжатии газа его температура повышается, но менее резко, чем при адиабатном сжатии, так как происходят потери (отвод) тепла. Если известны параметры начального (p_1, v_1) и конечного (p_2, v_2) состояний политропного процес-

са, то показатель политропы можно вычислить по уравнению

$$n = (\lg p_2 - \lg p_1) / (\lg v_1 - \lg v_2). \quad (87)$$

§ 10. Некоторые задачи пожарной безопасности. Пожар всегда сопровождается различными термодинамическими процессами. С определенной степенью приближения можно реальный процесс считать изотермическим, адиабатным или политропным и применять для расчета уравнения, приведенные в соответствующих параграфах этой главы. Взрыв, например, можно считать адиабатным процессом расширения газа и применять уравнение процесса (78) и работы (81) для расчета размеров вышибных панелей, предохраняющих здание от разрушения. Процессы расширения газов, происходящие более медленно, можно считать политропными и вычислять приведенную ими работу по формуле (84). Нагревание газов и паров в закрытых емкостях можно считать изохорным процессом и использовать уравнение (69) для определения конечного давления или конечной температуры с последующей оценкой пожарной опасности. Первое начало термодинамики есть закон сохранения энергии, поэтому уравнения (62), (62а), (66) применяются во всех тепловых расчетах, в том числе для целей пожарной безопасности.

Для расчета количества теплоты, необходимой для нагревания известной массы вещества от температуры T_1 до T_2 , используют уравнения (71), (72), (75). При известном количестве теплоты Q по этим уравнениям можно определить повышение температуры ΔT или конечную температуру T_2 и сделать вывод о пожарной безопасности. Пользуясь уравнением (62а) вместе с уравнением (57), можно рассчитать работу, совершенную газом, без определения сил сопротивления и другой ную газом, без определения сил сопротивления и других механических показателей. По уравнениям (66), (65) и (70) можно определить Δp в баллонах и других емкостях, нагревающихся при пожаре, и сделать выводы о причинах взрыва или пожарной безопасности.

Глава VI. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ЦИКЛЫ

§ 1. Прямые и обратные циклы. Коэффициент полезного действия цикла. Процесс изменения состояния системы, в котором конечное состояние совпадает с ис-

ходным, называется замкнутой (круговым) процессом или термодинамическим циклом. Все параметры и функции, изменяющиеся в процессе, в конце цикла принимают первоначальное значение. На диаграмме состояния (в координатах p, v) цикл изображается замкнутой линией (рис. 14).

Прямые циклы. Пусть в произвольном цикле состоящие системы изменяются в направлении, обозначенном

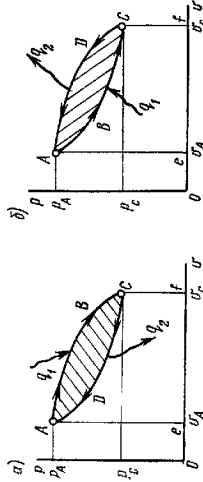


Рис. 14. Термодинамические циклы
а — прямой (двигатель); б — обратный (холодильная машина)

стрелками (см. рис. 14, а). На участке цикла ABC газ расширяется, увеличивается удельный объем и температура. Следовательно, работа газа положительна и изображается площадью фигуры $eABCf$. Для совершения этой работы газ потребляет теплоту q_1 . На участке CA система сжимается до первоначального состояния внешними силами, поэтому работа (площадь $fCDAe$) отрицательна и система отдает внешней среде теплоту q_2 . Суммарная работа за цикл в данном примере положительна (работа расширения больше работы сжатия) и изображается площадью, ограниченной линиями процессов цикла $ABCA$ (заштриховано):

$$l_4 = \text{пл. } eABCf - \text{пл. } fCDAe = \text{пл. } ABCDA.$$

Система поглотила $\Delta q = q_1 - |q_2|$ теплоты и совершила соответствующее количество работы. Можно сказать, что произошло превращение теплоты в механическую работу. Такие циклы совершает рабочее тело в тепловых двигателях, они называются циклами двигателей или **прямыми**.

Обратные циклы. Если изменить последовательность процессов в цикле и расширение газа осуществить при более низком давлении, чем сжатие (см. рис. 14, б), положительная работа расширения (пл. $eABCf$) будет меньше отрицательной работы сжатия (пл. $fCDAe$). В этом случае суммарная работа за цикл (пл. $ABCA$ заштрихована) будет отрицательна, т. е. не система произвела работу, а внешние силы совершили дополнительную работу над системой. Поскольку газ расширялся при более низком давлении, то теплота q_1 , необходимая для расширения, поступала от более холодного тела, а при сжатии теплота q_2 переходила к телу, имеющему более высокую температуру, чем первое тело. Циклы, в которых за счет затраты работы происходит перенос теплоты от холодного тела к более нагретому, называются **холодильными или обратными циклами**.

Коэффициент полезного действия (КПД) цикла. В прямом цикле в работу переходит определенное количество теплоты $\Delta q = q_1 - q_2$. Эффективность превращения теплоты в работу в цикле характеризуется КПД цикла. Коэффициент полезного действия цикла равен отношению работы, совершенной системой за цикл, к количеству теплоты, подведенной к системе за этот цикл:

$$\eta = l_4/q_2 = (q_1 - q_2)/q_1. \quad (88)$$

Величина КПД зависит от процессов, составляющих цикл, и от условий их проведения. Первая зависимость очевидна, так как разные процессы дают различное количество работы (см. главу V). Условия проведения процессов влияют следующим образом: чем меньше потеря энергии и чем ближе температура рабочего тела к температуре нагревателя (T_1) или холодильника (T_2), тем выше КПД цикла. При прочих равных условиях наибольшее значение КПД будут иметь циклы, составленные из равновесных (обратных) процессов. Циклы, состоящие из равновесных (обратных) процессов, называются **равновесными (обратными) циклами**. (Не смешивать с обратными и циклами!).

§ 2. Цикл Карно и его термический коэффициент полезного действия

Французский ученый Сади Карно проанализировал различные циклы и в 1824 г. предложил наилучший цикл, для осуществления которого достаточно иметь в

Подставляя в формулу (88) значение теплоты q_1 и q_2 и сокращая на $R \ln(v_2/v_1)$ получим

$$\eta = 1 - T_2/T_1. \quad (90)$$

Термический КПД цикла Карно зависит только от температуры нагревателя T_1 и температуры холодильника T_2 и не зависит от свойств рабочего тела. Этот вывод носит название теоремы Карно. В природе не существует источников теплоты с бесконечно высокой температурой ($T_1 = \infty$) или приемников теплоты с температурой, равной абсолютному нулю ($T_2 = 0$), поэтому отношение T_2/T_1 всегда больше нуля. Следовательно, КПД цикла Карно всегда больше единицы.

Из формулы (90) следует, что КПД тем больше, чем меньше отношение T_2/T_1 , т. е. чем ниже T_2 и выше T_1 . Максимальная температура T_1 , приемлемая в большинстве реальных двигателей, 1000—2000 К. В ракетных двигателях используются температуры до 4000 К, однако, несмотря на применение очень стойких материалов, эти двигатели рассчитывают на очень короткий срок службы. Приемником теплоты в наземных условиях служит атмосферный воздух или вода, поэтому температура T_2 равна приблизительно 300 К.

Цикл Карно состоит из двух равновесных (обратимых) изотермических процессов, при которых теплота полностью переходит в работу, и двух адиабатных процессов, при которых полностью исключен теплообмен с окружающей средой ($\Delta Q = 0$), поэтому КПД цикла Карно является максимально возможным. *У любого другого цикла КПД меньше, чем у цикла Карно; у реальных циклов КПД еще меньше, так как они не могут быть равновесными и в реальных двигателях всегда происходят потери теплоты.* Если в цикле Карно направленные процессы изменить на противоположные, то он будет называться обратным циклом Карно и представлять собой идеальный цикл холодильной машины.

§ 3. Второй закон (начало) термодинамики. Из анализа равновесных обратимых циклов очевидно, что в прямом цикле можно получить положительную работу за счет потребления теплоты q_1 , но при этом обязательно часть теплоты (q_2) должна быть отдана холодильнику. В обратном цикле можно отобрать теплоту q_2 от более холодного тела и передавать теплоту q_1 более го-

оуждающей среде два тела с разными температурами. Цикл Карно состоит из четырех равновесных процессов: двух изотермических и двух адиабатных (рис. 15). Из первого состояния с наибольшим давлением P_1 и температурой T_1 газ расширяется изотермически (процесс 1—2 или $T_1 = \text{const}$); производит работу $[A_{12} = RT \ln(v_2/v_1)]$ и подучает от нагревателя теплоту q_1 . Процесс 2—3—4—1 адиабатный ($\Delta Q = 0$), газ совершает работу за счет внутренней энергии (82), поэтому температура уменьшается от T_1 до T_2 . Процесс 3—4—изотермическое сжатие газа при $T_2 = \text{const}$, в этом случае работа отрицательна ($A_{34} = -RT \ln(v_4/v_3)$), при сжатии газ нагревается, поэтому для обеспечения $T_2 = \text{const}$ следует отвести теплоту q_2 к холодильнику. Процесс 4—1—адиабатное сжатие газа ($\Delta Q = 0$), в этом случае работа газа отрицательна, температура и давление газа в процессе сжатия повышаются до исходных значений (P_1, T_1) и состояние газа совпадает с начальным, т. е. процесс замкнулся, система совершила один полный цикл.

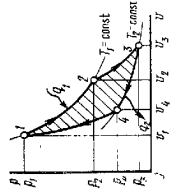


Рис. 15. Цикл Карно

Работа, совершенная системой, в координатах $P-v$ изображена площадью фигуры, ограниченной линиями процессов 1—2—3—4—1 (заштрихована). Система получила теплоту q_1 и отдала теплоту q_2 . Коэффициент полезного действия прямого равновесного цикла Карно определяем из общего выражения (88):

$$\eta = 1 - q_2/q_1. \quad (89)$$

В равновесных процессах количество теплоты равно количеству работы, следовательно:

$$q_1 = RT_1 \ln(v_2/v_1) \text{ и } q_2 = RT_2 \ln(v_4/v_3).$$

Легко доказать, что

$$\ln(v_2/v_1) = \ln(v_4/v_3).$$

Для этого надо написать уравнение адиабатных процессов 2—3 и 4—1 в виде $T v^{\gamma-1} = \text{const}$, и поделив их одно на другое, получим:

$$v_2/v_1 = v_4/v_3.$$

ряему телу, но при этом над системой должна быть совершена работа, которая переходит в теплоту:

$$\Delta q = q_1 - |q_2|.$$

Обратимые процессы передачи теплоты с одного температурного уровня на другой неизбежно связаны с работой термодинамической системы, совершающей цикл, и, следовательно, с процессами превращения теплоты в работу или работы в теплоту.

Реальные процессы являются неравновесными, необратимыми и сами могут протекать только в определенном направлении. Опыт подтверждает, что теплота сама по собой всегда переходит только от тела с высокой температурой к телу с низкой температурой, или система с большим давлением всегда совершает работу над системой с меньшим давлением. Поэтому при непосредственном взаимодействии тел с разными температурами или давлениями энергия передается необратимо и только в направлении большего давления (передача теплоты) или меньшего давления (передача в форме работы).

Известно, что при совершении работы в реальных процессах в результате трения всегда происходит самопроизвольное превращение работы в теплоту. Превращение теплоты в работу может быть только при наличии двух тел с различной температурой и посредника между этими телами в виде термодинамической системы, совершающей прямой цикл. Рассогласенные процессы свидетельствуют о качественной неравноценности теплоты и работы как форм обмена энергией. Эта неравноценность проявляется только в необратимых процессах. Теплота (хаотическое движение молекул) является менее совершенной формой обмена энергией, поэтому работа (упорядоченное движение молекул) при малейшем нарушении равновесности процесса самопроизвольно превращается в теплоту.

Закономерности необратимых процессов описывает второе начало термодинамики. Существует много формулировок второго начала термодинамики, на первый взгляд, различных, но выражающих одну сущность — свойства необратимых процессов. Наиболее распространены следующие.

1. *Теплота не может переходить сама собой от более холодного тела к более горячему. Формулировка под-*

черкивает направление необратимого процесса теплообмена между телами: теплота самопроизвольно всегда переходит от тел с высокой температурой к телам с низкой температурой, а для обратного перехода нужны специальные искусственные условия (наличие термодинамической системы, совершающей цикл, и затраты работы).

2. *Невозможно осуществить вечный двигатель второго рода, т. е. двигателя, который работал бы с одним источником теплоты, непрерывно превращал бы в работу теплоту q_1 без отвода теплоты q_2 к другому телу, т. е. без разности температур $T_1 - T_2$. Такой двигатель, по-прежнему, например, теплоту воды океана, был бы вечным. Эта формулировка подчеркивает, что для превращения теплоты в работу необходимы искусственные условия: наличие двух тел с различными температурами и термодинамической системы, способной совершать цикл и производить работу.*

§ 4. **Понятие энтропии. Возрастающее энтропии в реальных процессах.** Характерной особенностью неравновесных процессов является самопроизвольное неизбежное превращение работы в теплоту. Теплота же самопроизвольно переходит от нагретых тел к холодным. При этом нагретые тела теряют свою «работоспособность» — возможность передавать энергию в форме работы другим телам. Потеря работоспособности связана с изменением состояния тел, т. е. является функцией состояния. На существование этой функции впервые указал в 1852 году немецкий физик Р. Клаузиус.

Для каждой термодинамической системы существует физическая величина (энтропия), характеризующая уменьшение изменения энергии системы к ее средней температуре. Изменение энтропии в равновесных процессах происходит только при передаче энергии в форме теплоты. Основная особенность энтропии состоит в том, что она изменяется при теплообмене.

Изменение энтропии Δs связано с переданным количеством теплоты

$$\Delta q = T \Delta s.$$

(91)

Энтропия не может быть измерена прибором, нельзя определить ее нулевое значение, поэтому, пользуясь уравнением (91), можно определить лишь изменение энтропии термодинамической системы:

$$\Delta s = \Delta q / T.$$

(92)

Выражение (92) справедливо только для равновесных процессов. В неравновесных процессах часть работы обязательно превращается в теплоту, за счет которой дополнительно увеличивается энтропия системы, т. е. *при неравновесных процессах энтропия системы всегда является больше, чем при равновесном процессе* (принцип возрастания энтропии в неравновесных процессах). Математически это выражается неравенством

$$\Delta S_{\text{всп}} \geq \Delta q_1/T_1 \quad (93)$$

Объединяя выражения (92) и (93), получим математическую запись второго начала термодинамики через изменение энтропии:

$$\Delta S \geq \Delta q_1/T_1 \quad (94)$$

Знак равенства относится к равновесным (обратимым) процессам, знак неравенства — к необратимым процессам. В изолированной системе *при необратимой передаче теплоты энтропия возрастает, при обратимых (равновесных) процессах остается постоянной*.

Пусть изолированная система состоит из двух тел, имеющих разную температуру. При тепловом контакте этих тел будет протекать неравновесный теплообмен. Изменение энтропии всей системы равно сумме изменений энтропии тел:

$$\Delta S_0 = \Delta S_1 + \Delta S_2 = -\Delta q_1/T_1 + \Delta q_1/T_2 = \Delta q_1(1/T_2 - 1/T_1), \quad (95)$$

где Δq_1 — количество теплоты, переданной от тела 1 к телу 2. Так как $T_1 > T_2$, то $\Delta S_0 > 0$, т. е. *энтропия изолированной системы при наличии в ней необратимого теплообмена возрастает*. Для равновесного теплообмена между телами 1 и 2 необходима термодинамическая система, совершающая цикл Карно. Тело 1 отдает теплоту Δq_1 , и энтропия его изменится на

$$\Delta S_1 = -\Delta q_1/T_1;$$

тело 2 воспримет теплоту Δq_2 и его энтропия изменится на

$$\Delta S_2 = \Delta q_2/T_2.$$

Изменение энтропии рабочего тела системы будет равно нулю, так как после завершения цикла его параметры совпадают с первоначальными. Изменение энтропии всей системы:

$$\Delta S_0 = \Delta S_1 - \Delta S_2 = -\Delta q_1/T_1 + \Delta q_2/T_2. \quad (96)$$

Но из выражений КПД цикла Карно (89) и (90) имеем:

$$1 - q_2/q_1 = 1 - T_2/T_1 \text{ или } q_2/T_2 = q_1/T_1.$$

Полученная приведенная теплота q_1/T_1 равна отланной приведенной теплоте q_2/T_2 , следовательно, по абсолютной величине изменения энтропии тел 1 и 2 равны, $\Delta S_0 = 0$. *При равновесных процессах энтропия изолированной системы остается постоянной* ($\Delta S_0 = 0$; $s = \text{const}$).

§ 5. Термодинамический цикл поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном объеме. В настоящее время самыми распространенными являются двигатели внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном объеме.

Теплота q_1 подводится при сжатии смеси топлива с воздухом в определенной момент в каждом цилиндре двигателя. Ход поршня от верхней мертвой точки (ВМТ) до нижней мертвой точки (НМТ) называют тактом. Двигатель четырехтактный, если полный цикл осуществляется за четыре хода (такта) поршня, и двухтактный, если полный цикл осуществляется за два хода поршня.

Рассмотрим процессы, протекающие в цилиндре четырехтактного двигателя внутреннего сгорания и изображенные на диаграмме в координатах $p-v$ (рис. 16). По оси абсцисс отложен удельный объем рабочего тела (объем зависит от положения поршня), по оси ординат — абсолютное давление в цилиндре. Такая диаграмма с изображением всех процессов одного цикла называется *идеальной*.

Идеальная диаграмма двигателя изображает следующие процессы: А—1—всасывание рабочей смеси в цилиндр при постоянном давлении (практически равном атмосферному; параметры смеси p, v, T не меняются; А—1 не является линией изменения состояния); 1—2—сжатие смеси, его можно считать адиабатным, так как за время сжатия смесь не успевает передать

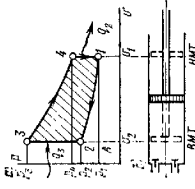


Рис. 16. Идеальный цикл (а) и схема (б) двигателя с подводом теплоты при постоянном объеме

стенкам цилиндра большого количества теплоты; составные смеси меняются (объем уменьшается, давление и температура повышаются);

2—3—подвод теплоты q_1 при $v = \text{const}$ (сторание и температура резко повышаются);

3—4—расширение продуктов сгорания; это можно считать адиабатным; 3—4 является линией изменения состояния газа;

4—1—отвод теплоты q_2 ; фактически это выхлоп — выброс горящих продуктов сгорания в атмосферу; при этом теплота уносится вместе с массой газа; фактический процесс условно заменен на диаграмме изохорным ($v = \text{const}$), так как оба процесса не производят работу перемещения поршня и количество отданной теплоты одинаково;

1—А—выталкивание остатков продуктов сгорания; при этом состояние газа не меняется и 1—А не является линией изменения состояния.

Если учесть все допущения, то можно рассчитать цикл. Для расчета необходимо знать: 1) параметры рабочего тела в точке 1 перед началом сжатия; 2) степень сжатия, т. е. отношение объемов в начале и конце сжатия;

$$v = v_1/v_2.$$

Если считать тепловыность смеси не зависящей от температуры, то удельное количество теплоты, переданное газу в процессе 2—3, равно [см. формулу (71)]:

$$q_1 = c_v(T_3 - T_2).$$

Количество теплоты, отведенное в процессе 4—1;

$$q_2 = c_v(T_4 - T_1).$$

Термический КПД цикла (89):

$$\eta = 1 - (T_4 - T_1)/(T_3 - T_2). \quad (97)$$

Представив формулу (97) в следующем виде:

$$\eta = 1 - \frac{T_1(T_4/T_1 - 1)}{T_2(T_3/T_2 - 1)}.$$

Учитывая, что для адиабатных процессов 1—2 и 3—4 можно написать уравнение (77) и что $v_2 = v_3$ и $v_1 = v_4$ (см. рис. 16), получим:

$$\eta = 1 - T_1/T_2. \quad (98)$$

В адиабатном процессе 1—2

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1} = v^{k-1},$$

откуда

$$T_2 = T_1 v^{k-1}. \quad (99)$$

Подставляя значения T_2 из формулы (99) в выражение для КПД (98), получим:

$$\eta = 1 - 1/v^{k-1}. \quad (100)$$

Термический КПД цикла с подводом теплоты при постоянном объеме зависит от степени сжатия v и от показателя адиабаты ($k = c_p/c_v$) применяемого рабочего тела.

§ 6. Другие циклы двигателей внутреннего сгорания.
Термодинамический цикл с подводом теплоты при постоянном объеме наиболее широко реализуется в двигателях внутреннего сгорания с электрическими зажиганиями (автомобили, мотоциклы и др.). Из числа других циклов, применяющихся в двигателях внутреннего сгорания, следует отметить два указанных ниже цикла.

1. Термодинамический цикл с подводом теплоты при постоянном давлении и осуществяемый в дизелях, в которых впрыск и распыление топлива производится сжатым воздухом в момент прохождения поршнем ВМТ. Этот цикл состоит из двух адиабат, изобары и изохоры (рис. 17): 1—2—адиабатное сжатие в цилиндре; 2—3—изобарное расширение за счет теплоты q_1 сгорания впрыснутого топлива; 3—4—адиабатное расширение; 4—1—изохорный процесс с отводом теплоты (выхлоп).

Изобарное расширение 2—3 называют предварительным. Степень предварительного расширения ρ определяют по отношению объемов:

$$\rho = v_3/v_2.$$

Используя методику, изложенную в предыдущем параграфе, можно получить формулу для определения КПД цикла с подводом тепла при постоянном давлении:

$$\eta = 1 - (1/v^{k-1})(\rho^k - 1)/(k(\rho - 1)). \quad (101)$$

где v — степень сжатия (см. главу VI, § 5).

2. Термодинамический цикл со смешанным подводом тепла состоит из двух адиабат,

двух изохор и изобара (рис. 18). Тепло q_1 подводится при изохорном (2—3) и изобарном (3—4) процессах.

Пользуясь обозначениями КПД, напишем формулу для определения КПД цикла со смешанным подводом тепла

$$\eta = 1 - (1/\epsilon^k)(\lambda p^k - 1)/[(\lambda - 1) + k\lambda(p - 1)], \quad (102)$$

где $\lambda = p_2/p_1$ — степень увеличения давления после сжатия.

Из формулы (102) видно, что в частном случае, когда $p = 1$, цикл со смешанным подводом тепла переходит в цикл с изохорным подводом, а при $\lambda = 1$ — в цикл с изобарным подводом тепла.

В настоящее время, кроме двигателей, работающих по описанным циклам, в пожарной охране применяются *турбореактивные двигатели*, имеющие многоступенчатый осевой компрессор, для сжатия воздуха до высокого давления. Диаграмма цикла изменения состояния рабочего тела в таком двигателе показана на рис. 19: 1—2 — процесс сжатия воздуха в компрессоре; 2—3 изобарный подвод тепла при сгорании топлива; 3—4 — расширение продуктов сгорания в сопле и увеличение скорости их

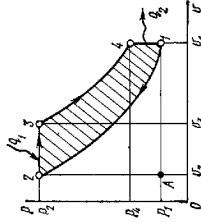


Рис. 17. Цикл двигателя с подводом тепла при постоянном давлении.

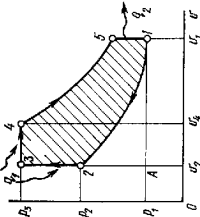


Рис. 18. Цикл двигателя со смешанным подводом тепла

движения; $A-I$ — охлаждение продуктов сгорания, выходящих в атмосферу, до температуры окружающей среды.

Термический КПД цикла воздушно-реактивного двигателя с подводом тепла при постоянном давлении:

$$\eta = 1 - 1/\beta^{(k-1)/k},$$

где $\beta = p_2/p_1$ — степень увеличения давления; k — показатель адиабаты.

Для термодинамической оценки каждого цикла следует сравнить его КПД с КПД цикла Карно, рассчитанного по экстремальным температурам T_{\max} и T_{\min} этого цикла. При этом необходимо учитывать, что у любого термодинамического цикла двигателя внутреннего сгорания при любых обстоятельствах КПД будет меньше, чем КПД цикла Карно (98). Для сравнения циклов приходится заменять каждый цикл эквивалентным ему циклом Карно, построенным по средним температурам процессов подвода и отвода тела. Для i -го цикла КПД будет равен:

$$\eta_i = 1 - T_{2,i,c-p}/T_{1,i,c-p}$$

Для обеспечения пожарной безопасности необходимо использовать различные двигатели. Кроме того, сами двигатели при неправильной эксплуатации могут представлять пожарную опасность. По циклам двигателям можно составить много термодинамических задач проверочного типа: определить потребляемую теплоту или термический КПД двигателя (100), (101) и (102) с использованием понятия степени сжатия. По температуре топлива и смеси и КПД двигателя, пользуясь формулой (98), можно определить температуру выходящих газов и количество теплоты (97), выбрасываемой двигателем в единицу времени.

Глава VII. ИСТЕЧЕНИЕ И ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

§ 1. Истечение газов и паров. Основные уравнения. Истечение газов и паров — это движение их по каналу из пространства с давлением p_1 в другое пространство с более низким давлением p_2 . Каналы, по которым течет газ, называются соплами или диффузорами. Если при течении по каналу происходит расширение газа с увели-

чением скорости движения и уменьшением давления, так канал называется *соплом*. Если в канале происходит сжатие газа с уменьшением скорости движения и увеличением давления, канал называется *диффузором*. Теория истечения (термодинамика потока) строится на первом начале термодинамики и условиях неразрывности струи.



Рис. 20. Схема воздействия на элемент потока при стационарном течении газа

Уравнение первого начала термодинамики для единицы массы движущегося газа. Для газа, движущегося со скоростью ω , уравнение будет сложное, чем для неподвижного газа (66), так как единица массы газа имеет кинетическую энергию $\epsilon = \omega^2/2$.

Рассмотрим в качестве термодинамической системы участок канала между двумя неподвижными относительно стенок сечениями 1 и 2 (рис. 20). Течение газа должно быть стационарным. *Стационарным называется такое течение, при котором в любом сечении канала параметры газа остаются постоянными во времени.*

Элемент потока между сечениями 1 и 2 обменивается энергией через стенки канала в форме теплоты Δq и технической работы $\Delta \tau$, если стенки перемещаются. Через сечения 1 и 2 элемент потока обменивается массой. Каждый килограмм вводимой массы увеличивает энергию системы на $i_1 + \omega_1^2/2$, а каждый килограмм уходящей массы уменьшает энергию на $i_2 + \omega_2^2/2$ (где ω_1, ω_2 — скорости потока в сечениях 1 и 2; i_1, i_2 — энтальпия). Общее изменение энергии единицы массы системы складывается из изменения энергии от всех воздействий:

$$\Delta \epsilon = \Delta q + (i_1 + \omega_1^2/2) - (i_2 + \omega_2^2/2) - \Delta \tau. \quad (103)$$

Так как поток стационарен и не совершается технической работы, то энергия системы не изменяется, т. е. $\Delta \epsilon = 0$.

Тогда выражение (103) можно преобразовать так:

$$\Delta i = \Delta q - \Delta (\omega^2/2) - \Delta \tau. \quad (104)$$

где $\Delta i = i_2 - i_1$ — изменение удельной энтальпии газа между сечениями 1 и 2; $(\Delta \omega^2/2) = \omega_2^2/2 - \omega_1^2/2$ — изменение удельной кинетической энергии газа между сечениями 1 и 2.

Уравнения (103) и (104) представляют собой математическую запись первого начала термодинамики для единицы массы движущегося газа. Так как кинетическая энергия потока может быть целиком превращена в работу, то сумму

$$\Delta (\omega^2/2) + \Delta \tau = \Delta i_0$$

называют *располагаемой работой*.

Располагаемая работа больше технической на величину изменения кинетической энергии потока. При $\Delta \tau = 0$ и адиабатном течении газа ($\Delta q = 0$) из уравнения (104) имеем

$$\Delta (\omega^2/2) = -\Delta i. \quad (105)$$

При адиабатном течении без технической работы увеличение кинетической энергии потока равно уменьшению энтальпии. Уравнение (104) называют также *уравнением энергии потока* в *термической форме*, так как в него не входят плотность газа, давление и другие механические величины. Его можно записать и в следующей форме:

$$\omega_2^2/2 + p_2/\rho_2 = \omega_1^2/2 + p_1/\rho_1, \quad (106)$$

где ρ_1, ρ_2 — давление в сечениях 1 и 2; ρ_1, ρ_2 — плотность газа.

Выражение (106) называется *уравнением Бернулли*, написанным без учета технической работы и работы трения.

Уравнение расхода. При движении газа действует закон сохранения массы. Для стационарного течения газа этот закон выражается весьма простым соотношением между скоростью движения ω , плотностью газа ρ и площадью поперечного сечения канала F . Если через сечение 1 (см. рис. 20) за время t при скорости движения ω_1 проходит масса газа $m_1 = \rho_1 F_1 \omega_1 t$, то через сечение 2 проходит масса $m_2 = \rho_2 F_2 \omega_2 t$.

По закону сохранения массы $m_1 = m_2$, следовательно,

$$\rho_1 F_1 \omega_1 = \rho_2 F_2 \omega_2$$

или

$$\rho F \omega = \text{const.} \quad (107)$$

Произведение $\rho F \omega$ представляет собой массу газа, проходящего через данное сечение в единицу времени ($\text{кг}/\text{с}$), — массовый расход. При установившемся движении газа массовый расход одинаков во всех сечениях канала. Уравнение (107) называется *уравнением расхода*.

Уравнение непрерывности (сплошности) для единицы массы движущегося газа. Постоянство массового расхода через любое сечение канала позволяет получить еще одно важное уравнение. Если продифференцировать уравнение (107), а затем разделить все члены на произведение $\rho F \omega$, получим выражение, которое называется *уравнением непрерывности или сплошности*:

$$\Delta \rho / \rho + \Delta F / F + \Delta \omega / \omega = 0. \quad (108)$$

Уравнения (104), (107) и (108) используются для исследования влияния геометрических форм каналов на скорость и параметры газа при течи.

§ 2. Скорость истечения. При стационарном течи газа по каналу переменного сечения скорость газа ω меняется. Если плотность газа ρ считать постоянной, то из уравнения расхода (107) видно, что *сужение канала вызывает увеличение скорости*. При больших скоростях плотность газа изменяется значительно, поэтому одного уравнения (107) недостаточно для определения зависимости скорости от площади сечения канала. В этом случае используются уравнения (106) и (108). Совместное решение уравнений (106) и (108) с учетом того, что предельное значение отношения $\Delta P / \Delta \rho$ равно квадрату скорости распространения звука в газе ($\Delta P / \Delta \rho = a^2$), дает возможность получить соотношение между относительным изменением площади $\Delta F / F$ поперечного сечения канала и относительным изменением скорости $\Delta \omega / \omega$ потока:

$$\Delta \omega / \omega = \frac{\Delta F / F}{\omega^2 / a^2 - 1}. \quad (109)$$

где ω / a — отношение скорости газового потока к скорости звука в нем.

Скорость распространения звука можно определить через параметры газа по уравнениям:

$$a = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}}, \quad a = \sqrt{\frac{\gamma R T}{M}}.$$

Отношение скорости газового потока ω к скорости звука в нем a называется *числом Маха* (M):

$$M = \omega / a. \quad (110)$$

Поток называется дозвуковым, если $M < 1$, и сверхзвуковым, если $M > 1$; при $M \approx 1$ поток называется околозвуковым.

Введем число M в формулу (109):

$$\Delta \omega / \omega = \frac{\Delta F / F}{M^2 - 1}. \quad (111)$$

Уравнение (111) выражает зависимость изменения скорости потока газа от изменения сечения канала.

Дозвуковой поток ($M < 1$). В этом случае в формуле (111) величина $(M^2 - 1)$ отрицательна. Если площадь сечения увеличится, то $\Delta F / F > 0$ и правая часть уравнения (111) отрицательна; чтобы левая часть стала также отрицательной, необходимо понизить скорость, т. е. $\Delta \omega < 0$. При уменьшении сечения $\Delta F / F < 0$ скорость увеличивается $\Delta \omega > 0$. На рис. 21 схематично показано изменение параметров дозвукового потока (x — расстояние). *Дозвуковой поток в сужающемся канале ускоряется, а в расширяющемся замедляется.*

Сверхзвуковой поток ($M > 1$). При движении газа со сверхзвуковой скоростью по расширяющемуся каналу скорость газа будет увеличиваться, а давление и температура уменьшаться.

Определение скорости истечения газа. Скорость истечения газа определяют из уравнения (105), приняв $\omega_1 = 0$:

$$\omega_2 = \sqrt{2 (i_1 - i_2)}. \quad (112)$$

Изменение энтальпии единицы массы газа $i_1 - i_2 = \Delta i$ можно рассчитать по формуле (65). Расчет скорости по формуле (112) упрощается, если передат энтальпии Δi определить по диаграмме в координатах $i - s$. На диаграмме по параметрам p_1 и s_1 находят точку i_1 , характеризующую начальное состояние газа (рис. 22), и соответствующее значение энтальпии i_1 . Затем проводят адiabату (линия $1-2$) до пересечения с линии давления p_2 (точка 2) и находят значение i_2 . Определяя разность $i_1 - i_2 = \Delta i$, и подставляя ее в формулу (112), рассчитывают скорость истечения.

Скорость истечения может быть рассчитана по разности давления в двух сечениях канала по уравнению (105), которое можно записать так:

$$\omega_2^2 = 2M_0 + \omega_1^2 \quad (113)$$

Располагаемая работа Δh_0 в адиабатном процессе может быть вычислена аналогично работе расширения [формула (81)], скорость ω_2 в некотором сечении может

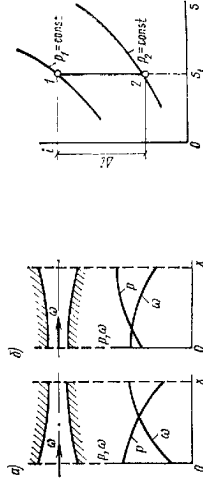


Рис. 21. Изменение скорости и давления газа при дозвуковой скорости потока
а — сужающийся канал; б — расширяющийся канал

Рис. 22. Определение изменения энthalпии по is-диаграмме

быть определена через параметры газа в начальном сечении:

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} P_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + \omega_1^2} \quad (114)$$

или

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R_1 T_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + \omega_1^2} \quad (115)$$

где $R_1 = P_1 / (\rho_1 - \text{удельная газовая постоянная, рассчитанная на 1 кг газа, Дж/(кг·К)}$).

При использовании формул (114) и (115) для расчета скорости истечения газа из резервуара следует учитывать, что скорость движения газа в резервуаре равна нулю ($\omega_1 = 0$) и скорость истечения будет зависеть от отношения P_2/P_1 и начальной температуры T_1 .

§ 3. Массовый расход. Масса газа, вытекающего в единицу времени, называется мас-

совым расходом. При установившемся истечении массовый расход постояен (107) $\rho v \omega = \text{const}$. Плотность газа ρ обратно пропорциональна его удельному объему $v = 1/\rho$, поэтому для вытекающего газа массовый расход выражается следующим образом:

$$m = F \rho_2 \omega_2, \quad (116)$$

где F — площадь сечения канала в месте истечения; ω_2 — скорость истечения.

Из формулы (78) адиабатного процесса:

$$1/\omega_2 = (1/v_2) (\rho_2/P_2)^{1/k}$$

Подставляя значение $1/\omega_2$ и значение скорости ω_2 из формулы (114) в равенство (116), имеем

$$m = (1/v_2) (\rho_2/P_2)^{1/k} F \sqrt{\frac{2k}{k-1} P_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{P_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] + \omega_1^2}$$

После преобразования, учитывая, что скорость в резервуаре мала ($\omega_1 = 0$), получим формулу для определения массового расхода газа при истечении:

$$m = F \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{P_1}{P_2} (\rho_2/P_2)^{\frac{k+1}{k}}}, \quad (117)$$

где $\beta = P_2/P_1$ — отношение давления в выходном сечении канала к давлению в начальном сечении или в резервуаре.

Для определения массового расхода при истечении пара можно пользоваться этой формулой. Значение $k = \text{ср} C_p$ следует брать из таблиц. Для перегретого водяного пара можно принять $k = 1,3$, а для сухого насыщенного пара $k = 1,135$.

§ 4. Максимальный массовый расход и критическая скорость истечения. Поведение газа в потоке при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях различно. Если скорость движения потока достигает скорости звука, резко изменяются соотношения всех параметров газа. Поэтому сечение канала, в котором достигается скорость движения потока, равная скорости звука, называется критическим. Параметры газа в критическом сечении также называются критическими. Значения критических параметров зависят от природы газа и его начального состояния. Проанализируем, как меняется массовый расход газа при изменении β (рис. 23). При $\beta = 1$ и $\beta = 0$ массовый расход, как показывает формула (117), равен нулю. При уменьшении давления расход газа увеличивается и

при $\beta = p_2/p_1$ несколько больше 0,5 достигает максимума, после чего снижается (пунктирная линия) до нуля. В действительности при уменьшении β от 0,5 до нуля расход остается постоянным и линией графика следует проводить параллельно оси абсцисс (линия АВ). Из формулы (117) видно, что расход будет максимальным, если разность $\beta^2/k - \beta^{(k+1)/k}$ будет максимальной. Обозначим это выражение u и найдем то значение β , при котором u будет максимальным. Для этого надо взять производную по β и приравнять ее нулю:

$$\frac{2}{k} \beta^{(2-k)/k} - \frac{k+1}{k} \beta^{-1/k} = 0.$$

Поделив все члены уравнения на $\frac{k+1}{k} \beta^{(2-k)/k}$, получим

$$2/(k+1) = \beta^{(k-1)/k},$$

$$\beta = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}.$$

откуда

Это максимальное значение β и будет критическим: $\beta_{кр} = p_{кр}/p_1 = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$. (118)

Подставляя значение $\beta_{кр}$ в формулу (117), получим значение *максимального расхода*:

$$p_{\text{макс}} = F \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{\omega_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{2/(k-1)}}. \quad (119)$$

Скорость истечения газа также зависит от отношения $\beta = p_2/p_1$. Подставляя различные значения β в формулу (114), получим график зависимости скорости истечения от β (рис. 24). При $\beta = 1$, т. е. $p_2 = p_1$, естественно, скорость истечения равна нулю. При $\beta = 0$ скорость максимальна (115):

$$\omega_{\text{макс}} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} R_1 T_1}.$$

Практически еще задолго до достижения максимальной скорости температура газа снижается настолько, что газ начнет конденсироваться, прерываясь в жидкость. Поэтому максимальная скорость можно достигнуть только для газов, имеющих низкую температуру конденсации (водород, гелий), при высокой начальной температу-

ре. При значении β , несколько больше 0,5, наблюдается перегиб кривой. Точка перегиба соответствует критической скорости истечения.

