

БАКАЛАВР • МАГИСТР

В. Л. Ерофеев, А. С. Пряхин, П. Д. Семенов

ТЕПЛОТЕХНИКА

Том 1. Термодинамика и теория
теплообмена

Под редакцией В. Л. Ерофеева, А. С. Пряхина

УЧЕБНИК



УМО ВО рекомендует



СООТВЕТСТВУЕТ
ПРОГРАММАМ
ВЕДУЩИХ НАУЧНО-
ОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ
ШКОЛ

Юрайт
ПРАКТИКА

biblio-online.ru

В. Л. Ерофеев, А. С. Пряхин, П. Д. Семенов

ТЕПЛОТЕХНИКА

Том 1

Термодинамика и теория теплообмена

УЧЕБНИК ДЛЯ БАКАЛАВРИАТА И МАГИСТРАТУРЫ

Под редакцией
доктора технических наук, профессора **В. Л. Ерофеева**,
кандидата технических наук, доцента **А. С. Пряхина**

*Рекомендовано Учебно-методическим отделом высшего образования
в качестве учебника для студентов высших учебных заведений,
обучающихся по инженерно-техническим направлениям*

Книга доступна в электронной библиотечной системе
biblio-online.ru

Москва • Юрайт • 2017

Авторы:

Ерофеев Валентин Леонидович — доктор технических наук, профессор, заместитель заведующего кафедрой теории и конструкции судовых двигателей внутреннего сгорания Института водного транспорта Государственного университета морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова (гл. 1–6; гл. 21);

Пряхин Александр Сергеевич — кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры теории и конструкции судовых двигателей внутреннего сгорания Института водного транспорта Государственного университета морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова (гл. 12–20);

Семенов Петр Дмитриевич — кандидат технических наук, доцент, профессор кафедры теории и конструкции судовых двигателей внутреннего сгорания Института водного транспорта Государственного университета морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова (гл. 7–11).

Рецензенты:

Петриченко М. Р. — профессор, доктор технических наук, профессор Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого;

Гаврилов В. В. — профессор, доктор технических наук, профессор Государственного университета морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова.

Ерофеев, В. Л.

Е78 Теплотехника. В 2 т. Том 1. Термодинамика и теория теплообмена : учебник для бакалавриата и магистратуры / В. Л. Ерофеев, А. С. Пряхин, П. Д. Семенов ; под ред. В. Л. Ерофеева, А. С. Пряхина. — М. : Издательство Юрайт, 2017. — 308 с. — Серия : Бакалавр и магистр. Академический курс.

ISBN 978-5-534-01738-0 (т. 1)

ISBN 978-5-534-01739-7

В первом томе учебника изложены основы термодинамики и теории теплообмена. Рассмотрены основные понятия и фундаментальные законы термодинамики, понятийный аппарат и основы теории теплообмена и теплообменных устройств. Представлены методы термодинамического анализа и расчета теплоэнергетических устройств и двигателей, а также методика оценки термогазодинамических параметров и технико-экономических показателей теплоэнергетического оборудования. Освещены основные положения теории теплопередачи и порядок выполнения расчета процессов теплоотдачи и теплопередачи, а также расчета теплообменного оборудования.

Соответствует актуальным требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования.

Для студентов высших учебных заведений, обучающихся по инженерно-техническим направлениям.

УДК 621.1.016(075.8)

ББК 31.1я73



Все права защищены. Никакая часть данной книги не может быть воспроизведена в какой бы то ни было форме без письменного разрешения владельцев авторских прав. Правовую поддержку издательства обеспечивает юридическая компания «Дельфи».

Оглавление

Предисловие	7
Введение.....	11

Раздел I ТЕРМОДИНАМИКА

Глава 1. Основные понятия и законы феноменологической термодинамики.....	17
1.1. Предмет, метод исследования и область применения феноменологической термодинамики	17
1.2. Термодинамическая система. Параметры и уравнения состояния. Идеальный и реальный газы.....	20
1.3. Смеси идеальных газов.....	23
1.4. Теплоемкость газов и их смесей	25
1.5. Дифференциальные уравнения термодинамики. Термодинамические потенциалы	29
1.6. Основные законы термодинамики	31
1.6.1. Первое начало термодинамики для закрытой и открытой систем.....	31
1.6.2. Второе начало термодинамики	36
1.6.3. Третье начало термодинамики.....	39
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	40
<i>Тест</i>	40
Глава 2. Термодинамические процессы	43
2.1. Постановка задачи исследования процессов. Равновесные и неравновесные процессы.....	43
2.2. Термодинамические процессы с идеальным газом	44
2.2.1. Изохорный и изобарный процессы	44
2.2.2. Изотермический и адиабатный процессы.....	47
2.2.3. Политропные процессы.....	52
2.3. Термодинамические процессы с водяным паром	60
2.3.1. Термодинамические свойства жидкости и пара. Фазовая диаграмма	60
2.3.2. Основные процессы с водяным паром	69
2.4. Влажный воздух.....	74
2.4.1. Основные свойства влажного воздуха	74
2.4.2. Основные процессы изменения состояния влажного воздуха.....	78
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	82
<i>Тест</i>	82
Глава 3. Рабочий процесс в турбине и компрессоре.....	84
3.1. Идеальная газовая турбина и идеальный компрессор.....	84
3.2. Многоступенчатые компрессоры	87

3.3. Работа и коэффициент полезного действия реальных компрессоров	89
3.4. Принципиальная схема газотурбинной установки и процессы в ней.....	90
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	91
<i>Тест</i>	91
Глава 4. Термодинамика газовых потоков	94
4.1. Особенности преобразования энергии в потоке упругой жидкости. Параметры торможения	94
4.2. Сопловое и диффузорное течение. Закон обращения воздействий на поток. Форма каналов сопел и диффузоров.....	95
4.3. Истечение газа через суживающееся сопло и сопло Лаваля. Скачки уплотнения.....	100
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	106
<i>Тест</i>	106
Глава 5. Циклы теплоэнергетических установок	108
5.1. Прямые и обратные круговые процессы (циклы). Циклы теплосиловых установок, холодильных машин и тепловых насосов.....	108
5.2. Цикл Карно, теорема Карно. Обобщенные и эквивалентные циклы Карно.....	110
5.3. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания	114
5.3.1. Реальные двигатели внутреннего сгорания: индикаторные диаграммы, идеальные циклы и КПД	114
5.3.2. Идеальные циклы Отто, Тринклера, Дизеля, Стирлинга. Вывод формул термического КПД циклов	118
5.4. Циклы газотурбинных двигателей	124
5.4.1. Цикл газотурбинных двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении и постоянном объеме.....	124
5.4.2. Цикл ГТУ с регенерацией.....	126
5.4.3. Сравнительный анализ циклов ДВС при постоянной степени сжатия и в заданном интервале температур.....	128
5.5. Циклы пароэнергетических установок	130
5.5.1. Идеальный цикл Ренкина.....	130
5.5.2. Направления повышения КПД цикла Ренкина.....	133
5.5.3. Теплофикационный цикл	135
5.6. Обратные циклы	136
5.6.1. Цикл паровой компрессорной холодильной установки	136
5.6.2. Цикл абсорбционной холодильной установки.....	138
5.6.3. Циклы тепловых насосов	139
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	140
<i>Тест</i>	141
Глава 6. Термодинамический анализ теплотехнических устройств	144
6.1. Второе начало термодинамики для необратимых процессов. Закон возрастания энтропии	144
6.2. Необратимость и производство работы. Эксергия	148
6.3. Анализ необратимых циклов с помощью системы коэффициентов полезного действия	153
6.4. Энтропийный и эксергетический методы анализа	154

6.5. Тепловой и эксергетический балансы теплоэнергетических установок. Вторичные энергетические ресурсы.....	156
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	160
<i>Тест</i>	160

Раздел II ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА

Глава 7. Теория теплопроводности.....	165
7.1. Процессы теплообмена.....	165
7.2. Основные понятия теории теплопроводности.....	166
7.3. Теплопроводность материалов.....	169
7.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности.....	170
7.5. Условия однозначности.....	173
7.6. Распространение теплоты теплопроводностью в плоской и цилиндрической стенках при стационарном режиме (граничные условия первого рода).....	174
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	183
<i>Тест</i>	183
Глава 8. Конвективный теплообмен.....	185
8.1. Основные понятия и определения.....	185
8.2. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена.....	190
8.3. Подобие физических явлений.....	198
8.4. Гидромеханическое подобие.....	203
8.5. Тепловое подобие.....	206
8.6. Уравнения подобия конвективного теплообмена.....	210
8.7. Экспериментальное изучение конвективного теплообмена.....	211
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	216
<i>Тест</i>	217
Глава 9. Теплообмен при вынужденном и свободном движении теплоносителей.....	219
9.1. Вынужденное движение жидкости в трубах.....	219
9.2. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубах.....	222
9.3. Теплоотдача при поперечном омывании одиночной гладкой трубы и пучка труб.....	228
9.4. Особенности расчета коэффициента теплоотдачи при поперечном омывании пучка оребренных труб.....	234
9.5. Теплоотдача при свободном движении.....	239
9.6. Теплообмен при кипении жидкости.....	243
9.6.1. Механизм теплоотдачи при кипении жидкости.....	243
9.6.2. Теплоотдача при кипении жидкости в большом объеме.....	246
9.6.3. Теплоотдача при кипении жидкости внутри труб.....	249
9.7. Теплоотдача при конденсации пара.....	251
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	254
<i>Тест</i>	255
Глава 10. Тепловое излучение.....	257
10.1. Общие сведения.....	257
10.2. Закон поглощения.....	259

10.3. Основные законы излучения. Серые тела	260
10.4. Закон Кирхгофа	264
10.5. Излучение газов	266
10.6. Теплообмен излучением между двумя телами	270
10.7. Защита от теплового излучения с помощью экранов	273
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	275
<i>Тест</i>	275
Глава 11. Теплопередача	277
11.1. Сложный теплообмен. Теплопередача через стенки	277
11.2. Тепловая изоляция. Критический диаметр изоляции	283
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	285
<i>Тест</i>	286
Глава 12. Теплообменные аппараты	287
12.1. Типы теплообменных аппаратов.....	287
12.2. Схемы тока теплоносителей	288
12.3. Тепловой баланс теплообменного аппарата.....	290
12.4. Температурный напор.....	292
12.5. Тепловые расчеты теплообменных аппаратов	296
12.6. Гидродинамический расчет теплообменных аппаратов	299
12.7. Тепловые трубы и термосифоны	301
<i>Контрольные вопросы и задания</i>	304
<i>Тест</i>	304
Список литературы.....	306

Предисловие

В основу настоящего издания положен учебник Л. В. Арнольда, Г. А. Михайловского, В. М. Селиверстова «Техническая термодинамика и теплопередача»¹, изданный в 1979 г., а также многолетний научно-педагогический опыт авторов предлагаемой книги, которые являются учениками и продолжателями школы профессоров Л. В. Арнольда, Г. А. Михайловского, В. М. Селиверстова.

Авторы всецело разделяют мнение профессора Л. В. Арнольда, считавшего наиболее важным оттенить физическую сторону рассматриваемых в учебнике процессов. Такой подход к изложению курса теплотехники позволит обучающимся в дальнейшем самостоятельно разобраться в приложении этой дисциплины к специальным вопросам науки и техники.

В настоящее время изменились воззрения на содержание и построение курса, произошло уточнение терминов и толкований некоторых понятий. Расширение объема содержания курса «Теплотехника» согласно актуальным требованиям Федерального государственного образовательного стандарта высшего образования потребовало готовить учебник, отвечающий новым задачам. Так, кроме традиционных разделов технической термодинамики и теплопередачи в книге излагаются вопросы приложения первого и второго начал термодинамики к физико-химическим системам. В разделе «Энергетическое использование теплоты» рассмотрены характеристики топлива и основы его горения, теплогенерирующие устройства, холодильная и криогенная техника, вопросы энергосбережения, а также основные направления экономии энергетических ресурсов.

Основными потребителями топлива для производства механической энергии в промышленности и на транспорте являются дизельные двигатели внутреннего сгорания (ДВС), работающие по идеальным циклам Отто или Тринклера. На морском флоте в качестве главных двигателей используются также газотурбинные установки (ГТУ) и паротурбинные установки (ПТУ). На береговых предприятиях широкое распространение получили карбюраторные и газовые ДВС. И если устройство и эксплуатацию судовых двигателей студенты осваивают при изучении ряда специальных дисциплин учебного плана подготовки морского инженера, то изучение закономерностей преобразования теплоты в работу соответствующего оборудования, вопросов эффективного использования энергии, согласно учебному плану подготовки специалистов по эксплуатации перегрузочного оборудования портов и транспортных терминалов, ограничивается

¹ Арнольд Л. В., Михайловский Г. А., Селиверстов В. М. Техническая термодинамика и теплопередача. М.: Высшая школа, 1974.

рамками дисциплины «Теплотехника». Однако на практике выпускникам технических и транспортных вузов приходится исполнять обязанности энергетиков предприятий различных отраслей и самостоятельно осваивать новые знания. Поэтому в данном учебнике рассматриваются некоторые особенности использования энергии не только на судах, но и на береговых предприятиях. Эти материалы могут иметь самостоятельную ценность.

Содержание учебника соответствует требованиям программы «Теплотехника» и включает все сведения, необходимые студентам, обучающимся по энергетическим направлениям бакалавриата, специалитета и магистратуры, для творческого решения сложных задач рационального использования топливно-энергетических ресурсов.

Учебник предназначен для студентов высших учебных заведений, обучающихся по направлениям подготовки бакалавров и магистров (далее соответственно) 23.03.03 и 23.04.03 – Эксплуатация транспортно-технологических машин и комплексов (дисциплина «Теплотехника»), 26.03.02 и 26.04.02 – Кораблестроение, океанотехника и системотехника объектов морской инфраструктуры (дисциплина «Теплофизические основы судовой энергетики»), 13.03.02 и 13.04.02 – Электроэнергетика и электротехника (дисциплина «Техническая термодинамика и теплопередача»). Учебник также может быть полезен студентам технологических, инженерно-технических и инженерно-экономических вузов при изучении дисциплин в области теплоэнергетики и теплоэнергетического оборудования.

Содержание дисциплины «Теплотехника» базируется на знаниях и умениях, полученных при изучении дисциплин математического и естественнонаучного, общепрофессионального циклов.

Освоение дисциплины формирует у студентов следующие обязательные компетенции:

- способность к восприятию информации, ее анализу и обобщению, постановке цели и выбору путей ее достижения;
- способность выявлять естественнонаучную сущность проблем, возникающих в ходе профессиональной деятельности, привлекать для их решения соответствующий физико-математический аппарат;
- способность применять базовые знания фундаментальных и профессиональных дисциплин, осуществлять управление качеством изделий, продукции и услуг, проводить технико-экономический анализ в области профессиональной деятельности, обосновывать принимаемые решения по технической эксплуатации теплоэнергетического оборудования, уметь решать на их основе практические задачи профессиональной деятельности;
- готовность применять основные законы естественнонаучных дисциплин, методы моделирования, теоретического и экспериментального исследования в профессиональной деятельности;
- способность проводить технические расчеты по проектам, технико-экономический и функционально-стоимостной анализ эффективности проектных решений с использованием прикладного программного обеспечения для расчета параметров и выбора серийного и разработки нового теплоэнергетического, теплотехнического и теплотехнологического оборудования и пр.;

- способность определять потребности производства в топливно-энергетических ресурсах, обосновывать мероприятия по их экономии;
- способность передавать знания в системах среднего и высшего образования и др.

В результате освоения дисциплины студент должен:

знать

- фундаментальные понятия, законы и теории классической и современной физики;
- основные теплофизические явления и процессы;
- теплофизические основы действия теплоэнергетического оборудования;
- принципы рационального использования природных ресурсов и охраны природы;

уметь

- выделять конкретное физическое содержание в прикладных задачах будущей деятельности;
- излагать, систематизировать и критически анализировать базовую общепрофессиональную информацию;
- на базе полученных знаний и навыков осуществлять выбор теплоэнергетического оборудования, элементов и систем оборудования для замены в процессе эксплуатации;
- использовать математические методы в технических приложениях;
- разрабатывать проекты объектов профессиональной деятельности с учетом физико-технических, механико-технологических, эргономических, эстетических, экологических и экономических требований;
- разрабатывать и реализовывать предложения по энергосбережению;
- понимать роль охраны окружающей среды и рационального природопользования для развития и сохранения цивилизации;
- анализировать результаты исследований и разрабатывать предложения по их внедрению;

владеть

- умением изучать и анализировать необходимую информацию, технические данные, показатели и результаты работы по совершенствованию технологических процессов эксплуатации, ремонта и сервисного обслуживания теплоэнергетического оборудования различного назначения, агрегатов, систем и элементов, проводить необходимые расчеты, используя современные технические средства;
- способностью к проведению технических расчетов по проектам выбора серийного и разработки нового теплоэнергетического оборудования;
- методами организации вычислительных экспериментов в области профессиональной деятельности;
- методами выполнения элементарных лабораторных физико-химических исследований в области профессиональной деятельности;
- умением проводить измерительный эксперимент и оценивать результаты измерений;
- базовыми знаниями, математическим аппаратом и методами в области проектирования энергосберегающего оборудования и систем утилизации вторичных энергоресурсов.