Критическую скорость истечения можно вычислить, подставляя значение $\beta_{кр}$ из уравнения (118) в формулу скорости (114):

$$\omega_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} R_1 T_1}. \quad (120)$$

§ 5. Солено Лавала. В предыдущем параграфе отмечена невозможность практически достигнуть теоретической максимальной скорости истечения $\omega_{\text{макс}}$ даже при $\beta = 0$, так как при достижении критической скорости $\omega_{кр}$ за насадкой (каналом) происходит адiabатное расширение струи, скорость падает. Заторможенный газ образует облако, в котором давление приближается к $p_{кр}$ и скорость струи не может быть больше критической. Для газов скорость истечения ω обратно пропорциональна площади сечения канала F и плотности газа ρ , что следует из уравнения расхода (107): $\omega = \text{const}/F\rho$. (121)

Для увеличения скорости ω надо уменьшать площадь сечения канала и плотность, поэтому продольная конфигурация канала зависит от характера изменения скорости и плотности с учетом сжимаемости газа, особенно после критического сечения, так как оно изменяется мало. Если относительно возрастание скорости превосходит относительное уменьшение плотности (температура газа), то канал должен сужаться, иначе произведение $\omega F\rho$ не останется постоянным. Если плотность уменьшается относительно быстрее, чем увеличивается скорость, то канал должен расширяться.

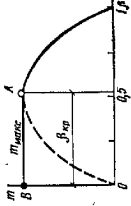


Рис. 23. Зависимость максимальной скорости газа от отношения давлений: $\beta = p_2/p_1$

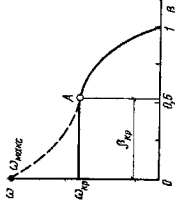


Рис. 24. Зависимость скорости истечения газа от отношения давлений: $\omega = p_2/p_1$

газа через препятствия происходит необратимое преобразование кинетической энергии в теплоту. Прохождение газа через суженное сечение сопровождается термодинамическим изменением состояния газа, которое называется *дросселированием*, или *мятием*. *Дросселирование — это процесс понижения давления газа без теплообмена и совершения внешней работы.*

На основе уравнения непрерывности (108) в суженном сечении скорость газа больше, чем в других сечениях. Из уравнения (104) для потока газа при адиабатном течении ($\Delta q = 0$) и равенстве скоростей ($\omega_1 = \omega_2$) до и после сужения имеем:

$$\Delta i = 0; \quad i_2 = i_1. \quad (122)$$

В результате адиабатного дросселирования идеального (и реального) газа энтропия не меняется. Подставив этот результат в уравнение (65), получим:

$$c_p \Delta T = 0; \quad T_2 = T_1. \quad (123)$$

При адиабатном дросселировании идеального газа температура до сужения и после него остается постоянной, следовательно, к сечениям канала, достигая которого, от самого узкого, можно применять уравнение изотермического процесса (см. главу V, § 7). Увеличение скорости в суженном сечении происходит за счет уменьшения энтропии, температура при этом понижается, давление резко снижается. После сужения кинетическая энергия газа переходит в теплоту и температура достигает своего первоначального значения, а давление остается пониженным. Как ползющий процесс дросселирование применяется для уменьшения давления газа или пара в редукционных клапанах, для регулирования мощности газовых и паровых двигателей.

Основные положения теории потока и истечения газов, изложенные в данной главе, имеют большое значение для обеспечения пожарной безопасности. Многие предприятия используют взрывоопасные газы, и при повреждении резервуаров или технологического оборудования происходит процесс истечения, в результате которого газовыводится окружающее пространство, и при малейшей неосторожности может произойти взрыв и пожар. Расчет процесса истечения и скорости газовой вытесняющей среды в каждом конкретном случае, выработка мер предосторожности и ликвидации пожара зави-

Предположим, что в конце сужающегося канала скорость течения газа достигла критической, т. е. совпала с местной скоростью звука. При выходе из канала газ адиабатно расширяется, его плотность резко уменьшается и на основании формулы (12) скорость течения падает. На первую порцию газа набегает последующие, образуются облака, в котором значение β возрастает и повышается давление до критического. Чтобы скорость за критическим сечением увеличивалась, надо после сужения, обеспечивающего критическую скорость, расширять канал. Тогда при наличии достаточно большого перепада давлений и выходы газы, можно получить скорость движения, значительно большую, чем местная скорость звука. Такую комбинацию сужающегося и расширяющегося канала впервые применил в 1879 г. шведский инженер Лаваль, чтобы получить высокие скорости подачи пара на лопасти рабочего колеса турбины.

Солено Лавали (рис. 25) для уменьшения потерь энергии имеет плавный переход от сужающейся части к расширяющейся и угол расширения $0 = 8 - 10^\circ$. Критическим сечением, в котором скорость течения пара достигает местной скорости звука, является минимальное сечение горловины ($F_{кр}$). В этом сечении устанавливается критическое давление $p_{кр}$ и критическая скорость истечения (120). Последующее расширение канала обеспечивает сверхкритическую скорость движения газа.

§ 6. Дросселирование газов и паров. На практике часто в каналах бывает резкое сужение поперечного сечения. В таких местах давление резко снижается, а за сужением не восстанавливается полностью. Кроме того, возле сужения (препятствия) образуются вихри и вредные сопротивления. Следовательно, при прохождении

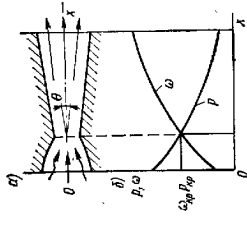


Рис. 26. Солено Лавали и графика изменения давления и скорости газа по оси сошла

а — схема сопла; б — графика скорости истечения и скорости истечения газа

сят от массового расхода, который определяется уравнением (117).

Уравнения истечения (114) и (117) вместе с уравнениями процессов (69) и (78) позволяют определить значения давления в помещениях при пожаре или взрыве для последующих расчетов площади выплибных панелей и давления на противопожарный занавес в театрах. Для тушения пожаров используют инертные газы, поэтому требуется рассчитать подводимые трубопровода (рукава), давление и размер сопел, через которые газ должен вытекать в очаг пожара. Дроселирование как процесс, понижающий давление, применяется в контрольно-измерительных приборах и обязательно учитывается при конструировании стационарных установок пожаротушения. Основы теории потока используют при всех гидравлических расчетах.

Раздел второй. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

Глава VIII. ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ ПРИ СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

§ 1. Основные понятия и определения. Изучение теплопередачи в пожарном деле помогает выяснить закономерности переноса теплоты в телах и между телами, а также использовать их для решения задач пожарной безопасности. Различают три вида переноса теплоты: конвекцию, тепловое излучение и теплопроводность.

Конвекция — перенос теплоты внутри области, заполненной жидкой, газообразной или сыпучей средой вследствие перемещения вещества этой среды.

Тепловое излучение — перенос теплоты путем превращения тепловой энергии в энергию электромагнитных волн и наоборот. Электромагнитные волны длинной от 0,4 до 800 мкм излучаются телами и, попадая на другие тела, превращаются в тепловую энергию. Такой процесс называется лучистым теплообменом.

Теплопроводность — перенос теплоты вследствие непосредственного соприкосновения элементарных частей тела, имеющих различную температуру. Конвекция всегда сопровождается теплопроводностью как между частями жидкости или газа, так и между жидкостью или газом и поверхностями твердых тел. Такой процесс называется *конвективной теплообменом*.

В общем случае теплота одновременно переносится конвекцией, тепловым излучением и теплопроводностью. Например, при пожаре в помещении теплота от пламени и продуктов сгорания в конвективном и лучистом теплообмене передается отражающим конструкциям помещения, теплопроводность проходит через них и с наружной поверхности вновь в конвективном и лучистом теплообмене отдается в окружающую среду. Такой процесс называется *сложным теплообменом или теплопередачей*.

Все виды переноса теплоты могут происходить только в том случае, если между телами или в различных точках тела температура неодинакова. Совокупность значений температуры в различных точках пространства или тела называется *температурным полем*. Различают стационарное (постоянное во времени) и нестационарное (изменяющееся во времени) температурные поля. Температура в пространстве или в теле может изменяться в одном, двух и трех направлениях. Соответственно температурное поле называют одно-, двух- или трехмерным.

В пространстве или теле можно выделить точки, имеющие одинаковую температуру. Поверхность, соединяющая точки с одинаковой температурой, называется *изотермической*. Изотермические поверхности различных температур не могут пересекаться, так как в одних и тех же точках тела в один и тот же момент температура не может иметь нескольких значений. В пространстве или теле можно выделить две изотермические поверхности, кратчайшее расстояние между которыми в некоторой точке равно Δl и разность температур Δt . Предель отношения разности температур Δt к расстоянию между изотермами Δl называется градиентом температур. Выражение градиента температур записывают в виде

$$\text{grad } t = \lim_{\Delta l \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta l} = dt/dn. \quad (124)$$

Математически градиент температуры представляют собой первую производную температуры по расстоянию между изотермами по нормали, а физически — приращение температуры в градусах на один метр расстояния между изотермическими поверхностями по нормали. Чем неравномернее нагрето пространство или тело, тем больше градиент температур. Если температура во всех точках тела одинакова, градиент температур равен нулю.

Количество теплоты, которое проходит через изотермическую поверхность за единицу времени, называется *тепловым потоком* и обозначается буквой Q , единица измерения теплового потока — ватт (Вт). Тепловой поток, отнесенный к 1 м^2 площади изотермической поверхности, называется *плотностью теплового потока*, обозначается буквой q , единица измерения — ватт на квадратный метр (Вт/м²).

При изучении процесса распространения теплоты в телах вводит понятие граничных условий, т. е. условий задания исходных величин на границах тела на весь период нагревания или охлаждения. Различаются три рода граничных условий. *Граничные условия первого рода* предполагают задание температуры на поверхности тела. *Граничные условия второго рода* предполагают задание плотности теплового потока на поверхности тела. *Граничные условия третьего рода* предполагает задание температуры среды и коэффициента теплоотдачи. Понятие коэффициента теплоотдачи будет рассмотрено ниже. В зависимости от задания рода граничных условий различные уравнения распространения теплоты в телах будут различными.

§ 2. Закон теплопроводности Фурье и коэффициент теплопроводности. Основной закон теплопроводности установлен Фурье, поэтому его часто называют законом Фурье. Математически в дифференциальной форме он имеет вид:

$$dq = -\lambda \frac{dt}{dn} \quad (125)$$

Тепловой поток dQ прямо пропорционален коэффициенту теплопроводности тела λ , градиенту температур dt/dn и площади изотермической поверхности dF . Числовой закон Фурье выражают относительно плотности теплового потока q :

$$q = dQ/dF = -\lambda dt/dn \quad (125a)$$

Знак минус означает, что тепловой поток направлен в сторону уменьшения температур. Коэффициент теплопроводности λ является физическим параметром веществ и материалов и характеризует их способность проводить тепло. Выразим коэффициент теплопроводности в Вт·м/(м²·°С) на закона Фурье:

$$\lambda = - (dQ/dF) / (dt/dn).$$

Коэффициент теплопроводности — тепловой поток в ваттах, который проходит через тело на площади изотермической поверхности 1 м^2 при расстоянии между изотермическими поверхностями 1 м и разности температуры между ними в 1°C (К). Значение коэффициента теплопроводности зависит от вида вещества или материала, температуры и влажности тела, а для аморфных материалов — также от направления теплового потока. Наибольший коэффициент теплопроводности имеют металлы [серебро 418, медь 395, золото 300, алюминий 210, сталь 47 Вт/(м·°С) и т.д.]. Коэффициент теплопроводности строительных материалов находится в пределах 0,23 — 2,9, теплоизоляционных материалов — 0,058 — 0,23, жидкостей — 0,093 — 0,7, газов — 0,0058 — 0,58 Вт/(м·°С). Для большинства веществ и материалов значение λ увеличивается с увеличением температуры тела. Для тяжелых бетонов при $t > 100^\circ \text{C}$ коэффициент теплопроводности уменьшается с увеличением их температуры, что связано с изменением структуры бетона.

Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры выражают уравнением

$$\lambda = \lambda_0 \pm \beta t, \quad (126)$$

где λ_0 — коэффициент теплопроводности при средней температуре тела t ; λ_0 — коэффициент теплопроводности при 0°C ; β — осяевой коэффициент, показывающий, на какую величину возрастает или убывает λ с увеличением температуры тела на 1°C (см. прил. 8).

Влажные материалы имеют большой коэффициент теплопроводности, чем сухие. Это объясняется тем, что во влажных материалах воздух в порах частично заменяется водой, которая имеет больший коэффициент теплопроводности, чем воздух. Для материалов, имеющих неодинаковую структуру в различных направлениях (анизотропных), коэффициент теплопроводности изменяется по направлениям распространения тепла. Например, для древесины в направлении поперек волокон $\lambda = 0,17$, а в направлении вдоль волокон $\lambda = 0,47$ Вт/(м·°С). В приложениях 1—5, 8 приведены значения коэффициентов теплопроводности некоторых веществ и материалов.

§ 3. Теплопроводность однослойной плоской стенки. Дана плоская стенка (рис. 26), коэффициент теплопроводности которой λ , толщина δ , площадь изотермической поверхности F , температура на поверхности слева t_1 , на поверхности справа t_2 . Пусть $t_1 > t_2$, тогда тепловой по-

ток будет направлен слева направо. Выделим в произвольном сечении стенки слой бесконечно малой толщины dx . Разделяя переменные и интегрируя выражение закона Фурье, получим:

$$dt = -\frac{q}{\lambda} \frac{dx}{x}; \quad \int_{t_2}^{t_1} dt = -\frac{q}{\lambda} \int_{x_2}^{x_1} \frac{dx}{x}; \quad t_2 - t_1 = -\frac{q}{\lambda} (\delta - 0),$$

откуда

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_1 - t_2). \quad (127)$$

Выражение (127) является уравнением теплопроводности однослойной плоской стенки. Отношение λ/δ называется *тепловой проводимостью*, а обратная величина δ/λ — *термическим сопротивлением* стенки.

Уравнение (127) в практике пожарного дела используют для вычисления плотности теплового потока или, чаще всего, для расчета толщины стенок отопительных и технологических печей, противопожарных разделок и т. п. для обеспечения безопасности и для обеспечения отношения температур на необогреваемой поверхности t_2 . В последнем случае из уравнения (127) имеем:

$$\delta = \lambda/q (t_1 - t_2). \quad (128)$$

Значения q и t либо известны, либо их вычисляют по уравнениям конвективного и лучистого теплообмена. Значение t_2 должно быть меньше температуры воспламенения или самовоспламенения вещества и материалов, которые могут соприкасаться с нагреваемой поверхностью. Коэффициент теплопроводности λ вычисляют по уравнению (126) при средней температуре стенки

$$t = (t_1 + t_2)/2. \quad (129)$$

Интегрируя выражение закона Фурье для произвольного сечения стенки x с температурой t_x , получим

$$t_x = t_1 - qx/\lambda \quad \text{или} \quad t_x = t_2 + q(\delta - x)/\lambda.$$

где t_x — температура в плоскости на расстоянии x от обогреваемой поверхности; при $x=0$ $t_x=t_1$.

Уравнение (129) применяют для расчета безопасной в противопожарном отношении температуры на необогреваемой поверхности или в произвольном сечении стенки, значения t_1 , q и x должны быть известны. Для определения коэффициента теплопроводности стенки значением t_2 (если оно неизвестно) предварительно задаются, а затем при необходимости уточняют повторным расчетом.

§ 4. Теплопроводность многослойной плоской стенки. Стенки различных нагревательных установок часто выполняются многослойными. Например, дана трехслойная плоская стенка (рис. 27) толщина слоев δ_1 , δ_2 , δ_3 , коэффициенты теплопроводности материалов слоев соответственно λ_1 , λ_2 и λ_3 . Температура на поверхностях и в плоскостях разделы слоев t_1 , t_2 , t_3 , t_4 . Пусть $t_1 > t_2 > t_3 > t_4$, тогда тепловой поток будет направлен слева направо. Для каждого слоя в отдельности спиравное уравнение теплопроводности однослойной плоской стенки (127):

$$q = (\lambda_1/\delta_1) (t_1 - t_2); \quad q = (\lambda_2/\delta_2) (t_2 - t_3); \quad q = (\lambda_3/\delta_3) (t_3 - t_4).$$

Выразим систему этих уравнений относительно разности температур

$$t_1 - t_2 = q\delta_1/\lambda_1; \quad t_2 - t_3 = q\delta_2/\lambda_2; \quad t_3 - t_4 = q\delta_3/\lambda_3.$$

Складывая левые и правые части уравнений, получим:

$$t_1 - t_4 = q(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3) \quad \text{или} \quad q = (t_1 - t_4)/(\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3). \quad (130)$$

Выражение (130) является уравнением теплопроводности трехслойной плоской стенки. Сравнив уравнения (127) и (130), заметим, что последнее отличается от первого суммой термических сопротивлений всех слоев стенки. Если стенка изготовлена из n слоев, то

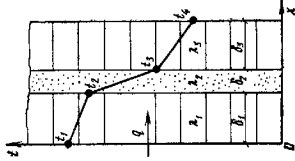


Рис. 27. Стационарная теплопроводность многослойной плоской стенки

ем t_{n+1} предвременно задается и при необходимости уточнить ее в последующем расчете.

§ 5. Теплопроводность слоистой цилиндрической стенки. Дана однослойная цилиндрическая стенка (стенка трубы) (рис. 28). Внутренний радиус стенки r_1 , внешний радиус r_2 , длина трубы l , коэффициент теплопроводности материала стенки λ . Температура на внутренней поверхности t_1 , на внешней t_2 . Пусть $t_1 > t_2$, тогда тепловой поток направлен от внутренней поверхности к внешней. Выделим в стенке на расстоянии r от центра трубы элементарный слой dr . Закон Фурье для однослойной цилиндрической стенки примет вид:

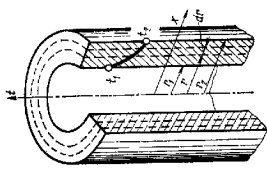


Рис. 28. Стационарная теплопроводность однослойной цилиндрической стенки

$$Q = -Fddt/dr = -2\pi r l \lambda dt/dr.$$

Интегрированием выражения закон Фурье для однослойной цилиндрической стенки получаем расчетное уравнение теплопроводности

$$Q = 2\pi l \lambda (t_1 - t_2) / \ln r_2/r_1. \quad (134)$$

Тепловой поток часто относят к 1 м длины трубы. В этом случае

$$q_l = Q/l = 2\pi \lambda (t_1 - t_2) / \ln r_2/r_1. \quad (135)$$

В уравнениях (134) и (135) отношение радиусов можно заменить отношением диаметров. Если отношение $d_2/d_1 \leq 2$, то такая цилиндрическая стенка называется тонкостенной и плотность теплового потока можно без большой погрешности вычислить по уравнению теплопроводности плоской стенки:

$$q_l = (\lambda/d) \delta t_p (t_1 - t_2), \quad (136)$$

где $\delta = (d_2 - d_1)/2$ — толщина стенки трубы; $d_{cp} = (d_1 + d_2)/2$ — средний диаметр трубы.

Уравнение (134) — (136) используются для расчета потерь тепла в трубопроводах при конструировании и эксплуатации систем дополнительного охлаждения и обогрева пожарных автомобилей и другой техники. Для произвольного сечения уравнение теплопроводности однослойной цилиндрической стенки имеет вид

$$t_r = t_1 - Q \ln r/r_1 / (2\pi \lambda l), \quad (137)$$

$$(131)$$

где t_{n+1} — температура на необогреваемой поверхности многослойной стенки; $\sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i$ — сумма термических сопротивлений всех слоев стенки.

Уравнение (131) в практике пожарного дела чаще всего используют при расчете толщины теплоизоляции стенок нагревательных установок для обеспечения безопасности в пожарном отношении температуры t_{n+1} . Реальная уравнение (131) относительно толщины слоя тепловой изоляции δ_n , получим

$$\delta_n = \lambda_n \left[t_1 - t_{n+1} / q - \sum_{i=1}^{n-1} \delta_i/\lambda_i \right], \quad (132)$$

где λ_n — коэффициент теплопроводность теплоизоляции; $\sum_{i=1}^{n-1} \delta_i/\lambda_i$ — сумма термических сопротивлений всех слоев стенки, кроме теплоизоляционного.

Значения t_1 , t_{n+1} , δ_i , q должны быть известны или определены независимым путем. Коэффициент теплопроводности слоев стенки вычисляют при средней температуре соответствующего слоя. В первом приближении принимают, что температура по всей толщине стенки изменяется по прямой линии. Тогда температуру на границах раздела слоев определяют из подобия треугольников. Для произвольного сечения x уравнение теплопроводности многослойной плоской стенки имеет вид

$$t_x = t_1 - q \sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i, \quad (133)$$

где t_x — температура в плоскости x от обогреваемой поверхности; $\sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i$ — сумма термических сопротивлений всех слоев до плоскости x , в которой определяют температуру при $x = n \cdot \lambda_x = t_{n+1}$.

Уравнение (133) применяют для расчета температуры на внешних поверхностях или в произвольном сечении многослойных плоских стенок нагревательных установок, по которой оценивают их пожарную опасность. Методика определения исходных величин та же, что и при расчете толщины теплоизоляции. Для вычисления коэффициентов теплопроводности слоев стенки значения

где t_c — температура изотермической поверхности на расстоянии r от центра трубы; при $r=r_1$, $t_r=t_1$.

Уравнение (137) применяется для определения температуры на поверхностях трубопроводов различных начальных установок и оценки их пожарной опасности. Методика определения исходных величин та же, что и при определении температуры на поверхности плоской стенки.

§ 6. Теплопроводность многослойной цилиндрической стенки. По аналогии с выводом уравнения многослойной плоской стенки легко получить уравнение теплопроводности многослойной цилиндрической стенки

$$Q = 2\pi r_1 (t_1 - t_{n+1}) / \left[\sum_{i=1}^n (1/\lambda_i) \ln (r_{i+1}/r_i) \right], \quad (138)$$

где Q — теплопоток через стенку трубы длиной l ; t_1 — температура на обогреваемой поверхности стенки; t_{n+1} — температура на охлаждаемой поверхности стенки; n — число слоев стенки; $\sum_{i=1}^n (\lambda_i) \ln (r_{i+1}/r_i)$ — сумма термических сопротивлений всех слоев стенки.

Уравнение (138) используют для расчета потерь тепла через теплоизолированные трубопроводы или чаще всего для расчета диаметра теплоизолированных трубопроводов, при которой безопасна в пожарном отношении температура на внешней поверхности изоляции. Из уравнения (138) наружный диаметр теплоизоляции равен:

$$\lambda_n \left(2\pi r_1 l / Q - \sum_{i=1}^{n-1} 1/\lambda_i \ln r_{i+1}/r_i \right), \quad (139)$$

$$d_n = d_{\text{вн}} e$$

где $d_{\text{вн}}$ — внутренний диаметр теплоизоляции; $e=2,718$ — основание натурального логарифма; λ_n — коэффициент теплопроводности теплоизоляции; $\Delta t = t_1 - t_{n+1}$ — разность температур на поверхностях многослойной цилиндрической стенки; остальные обозначения те же, что в уравнении (138).

Для произвольного сечения r уравнение теплопроводности многослойной цилиндрической стенки имеет вид

$$t_r = t_1 - Q/(2\pi r) \sum_{i=1}^n \ln r_{i+1}/r_i, \quad (140)$$

где $\sum_{i=1}^n (1/\lambda_i) \ln (r_{i+1}/r_i)$ — сумма термических сопротивлений всех слоев от r_1 до r ; при $x=r$; $t_r = t_{n+1}$.

Уравнение (140) в практике пожарной дела используют для определения температуры на поверхности теплоизолированных трубопроводов, что позволяет оценить пожарную опасность. Методика определения исходных величин t_1 , Q , λ та же, что и при расчете многослойной плоской стенки.

Глава IX. КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

§ 1. Сущность конвективного теплообмена и факторы, определяющие его интенсивность. Конвективным называется теплообмен между жидкостью* и поверхностью твердого тела при соприкосновении, имеющих разную температуру. Он происходит при одновременном действии конвекции и теплопроводности.

Процесс конвективного теплообмена характерен для некоторых явлений природы (перемещение нагретых и холодных масс воздуха), техники (отопление, вентиляция, различного рода теплообменники и т.п.) и весьма часто встречается в практике пожарного дела. Любой пожар (как внутренний, так и наружный) обязательно сопровождается конвективным переносом теплоты. Конвекция служит причиной распространения пожара по пустотам в зданиях и вентиляционных воздуховодах. На крупных наружных пожарах, особенно при горении штабелей лесоматериалов, возникают настолько мощные воздушные потоки, что головные и целые горящие бревна или доска уносятся на десятки метров от места пожара, вызывая новые очаги горения. Таким образом, знание явления конвекции связано с предупреждением возможности возникновения и распространения пожаров. Конвективный теплообмен зависит от разнообразных факторов. Основные рассматриваются ниже.

Причиной возникновения движения жидкости может быть либо подъемная сила, возникающая вследствие разной плотности нагретых и холодных частей (в этом случае движение называется свободным), либо внешнее силовое воздействие, создаваемое насосом, вентилятором

* Здесь в данном термине жидкость будет означать как газы (сжиженные газы), так и капельные жидкости (несжиженные).

или другим побудительным устройством. В последнем случае движение называется вынужденным.

Режим движения жидкости может быть ламинарным, переходным и турбулентным. При ламинарном режиме отдельные слои жидкости перемещаются параллельно друг другу, при этом сколько-нибудь заметного перемешивания их не наблюдается; при турбулентном — частицы и отдельные слои жидкости беспорядочно движутся во всех направлениях, благодаря чему происходит ее интенсивное перемешивание. Спиренос тельтоу от жидкости к стенке и наоборот при ламинарном движении происходит только путем теплопроводности. При турбулентном движении тельтоа передается как теплопроводностью в тонком слое жидкости болзназ стеники (этот слой называется пограничным), так и конвекцией — основной частью потока.

Режим движения жидкости характеризуется безразмерным числом, называемым числом (критерием) Рейнольдса* (по имени ученого, занимающегося изучением режимов движения жидкости в трубах). Оказывается, что при $Re < 2320$ движение жидкости носит ламинарный, а при $Re > 1 \cdot 10^4$ — турбулентный характер. Переход ламинарного движения жидкости в турбулентное происходит в диапазоне изменения числа Рейнольдса $2320 < Re < 1 \cdot 10^4$. Этот режим движения называется переходным.

К числу *физических свойств жидкости*, от которых зависит конвективный теплообмен, относятся: плотность, вязкость, коэффициенты теплопроводности и теплопроводности.

Форма и размеры поверхности, участвующей в конвективном теплообмене, оказывают заметное влияние на его интенсивность. Например, теплообмен при движении жидкости в сложном (изогнутом) трубопроводе более интенсивен, чем в прямой и гладкой трубе; более интенсивно обменивается теплотой с жидкостью теплоотдающая горизонтальная поверхность, обращенная вверх, по сравнению с вертикальной и т.п.

Направление тельтового потока также оказывает существенное влияние на конвективный теплообмен. Как

показывает опыт, интенсивнее тельтоа отдается в направлении от стенки к жидкости. В практике для расчета плотности тельтового потока пользуются формулой Ньютона

$$q = \alpha_n (t_f - t_w) \text{ при } t_f > t_w \quad (141)$$

или

$$q = \alpha_n (t_w - t_f) \text{ при } t_f < t_w. \quad (142)$$

где q — плотность тельтового потока, Вт/м²; t_f , t_w — соответственно температура жидкости и стенки, °С; α_n — коэффициент теплообмена (теплоотдачи) конвекции, выражающий количество тельтоа, отдаваемой 1 м² теплообменивающейся поверхности в течение 1 ч при разности температур жидкости и поверхности стенки (или наоборот) 1 °С, Вт/(м²·°С).

Коэффициент α_n в формулах (141) и (142) определяют по экспериментальным данным из расчетных критеральных уравнений, получаемых в результате применения теории подобия.

§ 2. *Общие понятия теории подобия.* Условия подобия физических явлений в явлении. Понятие о подобии, зародившееся в геометрии, может быть распространено и на различного рода физические явления. Полювыми физическими явлениями условия: 1) явления должны наблюдаться следующих условий: 1) явления должны быть качественно одинаковыми и выражены одним и тем же уравнением; 2) явления должны протекать в геометрически подобных системах; 3) в явленных сравнительно только однородные величины и притом в сходственных точках пространства и сходственные моменты времени.

Теория подобия утверждает, что для любого случая теплообмена существует однозначная зависимость между определенными безразмерными комплексами величин, характеризующих процессы теплообмена. Эти комплексы величины и параметров имеют одинаковое значение для всех подобных процессов и называются *инвариантами, или числами (критериями) подобия*. Обычно их обозначают двумя начальными буквами имен ученых, внесших большой вклад в соответствующую область науки. Для конвективного теплообмена наиболее важные числа: Нуссельта (Nu), Грасгофа (Gr) и Прандтля (Pr), Рейнольдса (Re), Гальслея (Ga) и Кутателадзе — Кур-

* Понятие о числах (критериях) подобия рассмотрено в главе IX, § 2.

| Число подобия | Формула | Физический смысл числа подобия |
|------------------------|---|---|
| Нуссельта | $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$ | Характеризует интенсивность конвективного теплообмена на границе стенки — жидкости (т. е. отношение количества теплоты, переданной конвекцией, к количеству теплоты, переданной теплопроводностью) |
| Грасгофа | $Gr = \beta \frac{g l^3}{\nu^2} \Delta t$ | Определяет соотношение подъемной силы, вызванной разностью плотностей холодных и нагретых частей жидкости и сил молекулярного трения (т. е. характеризует интенсивность свободного движения жидкости) |
| Прандтля* | $Pr = \frac{\nu}{a}$ | Является мерой подобия полей температур и скоростей в потоке жидкости, характеризует ее физические свойства |
| Рейнольдса | $Re = \frac{w l}{\nu}$ | Является мерой отношения инерционных и вязкостных сил в потоке жидкости, характеризует гидродинамический режим движения потока жидкости |
| Гальсея | $Ca = \frac{\rho l^3}{\nu a}$ | Мера отношения сил тяжести и молекулярного трения в потоке |
| Кутателадзе—Кружжидина | $K = \frac{r}{C_p \Delta t}$ | Мера отношения плотности теплового потока, расходуемого на фазовое превращение вещества, к теплоте перегрева (переохлаждения) одной из фаз |

* Значения числа Прандтля приведены в прил. 1—5.

жидина (K). Величины, входящие в числа подобия (табл. 1), имеют следующие значения*.

α — коэффициент теплообмена конвекцией, Вт/(м²·°C); λ — коэффициент теплопроводности жидкости, Вт/(м·°C); w — скорость движения жидкости, м/с; l — определяющий линейный размер (для труб — диаметр, для вертикальных отаждений — высота и т. д.), м; ν — коэффициент кинематической вязкости, м²/с; β — коэффициент объемного расширения жидкости, °C⁻¹; $g = 9,81$ — ускорение свободного падения, м/с²; Δt — разность температур жидкости и поверхности стенки, участвующая в теплообмене, К или °C; a — коэффициент температуропроводности, м²/с; r — теплота фазового превращения, Дж/кг; C_p — удельная теплоемкость жидкости при постоянном давлении, Дж/(кг·°C).

Характерной особенностью чисел подобия является их безразмерность (иногда говорят, что числа подобия имеют нулевую размерность). В этом легко убедиться, если подставить размерность величин, например, в число Нуссельта:

$$Nu = \left[\frac{\text{Вт} \cdot \text{м}}{\text{м}^2 \cdot \text{°C}} \right] / \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{°C}} \right] = \text{Вт} \cdot \text{м} \cdot (\text{м} \cdot \text{°C}) / [(\text{м}^2 \cdot \text{°C}) \text{Вт}] = 1.$$

Критериальные уравнения в общем виде. Обобщение экспериментальных данных позволяет установить зависимость числа Нуссельта, в который входит α_k (см. табл. 1), от других чисел подобия, характеризующих условия протекания данного вида теплообмена. Такую зависимость принято называть критериальным уравнением, которое имеет общий вид

$$Nu = f(Gr, Pr, Re, Ca, K). \quad (143)$$

Применительно к конкретной характеристике конвективного теплообмена зависимость (143) составляют только из тех чисел подобия, которые имеют существенное значение для данных условий. Вид критериального уравнения устанавливается опытным путем. Ниже будут рассмотрены несколько критериальных уравнений, установленных опытным путем для отдельных случаев теплообмена.

§ 3. Конвективный теплообмен при естественной конвекции в большом объеме. Если объем пространства, в котором происходит теплообмен вследствие естественной конвекции, значительно превышает размеры тела, около которого возникает и развивается свободное движение жидкости, то оно называется большим (для неог-

* Размерности величин, входящих в критерию подобия, может быть принята в любой, но обязательно в одной системе единиц.

Таблица 2

| $(GrPr)_m$ | C | n |
|-------------------------------|-------|-----|
| Меньше 10^{-3} | 0,5 | 0 |
| $10^{-3} - 5 \cdot 10^0$ | 1,18 | 1/8 |
| $5 \cdot 10^0 - 2 \cdot 10^7$ | 0,54 | 1/4 |
| Больше $2 \cdot 10^7$ | 0,135 | 1/3 |

раинением). Такой вид конвективного теплообмена между продуктами сгорания и ограждениями характерен для пожаров в помещениях. Расчетное критериальное уравнение для рассматриваемого случая имеет вид

$$Nu_m = C (GrPr)_m^n \quad (144)$$

где C и n — опытные коэффициенты, значения которых приведены в табл. 2.

Индекс n в уравнении (144) означает, что все параметры следует принимать при средней температуре жидкости, равной среднелогарифмическому значению температур стенки и жидкости. В качестве характерного (определяющего) размера при вычислении числа Нуссельта (Nu_m) по формуле (144) принимают: для труб и шаров — диаметр d , для вертикальных плит — высоту h , для горизонтальных плит — размер меньшей стороны. Определив по уравнению (144) число Нуссельта, можно вычислить коэффициент теплообмена

$$\alpha_k = \frac{Nu_m \lambda_m}{l} \quad (145)$$

где λ_m — коэффициент теплопроводности при определяющей температуре, Вт/(м·°С); l — определяющий размер, м.

Для горизонтальных плит, теплоотдающая поверхность которых обращена вверх, коэффициент теплообмена увеличивают на 30%; если теплоотдающая поверхность обращена вниз, полученное по формуле (145) значение α_k уменьшают на 30%.

§ 4. Конвективный теплообмен при естественной конвекции в прослойках. Естественная конвекция в жидкости или газовых прослойках наблюдается в конструкциях с пустотами, закрытых отступках между теплоотдающими поверхностями печей и стенами или перегородками помещений, а также в теплообменных аппаратах

с паровыми или жидкостными рубашками. Наличие таких условий вызывает одновременно процессы нагревания и охлаждения среды. Движение среды в прослойке возникает и развивается под влиянием разности температур из ограничивающих поверхностей и зависит от величины, формы и расположения теплообменных поверхностей и теплоотдающих поверхностей. Передача тепла в прослойках происходит как конвекцией, так и теплопроводностью, поэтому расчет процесса теплообмена носит сложный характер. Для упрощения расчета обычно используют несколько видоизмененное уравнение теплопроводности Фурье:

$$q = (\lambda_{экв} / \delta) (t_w - t_{жл}) \quad (146)$$

где $\lambda_{экв}$ — эквивалентный коэффициент теплопроводности;

$$\lambda_{экв} = \epsilon_k \lambda; \quad (147)$$

δ — толщина прослойки, м; t_w , $t_{жл}$ — температура соответственно теплоотдающей и теплообращающей поверхностей, °С; ϵ_k — коэффициент конвекции, устанавливаемый опытным путем и принимаемый равным:

$$\epsilon_k = \begin{cases} 1 & \text{при } (GrPr) < 10^4; \\ 0,18 (GrPr)_m^{0,25} & \text{при } (GrPr)_m > 10^4; \\ 0,105 (GrPr)_m & \text{при } (GrPr)_m < 10^6; \\ 0,4 (GrPr)_m^{0,65} & \text{при } (GrPr)_m > 10^6. \end{cases} \quad (148)$$

При $\epsilon_k = 1$ и $\lambda_{экв} = \lambda$ передача тепла в прослойках происходит только теплопроводностью.

При вычислении всех физических параметров в качестве определяющей принимают среднюю температуру

$$t_w = 0,5 (t_w + t_{жл}).$$

§ 5. Конвективный теплообмен при вынужденном движении жидкости. Теплообмен при ламинарном движении жидкости в трубах. В случае ламинарного течения жидкости ($Re < 2320$) вынужденное перемещение ее частиц сопровождается также и свободным движением. Среднее значение коэффициента теплообмена определяют из формулы

$$Nu_f = 0,17 Re^{0,25} Pr_f^{0,43} Gr_f^{0,1} (Pr_f / Pr_w)^{0,25} \epsilon_f \quad (149)$$

где ϵ_f — поправочный множитель, учитывающий влияние начального участка потока на коэффициент теплообмена в трубе (табл. 3).

В качестве определяющей температуры в формуле (149) принимают среднюю температуру жидкости, а ха-

Таблица 3

| | | | | | | | | | |
|--------------|-----|-----|------|------|------|------|------|------|----|
| $l/d_{нар}$ | 1 | 2 | 5 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 |
| ϵ_l | 1,9 | 1,7 | 1,44 | 1,28 | 1,18 | 1,13 | 1,05 | 1,02 | 1 |

Примечание. Здесь и далее индекс f у критериев означает, что физические параметры, входящие в критерий, берут из таблицы по температуре жидкости. При индексе w физические параметры берут по температуре поверхности стенки.

рактным линейным размером служит внутренний диаметр трубы.

Теплообмен при турбулентном движении жидкости в каналах и трубах. Расчетная формула для определения средних значений коэффициента теплообмена, полученная на основе обобщения опытных данных, имеет вид

$$Nu_f = 0,021 Re_f^{0,8} Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \epsilon_f \quad (150)$$

Индекс f при числах Nu , Re , Pr означает, что все физические параметры вычисляются при средней температуре жидкости. В качестве определяющего размера в данном случае принимают внутренний диаметр трубы $d_{вн}$ или $d_{кан} = 4F/V$ для каналов некруглого сечения, где F — площадь поперечного сечения канала, а V — объем этого сечения. Множитель $\epsilon_f = 1$ при $l/d_{нар} > 50$, а при $l/d_{нар} < 50$ его принимают в зависимости от числа Рейнольдса для данных условий (табл. 4).

Теплообмен при переходном режиме движения жидкости в каналах и трубах.

Таблица 4

| Re _f | ϵ_l при $l/d_{нар}$ | | | | | | | | | |
|-----------------|------------------------------|------|------|------|------|------|------|------|----|--|
| | 1 | 2 | 5 | 10 | 15 | 20 | 30 | 40 | 50 | |
| $1 \cdot 10^4$ | 1,65 | 1,5 | 1,34 | 1,23 | 1,17 | 1,13 | 1,07 | 1,03 | 1 | |
| $2 \cdot 10^4$ | 1,51 | 1,4 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,1 | 1,05 | 1,02 | 1 | |
| $5 \cdot 10^4$ | 1,34 | 1,27 | 1,18 | 1,13 | 1,1 | 1,08 | 1,04 | 1,02 | 1 | |
| $1 \cdot 10^5$ | 1,28 | 1,22 | 1,15 | 1,11 | 1,1 | 1,08 | 1,03 | 1,02 | 1 | |
| $1 \cdot 10^6$ | 1,14 | 1,11 | 1,08 | 1,05 | 1,04 | 1,03 | 1,02 | 1,01 | 1 | |

Таблица 5

| | | | | | | | | | | | |
|--------------------|-----|-----|-----|-----|------|------|----|----|----|----|----|
| $Re \cdot 10^{-3}$ | 2,3 | 2,5 | 3,0 | 3,5 | 4 | 5 | 6 | 7 | 8 | 9 | 10 |
| K_c | 3,6 | 4,9 | 7,5 | 10 | 12,2 | 16,5 | 20 | 24 | 27 | 30 | 33 |

В области значений числа Рейнольдса от 2320 до 10 000 наблюдается переходный режим движения жидкости. Для определения коэффициента теплообмена при переходном режиме движения можно использовать следующую расчетное критерияльное уравнение:

$$Nu_f = K_0 Pr_f^{0,43} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \quad (151)$$

где K_0 — функция числа Рейнольдса, значения которой приведены в табл. 5.

В качестве определяющей температуры в уравнении (151) принимают среднюю температуру жидкости, а в качестве определяющего размера — внутренний диаметр трубы $d_{вн}$ или $d_{кан}$. Теплообмен при переходном режиме движения жидкости в каналах и трубах рассчитывают при решении задач из практики пожарного дела.

Теплообмен при поперечном обмене в трубах. Исследованиями установлено, что теплоотдача по окружности отдельной трубы неодинакова. В пучке параллельно расположенных труб коэффициент теплообмена неодинаков для различных рядов, что объясняется неодинаковой интенсивностью омывания труб. Имеет также значение схема расположения пучков труб (кординорное или шахматное). Поэтому в расчетных критерияльных уравнениях для определения коэффициента теплообмена при различных случаях поперечного обмена в труб значения опытных коэффициентов неодинаковы.

Для одиночных труб критериальное уравнение имеет вид:

$$Nu_f = 0,58 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,38} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \text{ при } Re_f \leq 1 \cdot 10^5; \quad (152)$$

$$Nu_f = 0,28 Re_f^{0,6} Pr_f^{0,38} (Pr_f/Pr_w)^{0,25} \text{ при } 1 \cdot 10^5 < Re_f \leq 2 \cdot 10^5. \quad (153)$$

За определяющий размер в этих формулах следует принимать наружный диаметр трубы. Формулы (152) и (153) справедливы в тех случаях, когда угол φ , состав-

Рис. 29. Зависимость между поправкой ϵ_ϕ на теплообмен одиночной трубы и углом атаки ϕ

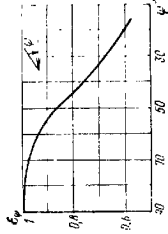
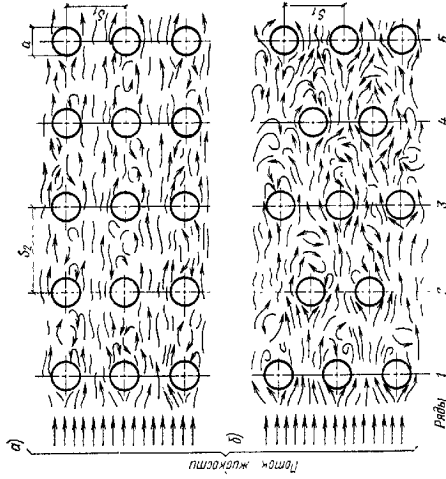


Рис. 30. Характер движения жидкости

a — в коридорных пучках; b — в шахматном пучке; S_1 — шаг между рядами труб; S_2 — шаг между рядами труб поперек потока; S_3 — шаг между рядами вдоль потока



ленный направлением потока и осью трубы (угол атаки), равен 90° . С уменьшением угла атаки уменьшается интенсивность теплообмена, поэтому полученные по формулам (152) и (153) значения коэффициента теплообмена умножают на поправочный множитель ϵ_ϕ , величину которого определяют по графику (рис. 29).

Пучки труб встречаются в теплообменных аппаратах различных конструкций и могут быть расположены в коридорном или шахматном порядке (рис. 30). На основе

обобщения опытных данных получена следующая формула для определения коэффициента теплообмена в третьем и последующем рядах труб:

$$Nu_j = C Re_j^m Pr_j^{0,33} (Pr_j/Pr_w)^{0,25} \epsilon_s, \quad (154)$$

где C и m — постоянные, для шахматных пучков $C=0,41$, $m=0,6$; для коридорных типов пучков $C=0,23$, $m=0,65$; ϵ_s — поправочный множитель, учитывающий влияние на теплообмен отсосительных шагов в рядках.

Множитель ϵ_s в формуле (154) определяют следующим образом:

для коридорного пучка

$$\epsilon_s = (S_2/S_{20})^{-0,15};$$

для шахматного пучка

$$\epsilon_s = (S_1/S_3)^{1/6} \text{ при } S_1/S_3 < 2;$$

$$\epsilon_s = 1,12 \text{ при } S_1/S_3 \geq 2.$$

Среднее значение коэффициента теплообмена для всего пучка определяют по формуле

$$\alpha_{ср} = [\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3(n-2)]/n, \quad (155)$$

где $\alpha_1=0,6\alpha_3$ — для первого ряда шахматного и коридорного пучков; $\alpha_2=0,7\alpha_3$ — для второго ряда шахматного пучка; $\alpha_3=0,9\alpha_3$ — для второго ряда коридорного пучка; α_3 — коэффициент теплообмена, вычисленный для третьего ряда по формуле (154); n — число рядов в пучке.

Формула (155) справедлива для тех случаев, когда $\phi=90^\circ$. При $\phi < 90^\circ$ полученное из формулы (154) значение α_3 умножают на поправочный множитель ϵ_ϕ , приведенный по графику (рис. 31).

Для продольного обтекания пластин (стенок) при термальной уравнение при расчете средних значений коэффициентов теплообмена имеет вид

$$Nu_j = 0,037 Re_j^{0,4} Pr_j^{0,43} (Pr_j/Pr_w)^{0,25}, \quad (156)$$

В качестве определяющей температуры в этом уравнении принята температура потока набегающей жидкости; определяющим

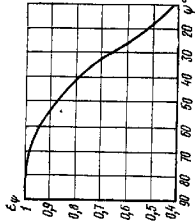


Рис. 31. Зависимость между поправкой ϵ_ϕ на теплообмен пучка труб и углом атаки ϕ

размером является длина пластины на участке теплообмена.

§ 6. Теплообмен при кипении жидкостей. Теплообмен при кипении жидкостей происходит в различных кипятельных устройствах (паровых котлах, испарителях, кипятыльнике и др.), а также характерен для ряда явлений на пожарах (например, вскипание и выброс или перекивание оттопленных жидкостей при их горении в резервуарах или аппаратах). Кипение жидкости может происходить как на твердой поверхности, так и в объеме самой жидкости. Процесс

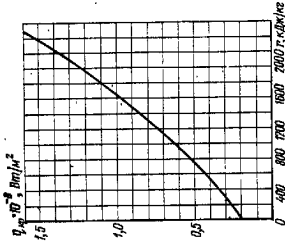


Рис. 32. Зависимость критической плотности теплового потока от температуры паробразования

кипения сопровождается подводом к кипящей жидкости тепла, расходуемого на паробразование. Кипение жидкостей на твердых поверхностях может быть *пузырьковым*, в этом случае на поверхности непрерывно образуются пузырьки пара, которые отрываются от стенки и переносят тепло и массу веществ из кипящего слоя в объем кипящей жидкости. Такой режим кипения наблюдается при перегреву жидкости (сверх температуры насыщения).

При пленочном режиме кипения у обогреваемой твердой поверхности образуется сплошная паровая пленка, которая, отделяя жидкость от стенки, создает большое термическое сопротивление, вследствие чего коэффициент теплообмена со стороны кипящей жидкости резко уменьшается. Пленочное кипение происходит в результате увеличения числа очагов паробразования за счет большой разности температур стенки и жидкости. Пленочный режим кипения обычно происходит в теплообменном аппарате под большим давлением. Теплообмен при кипении зависит от теплопроводности (α -повышается с увеличением λ) и вязкости (α уменьшается);

Переход от пузырькового кипения к пленочному на-

зывается *критическим*. Он характеризуется критической плотностью теплового потока $q_{кр}$, которая для некоторых жидкостей может быть определена по графику (рис. 32). Чтобы воспользоваться этим графиком, необходимо знать тепло парообразования r , принимаемую по справочным данным. В частности, при атмосферном давлении для воды $r = 2257$ кДж/кг, для этилового спирта $r = 865$ кДж/кг. Коэффициент теплообмена α для режима пузырькового кипения воды при давлении от 0,1 до 4 МПа может быть вычислен по формулам:

$$\alpha = 4,44 \rho^{0,7} r^{0,15} \quad \text{или} \quad \alpha = 106A r^{0,32} \rho^{0,5}$$

где q — поверхностная плотность теплового потока (обычно тепловая нагрузка по условиям ведения технологического процесса, например удельная паропроизводительность котла), Вт/м²; P_m — давление насыщения, МПа; A — температурный напор (разность температур между поверхностью стенки и жидкости), °C.

Для других жидкостей при давлении насыщения в диапазоне от 0,02 до 1 МПа коэффициент теплообмена определяют по формуле

$$\alpha = C \rho^{0,7} r^{0,4} \quad (158)$$

где C — опытный коэффициент, для бензола $C = 1,39$; для метилового спирта $C = 1,62$; для этилового спирта $C = 1,96$.

§ 7. Теплообмен при конденсации пара. Конденсация пара — процесс фазового перехода пара в жидкое состояние. При конденсации выделяется тепло, которое отдается от теплоносителя к стенке. Конденсация бывает двух видов: *капельчатая* и *пленочная*. Пленочная конденсация происходит при соприкосновении пара со смазываемой поверхностью охлаждения, капельная конденсация — в двух случаях: при наличии в конденсирующемся паре примесей масла, керосина и т. п., которые оседают на поверхности охлаждения, образуя несмазываемую пленку (на этих участках теплоотдача от пара к поверхности теплообмена в 15—20 раз меньше, чем теплоотдача к чистой поверхности теплообмена); если конденсирующаяся жидкость не смачивает поверхность охлаждения.

При расчете теплообменных устройств, работающих на основе конденсации паров, принимают, что конденсация пленочная. Плотность теплового потока определяют по формулам (141) и (142), а коэффициент теплообмена — по формуле (145), в которой

$$Nu_{\text{н}} = C(Ga Pr K)^{0,25} \quad (159)$$

где C — опытный коэффициент; для вертикальных поверхностей $C=0,943$; для горизонтальных поверхностей $C=0,15$; для горизонтальных труб $C=0,72$.

Закономерности теплообмена при конденсации могут быть использованы и для решения некоторых задач противопожарной защиты.

§ 8. Некоторые задачи пожарной безопасности. Теплообмена конвективного теплообмена широко используется в практике пожарной охраны для решения целого ряда задач пожарной безопасности. Ниже будут рассмотрены основные типы этих задач применительно к различным случаям конвективного теплообмена. *Теория* в любой форме в практике пожарной охраны используется главным образом при научных исследованиях, связанных с оценкой пожара и взрывобезопасных параметров процессов: нагрева, сушки, при определении огнестойкости строительных конструкций, пожароопасных свойств горючих материалов, эффективности огнегасящих средств и особенно при оценке основных факторов пожара в внутренних зданиях — температуры и газообмена.

Конвективный теплообмен при естественной конвекции в большом объеме характерен для большинства внутренних пожаров. Доказано, что при пожарах внутренних зданий $(GrPr) > 2 \cdot 10^7$, поэтому для определения коэффициента теплообмена чаще всего используют следующие критериальные уравнения:

а) для вертикальных ограждений (стен, перегородок) при

$$1 \cdot 10^9 < (Gr Pr) < 1 \cdot 10^8 \\ Nu_f = 0,15 (Gr Pr)^{1/3}; \quad (160)$$

при

$$(Gr Pr) \geq 1 \cdot 10^9 \\ Nu_f = 0,76 (Gr Pr)^{1/4} (Pr/Pr_w); \quad (161)$$

б) для горизонтальных ограждений (перекрытий, покрытий)

$$Nu_f = 0,5 (Gr Pr)^{0,25} (Pr/Pr_w)^{0,25}. \quad (162)$$

Коэффициент теплообмена конвекцией в большом объеме, вычисленный по формуле (145) для условий пожара в закрытом помещении, можно затем использо-

вать при определении суммарного коэффициента теплообмена. В условиях пожара коэффициент теплообмена конвекцией следует увеличиваться, затем по мере повышения температуры среды в помещении уменьшаться. Например, было установлено, что уже при температуре среды 612°C коэффициент теплообмена конвекцией составляет $15,3\%$, а при температуре $715^\circ\text{C} - 7,5\%$; при температуре 819°C (через 1 ч после начала «стандартного» пожара) — около 5% суммарного коэффициента теплообмена конвекцией и излучением.

Уравнения (144), (145) и (157) — (162) используются для решения следующих задач:

1) определение коэффициента теплообмена и количества тепла, отдаваемого продуктами горения при внутреннем пожаре ограждаемым помещением;

2) расчет трубопроводов, предназначенных для подогрева выхлопными газами воды в цистернах пожарных машин в холодное время года, особенно в районах Крайнего Севера;

3) теплообмен между воздухом помещения и трубами парам; с высоконагретыми жидкостями, газами или парами;

4) расчет теплообмена в сушилах (рукавных башнях, камерах с подогреваемым воздухом) для сушки пожарных рукавов;

б) определение оптимальных условий размещения пожарных навешателей и датчиков автоматических установок пожаротушения.

Особенности конвективного теплообмена при внутренних пожарах, которые необходимо учитывать при решении некоторых задач пожарной безопасности:

1) при внутренних пожарах возникает настолько мощные конвективные потоки, что их движением нередко всецело определяются направления распространения огня и продуктов горения. Это обстоятельство учитывается как при устройстве противопожарных преград и дымовых люков, так и в процессе тушения пожара пожарными подразделениями (например, управляя конвективными потоками с помощью дымоососов, окон и дверей, достигают снижения температуры пожара и концентрации дыма);

2) опыты показывают, что конвективный перенос тепла при внутренних пожарах происходит таким образом, что зона наиболее высокой температур располагается на

расстоянии 10—25 см от потолка помещения. Это обстоятельство учитывают при устройстве систем автоматической пожарной сигнализации и автоматических установок пожаротушения — датчики и пожарные извещатели теплового действия размещают обычно на расстоянии 5—40 см от потолка;

3) при развивавшихся внутренних пожарах конвективные потоки оказываются такими мощными, что деформируют (сносят в сторону от очага пожара) расплывающиеся водяные и пенные струи, подаваемые оросителями стационарных установок пожаротушения. Особенно заметно влияющие конвективных потоков в помещениях высотой 8—10 м и более, поэтому в таких случаях при проектировании стационарных установок пожаротушения увеличивают удельный расход (литисенсивность подачи) огнетушащего средства.

Теплообмен в ограниченном пространстве (в простоях) характерен для теплоизолированных кузовов пожарных машин с воздушными прокладками и особенно в закрытых воздушных отступках от печей. При определении температуры на поверхности конструкции горючего материала в отступке или при определении безопасных размеров отступки значение теплового потока, вычисленное по уравнению (146), является одним из главных суммарного теплового потока (в лучисто-конвективном теплообмене).

Довольно часто в практике пожарного дела используют уравнения, описывающие конвективный теплообмен при вынужденном движении жидкости. Основными типами задач пожарного дела в этом виде конвективного теплообмена являются: 1) определение коэффициента теплообмена в системе обогрета цистерн с водой на пожарных машинах выхлопными газами, подаваемыми по трубам; 2) теплообмен между водой, в том числе подогретой, подаваемой по пожарным рукавам зимой, и наружным воздухом; 3) определение температуры газов по длине дымоходов, а также на их наружной поверхности; 4) теплообмен между стенками каналов (трубок, щелей) огнеприградителей и высоконагретыми дымовыми газами или горячими газами и парами; 5) теплообмен между высоконагретой средой в трубопроводах (пар, дымовые газы, расплавы металлов) и ограждениями, через которые пропущены трубопроводы; 6) сушка пожарных рукавов в камерных сушилках, через которые продувают

я нагретый воздух; 7) расчет трубчатых теплообменников в системах дополнительного охлаждения двигателей пожарных машин.

Особый интерес представляют задачи, которые решают с использованием уравнений, описывающих теплообмен при кипении жидкостей и конденсации пара. Наиболее характерные задачи пожарной безопасности при кипении жидкостей приведены ниже.

1. При определении безопасных значений температуры на поверхности стенок теплообменной аппаратуры в условиях нормальной эксплуатации или температуры на внешних поверхностях стенок технологических аппаратов и емкостей, в которых происходит кипение жидкостей, необходимо знать коэффициент теплообмена и плотность теплового потока. Для пузырькового кипения значения a и q могут быть вычислены по формулам (157) и (158), а остальные условия, используемые при расчете температуры стенки, заданы технологическим регламентом или их рассчитывают.

2. Каждому значению давления соответствует лишь одно значение температуры насыщения данной жидкости. При уменьшении давления снижается температура насыщения. Если в каком-либо закрытом аппарате резко понижается давление, в результате чего температура жидкости становится выше температуры насыщения, происходит объемное кипение жидкости и мгновенное ее испарение. В этом случае удельный объем паров немедленно превышает удельный объем жидкости. Так, при испарении 1 л воды образуется 1700 л пара. Поэтому давление в аппарате снова резко повышается, что может привести к разрушению аппарата. В результате объемного кипения содержащейся в нефтепродуктах воды происходит выброс нефтепродуктов из резервуаров при пожарах.

3. Нарушение режима кипения — проведенные процессы в переходной области от пузырькового к пленочному режиму — приводит к перегреву и прогару стенок теплообменных аппаратов (вследствие резкого уменьшения теплоотвода от стенок). Выход жидкости в топочные пространства котла или трубоцатой печи (в результате прогара стенок), как правило, заканчивается взрывом или пожаром. Исключить перегрев или прогар стенок можно, если кипение будет происходить в пузырьковом режиме, т. е. значения коэффициента теплообмена, плот-

ности теплового потока и температурного напора будут несколько меньше критических. Чаше всего при оценке условий безопасности используют значения критических плотностей теплового потока. Если окажется, что $q < q_{кр}$, то условия пожарной безопасности будут удовлетворены.

Критическая плотность теплового потока для жидкостей при этом может быть найдена по графику (см. рис. 32). В остальных случаях $q_{кр}$ определяют по формулам, которые приводятся в литературе по теплотехнике [3, 7]. Предупредить преждевременный прогар стенок теплообменных устройств можно также установкой экранов для отражения лучистой энергии от источника тепла.

Характерные задачи пожарной безопасности при конденсации пара приведены ниже.

1. Определение температуры на внешних поверхностях трубопроводов и аппаратуры конденсационного типа и сравнение ее с безопасными (предельно допустимыми) температурами. Решить эту задачу возможно, если известен коэффициент теплообмена при конденсации пара, значения которого определяют по формуле (145) и (159).

2. Закономерности, описывающие теплообмен при конденсации пара следует учитывать при проектировании установок для объема тухления пожаров с использованием водяного пара. Как известно, эффективность тухления достигается при концентрации водяного пара не менее 35 % к объему помещения. Поскольку пар подается в помещение в начальной стадии пожара, когда температура на поверхности строительных конструкций и оборудования бывает намного ниже температуры насыщения пара при барометрическом давлении, пар может частично конденсироваться на поверхности конструкций, в результате чего снижается его огнетушащая концентрация. Эта потеря должна быть компенсирована соответствующим увеличением расхода пара в системе пожаротушения. Количество водяного пара, конденсирующегося на вертикальных и горизонтальных поверхностях, может быть определено по графику (рис. 33). Общее количество сконденсирующегося пара $G_{л.к}$ (кг/мин) подсчитывают по формуле

$$G_{л.к} = G_v F_v + G_r F_r,$$

где G_v , G_r — количество пара, сконденсировавшегося соответственно на вертикальных и горизонтальных поверхностях, определенное по графику (см. рис. 33), кг/(м²/мин); F_v , F_r — площадь соответ-

ственно вертикальных и горизонтальных помещений, для которого проектируется система пожаротушения, м².

Как показывают расчеты, при температуре среды ниже 100°C. передко количество конденсирующегося пара может в несколько раз превышать расход его для объема тухления, взятый с условием, что конденсация отсутствует.

3. При проектировании установок парового пожаротушения могут быть применены магистральные и распределительные перфорированные паропроводы большой длины. При подаче пара по неизолированному паропроводу будет происходить интенсивная его конденсация и, следовательно, уменьшаться расход на тушение пожара. Поэтому необходимо либо уменьшать длину паропровода, либо теплоизолировать его. Решить эти задачи можно с использованием формул, приведенных ниже в главе XI, знаменитый коэффициент теплообмена при конденсации пара, вычисленных по уравнению (159).

4. Аналогичную задачу можно решить и для транспортирования паров огнеопасных жидкостей по вентиляционным воздуховодам — в этом случае определяют параметры теплоизоляции, при которых исключается конденсация паров и образование горючей пленки на внутренней поверхности воздуховодов.

Глава X. ЛУЧИСТЫЙ ТЕПЛОБМЕН

§ 1. Баланс лучистого теплообмена и его основные характеристики. Для многих областей производства характерно использование различного рода установок, работающих в условиях высоких температур (плавка и разливка металлов, термическая обработка и горячая прокатка изделий, работа отопительных котельных и пещей

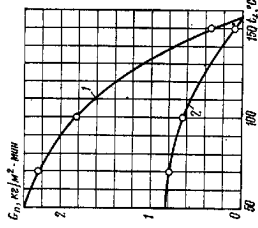


Рис. 33. Зависимость количества конденсирующегося пара от температуры окружающей среды

1 — для вертикальной поверхности;
2 — для горизонтальной поверхности

ИПФ); в диапазоне длины волны 0,38—0,78 мкм применяются излучатели ФРТ-1 и ФК, реагирующие на видное (световое) излучение, а в диапазоне длины волны от 0,78 мкм до нескольких микрометров — излучатели, реагирующие на инфракрасное излучение (типа ДПИД, ИИК, ИПП и др.).

Световое (видимое) и инфракрасное (тепловое) излучение с длиной волны 0,4—40 мкм в наибольшей степени способны нагревать облучаемые тела, что представляет большую пожарную опасность как при работе различного рода бытовых и промышленных нагревательных устройств, как и в условиях пожара. В диапазоне 1,68—2 мкм (радиоволны) работают УКВ-

радиостанции пожарной охраны: «Кальпань», «Какутус», «Пальма», «Граунт», а в диапазоне 10—100 м — КВ-радиостанция типа «Полоса».

Лучистый теплообмен сопровождается двойным преобразованием энергии: нагретое тело отдает свое тепло в виде испускаемых в окружающую среду лучей (превращение тепловой энергии в энергию электромагнитных волн); лучи, встретив на своем пути какое-либо тело, отдают ему свою энергию, которая снова превращается в тепло (превращение поглощенной телом энергии электромагнитных волн в энергию колебания его молекул или движение его электронов). При лучистом теплообмене часть лучистой энергии, падающей на тело, отражается им в окружающую среду или проходит сквозь тело. Схема распределения лучистой энергии, падающей на тело, показана на рис. 34.

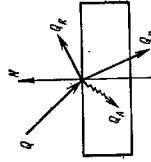


Рис. 34. Схема распределения лучистой энергии, падающей на тело

Q_p — порция, к поверхности тела, падающая на тело лучистая энергия; Q_a — поглощенная энергия; Q_n — порция, отраженная лучистой энергией; Q_d — прошедшая через тело лучистая энергия

$$Q_p + Q_a + Q_d = Q.$$

(163)

и др.). Высокими температурами характеризуется также и процесс развития пожара. Во всех этих случаях первостепенное значение имеет теплообмен излучением. Уже при температурах 800 °С и выше теплообмен между телами происходит практически лишь за счет излучения, так как доля конвективного тепла при этом незначительна.

Излучение тепла высоконагретыми поверхностями различных установок и оборудования, а также пламенем и продуктам горения в условиях пожара может вызвать воспламенение находящихся поблизости горючих материалов и конструкций. Лучистая энергия, крохотное количество которой достаточно для действия пожарных подразделений. Лучистый теплообмен представляет собой процесс преращения тепла в энергию электромагнитных волн, которые распространяются со скоростью 300 000 км/с (в вакууме). Тепловое излучение свойственно любым телам (твердым, жидким, газообразным), температура которых превышает 0 °С. Однако, если спектр излучения большинства твердых и жидких тел непрерывен, для газов характерен избирательный (или селективный) спектр излучения. Свойством поглощаться телами и превращаться в тепловую энергию обладают световые и инфракрасные лучи, имеющие длину волны соответственно 0,4—0,78 и 0,78—1000 мкм.

Длина волны некоторых видов излучения

| Излучение | Длина волны, м |
|-------------------------|---|
| Космическое | 0,05—10—12 |
| У-излучение | (0,5—1) · 10 ⁻¹² |
| Рентгеновское | (1000—20) · 10 ⁻⁹ |
| Ультрафиолетовое | (20—400) · 10 ⁻⁹ |
| Видимое (световое) | (400—780) · 10 ⁻⁹ |
| Инфракрасное (тепловое) | 780 · 10 ⁻⁹ —1 · 10 ⁻³ |
| Радиоволновое | от 0,2 · 10 ⁻³ до нескольких километров |

Для специальных пожарной охраны представляют интерес следующие виды излучения: ультрафиолетовое, видимое (световое), инфракрасное (тепловое) и радиоволновое. В диапазонах первых трех видов излучения работают отечественные пожарные извещатели. Так, в диапазоне длины волн 0,28—0,38 мкм работают извещатели, реагирующие на ультрафиолетовое излучение очага пожара (типа СИ, АИП-М, ИСТ, «Сапфир» или

Разделив обе части уравнения (163) на величину Q , получим

$$R + A + D = 1, \quad (164)$$

где $R = Q_1/Q$; $A = Q_2/Q$; $D = Q_3/Q$ — соответственно относительные отражающая, поглощающая и пропускающая способности тела.

Значения R , A , D зависят от рода тела, его температуры, состояния поверхности и длины волн лучей, падающих на тело.

Если тело полностью поглощает падающую на него лучистую энергию, оно называется **абсолютно черным**. Для такого тела $R = D = 0$ и $A = 1$. Разумеется, что такими свойствами обладает идеальное тело. В природе встречаются вещества и материалы, лишь близкие по свойствам к абсолютно черному телу. Так, для черного сукна $A = 0,98$, для черного бархата $A = 0,995$, для воды и сажки $A = 0,95$, для льда $A = 0,97$, для снега и льда $A = 0,95 - 0,98^*$. Тело, полностью отражающее все падающую на него лучистую энергию, называется **абсолютно белым**. Для такого тела $A = D = 0$ и $R = 1$. Близкими по свойствам к абсолютно белому телу являются полированные металлы ($R \approx 0,97$).

Тело, полностью пропускающее всю падающую на него лучистую энергию, называется **абсолютно прозрачным** (или диатермичным). Для такого тела значения $A = R = 0$ и $D = 1$. Свойствами, близкими к свойствам абсолютно прозрачного тела, обладают тонкие слои сухого воздуха, одноатомные и двухатомные газы в небольшом виде (кислород, водород и азот), для которых $D \approx 1$. Для твердых и жидких тел значение $D \approx 0$, так как они поглощают лучистую энергию лишь в тонком поверхностном слое, т. е. практически непрозрачны для тепловых лучей. Все реальные тела принято называть серыми телами, так как они не обладают свойствами ни абсолютно белого, ни диатермичного тела. Таким образом, с точки зрения пожарной безопасности очень важно знать, какими свойствами обладают тела, участвующие в лучистом теплообмене, чтобы применить соответствующие меры защиты (устройстве облицовок, использование экраняющих материалов, водяных завес и т. п.).

§ 2. Законы лучистого теплообмена. Законы лучистого теплообмена были получены применительно к абсо-

* След, льда и лед являются почти абсолютно черными телами по отношению к тепловому излучению не слишком нагретых тел.

лютно черному телу в условиях стационарного режима излучения (температура тел, участвующих в теплообмене, не меняется).

Закон Пираника выражает зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела $E_{\text{абс}}$ от температуры T и длины излучаемой волны λ (рис. 35). Откуда вполне очевидно, что при величине $\lambda = 0$ значение $E = 0$, с увеличением значения λ возрастает и величина $E_{\text{абс}}$, но до определенного предела, т. е. до того, когда достигаются максимум излучения; при значении $\lambda \rightarrow \infty$ интенсивность излучения стремится к нулю. Из графика видно также, что интенсивность излучения в значительной степени зависит от температуры излучаемой поверхности.

Закон Вина утверждает, что максимум интенсивности излучения соответствует следующему значению длины волны $\lambda_{\text{макс}}$ (м):

$$\lambda_{\text{макс}} = 2,9 / (10^3 \cdot T). \quad (165)$$

Из формулы (165) видно, что максимум излучения с повышением температуры черного тела от длины волны смещается в сторону коротковолновой (закон Вина поэтому еще называют законом смещения).

Закон Стефана — Больцмана устанавливает зависимость между излучательной способностью и температурой излучающего абсолютно черного тела и выражает следующим уравнением:

$$E_0 = \sigma_0 T^4 = C_0 (T/100)^4, \quad (166)$$

где E_0 — излучательная способность абсолютно черного тела (количество энергии, излучаемой абсолютно черным телом с 1 м^2 за 1 ч); $\sigma_0 = 5,77 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ — константа излучения абсолютно черного тела; C_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела [$C_0 = 5,77 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$]; T — температура излучающего тела, К.

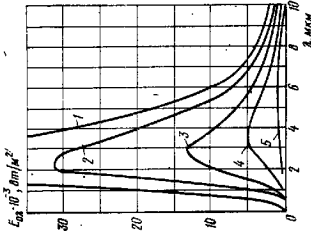


Рис. 35. Зависимость интенсивности излучения абсолютно черного тела от длины волны при различной температуре: $T = 1400 \text{ К}$; $T = 1200 \text{ К}$; $T = 1000 \text{ К}$; $T = 800 \text{ К}$; $T = 600 \text{ К}$.

излучения. В соответствии со схемой (рис. 36) его можно записать следующим образом:

$$E_{\Phi} = E_{\Sigma} \cos \Phi, \quad (172)$$

где E_{Φ} — количество энергии, излучаемой в направлении, составляющем угол Φ с нормалью к излучающей поверхности; E_{Σ} — количество энергии, излучаемой в направлении нормали.

Из уравнения (172) следует, что при значении $\Phi = 0$ $\cos \Phi = 1$ и $E_{\Phi} = E_{\Sigma}$, а при значении $\Phi = 90^\circ$ $\cos \Phi = 0$ и количество излучаемой в этом направлении энергии равно нулю. Закон Ламберта получен для абсолютно черного тела. Для серых тел с шероховатой поверхностью этот закон справедлив при $\Phi < 60^\circ$ (это важно для определения наименьших расстояний между зданиями в сооружениях по обеспечению пожарной безопасности).

§ 3. Лучистый теплообмен между двумя плоскостями параллельными поверхностями. Лучистый теплообмен между двумя плоскостями параллельными поверхностями, размеры которых намного больше расстояния между ними (вследствие чего плотность теплового потока в промежутке между плоскостями одинакова в любой точке), довольно часто встречается в различных технических устройствах.

Примерами с. Как показывают опыты, для излучения теплоотдающих поверхностей печи это расстояние не превышает 6 см. При увеличении расстояния от излучающей поверхности печи начинают сказываться зависимость плотности теплового потока от расстояния, поэтому обменивающиеся поверхности не могут считаться плоскостями параллельными с бесконечно большими размерами.

Этот вид теплообмена представляет интерес с точки зрения пожарной безопасности, поскольку теплообмен между сильно нагретыми поверхностями различного рода нагревательных установок и близкорасположенными к ним (на расстоянии нескольких сантиметров) плоскими поверхностями горючих конструкций или материалов может вызвать их воспламенение. Практика показывает, что по этой причине возникает большое число пожаров.

Закон Стефана — Больцмана применим и к реальным (серым) телам, но в этом случае формула (166) принимает вид

$$E = C(T/100)^4, \quad (167)$$

где E — излучательная способность серого тела, Вт/м²; C — коэффициент излучения серого тела, Вт/(м²·К⁴).

Из формул (166) и (167) следует:

$$E/E_0 = C(T/100)^4 / [C_0(T/100)^4] = C/C_0 = \epsilon, \quad (168)$$

где ϵ — относительная поглощательная способность, или степень черноты тела, величина которой изменяется от 0 до 1 (см. прим. 6).

С учетом соотношения (168) формулу (167) можно представить в следующем виде:

$$E = \epsilon C_0 (T/100)^4. \quad (169)$$

Закон Кирхгофа гласит: отношение излучательной способности тела к его поглощательной способности одинаково для поверхностей всех серых тел (при одинаковой температуре) и равно излучательной способности абсолютно черного тела при той же температуре

$$E_1/A_1 = E_2/A_2 = \dots = E_i/A_i = E_0/A_0 = E_0 = f(T), \quad (170)$$

где E_1, E_2, \dots, E_i и A_1, A_2, \dots, A_i — соответственно излучательные и поглощательные способности тел.

Следствия из закона Кирхгофа:

- 1) в природе не существует таких поверхностей, которые излучали бы больше энергии, чем абсолютно черное тело (при одинаковой температуре);
- 2) тела с большей поглощательной способностью обладают большей плотностью излучения и наоборот;
- 3) сопоставляя уравнения (167) и (170), нетрудно получить

$$C_1/A_1 = C_2/A_2 = \dots = C_i/A_i = C_0,$$

откуда

$$C_1 = A_1 C_0; \quad C_2 = A_2 C_0; \quad \dots; \quad C_i = A_i C_0. \quad (171)$$

Так как $C/C_0 = \epsilon$, то $A = \epsilon$, т. е. поглощательные способности и степени черноты реальных (серых) тел численно равны.