В результате изучения курса студенты должны быть подготовленными к решению общих и частных профессиональных задач в соответствии с видами профессиональной деятельности. Именно такую задачу ставили перед собой авторы учебника, а также рецензенты и консультанты, принимавшие самое деятельное участие в работе над рукописью данного учебника.

Авторы выражают глубокую благодарность рецензентам: М. Р. Петриченко, доктору технических наук, профессору Санкт-Петербургского политехнического университета Петра Великого; В. В. Гаврилову, доктору технических наук, профессору Государственного университета морского и речного флота имени адмирала С. О. Макарова.

Особую признательность авторы выражают заслуженному деятелю науки РФ, доктору технических наук, профессору Г. А. Дрейцеру за ценные указания на необходимость освещения накопленного за последние десятилетия нового экспериментального и теоретического материала по расчету процессов теплообмена в каналах.

Авторы надеются на то, что знания, умения и навыки, полученные при изучении материалов, представленных в учебнике, помогут студентам при освоении специальных дисциплин теплоэнергетического профиля, при прохождении производственной практики, при дипломном проектировании, а также в практической профессиональной деятельности.

Введение

Мировая энергетика с 50-х гг. XX в. характеризовалась чрезвычайно быстрым увеличением потребления энергии. Однако за последние 20–25 лет произошли значительные изменения, связанные прежде всего с переходом от экстенсивного развития энергетике к энергетической политике, основанной на повышении эффективности использования энергии и всемерной ее экономии. Этому способствовало осознание обществом проблемы ограниченности первичных источников энергии и значительное увеличение затрат на извлечение, переработку, транспортировку и использование энергии.

Энергия, наряду с трудом, капиталом и материалами, является одним из важнейших факторов производства. Устойчивое экономическое развитие государства, региона, отраслей народного хозяйства не может не опираться на прочный базис системы энергоснабжения. Прочным же этот базис может быть лишь в том случае, если возможно предвидеть негативные изменения этой системы и либо нейтрализовать действие ряда факторов, их порождающих, либо адаптироваться к новым условиям и принимать решения только на основе разработки и системной реализации энергетической политики государства, региона и отдельных субъектов хозяйствования.

Снижение потребления энергии является своеобразным показателем деиндустриализации, поэтому важным является вопрос эффективности использования энергии. Основным вектором энергетической политики практически во всех странах мира становится политика энергосбережения во всех сферах жизнедеятельности человеческого общества.

Остро стоят проблемы производства, передачи и потребления тепловой энергии в России. К ним относятся: износ мощностей на 60–70%, морально устаревшее и изношенное оборудование ТЭС, котельных и другого теплоэнергетического оборудования, что обуславливает низкий КПД при их работе, высокие тепловые потери и нарастающее число отказов с соответствующими негативными последствиями.

Серьезной проблемой в нашей стране является кадровая политика: наблюдается перекоп в сторону от профессионалов-энергетиков к менеджерам, не имеющим профильных знаний. В этой связи на передний план выступает задача повышения уровня подготовки будущих специалистов как в энергетической сфере, так и в смежных отраслях.

Существует ряд проблем и в законодательной базе: принимаемые законы и долгосрочные программы подчас носят декларативный характер. Имеются и другие проблемы, которые должны рассматриваться во взаимосвязи с мировыми тенденциями энергоиспользования.

Базовый прогноз мирового потребления энергии E (в гигатоннах условного топлива) представлен на рис. В.1.

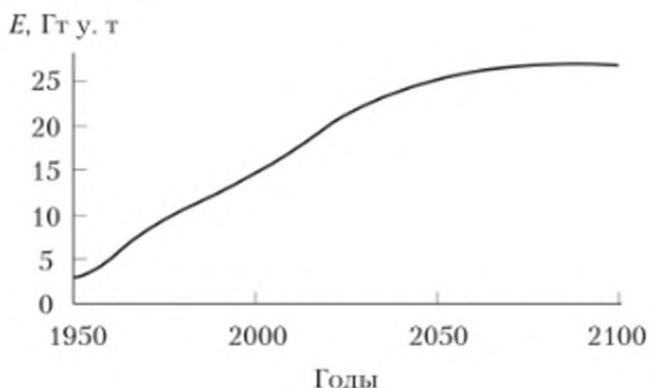


Рис. В.1. Базовый прогноз мирового потребления энергии

Доля энергии первичного электричества, производимого на ветро- и гидростанциях, геотермальных, солнечных, приливных и волновых станциях, не превышает 6–7% и вряд ли может значительно возрасти в будущем. Первичными источниками энергии были и остаются органические топлива (80–87%) и ядерная энергия.

Механическая энергия производится по цепочке «первичный источник – теплота – работа», причем коэффициент полезного действия такого преобразования невысок. Историю развития теплотехники иллюстрирует рис. В.2, где представлено повышение экономичности энергетических установок благодаря открытиям законов преобразования энергии.

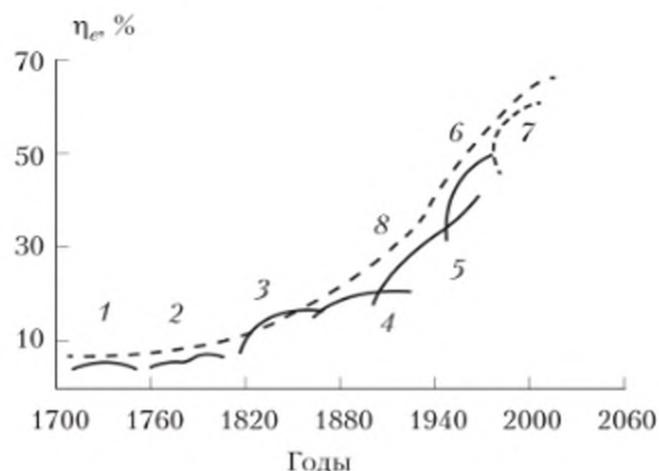


Рис. В.2. Изменение экономичности энергетических установок:

- 1 – паровые машины Сэвери – Ньюкомена; 2 – паровые машины Уатта;
 3 – усовершенствованные паровые машины; 4 – паровые машины с тройным расширением пара; 5 – первые паровые турбины; 6 – двигатели внутреннего сгорания (поршневые), паровые турбины высокого давления; 7 – топливные элементы; магнетогазодинамические электрогенераторные установки; 8 – огибающая кривая

Тепловые двигатели, по-видимому, достигли предела своего теплотехнического совершенства, и лишь установки, работающие по схеме «первичный источник — электроэнергия», исключая преобразование теплоты в работу (топливные элементы, магнетогазодинамические электрогенераторные установки), имеют возможность существенно повысить коэффициент полезного действия преобразования энергии. Но создание и широкое использование таких сравнительно дешевых установок — дело достаточно отдаленного будущего. В настоящее же время тепловые двигатели не имеют конкурентов.

Созданию тепловых двигателей, а в дальнейшем существенному повышению их экономичности способствовало возникновение и развитие теплотехники — науки о теплофизических основах энергетики, составной частью которой являются термодинамика и теплопередача, изучающая закономерности переноса теплоты и массы.

Цель настоящего учебника — сформировать у будущих инженеров и менеджеров устойчивые представления о практическом применении теоретических, технических и технологических основ теплотехники, дать действенный аппарат для подготовки, принятия и реализации энергоэффективных проектов.

Раздел I

ТЕРМОДИНАМИКА

В результате изучения данного раздела студент должен:

знать

- основные понятия термодинамики: смеси рабочих тел, теплоемкость, термодинамические процессы и циклы, реальные газы и пары, термодинамика потоков, термодинамический анализ теплотехнических устройств, фазовые переходы;
- фундаментальные законы термодинамики;
- методы термодинамического анализа и термодинамического расчета теплоэнергетических устройств и двигателей;

уметь

- применять фундаментальные законы термодинамики в прикладных задачах будущей деятельности;
- производить оценку термогазодинамических параметров и технико-экономических показателей теплоэнергетического оборудования;
- применять методы термодинамического анализа и термодинамического расчета теплоэнергетических устройств и двигателей;

владеть

- навыками поиска информации о термодинамических свойствах рабочих тел, хладагентов и теплоносителей теплоэнергетических, холодильных и криогенных установок;
 - методами термодинамического анализа с целью выявления энергетической и экономической эффективности теплоэнергетического оборудования;
 - методами термодинамического расчета теплоэнергетических устройств и двигателей.
-

Глава 1

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ЗАКОНЫ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

1.1. Предмет, метод исследования и область применения феноменологической термодинамики

Термодинамика может быть определена как наука о методах исследования наиболее общих свойств материальных тел, проявляющихся в процессах преобразования одного вида движения материи в другой. Термодинамика занимается изучением физических процессов в макроскопических системах, т.е. в телах, содержащих огромное число микрочастиц.

Термодинамический метод не опирается ни на какие модельные представления о структуре вещества, задачей метода является установление связей между непосредственно наблюдаемыми, измеряемыми в опытах величинами, т.е. термодинамика является дедуктивной наукой, идущей от общего к частному.

В основе термодинамики лежит один из наиболее общих законов природы — *закон сохранения и превращения энергии*, выраженный в специфической, присущей только термодинамике форме — в форме уравнения первого начала термодинамики, что позволяет установить непосредственную связь между физическими величинами, характеризующими влияние разнородных воздействий на объект исследования: на материальное тело или на некоторую систему, в которой происходят процессы, подлежащие изучению.

Вторым законом, также лежащим в основе термодинамики, является *закон одностороннего развития естественных (самопроизвольных) процессов, протекающих в макрообъемах веществ*.

Механизм протекающих процессов и явлений при этом не рассматривается, поэтому классическая термодинамика называется *феноменологической наукой*.

Краткий экскурс в историю термодинамики. Как наука об энергии и ее превращении термодинамика начала складываться в такой исторический период, когда мир физических наук еще не был озарен законом сохранения энергии и даже не были известны ни термин «энергия», ни сущность теплоты. Сложные закономерности превращения энергии, открытие которых происходило постепенно и ценой больших усилий, не сразу становились ясными и очевидными. Они подвергались критике, иногда со стороны крупных ученых, и получали признание нередко через многие годы и даже

через десятилетия. Путь формирования и развития классической термодинамики был очень непростым. Он делится условно на три этапа длительностью приблизительно полстолетия каждый.

Первый этап — первая половина XIX в. Происходит накопление опытных и теоретических знаний. В 1824 г. выходит в свет эпохальный труд С. Карно «Размышления о движущей силе огня и о машинах, способных развивать эту силу». Этот год принято считать годом рождения термодинамики. Хотя нельзя не сказать, что С. Карно придерживается еще вещественной концепции теплоты. Только в последние годы жизни он пришел к тому, что тепло — это движение частиц тела, т.е. то, что в наше время называется энергией теплового движения. Теперь теплотой называется энергия, передаваемая под действием разности температур.

Второй этап — вторая половина XIX в. Публикуется основополагающая работа Р. Клаузиуса «О движущей силе теплоты и о законах, которые можно отсюда получить для теории теплоты» (1850). Автор вводит понятие энтропии и разрабатывает второе начало термодинамики. Через 15 лет Клаузиус приводит «измененное обоснование второго начала», основанное на конкретных энергетических представлениях, путем введения «эквивалента превращения». Эта работа опередила свою эпоху, поэтому не могла получить достойную оценку современников, не найдя отражения ни в научной, ни в учебной литературе. И только теперь она отвечает требованиям времени.

Независимо от Клаузиуса в этот период успешно занимаются исследованием термодинамики Дж. Уатт, У. Томсон (лорд Кельвин), Дж. Максвелл, Л. Больцман и др.

К концу XIX в. термодинамика, именуемая классической, закончила свое формирование. Однако новое поколение ученых испытывало неудовлетворение основами, на которых базировалась термодинамика.

Наступает третий этап — первая половина XX в. Идет поиск таких новых аксиом, которые могли бы служить более надежным основанием второго начала и с большей отчетливостью определяли бы логическую стройность курса. Аксиоматикой термодинамики занимались Н. Н. Шиллер, К. Каратеодори, Т. А. Афанасьева-Эренфест и др. Наряду с этим развиваются основные положения термодинамики благодаря широкому применению ее методов для анализа явлений химической и биологической энергетики.

Феноменологическая термодинамика в том виде, в каком она была создана классиками и дошла до наших дней, представляет собой величественную систему научных знаний, отличающуюся научной строгостью и завершенностью логических построений. Обладая тонким и универсальным методом анализа, она сыграла ключевую роль в развитии теплотехники (в частности, теплоэнергетики) и, кроме того, оказалась источником возникновения и развития многих фундаментальных наук XX в., точнее, источником двух научных направлений, давших две ветви наук:

- *первое направление.* Исследуя методами второго начала термодинамики свойства излучения абсолютно черного тела, М. Планк открыл «квант действия» и создал тем самым квантовую механику. Это позволило Н. Бору разработать современную модель атома и дать тем самым современ-

менные представления о строении вещества. Эти достижения послужили основой для стремительного развития физической и квантовой химии, помогли выйти биологии на молекулярный уровень и стать точной наукой, из науки умозрительной и описательной. На той же основе возникла теория квантовых электромагнитных генераторов (лазеров и мазеров);

- *второе направление.* Исследование Л. Больцманом свойств идеального газа привели его к статистической термодинамике. Развитие статистического математического аппарата и физических представлений определило возникновение математической статистики и статистической механики, теории вероятностей, теории информации и кибернетики.

В развитии наук второго направления сработала «обратная связь»: в 1948 г. в реферативном журнале американской телефонной компании Bell System была опубликована статья К. Шеннона «Математическая теория связи»¹, в которой устанавливалась связь между термодинамикой (понятие энтропии) и информатикой. Идеи, заложенные в данной книге, получили дальнейшее развитие в работах отечественных и зарубежных ученых².

Несмотря на столь значительные прогрессивные сдвиги в науке, совершенные благодаря мощному методу термодинамического анализа, возможности термодинамики еще далеко не исчерпаны. Ее метод находит все более широкое применение в самых разных областях науки и техники. И это понятно: являясь наукой физической, термодинамика отличается от всех других разделов физики тем, что проникает во все ее сферы. По первоначальному смыслу классическая термодинамика, созданная трудами Карно, Клаузиуса, Томсона и др., — это наука о тепловых процессах, идущих в условиях равновесия всех сил. Применение термодинамического метода к исследованию неравновесных процессов породило новое направление — термодинамику неравновесных (или необратимых) процессов, в связи с чем классическую термодинамику стали иногда называть *термостатикой*.

Развитие физических и химических наук и использование в них термодинамического метода исследования привело к разделению термодинамики на отдельные специальные области. Таким образом были созданы:

- *физическая, или общая, термодинамика*, изучающая свойства твердых, жидких и газообразных тел, а также наиболее общие законы превращения энергии (электрические, капиллярные и т.д.);

- *химическая термодинамика*, изучающая химические и физико-химические процессы, их тепловой эффект, а также свойства и поведение растворов и т.п.;

- *техническая термодинамика*, рассматривающая приложение законов термодинамики к преобразованию теплоты в работу.

Ниже будут рассматриваться в основном вопросы технической термодинамики.

¹ Шеннон К. Математическая теория связи // Шеннон К. Работы по теории информатики и кибернетике. М.: Изд-во иностр. лит., 1963.

² См., например: Бриллюэн Л. Наука и теория информации. М.: Физматгиз, 1960; Поплавский Р. П. Термодинамика информационных процессов. М.: Наука, 1981; и др.

1.2. Термодинамическая система. Параметры и уравнения состояния. Идеальный и реальный газы

Термодинамическая система — это тело или совокупность тел, свойства которых являются объектом исследования. Все тела, находящиеся вне границ рассматриваемого тела или их совокупности, называют *окружающей средой*.

Система, которая не может обмениваться энергией с окружающей средой, называется *энергетически изолированной*. Если же система не может обмениваться лишь теплотой, она называется *адиабатно изолированной*.

Под влиянием различного рода энергетических воздействий окружающей среды в термодинамической системе происходит изменение термодинамического состояния тел, например температуры, давления и др., т.е. происходит термодинамический процесс.

Энергия системы E изменяется на величину ΔE за счет воздействий σ_i (тепловых, электрических, механических и т.д.). Тогда по закону сохранения и превращения энергии

$$\Delta E = \sum_{i=1}^{i=l} \sigma_i. \quad (1.1)$$

При элементарном акте взаимодействия между системой и окружающей средой энергия системы изменится на бесконечно малую величину

$$dE = \sum_{i=1}^{i=n} d\sigma_i. \quad (1.2)$$

Уравнение (1.2) и является *уравнением первого начала термодинамики в общем виде*.