Закон Ламберта устанавливает зависимость между количеством излучаемой энергии и направлением

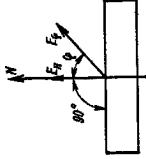
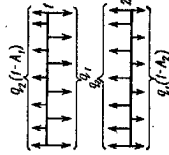


Рис. 36. Схема к объяснению закона Ламберта

N — нормаль к поверхности тела; E — излучение в направлении нормали; E_{Φ} — излучение под углом Φ к нормали

Расчетное уравнение для рассматриваемого случая лучистого теплообмена можно получить следующим образом. Пусть имеем две плоские поверхности одинаковой площади (рис. 37), расстояние между которыми значительно меньше их размеров, так что все излучение, исходящее от одной из них, падает на другую. Плотность теплового потока от поверхности 1 состоит из собственного излучения, определяемого на основании закона Стеффана — Больцмана по формуле (167), и отраженного излучения, полученного поверхностью 1 от поверхности 2:



$$q_1 = C_1 (T_1/100)^4 + q_2 (1 - A_1),$$

где q_1 — плотность теплового потока от поверхности 1, Вт/м²; q_2 — плотность теплового потока от поверхности 2, Вт/м²; $q_1(1 - A_1)$ — отраженная часть теплового потока, падающего на поверхность 1.

Аналогичным образом определяется плотность теплового потока от поверхности 2

$$-q_2 = C_2 (T_2/100)^4 + q_1 (1 - A_2),$$

где $q_1(1 - A_2)$ — отраженная часть теплового потока, падающего на поверхность 2.

При $T_1 > T_2 > T_3$ плотность теплового потока, восприимчивого поверхности 2, будет равна

$$q = q_1 - q_2.$$

Подставив в это уравнение значения q_1 и q_2 и имея в виду, что $A_1 = C_1/C_0$ и $A_2 = C_2/C_0$, решим полученное уравнение с двумя неизвестными относительно q_1 :

$$q_{12} = C_{np} [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (173)$$

где $C_{np} = 1/(1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0)$ — приведенный коэффициент излучения, Вт/(м²·К).

Приведенный коэффициент излучения может быть вычислен также по формуле

$$C_{np} = \epsilon_{np}, \quad (174)$$

где ϵ_{np} — приведенная степень черноты;

где ϵ_1, ϵ_2 — степени черноты соответственно первой и второй поверхностей. (175)

Для лучистого теплообмена между двумя concentrically расположенными поверхностями (одна поверхность облучает другую, рис. 38) приведенный коэффициент излучения определяется следующим образом:

$$C_{np} = 1/[(1/C_1 + F_1/F_2)(1/C_2 - 1/C_0)] \quad (176)$$

и

$$C_{np} = \epsilon_{np} C_0 = C_0 [1/\epsilon_1 + F_1/F_2 (1/\epsilon_2 - 1)], \quad (176a)$$

где F_1 — площадь облучаемой поверхности, м²; F_2 — площадь облучающей поверхности, м².

Пользуясь формулой (173), можно решать некоторые типы задач пожарной безопасности, в частности возможные воспламенения горючих материалов, расположенных вблизи сильно нагретых поверхностей. Для этой цели в формулу (173) вместо значения T_2 подставляют значение предельно допустимой температуры нагрева горючего материала $T_{доп}$ (которую можно принять по таблице прил. 7). Вычисленную плотность теплового потока сравнивают с критической для данного материала плотностью облучения*

$$q_{np} > K_0 q = K_0 C_{np} [(T_1/100)^4 - (T_{доп}/100)^4], \quad (177)$$

где K_0 — коэффициент пожарной безопасности.

При $t \leq 760^\circ\text{C}$ пользоваться формулой (177) целесообразно лишь в тех случаях, когда расстояние между излучающей и облучаемой поверхностью горючего материала не превышает 6 см. Если при этом удовлетворяется неравенство (177), то возможность воспламенения горючего материала исключается.

Условия применимости формулы (177):

| $t, ^\circ\text{C}$ | $q_{np}, \text{Вт/м}^2$ |
|---------------------|-------------------------|
| 360 | 7,450 |
| 400 | 9,800 |
| 420 | 10,800 |
| 450 | 12,800 |
| 490 | 15,400 |

* Критическая плотность облучения — минимальная энергия облучения материала, выходящая из которой он в течение определенного времени не воспламеняется.

Критическая плотность облучения $q_{кр}$ для некоторых торючих материалов установлена экспериментальным путем в Высшей инженерной пожарной-технической школе МВД СССР. Значения $q_{кр}$ и $T_{доп}$ для некоторых наиболее распространенных материалов приведены в прил. 7. В тех случаях, когда величина $q_{кр}$ для какого-либо материала неизвестна, рассматривая выше задачу можно решить иным способом. Для этого уравнение (172) решают относительно величины T_2 , вычисленное значение которой сравнивают с значением $T_{доп}$ по условиям пожарной безопасности:

$$T_2 = 100 \sqrt{\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - K_6 C_{пр}} < T_{доп}. \quad (178)$$

Примечание. При длительном процессе облучения торючей поверхностью в качестве величины $T_{доп}$ по прил. 7 принимают допустимую температуру применения или самонагреваания данного торючего материала.

При решении задачи по формуле (178) в подкоренном выражении может получиться отрицательное число. Это означает, что при заданных условиях температура облучаемой поверхности не превышает предельно допустимой температуры нагревания материала (см. прил. 7).

§ 4. Лучистый теплообмен между телами, произвольно ориентированными в пространстве. Для двух тел конечных размеров, образующих замкнутую систему, и произвольно ориентированных в пространстве (рис. 39), расчётное уравнение, полученное балансовым методом с использованием законов Стефана — Больцмана и Ламберта, имеет вид

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{пр} C_0 (T_1/100)^4 - (T_2/100)^4 H, \quad (179)$$

где $Q_{1,2}$ — количество теплоты, передаваемой излучением от поверхности 1 к поверхности 2; $\varepsilon_{пр}$; $H = F_1 \Phi_{1,2} = F_2 \Phi_{2,1}$ — площадь взаимной поверхности облучения; $\Phi_{1,2}$ и $\Phi_{2,1}$ — средние по поверхности коэффициенты облучения поверхности 1 на поверхности 2 и поверхности 2 на поверхности 1 (коэффициенты облучения показывают доли тела, отдающего с одного тела на другое); $\varepsilon_{пр}$ — приведенная степень черноты системы

$$\varepsilon_{пр} = 1/(1 + (1/\varepsilon_1 - 1)\Phi_{1,2} + (1/\varepsilon_2 - 1)\Phi_{2,1}). \quad (180)$$

Для бесконечно больших плоскостных поверхностей $F_1 = F_2 = F$, $\Phi_{1,2} = \Phi_{2,1} = 1$ формула (179) превращается в формулу (173).

Примечание. Замкнутую систему образуют бесконечно большие плоскостные поверхности, имеющие одинаковую площадь, тонкие длинные цилиндры, один из которых находится внутри другого и т. п.

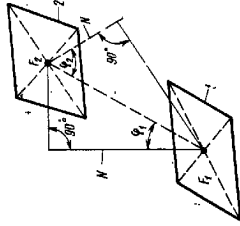
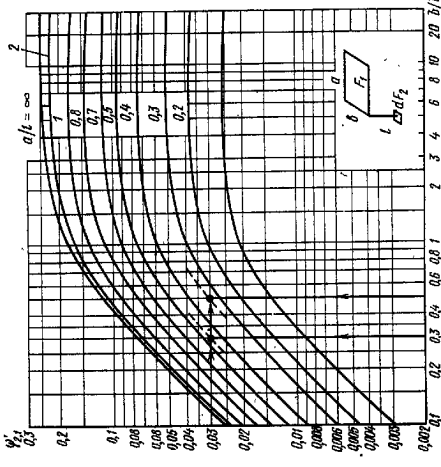


Рис. 39 Система тел бесконечно малой поверхности, произвольно ориентированных в пространстве и образующих замкнутую систему

Φ_1 и Φ_2 — углы между направлением излучения и к излучающей поверхности

Рис. 40 Коэффициент облученности $\Phi_{1,2}$ бесконечно малой поверхности dF_2 , параллельной ей прямоугольной поверхности конечных размеров F_1

a — длинная сторона прямоугольника; b — короткая сторона; r — радиус дуги, проведенной между центром поверхности dF_2 и любой точкой поверхности F_1



В практике пожарного дела наблюдаются случаи лучистого теплообмена между поверхностью конечных размеров и параллельной ей элементарной площадкой.

Тогда тепловой поток, отнесенный к 1 м^2 излучающей поверхности, определяется по уравнению:

$$q_{1,2} = \epsilon_{\text{впр}} C_0 (T_1/100)^4 - (T_2/100)^4 \Phi_{2,1} \quad (181)$$

Данная формула получается при условии, что плотность теплового потока не зависит от направления. Это строго справедливо для абсолютно черных тел и достаточно точно соответствует действительности для металлических поверхностей и окисленных металлов. Коэффициент облученности $\Psi_{2,1}$ для поверхности, имеющей форму прямоугольника, определялся по уравнениям, приведенным в литературе [27]. Кроме того, его можно определить для $1/4$ поверхности по номограмме (рис. 40), а затем суммировать полученные значения для всей площади поверхности излучения.

Условия пожарной безопасности применительно к рассматриваемому случаю теплообмена на основании уравнения (181) можно сформулировать следующим образом: 1) плотность теплового потока, падающего на поверхность горячего материала, не должна превышать установленной для него критической плотности облучения $q_{\text{кр}}$:

$$K_0 q_{1,2} = K_0 \epsilon_{\text{впр}} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_{\text{доп}}/100)^4] \Phi_{2,1} \leq q_{\text{кр}}; \quad (182)$$

2) температура облучаемой поверхности не должна превышать предельно допустимой температуры нагрева данного материала $T_{\text{доп}}(\text{К})$:

$$T_2 = 100 \sqrt[4]{(T_1/100)^4 - q_{1,2}/K_0 \epsilon_{\text{впр}} C_0 \Phi_{2,1}} \leq T_{\text{доп}}. \quad (183)$$

Пользоваться формулами (182) и (183) следует с учетом тех же ограничений, что и при применении формул (177) и (178).

§ 5. Лучистый теплообмен при наличии экранов.
Для уменьшения количества энергии, излучаемой в направлении различных тел, на пути лучистого потока располагают какое-либо тело, отражающее или поглощающее тепловые лучи. Тела, обладающие такими свойствами, принято называть *тепловыми экранами*. Защиту от излучения нагреваемых поверхностей при помощи экранов широко применяют в быту, на производстве и в практике противопожарной защиты. В качестве экранов для целей противопожарной защиты широко используют различного рода преграды (стены, перегородки и перекрытия из негорючих материалов, зеленые

насаждения, водяные завесы) и огнезащитные облицовки (асбест, мокрую штукатурку, кирпич и др.). Для защиты личного состава от излучения на пожаре применяются также водяные распыленные струи, передвижные экраны из подпиранных металлов и теплоотражательные костюмы. В целях уменьшения излучения дверок отопительных и нагревательных печей их выполняют двойными или снабжают несколькими теплоотражательными пластинами.

В зависимости от рода материала и состояния его поверхности экраны бывают: *поглощающими* (асбест, кирпич, штукатурка, водяные и паровые завесы) и *отражающими* (попырянные металлы, металлизированные ткани). Особенно важно применять различного рода экраны для защиты от излучения личного состава пожарных подразделений. Дело в том, что тепловое излучение вообще, а высокотемпературное в особенности, оказывает вредное физиологическое воздействие на организм человека. Если тепловое равновесие тела человека, выходящего в состоянии покоя 105—116 Вт/м², наступает при температуре окружающей среды 20—22°С, то в условиях пожара, особенно при интенсивных физических условиях, количество выделяемого организмом тепла достигает 350—465 Вт, вследствие чего тепловое равновесие может быть достигнуто лишь при температуре воздуха 12—14°С. А так как температура воздуха вблизи очага пожара значительно превышает указанные значения, то в теле человека накапливается тепло. Это вызывает перегрев тела и ухудшение самочувствия человека, а при длительном нахождении его в зоне пожара без средств защиты происходит усиленное выделение необходимых организму солей и резкое усиление деятельности сердечно-сосудистой и дыхательной системы.

Для теплового излучения характерно проникание лучей в глубь кожного покрова человека. В условиях пожара интенсивно излучаются инфракрасные лучи, хорошо поглощаемые кожей и вызывающие ее ожоги. Учитывая эти особенности излучения, в условиях пожара необходимо принимать меры для того, чтобы плотность облучения личного состава, не имеющего средств защиты от излучения, не превышала 540 Вт/м² при длительной работе и 1050 Вт/м² при кратковременном пребывании в зоне пожара. Температура тела человека в условиях пожара не должна превышать 39—40°С, так

как уже при 39,5 °С возникает опасность теплового удара, а при 60—70 °С в его организме происходят неограниченные физиологические изменения, которые могут привести к смерти. Наиболее эффективно защищают людей на пожаре тонкораспашенные водные завесы, которые выполняют роль поглощающих экранов, и специальные костюмы из металлизированных тканей, которые представляют собой отражающие экраны.

Тепловой расчет экранов. Пусть тонкий экран из высокопроводящего материала помещен между двумя плоскопараллельными поверхностями (рис. 41), температура и степень черноты которых равны соответственно T_1, ϵ_1 и T_2, ϵ_2 , причем $T_1 > T_2$. Так как материал экрана высокотеплопроводящий и имеет малую толщину, с достаточной степенью точности можно считать, что температуры на обеих поверхностях его одинаковы и равны T_3 ; степень черноты экрана — ϵ_3 . При отсутствии экрана плотность теплового потока между поверхностями 1 и 2 определял по формуле (173). Плотность теплового потока от поверхности 1 к экрану, согласно закону Стефана — Больцмана, равна:

$$q_{1,3} = \epsilon_{1,3} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_3/100)^4],$$

$$q_{3,2} = \epsilon_{3,2} C_0 [(T_3/100)^4 - (T_2/100)^4].$$

где $\epsilon_{1,3} = 1/(1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_3 - 1)$ — приведенная степень черноты системы «поверхность 1 — экран»; $\epsilon_{3,2} = 1/(1/\epsilon_3 + 1/\epsilon_2 - 1)$ — приведенная степень черноты системы «экран — поверхность 2».

Полная процесс теплообмена стационарным $(q_{1,2} = q_{3,2} = \text{const})$, можно записать

$$\epsilon_{1,3} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_3/100)^4] = \epsilon_{3,2} C_0 [(T_3/100)^4 - (T_2/100)^4]$$

или после преобразований

$$q_{1,2} = \{\epsilon_{1,3} \epsilon_{3,2} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]\} / \{\epsilon_{1,3} + \epsilon_{3,2}\} \quad (184)$$

$$(q_{1,2}/100) = [\epsilon_{1,3} \epsilon_{3,2} (T_1/100)^4 + \epsilon_{3,2} (T_2/100)^4] / (\epsilon_{1,3} + \epsilon_{3,2}), \quad (185)$$

откуда

$$T_3 = 100 \sqrt[4]{\frac{\epsilon_{1,3} (T_1/100)^4 + \epsilon_{3,2} (T_2/100)^4}{\epsilon_{1,3} + \epsilon_{3,2}}}, \quad (186)$$

где $q_{1,2}$ — плотность теплового потока между поверхностями 1 и 2 при наличии экрана, Вт/м².

Если материал излучающих поверхностей и экрана одинаков, то из формул (173) и (184) можно получить

$$q_{1,2}^* = (1/2) q_{1,2}. \quad (184a)$$

Если материал излучающих поверхностей одинаков ($\epsilon_1 = \epsilon_2$), то при наличии экрана из другого материала количество передаваемого тепла равно:

$$q_{1,2}^* = \frac{1}{2} \epsilon_{1,3} \epsilon_{3,2} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4] =$$

$$= \frac{1}{2} \epsilon_{3,2} C_0 [(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (184b)$$

Если $\epsilon_1 = \epsilon_3$, а материал поверхности 2 отличается от материала экрана и поверхности 1, то

$$\epsilon_{3,2} = \epsilon_1 / (2 - \epsilon_1) = \epsilon_2 / (2 - \epsilon_2)$$

и

$$\epsilon_{3,2} = 1 / (1/\epsilon_3 + 1/\epsilon_2 - 1) = 1 / (1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2 - 1).$$

Если одинаковы материалы экрана и поверхности 2 ($\epsilon_3 = \epsilon_2$), а материал поверхности 1 отличается от них, то

$$\epsilon_{1,3} = \epsilon_2 / (2 - \epsilon_2) = \epsilon_3 / (2 - \epsilon_3) \text{ и } \epsilon_{1,3} = 1 / (1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_3 - 1) =$$

$$= 1 / (1/\epsilon_1 + 1/\epsilon_2 - 1).$$

При установке между поверхностями 1 и 2 нескольких экранов количество передаваемой теплоты

$$q_{1,2}^* = \frac{\epsilon_{1,3} \dots \epsilon_{n-1,n}}{\epsilon_{1,2} n + 1}, \quad (187)$$

где n — число экранов.

Пользуясь приведенными выше формулами, решают задачи *противопожарной защиты*:

1) используя формулу (186), определяют температуру экрана и сравнивают ее с предельно допустимой температурой применения данного материала, т. е.

$$T < T_{\text{доп}}.$$

где $T_{\text{доп}}$ — предельно допустимая температура применения материала экрана, К: 923 — для односторонних листов белой жести; 823 —

для альфа и окисленных алюминевых листов; 873 — для асбестового картона и полированных алюминиевых листов.

2) приняв $q_{1,2} = q_{\text{пол}}$ и преобразовав формулу (187), для данных условий лучистого теплообмена (например, при горении нефтепродуктов в резервуарах или нефтегазового фонтана) определяют теплозащитные характеристики заданного числа слоев экранирующего материала

$$\epsilon_{1,0} = [q_{\text{пол}} \epsilon_{1,2} (n + 1)] / q_{1,2}, \quad (189)$$

где $q_{\text{пол}}$ — допустимая плотность облучения, принимаемая равной 1050 Вт/м² для защиты людей или определяемая по прил. 7 для защиты горючих конструкций или материалов; $q_{1,2}$ — плотность теплового потока, определяемая по формуле (173); $\epsilon_{1,2}$ — приведенная степень черноты системы «излучающая поверхность — экран», n — число слоев экранирующего материала.

Определив значение $\epsilon_{1,0}$, можно вычислить степень черноты материала экрана по одной из следующих формул:

$$\epsilon_0 = 1 / (1 + 1/\epsilon_{1,0} - 1/\epsilon_1); \quad \epsilon_0 = 1 / (1 + 1/\epsilon_{0,2} - 1/\epsilon_2), \quad (189)$$

и по прил. 6 подбирают соответствующий материал для экрана;

3) если материал экрана выбран заранее (т. е. известны его теплозащитные свойства), то число слоев материала определяют по формуле

$$n = \epsilon_{1,0} / \epsilon_{0,2} q_{1,2} / q_{\text{пол}} = 1. \quad (190)$$

§ 6. Излучение газообразных продуктов сгорания. При прохождении потока лучистой энергии через слой газообразных продуктов сгорания плотность его значительно уменьшается, так как трехатомные газы (CO_2 , SO_2 , NH_3 и др.) и водяные пары поглощают часть лучистой энергии. Одно- и двухатомные газы (N_2 , H_2 , O_2 и др.) практически не поглощают лучистой энергии, поэтому их считают прозрачными (диффузионными) для тепловых лучей. Трехатомные газы и водяные пары, а также другие многоатомные газы, входящие в состав продуктов сгорания, не только поглощают лучистую энергию, но и обладают излучательной способностью, которая обусловлена колебательными движениями атомов в молекулах.

Особенности излучения и поглощения газов. Если твердые тела излучают и поглощают энергию практически всех длин волн, то газы обладают этой способностью только в определенных интервалах длины волн — полосах, расположенных в различных час-

тах спектра излучения и поглощения. Так, двуокись углерода CO_2 имеет три полосы: 2,36—3,8; 4,01—4,8 и 12,5—16,5 мкм, а водяные пары H_2O — четыре полосы: 1,7—2; 2,2—3; 4,8—8,5 и 12—30 мкм. Вне этих полос двуокись углерода и водяные пары не поглощают и не излучают энергию. Следовательно, многоатомные газы обладают *избирательной (селективной) способностью излучать и поглощать тепловые лучи.*

В твердых телах и жидкостях излучение и поглощение энергии происходит и тонком поверхностном слое. Многоатомные газы излучают и поглощают энергию всем объемом, однако с увеличением толщины слоя энергия лучей уменьшается в связи с частичным ее поглощением молекулами газа. Поэтому относительная поглощательная способность газа для данной длины волны зависит от произведения длины пути луча на парциальное давление, а также от температуры газовой среды.

Теплообмен излучением между продуктами сгорания и твердыми телами. В газообразных продуктах, образующихся при полном сгорании подавляющего большинства горючих веществ, содержатся в основном азот, двуокись углерода и водяные пары. Как уже отмечалось, азот является практически инертным газом (не излучает и не поглощает тепловой энергии). Следовательно, основными излучающими компонентами в составе продуктов полного сгорания являются CO_2 и H_2O , так как содержание других многоатомных газов весьма незначительно и их влияние не оказывает заметного влияния на излучение продуктов сгорания в целом. Лучистый теплообмен между поверхностью твердых тел и продуктами сгорания не только широко используется в технике (главным образом в теплообменниках и котельных установках), но и имеет *очень важное значение для специалистов пожарной охраны.*

Указанный вид теплообмена встречается во многих задачах, с решением которых приходится сталкиваться специалисту пожарной дела (расчет прогреваемости стенок печей и дымоходов под действием излучения газов, определение коэффициента теплообмена излучением на внутреннем пожаре при большом задымлении и т. п.). Определение коэффициента теплообмена излучением связано с определением плотности теплового по-

тока — этим и обуславливаются основные трудности расчета различного рода теплотехнических устройств. Ниже изложена методика определения коэффициента теплообмена для излучения дымовых газов, являющаяся соответствующими расчетными формулами и графиками.

Коэффициент теплообмена излучением определяют по формуле

$$\alpha_{\text{из}} = q_{\text{из}} / (t_f - t_{\text{ст}}) \quad (191)$$

где $\alpha_{\text{из}}$ — коэффициент теплообмена излучением, Вт/(м²·°C); $q_{\text{из}}$ — плотность теплового потока, излучаемого продуктами горения к ограждающим конструкциям, Вт/м²; t_f — температура продуктов сгорания, °C; $t_{\text{ст}}$ — температура поверхности ограждающих конструкций, °C.

Плотность теплового потока может быть найдена по формуле, используемой в технике для расчета теплообмена между газом и поверхностью твердого тела:

$$q_{\text{из}} = \epsilon_w \cdot C_0 \left[\epsilon_f \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 - A_f \left(\frac{T_w}{100} \right)^4 \right] \quad (192)$$

где $\epsilon_w = 0,5(\epsilon_w + 1)$ — эффективная степень черноты поверхности ограждающих конструкций; ϵ_w — степень черноты поверхности ограждающих конструкций (см. прил. 6); ϵ_f — степень черноты продуктов сгорания при их температуре T_f ; A_f — относительная поглощательная способность продуктов сгорания при температуре стенок T_w .

Последовательность определения величин ϵ_f и A_f . Определяют площадь ограждающих конструкций F (м²) по данным внутреннего объема и вычисляют объем теплообмениваемой оболочки V (м³). Затем подсчитывают эффективную толщину слоя продуктов сгорания $l_{\text{эф}}$, м:

$$l_{\text{эф}} = 3,6V/F \quad (193)$$

После этого находят произведение парциальных давлений на эффективную толщину слоя газов p_{CO_2} , $l_{\text{эф}}$ и $p_{\text{H}_2\text{O}}$, $l_{\text{эф}}$. Поскольку в составе продуктов сгорания дымовых газов углерода и водяные пары занимают наибольший объем, то излучение рассчитывают именно для этих компонентов (обычно принимают $p_{\text{CO}_2} = 0,013$ МПа и $p_{\text{H}_2\text{O}} = 0,011$ МПа). По значениям p_{CO_2} , $l_{\text{эф}}$ и $p_{\text{H}_2\text{O}}$, $l_{\text{эф}}$ пользуются графиками (рис. 42, 43), находят степень черноты ϵ_{CO_2} и $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ при заданной температуре продуктов

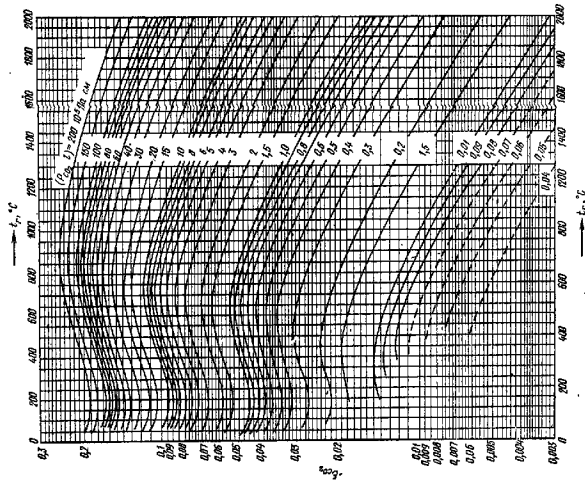


Рис. 42. Изменение степени черноты двуокиси углерода в зависимости от произведения парциального давления на длину пути луча и температуры

сгорания. Степень черноты продуктов сгорания подсчитывают следующим образом:

$$\epsilon_f = \epsilon_{\text{CO}_2} + \beta \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta \epsilon_f \quad (194)$$

где β — поправочный множитель, принимаемый в зависимости от величины $p_{\text{H}_2\text{O}}$ и $p_{\text{H}_2\text{O}}$, $l_{\text{эф}}$ по графикам (рис. 44); $\Delta \epsilon_f$ — поправочный множитель, учитывающий взаимное влияние полос излучения CO_2 и H_2O ; при обычных соотношениях CO_2 и H_2O в продуктах сгорания $\Delta \epsilon_f \approx 0$, так как его величина не превышает 0,02 ϵ_f .

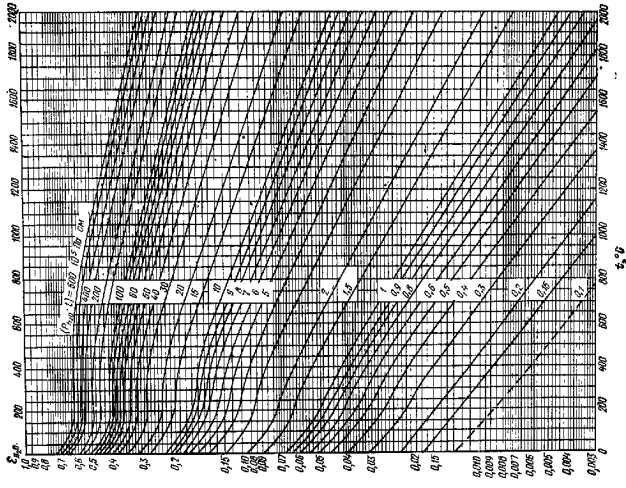


Рис. 43. Изменение стенки черноты водяного пара в зависимости от произведения парциального давления на длину пути луча и температуры

Относительную поглотительную способность продуктов сгорания при температуре t_w определяют по формуле

$$A_f = A_{CO_2} + A_{H_2O} - \Delta A_f \quad (195)$$

где $A_{CO_2} = \epsilon_{CO_2}(T_f/T_w)^{0.65}$, причем $\epsilon_{CO_2} = \epsilon_{CO}$, принимают по графикам (рис. 42) при t_w ; $A_{H_2O} = \beta \epsilon_{H_2O}$, причем β принимают по графикам (рис. 44), а ϵ_{H_2O} — по графикам (рис. 43) при t_w ; $\Delta A_f \approx 0$

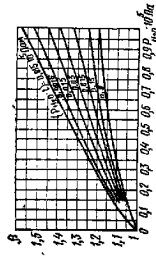


Рис. 44. Графики для определения поправочного множителя, учитывающего парциальное давление водяного пара при определении степени его черноты

(по той же причине, что и для $\Delta \epsilon_f$) — поправка, учитывающая взаимное излучение и поглощение CO_2 и H_2O .

При пожарах в помещениях, сопровождающихся значительным задымлением и высокими температурами, существенную роль в теплообмене между несущими и ограждающими конструкциями и газобразными продуктами сгорания играет излучение двуокиси углерода и водяных паров. Однако надежной методики расчета теплообмена при излучении газов в этих условиях нет, поэтому с некоторым приближением для определения плотности теплового потока от продуктов сгорания к ограждаемым помещениям при температурах среды 600°C и выше могут быть использованы формулы (192) — (195). Для расчета дымоходов, газоходов технических и бытовых устройств, в которых в качестве греющей среды используют продукты полного сгорания, приведенная выше методика может быть использована без каких-либо ограничений.

§ 7. Излучение факела. Излучение факела, так называемое регулируемое излучение пламени, широко используется в различного рода нагревательных устройствах для осуществления теплообмена в интересах человека. Излучение факела присуще также процессам горения в условиях пожаров, особенно наружных, поэтому для специалистов пожарной охраны оно представляет интерес.

Как мощный источник тепловой энергии, оказывающей вредное физиологическое воздействие на организм человека во время тушения пожара, как носитель большого количества лучистой энергии, способной в определенных условиях вызвать воспламенение горючих материалов или опасных паров и газов и способствующей развитию пожара и возникновению новых очагов горения;

как источник прогревания строительных конструкций.

Рассмотрим физическую природу излучения пламени и методы решения некоторых специальных задач, имеющих отношение к проблемам противопожарной защиты. Природа излучения пламени. Температурная плазма при горении некоторых веществ. Излучение факела (пламени) с заданной температурой зависит от структуры, на которую в свою очередь влияет вид горящего материала и способ сжигания. Горение газа сопровождается свечением и несветящимся пламенем. Светящаяся часть пламени образуется вследствие наличия в нем трехатомных газов и раскалиенных частиц сажи. Если частиц сажи в составе пламени очень мало, то свечение пламени происходит в основном вследствие их излучения (излучение трехатомных газов имеет второстепенное значение). Несветящаяся часть пламени обусловлена наличием в его составе CO_2 , H_2O , N_2 , O_2 , образующихся при избытке воздуха (коэффициенте избытка воздуха больше единицы).

При горении жидких веществ образуется светящееся пламя, в состав которого входят раскалиенные частицы сажи и трехатомные газы (CO_2 , SO_2 , H_2O и др.). Если горит распыленная жидкость, то свечение пламени усиливается, так как кроме названных компонентов имеются раскалиенные частицы кокса. Горение твердых веществ приводит к образованию пламени наиболее сложной структуры: в его состав входят трехатомные газы, сажа, раскалиенные или горящие твердые частицы, зола и продукты возгонки сажи при высоких температурах.

По физической природе излучение факела ближе к излучению твердых тел, чем к излучению газов. Однако расчеты излучения пламени (как светящегося, так и несветящегося) в настоящее время носят приближенный характер из-за трудности точного определения степеней черноты факела и его эффективной температуры. Ориентировочные значения степеней черноты и температуры факела, образующегося при горении некоторых веществ, в основном в толках печей, приведены в табл. 6 и 7.

Излучение факела в толках печей и котлов. Специалистам дожарной охраны важно знать влияние излучательных характеристик пламени на возможность прогреть стенок печи и облицовки котлов до температуры, при которой могут воспламениться рас-

ложенные поблизости горючие материалы или измениться прочность материала стенок. Температура на внешней поверхности стенок печей или обмуровки может быть определена методами, изложенными в главе VIII, при известной температуре внутренней (радиационной) поверхности. Последнюю определяют методом последовательных приближений из уравнения (173), в котором принимают $T_1 = T_2 = T_p$ и

$$C_{np} = C_0(1/\epsilon_0 + 1/\epsilon_p - 1),$$

где T_0 и ϵ_0 — температура и степень черноты факела; T_p и ϵ_p — температура и степень черноты радиационной поверхности.

Излучение пламени через топочные отверстия. Открытые топочные отверстия печей и топков котельных установок опасны не только из-за возможности вылетаания искр и выпадения углей. Опасность их заключается также в излучении тепловых потоков, мощности которых нередко оказывается достаточной для воспламенения находящихся поблизости горючих конструкций и материалов. Для предотвращения этого пещи и топки устанавливаются на безопасном расстоянии от противлежащих стен или перегородок из горючих материалов.

Точное аналитическое решение задачи по определению плотности теплового потока (q_w) осложняется громоздкими вычислениями. Поэтому с достаточной для практики степенью точности можно использовать опытные данные. Схема решения задачи следующая.

Вычисляют значение коэффициента диафрагмирования-точечного пространства

Таблица 6

| Пламя | Степень черноты ϵ_0 |
|--|------------------------------|
| Несветящегося газового факела | 0,3 |
| Несветящегося газопое и пламя антрацита при словом сжигании | 0,4 |
| Светящегося антрацитовой пыли | 0,45 |
| топках углей | 0,6 |
| безыонизированного | 0,85 |
| Камельных углей (богатых летучими), бурых углей, древесных и торфа | 0,96—0,99 |
| | 0,7 |

| Горючий материал | Температура плавления, К |
|--|--------------------------|
| Торф, мазут | 1273 |
| Древесина, бурый уголь, сырая нефть, дизельное топливо, тракторный керосин | 1373 |
| Каменный уголь, каучук и изделия из него, бензин | 1473 |
| Антрацит, сера | 1573 |
| Горючие газы | 1773 |
| Магний, алюминий | 2273 |

$$K = \sqrt{K_A K_B K_C} \quad (196)$$

где $K_A = f(h/b)$ и $K_B = f(b/h)$ — определяют по графикам рис. 45; b , h — ширина и высота топочного отверстия, м; δ — толщина стенки топочного отверстия, м.

Затем по графику на рис. 46 в зависимости от температуры в топке печи (см. табл. 7) определяют плотность полного излучения факела q_n и вычисляют плотность излучения через топочное отверстие

$$q_n^{отв} = K_A q_n \quad (197)$$

Подставляя значение $q_n^{отв}$ в уравнение (182), рассчитывают безопасное расстояние между топочным отверстием и облучаемой поверхностью.

Излучение факела пламени на пожаре. Выделяющаяся при горении на пожаре теплота передается окружающим телам в основном излучением, поскольку, как уже было установлено, при температуре 1073 К и выше доля конвективной составляющей теплообмена весьма незначительна и ее в расчет можно не принимать. Пожары внутри зданий характеризуются, как правило, излучением в основном нагретых продуктов сгорания, которые сравнительно быстро заполняют объем помещения и настолько изолируют пламя, что его излучение практически не оказывает влияния на нагревание окружающих тел (за исключением горения щелочных металлов, спирта и горючих газов), поэтому принято считать, что температура внутреннего пожара достаточно полно может быть охарактеризована среднеобъемной температурой в помещении, где происходит пожар.

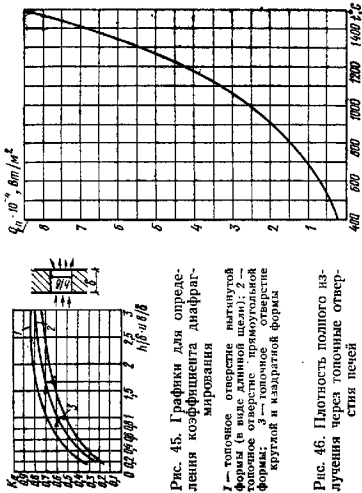


Рис. 45. Графики для определения коэффициента дивергентного излучения

1 — топочное отверстие вытянутой формы (в виде длинной щели); 2 — топочное отверстие в виде кольца; 3 — топочное отверстие круглой и квадратной формы

Рис. 46. Плотность полного излучения через топочные отверстия печей

Температура внутреннего пожара, полученная экспериментально, приводится в специальной литературе, а также может быть определена по номограмме (см. рис. 58). В частности, опытное значение температуры внутреннего развитого пожара при горении древесины колеблется в пределах 1100—1270 К, а при горении натурального каучука — 1470 К. При излучениях пожара излучение пламени происходит в неограниченном объеме, т. е. пламенное горение зданий и сооружений из горючих материалов, открытых складов горючих веществ (твердых, жидких и газообразных).

За температуру наружного пожара принимают среднюю по поверхности пламени температуру горящего объекта. Определять температуры наружных пожаров весьма сложно и трудно, а полученные опытным путем значения неточны, поскольку в различных точках поверхности пламени температуры могут отличаться на несколько десятков и даже на одну-две сотни градусов. В табл. 8 приведены данные о температурах пламени, полученные опытным путем. Если сравнить данные табл. 7 и 8, то нетрудно заметить, что температура пламени веществ, сжигаемых в топочных устройствах, выше температуры пламени аналогичных веществ, горящих в ус-

Таблица 8

| Горючий материал | Температура плавления, К |
|---|--------------------------|
| Безини в резервуарах | 1473 |
| Газоцефальный фонтан | 1127—1357 |
| Древесина | 1047—1147 |
| Древесина в штабелях пиломатериалов | 1127—1317 |
| Диэлектрическое топливо и нефть в резервуарах | 1373 |
| Диэлектрический эфир | 1207 |
| Калий металлический | 727 |
| Калуч | 1247 |
| Керосин тракторный в резервуарах | 1373 |
| Мазут в резервуарах | 1273 |
| Натрий металлический | 827—927 |
| Нефть и нефтепродукты в резервуарах | 1107—1207 |
| Резинокоричная наделка | 1473 |
| Стеариновая свеча | 727—837 |
| Торф | 1027—1057 |
| Целлюлоза | 1347—1547 |
| Этиловый спирт | 1147—1177 |

ловных и наружного пожара, на 200—250 К, что объясняется значительными различиями в условиях горения.

Передача лучистой энергии от пламени горящего здания или сооружения в направлении смежных объектов может вызвать новые очаги пожара или взрывов. Излучение факела, кроме того, представляет опасность для жизни и здоровья людей, вследствие чего действия пожарных подразделений затрудняются. Для расчета излучения факела на пожаре также может быть использовано уравнение (181), которое в рассматриваемом случае можно представить следующим образом:

$$q_{\text{ф.л}} = \epsilon_{\text{ф.л}} C_{\text{ф}} (T_{\text{ф.л}}/100)^4 - (T_{\text{в}}/100)^4 \quad (198)$$

где $q_{\text{ф.л}}$ — плотность излучения от факела к облучаемой поверхности, Вт/м²; $\epsilon_{\text{ф.л}} = 1/(1/\epsilon_{\text{ф}} + 1/\epsilon_{\text{в}} - 1)$ — приведенная степень черноты факела (табл. 6) и материала облучаемой поверхности (прил. 6); $T_{\text{ф}}$, $T_{\text{в}}$ — соответственно, средняя температура факела (табл. 8) и облучаемой поверхности; $\Psi_{\text{ф.л}}$ — полный коэффициент облученности облучаемой поверхности, параллельной ей поверхности факела.

Условия пожарной безопасности для излучения факела при наружных пожарах с учетом уравнения (182) можно записать следующим образом:

$$K_{\text{ф}} \epsilon_{\text{ф.л}} C_{\text{ф}} [(T_{\text{ф.л}}/100)^4 - (T_{\text{в.крит}}/100)^4] \Psi_{\text{ф.л}} \leq q_{\text{пр}} \quad (199)$$

где $K_{\text{ф}}$ — коэффициент безопасности; $\epsilon_{\text{ф.л}}$ — критическая плотность облучения для данного горючего материала (прил. 7); $V_{\text{т}}/M^2$; $T_{\text{в.крит}}$ —

допустимая температура облучения поверхности горючего материала — минимальная температура самосодержания (прил. 7), К.

Неравенство (199) может быть использовано для определения наименьших расстояний между зданиями и сооружениями¹, а также условий безопасной работы пожарных подразделений. Коэффициент безопасности $K_{\text{ф}}$ в неравенстве (199) при определении наименьших расстояний между зданиями и сооружениями (противопожарных разрывов) назначают в зависимости от категории пожарной опасности размещаемых в них технологических процессов производств, а при оценке условий безопасной работы пожарных подразделений, кроме того, учитывают наличие соответствующих средств защиты от излучения на пожаре.

§ 8. Определение минимальных расстояний между зданиями и сооружениями, а также условий безопасной работы пожарных подразделений. Определяют минимальных расстояний между зданиями и сооружениями и сооружениями. Чтобы исключить возможность возникновения и развития пожара на смежных объектах при горении одного из них ГОСТом 12.1.004—76* «Пожарная безопасность. Общие требования» предусмотрено в числе прочих мероприятий устранять различного рода противопожарные преграды, в том числе незащищенные участки определенных размеров между зданиями и сооружениями. Минимальные значения расстояний между различными объектами (противопожарные разрывы по прежней терминологии) могут быть определены по формуле (199) и номограмме (см. рис. 40).

Последовательность решения задачи:

1. Пользуясь неравенством (199), определяют полный коэффициент облученности для случая, когда вертикальная проекция факела имеет прямоугольную форму

$$\Psi_{\text{ф.л}} = \epsilon_{\text{пр}} \left\{ K_{\text{ф}} \epsilon_{\text{ф.л}} C_{\text{ф}} \left[\left(\frac{T_{\text{ф}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{в.крит}}}{100} \right)^4 \right] \right\} \quad (200)$$

Здесь $\Psi_{\text{ф.л}}$ соответствует принятому на рис. 40 обозначению $\Psi_{\text{л}}$.

2. Вычисляют коэффициент облученности для одной четверти площади факела

$$\Psi_{\text{ф.л}}^* = 1/4 (\Psi_{\text{ф.л}}) \quad (201)$$

* По прежней терминологии — противопожарные разрывы.

3. Для данного значения $\psi_{\text{эф}} = 0,03$ и отношения короткой стороны одной четверти факела b к ее длинной стороне a (например, при $b=4,8$ и $a=8$, $b/a=0,6$) на ось абсцисс номограммы (см. рис. 40) находят $b/l = 1/2b/a$ (в нашем случае $b/l = 1/2 \times 4,8/8 = 0,3$) и из этой точки проводят линию до пересечения ее с линией $\psi_{\text{эф}}$ (на рис. 40 ход решения показан стрелками). Точка пересечения значений $b/l=0,3$ и $\psi_{\text{эф}}=0,03$ дает величину $a/l=A=0,045$.

4. Наименьшее расстояние между зданиями и сооружением (противопожарный разрыв) $l=a/A$ (в нашем случае $l=8/0,45=17,8$ м).

Если вертикальная проекция факела имеет форму квадрата, решение задачи упрощается, поскольку $b=a$ и $b/a=1$, вследствие чего все значения a/l равны для любых значений $\psi_{\text{эф}}$. Если же лежат на пересечении с линией $b/l=0,5$. Так, если для условий предыдущего примера площадь $1/4$ факела $4,8 \cdot 8 = 38,4$ м², то при квадратной форме $a=b=\sqrt{38,4}=6,18$ м; $b/a=1$ и $b/l=0,5$. На пересечении линий $b/l=0,5$ и $\psi_{\text{эф}}=0,03$ (см. рис. 40) находим значение $a/l=A=0,34$. Тогда $l=a/A=6,18/0,34=18$ м. Если форма пламени отличается от прямоугольной или квадратной, можно воспользоваться расчетными формулами, приведенными в прил. XXXV. Задача по термодинамике и теплопередаче в пожарном деле» под ред. М. П. Башкирцева [2] и табл. 22-2 учебника «Термодинамика и теплопередача в пожарном деле» П. Н. Романенко, Ю. А. Кошмарова, М. П. Башкирцева [7].

Определение параметров безопасной работы пожарных подразделений. Бесопасный устав пожарной охраны, п. 193 «Правил техники безопасности в пожарной охране МВД СССР», а также директивные указания Главного управления пожарной охраны МВД СССР обязывают руководителей тушения пожаров принимать меры, обеспечивающие безопасные условия работы личного состава. Одним из основных параметров работы подразделений в условиях пожара, который следует оценивать заблаговременно при разработке оперативных планов пожаротушения, является безопасное расстояние между источником излучения и личным составом или техническими средствами для тушения пожара.

Безопасное расстояние для личного состава, работающего на пожаре, определяют теми же методами, что и противопожарные разрывы. Однако при этом в зависимости (182) и (200) вместо $q_{\text{эф}}$ принимают допустимую плотность облучения человека $q_{\text{доп}}=1050$ Вт/м², а вместо T_2 — предельно допустимую температуру нагревания кожи человека, равную 313 К. При определении $\epsilon_{\text{пр}}$ по формуле (175) вместо ϵ_2 подставляют степень черноты кожного покрова человека $\epsilon_{\text{ч}}=0,95$. Безопасное расстояние для пожарной техники (при соответствующей защите личного состава) определяют также описанными выше методами, но критическую плотность излучения принимают для наиболее пожароопасного материала.

Пример 4. Для горючих материалов, имеющихся на пожарных автомобилях, $q_{\text{пр}}=12\ 600-12\ 800$ Вт/м². При определении приведенной степени черноты $\epsilon_{\text{пр}}$ в качестве ϵ принимают степень черноты поверхности, окрашенной масляными красками, $\epsilon_{\text{пр}}=0,34$ (см. прил. 6).

Глава XI. СЛОЖНЫЕ ТЕПЛОБМЕН

§ 1. Передача теплоты через плоскую однослойную стенку. Дана однородная плоская стенка толщиной δ и площадью F (рис. 47), коэффициент теплопроводности которой λ . Размеры стенки в двух других направлениях значительно больше ее толщины, поэтому расстелем теплоты по торцам пренебрегаем. Слева стенка нагревается средней, имеющей постоянную температуру t_1 , правая стенка охлаждается средней, имеющей постоянную температуру t_2 .

Коэффициенты теплоотдачи между греющей средней и поверхностью стенки слева, между поверхностью стенки справа и нагреваемой средой соответственно равны α_1 и α_2 . Требуется определить тепловую поток Q от греющей к нагреваемой среде через разделяющую их стенку. Теплота от греющей среды к поверхности стенки в общем случае передается путем конвективного и лучистого теплообмена, поэтому тепловую поток можно определить по закону Ньютона

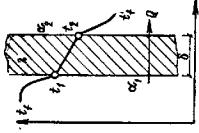


Рис. 47. Теплопередача через однослойную стенку

$$Q = \alpha_1 F (t_j - t_1),$$

где t_1 — температура поверхности стенки от стороны греющей среды.
 При стационарном режиме тот же тепловой поток передается теплопроводностью через стенку. Его величина определяется по закону Фурье:

$$Q = \lambda \delta / F (t_1 - t_2),$$

где t_2 — температура поверхности стенки со стороны нагреваемой среды.

И тот же тепловой поток путем конвективного и лучистого теплообмена передается от поверхности стенки к охлаждающей среде и окружающим стенку предметам, который можно определить по закону Ньютона:

$$Q = \alpha_2 F (t_2 - t_j').$$

Выражая систему уравнений теплового потока относительно разности температур, получим:

$$t_j' - t_1 = Q / (\alpha_1 F); \quad t_1 - t_2 = Q \delta / (\lambda F); \quad t_2 - t_j' = Q / (\alpha_2 F).$$

Складывая почленно левые и правые части системы этих уравнений и решая относительно искомого величины Q , получим:

$$Q = 1 / (1 / \alpha_1 + \delta / \lambda + 1 / \alpha_2) F (t_j' - t_1). \quad (202)$$

Выражения $1 / \alpha_1$ и $1 / \alpha_2$ называются термическими сопротивлениями теплоотдачи; выражение δ / λ — термическим сопротивлением теплопроводности, а выражение $1 / \alpha_1 + \delta / \lambda + 1 / \alpha_2$ — полным термическим сопротивлением теплопередачи.

Величина, обратная полному термическому сопротивлению, называется коэффициентом теплопередачи k через однородную плоскую стенку [$\text{Вт} / (\text{м}^2 \cdot ^\circ\text{C})$]:

$$k = 1 / (1 / \alpha_1 + \delta / \lambda + 1 / \alpha_2). \quad (203)$$

Анализ единицы измерения коэффициента теплопередачи показывает его физический смысл: тепловой поток в ваттах, который передается от одной среды к другой через разделяющую их стенку площадью 1 м^2 при разности температур между средами в 1 градус. Разность температур $\Delta t = t_j - t_f$ называют температурным напором.

Введя в уравнение (202) обозначения коэффициента теплопередачи и температурного напора, получим

$$Q = k F \Delta t. \quad (204)$$

Выражение (204) представляет собой уравнение стационарной теплопроводности однослойной плоской стены при граничном условии третьего рода. Часто его называют уравнением теплопередачи и выражают относительно плотности теплового потока:

$$q = Q / F = k \Delta t. \quad (204a)$$

В практике пожарного дела уравнение теплопередачи (204) и уравнения законов Ньютона и Фурье используются для определения:

1) температуры теплообластающих поверхностей отопительных приборов и других нагревательных установок, а также температуры на поверхности стени, перегородок, перекрытий при длительных пожарах; 2) толщины стенок (например, толщина противопожарной разделки) для обеспечения безопасной и противопожарной относительной температуры t_2 ; 3) расчета теплообменных аппаратов.

Задача определения температуры теплообластающих поверхностей решается методом последовательных приближений. Для первого приближения вычисляют:

- 1) определяющую температуру
 - 2) коэффициент теплопроводности
- $$t_{\text{опр}} = (t_j + t_1) / 2;$$
- $$\lambda_j = \lambda_0 + \beta_{\text{опр}}.$$

Значения λ_0 и β находят по таблице прил. 8;

3) коэффициент теплоотдачи α_1 по уравнениям конвективного и лучистого теплообмена. Если греющей средой являются продукты сгорания в условиях пожара, то коэффициент теплоотдачи α_1 приближенно вычисляют по уравнению

$$\alpha_1 = 11,63z^{0,0023} t_j \quad (205)$$

или принимают по графику, показанному на рис. 48;

4) коэффициент теплоотдачи α_2 , предварительно задавшись температурой охлаждаемой поверхности стени t_2 . Если стенка при температуре $t_2 \geq 60^\circ\text{C}$ охлаждается воздухом, имеющим температуру $t_f \approx 20^\circ\text{C}$, то приближенно коэффициент теплоотдачи вычисляют по уравнению (205), в котором вместо t_j подставляют ве-

длину t_2 или по графику (рис. 48); если $t_2 < 60^\circ\text{C}$, то приближенно вычисляют по формуле

$$\alpha_2 = 4,07 \sqrt{t_2 - t_f}; \quad (206)$$

- 5) коэффициент теплопередачи k по уравнению (203);
- 6) плотность теплового потока по уравнению (204);
- 7) в первом приближении искомую температуру из уравнения закона Ньютона

$$t_2 = t_f + q/\alpha_2.$$

Если получено значение t_2 отличается более чем на 10% от принятой в п. 4, то расчет, начиная с п. 4, повторяют, полученную в первом приближении величину t_2 принимают в качестве исходной для расчета во втором приближении и т. д. Для определения толщины стенки выполняют вычисления, указанные в пп. 1—4 с той лишь разницей, что температура t_2 известна по требованиям пожарной безопасности. Затем по уравнению закона Ньютона определяют плотность теплового потока и из уравнения (204) находят коэффициент теплопередачи k . Из выражения (203) находят толщину стенки δ :

$$\delta = \lambda (1/k - 1/\lambda_1 - 1/\lambda_2).$$

§ 2. Передача теплоты через плоскую многослойную стенку. Дана трехслойная плоская стенка (рис. 49). Толщина слоев δ_1 , δ_2 и δ_3 , площадь боковой поверхности F . Коэффициенты теплопроводности материалов слоев λ_1 , λ_2 и λ_3 . Слева от стенки температура среды t_1 , справа t_2 , причем $t_1 > t_2$. Коэффициенты теплоотдачи между греющей средой и поверхностью стенки, с одной стороны, и между поверхностью стенки и охлаждающей

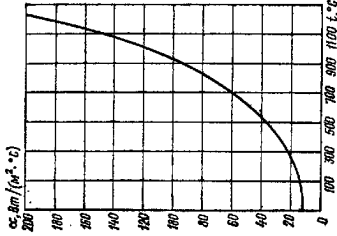


Рис. 48. График зависимости суммарного коэффициента теплоотдачи от температуры греющей среды или поверхности

средой, с другой стороны, соответственно равны α_1 и α_2 . Температура на границах слоев t_1 , t_2 , t_3 и t_4 . Определить тепловой поток Q от греющей среды к нагреваемой среде через разделяющую их стенку. Уравнение теплопроводности записывают отдельно для каждого слоя стенки. В результате для трехслойной стенки имеем систему, состоящую из пяти уравнений:

$$Q = \alpha_1 F (t_1 - t_1); \quad Q = \lambda_1/\delta_1 [F (t_1 - t_2)];$$

$$Q = \lambda_2/\delta_2 [F (t_2 - t_3)]; \quad Q = \lambda_3/\delta_3 [F (t_3 - t_4)];$$

$$Q = \alpha_2 F (t_4 - t_2).$$

Решая эту систему уравнений относительно разностей температур, почленно складываем левые и правые части уравнений и, вновь решая уравнения относительно Q , получим:

$$Q = \frac{1}{1/(\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2)} F (t_1 - t_2). \quad (207)$$

Выражение $1/(\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2)$ представляет собой полное термическое сопротивление теплопередачи через трехслойную плоскую стенку.

Величина $k = 1/(\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3 + 1/\alpha_2)$ называется коэффициентом теплопередачи через трехслойную плоскую стенку. Единица измерения и физический смысл коэффициента теплопередачи те же, что и для однослойной плоской стенки. Если стенка выполнена из n слоев, то коэффициент теплопередачи можно выразить в следующем виде:

$$k = 1/(1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2). \quad (208)$$

где $\sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i$ — сумма термических сопротивлений всех слоев стенки.

При введении обозначений коэффициента теплопередачи и температурного напора уравнение теплопередачи через многослойную плоскую стенку принимает вид

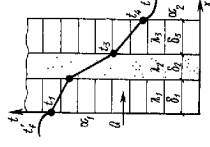


Рис. 49. Теплопередача через плоскую многослойную стенку

(204а). В практике пожарного дела по уравнению теплопередачи через многослойную стенку и по уравнениям законов Ньютона и Фурье определяют температуру на границах слоев или толщину отдельных слоев, чаще всего слоя тепловой изоляции. Последовательность решения задачи та же, что и для однослойной плоской стенки.

§ 3. Передача теллоты через цилиндрическую однослойную стенку. Дана однослойная цилиндрическая стенка (стенка трубы) длиной l , внутренним диаметром d_1 , наружным диаметром d_2 (рис. 50). Коэффициенты теплопроводности материала стенки λ . Внутри трубы движется среда, имеющая температуру t_1' , снаружи — среда, имеющая температуру t_2' . Пусть $t_1' > t_2'$. Коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 . Температуры на внутренних стенках трубы t_1 и t_2 , значения которых неизвестны. Определить тепловой поток Q от одной среды к другой через разделяющую их стенку.

По уравнениям законов Ньютона и Фурье имеем:

$$Q = \alpha_1 \pi d_1 l (t_1' - t_1); \quad Q = \alpha_2 \pi d_2 l (t_2 - t_2'); \quad (205)$$

$$Q = \alpha_3 \pi d_1 l (t_2 - t_1').$$

После решения этой системы уравнений относительно разностей температур и полного сложения левой и правой части уравнений получим

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda \ln(d_2/d_1)} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} \pi l (t_1' - t_2'). \quad (209)$$

Здесь величина $1/[1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda \ln d_2/d_1) + 1/(\alpha_2 d_2)] = k_1$ — *минимальный коэффициент теплопередачи* — тепловой поток в ваттах, который передается от одной среды к другой через разделяющую их цилиндрическую стенку длиной l м при разности температур между средами 1 градусе, Вт/(м · °С). Знаменатель k_1 представляет

собой полное термическое сопротивление теплопередачи через однослойную цилиндрическую стенку. При введении обозначения линейного коэффициента теплопередачи и температурного напора уравнение (209) принимает вид

$$Q = k_1 \pi M. \quad (210)$$

Если выполняется условие $d_2/d_1 \ll 2$, то передачу тепла через цилиндрическую стенку с погрешностью, не превышающей 5%, можно рассчитывать по уравнению теплопередачи для плоской стенки:

$$Q = k_{\text{пл}} d_{\text{ср}} l (t_1' - t_2'), \quad (211)$$

$$d_{\text{ср}} = (d_1 + d_2)/2.$$

Типы задач противопожарной безопасности и последовательность их решения с использованием уравнений (209) и (210) те же, что и для плоской стенки.

§ 4. Передача теллоты через цилиндрическую многослойную стенку. На практике многослойные цилиндрические стенки представляют собой трубопроводы, имеющие тепловую изоляцию. Уравнение теплопередачи через многослойную цилиндрическую стенку отличается от уравнения теплопередачи через однослойную цилиндрическую стенку тем, что в выражении коэффициента теплопередачи через многослойную стенку добавляется сумма термических сопротивлений всех слоев. Например, коэффициент теплопередачи через трехслойную цилиндрическую стенку

$$k_1 = 1/[1/(\alpha_1 d_1) + 1/(2\lambda_1 \ln(d_2/d_1) + 1/(2\lambda_2 \ln(d_3/d_2) + 1/(2\lambda_3 \ln(d_4/d_3) + 1/(\alpha_2 d_4))]. \quad (212)$$

где $d_1, d_2, d_3, d_4, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — соответствующие диаметры и коэффициенты теплопроводности материала слоев.

Если стенка выполнена из n слоев, выражение линейного коэффициента теплопередачи имеет вид

$$k_1 = 1/[1/(\alpha_1 d_1) + \sum_{i=1}^{n-1} 1/(2\lambda_i) \ln(d_{i+1}/d_i) + 1/(\alpha_2 d_n + 1)]. \quad (213)$$

Уравнение теплопередачи через многослойную цилиндрическую стенку имеет вид (209), в котором k_1 определяют по уравнению (213).

Типы задач противопожарной безопасности и последовательность их решения с использованием уравне-

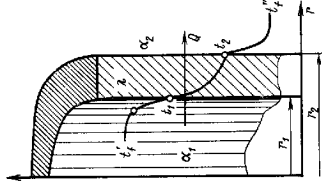


Рис. 50. Теплопередача через цилиндрическую однослойную стенку

ния теплопередачи через многослойную стенку те же, что и в предыдущих случаях теплопередачи. Кроме того, уравнение теплопередачи через многослойную цилиндрическую стенку позволяет подобрать наиболее рациональный материал и диаметр тепловой изоляции, чтобы тепловые потери через боковые поверхности трубопроводов были наименьшими. В практике пожарного дела это бывает необходимо, например, при теплоизоляции трубопроводов системы обогрева пожарного насоса в зимнее время, паропроводов стационарных систем пожаротушения и в других случаях.

Расчеты и опыты показывают, что при увеличении толщины слоя тепловой изоляции трубопроводов (электропроводов и т. д.) до некоторого предела тепловые потери через боковую поверхность трубопровода могут увеличиться. Такое явление объясняется тем, что при увеличении слоя тепловой изоляции с достаточно большим коэффициентом теплопроводности до некоторого предела термическое сопротивление слоя тепловой изоляции $1/(2\lambda_{\text{из}}) \ln(d_{\text{вн}}/d_{\text{вн}})$ увеличивается медленнее, чем уменьшается сопротивление теплообмена $1/(\alpha_2 d_{\text{вн}})$, вследствие чего увеличивается коэффициент теплопередачи k_1 и теплопотери. Наружный диаметр тепловой изоляции $d_{\text{из}}$, соответствующий наименьшему полному термическому сопротивлению, называется **критическим диаметром тепловой изоляции** $d_{\text{кр}}$.

Критический диаметр тепловой изоляции рассчитывают по формуле

$$d_{\text{кр}} = 2\lambda_{\text{из}}/\alpha_2. \quad (214)$$

При увеличении наружного диаметра теплоизоляции $d_{\text{из}}$ более его критической величины $d_{\text{кр}}$ тепловые потери трубопроводов всегда уменьшаются. Однако при некотором диаметре теплоизоляции d_3 они могут оказаться одинаковыми с теплопотерями теплоизолированного трубопровода (рис. 51). Из рис. 51 видно, что слой теплоизоляции ($d_3 - d_2$)/2 не оправдывает своего назначения, так как теплопотери при d_2 равны теплопотерям при

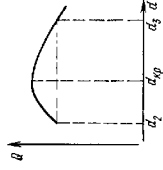


Рис. 51. Зависимость тепловых потерь от толщины теплоизоляции цилиндрической стенки

d_3 . Для того чтобы любой самый малый слой теплоизоляции снижал теплопотери, необходимо выполнить следующие условия: $d_{\text{кр}} \leq d_2$. Это означает, что коэффициент теплопроводности материала теплоизоляции должен отвечать условию

$$\lambda_{\text{из}} \leq \alpha_2 d_2/2, \quad (215)$$

где d_2 — наружный диаметр теплоизолированного трубопровода.

Пример. Необходимо подобрать теплоизоляцию для трубопровода при $d_2 = 25$ мм и $\alpha_2 = 10$ Вт/(м²·°С). По уравнению (215) имеем

$$\lambda_{\text{из}} \leq 0,025 \cdot 10/2 = 0,125 \text{ Вт/(м}^2\text{·}^{\circ}\text{С)}.$$

Следовательно, материал теплоизоляции должен иметь коэффициент теплопроводности не более 0,125 Вт/(м²·°С). Пользуясь таблицей прил. 8, подбираем соответствующий материал.

Глава XII. НЕСТАЦИОНАРНАЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТЬ

§ 1. Изменение температуры и энтальпии тел при нагревании. Нестационарной теплопроводностью называют процесс распространения тепла вследствие непосредственного соприкосновения различно нагретых частей тела при условии, что температура тела изменяется по координатам x, y, z и во времени t . Нестационарная теплопроводность происходит при нагревании и охлаждении тел. В практике пожарного дела, как правило, приходится решать задачи нестационарной теплопроводности при нагревании тел. Рассмотрим в качестве примера изменение температуры и

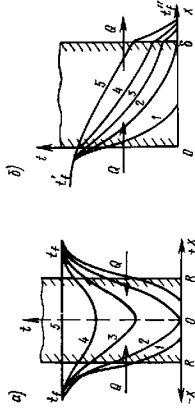


Рис. 52. Изменение температуры по толщине стенки в зависимости от времени ее нагрева

а — симметрично нагреваемой; б — нагреваемой с одной стороны

энтальпии стенки при одно- и двухстороннем нагревании. Дана стенка толщиной $2R$ (рис. 52, а), начальная температура которой t_0 . Внезапно температура среды с обеих сторон стенки повысилась до t_1 и осталась постоянной. Пусть ширина и высота стенки велики по сравнению с толщиной, тогда растеканием теллоты по торцам стенки можно пренебречь и мы имеем симметричное нагревание стенки. В этом случае начало координат удобнее расположить в середине стенки.

Установлено, что вначале нагреваются поверхностные слои стенки (кривая 1), затем теллотой импульс захватывает все новые области и через некоторое время достигает середины стенки (кривая 2). Далее наблюдается повышение температуры по всем точкам тела (кривые 3 и 4), и, наконец, вся стенка прогревается до температуры окружающей среды (прямая 5). Повышение температуры тела вызывает увеличение его энтальпии (т. е. количество тела, содержащегося в единице объема или массы тела). Вначале энтальпия тела увеличивается быстро, затем медленнее и при нагревании всех точек тела до температуры среды не изменяется. Так же изменяется температура и энтальпия сплошных длинных цилиндров, стержней, строительных колонн при их симметричном нагревании. Повышение температуры телл при этом происходит быстрее, так как теллоты подводятся по всему периметру.

При нагревании стенки с одной стороны и охлаждении с другой, что чаще всего наблюдается в условиях паров, характер изменения температуры по толщине стенки во времени показан на рис. 52, б. Как и в предыдущем случае, вначале распределение температуры по толщине стенки имеет вид кривых 1 и 2, затем стенка начинает прогреваться по всей толщине, при этом повышается температура поверхности стенки справа (кривые 3 и 4). По истечении некоторого времени (теоретически бесконечно большого) наступает стационарный теллотый режим. Линия распределения температуры при этом будет иметь вид прямой 5.

Энтальпия стенки при нагревании также увеличивается, причем до начала повышения температуры поверхности стенки справа все тепло идет на повышение энтальпии, а затем часть его отдается поверхности стенки справа путем конвективного и лучистого теллостобмена в окружающую среду. При наступлении ста-

ционарного теллового режима энтальпия стенки не изменяется. Описанный процесс нагрева происходит в стенках различных нагревательных установок, а также в строительных конструкциях зданий при пожаре. Таким же образом во времени могут изменяться температура окружающей среды и температура тела в других направлениях. Однако общее представление о характере изменения температуры и энтальпии стенки остается таким же. В жидкостях и газах процесс нестационарной теллостойности более сложен, так как частицы жидкости или газа вследствие конвекции перемещаются в пространстве.

§ 2. Дифференциальное уравнение теллостойности. Решение задачи нестационарной теллостойности сводится к определению температуры t в любой точке тела с координатами x, y, z в любой момент времени t : (т. е. к определению вида функциональной зависимости):

$$t = f(x, y, z, t). \quad (216)$$

Рассмотрим задачи нестационарной теллостойности для случая одномерного температурного поля, тогда зависимость (216) принимает вид

$$t = f(x, t). \quad (217)$$

В общем случае функциональная зависимость (217) описывается дифференциальным уравнением теллостойности Фурье

$$\partial t / \partial x = a \partial^2 t / \partial x^2, \quad (218)$$

где $\partial t / \partial x$ — первая производная температуры t по времени t ; $\partial^2 t / \partial x^2$ — вторая производная температуры t по координате x ; a — коэффициент температуропроводности, $m^2 / \text{ч}$, или $m^2 / \text{с}$.

Коэффициент температуропроводности является физическим параметром вещества или материала. Его значение ($m^2 / \text{ч}$) определяется по уравнению

$$a_t = \lambda_t / (c_t \rho), \quad (219)$$

где λ_t — коэффициент теллостойности, $\text{Дж} / (\text{м} \cdot \text{К} \cdot \text{ч})$; c_t — удельная теплоемкость, $\text{Дж} / (\text{кг} \cdot \text{К})$; ρ — плотность, $\text{кг} / \text{м}^3$.

Физически коэффициент температуропроводности характеризует скорость изменения температуры по толщине тела. Чем выше коэффициент температуропроводности, тем при прочих равных условиях тело быстрее прогреется до одной и той же температуры. Значение коэффициента теллостойности зависит от средней

§ 3. Нестационарная теплопроводность полуограниченного тела при стационарных граничных условиях. Полуограниченным называется тело, ограниченное с одной стороны плоскостью, а в других направлениях имеющее бесконечно большие размеры. Например, при промерзании или оттаивании грунта телалога, распространяется в направлении радиуса земного шара, который представляется бесконечно большим по сравнению с толщиной слоя промерзания. Замерзание или оттаивание происходит одновременно на большой площади поверхности земли, так что растеканием тепла по окружающей земле можно пренебречь. На поверхности земли расстояние между точками с существенной разностью температур также бесконечно велико по сравнению с толщиной слоя промерзания земли. Следовательно, поверхностьный слой земли является полуограниченным телом. Другим примером полуограниченного тела является длинный стержень с насыщенной тепловой изоляцией боковой поверхности, нагреваемый с одного торца.

Стены помещений, нагреваемые с одной стороны в условиях пожара до тех пор, пока не повысится температура противопожарной поверхности, также представляют собой полуограниченные тела. В практике прогрева стен, нагреваемых с одной стороны, рассчитывают по уравнениям теплопроводности полуограниченного тела и в том случае, когда температура противопожарной поверхности уже повышается. Однако такой расчет ограничен следующими условиями:

$$\delta \sqrt{2} \sqrt{a_1 t} \gtrsim 0,6, \quad (222)$$

где δ — толщина стены, м; a_1 — коэффициент температуропроводности, м²/с; t — время нагревания или охлаждения, с.

Уравнение нестационарной теплопроводности полуограниченного тела имеет различный вид в зависимости от задания граничных условий, т.е. условий протекания процесса нагревания или охлаждения на поверхности тела. Уравнение нестационарной теплопроводности имеет наиболее простой вид, если граничные условия постоянны во времени.

Граничное условие 1-го рода. Дано полуограниченное тело с начальной температурой t_0 . Внезапно температура на его поверхности повысилась до t_0 и осталась постоянной на весь период нагревания. Известен коэффициент температуропроводности материала.

температуры тела, так как с изменением температуры тела изменяются коэффициент теплопроводности λ и теплоемкость c_1 . Зависимость коэффициента теплопроводности от температуры тела рассмотрена в гл. VIII, § 2, формула (126).

Теплоемкость тел увеличивается с увеличением их средней температуры по линейному закону

$$c_1 = c_0 + \beta' t_{cp}, \quad (220)$$

где c_1 — теплоемкость тела при средней температуре t_{cp} ; c_0 — теплоемкость тела при 0°C; β' — опытный коэффициент, учитывающий приращение теплоемкости с возрастанием температуры на 1°C (см. прил. 8).

Среднюю температуру тела t_{cp} за весь период нагревания определяют по формуле

$$t_{cp} = 1/2 (t_{0,x} + t_{x,x}), \quad (221)$$

где $t_{0,x}$ — температура на обогреваемой поверхности через расчетное время t ; $t_{x,x}$ — температура в искомой точке x через расчетное время t .

Величины $t_{0,x}$ и $t_{x,x}$ часто неизвестны до расчета, в этом случае ими предельно сильно задаются для вынесения поправки на изменение физических параметров от температуры тела. После завершения расчета в первом приближении подучные величины $t_{0,x}$ и $t_{x,x}$ принимают в качестве исходных для вычисления физических параметров λ , c_1 и a_1 . Если последние отклоняются от полученных в первом приближении более чем на 10%, то расчет повторяют.

При задании граничного условия третьего рода среднюю температуру тела t_{cp} в первом приближении определяют по формуле

$$t_{cp} = 1/2 (t_f + t_p), \quad (221a)$$

где t_f — температура греющей среды; t_p — начальная температура.

Коэффициент температуропроводности зависит также от влажности материала. У влажных материалов коэффициент температуропроводности меньше и, следовательно, они прогреваются медленнее. Такое явление объясняется тем, что при нагревании влажных материалов часть тепловой энергии идет на нагревание и испарение воды. Учет влияния влажности на изменение физических параметров тел при нестационарном тепло-вом режиме представляет большие трудности и рассматривается в специальной литературе [7].

Определить температуру $t_{x,t}$ в любой точке x , в любой момент времени t . Уравнение нестационарной теплопроводности полуограниченного тела в этом случае имеет вид

$$t_{x,t} = t_0 - (t_0 - t_1) \operatorname{erf} \left[x / (2 \sqrt{a_1 t}) \right], \quad (223)$$

где $\operatorname{erf} [x / (2 \sqrt{a_1 t})]$ — математическая функция Крампта или интеграл ошибок Гаусса. Значение $\operatorname{erf} [x / (2 \sqrt{a_1 t})]$ находят по таблице (см. прил. 9) в зависимости от числового значения аргумента $x / (2 \sqrt{a_1 t}) = A$ (оно изменяется от 0 до 1); при $x / (2 \sqrt{a_1 t}) > 2,7$ $\operatorname{erf} [x / (2 \sqrt{a_1 t})] = 1$.

В практике пожарного дела температура на поверхности тела может быть задана технологическим режимом нагревания или охлаждения, а также определена по уравнениям лучистого и конвективного теплообмена. Например, через стенку проходит теплоизолированный металлческий стержень, который с одной стороны подвергается сварке. В этом случае температура торца стержня практически мгновенно повышается до температуры плавления металла и будет оставаться такой на весь период сварки. По уравнению (223) можно определить, насколько повысится температура стержня с противоположной стороны стенки, и ответить на вопрос о возможности возникновения пожара в смежном помещении. Задача при этом решается в последовательности, указанной ниже:

- 1) предварительно задаются температурой $t_{x,t}$ и по уравнению (221) определяют среднюю температуру тела $t_{ср}$;
- 2) по уравнению (219) при средней температуре тела вычисляют коэффициент температуропроводности a_1 ;
- 3) определяют аргумент

$$A_1 = x / (2 \sqrt{a_1 t});$$

- 4) по прил. 9 в зависимости от числового значения A_1 находят функцию Крампта $\operatorname{erf} [x / (2 \sqrt{a_1 t})]$;
- 5) по уравнению (223) рассчитывают искомую температуру $t_{x,t}$;
- 6) принимают найденную температуру в качестве исходной и вновь вычисляют коэффициент температуропроводности в последовательности, указанной в пп. 1 и 2. Если вновь найденное значение a_1 отличается от предыдущего, то расчеты повторяют. Если же значение a_1 численной в первом приближении не более чем на 10 %

то решение в первом приближении считают окончательным. В противном случае решение повторяют полностью.

На практике часто величины $t_{x,t}$ известны, например, она равна температуре самоагрегации или самовоспламенения горючего материала, соприкасающегося с полуограниченным телом на некотором расстоянии x . Требуется найти это расстояние или время нагревания до температуры $t_{x,t}$. Из уравнения (223) определяют функцию $\operatorname{erf} [x / (2 \sqrt{a_1 t})]$, по прил. 9 находят аргумент $A = x / (2 \sqrt{a_1 t})$ и из последнего выражения находят либо величину x , либо t . Коэффициент температуропроводности определяют также, как и в предыдущем случае.

Граничное условие 2-го рода. Дано: полуограниченное тело с начальной температурой t_0 . Внезапно на поверхность полуограниченного тела нагревается тепловым потоком постоянной плотности q_0 . Известны коэффициенты теплопроводности λ и температуропроводности a_1 . Определить температуру $t_{x,t}$ в точке x в момент времени t . Расчетное уравнение нестационарной теплопроводности полуограниченного тела в этом случае имеет вид

$$t_{x,t} = t_0 + \frac{2q_0}{\lambda} \sqrt{a_1 t} \left[\frac{1}{\sqrt{\pi}} - A(1 - \operatorname{erf} A) \right], \quad (224)$$

где $A = x / (2 \sqrt{a_1 t})$; $e = 2,718$ — основание натуральных логарифмов. Плотность теплового потока в общем случае определяют по уравнениям конвективного и лучистого теплообмена. В топках отопительных и технологических печей, в помещениях при развитых пожарах между пламенем и продуктами сгорания, с одной стороны, и поверхностями — с другой, обладает лучистый теплообмен. В этих случаях конвективным теплообменом пренебрегают, плотность теплового потока q_0 определяют по уравнениям лучистого теплообмена. Часто плотность теплового потока бывает задана технологическим режимом работы теплотехнических установок.

В практике пожарного дела по уравнению (224) рассматривают температурное поле в стенках теплотехнических установок и помещений в условиях развитых пожаров. При этом должно быть соблюдено условие (222). Последовательность определения температуры та же, что и при граничном условии 1-го рода. Если известна температура $t_{x,t}$ и необходимо вычислить из уравнения (224) время t или координату x , задачу решают мето-

дом последовательных приближений или графически. Часто бывает достаточно определить температуру на поверхности полуграниченного тела, тогда $t_{x,\tau} = t_{\infty,\tau} + x = 0$; $\text{erf } A = 0$, и уравнение (224) принимает вид

$$t_{\infty,\tau} = t_0 + (2q_0/\lambda\sqrt{\pi})\sqrt{a_0\tau} \quad (225)$$

Уравнение (225) при соблюдении условий (222) используется для определения возможности затворения здания и сооружений, смежных с горящим. Затворение possible возможно, если при плотности теплового потока q_0 , физических параметрах горючих материалов λ и a_0 , за время t температура на поверхности $t_{x,t}$ будет равна или выше температуры самовоспламенения горючих материалов t_{sv} .