Параметры и уравнения состояния. Наличие воздействия какого-либо рода может быть определено по изменению конкретной физической величины, называемой *координатой состояния системы*. Если взаимодействие данного рода имеет место, то координата обязательно изменится. Если воздействие отсутствует, то эта координата остается постоянной и никакими другими воздействиями не может быть изменена.

При механическом деформационном взаимодействии, совершающемся под влиянием равномерно распределенного давления, такой координатой будет являться объем V рабочего тела. Действительно, если рассмотреть в качестве системы газ, находящийся в цилиндре под поршнем, то при неравенстве давлений над и под поршнем последний будет перемещаться вверх или вниз, а объем газа V будет либо уменьшаться, либо увеличиваться. При жестком закреплении поршня, если жесткими являются и стенки цилиндра, никакими иными путями нельзя добиться изменения объема. Постоянство объема газа $dV = 0$ будет свидетельствовать об отсутствии механического деформационного взаимодействия.

При химических и фазовых превращениях происходит изменение одной и той же величины — массы M . Если в системе совершается химическая реакция, то происходят уменьшение массы исходных веществ и увеличение массы продуктов реакции. То же происходит и при переходе вещества

из одного агрегатного состояния в другие. Если же в системе устанавливается химическое или фазовое равновесие, то массы веществ, образующих систему, остаются постоянными: $dM = 0$. Следовательно, координатой при химических и фазовых превращениях является масса.

При рассмотрении тепловых взаимодействий тепловая координата непосредственно на опыте не измеряется и не наблюдается. Она может быть вычислена через другие наблюдаемые на опыте величины. Такой физической величиной является энтропия системы S . При наличии теплообмена энтропия изменяется: $dS \neq 0$; при отсутствии теплообмена она остается постоянной: $dS = 0$.

Рассмотрение различного рода взаимодействий можно было бы продолжить и определить каждому взаимодействию свою координату.

Итак, по поведению координат состояния системы можно судить о наличии или отсутствии данного воздействия. Однако не менее важен вопрос об условиях возможности осуществления данного воздействия на систему.

Для любого рода взаимодействий можно установить более определенную физическую величину, при равенстве которой в системе и окружающей среде воздействия данного рода не существует. Назовем такие физические величины *потенциалами*. Разность соответствующих потенциалов внутри и вне системы является движущей причиной данного процесса в системе. При равенстве потенциалов внутри и вне системы взаимодействие данного рода не может быть осуществлено.

В случае механического деформационного взаимодействия роль потенциала играет давление p . Так, при равенстве давлений внутри и вне системы невозможно осуществить расширение или сжатие системы.

Теплообмен между двумя телами возможен только при наличии разности температур этих тел, следовательно, тепловым потенциалом является температура T .

Электрическое взаимодействие может быть осуществлено только при наличии разности электрических потенциалов U и т.д.

Количественной мерой какого-либо воздействия является произведение потенциала на измерение соответствующей координаты. Так, элементарная работа введения механического деформационного воздействия при равномерном распределении давления равна $dL = pdV$, элементарное количество теплоты $dQ = TdS$ и т.д.

Одновременно следует установить правило знаков. Знак воздействия рассматривается с точки зрения термодинамической системы (или рабочего тела). Так, теплота dQ положительна, если подводится к системе от окружающей среды ($dQ = -dQ'$), работа dL положительна, если совершается внутренними силами против внешних ($dL = -dL'$).

Координаты и потенциалы системы называют *термодинамическими параметрами состояния*.

Параметры состояния относят к единице массы, рассматривая *удельные величины*:

удельный объем, $\text{м}^3/\text{кг}$,

$$v = \frac{V}{M};$$

плотность, кг/м³,

$$\rho = \frac{M}{V};$$

удельную энтропию, кДж/(кг · К),

$$s = \frac{S}{M}.$$

К параметрам состояния относятся также величины внутренней энергии

$$U = U_1 + U_2 + U_3 + U_4$$

и энтальпию

$$I = U + pV,$$

где pV — потенциальная энергия давления.

Под внутренней энергией понимают кинетическую энергию теплового движения молекул, зависящую от температуры тела, и потенциальную энергию их силового взаимодействия.

Термодинамические параметры находятся между собой в функциональной зависимости, называемой *уравнением состояния системы*. В зависимости от числа воздействия, т.е. от степени свободы системы, для каждой системы существуют свои уравнения состояния, характеризующие определенные связи между термодинамическими параметрами.

Для реальной системы уравнение состояния термодинамики получается только из опыта. Так, для системы с двумя степенями свободы — тепловой и механической — уравнение состояния в общем виде записывается как

$$F(p, v, T) = 0. \quad (1.3)$$

Для каждой конкретной термодинамической системы уравнения состояния определяются из модельных представлений о структуре вещества или опытным путем.

Идеальный и реальный газ. *Идеальным газом* называется газ, в котором пренебрегают потенциальной энергией силового взаимодействия между молекулами, а также объемом самих молекул.

Зависимость между параметрами идеального газа описывается законами Бойля — Мариотта, Гей — Люссака.

Закон Бойля — Мариотта. *При постоянной температуре объем газа изменяется обратно пропорционально его давлению:*

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{p_2}{p_1}.$$

Закон Гей — Люссака. *При постоянном давлении удельные объемы газа изменяются прямо пропорционально абсолютным температурам:*

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Уравнение состояния идеального газа. Совместное решение законов Бойля — Мариотта и Гей — Люссака позволяет получить уравнение состояния, или характеристическое уравнение идеального газа,

$$\frac{pv}{T} = \text{const.}$$

Уравнение состояния идеального газа может быть получено исходя из молекулярно-кинетической теории газа в виде

$$pv/T = R = \text{const или } pv = RT. \quad (1.4)$$

Постоянную R в уравнениях называют *газовой постоянной*¹.

Уравнение состояния реального газа. Для реального газа может быть использовано уравнение Ван-дер-Ваальса:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT. \quad (1.5)$$

В уравнении состояния реального газа величина a/v^2 учитывает влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа, а величина b является собственным объемом молекул.

1.3. Смеси идеальных газов

В практических приложениях термодинамики большей частью приходится рассматривать такие смеси газов, когда компоненты не вступают друг с другом в химические реакции. Примером может служить воздух, состоящий из смеси кислорода и атмосферного азота (последний включает и все остаточные газы, входящие в воздух в малом количестве, в том числе углекислый газ, аргон, гелий и пр.).

Состав смеси газов может быть задан различными способами:

во-первых, указанием массовых долей компонентов смеси — в долях единицы или в процентах:

$$m_1 + m_2 + \dots + m_n = \sum_{i=1}^{i=n} m_i = 1, \quad (1.6)$$

где m_i — массовая доля i -го компонента смеси;

$$m_i = \frac{M_i}{M_{\text{см}}}.$$

Здесь M_i — масса i -го компонента смеси; $M_{\text{см}}$ — масса смеси;

во-вторых, указанием объемных долей компонентов смеси:

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = \sum_{i=1}^{i=n} r_i = 1, \quad (1.7)$$

где r_i — объемная доля i -го компонента смеси;

¹ Поскольку для каждого газа существует свое значение постоянной R , ее иногда называют *индивидуальной газовой постоянной*.

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{см}}}$$

Здесь V_i — парциальный объем i -го компонента смеси; $V_{\text{см}}$ — объем смеси.

Парциальным объемом компонента смеси называют часть объема смеси, которая занимает компонент, сжатый при температуре смеси до давления смеси;

в-третьих, указанием молярных компонентов смеси в долях единицы:

$$N_1 + N_2 + \dots + N_n = \sum_{i=1}^{i=n} N_i = 1, \quad (1.8)$$

где N_i — молярная доля i -го компонента смеси;

$$N_i = \frac{n_i}{\sum n_i},$$

где n_i — число молей i -го компонента смеси.

Не трудно доказать, что для идеального газа $N_i = r_i$. Действительно, умножая числитель и знаменатель на величину объема 1 моля вещества V_{μ} , получим объемы компонента и смеси:

$$N_i = \frac{n_i}{\sum n_i} \frac{V_{\mu}}{V_{\mu}} = \frac{V_i}{V_{\text{см}}} = r_i.$$

Таким образом, задание смеси идеальных газов объемными долями компонентов равносильно заданию смеси молярными долями отдельных газов.

Давление смеси газов можно представить как сумму парциальных давлений компонентов смеси (опытный закон Дальтона):

$$p_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^{i=n} p_i, \quad (1.9)$$

где p_i — парциальное давление, оказываемое отдельным компонентом в объеме всей смеси при неизменной температуре.

Пересчет состава смеси с массовых долей на объемные и обратно может быть произведен после введения понятия *кажущейся молекулярной массы смеси газов* $\mu_{\text{см}}$ по формулам:

$$\mu_{\text{см}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\mu_i}}; \quad (1.10)$$

$$r_i m_i \frac{\mu_{\text{см}}}{\mu_i} = m_i \frac{\sum_{i=1}^{i=n} r_i \mu_i}{\mu_i}; \quad (1.11)$$

$$\mu_i = r_i \frac{\mu_{\text{см}}}{\mu_i} = r_i \frac{\mu_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \mu_i r_i}. \quad (1.12)$$

Для газовой смеси справедливо уравнение состояния идеального газа, если в него ввести условную величину газовой постоянной смеси:

$$p_{\text{см}} V_{\text{см}} = M_{\text{см}} R_{\text{см}} T. \quad (1.13)$$

Газовая постоянная смеси газов может быть вычислена по формулам, кДж/(кг · К):

$$R_{\text{см}} = \frac{\mu R}{\mu_{\text{см}}} = \frac{8,314}{\mu_{\text{см}}} \quad (1.14)$$

или

$$R_{\text{см}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} m_i R_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{r_i}{R_i}}. \quad (1.15)$$

С помощью подобных соотношений можно рассчитать удельный объем и плотность смеси газов:

$$v_{\text{см}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} m_i v_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{r_i}{v_i}}; \quad (1.16)$$

$$\rho_{\text{см}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{m_i}{\rho_i}} = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \rho_i. \quad (1.17)$$

Парциальное давление компонентов, входящих в состав смеси, определяется по формуле

$$p_i = r_i p_{\text{см}}. \quad (1.18)$$

1.4. Теплоемкость газов и их смесей

Теплоемкостью (C) называют отношение количества теплоты, необходимой для изменения температуры в веществе на бесконечно малую величину:

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (1.19)$$

Такую теплоемкость называют *истинной*.

При решении практических задач используют *среднюю теплоемкость* — условную постоянную величину в определенном интервале температур:

$$\bar{C} = \frac{Q}{T_2 - T_1}. \quad (1.20)$$

В зависимости от единиц количества вещества различают:

- массовую теплоемкость c , кДж/(кг · К);
- молярную теплоемкость μc или C_{μ} , кДж/(кмоль · К);

• объемную теплоемкость C или c' , отнесенную к 1 м^3 газа при нормальных физических условиях ($p = 760 \text{ мм рт. ст.}$, $t = 0^\circ\text{C}$), $\text{кДж}/(\text{м}^3 \cdot \text{К})$.

Массовая, молярная и объемная теплоемкости связаны между собой следующими зависимостями:

$$c = \frac{\mu c}{\mu} = C v_{\text{н}} = \frac{C}{\rho_{\text{н}}}; \quad (1.21)$$

$$\mu c = 22,4 C, \quad (1.22)$$

где μ — молекулярная масса вещества, $\text{кг}/\text{кмоль}$; $v_{\text{н}}$, $\rho_{\text{н}}$ — удельный объем и плотность вещества при нормальных условиях; $22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$ — объем одного киломоля любого идеального газа при нормальных физических условиях¹.

Теплоемкость рабочего тела зависит от характера процесса, поэтому тоже является функцией процесса. В различных процессах теплоемкость может принимать значения в пределах $-\infty < C < +\infty$.

При анализе термодинамических процессов, протекающих при постоянном объеме (изохорных), используют изохорную теплоемкость c_v , μc_v , c'_v , при анализе термодинамических процессов, протекающих при постоянном давлении (изобарных), используют изобарную теплоемкость c_p , μc_p , c'_p .

Используя выражения первого начала термодинамики, запишем:

$$c_v = \frac{dq_v}{dT} = \frac{du + pdv_0}{dT} = \frac{du}{dT}; \quad (1.23)$$

$$c_p = \frac{dq_p}{dT} = \frac{di + vdp}{dT} = \frac{di}{dT}. \quad (1.24)$$

Поскольку внутренняя энергия и энтальпия идеального газа зависят только от температуры, то их изменения в любом процессе можно рассчитать по формулам:

$$du = c_v dT \text{ или } u_2 - u_1 = \Delta u = \bar{c}_v (T_2 - T_1); \quad (1.25)$$

$$di = c_p dT \text{ или } i_2 - i_1 = \Delta i = \bar{c}_p (T_2 - T_1). \quad (1.26)$$

Связь между изобарной и изохорной теплоемкостями можно установить следующим образом. В изобарном процессе подведенная q_p теплота расходуется на изменение внутренней энергии и на совершение внешней работы, а в изохорном — теплота q_v расходуется только на изменение внутренней энергии. При нагревании 1 кг рабочего тела на одинаковую температуру разность между теплотой q_p и q_v будет равна работе, произведенной в процессе при $p = \text{const}$, т.е.

$$dq_p - dq_v = dl.$$

¹ В действительности объем одного киломоля газа при нормальных физических условиях отличается от $22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}$. Данное значение приблизительно соответствует объему одного киломоля двухатомных газов.

Для идеального газа работа в изобарном процессе может быть определена из уравнения состояния после дифференцирования последнего:

$$d(pv) = RdT \text{ или } pdv + vdp = RdT.$$

После подстановки значений dq_p и dq_v и сокращения на dT получаем

$$c_p - c_v = R. \quad (1.27)$$

Формула (1.27), устанавливающая связь между изобарной и изохорной теплоемкостями, называется *уравнением Майера*. Из нее вытекает также физический смысл газовой постоянной: *газовая постоянная R равна работе 1 кг газа в изобарном процессе при изменении его температуры на один кельвин (1 К)*. Разные газы в изобарном процессе производят неодинаковую работу.

Умножая обе части равенства (1.27) на молекулярную массу, получаем

$$\mu c_p - \mu c_v = \mu R \approx 8,314 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К}). \quad (1.28)$$

Величина μR (или R_μ) называется *универсальной газовой постоянной*.

Из (1.28) следует, что разность молярных изобарной и изохорной теплоемкостей для идеальных газов является величиной постоянной.

При решении теплотехнических задач необходимо знать значения теплоемкостей различных газов. При невысоких температурах можно пользоваться значениями теплоемкостей, полученными на основе классической молекулярно-кинетической теории газов, согласно которой теплоемкость идеального газа зависит только от количества атомов в молекуле газа, характера процесса и не зависит от температуры.

Молярные теплоемкости идеальных газов в процессе, протекающем при постоянном объеме, имеют следующие значения:

$\mu c_v = 12,6 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ — одноатомные газы;

$\mu c_v = 20,9 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ — двухатомные газы;

$\mu c_v = 29 \text{ кДж}/(\text{кмоль} \cdot \text{К})$ — трех- и многоатомные газы.

Молярная изобарная теплоемкость может быть рассчитана по формуле (1.28). Массовые и объемные теплоемкости идеальных газов определяют по (1.21) и (1.22).

Сравнивая приведенные значения теплоемкости с опытными данными, можно прийти к следующим выводам. Если для одноатомных газов приведенные значения теплоемкостей хорошо совпадают с опытными результатами, то для двухатомных газов такое совпадение наблюдается только при температурах 0–20°C. При более высоких температурах имеют место значительные расхождения в величинах теплоемкостей.

Для трех- и многоатомных газов значения теплоемкости, полученные на основании молекулярно-кинетической теории газов, даже при невысоких температурах резко отличаются от величин теплоемкости, определяемой опытным путем. Эти расхождения объясняются тем, что классическая молекулярно-кинетическая теория газов не учитывает внутреннюю энергию колебательного движения атомов внутри молекулы. Влияние ее на величину теплоемкости тем сильнее, чем больше число ато-

мов в молекуле и выше температура. Так, например, теплоемкость воздуха при 300°C по сравнению с теплоемкостью при 0°C увеличивается на 4%, а при 2000°C — почти на 25%. Еще больше увеличивается теплоемкость с повышением температуры у трехатомных газов.

В тепловых двигателях происходит значительное изменение температуры газа, поэтому необходимо учитывать зависимость теплоемкости от температуры:

$$c = f(t).$$

Эту зависимость находят экспериментальным путем, она имеет вид алгебраического многочлена:

$$c = a + bt + dt^2 + \dots, \quad (1.29)$$

где a, b, d — коэффициенты, определяемые опытным путем.

Как следует из (1.29) и рис. 1.1, в общем случае теплоемкость имеет криволинейную зависимость от температуры. Величины истинных и средних изохорных и изобарных теплоемкостей в зависимости от температуры приводятся в справочных таблицах. В них средние значения теплоемкостей дают для интервала температур от 0 до $t^\circ\text{C}$. Средние теплоемкости в интервале температур t_1 и t_2 с использованием таблиц вычисляют по формуле

$$\bar{c}_{t_1-t_2} = \frac{\bar{c}_{0-t_2}t_2 - \bar{c}_{0-t_1}t_1}{t_2 - t_1}, \quad (1.30)$$

где $\bar{c}_{0-t_1}, \bar{c}_{0-t_2}$ — средние табличные теплоемкости газа в интервале температур $(0-t_1)$ и $(0-t_2)$, °C.

В (1.30) числитель представляет собой количество теплоты, подводимой к газу с целью повышения его температуры от t_1 до t_2 , °C.

Часто в теплотехнических расчетах криволинейную зависимость теплоемкости от температуры заменяют близкой к ней прямолинейной зависимостью (рис. 1.1). В этом случае истинную теплоемкость определяют по следующей приближенной формуле:

$$c = a + bt. \quad (1.31)$$

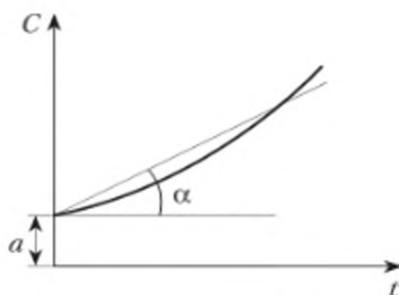


Рис. 1.1. Зависимость теплоемкости от температуры

Графически коэффициент a выражает теплоемкость газа при 0°C, а коэффициент b является тангенсом угла α наклона прямой. В таком слу-

чае среднюю теплоемкость газа в интервале температур от t_1 до t_2 находят по формуле

$$\bar{c}_{t_1-t_2} = \frac{c_1 + c_2}{2} = \frac{a + bt_1 + a + bt_2}{2} = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2). \quad (1.32)$$

Расчетные приближенные формулы для определения средних теплоемкостей при постоянном давлении для различных газов в интервале температур от 0 до 1000°C приведены в специальных таблицах. Использование (1.31) и (1.32) позволяет обойтись при расчетах без справочных таблиц.

На теплоемкость реальных газов влияет не только температура, но и давление.

Для определения теплоемкости смеси газов необходимо знать ее состав и значения теплоемкостей компонентов.

При нагреве смеси на 1°C каждый компонент также нагревается на 1°C. Следовательно, если смесь задана массовыми долями, то теплоемкость смеси, кДж/К,

$$C_{\text{см}} = M_{\text{см}} c_{\text{см}} = M_1 c_1 + M_2 c_2 + \dots + M_n c_n,$$

где $M_{\text{см}}$ — масса смеси, кг; $c_{\text{см}}$ — массовая теплоемкость смеси, кДж/(кг · К); M_1, M_2, \dots, M_n — массы компонентов, кг; c_1, c_2, \dots, c_n — массовые теплоемкости компонентов, кДж/(кг · К).

Разделив обе части последнего уравнения на $M_{\text{см}}$, получим

$$c_{\text{см}} = m_1 c_1 + m_2 c_2 + \dots + m_n c_n = \sum m_i c_i. \quad (1.33)$$

Если смесь задана объемными долями, то объемную теплоемкость 1 м³ смеси газов при нормальных физических условиях находят по формуле

$$c'_{\text{см}} = r_1 c'_1 + r_2 c'_2 + \dots + r_n c'_n = \sum r_i c'_i. \quad (1.34)$$

Мольную теплоемкость газовой смеси определяют по аналогичной формуле:

$$\mu c_{\text{см}} = r_1 \mu c_1 + r_2 \mu c_2 + \dots + r_n \mu c_n = \sum r_i \mu c_i. \quad (1.35)$$

1.5. Дифференциальные уравнения термодинамики. Термодинамические потенциалы

Дифференциальные уравнения термодинамики представляют систему равенств, полученных в результате совместного применения первого и второго начал (см. об этом подробнее в подпараграфе 1.6.2) термодинамики к равновесным процессам. Эти уравнения применимы к любым простым телам, состояние которых определяется двумя независимыми параметрами. Из общих дифференциальных уравнений можно получить частные решения, устанавливающие связь между различными функциями состояния. Так, по экспериментальным данным о двух параметрах состояния можно вычислить другие и найти уравнение состояния изучаемого рабочего тела

и, наоборот, по известному уравнению состояния можно установить связь между физическими свойствами рабочего тела (в том числе, например, значение удельной теплоемкости).

Теорию дифференциальных уравнений, в частности, широко используют при вычислении значений отдельных физических величин реального газа (удельные энтропия, энтальпия, теплоемкость), а также при составлении термодинамических таблиц.

Не останавливаясь подробно на выводах, рассмотрим пример.

Продифференцировав уравнение состояния $F(p, v, T) = 0$, после ряда математических операций получают дифференциальные уравнения, устанавливающие связь закона изменения удельных теплоемкостей c_p и c_v с параметрами состояния:

$$\left(\frac{\partial c_v}{\partial v}\right)_T = T \left(\frac{\partial^2 p}{\partial T^2}\right)_v, \quad (1.36)$$

$$\left(\frac{\partial c_p}{\partial p}\right)_T = -T \left(\frac{\partial^2 v}{\partial T^2}\right)_p \quad (1.37)$$

или общее выражение для дифференциала удельной энтропии:

$$ds = c_v \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v dv, \quad (1.38)$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} + \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p dp. \quad (1.39)$$

Использование теории дифференциальных уравнений термодинамики позволяет оценить достоверность уравнений состояния реальных рабочих тел, полученных в результате обработки опытных данных о параметрах состояния и теплоемкостях. Примером может служить уравнение состояния водяного пара М. П. Вукаловича и Н. И. Новикова (см. об этом подробнее в параграфе 2.3.1).

Движущей силой любого процесса, происходящего в системе, является разность соответствующих потенциалов внутри и вне системы.

Термодинамическим потенциалом называется функция состояния, убыль которой в равновесном процессе равна работе, произведенной системой в определенных условиях. К таким термодинамическим функциям относятся:

1. *Внутренняя энергия (адиабатический потенциал) U*;

$$dU = TdS - pdV.$$

2. *Свободная энергия (изотермический потенциал) F*, называемая *изохорно-изотермическим потенциалом*

$$F = U - TS,$$

или *энергией Гельмгольца*

$$dF = -SdT - pdV.$$

3. Энтальпия I ;

$$I = U + pV;$$
$$dI = TdS + Vdp.$$

4. Свободная энтальпия (изобарно-изотермический потенциал или энергия Гиббса, термодинамический потенциал) Φ ;

$$\Phi = I - TS;$$
$$d\Phi = -SdT + Vdp.$$

Удельный массовый термодинамический потенциал называют *химическим потенциалом*:

$$\varphi = i - Ts. \quad (1.40)$$

Схема соотношений между этими функциями представлена на рис. 1.2.

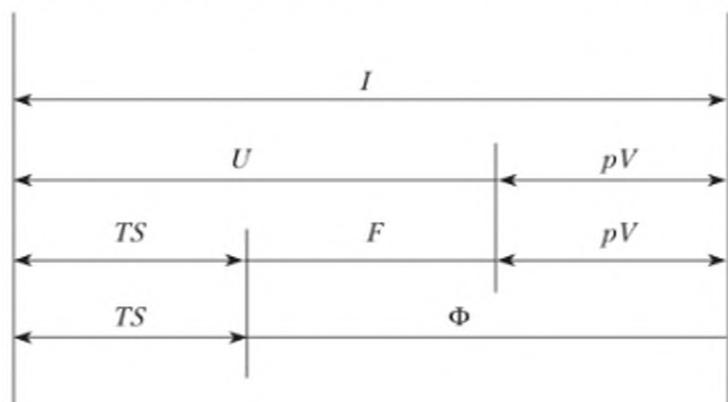


Рис. 1.2. Схема соотношений между термодинамическими функциями-потенциалами

Теория дифференциальных уравнений термодинамики позволяет вычислить величины потенциалов — движущих сил различных частных процессов.

1.6. Основные законы термодинамики

1.6.1. Первое начало термодинамики для закрытой и открытой систем

Первое начало (первый закон) термодинамики может быть рассмотрен для двух случаев:

- *система закрытая*, рабочее тело как целое не перемещается («неподвижное тело») в поле равномерно распределенных сил давления;
- *система открытая*, рабочее тело находится в потоке, движущемся в канале, причем давление на входе в канал отлично от давления на выходе из него («случай потока») в поле неравномерно распределенных сил давления.

Полная энергия E рабочего тела складывается из внутренней энергии, потенциальной энергии давления и кинетической энергии движения тела как целого:

$$E' = U + MpV + M \frac{W^2}{2}, \quad (1.41)$$

где W — скорость движения рабочего тела.

Запишем общее уравнение первого закона термодинамики для закрытой системы при условии теплового dQ и деформационного dL' воздействий (наиболее часто встречающийся случай (рис. 1.3)). Тогда сумма этих воздействий среды на тело преобразуется в изменение энергии рабочего тела (1.2).

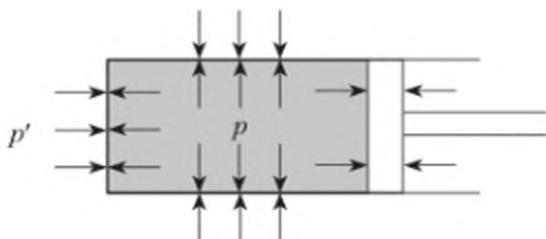


Рис. 1.3. Закрытая система (неподвижное рабочее тело)

Для неподвижного рабочего тела

$$dE = dU,$$

тогда

$$dU = dQ + dL'.$$

Заменяя работу сил среды над телом работой тела над средой:

$$dL' = -dL,$$

получим

$$dQ = dU + dL \text{ или } dQ = dU + Mpdv; dq = du + pdv. \quad (1.42)$$

Первый закон термодинамики для закрытой системы можно сформулировать следующим образом: *теплота, подведенная к телу из внешней среды, расходуется на изменение внутренней энергии рабочего тела и совершение им внешней механической работы.*

Иная форма уравнения первого закона термодинамики может быть получена следующим образом. Из формулы приращения удельной энтальпии

$$di = du + d(pv)$$

находим

$$du + pdv = di - vdp.$$

Тогда

$$dq = du + pdv; \quad (1.43)$$

$$dq = di - vdp. \quad (1.43a)$$

Первый закон термодинамики для открытой системы в случае теплового и механического взаимодействия запишется следующим образом:

$$dE = dU + Md(pV) + M \frac{dW^2}{2} = dQ + dL'_{\text{тех}},$$

где $L'_{\text{тех}}$ — техническая работа внешних сил, кДж.

Разделив последнее уравнение на M и преобразовав с учетом равенства $dL'_{\text{тех}} = -dL_{\text{тех}}$, где $L_{\text{тех}}$ — техническая работа, совершаемая газом, получим

$$dq = du + d(pv) + \frac{dW^2}{2} + dl_{\text{тех}} = di + dl_{\text{пот}}, \quad (1.44)$$

где $l_{\text{пот}}$ — удельная работа потока;

$$dl_{\text{пот}} = \frac{dW^2}{2} - dl_{\text{тех}}. \quad (1.45)$$

Приравняв правые части (1.43a) и (1.44), можно сделать вывод:

$$dl_{\text{пот}} = -vdp \quad (1.45a)$$

или, в случае когда скорость потока не меняется ($dW = 0$),

$$dl_{\text{пот}} = dl_{\text{тех}}. \quad (1.45b)$$

Первый закон термодинамики для открытой системы формулируется так: *подведенная к системе теплота преобразуется в энтальпию и располагаемую работу потока.*

Располагаемая работа потока складывается из двух работ:

- *работы истечения* ($dW^2/2$), производимой равнодействующей сил рабочего тела против отбегающего и набегающего потоков в сечениях I—I и II—II (рис. 1.4) и силы, перемещающей рабочее тепло по каналу;
- *технической работы* ($dl_{\text{тех}}$), производимой равнодействующей сил рабочего тела на стенки канала и силы, перемещающей канал.

К открытой системе может быть применено выражение (1.43), в котором величина энтальпии i может характеризоваться как внутренняя энергия потока, складывающаяся из внутренней тепловой u и внутренней механической pv энергии, а величина

$$dl_{\text{пот}} = -vdp$$

может быть названа *располагаемой работой потока*. Работа потока может быть получена лишь в поле переменного давления (координата p) при наличии разности плотностей ($1/\rho = v$) в системе и окружающей среде (плотность-потенциал).

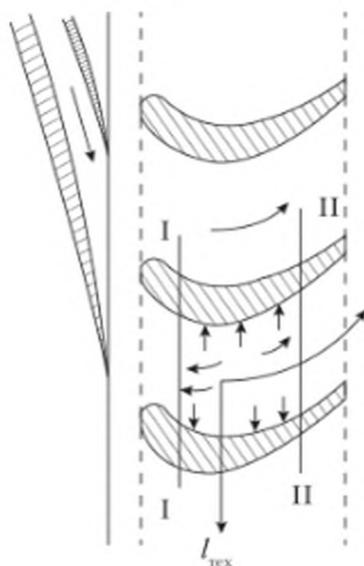


Рис. 1.4. Открытая система (рабочее тело в потоке)

Термодинамический анализ. Полученные уравнения первого закона термодинамики могут быть использованы для термодинамического анализа процессов, протекающих в системе.

Предварительно рассмотрим рабочую и тепловую диаграммы. Для рассматриваемой системы с двумя степенями свободы уравнение состояния имеет, как указывалось ранее, функциональную зависимость $F(p, v, T) = 0$. Из этого соотношения следует, что состояние рабочего тела (или системы) однозначно определяется заданием каких-либо двух параметров состояния. Остальные параметры могут быть определены с помощью уравнения состояния конкретного вида.

Выберем плоскую систему координат, например, pv или Ts . Каждой точке на плоскости соответствует некоторое *равновесное состояние рабочего тела*, т.е. такое состояние, при котором во всех точках занимаемого телом объема одинаковы все соответствующие параметры состояния. Непрерывный ряд равновесных состояний представляет равновесный процесс, который может быть изображен линией на диаграммах pv или Ts (рис. 1.5).

Начальное состояние отмечают точкой 1, конечное — точкой 2.

Элементарное механическое деформационное воздействие изобразится площадкой на диаграмме pv . Элементарное тепловое воздействие изобразится площадкой на диаграмме Ts .

Если произвести интегрирование по процессу, то получим общую формулу для определения работы изменения объема

$$l_{1-2} = \int_1^2 p dv \quad (1.46)$$

и общую формулу для определения теплоты, участвующей в процессе,

$$q_{1-2} = \int_1^2 T ds. \quad (1.47)$$

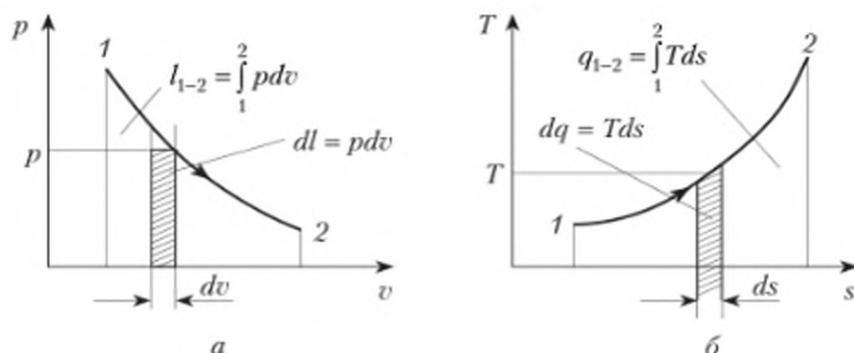


Рис. 1.5. Рабочая (а) и тепловая (б) диаграммы

Если рассмотреть в осях $p v$ процесс, протекающий в открытой системе (в потоке), в поле неравномерно распределенного давления, то элементарная располагаемая работа потока изобразится площадкой на ось давлений $dl_{\text{пот}} = -v dp$, а общая формула для определения располагаемой работы потока (рис. 1.6)

$$l_{\text{пот}} = -\int_1^2 v dp. \quad (1.48)$$

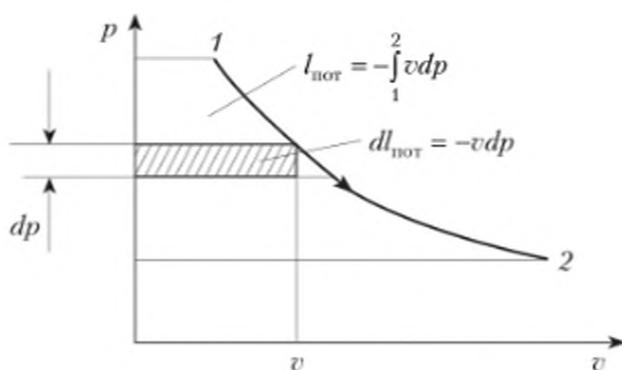


Рис. 1.6. Работа потока

Для вывода расчетных формул для теплоты и работы необходимо знать уравнение процесса изменения состояния. Различные частные процессы изменения состояния рассматривались ранее в курсе физики.