Плотность теплового потока на поверхности стенки q_0 вычисляются как разность плотностей теплового потока излучения от горящего объекта q_l и теплового потока, теремого поверхностью путем конвективного и лучистого теплообмена с окружающими средой и предметами q_n :

$$q_0 = q_l - q_n \quad (226)$$

Плотность теплового потока излучения от горящего объекта определяют по уравнению (18), а плотность теплового потока, теряемого поверхностью, — по закону Ньютона:

$$q_n = \alpha_0 (t_{sv} - t_0) \quad (227)$$

где α_0 — общий коэффициент теплообмена, определяемый по уравнению

$$\alpha_0 = 11,63e^{0,00231/\alpha_0} \quad (228)$$

или по графику (см. рис. 48).

Температура самовоспламенения t_{sv} для большинства горючих материалов известна. Для некоторых горючих материалов известна также критическая плотность теплового потока $q_{кр}$, вызывающая их затворение (см. прил. 7). В искомом случае $q_{кр} = q_0$ и по уравнению (226) можно вычислить $q_0 = q_{0,кр}$. Тогда из уравнения (225) можно определить время t затворения смежного объекта:

$$\tau = \pi \lambda^2 (t_{sv} - t_0)^2 / (4a_0 q_{0,кр}^2) \quad (229)$$

Пример. Для сосновой древесины имеем: $\lambda = 0,15$ Вт/(м·°C); $a_0 = 0,00044$ м²/с; $t_{sv} = 250$ °C; $q_{0,кр} = 12\,800$ Вт/м². Пусть $t_0 = 20$ °C. По уравнению (228) найдем $\alpha_0 = 20,8$ Вт/м²; по уравнению (226) опре-

деляем $q_0 = 8030$ Вт/м² и по уравнению (229) $\tau = 0,33$ ч или $\tau = 20$ мин. Практика подтверждает, что через 12–20 мин воздействия теплового потока указанной плотности древесины затворятся. При неизвестном для данного материала значении $q_{кр}$ последствие может быть найдено расчетом. Для этого из уравнения (225) при известных t_{sv} , λ , a_0 и τ находят q_0 . Затем по уравнению (228) находят α_0 , по уравнению (227) — q_n и из уравнения (226) определяют безопасное расстояние между горящим и интересующим объектами. Время τ зависит от оперативно-тактических возможностей пожарных подразделений.

Граничные условия 3-го рода. Дано полуограниченное тело, коэффициент теплопроводности которого λ и коэффициент температуропроводности a_0 . Начальная температура тела t_0 . Византию температура окружающей среды повышается до t_1 и остается постоянной. Известен постоянный во времени коэффициент теплоотдачи α . Найти температуру $t_{x,t}$ в момент времени t и расстояние x от обгораемой поверхности. Решение уравнения (218):

$$(t_{x,\tau} - t_0)/(t_1 - t_0) = |1 - \text{erf}(x/2\sqrt{a_0\tau})| - e^{(\alpha\lambda/\alpha_0)x + (\alpha\lambda)^2 a_0 \tau} \times \\ \times |1 - \text{erf}(x/2\sqrt{a_0\tau} + \alpha/\lambda\sqrt{a_0\tau})|.$$

Для упрощения расчетов уравнение (230) решают графически (рис. 53). На оси ординат откладывают безразмерную разность температур

$$\theta = t_{x,\tau} - t_0/(t_1 - t_0).$$

а на оси абсцисс на графике соответствующий числовым значениям

$$x/(2\sqrt{a_0\tau}) = l/(2\sqrt{Fo_0}),$$

где $Fo_0 = a_0 t/\lambda^2$ — критерий подобия Фурье для точки с координатой x ; $Bi_0 = \alpha x/\lambda$ — критерий подобия Био для точки с координатой x .

При соблюдении условия (222) по уравнению (230) или графику (см. рис. 53) можно определять температуру по толщине стенок нагревательных установок, противопожарных разделок, противопожарного записывающего в других случаях, когда температура среды можно принимать постоянной во времени.

Последовательное решение задачи приведена ниже: 1) по уравнению (221а) находят определяющую

При определении координаты x , в которой через время $t_{x,x}$ температура $t_{x,x}$, решение задачи имеет последовательность, указанную ниже: 1) как и в предыдущей задаче, проводя расчеты, указанные в пп. 1—5. Величина x , входящая в произведение $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$, сокращается; 2) вычисляют относительную разность температур

$$\theta = (t_{x,x} - t_0)/(t_1 - t_0)$$

3) по графику (см. рис. 53) находят числовое значение $1/(2 \sqrt{Fo_{x,x}}) = A$, для чего из точек θ и $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$ проводят перпендикуляры к осям, точка их пересечения указывает на числовое значение A , откуда находят

$$x = 2L \sqrt{at}$$

При определении времени t достижения температуры $t_{x,x}$ задача решается методом последовательных приближений или графически в последовательных задачах; 1) проводят вычисления, указанные в пп. 1—4 предыдущей задаче; 2) вычисляют

$$\theta = (t_{x,x} - t_0)/(t_1 - t_0)$$

3) задаются временем t_1 , вычисляют $1/(2 \sqrt{Fo_{x,x}})$ и $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$ и находят θ . Если $\theta \neq \theta_1$, то задаются новым временем t_2 и расчет повторяют. Если найденное во второй раз значение $\theta \neq \theta_2$, то расчет повторяют третий раз и т. д. Для упрощения расчет

можно вести лишь 2 раза, а затем строить график (рис. 54). На оси абсцисс в масштабе откладывают время t , а на оси ординат — θ . Находят точки пересечения t_1 и θ_1 , t_2 и θ_2 и соединяют их прямой. На ось ординат находят действительное значение θ , вычисленное по формуле, указанной в п. 2, восставляют в этой точке пересечения перпендикуляр до пересечения с полученной прямой и из этой точки опускают перпендикуляр на ось абсцисс, на которой получают истинное время t .

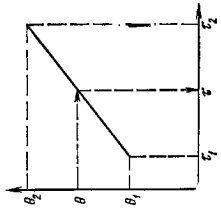


Рис. 54. График для определения времени t , по известной температуре θ в точке x полуограниченного тела достигая значения θ

температуру для внесения поправок на изменение физических параметров от температуры; 2) вычисляют физические параметры λ, c, a , при средней температуре; 3) определяют $x/(2\sqrt{at}) = 1/(2\sqrt{Fo_{x,x}})$ и проверяют выполнение условия (222); 4) по уравнению или графику (см. рис. 48) находят коэффициент теплообмена; 5) вычисляют произведение $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$; 6) по графику (см. рис. 53) находят относительную разность температур θ , для чего из точки $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$ проводят перпендикуляр до пересечения с кривой $1/(2\sqrt{Fo_{x,x}})$, точку пересечения проектируют на ось θ ; 7) из выражения относительной разности температур находят искомую величину $t_{x,x}$.

$$t_{x,x} = t_0 + (t_1 - t_0)\theta$$

8) найденную величину $t_{x,x}$ сравнивают с допустимой по требованиям пожарной безопасности.

При решении задачи по уравнению (230) целесообразно вначале вычислить сумму $x/(2\sqrt{at}) + \alpha/\lambda \sqrt{at}$, если она равна или больше 2, 7, то в уравнении (230) второе слагаемое превращается в нуль и уравнение приобретает простой вид

$$(t_{x,x} - t_0)/(t_1 - t_0) = 1 - \text{erf} [x/(2\sqrt{at})] \quad (230a)$$

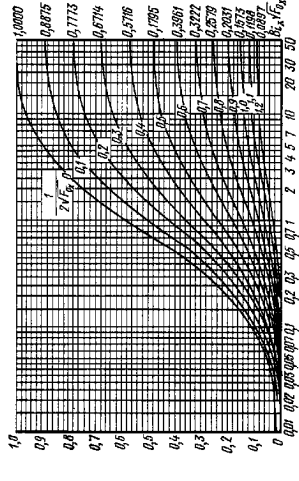


Рис. 53. Изменение относительной разности температур θ в зависимости от критериев $Bi_x \sqrt{Fo_{x,x}}$ для полуограниченного тела

§ 4. Нестационарная теплопроводность плоской стенки. Дана плоская стенка толщиной $\delta=2R$ (см. рис. 55), имеющая начальную температуру t_0 . Известны физические параметры материала стенки λ и a , а также коэффициент теплоотдачи α . Всплывая с обеих сторон стенки температура среды повышается до t_1 и остается постоянной. Найти распределение температуры по толщине стенки во времени τ . В общем виде относительная разность температур

$$\theta = (t_{x,\tau} - t_0) / (t_1 - t_0)$$

зависит от трех безразмерных величин: критериев Био и Фурье и относительной координаты x/R :

$$\theta = f(\text{Bi}, \text{Fo}, x/R). \quad (231)$$

Расчетный вид зависимости (231) приведен в литературе [7]. Часто достаточно определить температуру на поверхности ($x=R$) и в середине ($x=0$) стенки. В этом случае из зависимости (231) выладеает значение x/R как постоянное и уравнение принимает вид:

$$\theta = f(\text{Bi}, \text{Fo}). \quad (232)$$

Зависимость (232) решена графически для поверхности стенки θ_w (рис. 55, а) и середины стенки θ_0 (рис. 55, б). На оси абсцисс графиков отложены значения критерия Фурье $\text{Fo} = a\tau/R^2$, а на оси ординат — относительная разность температур θ_w (для поверхности стенки) и θ_0 (для середины стенки). Кривые линии на графике соответствуют значениям критерия Био

$$\text{Bi} = \alpha R/\lambda.$$

Двухстороннее нагревание стенки (пластины) в практике пожарного дела наблюдается в следующих случаях: нагревание стенок дугавровых балок, швеллеров, уголков в стальных фермах, биметаллической пластины телесных взвешателей от пожара и др. Указанные графики справедливы и для одностороннего нагревания стенки при условии, что противоположная нагреваемой стороне стенки хорошо теплоизолирована. Например, одна поверхность межквартирной перегородки может быть теплоизолирована ковром, одеждой, вложеную приставленную мебелью и т. д. В этом случае в критерии Био и Fo вместо половины толщины стенки R следует подставить полную толщину δ . График для середины пластины

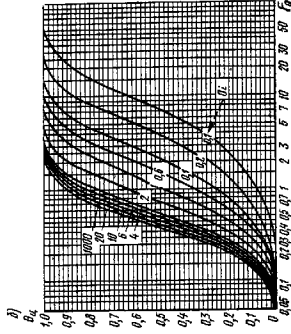
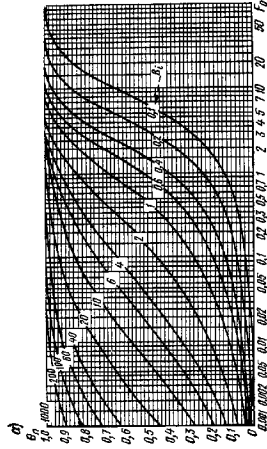


Рис. 55. Зависимость относительной разности температур θ от критериев Би и Fo в симметрично нагреваемой плоской стенке
а — для поверхности стенки (θ_w); б — для середины стенки (θ_0)

представляет собой график для теплоизолированной поверхности.

Графики (см. рис. 55) позволяют решать три типа задач: определять температуру на обогреваемой поверхности, в середине стенки или на теплоизолированной поверхности стенки; определять время достижения заданной температуры в тех же точках; определять толщину стенки при условии достижения заданной температуры через время τ .

При определении температуры $t_{x,t}$ последовательность решения задачи такова: 1) по уравнению (22а) находят среднюю температуру; 2) вычисляют физические параметры λ , и a , при средней температуре; 3) по уравнению или графику (см. рис. 148) находят коэффициент теплоотдачи; 4) определяют критерии Bi и Go ;

5) по графикам (см. рис. 55) находят точку пересечения кривой Bi с перпендикуляром, восстановленным к оси Go , и проектируют эту точку на ось ординат. Таким образом, находят значение θ ;

6) из выражения относительной разности температур

$$\theta = (t_{x,t} - t_0) / (t_f - t_0)$$

находят искомое значение $t_{x,t}$.

При определении времени τ и известных других величинах задача решается в такой последовательности: 1) выписывают вычисления, указанные в пп. 1—3 предыдущей задачи; 2) вычисляют критерий Bi ; 3) определяют относительную разность температур θ ; 4) на графиках (см. рис. 55) находят точку пересечения кривой Bi с перпендикуляром, восстановленным к оси ординат в точке θ , проектируют ее на ось абсцисс и находят значение Go ; 5) из выражения критерия определяют искомое время

$$\tau = Fo R^2 / at.$$

Последовательность решения задачи при определении толщины стенки при условии, что за время τ температура $t_{x,t}$ на теплоизолированной поверхности не превысит заданной величины, приведена ниже: 1) вычисляют вычисления, указанные в пп. 1—3 предыдущих задач; 2) вычисляют значения θ ; 3) задаются двумя ординативными значениями Bi и вычисляют по ним критерии Bi и Go ; 4) в последовательности, указанной в п. 5

задачи на определение температуры, находят значения θ_1 и θ_2 ; 5) строят график (рис. 56) $\theta = f(\delta)$ и по нему, как показано стрелками, находят δ .

§ 5. Нестационарная теплопроводность сплошного цилиндра. Граничные условия третьего рода. Дан сплошной цилиндр (стержень, колонна) радиусом R , начальная температура которого t_0 . Внезапно температура окружающей среды повышется до t_1 и остается постоянной. Известны физические параметры материала

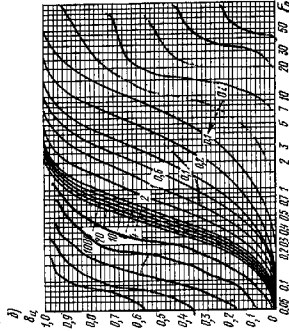
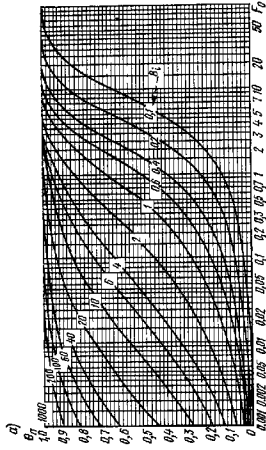


Рис. 57. Зависимость относительной разности температур θ от критериев Bi и Go :
а — для поверхности сплошного цилиндра (θ_1); б — для середины сплошного цилиндра (θ_2).

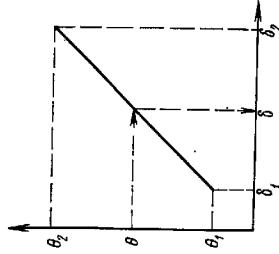


Рис. 56. График для определения толщины стенки δ , при которой за время τ температура θ не превысит заданной величины

пп. 1—3 предыдущей задачи; 2) вычисляют критерий Bi ; 3) определяют относительную разность температур θ ; 4) на графиках (см. рис. 55) находят точку пересечения кривой Bi с перпендикуляром, восстановленным к оси ординат в точке θ , проектируют ее на ось абсцисс и находят значение Go ; 5) из выражения критерия определяют искомое время

цилиндра λ , a , и коэффициент теплоотдачи α . Определить температуру на поверхности и оси цилиндра $t_{x,x}$ в момент времени t .

Как и для стационарной теплопроводности плоской стенки построены графики (рис. 57) зависимости уравнения (232). На графиках по оси абсцисс отложены значения критерия $Go = at\sqrt{R_0}$, кривые линии соответствуют значениям критерия $Bi = \alpha R_0/\lambda$. На оси ординат графика (рис. 57, а) отложена относительная разность температур на поверхности цилиндра $\theta_{0,0} = (t_{0,0} - t_0)/(t_f - t_0)$, а на оси ординат графика (рис. 57, б) — относительная разность температур на оси цилиндра

$$\theta_{0,0} = (t_{0,0} - t_0)/(t_f - t_0),$$

где $t_{0,0}$ и $t_{0,x}$ соответственно температура на поверхности и оси цилиндра.

По графикам (рис. 57) определяют температуру на поверхности и оси цилиндра или время достижения этих температур. При этом последовательность решения задачи та же, что и для нестационарной теплопроводности плоской стенки. По полученным значениям температуры на поверхности и оси цилиндра, а также температуре газов строят в масштабе кривую распределения температуры по диаметру цилиндра (см. рис. 52). По графикам (рис. 57) определяют толщину защитного слоя арматуры в железобетонных колоннах. Она равна толщине слоя от поверхности колонны до точки пересечения температурной кривой с критической температурой арматуры. Под *критической температурой* понимают предельно допустимую температуру для арматуры. Для более точного построения температурных кривых по диаметру цилиндра температуру $t_{r,x}$ в любой точке по радиусу цилиндра r определяют по формуле, предложенной А. Н. Кувалдиным:

$$(t_{r,x} - t_0)/(t_{0,0} - t_0) = (r/R_0)^{Bi} (t_f - t_0)/(t_{0,0} - t_0). \quad (233)$$

§ 6. Температурный режим при пожаре в помещениях. Под температурным режимом при пожаре в помещениях понимают изменение температуры продуктов сгорания во времени и по координатам. Практика и экспериментально проведенные опыты показали, что температурный режим при пожаре в помещениях зависит от количества и свойств горючих материалов, размеров помещения, усло-

вий теплообмена и газообмена. Количество теплоты Q_0 , выделяемой при пожаре в помещении, определяют по уравнению

$$Q_0 = \eta Q_{0M}^p, \quad (234)$$

где η — коэффициент теплоотдачи сгорания; Q_{0M}^p — площадь поверхности материала, выделяющего тепло; M — массовая скорость выгорания, кг/(м²·с); J — площадь поверхности горения, м².

Выделившаяся при горении теплота расходуется на нагревание газов в помещении Q_0 , а также ограждающих конструкций и оборудования Q_{0n} , которые нагреваются как путем лучистого Q_{0r} , так и конвективного Q_{0k} теплообмена:

$$Q_{00} = Q_{0k} + Q_{0n} = \alpha_n F (T_f - T_{0n}) + \sigma_0 \epsilon_{0n} F (T_f - T_{0n}^4), \quad (235)$$

где α_n — коэффициент теплоотдачи конвекции, Вт/(м²·°С); F — площадь поверхности теплообмена, м²; T_f — температура газов и помещения, К; T_{0n} — температура ограждающих поверхностей, К; σ_0 — константа излучения абсолютно черного тела, кДж/(м²·с·К⁴); ϵ_{0n} — приведенная степень черноты между факелом и дымовыми газами, с одной стороны, и отражающими поверхностями — с другой.

Количество теплоты, идущей на нагревание газов, зависит от расхода горючих материалов ($B = Mf$), количества газов, подлежащих нагреванию (V_0), объемной теплоемкости (c_p), начальной T_0 и конечной T_f средних объемных температур газов:

$$Q_{0r} = \eta MfV_0 c_p (T_f - T_0). \quad (236)$$

С использованием уравнений (234) и (236) уравнение баланса тепловых потерь и теплопотерь можно записать в следующем виде:

$$Q_0 = Q_r + Q_k + Q_d \quad (237)$$

или

$$\eta MfQ_{0M}^p = \eta MfV_0 c_p (T_f - T_0) + \alpha_n F (T_f - T_{0n}) + \sigma_0 \epsilon_{0n} F (T_f^4 - T_{0n}^4). \quad (237a)$$

Уравнение (237а) методом последовательных приближений может быть решено относительно искомой величины — температуры газов T_f . При этом все другие величины, входящие в уравнение, должны быть независимым путем определены для любого момента времени. Установлено, что в условиях пожара некоторые ис-

ходные величины могут быть приближенно представлены функцией температуры среды:

$$t_{0\text{в}} = f(t_{\text{г}}); \quad \alpha_{\text{к}} = f(t_{\text{г}});$$

$$c_{\text{р}} = f(t_{\text{г}}); \quad \epsilon_{\text{ср}} = f(t_{\text{г}}).$$

Объем газов $V_{\text{г}}$, нагреваемых 1 кг стораемого материала, является функцией избытка воздуха $\alpha_{\text{м}}$. Среднеобъемную температуру газов при пожаре можно представить функцией трех величин:

$$t_{\text{г}} = f(q, \alpha_{\text{м}}, \tau), \quad (238)$$

где q — плотность теплового потока или плотность тепловыделений, Вт/м²;

$$q = \eta M_{\text{г}} Q_{\text{Р}} / F; \quad (238a)$$

$\alpha_{\text{м}}$ — коэффициент избытка воздуха, показывающий отношение объема газов, подлежащих нагреванию, к объему воздуха, теоретически необходимого для сгорания 1 кг материала; τ — время, ч;

$$\alpha_{\text{м}} = V / (V_{\text{о}} M_{\text{г}}), \quad (238б)$$

где V — суммарное количество газов, нагреваемых в единицу времени, приведенное к нормальным условиям (определяется по уравнению газобоема); $V_{\text{о}}$ — количество воздуха, необходимого для полного сгорания 1 кг топлива, м³/кг.

В начальной стадии развития пожара, как правило, горение происходит за счет воздуха, находящегося в объеме помещения, т. е. газобоемом практически можно пренебречь. В этом случае коэффициент избытка воздуха определяют по формуле

$$\alpha_{\text{м}} = V_{\text{н}} / (V_{\text{о}} M_{\text{г}}), \quad (238в)$$

где $V_{\text{н}}$ — объем помещения, м³.

При развитии пожара для расчета огнестойкости строительных конструкций или систем дымоудаления можно принимать $\alpha_{\text{м}} = 1$. При этом допущении температура газов по расчету при пожаре будет наиболее высокой. Зависимость уравнения (238) показана на рис. 58 в виде номограммы.

На левой вертикальной оси отложена величина $q \cdot 10^{-3}$ (Вт/м²), на правой вертикальной оси — среднеобъемная температура $t_{\text{г}}$, на горизонтальной оси — коэффициент избытка воздуха $\alpha_{\text{м}}$ и время τ , мин. По плотности номограммы нанесены линии трех типов. Прямые линии типа 1 показывают зависимость среднеобъемной температуры от плотности теплового потока при $\alpha_{\text{м}} = 1$. Величину $t_{\text{г}} = f(q)$ определяют следующим образом: по уравнению (238a) вычисляют q . На левой вертикальной оси номограммы находят точку, соответ-

ствующую вычисленному значению q . Эту точку по линиям типа 1 или параллельно им переносят на ось температуру и читают ответ.

Пример. Приближенно: при $q = 60\,000$ Вт/м² $t_{\text{г}} = 1000^{\circ}\text{C}$; при $q = 37\,000$ Вт/м² $t_{\text{г}} = 800^{\circ}\text{C}$; при $q = 15\,000$ Вт/м² $t_{\text{г}} = 500^{\circ}\text{C}$ и т. д. При малых значениях q пользоваться номограммой затруднительно. В этом случае среднеобъемную температуру при $\alpha_{\text{м}} = 1$ приближенно определяют по формуле

$$t_{\text{г}} = 4,2 \sqrt{q}. \quad (249)$$

Кривые типа 2 (см. рис. 58) показывают повышение температуры с увеличением коэффициента избытка воздуха. Величину $t_{\text{г}} = f(\alpha_{\text{м}})$ определяют так: по уравнению (238 б, в) вычисляют коэф-

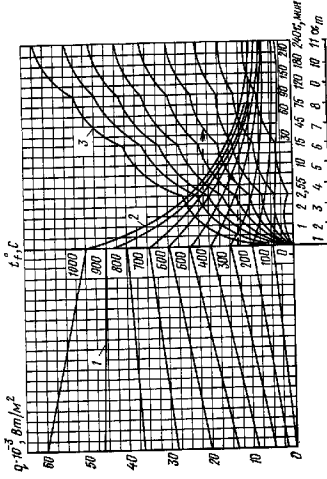


Рис. 58. Номограмма для определения среднеобъемной температуры среды при пожаре в помещениях
 $\text{Р: } 1 - t_{\text{г}} = f(q); 2 - t_{\text{г}} = f(\alpha_{\text{м}}); 3 - t_{\text{г}} = f(\tau)$

фициент избытка воздуха $\alpha_{\text{м}}$. Из точки, соответствующей температуре $t_{\text{г}} = f(q)$ при $\alpha_{\text{м}} = 1$, по линиям 2 или эквивалентно им опускаются до пересечения с перпендикуляром, восстановленным к оси абсцисс в точке, соответствующей найденному значению $\alpha_{\text{м}}$. Подходящую точку пересечения проектируют на ось температуру и получают ответ.

Пример. Если при $\alpha_{\text{м}} = 1$ величина $t_{\text{г}} = 1000^{\circ}\text{C}$, то при $\alpha_{\text{м}} = 2$ величина $t_{\text{г}} = 700^{\circ}\text{C}$; при $\alpha_{\text{м}} = 4$ величина $t_{\text{г}} = 450^{\circ}\text{C}$; при $\alpha_{\text{м}} = 10$ величина $t_{\text{г}} = 200^{\circ}\text{C}$ и т. д.

Линии 1 и 2 (см. рис. 58) позволяют определять температуру при горении любых материалов и в любой момент времени,

для которого известны q и α_m . Линии типа 3 показывают изменение температуры во времени при горении жидкостей. В этом случае величину l определяют по формулам 1 и 2, переносят (проектируют) на вертикальную восставленную к оси помещения в точке равной 30 мин. Далее по кривым 3 отсчитываются вниз (если определяются температура в момент времени менее 30 мин) или поднимаются вверх (если определяют температуру в момент более 30 мин) до пересечения с перпендикуляром к оси времени в точке, соответствующей заданному времени. Полученную точку проектируют на ось температур, где и находят окончательный ответ

$$l_f = f(q, \alpha_m, \tau).$$

Стрелками на номограмме показано решение задачи при $q = 20000 \text{ Вт/м}^2$; $\alpha_m = 3$ и $\tau = 5$ мин. Ответ: величина $l_f \approx 270 \text{ см}$. Излом линий 3 при τ , равном 2, 5, 15 и 30 мин объясняется изменением масштаба времени.

При горении твердых материалов площадь пожара изменяется во времени. Геометрическая форма пожара в общем случае зависит от места возникновения пожара и подробно рассматривается в литературе по пожарной тактике. В качестве наиболее характерной можно принять круговую форму развития пожара. Площадь пожара определяют по формуле

$$f = \pi V_d^2 \tau^2, \quad (240)$$

где V_d — линейная скорость распространения пламени, м/мин; τ — время развития пожара, мин.

Найденная по уравнению (240) площадь пожара подставляют в уравнение (238а) и по линиям 1 и 2 номограммы для времени τ определяют среднееобъемному температуре. Максимальное время развития пожара τ_p высчитают от площади пола помещения f_m и линейной скорости распространения пламени V_d , определяют из выражения (240)

$$\tau_p = \sqrt{\frac{f_m}{\pi V_d^2}}. \quad (240а)$$

После охвата горением всей возможной площади пожар продолжится в течение времени τ_m , определяемого по формуле

$$\tau_m = g/M, \quad (241)$$

где g — удельная горячая нагрузка, кг/м².

В этот период пожара изменение температуры во времени приближенно определяют по линиям 3 номограммы (см. рис. 58). Коэффициент неполноты сгорания

η при пожарах в помещениях приближенно принимают 0,95. Величина F представляет собой суммарную площадь пола, потолка и стен помещения. Скорость выгорания M , линейная теплоота сгорания Q_p и объем воздуха, необходимый для полного сгорания 1 кг топлива, V_0 приведены в табл. 9. Установлено, что температура при пожарах в помещениях существенно изменяется по координатам; повышается по высоте помещения и уменьшается при удалении от очага горения.

На основании обработки опытных данных температуры газов при пожарах в точке помещения с координатами x и y приближенно можно определить по уравнению

$$T_{T,x,y} = T_{T,x,y}^0 = (0,8 + 0,2y/y_0)[1,33 - \alpha(x_0 + 2x)]. \quad (242)$$

где $T_{T,x,y}$ — температура газов в момент времени τ в точке с координатами x и y ; K ; $T_{T,x,y}^0$ — среднееобъемная температура газов, определяемая по номограмме (см. рис. 58); K ; y — провольные расстояния по высоте помещения от пола, м; x — провольные расстояния в горизонтальном направлении от очага горения, м; y_0 — половина высоты помещения, м; y_0 — половина расстояния от очага горения до места возможного выхода из помещения, продуктов сгорания, м.

Таблица 9

| Горючий материал или вещество | М, кг/ (м ² ·ч) | Q _p , кДж/кг | V ₀ , м ³ /кг |
|-------------------------------|----------------------------|-------------------------|-------------------------------------|
| | | | |
| Ацетон | 160—200 | 41 870 | 11,6 |
| Бензин | 216 | 33 300 | 8,64 |
| Дизельный эфир | 54 | 13 800 | 4,2 |
| Древесина (оруски, мебель) | 150 | 41 870 | 11,2 |
| Дизельное топливо | 22 | 26 900 | 6,8 |
| Карболиновые изделия | 48 | 42 000 | 10 |
| Каучук натуральный | 32 | 40 000 | 10,16 |
| Каучук СК-С | 160 | 41 870 | 11,36 |
| Керосин | 4200 | 16 700 | 4,5 |
| Канопленка полиэтиловая | 20 | 13 400 | 4,2 |
| Книга на деревянных стеллажах | 126 | 38 700 | 10,44 |
| Мазут | 42—63 | 10 900 | 1,15 |
| Натрий металлический | 85 | 41 870 | 10,8 |
| Нефть | 58 | 25 000 | 6,6 |
| Органическое стекло | 52 | 39 000 | 10 |
| Полиэтилен | 33 | 33 500 | 9,97 |
| Резина | 40 | 20 500 | 5,5 |
| Текстиль | 24 | 16 700 | 3,75 |
| Хлопок разрыхленный | 15 | 13 800 | 4,2 |
| Штатное волокно разрыхленное | 24 | 13 800 | 4,2 |
| Этмюловый спирт | 96—120 | 27 200 | 6,69 |

Пример. Под перекрытием над очагом горения $y=2y_0$, $x=0$, по уравнению (242) получим

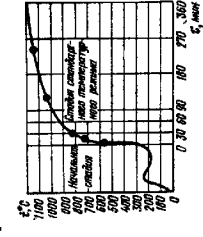
$$T_{f,x,y} = 1,2 \cdot 1,337 \cdot t_x = 1,67 t_x \text{ К.}$$

Иными словами, в этой точке температура в 1,6 раза выше среднесобойной. В точке, наиболее удаленной от очага горения, на полу $y=0$, $x=2x_0$, по уравнению (242) получим:

$$T_{f,x,y} = 0,7447 t_x.$$

Иными словами, в этой точке температура в 0,744 раза ниже среднесобойной.

При пожарах в жилых и общественных зданиях горят в основном одни и те же материалы, их количество примерно одинаково, сходны и условия тепло- и газообмена. Поэтому температурный режим в таких зданиях примерно одинаков и имеет вид



кривой, показанной на рис. 59. Вначале температура быстро повышается примерно до 250°C; затем вследствие недостатка воздуха для горения температура газов несколько снижается и лишь после разрушения остекления оконных проемов быстро повышается. Время, по истечению которого разрушается остекление, может достигнуть 30—40 мин.

Участок температурной кривой после разрушения остекления «Строительными нормами и правилами» принят для испытания строительных конструкций на огнестойкость и называется стандартным температурным режимом. Согласно стандарта СЭВ 1000-78, стандартный режим характеризуется данными, приведенными ниже

| | | | | | | | | | | |
|------------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|------|------|------|------|
| t_f , °С | 5 | 10 | 15 | 30 | 60 | 90 | 120 | 180 | 240 | 360 |
| t_f , °С | 556 | 659 | 718 | 821 | 925 | 986 | 1029 | 1090 | 1133 | 1193 |

Отклонение от указанных выше температур допускается в пределах $\pm 10\%$. Кроме того, на графике температурного режима площадь между осью абсцисс и температурной кривой, полученной во время испытания, не

должна отличаться более чем на $\pm 5\%$ от площади под температурной кривой, построенной по указанным выше данным. Стандартный температурный режим можно также представить уравнением

$$t_f = 345 \lg(8x + 1) + t_0. \quad (243)$$

§ 7. Нестационарная теплопроводность полуограниченного тела при стандартном температурном режиме. При стандартном температурном режиме и соблюдении условия (222) А. И. Яковлев получил следующее уравнение нестационарной теплопроводности, полуограниченного тела:

$$t_{x,\tau} = 1220 - (1220 - t_0) \operatorname{erf} \left[(0,62 + x/\sqrt{a_1}) / (2\sqrt{\tau}) \right], \quad (244)$$

где $t_{x,\tau}$ — температура на расстоянии x от обгораемой поверхности в момент времени τ ; $\operatorname{erf} \left[(0,62 + x/\sqrt{a_1}) / (2\sqrt{\tau}) \right] = A$ — функция Крампса.

В качестве определяющей температуры при вычислении a_1 рекомендуется принимать 450°C. В практике пожара дела уравнение (244) используют для определения температуры $t_{x,\tau}$, расстояния x или времени τ . При определенных величинах $t_{x,\tau}$ последовательность решения задачи следующая: 1) по температуре 450°C вычисляют физические параметры λ, a, c ; 2) определяют $(0,62 + x/\sqrt{a_1}) / (2\sqrt{\tau}) = A$; 3) проверяют выполнение условия (222); 4) по прил. 9 находят $\operatorname{erf} A$; 5) по формуле (244) вычисляют $t_{x,\tau}$ и сравнивают с допустимой по соображениям противопожарной безопасности.

При известных величинах x и $t_{x,\tau}$ и отыскании времени задача решается в такой последовательности: 1) из уравнения (244) вычисляют функцию Крампса

$$\operatorname{erf} A = (1220 - t_{x,\tau}) / (1220 - t_0);$$

2) по прил. 9 находят аргумент функции Крампса A ; 3) из выражения $A = (0,62 + x/\sqrt{a_1}) / (2\sqrt{\tau})$ находят время

$$\tau = \left[0,3844 + (x/\sqrt{a_1}) \left(1,24 + x/\sqrt{a_1} \right) \right] / (4A^2).$$

При известных $t_{x,\tau}$ и τ для нахождения координаты x выполнит прил. 1 и 2 приведенной задачи и из выражения аргумента A вычисляют значение x .

§ 8. Нестационарная теплопроводность плоской стенки при произвольном температурном режиме. Темпера-

турный режим при пожарах в помещениях (технологических, отопительных и других установках) стационарный и нестационарный. Он изменяется произвольно. Поэтому не постоянно во времени и коэффициент теплоотдачи. Кроме того, изменяется во времени температура на поверхности стенки, противоположной пожару. При этом условие (222) может ис выполняться, т. е. в общем случае имеются нестационарные и асимметричные граничные условия третьего рода, для которых аналитическое решение уравнения нестационарной теплопроводности (218) отсутствует. Для указанных условий уравнение нестационарной теплопроводности, как правило, решают численным или графическим методом конечных разностей.

Метод конечных разностей представляет собой приближенный метод решения дифференциального уравнения теплопроводности Фурье (218). Сущность его состоит в том, что в уравнении (218) бесконечно малые приращения температуры dT , времени dt и расстояния dx заменяют конечными, но достаточно малыми приращениями температуры ΔT , времени Δt и расстояния Δx . Уравнение (218) в конечных разностях принимает вид

$$\Delta t / (\Delta x)^2 = a \Delta \tau / (\Delta x^2). \quad (245)$$

Замна дифференциального уравнения теплопроводности уравнение теплопроводности в конечных разностях означает, что плавная кривая линия распределения температуры по толщине тела заменяется ломаной с изломом на участках толщиной Δx , а также непрерывное повышение температуры в теле заменяется скачкообразным через интервал времени Δt .

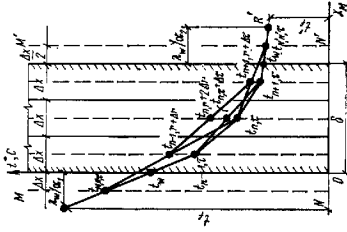


Рис. 60. Схема к решению уравнения нестационарной теплопроводности методом конечных разностей

Пусть дана стенка толщиной δ (рис. 60). Разобьем ее на слои Δx равной толщины. Проведем оси симметрии слоев (пунктирные линии) и обозначим слои $n-1$, n , $n+1$. В некоторый момент времени шквом распределение температуры по толщине стенки и в окружающей среде вблизи стенки и в виде ломаной линии $t_n - t_f$. На осях симметрии слоев через время τ имеем температуры $t_{n-1, \tau}$, $t_{n, \tau}$, $t_{n+1, \tau}$. Найдем температуру в слое n стенки через время $\tau + \Delta \tau$, т. е. температуру $t_{n, \tau + \Delta \tau}$. Интегрируя уравнение (245), получим

$$t_{n, \tau + \Delta \tau} = [2a \Delta \tau / (\Delta x^2)] [(t_{n+1, \tau} + t_{n-1, \tau}) / 2] - [2a \Delta \tau / (\Delta x^2) - 1] t_{n, \tau}. \quad (246)$$

Если толщину слоев Δx и интервал времени $\Delta \tau$ выбрать так, чтобы выполнялось условие

$$2a \Delta \tau / (\Delta x^2) = 1, \quad (247)$$

то уравнение (246) можно записать так:

$$t_{n, \tau + \Delta \tau} = (t_{n+1, \tau} + t_{n-1, \tau}) / 2. \quad (248)$$

Из уравнений (248) следует, что температура в некотором слое n в следующий момент времени $\tau + \Delta \tau$ равна полусумме температур в смежных слоях $n+1$ и $n-1$ в предыдущий момент времени τ . Графически (см. рис. 60) это означает, что температура $t_{n, \tau + \Delta \tau}$ равна ординате точки пересечения прямой, соединяющей температуры $t_{n+1, \tau}$ и $t_{n-1, \tau}$ с осью симметрии слоя n . Найдем далее температуру в крайнем слое $n-1$ в последующий момент времени $\tau + \Delta \tau$. Для этого слева от стенки определим положение направляющей точки R . Она находится по вертикали на высоте, равной температуре окружающей среды, и по горизонтали на расстоянии $\lambda a / 2a$ от поверхности стенки (где λa — коэффициент теплопроводности материала стенки; a_1 — коэффициент теплоотдачи между окружающей средой и поверхностью стенки).