Поскольку площадь под линией процесса в осях $p v$ характеризует работу в процессе, диаграмма была названа *рабочей*, а диаграмма $T s$ — *тепловой* диаграммой.

Следует отметить, что диаграммы наглядно иллюстрируют и знаки воздействия. Так, если $dv \neq 0$, то при механическом деформационном воздействии работа изменения объема $dl \neq 0$, при $dv = 0$ и $dl = 0$, т.е. указанное воздействие отсутствует. Аналогично, при $ds > 0$ теплота подводится к рабочему телу ($dq > 0$), при $ds < 0$ и $dq < 0$, а при $ds = 0$ теплообмен отсутствует.

Все термодинамические характеристики удобно делить на две группы: функции процесса и функции состояния. Если какая-либо термодинамическая характеристика зависит от характера протекания процесса, то ее называют *функцией процесса*. Если физическая характеристика не зависит от характера протекания процесса, то ее называют *функцией состояния*. Очевидно, что из известных уже физических величин функциями процесса являются работа и теплота, а функциями состояния — все параметры состояния (рис. 1.7).

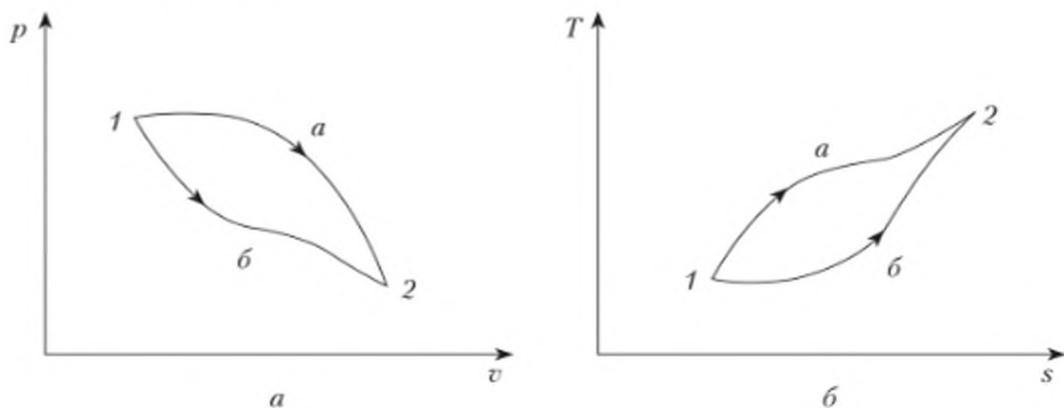


Рис. 1.7. Функции процесса: работа (а) и теплота (б)

Функции состояния *изменяются* на конечную ($p_2 - p_1 = \Delta p$) или бесконечно малую величину. Функции процесса проявляются лишь в процессе изменения состояния и оцениваются *количеством* — конечным за процесс (Q_{1-2} или L_{1-2}) или бесконечно малым dQ или dL — за бесконечно малый процесс.

1.6.2. Второе начало термодинамики

Качественные характеристики энергии. В целях осмысления закона одностороннего развития естественных процессов рассмотрим качественные характеристики энергии и виды ее превращений.

Энергия есть общая мера различных форм материального движения, причем форма движения является лишь одной из качественных характеристик энергии. Под *формой энергии* подразумевают различные виды энергии: механическую во всем ее многообразии, тепловую, электромагнитную, химическую, ядерную энергию, потенциальную энергию силовых полей и т.д.

Качественными характеристиками энергии каждого вида помимо формы движения являются *интенсивность движения* и *плотность концентрации энергии*.

Фактором интенсивности движения является *энергетический потенциал*. Так, например, интенсивность теплового движения характеризуется температурой. Интенсивностью электрической формы движения является электрический потенциал, химической энергии — химический потенциал и т.д.

Объемная плотность концентрации энергии представляет собой отношение энергии E , содержащейся в данном энергоносителе, к его объему V , Дж/м³:

$$\Omega = \frac{E}{V}.$$

Превращения энергии. Под *превращением энергии* следует понимать изменение каких-либо ее качественных свойств: формы движения, интенсивности движения или объемной плотности энергии. Превращения энергии могут протекать самопроизвольно (спонтанно) и принудительно. *Самопроизвольные превращения* сопровождаются рассеянием (диссипацией) или обесцениванием (деградацией) энергии, *принудительные же превращения* — концентрацией энергии.

Классификация элементарных превращений энергии представлена на рис. 1.8.

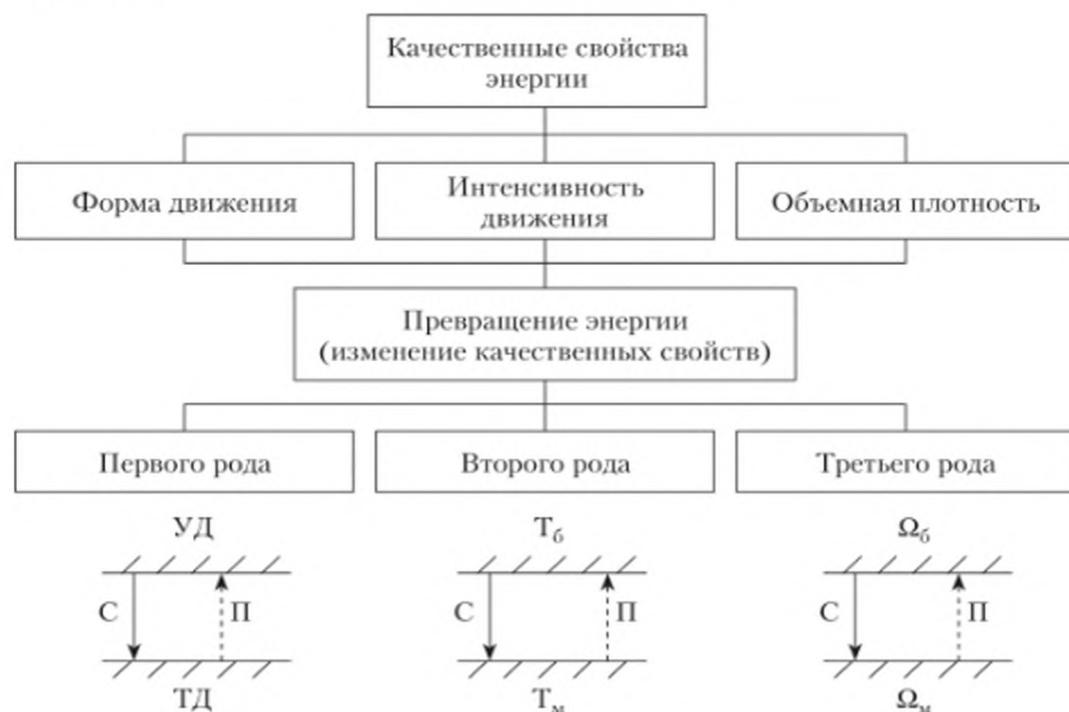


Рис. 1.8. Превращение энергии:

УД, ТД — упорядоченное и тепловое движение соответственно;
 С, П — самопроизвольное и принудительное превращение энергии соответственно;
 T_b, T_m — большая и меньшая термодинамическая температура соответственно,
 потенциал интенсивности теплового движения; Ω_b, Ω_m — большая и меньшая
 удельная плотность энергии поступательного движения соответственно

Превращение первого рода — изменение формы движения (ФД), превращение второго рода — изменение интенсивности движения (ИД), превращение третьего рода — изменение плотности концентрации энергии (ПК).

Примером самопроизвольного превращения первого рода может служить превращение работы в теплоту, например в теплоту трения, джоулеву теплоту и т.д. Принудительным превращением первого рода является превращение теплоты в работу в различного рода тепловых двигателях.

Примером самопроизвольного превращения второго рода может быть передача теплоты от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой (от газов в топке котла к воде и пару, от батареи отопления к воздуху и т.п.). Принудительным превращением второго рода является передача теплоты от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой. Подобные процессы осуществляются в холодильных установках и тепловых насосах.

Самопроизвольное превращение третьего рода происходит, например, при дросселировании.

Второе начало (второй закон) термодинамики, изучая особенности изменения качественных свойств энергии, устанавливает:

- направление, в котором может совершаться самопроизвольное превращение энергии, и меру *превратимости* энергии;
- условия, при которых возможны принудительные превращения энергии, обратные *самопроизвольным*, и способы их осуществления;
- принципы, вызывающие рассеяние (*диссипацию*) энергии и обесценивание (*деградацию*) энергии, и методы их количественной оценки.

Если первый закон термодинамики характеризует количественную сторону процессов превращения энергии, то второй закон термодинамики устанавливает качественную сторону и направленность процессов, происходящих в физических системах.

Один из основоположников классической термодинамики Р. Клаузиус в 1850 г. дал такую формулировку второго закона термодинамики: «Теплота не может сама собой переходить от более холодного тела к более нагретому».

В общем случае может быть предложена следующая формулировка второго закона термодинамики: *обязательным условием совершения несамопроизвольного процесса является одновременное протекание компенсирующего самопроизвольного процесса*. Так, для перехода теплоты от более холодного тела к более теплему необходимо протекание компенсирующего процесса совершения работы над рабочим телом (для передачи теплоты от морозильной камеры холодильника к окружающему воздуху необходима затрата работы на привод компрессора, заставляющего циркулировать рабочее тело — холодильный агент) и превращение этой работы в теплоту.

Для совершения несамопроизвольного процесса преобразования теплоты Q_1 в работу L необходимо одновременное протекание компенсирующего самопроизвольного процесса отвода части теплоты $|Q_2| = Q_1 - L$ от рабочего тела к теплоприемнику (обычно — к окружающей среде).

Таким образом, в соответствии со вторым законом термодинамики даже в идеальном тепловом двигателе невозможно всю подведенную теплоту полностью преобразовать в работу, т.е. получить двигатель с коэффициентом

том полезного действия, равным единице (так называемый «вечный двигатель второго рода»):

$$\eta_t = \frac{L}{Q_1} = \frac{Q_1 - |Q_2|}{Q_1} = 1 - \frac{|Q_2|}{Q_1}. \quad (1.49)$$

Выражение (1.49) также показывает, что для совершения кругового процесса, или цикла, необходимо иметь не менее двух источников теплоты разной температуры.

В наиболее общем виде содержание второго закона термодинамики составляет широкое обобщение особенностей теплоты, проявляющихся при ее передаче и превращении. Особенности передачи и превращения теплоты характеризуются энтропией S , ее изменением, поэтому второй закон термодинамики может быть назван *законом об энтропии*.

Равенство $dq = Tds$ может быть названо *математическим выражением второго закона термодинамики для обратимых процессов*. Применительно к круговым процессам можно записать:

$$\oint \frac{dq}{T} = 0.$$

Приведенный интеграл носит название *интеграла Клаузиуса*. Он является характеристикой любого обратимого цикла. *Интеграл Клаузиуса можно рассматривать как математическую формулировку второго закона термодинамики для обратимых циклов*.

Действительно, для того чтобы сумма членов вида dq/T равнялась нулю, необходимо иметь в цикле участки с подводом теплоты ($+dq$) и участки с отводом ее ($-dq$), т.е. этим самым утверждается невозможность осуществления цикла с одним источником тепла.

Если интеграл, взятый по замкнутому контуру, равен нулю, то подынтегральное выражение dq/T является полным дифференциалом некоторой функции, названной Клаузиусом *энтропией*.

1.6.3. Третье начало термодинамики

Одно из самых крупных и принципиальных открытий в термодинамике после классических исследований У. Томсона и Р. Клаузиуса было сделано в начале XX в. В. Нернстом, сформулировавшим в 1906 г. свою тепловую теорему, названную позднее третьим началом термодинамики. Эта теорема получила подтверждение в работе А. Эйнштейна о квантовой теории теплоемкости твердых тел и исследованиями М. Планка, производимыми в полном согласии со статистическими идеями Л. Больцмана.

Изучая поведение вещества (его теплофизических констант) при температурах близких к абсолютному нулю, В. Нернст сформулировал *принцип недостижимости абсолютного нуля*.

Первоначально работы Нернста и его сотрудников были сконцентрированы на тщательных измерениях удельной теплоемкости твердых тел при низких температурах. Многочисленные опыты позволили сформулировать теорему: «*При низких температурах теплоемкости всех тел не только становятся очень малы, но даже стремятся к нулю*».

Исследования М. Планка привели к выводу о том, что «вблизи абсолютного нуля все процессы протекают без изменения энтропии». Это следствие из теоремы Нернста.

Принцип Нернста независим от первых двух начал термодинамики, поэтому и был назван третьим началом термодинамики.

Контрольные вопросы и задания

1. В чем заключается сущность термодинамического метода исследования? Каковы области его применения?
2. Какие существуют параметры состояния идеального газа? Запишите уравнение состояния.
3. Какие существуют виды взаимодействия? Какие физические величины относятся к потенциалам, а какие — к координатам?
4. Что такое теплоемкость рабочего тела? От каких факторов она зависит?
5. Какие существуют способы вычисления теплоемкости? Дайте пояснения к каждому способу.
6. Назовите термодинамические потенциалы, их физический смысл, возможности использования.
7. Какие существуют функции состояния и функции процесса?
8. Поясните, что включается в понятия «рабочая» и «тепловая» диаграммы.
9. В чем заключается сущность первого начала термодинамики? Запишите его выражение для закрытой системы.
10. В чем заключается физический смысл первого начала термодинамики для открытой системы? Укажите силы и составляющие работы потока.
11. Укажите качественные характеристики энергии.
12. Какие три рода превращения энергии существуют?
13. В чем заключается физический смысл второго начала термодинамики?

Тест

1. Термодинамический метод исследования заключается в установлении наиболее общих свойств материальных тел в процессе ...
 - физических превращений;
 - химических превращений;
 - преобразования одного вида движения материи в другой.
2. Энергетическое взаимодействие термодинамической системы происходит между ...
 - системой и окружающей средой;
 - системой и рабочим телом;
 - элементами системы.
3. В открытой термодинамической системе отсутствует обмен ...
 - теплотой;
 - массой;
 - работой.
4. Адиабатно изолированная система — это система, где нет обмена с окружающей средой ...
 - массой;
 - теплотой;
 - механической энергией.

5. Параметром состояния является функция, не зависящая от вида процесса, —
- удельная работа;
 - удельная теплота;
 - удельный объем.
6. Параметром состояния не является ...
- удельный объем;
 - давление;
 - температура;
 - газовая постоянная.
7. Энтальпия — это сумма потенциальной энергии давления и ...
- газовой постоянной;
 - температуры;
 - внутренней энергии.
8. Вычисление изменения энтальпии производится по формуле ...
- $c_p \Delta t$;
 - $c_v \Delta t$;
 - $\mu c_v \Delta t$.
9. Уравнение состояния связывает газовую постоянную ...
- с работой;
 - с теплотой;
 - с параметрами состояния.
10. Формула Майера определяет газовую постоянную в связи с изобарной и изохорной теплоемкостями как их ...
- сумму;
 - разность;
 - отношение.
11. Первое начало термодинамики для закрытой системы устанавливает баланс между...
- давлением, температурой и энтальпией;
 - теплотой, работой и изменением внутренней энергии;
 - газовой постоянной и параметрами состояния.
12. Первое начало термодинамики для открытой системы устанавливает баланс между ...
- работой истечения и параметрами состояния;
 - теплотой, работой потока и изменением энтальпии;
 - технической работой и теплотой.
13. В выражение первого начала термодинамики $dq = XdT + p dV$ следует подставить ...
- U ;
 - R ;
 - c_v ;
 - c_p .
14. Для осуществления кругового процесса (цикла) необходимо иметь ...
- источник теплоты;
 - приемник теплоты;
 - источник и приемник теплоты.
15. Теплообмен между телами происходит самопроизвольно ...
- при равенстве их температур;

- от более нагретого тела к менее нагретому;
- от менее нагретого тела к более нагретому.

16. Вечным двигателем второго рода называют ...

- механический двигатель;
- тепловой двигатель с двумя источниками теплоты;
- тепловой двигатель с одним источником теплоты.

Глава 2

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

2.1. Постановка задачи исследования процессов. Равновесные и неравновесные процессы

При изучении равновесных термодинамических процессов с идеальным газом возможно совместное решение уравнений состояния $pV = RT$ и первого закона термодинамики (1.42), (1.43) с учетом (1.25), (1.26):

$$dq = c_v dT + pdv = c_p dT - vdp.$$

При анализе процессов необходимо:

- 1) найти уравнение процесса в координатах pV и Ts ;
- 2) установить связь между термодинамическими параметрами;
- 3) определить количество теплоты, участвующее в процессе, изменение внутренней энергии и произведенную механическую работу и составить схему преобразования (трансформации) энергии.