Характерная особенность направляющей точки R состоит в том, что проведенная из нее на поверхность стенки прямая линия всегда является касательной к температурной кривой в точке, лежащей на поверхности стенки. Затем на расстоянии $\Delta x / 2$ от поверхности стенки проводим вспомогательную линию MM' . Точка пересечения линии MM' с касательной, проведенной из точки R к температурной кривой на поверхности, дает температуру $t_{n-1, \tau}$. Температура в середине слоя $n-1$ в последу-

ющий момент времени $\tau + \Delta\tau$ может быть определена по уравнению, аналогичному (248):

$$t_{n-1, \tau + \Delta\tau} = (t_{M, n, \tau} + t_{n, \tau})/2.$$

Температуру в середине слоя $n+1$ в момент времени $\tau + \Delta\tau$ находят в той же последовательности, что и в слое $n-1$.

Если вспомогательную линию от стенки справа (см. рис. 60) обозначить $M'N'$, а температуру на ней в момент времени τ через $t_{M'N', \tau}$, то температура в середине слоя $n+1$ через момент времени:

$$t_{n+1, \tau + \Delta\tau} = (t_{n, \tau} + t_{M'N', \tau})/2.$$

Далее можно определить температуру в слое n в момент времени $\tau + 2\Delta\tau$:

$$t_{n, \tau + 2\Delta\tau} = (t_{n-1, \tau + \Delta\tau} + t_{n+1, \tau + \Delta\tau})/2$$

и т. д.

Достоинство метода конских различий состоит в том, что этим методом можно рассчитывать температуру, то толщине стенки при изменении температуры окружающей среды и коэффициентов теплоотдачи по любому закону. Решение по сравнению с приведенным выше усложняется тем, что для каждого интервала времени $\Delta\tau$ следует находить новое положение направляющих точек R и R' .

Рассмотрим подробнее последовательность распределения температуры по толщине стенки при одностороннем направлении средой δ направляющейся во времени температурой t_f . Дана стенка толщиной δ (рис. 61), начальная температура которой t_0 . В условиях пожара или в топочном устройстве слева от стенки температура среды t_f изменится по закону кривой, представленной на рис. 62. Справа от стенки температура воздуха в течение всего времени остается постоянной, равной t_0 .

Последовательность расчета методом конечных разностей температурного поля по толщине стенки в течение времени τ следующая: 1) по графику (рис. 62) определяют температуру греющей среды t_f через время τ ; 2) находят определяющую температуру для выбора физических параметров $t_{cp} = (t_f + t_0)/2$;

3) по прил. 8 вычисляют физические параметры λ, α и по уравнению (219) величину a_1 ; 4) по уравнению (205) или графику (см. рис. 48) определяют коэффициент теплоотдачи α_1 между греющей средой и поверхно-

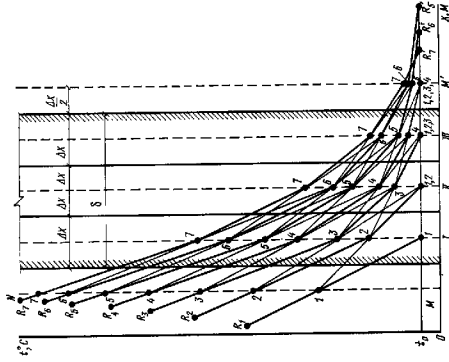


Рис. 61. Распределение температуры по толщине стенки при одностороннем нагревании средой δ изменяющейся во времени температурой

стью стенки через расчетное время τ ; 5) находят максимальную толщину стенки Δx : $\Delta x < 2\lambda_1/\alpha_1$ (это условие означает, что направляющая точка R не должна оказаться правее линии MN); 6) определяют число слоев n толщиной Δx , на которое необходимо разбить стенку: $n = \delta/(\Delta x)$;

7) вычисляют расчетный интервал времени $\Delta\tau$:

$$\Delta\tau = \Delta x^2/(2a_1^2);$$

8) из графика изменения температуры во времени (см. рис. 62) выписывают температуру t_f через интервалы времени $(\Delta\tau, 2\Delta\tau$ и т. д.) на весь период времени τ . Для каждого интервала времени $(\Delta\tau, 2\Delta\tau$ и т. д.) по температуре t_f вычисляют величину α_1 и находят отношение λ_1/α_1 , следовательно, найдены координаты точки R для каждого интервала времени $\Delta\tau, 2\Delta\tau$ и т. д.; 9) на миллиметровой бумаге в масштабе переносят раз-

рез стенки (см. рис. 61). Стенку разбивают на слои толщиной Δx и проводят оси симметрии слоев. В простейшем случае достаточно разбить стенку на три слоя (I, II, III). На расстоянии $\Delta x/2$ от обеих поверхностей стенки проводят вспомогательные линии MN и M'N'. В масштабе наносят положение направляющей точки R для каждого интервала... (рис. 62)

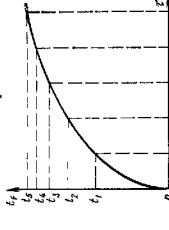


Рис. 62 Изменение температуры греющей среды в зависимости от времени

10) соединяют прямой точку R_1 с точкой пересечения осевой линии слоя I и линией начального распределения температур. Точку пересечения проведенной прямой с линией MN, а также точки пересечения линии начального распределения с осями и линиями слоев I, II, III и линией M'N' обозначают цифрой I. Ломаная $R_1-I-I-I-I-I$ представляет собой линию распределения температур через время Δt . Видно, что через время Δt прогревается только половина толщины слоя I, во всех других слоях температура остается одинаковой и равной начальной;

11) соединяют прямыми точки I через слои, получают на пересечении с осями линиями слоев точки 2. Точку 2 в слое I соединяют с точкой R_2 : $R_2-2-2-2-2-2$ представляет собой линию распределения температур через интервал времени $2\Delta t$. Через интервал $2\Delta t$ температура повышается в I слое и в половине II слоя, а далее еще остается равной начальной;

12) в последовательности, указанной в п. 11 соединяют между собой через слой точки 2, получают линию распределения температур $R_3-3-3-3-3-3-3$ через интервал времени $3\Delta t$;

13) соединяют через слой точки 3, получают линию распределения температур $R_4-4-4-4-4-4-4$ через интервал времени $4\Delta t$. Заметим, что через интервал $4\Delta t$ начинается повышение температуры поверхности справа (число интервалов времени, через которые начинает повышаться температура поверхности справа, в методе конечных разностей не единицу больше числа слоев);

14) находят положение направляющей точки R_5 справа от стенки через интервал времени $4\Delta t$. Для этого по значению температуры на поверхности через $4\Delta t$ вычисляют коэффициент теплоотдачи α_2 , а также отношение λ_1/α_2 . Координатами точки R_5 будут величины t_0 (по выоте) и λ_1/α_2 (по горизонтали);

15) в последовательности, указанной в п. 11, соединяют между собой через слой точки 4, получают точки 5, причём точку 4 слоя III соединяют с точкой R_5 ; $R_5-5-5-5-5-5-R_5$ представляет собой линию распределения температур через интервал времени $5\Delta t$;

16) в последовательности, указанной в п. 14, находят положение направляющей точки R_6 и в последовательности, указанной в п. 15, — линию распределения температур $R_6-6-6-6-6-6-R_6$ через интервал времени $6\Delta t$. Так ведут построение до исчисления заданного времени t или до получения на поверхности справа заданной температуры. В последнем случае время достижения заданной температуры определяют умножением времени Δt на число интервалов, отмечаемое на графике арабскими цифрами.

Часто выполнение условия $\Delta x \leq 2\lambda_1/\alpha_1$ приводит к тому, что стенку приходится разбивать на десятки слоев, и графическое построение распределения температуры по толщине стенки становится весьма трудосложным. Число слоев в этом случае можно уменьшить, если со стороны греющей среды перейти к граничному условию первого рода. Тогда минимальное число слоев будет определится выполнением условия $\Delta x \leq 2\lambda_1/\alpha_2$. Переход к граничному условию первого рода означает, что для каждого интервала времени (Δt , $2\Delta t$, $3\Delta t$ и т. д.) необходимо определить температуру на обогреваемой поверхности. Температуру t_0 на обогреваемой поверхности строительных конструкций в условиях пожара приближенно определяют по формуле

$$(t_f - t_0)/(t_f - t_0) = [1 + 0.1 (bi \sqrt{Fo})^3 - bi \sqrt{Fo}] \cdot (249)$$

Если теплофизические свойства материала строительных конструкций близки к теплофизическим свойствам кирпича, то температуру на их поверхности можно определить по формуле

$$t_0 = 0.2 (t_f - t_0) + 0.00065 (t_f - t_0)^2 + t_0. (250)$$

Температуру на поверхности для каждого интервала времени наносят на график и соединяют их прямой со средней линией / слоя и линией *МН* в соответствующие интервалы времени. В основном построение такое же, как показано на рис. 60.

Глава XIII. ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

§ 1. Основные определения и схемы теплообменных аппаратов. Теплообменный аппарат (теплообменник) представляет собой устройство, предназначенное для передачи тепла от одного теплоносителя к другому. Теплообменники могут иметь самое разнообразное конструктивное исполнение и широко применяются во многих отраслях народного хозяйства (в том числе и в практике пожарного дела). Жидкость (капельная или газ), используемая в качестве греющей или нагреваемой среды, называется теплоносителем. Теплообменники обычно классифицируют по принципу действия, назначению, конструктивному оформлению, виду теплоносителя и схеме течения греющего и нагреваемого теплоносителя.

По принципу действия различают теплообменники поверхностные и смешанные. К *поверхностным* относятся регенеративные и рекуперативные теплообменники. В регенеративных теплообменниках поверхность нагрева попеременно омывается греющим и нагреваемым теплоносителем. В теплообменниках рекуперативного типа греющий и нагреваемый теплоносители движутся одновременно и обмениваются теплом через разделяющую их стенку (паровые котлы, пароперегреватели, испарители, поверхностные конденсаторы и др.). К *смешанным* относят все теплообменные аппараты, в которых передача тепла от греющего к нагреваемому теплоносителю происходит при их непосредственном соприкосновении и смешении (схрубберы, градирни, смешанные конденсаторы).

По назначению теплообменники классифицируют в зависимости от их назначения (паровые котлы, воздухоподогреватели, испарители, конденсаторы и т. д.).

По конструктивному оформлению поверхности теплообмена или теплообменники делят на *трубчатые* (из гладких или ребренных труб), *пластинчатые* (из плоских или фигурных штампованных листов), *рубашечные* (поверхность теплообмена выпол-

нена в виде водяной, газовой или паровой рубашки) и *наслобачные* (поверхностно теплообмена является наслобачная масса в виде стеклянных, керамических, металлических колец или шариков).

По виду теплоносителя теплообменники бывают: жидкостные, газовые (воздушные) и газо-жидкостные.

По схеме движения теплоносителя теплообменники делят на *прямоточные* (оба теплоносителя движутся в одном направлении), *противоточные* (теплоносители движутся навстречу друг другу), с *перекрестным и со смешанным течением теплоносителей*. Видов конструктивного исполнения теплообменников существует очень много. Рассмотрим некоторые конструкции теплообменников, широко используемых в промышленности и в практике пожарного дела.

Змеевиковые теплообменники (рис. 63) служат для охлаждения или нагрева среды (жидкости, газа, пара, воздуха). В этих теплообменниках греющий теплоноситель движется по змеевику, а нагреваемый — с наружной стороны трубков. Змеевиковые теплообменники широко применяют, если происходит теплообмен при химических реакциях. Используют их также и в системах дополнительного охлаждения двигателя некоторых типов пожарных автомобилей.

Теплообменник типа «труба в трубе» (рис. 64) представляет собой трубу меньшего диаметра, расположенную внутри трубы большего диаметра, являющейся одновременно корпусом аппарата. По внутренней трубе и в зазоре между трубами движутся теплоносители (в промышленных аппаратах они движутся в одном направлении, в противоточных — в противоположных). Внутренняя

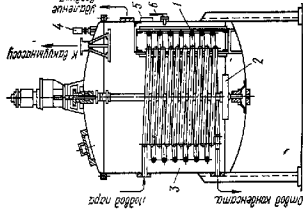


Рис. 63. Змеевиковый теплообменник с межзвонковой мешалкой

1 — змеевик; 2 — мешалка; 3 — смотровое стекло; 4 — вакуумметр; 5 — смотровое стекло; 6 — термометр

§ 2. Расчет теплообменных аппаратов. При проектировании теплообменных аппаратов конструктивный расчет выполняют для определения поверхности теплообмена выбранного аппарата. Заданными величинами при расчете являются расходы теплоносителей и их параметры (температура, давление) на входе в аппарат и на выходе из него. Если цель расчета состоит также в определении расходов, задаются и другими данными. Конструктивный расчет теплообменных аппаратов непрерывного действия основан на уравнениях теплопередачи (см. главу XI) и теплового баланса, решаемых совместно. В общем виде уравнение теплового баланса для теплоносителей с неизменным агрегатным состоянием имеет вид

$$c_p G_1 (t_1' - t_1'') = c_p G_2 (t_2'' - t_2') \quad (251)$$

где c_p, c_p' — теплоемкость (при постоянном давлении) соответственно греющего и нагреваемого теплоносителей, кДж/(кг·°C); G_1, G_2 — расход соответственно греющего и нагреваемого теплоносителей, кг/с; t_1', t_1'' — температура греющего теплоносителя соответственно на входе в аппарат и на выходе из него, °C; t_2', t_2'' — температура нагреваемого теплоносителя соответственно на входе в аппарат и на выходе из него, °C; $\eta_{\text{теп}} = 0,95 - 0,98$ — коэффициент тепловых потерь, определяемый опытным путем (показывает долю потерь теплоты в окружающую среду в зависимости от количества теплоты, полученной нагреваемым теплоносителем).

При изменении агрегатного состояния греющего теплоносителя, например, при конденсации пара, уравнение теплового баланса имеет следующий вид:

$$G_1 [c_p^{\text{ж}} (t_{\text{н}} - t_{\text{к}}) + r_{\text{п}} + c_p^{\text{г}} (t_{\text{к}} - t_{\text{н}})] = c_p G_2 (t_2'' - t_2') \quad (252)$$

где $c_p^{\text{ж}}, c_p^{\text{г}}$ — теплоемкость (при постоянном давлении) соответственно перегретого пара и конденсата, кДж/(кг·°C); $r_{\text{п}}$ — теплота конденсации пара, кДж/кг; $t_{\text{н}}, t_{\text{к}}$ — температура поступающего в аппарат пара и уходящего конденсата, °C; $t_{\text{н}}$ — температура насыщения, °C.

Определение площади поверхности теплообмена. Требуемую площадь поверхности теплообмена $F, \text{м}^2$, определяют из уравнения теплопередачи (см. главу XI):

$$F = Q / (\varphi_{\text{теп}} \text{КлДж/ср.}} \quad (253)$$

где Q — общее количество теплоты, отдаваемой в аппарате греющим теплоносителем, Вт или кДж/с; $\varphi_{\text{теп}}$ — коэффициент теплопередачи, Вт/(м²·°C); $\varphi_{\text{теп}} = 0,7 - 0,8$ — коэффициент использования поверх-

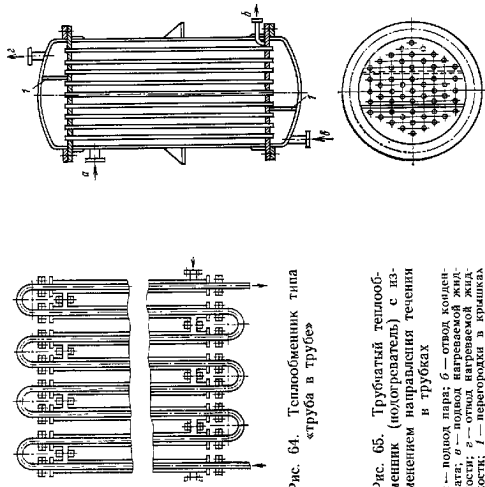


Рис. 64. Теплообменник типа «труба в трубе»

Рис. 65. Трубчатый теплообменник (подогреватель) с изменением направления течения и трубка

а — полость пара; б — отвод конденсата; в — отвод нагреваемой жидкости; г — перегородка в крышке

трубы соединена с наружной сваркой или с помощью фланцев. Чаще всего теплообменник такого типа состоит из нескольких последовательно соединенных секций. По типу теплообменника «труба в трубе» часто выполняют устройства для отогревания замерзших выходящих пожарных рукавов.

Трубчатые теплообменники (рис. 65) выполняют в виде пучка труб, размещенных в цилиндрическом корпусе, который сварен из листовой стали. Трубы закладывают в трубные решетки, к которым их приваривают или завальцовывают. У теплообменников конденсационного типа жидкость протекает по трубам, а конденсация пара происходит в межтрубном пространстве. В случае теплообмена между двумя каплевыми жидкостями греющий теплоноситель движется по трубам, а нагреваемый — в межтрубном пространстве. Для повышения интенсивности теплообмена трубчатые теплообменники выполняют многотходовыми.

ности теплообмена с учетом ее загрязнения; $\Delta t_{ср}$ — средний температурный напор, °С.

Определим среднего температурного напора. Средний температурный напор в значительной степени зависит от направления движения греющего и нагреваемого теплоносителей. На рис. 66 показан характер изменения температур теплоносителей вдоль поверхности теплообмена для

а) прамтока и противтока.

Из рис. 66 следует, что при одинаковой и той же начальной температуре нагреваемого теплоносителя при противотоке можно нагреть до более высокой температуры, чем при прамтоке. Из приведенных графиков видно также, что при противотоке следует ожидать более высоких значений среднего температурного напора. Благодаря

этому можно сконструировать довольно компактные теплообменники. Но это преимущество при противотоке наблюдается только при переменной температуре теплоносителя по поверхности теплообмена или при существенном изменении температур теплоносителей. Средний температурный напор $\Delta t_{ср}$ вычисляют по формуле

$$\Delta t_{ср} = (\Delta t_6 - \Delta t_{60}) / (2,3 \lg \Delta t_6 / \Delta t_{60}), \quad (254)$$

где Δt_6 — разность температур теплоносителя на том торце теплообменника, где эта разность больше; Δt_{60} — разность температур на том торце теплообменника, где эта разность меньше.

В соответствии с принятыми на рис. 66 обозначениями при прамтоке $\Delta t_6 = t_1' - t_2'$ и $\Delta t_{60} = t_1'' - t_2''$, а при противотоке $\Delta t_6 = t_1' - t_2'$ и $t_1'' - t_2''$.

Если изменить температуры теплоносителей вдоль поверхности теплообмена таково, что $\Delta t_6 / \Delta t_{60} < 2$, то средний температурный напор определяют как среднее арифметическое большей и меньшей разностей температур:

$$\Delta t_{ср} = 1/2 (\Delta t_6 + \Delta t_{60}). \quad (255)$$

При сложных схемах течения теплоносителей (смещенный и скрестный ток) средний и температурный напор определяют по формуле (254) для противотока и

умножают на поправочный коэффициент, значение которого можно определить методами, изложенными в технической литературе [7].

Определение конструктивных параметров теплообменника. Внутренний диаметр корпуса одноходового кожухотрубного теплообменника D (см) определяют по формуле

$$D = D' + d_{нар} + \delta, \quad (256)$$

где D — диаметр, на котором размещают ряд труб (определяют по специальным таблицам, приведенным в технической литературе, например «Термодинамика и теплопередача в кожарном деле» [7]), см; $d_{нар}$ — наружный диаметр труб, см; $\delta \geq 0,6$ — кольцевой зазор между крестными трубами и корпусом, см.

Расстояние между трубными досками (активная длина на трубу) для теплообменника с любым числом ходов

$$l = F / \pi d_{нар} z, \quad (257)$$

где z — число ходов теплообменника; π — число трубок в пределах одного хода.

$$\pi = 4 G_{гр} / 3600 \pi d_{нар} \rho_{гр} \omega_{гр} = G_{гр} / 2830 d_{нар} \rho_{гр} \omega_{гр}, \quad (258)$$

где $G_{гр}$ — расход теплоносителя в трубном пространстве, кг/с; $d_{нар}$ — внутренний диаметр трубки, м; $\rho_{гр}$ — плотность теплоносителя, протекающего в трубном пространстве, кг/м³; $\omega_{гр}$ — скорость теплоносителя в трубном пространстве, принимаемая равной 0,5—1,5 м/с для жидкостей и 5—12 м/с для газов.

Длину одного витка змеевикового теплообменника $l_{зм}$ (м) определяют по формуле

$$l_{зм} = 4 G_{гр} \sqrt{\pi D_{зм}^2 + L^2} \approx \pi D_{зм}, \quad (259)$$

где $D_{зм}$ — диаметр витка змеевика, м; L — расстояние между осями соседних витков змеевика, м;

$$L = l_{зм} n_{зм} \approx \pi D_{зм} n_{зм} = F_{зм} / \pi d_{нар}, \quad (260)$$

где $n_{зм}$ — число витков змеевика; $F_{зм}$ — поверхность нагрева змеевика, м²; $d_{нар}$ — наружный диаметр трубной змеевика, м.

§ 3. Приближенный поверочный расчет теплообменных аппаратов. Чаще всего задача поверочного расчета теплообменника состоит в определении конечных температур теплоносителей t_1' и t_2' и количества переданной теплоты Q при известных расходах G_1 и G_2 , начальных температурах t_1 и t_2 , коэффициенте теплопередачи K и площади поверхности теплообмена F .

Методика приближенного поверочного расчета в этом случае следующая.

Уравнения теплового баланса:

$$Q = C_p G_1 (t_1 - t_1^*); \quad (261)$$

$$Q = C_p G_2 (t_2 - t_2^*) \eta_n \quad (262)$$

и уравнение теплопередачи

$$Q = KF1/2 [(t_1 + t_1^*) - (t_2 + t_2^*)] \quad (263)$$

решают совместно, получая формулу для определения количества передаваемой теплоты:

$$Q = (t_1 - t_2) [1/KF + 1/2 (1/c_p G_1 + 1/c_p G_2 \eta_n)]. \quad (264)$$

Определив по формуле (264) количество передаваемой теплоты, из уравнений (261) или (262) находят конечные температуры теплоносителей:

$$t_1^* = t_1 - Q/c_p G_1; \quad (265)$$

$$t_2^* = t_2 + Q/c_p G_2 \eta_n. \quad (266)$$

При определении количества передаваемой теплоты по формуле (264) можно принимать следующие примерные значения коэффициента теплопередачи K ($Вт/(м^2 \cdot ^\circ C)$) [1]: при передаче теплоты от газа к газу—10, от газа к воде—50, от керосина к воде—300, от воды к воде—1000, от конденсирующихся паров к воде—2500, к маслу—300, к кипящему маслу—500.

§ 4. Некоторые задачи пожарной безопасности. Конструкторский расчет теплообменников производится в следующих случаях: 1) при выборе максимальной длины рукавной линии для подачи ствольников; 2) при расчете трубчатых теплообменников для подогрева воды в цистернах пожарных машин; 3) при расчете теплообменников в системе дополнительного охлаждения двигателей пожарных машин; 4) при расчете теплообменников для отогревания замерзших рукавов на рукавных базах; 5) при расчете сушилки для сушки мокрой одежды с использованием регни- стивных трубороводов систем пароутишения, позволяющей достичь минимальной конденсации пара в паропроводах при подаче его в защищаемое помещение, или расходе параметров теплоизолирующих паропроводов, если невозможно уменьшить их длину.

Поверочный расчет теплообменников необходим при решении некоторых задач противопожарной защиты, связанных с обоснованием профилактических рекомендаций, контролем работ теплообменной аппаратуры и установлением причины пожара в процессе проведения пожарной-технической экспертизы. Наиболее характерной задачей противопожарной защиты в этом случае является определение температуры воды на выходе из систем дополнительного охлаждения двигателя или обогрев центробежного насоса пожарного автомата или продукта сгорания на различных расстояниях от входа в дымоходы или газоды (эти данные могут быть затем использованы для определения температуры на внешних поверхностях дымоходов, противопожарных раздосок и отступок); теплоносителя на выходе из установок для сушки пожарных рукавов; теплоносителя из выходов из установок для отогревания замерзших пожарных рукавов.

Если известны температуры на входе и выходе из теплообменника для обоих теплоносителей, но неизвестен расход одного из теплоносителей, его можно определить при совместном решении уравнений (261) и (262):

$$G_1 = G_2 \left[\frac{c_p (t_2^* - t_2)}{c_p (t_1 - t_1^*)} \right] / \left[\frac{c_p (t_1 - t_1^*)}{c_p (t_2^* - t_2)} \right] \eta_n. \quad (267)$$

Такая задача может возникнуть, если один из теплоносителей в результате аварии теплообменника может стать либо источником воспламенения (если он был предметом температуры самовоспламенения), либо горючим материалом при возникновении пожара или взрыва. В этом случае при пожарно-технической экспертизе могут понадобиться данные о количестве попавшего в помещение огнестойкого теплоносителя (если известна продолжительность аварии). Формулы, приведенные в гл. XIII, § 3 и в гл. XI, могут быть использованы также для проверки толщины изоляции в системах обогрева насосных отделений пожарных машин в совсрменном исполнении.

Приложение 1. Физические параметры сухого воздуха при атмосферном давлении

| t, °C | ρ, кг/м³ | c _p , кДж/(кг·°C) | λ, 10 ³ , Вт/(м·°C) | ν, 10 ³ , м²/с | Pr |
|-------|----------|------------------------------|--------------------------------|---------------------------|-------|
| -20 | 1,295 | 1,009 | 2,23 | 12,79 | 0,716 |
| -10 | 1,342 | 1,009 | 2,36 | 12,43 | 0,712 |
| 0 | 1,293 | 1,005 | 2,44 | 13,28 | 0,707 |
| 20 | 1,205 | 1,005 | 2,59 | 15,00 | 0,703 |
| 40 | 1,128 | 1,005 | 2,75 | 16,96 | 0,699 |
| 50 | 1,06 | 1,005 | 2,89 | 18,37 | 0,696 |
| 80 | 1,009 | 1,009 | 3,04 | 21,09 | 0,692 |
| 100 | 0,946 | 1,009 | 3,2 | 23,13 | 0,688 |
| 120 | 0,898 | 1,009 | 3,33 | 26,45 | 0,686 |
| 140 | 0,854 | 1,013 | 3,48 | 27,8 | 0,684 |
| 160 | 0,815 | 1,017 | 3,63 | 30,09 | 0,682 |
| 180 | 0,779 | 1,022 | 3,77 | 32,49 | 0,681 |
| 200 | 0,746 | 1,026 | 3,92 | 34,85 | 0,68 |
| 250 | 0,674 | 1,038 | 4,26 | 40,61 | 0,677 |
| 300 | 0,615 | 1,047 | 4,6 | 48,33 | 0,674 |
| 350 | 0,565 | 1,059 | 4,89 | 55,46 | 0,676 |
| 400 | 0,524 | 1,068 | 5,2 | 63,09 | 0,678 |
| 500 | 0,456 | 1,093 | 5,73 | 79,38 | 0,67 |
| 600 | 0,404 | 1,114 | 6,2 | 96,89 | 0,669 |
| 700 | 0,352 | 1,135 | 6,69 | 115,4 | 0,706 |
| 800 | 0,329 | 1,156 | 7,15 | 134,8 | 0,713 |
| 900 | 0,301 | 1,172 | 7,61 | 155,1 | 0,717 |
| 1000 | 0,277 | 1,185 | 8,05 | 177,1 | 0,719 |

Приложение 2. Физические параметры дымовых газов*

| t, °C | ρ, кг/м³ | c _p , кДж/(кг·°C) | λ, 10 ³ , Вт/(м·°C) | ν, 10 ³ , м²/с | Pr |
|-------|----------|------------------------------|--------------------------------|---------------------------|------|
| 0 | 1,295 | 1,043 | 2,28 | 12,2 | 0,72 |
| 100 | 0,95 | 1,068 | 3,12 | 21,54 | 0,69 |
| 200 | 0,748 | 1,097 | 4 | 32,8 | 0,67 |
| 300 | 0,617 | 1,122 | 4,83 | 45,81 | 0,66 |
| 400 | 0,525 | 1,151 | 5,68 | 60,38 | 0,64 |
| 500 | 0,457 | 1,185 | 6,54 | 76,3 | 0,63 |
| 600 | 0,405 | 1,214 | 7,4 | 93,61 | 0,62 |
| 700 | 0,363 | 1,239 | 8,25 | 112,1 | 0,61 |
| 800 | 0,33 | 1,264 | 9,13 | 131,8 | 0,6 |
| 900 | 0,301 | 1,29 | 9,98 | 152,1 | 0,59 |
| 1000 | 0,275 | 1,306 | 10,9 | 173,4 | 0,58 |
| 1100 | 0,257 | 1,323 | 11,75 | 197,1 | 0,57 |
| 1200 | 0,24 | 1,34 | 12,62 | 221 | 0,56 |

* Параметры даны для ρ=10³ Па; РС₀=0,13·10³ Па; RH₂O=0,11·10³ Па; Pr₀=-0,76·10³ Па.

Приложение 3. Физические параметры водяного пара на линии насыщения

| t, °C | ρ, 10 ⁻³ , Па | ρ _ж , кг/м³ | ρ _г , кг/м³ | κ, Дж/кг | c _p , кДж/(кг·°C) | λ, 10 ³ , Вт/(м·°C) | ν, 10 ³ , м²/с | Pr |
|-------|--------------------------|------------------------|------------------------|----------|------------------------------|--------------------------------|---------------------------|------|
| 100 | 1,013 | 0,598 | 2257 | 2,135 | 20,023 | 2,37 | 20,023 | 1,08 |
| 110 | 1,433 | 0,826 | 2230 | 2,177 | 2,49 | 2,49 | 15,07 | 1,09 |
| 120 | 1,985 | 1,121 | 2202 | 2,207 | 2,59 | 2,59 | 11,46 | 1,09 |
| 130 | 2,701 | 1,496 | 2174 | 2,257 | 2,69 | 2,69 | 8,85 | 1,11 |
| 140 | 3,614 | 1,966 | 2145 | 2,315 | 2,79 | 2,79 | 6,89 | 1,12 |
| 150 | 4,76 | 2,547 | 2114 | 2,395 | 2,88 | 2,88 | 5,47 | 1,16 |
| 160 | 6,18 | 3,258 | 2082 | 2,479 | 3,01 | 3,01 | 4,39 | 1,21 |
| 170 | 7,92 | 4,122 | 2050 | 2,583 | 3,13 | 3,13 | 3,57 | 1,21 |
| 180 | 10,027 | 5,157 | 2015 | 2,705 | 3,27 | 3,27 | 2,93 | 1,25 |
| 190 | 12,553 | 6,394 | 1979 | 2,856 | 3,42 | 3,42 | 2,44 | 1,3 |
| 200 | 15,551 | 7,862 | 1941 | 3,023 | 3,55 | 3,55 | 2,03 | 1,36 |
| 210 | 19,08 | 9,588 | 1900 | 3,199 | 3,72 | 3,72 | 1,71 | 1,41 |
| 220 | 23,201 | 11,62 | 1853 | 3,408 | 3,9 | 3,9 | 1,45 | 1,47 |
| 230 | 27,979 | 13,99 | 1813 | 3,634 | 4,09 | 4,09 | 1,24 | 1,54 |
| 240 | 33,48 | 16,76 | 1766 | 3,881 | 4,29 | 4,29 | 1,06 | 1,61 |
| 250 | 39,776 | 19,96 | 1715 | 4,158 | 4,52 | 4,52 | 0,916 | 1,68 |
| 260 | 46,94 | 23,72 | 1661 | 4,468 | 4,8 | 4,8 | 0,794 | 1,75 |
| 270 | 55,05 | 28,09 | 1605 | 4,815 | 5,11 | 5,11 | 0,688 | 1,82 |
| 280 | 64,19 | 33,19 | 1542 | 5,234 | 5,48 | 5,48 | 0,6 | 1,9 |
| 290 | 74,45 | 39,15 | 1476,3 | 5,694 | 5,83 | 5,83 | 0,526 | 2,01 |
| 300 | 85,92 | 46,21 | 1404,2 | 6,281 | 6,27 | 6,27 | 0,461 | 2,13 |
| 310 | 98,7 | 54,58 | 1325,2 | 7,118 | 6,84 | 6,84 | 0,403 | 2,29 |
| 320 | 112,9 | 64,72 | 1237,8 | 8,207 | 7,52 | 7,52 | 0,353 | 2,5 |
| 330 | 128,66 | 77,1 | 1139,7 | 9,681 | 8,36 | 8,36 | 0,31 | 2,86 |
| 340 | 146,08 | 92,76 | 1027 | 12,357 | 9,3 | 9,3 | 0,272 | 3,35 |
| 350 | 165,37 | 113,6 | 893,5 | 15,246 | 10,7 | 10,7 | 0,24 | 4,03 |
| 360 | 186,74 | 144 | 719,3 | 23,039 | 12,79 | 12,79 | 0,202 | 5,23 |
| 370 | 210,53 | 203 | 438,4 | 36,525 | 17,1 | 17,1 | 0,166 | 11,1 |

Приложение 4. Физические параметры воды на линии насыщения

| t, °C | ρ, 10 ⁻³ , Па | ρ _ж , кг/м³ | c _p , кДж/(кг·°C) | λ, 10 ³ , Вт/(м·°C) | ν, 10 ³ , м²/с | σ, 10 ⁻³ , Н/м | β, 10 ⁻³ , 1/°C | Pr |
|-------|--------------------------|------------------------|------------------------------|--------------------------------|---------------------------|---------------------------|----------------------------|-------|
| 0 | 1,013 | 999,9 | 4,212 | 55,1 | 1,789 | 75,6 | -0,63 | 13,67 |
| 10 | 1,013 | 999,7 | 4,191 | 57,5 | 1,306 | 74,1 | +0,7 | 9,52 |
| 20 | 1,013 | 998,2 | 4,183 | 59,9 | 1,006 | 70,5 | 1,82 | 7,02 |
| 30 | 1,013 | 995,7 | 4,175 | 61,8 | 0,806 | 71,2 | 3,21 | 5,42 |
| 40 | 1,013 | 992,2 | 4,174 | 63,5 | 0,659 | 69,6 | 3,87 | 4,31 |
| 50 | 1,013 | 988,1 | 4,173 | 64,8 | 0,556 | 67,6 | 4,49 | 3,54 |
| 60 | 1,013 | 983,2 | 4,173 | 65,9 | 0,478 | 66,2 | 5,11 | 2,98 |
| 70 | 1,013 | 977,8 | 4,167 | 66,8 | 0,415 | 64,4 | 5,7 | 2,55 |

Продолжение

| $t, ^\circ\text{C}$ | $\rho \cdot 10^{-3}, \text{Пл}$ | $\rho, \text{кг/м}^3$ | ϵ_p /(кг·°C) | $\lambda, 10^3$ /(Вт·°C) | $\nu, 10^3$ м ² /с | $\sigma \cdot 10^4$ Н/м | $\beta, 10^4$ 1/°C | Рт |
|---------------------|---------------------------------|-----------------------|--------------------------|-----------------------------|----------------------------------|----------------------------|-----------------------|------|
| 80 | 1,013 | 971,8 | 4,195 | 67,5 | 0,365 | 62,5 | 6,32 | 2,21 |
| 90 | 1,013 | 965,3 | 4,208 | 68 | 0,325 | 60,6 | 6,95 | 1,95 |
| 100 | 1,01 | 958,4 | 4,22 | 68,3 | 0,295 | 58,8 | 7,52 | 1,75 |
| 120 | 1,99 | 943,1 | 4,25 | 69,5 | 0,252 | 54,8 | 8,64 | 1,47 |
| 140 | 3,61 | 926,1 | 4,287 | 68,5 | 0,217 | 50,7 | 9,72 | 1,26 |
| 160 | 6,18 | 907,4 | 4,346 | 68,3 | 0,191 | 46,6 | 10,7 | 1,1 |
| 180 | 10,03 | 886,9 | 4,417 | 67,5 | 0,173 | 42,3 | 11,9 | 1 |
| 200 | 15,55 | 863 | 4,505 | 66,3 | 0,158 | 37,7 | 13,3 | 0,93 |
| 220 | 23,2 | 840,3 | 4,614 | 64,5 | 0,148 | 33,2 | 14,8 | 0,89 |
| 240 | 33,48 | 813,6 | 4,756 | 62,8 | 0,141 | 28,5 | 16,8 | 0,87 |
| 260 | 46,94 | 784 | 4,949 | 60,5 | 0,135 | 23,7 | 19,7 | 0,87 |
| 280 | 64,19 | 750,7 | 5,23 | 57,5 | 0,131 | 19,1 | 23,7 | 0,9 |
| 300 | 85,92 | 712,5 | 5,736 | 54 | 0,128 | 14,4 | 29,2 | 1,97 |
| 320 | 112,9 | 667,1 | 6,574 | 50,6 | 0,128 | 9,81 | 38,2 | 1,11 |
| 340 | 146,08 | 610,1 | 8,165 | 46,7 | 0,127 | 5,67 | 53,4 | 1,30 |
| 360 | 186,74 | 528 | 13,985 | 39,6 | 0,126 | 2,02 | 109 | 2,35 |

Приложение 5. Теплофизические свойства некоторых жидкостей

| Жидкость | $t, ^\circ\text{C}$ | $\rho, \text{кг/м}^3$ | ϵ_p кДж/(кг·°C) | $\lambda, \text{Вт/(м·°C)}$ | $\nu, 10^5, \text{м}^2/\text{с}$ | Рт |
|-------------------|---------------------|-----------------------|-----------------------------|-----------------------------|----------------------------------|------|
| Бензол | 0 | 900 | 1,5 | 0,15 | 0,965 | 8,76 |
| | 20 | 879 | 1,61 | 0,141 | 0,685 | 6,66 |
| | 50 | 846,6 | 1,78 | 0,139 | 0,518 | 5,6 |
| Дифенильная смесь | 100 | 995 | 1,88 | 0,126 | 1,01 | 15 |
| | 130 | 970 | 2,01 | 0,121 | 0,746 | 12 |
| | 160 | 945 | 2,17 | 0,116 | 0,574 | 10,3 |
| 200 | 912 | 2,34 | 0,111 | 0,446 | 8,5 | |
| Мазут | —10 | 888,6 | 1,49 | 0,113 | 83 | 1017 |
| | 0 | 872,5 | 1,545 | 0,112 | 70,5 | 866 |
| | 50 | 862,1 | 1,85 | 0,108 | 7,58 | 111 |
| Метилловый спирт | 20 | 791 | 2,47 | 0,21 | 0,69 | 6,84 |
| | 50 | 765 | 2,53 | 0,207 | 0,52 | 4,96 |
| Этиловый спирт | 20 | 789,5 | 2,41 | 0,185 | 1,83 | 18,6 |
| | 40 | 772,5 | 2,62 | 0,178 | 1,4 | 16 |
| | 60 | 754,5 | 2,83 | 0,174 | 0,99 | 12,1 |
| 80 | 734,8 | 3,01 | 0,159 | 0,6 | 8,4 | |

Приложение 6. Степень черноты полного излучения некоторых веществ и материалов

| Материал и характер поверхности | $t, ^\circ\text{C}$ | ϵ |
|------------------------------------|---------------------|-------------|
| Алюминий полированный | 225—575 | 0,09—0,057 |
| | 40—370 | 0,93—0,95 |
| Асбестовые: | 24 | 0,96 |
| | 20 | 0,96 |
| бумага | 20 | 0,8—0,9 |
| картон | 0—100 | 0,95—0,96 |
| шифер | 20 | 0,8—0,9 |
| Бумага | 20 | 0,95—0,96 |
| Вода | 20 | 0,8—0,9 |
| Дерево строганое | 20 | 0,8—0,9 |
| Кирпич: | | |
| красный шероховатый | 20 | 0,93 |
| шамотный глазурированный | 1100 | 0,75 |
| Латунь полированная | 245—375 | 0,028—0,039 |
| Медь | 115 | 0,023 |
| Сталь: | | |
| полированная | 425—1020 | 0,144—0,377 |
| листовая: | | |
| блестящая и оцинкованная | 28 | 0,288 |
| луженая | 25 | 0,043—0,064 |
| шпифальная | 940—1100 | 0,52—0,61 |
| Стекло гладкое | 22 | 0,94 |
| Толь кропельный | 20 | 0,93 |
| Штукатурка известковая шероховатая | 10—50 | 0,91 |

Приложение 7. Критическая плотность облучения и предельно допустимая температура нагрева некоторых горючих материалов

| Материал | Допустимая температура облучения, °С | Температура самовосгорания, °С | Критическая плотность облучения, кВт/м ² |
|--|--------------------------------------|--------------------------------|---|
| Войлок строительный | 80 | 370 | — |
| Гранитовый | 40 | 105 | — |
| Легерин, дерматин | 40* | — | — |
| Тофф: | | | |
| кускового | 80 | 225 | 9 800 |
| брикетный | 80 | 225 | 13 300 |
| Древесина сосновая: | | | |
| шпорохвата | 80 | 295 | 12 800 |
| окрашенная масляной краской | 80 | 295 | 17 500 |
| всех сортов (кроме сосны) | 100 | — | — |
| Картон серый | 100 | 427 | 10 800 |
| Стеклопластик на основе полиэфирной смолы ПН-1 | 100 | — | 15 400 |
| Фанера, камышит, пенопласт ПС-4 и ПС-7, минераловатные плиты на битумном связующем | 120 | — | — |
| Хлопок-полюкно | 120 | 205 | 7 500 |
| Пластик слоистый (типа гетинакс) | 120 | 480 | 15 400 |
| Пергамин | 120 | — | 17 500 |
| Резина | — | — | 14 500 |
| Горючие газы и огнеопасные жидкости | — | 150 | 8 900 |
| То же | — | 300 | 12 100 |
| » | — | 350 | 15 500 |
| » | — | 400 | 19 900 |
| » | — | 500 | 28 000 |
| | | и выше | |

Примечания: 1. Значения $q_{кр}$ для твердых материалов определены в условиях неподвижной среды. Длительность облучения для всех видов материалов была 15 мин и более.