В процессах могут изменяться одновременно или все параметры, или только некоторые из них.

К основным термодинамическим процессам относятся:

- *изохорный* — процесс при постоянном объеме ($v = \text{const}$);
- *изобарный* — процесс при постоянном давлении ($p = \text{const}$);
- *изотермический* — процесс при постоянной температуре ($T = \text{const}$);
- *адиабатный* — процесс, протекающий без теплообмена с окружающей средой, с изменением всех параметров рабочего тела ($q = 0$).

Кроме перечисленных процессов существует большая группа процессов, в которых изменяются все параметры рабочего тела, подводится или отводится теплота, производится или затрачивается механическая работа. Эти процессы являются обобщающими и называются *политропными*.

Чтобы облегчить изучение термодинамических процессов с идеальным газом, теплоемкости принимают постоянными, не зависящими от температуры.

Как указывалось ранее, состояние рабочего тела (или системы тел), при котором во всех точках занимаемого телом объема соответствующие параметры одинаковы, называется *внутренне равновесным состоянием*. Если при этом отсутствуют и побудительные причины для энергетических воздействий окружающей среды на тело, то тело находится в термодинамическом равновесии с окружающей средой.

При наличии каких-либо воздействий в зависимости от их величины термодинамический процесс может происходить равновесно или неравно-

весно. *Равновесным* (идеализированным) называют термодинамический процесс, протекающий бесконечно медленно, процесс, в результате которого рабочее тело проходит через последовательный и непрерывный ряд равновесных состояний, бесконечно мало отличающихся друг от друга.

При механическом воздействии равновесный процесс должен протекать при бесконечно малой разнице потенциалов — давлений между рабочим телом и окружающей средой.

При тепловом воздействии термически обратимый процесс должен протекать при бесконечно малой разнице потенциалов — температур между рабочим телом и окружающей средой.

С понятием «равновесный процесс» тесно связано понятие «обратимость процессов». Любой обратимый процесс является равновесным. Это означает, что при прямом и обратном ходе процесса рабочее тело и окружающая среда проходят через одни и те же промежуточные состояния.

В результате проведения обратимого процесса ни в системе тел, ни во внешней среде никаких остаточных изменений не будет.

Если условия протекания равновесного процесса нарушаются, то процесс протекает неравновесно. Все неравновесные процессы являются необратимыми, поскольку протекают при конечных перепадах температур и давлений между рабочим телом и окружающей средой. Отсутствие равновесия в таких процессах приводит к появлению вихревых движений, сопровождающихся потерей энергии на внутреннее трение.

Рассмотрение идеальных процессов позволяет использовать математический аппарат, сложив процессы в идеальные циклы, установить термодинамические пределы совершенства установок, а реальности учесть поправками на необратимость.

2.2. Термодинамические процессы с идеальным газом

2.2.1. Изохорный и изобарный процессы

Изохорный процесс — это процесс, протекающий при постоянном объеме. Уравнение процесса в координатах pV : $v = \text{const}$ или $dv = 0$. На этой диаграмме процесс изображается прямой, параллельной оси ординат (рис. 2.1). Связь между параметрами определяется из уравнения Клапейрона — Менделеева для начального и конечного состояний:

$$p_1 v = RT_1 \text{ и } p_2 v = RT_2,$$

откуда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2.1)$$

В изохорном процессе абсолютное давление изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре.

Из выражения (1.41)

$$E' = U + MpV + M \frac{W^2}{2}$$

при $dv = 0$ следует

$$dq_v = du = c_v dT,$$

т.е. вся сообщаемая рабочему телу теплота идет на изменение его внутренней энергии. Это же подтверждается графиком на рис. 2.1, где площадь под прямой процесса, выражающая работу (в системе координат pv), равна нулю.

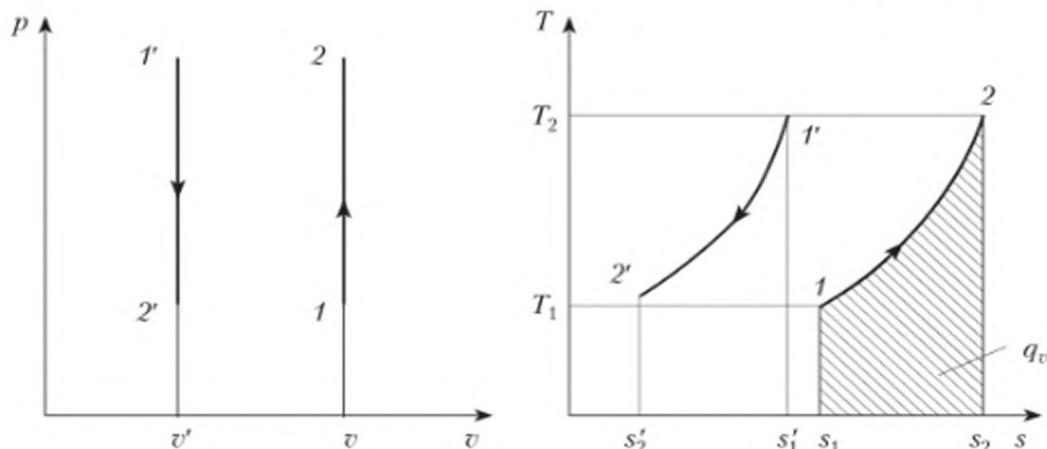


Рис. 2.1. Изохорный процесс

Интегрируя последнее выражение при $c_v = \text{const}$, получаем

$$q_v = u_2 - u_1 = \Delta u = c_v (T_2 - T_1). \quad (2.2)$$

Изменение энтальпии в изохорном процессе определяют по формуле

$$i_2 - i_1 = \Delta i = c_p (T_2 - T_1).$$

Уравнение процесса в диаграмме Ts выводим, интегрируя при $v = \text{const}$ соотношение

$$ds_v = \frac{dq_v}{T} = c_v \frac{dT}{T} \text{ или } (s_2 - s_1)_v = \Delta s_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.3)$$

Изохора в диаграмме Ts представляет собой логарифмическую кривую. Площадь под ней выражает подведенную (или отведенную) в процессе теплоту или, что то же самое, изменение внутренней энергии рабочего тела.

Изобарный процесс характеризуется постоянным давлением. Уравнение процесса в координатах pv : $p = \text{const}$ или $dp = 0$. На диаграмме pv процесс изображается прямой, параллельной оси абсцисс (рис. 2.2). Связь между удельным объемом и температурой находится по уравнению состояния для двух точек:

$$pv_1 = RT_1 \text{ и } pv_2 = RT_2,$$

откуда

$$\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (2.4)$$

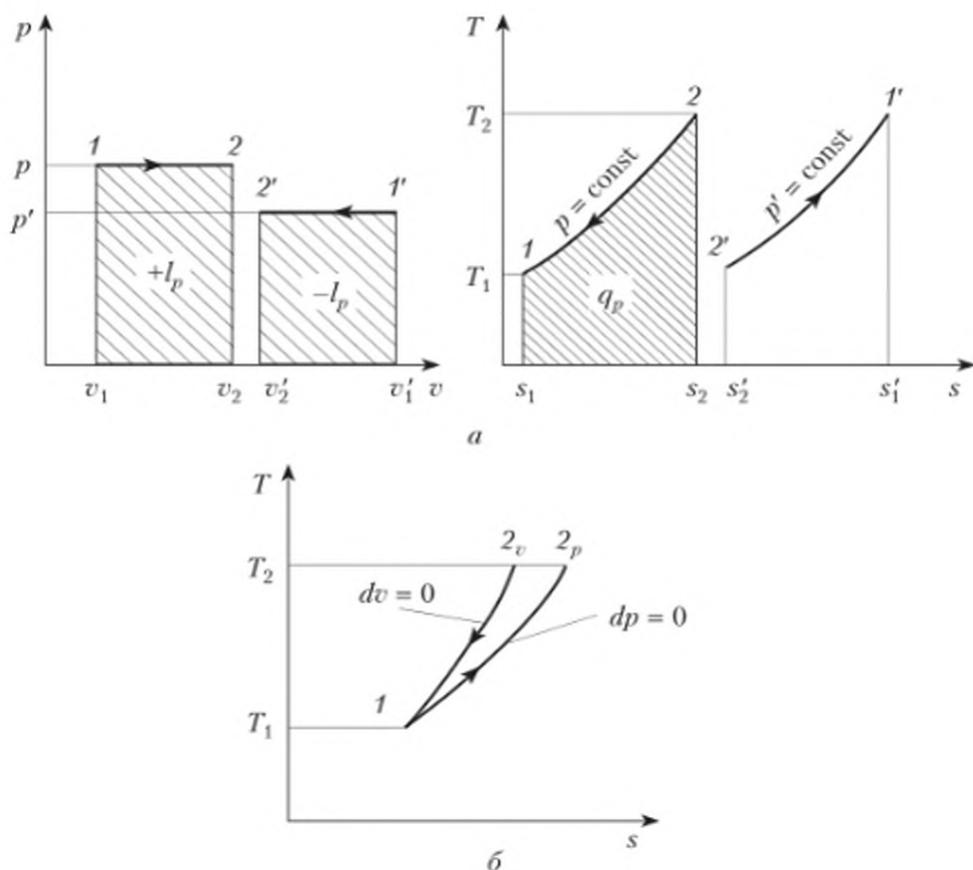


Рис. 2.2. Изобарный процесс

В изобарном процессе объем газа изменяется прямо пропорционально абсолютной температуре. В процессе при $p = \text{const}$ теплота расходуется на работу и изменение внутренней энергии.

Работа в процессе, отнесенная к массе 1 кг, определяется по уравнению

$$l_p = p \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1), \quad (2.5)$$

а для массы M (кг) газа

$$L = Mp(v_2 - v_1) = p(V_2 - V_1) = MR(T_2 - T_1). \quad (2.5a)$$

На рис. 2.2 площадь под прямой процесса в системе координат pv выражает механическую работу.

Изменение внутренней энергии в процессе рассчитывают по (2.2):

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1).$$

В изобарном процессе вся теплота расходуется на изменение энтальпии и определяется по формуле, вытекающей из (1.43):

$$q_p = \Delta i = c_p(T_2 - T_1). \quad (2.6)$$

Уравнение процесса в диаграмме Ts получают при $p = \text{const}$, интегрируя соотношение

$$ds_p = \frac{dq_p}{T} = c_p \frac{dT}{T} \text{ или } (s_2 - s_1)_v = \Delta s_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.7)$$

Изобара, как и изохора, в диаграмме Ts изображается логарифмической кривой, причем она проходит более полого, чем изохора, поскольку $c_p > c_v$. Площадь под изобарой на диаграмме Ts выражает теплоту, которая равна изменению энтальпии в процессе.

Схемы трансформации энергии в изохорном и изобарном процессах представлены на рис. 2.3.

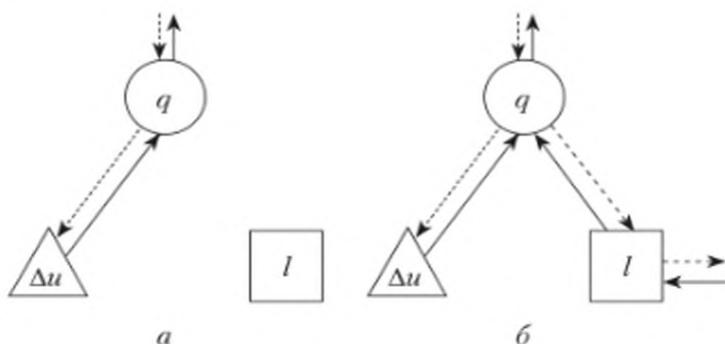


Рис. 2.3. Схема трансформации энергии в изохорном (а) и изобарном (б) процессах

2.2.2. Изотермический и адиабатный процессы

Изотермический процесс — процесс, протекающий при постоянной температуре.

Уравнение процесса в координатах pv может быть получено из уравнения состояния при $T = \text{const}$: $pv = \text{const}$. Из него следует, что

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (2.8)$$

т.е. абсолютное давление в изотермическом процессе обратно пропорционально объему.

Изотермы газа на диаграмме pv изображаются равнобокими гиперболой, причем чем выше температура, тем больше произведение pv и, следовательно, тем дальше от центра координат расположена изотерма (рис. 2.4).

Так как в изотермическом процессе $dT = 0$, изменения внутренней энергии рабочего тела не происходит ($\Delta u = c_v \Delta T = 0$) и вся подведенная теплота расходуется на механическую работу:

$$dq_T = dl_T \text{ или } q_T = l_T. \quad (2.9)$$

Работу в изотермическом процессе определяют следующим образом:

$$l_T = \int_1^2 p dv.$$

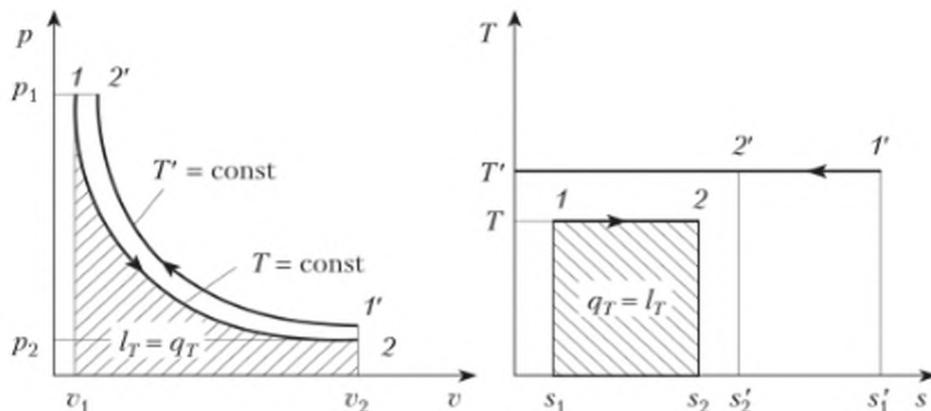


Рис. 2.4. Изотермический процесс

Так как $p = \frac{RT}{v}$, получим

$$l_T = RT \int_1^2 \frac{dv}{v} = RT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.10)$$

Для массы M (кг) рабочего тела (2.10) записывается так:

$$L_T = MRT \ln \frac{v_2}{v_1}. \quad (2.10a)$$

Заменяя в (2.10) отношение объемов отношением давлений и учитывая, что $RT = pv$, получим еще ряд формул:

$$l_T = RT \ln \frac{p_1}{p_2} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2} = p_2 v_2 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (2.10б)$$

В процессе $T = \text{const}$ ($dT = 0$) изменение энтальпии газа $\Delta i = 0$, следовательно, в изотермическом процессе она не меняется. Из формулы (1.19)

$$C = \frac{dQ}{dT}$$

следует, что теплоемкость в изотермическом процессе стремится к бесконечности: $c_T \rightarrow \infty$, т.е. как бы много ни сообщалось теплоты рабочему телу, температура его не повышается.

Уравнение процесса в координатах Ts : $T = \text{const}$ или $dT = 0$. Процесс на диаграмме изображается прямой, параллельной оси абсцисс. Площадь под прямой выражает теплоту:

$$q_T = T(s_2 - s_1). \quad (2.11)$$

Изменение энтропии в изотермическом процессе рассчитывается с учетом (2.10) и (2.11) как

$$(s_2 - s_1)_T = \frac{q_T}{T} = \frac{l_T}{T} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (2.12)$$

Адиабатный процесс — это процесс без подвода и отвода теплоты, т.е. $q = 0$ и, следовательно, $dq = 0$.

При адиабатном процессе не меняется тепловая координата ($\Delta s = 0$), т.е. он является изоэнтропийным¹. В данном процессе изменяются все три параметра рабочего тела.

Выведем уравнение процесса в координатах p, v , воспользовавшись уравнением первого закона термодинамики и уравнением состояния идеального газа.

Уравнение первого закона термодинамики (1.41) для адиабатного процесса

$$c_v dT + p dv = 0.$$

Из продифференцированного уравнения состояния находим

$$dT = \frac{p dv + v dp}{R}.$$

Подставляя dT в приведенное выше уравнение и приводя подобные, получаем

$$\begin{aligned} c_p p dv + c_v v dp + R p dv &= 0; \\ (c_p + R) p dv + c_v v dp &= 0. \end{aligned}$$

Так как

$$c_p + R = c_p,$$

имеем

$$c_p p dv + c_v v dp = 0.$$

Разделив обе части последнего равенства на c_v и обозначив $c_p/c_v = k$, получим

$$k p dv + v dp = 0.$$

Отношение теплоемкостей $c_p/c_v = k$ называют *показателем адиабаты*. При постоянных теплоемкостях, не зависящих от изменения температуры, $k = \text{const}$.

Разделив обе части уравнения на $p v$ и введя величину k , получим

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (2.13)$$

Выражение (2.13) является уравнением адиабатного процесса в дифференциальном виде. В последующем к этому выражению придется обращаться неоднократно.

После интегрирования имеем

$$k \ln v + \ln p = \text{const}.$$

¹ Наряду с термином «адиабатный» используются синонимы «изоэнтропийный» или «изоэнтропный».

Потенцируя последнее уравнение, находим уравнение адиабаты

$$pv^k = \text{const.} \quad (2.14)$$

Показатель адиабаты k при постоянных теплоемкостях зависит от числа атомов в молекуле газа:

$k = 1,67$ для одноатомных газов;

$k = 1,40$ для двухатомных газов;

$k = 1,33$ для трех- и многоатомных газов.

Поскольку $k > 1$, то адиабаты относятся к неравнобоким гиперболом, и на диаграмме pv они проходят более круто, чем изотермы (рис. 2.5).

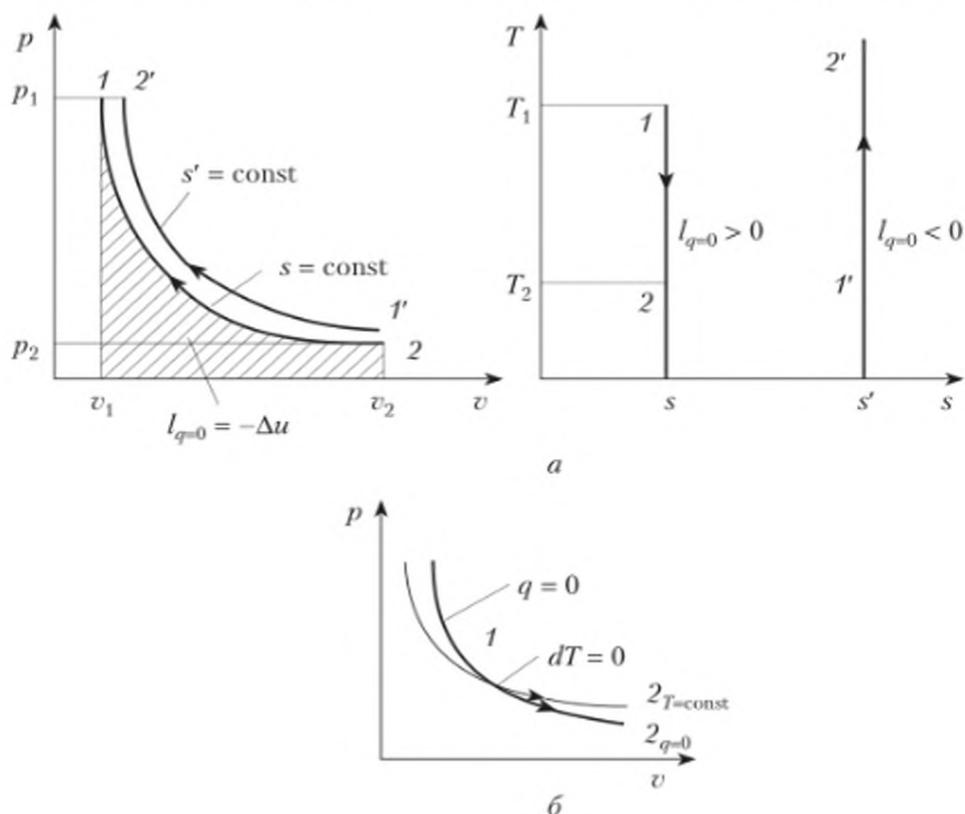


Рис. 2.5. Адиабатный процесс

Соотношение между параметрами в адиабатном процессе можно получить из уравнения адиабаты, используя уравнение состояния идеального газа.

Из уравнения адиабаты найдем соотношение между p и v :

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k. \quad (2.15)$$

Разделив почленно уравнение состояния для двух точек процесса, получим

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Используя (2.15), находим соотношение между T и v :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{k-1}. \quad (2.15a)$$

Подобным же образом из (2.15) и (2.15a) установим связь между T и p :

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (2.15b)$$

Для определения работы в адиабатном процессе воспользуемся уравнением первого закона термодинамики. Так как $q = 0$, а следовательно, и $dq = 0$, то

$$dl_{\text{ад}} = -du.$$

Интегрируя это уравнение, получаем

$$l_{\text{ад}} = u_1 - u_2. \quad (2.16)$$

Из (2.16) следует, что работа, производимая при адиабатном процессе расширения, совершается за счет уменьшения внутренней энергии рабочего тела и, наоборот, работа, затрачиваемая на сжатие, расходуется на увеличение запаса внутренней энергии рабочего тела.

Поскольку

$$u_1 - u_2 = c_v (T_1 - T_2),$$

то

$$l_{\text{ад}} = c_v (T_1 - T_2).$$

Преобразуем уравнение Майера $c_p = c_v + R$, разделив обе его части на c_v :

$$k - 1 = \frac{R}{c_v};$$

$$c_v = \frac{R}{k - 1}.$$

Подставив в (2.16) последнее выражение c_v , получим следующую формулу для определения работы в адиабатном процессе:

$$l_{\text{ад}} = \frac{R}{k - 1} (T_1 - T_2). \quad (2.16a)$$

Используя уравнение состояния, можно записать формулу для вычисления работы в следующем виде:

$$l_{\text{ад}} = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{k - 1} (T_1 - T_2). \quad (2.16b)$$

Вынося за скобки $p_1 v_1$ и используя (2.15), получаем

$$l_{\text{ад}} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{1}{k-1} RT_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (2.16\text{в})$$

Если в процессе участвует не 1 кг рабочего тела, а M (кг), то значение работы, полученное по (2.16)–(2.16в), необходимо умножить на величину M .

Изменение энтальпии в адиабатном процессе рассчитывают по (2.6). Поскольку в данном процессе $dq = 0$, то значение теплоемкости $c_{q=0} = 0$.

Уравнение адиабаты в диаграмме Ts получают из выражения

$$\begin{aligned} dq &= Tds \text{ при } dq = 0; \\ ds &= 0 \text{ или } s = \text{const}, \end{aligned}$$

т.е. адиабатный процесс одновременно является изоэнтропийным. Адиабатный процесс на диаграмме Ts изображается прямой, параллельной оси ординат (см. рис. 2.5).

Схемы трансформации энергии в изотермическом и адиабатном процессах представлены на рис. 2.6.

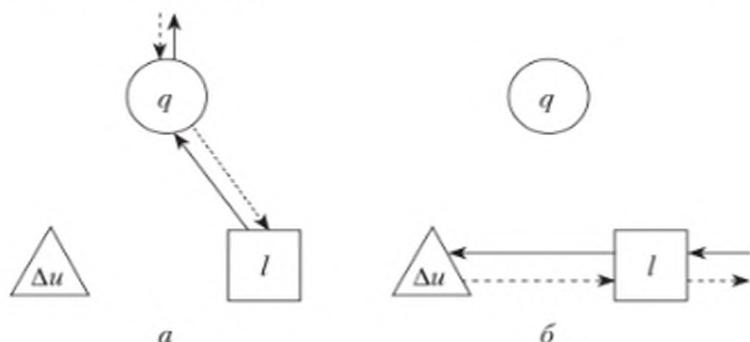


Рис. 2.6. Схема трансформации энергии в изотермическом (а) и адиабатном (б) процессах

2.2.3. Политропные процессы

Уравнение политропного процесса. Политропными называют процессы, протекающие при постоянной теплоемкости: $c = \text{const}$.

Выше были рассмотрены простейшие процессы, в которых один из параметров состояния (p , v , T и s) оставался постоянным. В общем же случае при процессах, протекающих в тепловых двигателях с подводом или отводом теплоты, изменяются все параметры состояния.

Выведем уравнение для такого общего процесса, воспользовавшись уравнением первого закона термодинамики в виде

$$cdT = c_v dT + pdv$$

или

$$(c - c_v) dT - pdv = 0.$$

Подставляя в это уравнение значение dT из продифференцированного уравнения состояния, получаем

$$c_p dv + cv dp - c_p p dv - c_v v dp - R p dv = 0.$$

После приведения подобных с учетом уравнения Майера (1.27) получим

$$(c - c_p) p dv + (c - c_v) v dp = 0.$$

Разделив обе части полученного равенства на $(c - c_v) p v$ и обозначив

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} = n, \quad (2.17)$$

будем иметь

$$n \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0. \quad (2.18)$$

После интегрирования и потенцирования получим

$$p v^n = \text{const}. \quad (2.18a)$$

Уравнение (2.18a) является искомым *уравнением общего термодинамического процесса*, называемого *политропным*. Величину n в этом уравнении называют *показателем политропы*.

Таким образом, **политропным** называют процесс с произвольным подводом или отводом теплоты, подчиняющийся уравнению $p v^n = \text{const}$.

Политропных процессов может быть бесконечное множество, и у каждого будет свое значение n . Оно может быть произвольным в пределах $-\infty \leq n \leq +\infty$, но постоянным в рассматриваемом процессе.

При некоторых частных значениях n уравнение $p v^n = \text{const}$ превращается в уравнение рассмотренных четырех простых процессов:

- при $n = k \rightarrow p v^k = \text{const}$ (адиабатный процесс);
- при $n = 1 \rightarrow p v = \text{const}$ (изотермический процесс);
- при $n = 0 \rightarrow p = \text{const}$ (изобарный процесс);
- при $n \rightarrow \pm \infty \rightarrow v = \text{const}$ (изохорный процесс).

Внешнее сходство уравнения политропы с уравнением адиабаты позволяет использовать формулы, полученные из уравнения адиабаты, для политропных процессов с заменой в них k на n . Зависимости между параметрами состояния в политропном процессе выражаются следующими формулами:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n; \quad (2.19)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{n-1}; \quad (2.19a)$$

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (2.19b)$$

Удельная работа изменения объема в политропном процессе определяется следующим образом.

Уравнение первого закона термодинамики для политропного процесса при переходе рабочего тела из состояния 1 в состояние 2

$$c(T_2 - T_1) = c_v(T_2 - T_1) + l,$$

откуда

$$l = c(T_2 - T_1) - c_v(T_2 - T_1) = (c - c_v)(T_2 - T_1).$$

Значение теплоемкости в политропном процессе может быть найдено из (2.17):

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}.$$

Отсюда следует, что теплоемкость политропного процесса зависит от свойств рабочего тела и показателя политропы n . Тогда

$$l = c_v \left(\frac{n-k}{n-1} - 1 \right) (T_2 - T_1) = c_v \frac{-k+1}{n-1} (T_2 - T_1) = c_v \frac{k-1}{n-1} (T_1 - T_2).$$

С учетом уравнения Майера $c_p = c_v + R$ (1.27) и ранее выведенного соотношения при определении работы адиабатного процесса

$$c_v = \frac{R}{k-1}$$

очевидно, что формулы для работы в политропном процессе аналогичны (2.16) выведенным для адиабатного процесса и имеют вид

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \quad (2.20)$$

$$l = \frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n-1}; \quad (2.20a)$$

$$l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]. \quad (2.20b)$$

Изменение внутренней энергии и энтальпии в политропном процессе рассчитывается соответственно по (2.2) и (2.6).

Значение теплоемкости в политропном процессе может быть найдено с помощью (2.17):

$$c = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (2.21)$$

Из (2.21) следует, что теплоемкость политропного процесса зависит от свойств рабочего тела и показателя политропы n .

Количество теплоты, участвующей в политропном процессе, определяется по формуле

$$dq = cdT = c_v \frac{n-k}{n-1} dT.$$

Интегрируя это выражение, получаем

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (2.22)$$

Все политропные процессы в зависимости от показателя политропы n могут быть разделены на три группы:

- I группа: $0 < n < 1$;
- II группа: $1 < n < k$;
- III группа: $n > k$.

Взаимное расположение политроп расширения и сжатия с различными значениями n , проходящими через точку 1, на диаграмме pV приведено на рис. 2.7, а.

Уравнение политропного процесса в координатах Ts получим, если подставим в формулу для ds значение c из (2.21):

$$ds = c \frac{dT}{T} = c_v \frac{n-k}{n-1} \frac{dT}{T}.$$

Интегрируя это уравнение, найдем

$$s_2 - s_1 = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (2.23)$$

Взаимное расположение политроп с различными значениями n , проходящими через точку 1, на диаграмме Ts дано на рис. 2.7, б.

Исследование политропных процессов. Доля теплоты x , расходуемой в политропном процессе на изменение внутренней энергии, может быть определена из следующего соотношения:

$$x = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c \Delta T} = \frac{n-1}{n-k}, \quad (2.24)$$

а доля теплоты, расходуемой на механическую работу, — по формуле

$$\frac{l}{q} = 1 - x = \frac{k-1}{k-n}. \quad (2.25)$$

Зная эти соотношения и показатель n , можно составить баланс энергии в процессе.

Политропные процессы можно исследовать графически с помощью диаграмм pV и Ts и аналитически по формулам, приведенным выше. При графическом исследовании всю координатную плоскость pV и Ts разбивают на области по признаку знака у величин l , q и Δu (см. рис. 2.7). Любой процесс, идущий вправо от изохоры, является процессом расширения, влево — процессом сжатия. Все процессы, идущие вправо от адиабаты, сопровож-

ждаются подводом теплоты, а влево от нее — отводом теплоты. Процессы, идущие вверх по отношению к изотерме, характеризуются повышением температуры и, следовательно, внутренней энергии, а идущие вниз — уменьшением температуры и внутренней энергии.

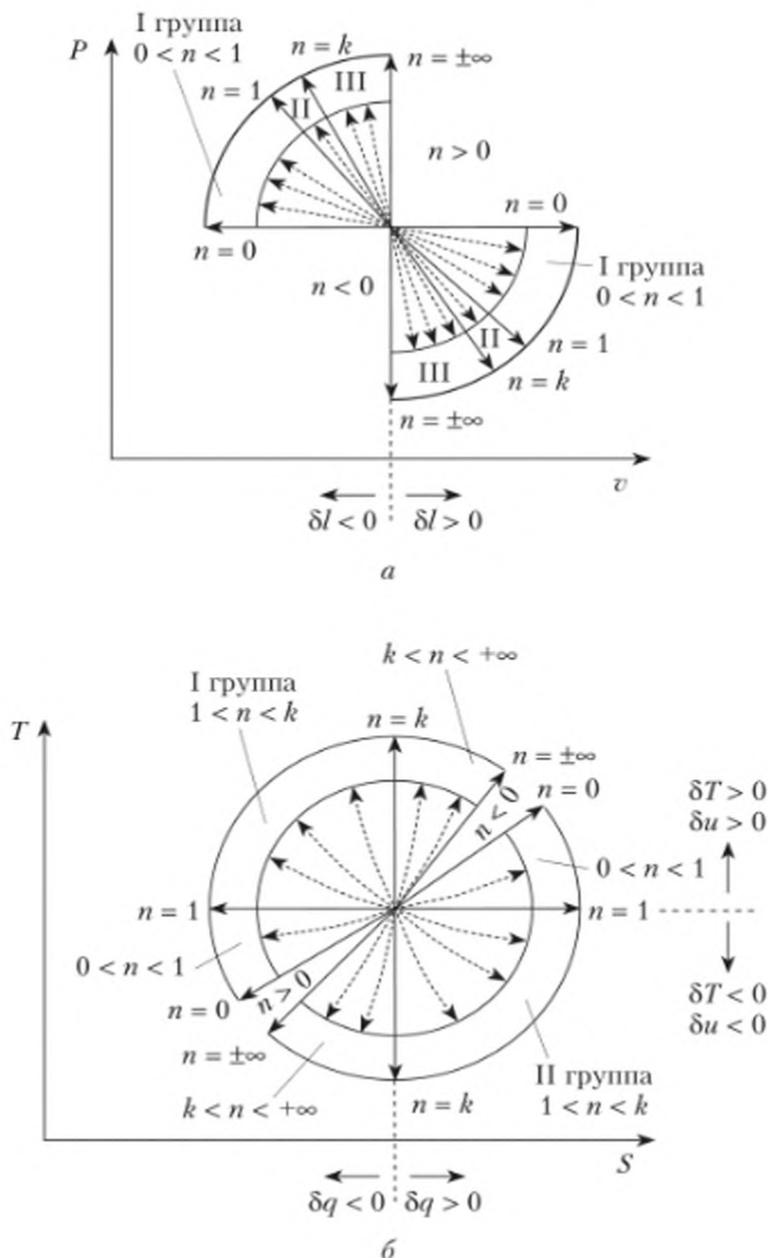


Рис. 2.7. Взаимное расположение политропных процессов

При исследовании политропных процессов задаются показатель политроты n , показатель адиабаты k , характеризующий свойство рабочего тела, и указывается, происходит ли процесс расширения ($dv > 0$) или сжатия

($dv < 0$). Кривую исследуемого процесса наносят в соответствующей области диаграмм pV и Ts ; с диаграмм снимают показания по параметрам, определяют знаки величин l , q и Δu и составляют схему энергетического баланса.