2. При определении безопасных расстояний от нагретых поверхностей нешей и другого оборудования принимается допустимая температура применения или (если материал самозатравляется) самозатравливания, а при определении наименьших расстояний между зданиями и сооружениями и безопасных условий работы пожарных подразделений — температура самозатравливания материала.

Приложение 8. Физические параметры некоторых веществ и материалов

| Вещество или материал | t, °С | ρ , кг/м ³ | λ , Вт/(м·°С) | c_p , кДж/(кг·°С) | α , 10 ⁴ м ² /с | Предел выдержки на тек. нагрузку, кН/м ² |
|-----------------------|-------|----------------------------|-----------------------|---------------------|--|---|
|-----------------------|-------|----------------------------|-----------------------|---------------------|--|---|

Металлы и сплавы

| | | | | | | |
|--|------|------|------|-------|-------|---|
| Алюминий | 0 | 2700 | 210 | 0,87 | 32 | — |
| | 100 | 2890 | 205 | 0,94 | 29,3 | — |
| | 300 | 2850 | 230 | 1,04 | 30 | — |
| | 600 | 2550 | 280 | 1,14 | 34,5 | — |
| Легированный (Al 98,5 %, Cu 4 %, Mn 0,5 %) | 0 | 2800 | 166 | — | — | — |
| | 20 | — | 182 | — | 24 | — |
| | 100 | — | 189 | — | — | — |
| | 200 | — | 195 | — | — | — |
| Железо | —200 | 7960 | 78,5 | 0,46 | 10,51 | — |
| | 20 | 7870 | 67,2 | 0,452 | 7,98 | — |
| | 200 | 7800 | 61,2 | 0,482 | 7,98 | — |
| | 600 | 7600 | 43,8 | 0,577 | 4,1 | — |
| | 900 | 7500 | 40 | 0,665 | 2,48 | — |
| Латунь (Cu 70 %, Zn 30 %) | 0 | 8520 | 108 | 0,385 | — | — |
| | 20 | — | 108 | — | — | — |
| | 110 | — | 114 | — | — | — |
| | 300 | — | 121 | — | — | — |
| | 600 | — | — | — | — | — |

| Вещество или материал | t, °C | p, кг/м³ | λ, Вт/(К·С) | c _p кДж/(кг·°C) | d, 10 ⁻³ м/сек | Плотность при температуре кипения, кг/м³ |
|---|-------|-----------|-------------|-----------------------------|-------------------------------|--|
| Мель | —190 | 9000 | 488 | 0,257 | 0,257 | 73,3 |
| | 20 | 8930 | 396 | 0,379 | 0,379 | 42,2 |
| | 100 | 8900 | 392 | 0,397 | 0,397 | 40,2 |
| | 600 | 8700 | 345 | 0,456 | 0,456 | 31,3 |
| | 1083 | 8510 | 321 | 0,532 | 0,532 | 25,6 |
| Олово чистое | 20 | 7300 | 64 | 0,226 | 0,226 | 14 |
| Серебро | 20 | 10500 | 410 | 0,25 | 0,25 | 59,6 |
| Синиел | 20 | 11400 | 34,6 | 0,13 | 0,13 | 8,6 |
| Сталь углеродистая (С 1%) | 0—800 | 7800—7400 | 58—0,042 t | $0,47+2,1 \times 10^{-4} t$ | $5,7-1,09 \times 10^{-2} t^2$ | — |
| Сплав инвар | 20 | 8130 | 10,7 | 0,46 | 0,46 | 1,03 |
| Сплав зевтектонский t _ж =70°С (Ві 48%, Рb 26%, Sn 13%, Сd 13%) | 0 | 1050 | 13,1 | 0,13 | — | 34,5 |
| | 100 | — | 14 | — | — | — |
| Чугун (С 4%) | 20 | 7270 | 52 | 0,42 | 0,42 | 6,19 |

Строительные материалы

| | | | | | | |
|----------------------------|-----------|------|-------------------------------|-----------------------------|------------|-----|
| Армопритбетон | Более 100 | 1670 | $0,74+0,7 \times 10^{-4} t$ | $0,87+5,9 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | — |
| Бетон на гранитном щебне | То же | 2220 | $1,42-11 \times 10^{-4} t$ | $0,77+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| Бетон на известковом щебне | — | 2190 | $1,25-9,6 \times 10^{-4} t$ | $0,77+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| Бетон песчаный | — | 1900 | $1,05-5,8 \times 10^{-4} t$ | $0,77+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| Таблетон на колотом песке | Более 100 | 480 | $0,093+7 \times 10^{-4} t$ | $0,92+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| То же | 750 | 750 | $0,186+8,1 \times 10^{-4} t$ | $0,92+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| Керамзитбетон | » | 950 | $0,23+13,3 \times 10^{-4} t$ | $0,84+5,8 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| » | » | 1030 | $0,265+7,5 \times 10^{-4} t$ | $0,84+3,9 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| » | » | 1380 | $0,385+8,1 \times 10^{-4} t$ | $0,92+6,3 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |
| Кирпич красный | » | 1580 | $0,455+2,32 \times 10^{-4} t$ | $0,84+4,2 \times 10^{-4} t$ | 3,6А/ (ср) | 100 |

| Испытательная температура, °С | ρ , кг/м ³ | λ , Вт/(м·°С) | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | ρ_p , кг/м ³ | Вещество или материал | Температура, °С |
|-------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|----------------------------------|---------------------------------|--------------------------------|-----------------------|-----------------|
| 1730 | 0,79+3,5× ×10 ⁻⁴ | 0,84+6,3× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 100 | Более 100 | Кирпич силикатный | 1730 | 0,79+3,5× ×10 ⁻⁴ | 0,84+6,3× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 100 |
| 1090 | 0,29+1,16× ×10 ⁻⁴ | 0,84+5,8× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 100 | То же | Перлитобетон | 1090 | 0,29+1,16× ×10 ⁻⁴ | 0,84+5,8× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 100 |
| 1380 | 0,35 | 0,8 | 0,114 | — | 0—40 | 1380 | 0,35 | 0,8 | 0,114 | — | 1380 |
| 1380 | 0,66 | 2 | 0,085 | — | 0—40 | 1380 | 0,66 | 2 | 0,085 | — | 1380 |
| 2500 | 0,75+0,00116 | 0,67 | — | 80 | 20—80 | 2500 | 0,75+0,00116 | 0,67 | — | 80 | 2500 |
| 1800 | 1—1,5 | 0,84 | 0,238— 0,274 | 100 | 20 | 1800 | 1—1,5 | 0,84 | 0,238— 0,274 | 100 | 1800 |
| 1600 | 0,7 | 0,84 | 0,187 | 100 | 0 | 1600 | 0,7 | 0,84 | 0,187 | 100 | 1600 |
| <i>Огнеупорные материалы</i> | | | | | | | | | | | |
| 600 | 0,43 | — | — | 1250 | 600 | 680 | 0,43 | — | — | 1250 | 600 |
| 500 | 0,192 | — | — | 700 | 00 | 500 | 0,192 | — | — | 700 | 500 |
| 440 | 0,088+2,2× ×10 ⁻⁴ | 0,098+2,1× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 0—1000 | 440 | 0,088+2,2× ×10 ⁻⁴ | 0,098+2,1× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 440 |
| 500 | 0,128+1,8× ×10 ⁻⁴ | 0,128+1,8× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 0—1000 | 500 | 0,128+1,8× ×10 ⁻⁴ | 0,128+1,8× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 500 |
| 500 | 0,178+1,5× ×10 ⁻⁴ | 0,178+1,5× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 0—1000 | 500 | 0,178+1,5× ×10 ⁻⁴ | 0,178+1,5× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 500 |
| 950 | 0,23+1,5× ×10 ⁻⁴ | 0,23+1,5× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 0—1000 | 950 | 0,23+1,5× ×10 ⁻⁴ | 0,23+1,5× ×10 ⁻⁴ | — | 1000 | 950 |
| 100 | 0,116—0,232 | — | — | 700— 900 | 500—1000 | 500—1000 | 0,116—0,232 | — | — | 700— 900 | 500—1000 |
| 1900—1950 | 0,93+7× ×10 ⁻⁴ | 0,835+2,5× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 1700 | 1900—1950 | 1900—1950 | 0,93+7× ×10 ⁻⁴ | 0,835+2,5× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 1700 | 1900—1950 |
| 1800—1900 | 0,836+5,8× ×10 ⁻⁴ | 0,836+2,3× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 1350— 1450 | 1800—1900 | 1800—1900 | 0,836+5,8× ×10 ⁻⁴ | 0,836+2,3× ×10 ⁻⁴ | 3,6А/(ср) | 1350— 1450 | 1800—1900 |
| 950 | 0,28+2,32× ×10 ⁻⁴ | — | — | 1350 | — | 950 | 0,28+2,32× ×10 ⁻⁴ | — | — | 1350 | 950 |
| 600 | 0,105+1,45× ×10 ⁻⁴ | — | — | 1300 | — | 600 | 0,105+1,45× ×10 ⁻⁴ | — | — | 1300 | 600 |
| 400—500 | 0,091+2,8× ×10 ⁻⁴ | — | — | 800 | — | 400—500 | 0,091+2,8× ×10 ⁻⁴ | — | — | 800 | 400—500 |

| Вещество или материал | $t, ^\circ\text{C}$ | $\rho, \text{кг/м}^3$ | $\lambda, \text{Вт/(м}\cdot^\circ\text{C)}$ | $c_p, \text{кДж/(кг}\cdot^\circ\text{C)}$ | $a \cdot 10^8, \text{м}^2/\text{ч}$ | Предельная температура применения, $^\circ\text{C}$ |
|---|---------------------|-----------------------|---|---|-------------------------------------|---|
| <i>Теплоизоляционные и другие материалы</i> | | | | | | |
| Альфонь гофрированный | 0—550 | 200 | $0,0595+2,56 \times 10^{-4} t$ | — | — | 550 |
| Асбестовый картон | 0—600 | 1000—1300 | $0,157+1,86 \times 10^{-4} t$ | — | — | 600 |
| Асбестовая ткань | 0—500 | 600—700 | $0,123+1,86 \times 10^{-4} t$ | — | — | 500 |
| Асбестовый шнур | 0—200 | 700—900 | $0,14+2,32 \times 10^{-4} t$ | — | — | 200 |
| Асбоцементные сегменты, плиты и скорлупы | 0—450 | 400 | $0,087+1,28 \times 10^{-4} t$ | — | — | 450 |
| Вата стеклянная | 0—450 | 130 | $0,04+3,5 \times 10^{-4} t$ | — | — | 450 |
| Вата хлопковая | 20 | 60 | 0,058 | — | — | 60 |
| Вермикулитовые плиты | 0—600 | 250 | $0,081+2,32 \times 10^{-4} t$ | — | — | 600 |
| Войлок шерстяной | 0—90 | 300 | $0,0465+1,98 \times 10^{-4} t$ | — | — | 90 |
| Грунт глинистый ($w=17,5\%$) | 20 | 2100 | 1,4 | — | — | — |
| Дерево при потоке тепла: поперек волокон | 20 | 500—600 | 0,163—0,174 | 2,8 | — | 60 |
| вдоль волокон | 20 | 500—600 | 0,44—0,52 | 2,8 | — | 60 |
| Древесные опилки | 20 | 150—250 | 0,07—0,093 | — | — | 60 |
| Древесно-стружечные опилки | 0—100 | 700—800 | 0,105—0,174 | — | — | 600 |
| Кожа | 20 | — | 0,14—0,163 | — | — | — |
| Котельная накипь, богатая: гипсом | 100 | 2000—2700 | 0,7—2,3 | — | — | — |
| известью | 100 | 1000—2500 | 0,15—2,3 | — | — | — |
| силикатами | 100 | 300—1200 | 0,081—0,232 | — | — | — |
| Льняная ткань | 20 | — | 0,088 | — | — | — |
| Лед | 0 | 920 | 2,23 | — | — | — |

| | | | | | | |
|--------------|-------|----------|-----------------------------|-----------------------|-------|-----------------------------|
| 50 | — | — | 0,043 | 40 | 20 | Переть оцинкованная |
| — | — | — | 0,043—0,058 | 100 | 0-93 | Шпек |
| 50 | — | 0,75 | $0,204+2 \times 10^{-4}$ | 700—1000 | — | Шпак котельный |
| 50 | — | — | 0,175 | 800 | 20 | Фанера березовая клееная |
| От-60 до+125 | — | 1,46—1,5 | 0,23—0,34 | 1300—1400 | 20 | Текстолит |
| 100 | — | — | $0,069+1,16 \times 10^{-4}$ | 425 | 0-100 | Торфолиты для холодильников |
| 50 | — | — | 0,175—0,23 | 500—600 | 20 | Топь |
| 500 | — | — | $0,123+1,86 \times 10^{-4}$ | 1,2 нт/м ² | 0-500 | Ткань несветостеклянная |
| 60 | — | — | 0,0524 | 250 | 20 | Сукно |
| — | — | 2,08 | 0,105 | 400 | 0 | Смет: свежешвытый улиточный |
| — | 0,091 | 0,201 | 0,465 | 200 | 0 | |
| 500 | — | — | $0,104+8,9 \times 10^{-4}$ | 500 | 0-500 | Советит |

161

| | | | | | | |
|---|-------------------------|------------------------------------|-----------------------------|----------------------|-------|------------------------------------|
| От-45 до+90 | — | — | 1,58 | 0,05 | 20 | Пористая техническая |
| — | — | — | 0,146 | 160—400 | 20 | Резина: |
| 60 | — | — | 0,041—0,054 | 150—200 | 20 | Поробовые плиты |
| 150 | — | — | 0,16 | 1100 | 20 | Полистриол |
| ±60 | — | — | 0,29 | 950 | 20 | Полигитлен |
| От-60 до+30 | — | — | 0,058 | 70—220 | 20 | Леномает плиточный |
| 600 | — | — | 0,0365—0,058 | 230—250 | 20 | Ленополиуретан |
| 100 | — | — | $0,049+1,84 \times 10^{-4}$ | 200 | 0-600 | Минеральная вата засыпанная маркой |
| Линейный коэффициент расширения при t, °C | α, 10 ⁻⁶ м/м | Средняя теплопроводность при t, °C | λ, Вт/(м·°C) | ρ, кг/м ³ | t, °C | Вещество или материал |

061

Приложение 9. Значение функции Крампа
(интеграл ошибок Гаусса)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. П. Башкирцев, Н. Ф. Бубыр, Н. А. Милатов, Д. Н. Онуков. Основы пожарной теплофизики. М.: Стройиздат, 1978. — 200 с.
2. Башкирцев М. П. и др. Задачник по термодинамике и теплопередаче в пожарном деле. М.: ВНИИШ МВД СССР, 1979. — 317 с.
3. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сухомиел А. С. Теплопередача, М.: Энергия, 1976. — 486 с.
4. Карялин В. А., Сачев В. В., Шнейдман А. Е. Техническая термодинамика. М.: Энергия, 1974. — 486 с.
5. Краснощечков Е. А., Сухомиел А. С. Задачник по теплопередаче. М.: Энергия, 1975. — 280 с.
6. Кузовлев В. А. Техническая термодинамика и основы теплопередачи. М.: Высшая школа, 1975. — 304 с.
7. Романенко П. Н., Колмагов Ю. А., Башкирцев М. П. Термодинамика и теплопередача в пожарном деле. М.: ВНИИШ МВД СССР, 1977. — 415 с.

| A | erf A | A | erf A | A | erf A | A | erf A | |
|------|--------|-----|-------|--------|-------|--------|-------|--------|
| 0 | 0 | 0,1 | 0,5 | 0,205 | 1 | 0,8427 | 1,5 | 0,9661 |
| 0,02 | 0,0216 | 0,2 | 0,52 | 0,5379 | 1,02 | 0,8508 | 1,52 | 0,9684 |
| 0,04 | 0,0451 | 0,4 | 0,54 | 0,5549 | 1,04 | 0,8586 | 1,54 | 0,9706 |
| 0,06 | 0,0676 | 0,6 | 0,56 | 0,5716 | 1,06 | 0,8661 | 1,56 | 0,9726 |
| 0,08 | 0,0901 | 0,8 | 0,58 | 0,5879 | 1,08 | 0,8733 | 1,58 | 0,9745 |
| 0,1 | 0,1125 | 1,0 | 0,6 | 0,6039 | 1,1 | 0,8802 | 1,6 | 0,9763 |
| 0,12 | 0,1348 | 1,2 | 0,62 | 0,6194 | 1,12 | 0,8868 | 1,62 | 0,978 |
| 0,14 | 0,1569 | 1,4 | 0,64 | 0,6346 | 1,14 | 0,8931 | 1,64 | 0,9796 |
| 0,16 | 0,179 | 1,6 | 0,66 | 0,6494 | 1,16 | 0,8991 | 1,66 | 0,9811 |
| 0,18 | 0,2009 | 1,8 | 0,68 | 0,6638 | 1,18 | 0,9048 | 1,68 | 0,9826 |
| 0,2 | 0,2227 | 2,0 | 0,7 | 0,6778 | 1,2 | 0,9103 | 1,7 | 0,9838 |
| 0,22 | 0,2443 | 2,2 | 0,72 | 0,6914 | 1,22 | 0,9155 | 1,72 | 0,985 |
| 0,24 | 0,2657 | 2,4 | 0,74 | 0,7047 | 1,24 | 0,9205 | 1,74 | 0,9861 |
| 0,26 | 0,2869 | 2,6 | 0,76 | 0,7175 | 1,26 | 0,9252 | 1,76 | 0,9872 |
| 0,28 | 0,3079 | 2,8 | 0,78 | 0,73 | 1,28 | 0,9297 | 1,78 | 0,9882 |
| 0,3 | 0,3288 | 3,0 | 0,8 | 0,7421 | 1,3 | 0,934 | 1,8 | 0,9892 |
| 0,32 | 0,3491 | 3,2 | 0,82 | 0,7538 | 1,32 | 0,9381 | 1,9 | 0,9928 |
| 0,34 | 0,3694 | 3,4 | 0,84 | 0,7651 | 1,34 | 0,9419 | 2 | 0,9953 |
| 0,36 | 0,3893 | 3,6 | 0,86 | 0,7761 | 1,36 | 0,9456 | 2,1 | 0,997 |
| 0,38 | 0,409 | 3,8 | 0,88 | 0,7867 | 1,38 | 0,946 | 2,2 | 0,9981 |
| 0,4 | 0,4284 | 4,0 | 0,9 | 0,7969 | 1,4 | 0,9523 | 2,4 | 0,9989 |
| 0,42 | 0,4475 | 4,2 | 0,92 | 0,8068 | 1,42 | 0,9554 | 2,4 | 0,9993 |
| 0,44 | 0,4662 | 4,4 | 0,94 | 0,8163 | 1,44 | 0,9583 | 2,5 | 0,9996 |
| 0,46 | 0,4847 | 4,6 | 0,96 | 0,8254 | 1,46 | 0,9611 | 2,6 | 0,9998 |
| 0,48 | 0,5027 | 4,8 | 0,98 | 0,8312 | 1,48 | 0,9637 | 2,7 | 0,9999 |

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Абсолютная температура 13
 Абсолютное давление 10
 Абсолютно белое тело 108
 Абсолютно прозрачное тело 108
 Абсолютно черное тело 108
 Авогадро закон 15
 Адиабатный процесс 52
 Бюхелью 152, 156
 Бойль—Мариотта закон 17
 Вина закон 109
 Внутренняя энергия 44
 Второй закон термодинамики 59
 Градент температур 79
 Газ
 — идеальный 6
 — реальный 6
 Газовая постоянная
 — одного килограмма газа 24
 — универсальная 24
 Газовые смеси 27, 32
 Газыляе число 91
 Градстофа число 91
 Гравитацие условия 80
 Гей-Люссак закон 19
 Давление
 — абсолютное 10
 — атмосферное 8
 — вакуумметрическое 8
 — избыточное 10
 Дросселирование газов и паров 76
 Единицы измерения 5
 Законы
 — Авогадро 25
 — Бойля—Мариотта 17
 — в общем виде 90
 — при естественной конвекции в большом объеме 93
 — при естественной конвекции в простояках 93
 — при конденсации пара 100
 — при лампашарном режиме движения в каналах и трубах 93
 — при переходном режиме движения в каналах и трубах 95
 — при поперечном обтекании труб 95
 — при турбулентном движении в каналах и трубах 94
 Критический диаметр тепловой изоляции 140
 Ламберта закон 110
 Лампашарный режим течения 88
 Лучистый теплообмен 78, 106
 Масса 13
 Массовый расход 72
 Метод конечных разностей 164
 Номотрамы для определения температуры среды при пожаре 159
 Нуссельта число 91
 Ньютона закон (формула) 89
 Определяющая температура 92, 94
 Определяющий размер 92, 94
 Отражательная способность 108
 Парциальное давление двуокиси углерода и водяного пара 123, 124
 Переходный режим течения 88
 Планка закон 109
 Плотность газа 18
 Плотность теплового потока 80
 — критическая 98, 148
 Площадь пожара 160
 Полнотронный процесс 53
 Полуограниченное тело 145
 Правила число 91
 Проникающая способность тел 108
 Протавоток 174
 Пряматок 174
 Работа 45, 69
 Рабочее тело 6
 Равновесное состояние системы 42
 Рейнольдса число 91
 Режим движения жидкости
 — ламинарный 88
 — переходный 88
 — турбулентный 88
 Реферные точки температурных шкал 13
 Серое тело 108
 Скорость истечения
 — критическая 75
 — при дзуюковом потоке 71
 — при сверхзуюковом потоке 71
 — скорость выгорания 169
 — сложный теплообмен 78
 Союз Лаваля 75
 Степень черноты 110
 — водного пара 123
 — двуокиси углерода 123
 — пламени 127
 — приведенная 113
 — продуктов сгорания 122
 Стефана—Больцмана закон 109
 Температура
 — абсолютная 11
 — пламени 128
 — самовоспламенения 148
 Температурное поле 79
 Температурный напор 134
 Температурный режим при пожаре
 — промиозольный 156

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | | |
|--------------------------------|--|------|
| — стандартный 163 | равня 63, 65 | Стр. |
| Тепловое излучение 78, 106 | — Карно 57 | 3 |
| Теплоемкость 32, 143 | — обратные 55 | |
| — газовой смеси 39 | Турбулентный режим течения 88 | |
| — испаря 38 | | |
| — каломольная 35 | | |
| — массовая 35 | | |
| — объема 35 | | |
| — при постоянном давлении 37 | Уравнение 25 | |
| — при постоянном объеме 36 | — Клапейрона 22 | |
| — средняя 38 | — Клапейрона — Менделеева | |
| Теплоемкость 170 | — непрерывности 70 | |
| Теплообменные аппараты 171 | — нестационарной теплопроводности 143 | |
| — элевационные 171 | — первого закона термодинамики 69 | |
| — классификация 170 | — расхода 69 | |
| — определение 170 | — теплопередачи 135 | |
| — труба в трубе 172 | Условия подбора физических явлений 89 | |
| — трубчатые 172 | | |
| Теплопередача 79, 133 | Функция Крампля 146 | |
| Теплопроводность 141 | Фурье число 149, 152 | |
| — стационарная 78 | | |
| Теплота 161 | Числа подобия | |
| Термическое сопротивление 157, | — Галилея 91 | |
| 161 | — Грассхофа 91 | |
| — теплоотдачи 134 | — Кутателадзе — Кружилина 91 | |
| — теплопередачи 134 | — Нуссельта 91 | |
| Термодинамическая система 42 | — Прандтля 91 | |
| — изолированная 42 | — Рейнольдса 91 | |
| — равновесная 42 | Шарля закон 21 | |
| Термодинамические процессы 32 | Экраны тепловые 116 | |
| — адиабатный 52 | Энергия внутренняя 44 | |
| — изобарный 50 | Энтальпия 48 | |
| — изотермический 51 | Энтропия 61 | |
| — изохорный 49 | Эффективная толщина продуктов сгорания 122 | |
| — политропный 53 | | |
| Термодинамические циклы 43 | | |
| — двигателей внутреннего сто- | | |

| | |
|---|----|
| Глава I. Основные параметры состояния рабочего тела | 6 |
| § 1. Газ как рабочее тело термодинамических систем | 6 |
| § 2. Идеальный и реальный газы. Термодинамические данные | 6 |
| § 3. Состояние вещества | 8 |
| § 4. Таблицы | 11 |
| § 5. Масса и объем | 13 |
| § 6. Некоторые задачи пожарной безопасности | 15 |
| Глава II. Законы идеальных газов | 16 |
| § 1. Основное уравнение кинетической теории газов | 16 |
| § 2. Законы Бойля, Маршотта, Гей-Люссака, Шарля. Уравнение Клапейрона | 17 |
| § 3. Газовая постоянная | 24 |
| § 4. Уравнение Клапейрона — Менделеева | 24 |
| § 5. Некоторые задачи пожарной безопасности | 25 |
| Глава III. Газовые смеси | 27 |
| § 1. Понятие о газовой смеси как рабочем теле | 27 |
| § 2. Способы задания газовых смесей | 28 |
| § 3. Средняя молекулярная масса, плотность и объем газовой смеси | 30 |
| § 4. Относительный объемный состав газовой смеси | 31 |
| Глава IV. Теплоемкость газов и их смесей | 32 |
| § 1. Понятие о количестве теплоты и теплоемкости | 32 |
| § 2. Массовая, объемная и каломольная теплоемкость. Газовые давления | 36 |
| § 3. Теплоемкость газа при постоянном объеме и постоянном давлении | 36 |
| § 4. Истинная и средняя теплоемкости | 38 |
| § 5. Теплоемкость газовой смеси | 39 |
| § 6. Определение количества теплоты, необходимой для нагревания газа | 40 |
| § 7. Некоторые задачи пожарной безопасности | 41 |
| Глава V. Термодинамические процессы | 42 |
| § 1. Термодинамическая система и процессы, протекающие в ней | 42 |
| § 2. Внутренняя энергия и работа термодинамической системы | 43 |
| § 3. Первый закон (начало) термодинамики | 47 |
| § 4. Энтальпия | 48 |
| § 5. Изохорный процесс | 49 |
| § 6. Изобарный процесс | 50 |
| § 7. Изотермический процесс | 51 |

| | |
|---|-----|
| Стр. | 105 |
| Глава X. Лучистый теплообмен | |
| § 1. Баланс лучистого теплообмена и его основные характеристики | 105 |
| § 2. Законы лучистого теплообмена | 108 |
| § 3. Лучистый теплообмен между двумя плоскопараллельными поверхностями | 111 |
| § 4. Лучистый теплообмен между телами, произвольно ориентированными в пространстве | 114 |
| § 5. Лучистый теплообмен при наличии экранов | 116 |
| § 6. Излучение газобразных продуктов сгорания | 120 |
| § 7. Излучение факела | 125 |
| § 8. Определение минимальных расстояний между зданиями и сооружениями, а также условий безопасной работы пожарных подразделений | 131 |
| Глава XI. Сложный теплообмен | 133 |
| § 1. Передача теплоты через плоскую однослойную стенку | 133 |
| § 2. Передача теплоты через плоскую многослойную стенку | 136 |
| § 3. Передача теплоты через цилиндрическую однослойную стенку | 138 |
| § 4. Передача теплоты через цилиндрическую многослойную стенку | 139 |
| Глава XII. Нестационарная теплопроводность | 141 |
| § 1. Изменение температуры и энthalпии тел при нагревании | 141 |
| § 2. Дифференциальное уравнение теплопроводности | 143 |
| § 3. Нестационарная теплопроводность полуграниченного тела при стационарных граничных условиях | 145 |
| § 4. Нестационарная теплопроводность плоской стенки | 152 |
| § 5. Нестационарная теплопроводность цилиндра | 155 |
| § 6. Температурный режим при пожаре в помещениях | 156 |
| § 7. Нестационарная теплопроводность полуграниченного тела при стационарном температурном режиме | 163 |
| § 8. Нестационарная теплопроводность плоской стенки при произвольном температурном режиме | 163 |
| Глава XIII. Теплообменные аппараты | 170 |
| § 1. Основные определения и схемы теплообменных аппаратов | 170 |
| § 2. Расчет теплообменных аппаратов | 173 |
| § 3. Приближенный поверочный расчет теплообменных аппаратов | 175 |
| § 4. Некоторые задачи пожарной безопасности | 176 |
| Приложение 1. Физические параметры сухого воздуха при атмосферном давлении | 178 |
| Приложение 2. Физические параметры воздуха при различных давлениях | 178 |
| Приложение 3. Физические параметры водяного пара на линии насыщения | 179 |
| Приложение 4. Физические параметры воды на линии насыщения | 179 |
| Приложение 5. Теплофизические свойства некоторых жидкостей | 180 |

| | |
|--|-----|
| Стр. | 52 |
| § 8. Алмазбланный процесс | 52 |
| § 9. Полиграфный процесс | 53 |
| § 10. Некоторые задачи пожарной безопасности | 55 |
| Глава VI. Термодинамические циклы | 55 |
| § 1. Прямые и обратные циклы. Коэффициент полезного действия цикла | 55 |
| § 2. Цикл Карно и его термический коэффициент полезного действия | 57 |
| § 3. Второй закон (начало) термодинамики | 59 |
| § 4. Понятие энтропии. Возрастание энтропии в реальных процессах | 61 |
| § 5. Термодинамический цикл поршневого двигателя внутреннего сгорания с подводом теплоты при постоянном объеме | 63 |
| § 6. Другие циклы двигателей внутреннего сгорания | 65 |
| Глава VII. Истечение и дросселирование газов и паров | 67 |
| § 1. Истечение газов и паров. Основные уравнения | 67 |
| § 2. Скорость истечения | 70 |
| § 3. Массовый расход | 72 |
| § 4. Максимальный массовый расход и критическая скорость истечения | 73 |
| § 5. Сопла Лавалля | 75 |
| § 6. Дросселирование газов и паров | 76 |
| РАЗДЕЛ ВТОРОЙ. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА | |
| Глава VIII. Теплопроводность при стационарном режиме | 78 |
| § 1. Основные понятия и определения | 78 |
| § 2. Закон теплопроводности Фурье и коэффициент теплопроводности | 80 |
| § 3. Теплопроводность однослойной плоской стенки | 81 |
| § 4. Теплопроводность многослойной плоской стенки | 83 |
| § 5. Теплопроводность однослойной цилиндрической стенки | 85 |
| § 6. Теплопроводность многослойной цилиндрической стенки | 86 |
| Глава IX. Конвективный теплообмен | 87 |
| § 1. Сущность конвективного теплообмена и факторы, определяющие его интенсивность | 87 |
| § 2. Физическая теория подобия | 88 |
| § 3. Конвективный теплообмен при естественной конвекции в большом объеме | 90 |
| § 4. Конвективный теплообмен при естественной конвекции в прослойках | 92 |
| § 5. Конвективный теплообмен при вынужденном движении жидкости | 93 |
| § 6. Теплообмен при пленочной конденсации | 98 |
| § 7. Теплообмен при конденсации пара | 99 |
| § 8. Некоторые задачи пожарной безопасности | 100 |

| | |
|---|-----|
| Приложение 6. Степень черноты полного излучения некоторых веществ и материалов | 181 |
| Приложение 7. Критическая плотность облучения и предельно допустимая температура нагрева некоторых горючих материалов | 182 |
| Приложение 8. Физические параметры некоторых веществ и материалов | 183 |
| Приложение 9. Значение функции Крампса (интеграл ошибки Гаусса) | 192 |
| Список литературы | 193 |
| Предметный указатель | 194 |

**Михаил Прокофьевич Башкирцев, Николай Федотович Бубырь,
Николай Алексеевич Мишаев, Дмитрий Николаевич Ончуков**

ОСНОВЫ ПОЖАРНОЙ ТЕПЛОФИЗИКИ

Редакция литературы по жилищно-коммунальному хозяйству
Зав. редакцией В. И. Киселев

Редактор А. А. Широклова
Младший редактор Г. А. Морозова
Технический редактор С. Ю. Титова
Корректор Н. О. Родионова

ИБ № 3553

Сдано в набор 31.10.83. Подписано в печать 17.02.84. Т-06715. Формат 84×108^{1/2}.
Бумажная типография № 3. Гарнитура «Литературная». Печать высокая.
Усл. печ. л. 10,50. Усл. кр.-отт. 10,71. Уч.-изд. л. 10,52. Тираж 16 000 экз.
Изд. № А111-520. Заказ 623. Цена 30 коп.

Стройиздат, 101442, Москва, Каляевская, ул. 23а

Владимирская типография «Союзполиграфпрома» при Государственном
комитете СССР по делам издательства, полиграфии и книжной торговли
600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7