Рассмотрим графическое исследование политропных процессов.

I группа политроп: $0 < n < 1$. По диаграммам (см. рис. 2.7) в процессе расширения получаем: $dp < 0$; $ds > 0$; $dT > 0$. Теплота $dq = Tds > 0$, работа $dl = pdv > 0$, внутренняя энергия $du = c_v dT > 0$; $c > 0$.

II группа политроп: $1 < n < k$, $dv > 0$; $dp < 0$; $dT < 0$; $ds > 0$. Теплота $dq = Tds > 0$, работа $dl = pdv > 0$, внутренняя энергия газа $du = c_v dT > 0$. Так как $dq > 0$, и $dT > 0$, то $c = \frac{dq}{dT} < 0$.

III группа политроп: $n > k$, $dv > 0$; $dp < 0$; $dT < 0$; $ds < 0$. Теплота $dq = Tds < 0$, работа $dl = pdv > 0$, внутренняя энергия $du = c_v dT < 0$; теплоемкость $c > 0$.

Схемы преобразования энергии в рассмотренных политропных процессах расширения показаны на рис. 2.8. В процессах сжатия знаки составляющих и направление преобразования энергии изменяются в обратном направлении. Если задан показатель политропы, то может быть найдено процентное соотношение между составляющими энергетического баланса.

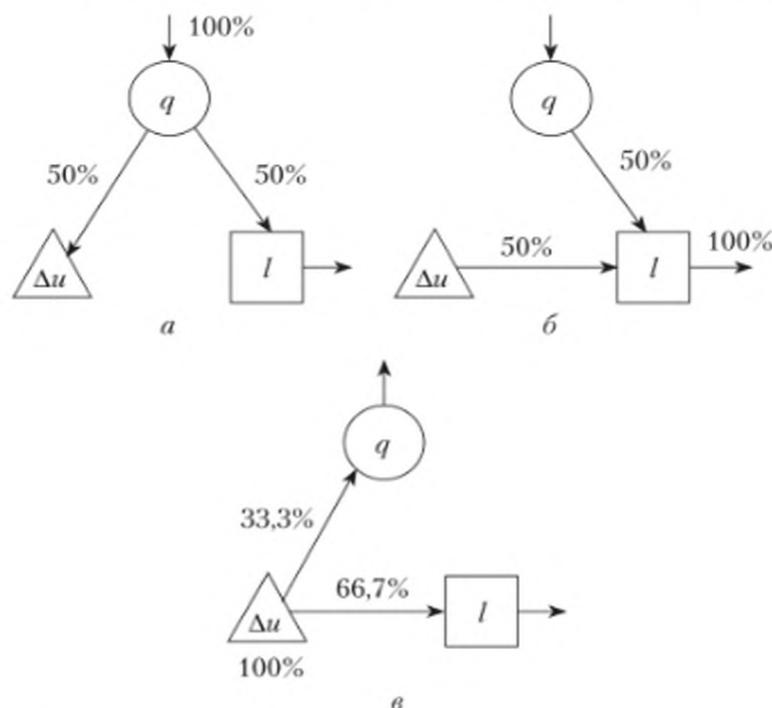


Рис. 2.8. Схемы трансформации энергии в политропных процессах

Рассмотрим примеры процессов расширения воздуха при показателях политропы $n_1 = 0,6$; $n_2 = 1,2$; $n_3 = 1,6$.

Для воздуха показатель адиабаты $k = 1,4$.

Доля участвующей в процессе теплоты, идущая на изменение внутренней энергии, рассчитывается как

$$x_1 = \frac{n-1}{n-k} = \frac{0,6-1}{0,6-1,4} = \frac{-0,4}{-0,8} = 0,5;$$

$$x_2 = \frac{1,2-1}{1,2-1,4} = \frac{0,2}{-0,2} = -1;$$

$$x_3 = \frac{1,6-1}{1,6-1,4} = \frac{0,6}{0,2} = 3.$$

Подставляем вычисленные значения в формулу первого начала термодинамики, представив ее в виде следующих отношений:

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

$$\frac{q}{q} = \frac{\Delta u}{q} + \frac{l}{q};$$

$$1 = x + (1 - x).$$

Тогда для процесса с $n_1 = 0,6$ получаем баланс энергии в виде $1 = 0,5 + 0,5$, т.е. теплота, подводимая к рабочему телу, на 50% преобразуется в работу тела над средой, а на 50% — в увеличение внутренней энергии тела.

При $n_2 = 1,2$ получаем $1 = -1 + 2$, т.е. работа тела над средой на 1/2, т.е. на 50%, производится за счет подводимой к телу теплоты и на 50% — за счет уменьшения внутренней энергии тела.

При $n_3 = 1,6$ получаем $1 = 3 - 2$, т.е. внутренняя энергия тела уменьшается на 1/3 за счет отвода теплоты, а на 2/3 — за счет производства телом работы над средой.

Применение уравнения политропы к исследованию действительных процессов. Для исследования действительных процессов сжатия и расширения, протекающих в энергетических установках, производят замену этих процессов близкими к ним политропами. Подобная замена позволяет использовать весь математический аппарат термодинамического исследования.

Применяя представление индцированных реальных процессов в логарифмической системе координат (*логарифмическую анаморфозу*), действительную кривую линию заменяют прямой. Политропа в этой системе координат выражается прямой

$$\ln p + n \ln v = c_1$$

с угловым коэффициентом, равным показателю политропы n (рис. 2.9), определяемым как

$$n = \operatorname{tg} \alpha,$$

где α — острый угол, образованный прямой процесса с осью абсцисс.

Приблизительно величина показателя политропы может быть вычислена и по формуле

$$n = \frac{\ln p_1 - \ln p_2}{\ln V_2} = \frac{\ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right)}{\ln \frac{v_2}{v_1}} \quad (2.26)$$

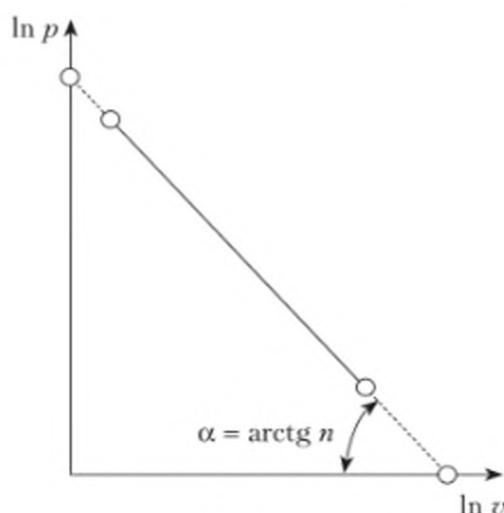


Рис. 2.9. Политропный процесс

В целях повышения точности индикаторная линия может быть заменена рядом отрезков ломаной линии, для каждого из которых определяется свой показатель политропы.

На рис. 2.10 показана кривая сжатия $1-1'-2$, полученная при испытаниях двигателя внутреннего сгорания. Участки $1-1'$ и $1'-2$ кривой с достаточной степенью приближения могут быть заменены отрезками прямых, образующих углы α_1 и α_2 с осью абсцисс. Измерением определено: $\text{tg } \alpha_1 = 1,53$ и $\text{tg } \alpha_2 = 1,17$.

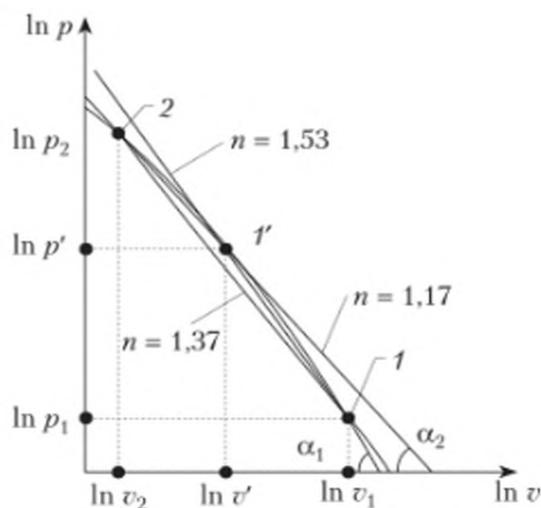


Рис. 2.10. Действительная кривая сжатия

Таким образом, действительная кривая сжатия может быть заменена на участке от p_1 до p' политропой $pv^{1,53} = \text{const}$, а на участке от p' до p_2 — политропой $pv^{1,17} = \text{const}$.

Если возможна меньшая точность расчетов, то вся кривая может быть заменена одной политропой $pv^{1,37} = \text{const}$, проходящей через начальную и конечную точки процесса.

Анализ процессов позволяет установить, что в начале процесса ($n = 1,53 > k$) к сжимаемому газу подводится теплота (газ нагревается от стенок цилиндра), а в конце процесса ($n = 1,17 < k$) происходит отвод теплоты от газа к стенкам.

Если разделить кривую сжатия на большее число участков, то можно уточнить характер действительного процесса и количественно оценить явления теплообмена.

Наоборот, при замене действительного процесса одной политропой сохраняется лишь приблизительное соотношение между параметрами. Это позволяет определить с известной степенью точности конечные или промежуточные параметры, но при этом теряется возможность установить истинное направление теплообмена.

2.3. Термодинамические процессы с водяным паром

2.3.1. Термодинамические свойства жидкости и пара. Фазовая диаграмма

Состояние динамического равновесия. Термодинамические процессы, в которых не происходит изменения агрегатного состояния рабочего тела или его природы в результате протекания химических реакций, можно назвать *простыми процессами*, а конечные равновесные состояния, к которым приходит система, — *статическим состоянием равновесия*.

В системах, где идут процессы плавления, сублимации, испарения, протекают химические реакции и т.п., называемых *сложными системами*, конечное равновесное состояние оказывается динамическим, подвижным равновесием.

В цилиндре, изолированном от окружающей среды (рис. 2.11), поддерживается постоянная температура, равная температуре кипения (или насыщения) при данном давлении. Видимых изменений в системе не происходит, однако в действительности из жидкости все время вылетают молекулы в паровое пространство и такое же количество молекул возвращается обратно в жидкость. Процесс испарения сопровождается процессом конденсации. Система находится в динамическом равновесии. Для сохранения такого равновесия не должно происходить ни полного испарения, ни полной конденсации. В противном случае система перейдет из сложной в простую, а состояние равновесия окажется статическим.

Систему, химический состав и физические свойства которой во всех ее частях одинаковы, называют *гомогенной*. Примером гомогенной системы является воздух, представляющий собой смесь ряда газов.

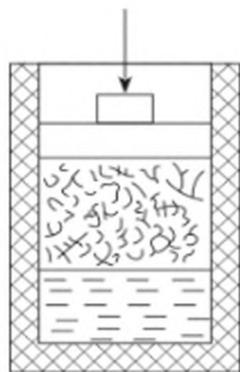


Рис. 2.11. Состояние динамического равновесия

Гетерогенной называется система, состоящая из двух или более различных фаз — гомогенных областей, отделенных друг от друга поверхностью раздела, при переходе через которую скачкообразно меняется химический состав или физические свойства веществ. Примером гетерогенной системы может служить вода с плавающим льдом.

Фазовые переходы. Гомогенная система и каждая фаза гетерогенной системы могут состоять из одного или нескольких чистых веществ. Системы, состоящие из нескольких веществ, называются *раствором* или *смесью*.

Все чистые вещества и растворы могут находиться в трех агрегатных состояниях: газообразном, жидком и твердом.

В простых системах могут протекать частые процессы при постоянстве одного параметра. Например, в изотермическом процессе меняются объем и давление.

В сложных системах процессы протекают при постоянстве двух параметров. Например, процесс испарения происходит обычно при $p = \text{const}$ и $T = \text{const}$. При протекании химической реакции в сосуде $v = \text{const}$ при $T = \text{const}$ надо подводить теплоту (эндотермические реакции) или отводить теплоту (экзотермические реакции).

Фазовым переходом называется переход вещества из одной фазы в другую, сосуществующую с первой, в том числе изменение агрегатного состояния. При этих превращениях скачком меняется плотность $\rho = 1/v$, превращения сопровождаются тепловым эффектом: имеют скрытую теплоту фазового превращения. Например, при переходе вещества из жидкой фазы в газообразную теплота фазового перехода тратится как на работу расширения, так и на преодоление сил межмолекулярного взаимодействия, на разрушение ассоциированных комплексов молекул ($q = \Delta u + l$). При плавлении или сублимации теплота фазового перехода тратится на разрушение кристаллической решетки.

В паросиловых и холодильных установках рабочим телом являются соответственно водяной пар и пары различных низкокипящих хладагентов (аммиака, фреона и т.д.), которые при давлениях и температурах, применяемых в них, не могут быть отнесены к идеальным газам. При этих параметрах становится существенным влияние в указанных рабочих телах

сил взаимодействия между молекулами и собственного объема молекул. Расчеты, выполненные для таких реальных газов по уравнению состояния Клапейрона — Менделеева, приводят к большим погрешностям.

Уравнение состояния реального газа (1.5), учитывающее влияние сил взаимодействия между молекулами и их собственный объем, впервые было получено Й. Д. Ван-дер-Ваальсом:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

Как указывалось ранее, величина a/v^2 учитывает влияние сил притяжения между молекулами на внутреннее давление газа. Величина b является собственным объемом молекул и представляет собой предельный объем, до которого можно сжать 1 кг газа.

Коэффициенты a и b для каждого газа имеют свое определенное постоянное значение. Уравнение Ван-дер-Ваальса дает качественно правильную картину поведения реального газа, однако при больших плотностях наблюдается значительное отклонение от данных, полученных опытным путем.

Уравнение Ван-дер-Ваальса было получено на основании молекулярно-кинетической теории газов и не учитывало возможные ассоциации и диссоциации молекул реального газа.

Согласно теории М. П. Вукаловича и И. И. Новикова, в реальном газе происходят ассоциации отдельных молекул в комплексы, состоящие из двух, трех и более молекул, а также диссоциации этих комплексов на более простые соединения. Таким образом, реальный газ можно представить как газовую смесь, состоящую из различных комплексов. Чем ближе приближается реальный газ к линии сжижения, тем больше содержится в газовой смеси сложных комплексов.

Уравнение состояния реального газа, учитывающее ассоциацию молекул, предложенное М. П. Вукаловичем и И. И. Новиковым, записывается так:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT \left(1 - \frac{A_1(T)}{v - b} - \frac{A_2(T)}{(v - b)^2} - \dots\right), \quad (2.27)$$

где $A_1(T)$, $A_2(T)$ — известные функции температуры; a и b — постоянные, имеющие тот же смысл, что и постоянные в уравнении Ван-дер-Ваальса.

Помимо уравнений состояния, предложенных Й. Д. Ван-дер-Ваальсом и М. П. Вукаловичем и И. И. Новиковым, существует большое число и других уравнений, имеющих различную степень точности.

На практике при расчетах уравнения состояния реального газа применяют редко, так как расчет по ним не только является очень трудоемким, но и не обеспечивает требуемую точность. Поэтому циклы, работающие на реальных газах, рассчитывают по соответствующим таблицам и диаграммам, построенным на основании экспериментальных данных.

При анализе фазовых равновесий и процессов фазовых переходов применяют правило фаз Гиббса, которое устанавливает связь между числом независимых переменных ψ , определяющих состояние термодинамической

системы, находящейся в равновесии, числом фаз r и числом компонентов системы n :

$$\psi = n - r + 2. \quad (2.28)$$

Так для чистого вещества ($n = 1$)

$$\psi = 3 - r. \quad (2.29)$$

Отсюда следует, что в однофазной системе ($r = 1$) число независимых переменных параметров $\psi = 2$. Ими могут быть, например, p и T , а v является однозначной функцией двух первых.

Для чистого вещества при наличии двух фаз ($r = 2$) число независимых переменных $\psi = 1$. Ими могут быть p или T . Таким образом, можно сделать важный вывод: температура фазового перехода однозначно определяет собой все остальные термодинамические величины каждой из фаз: $p_s, i', i'', s', s'',$ плотность ρ' и ρ'' и т.д.¹

Для однокомпонентной трехфазной системы ($r = 3$) $\psi = 0$. Это означает, что в однокомпонентной системе три фазы могут находиться в равновесии лишь при вполне определенных параметрах. Для воды эта точка, называемая *тройной* и обозначаемая F , находится при $t_F = 0,01^\circ\text{C}$ и $p_F = 0,0006$ МПа.

Обычно принимают следующую классификацию точек фазового перехода:

- точка перехода «жидкость — пар» называется *точкой кипения* (она же *точка конденсации*);
- точка перехода «твердое тело — жидкость» называется *точкой плавления* (она же *точка затвердевания*);
- точка перехода «твердое тело — пар» называется *точкой сублимации* или *возгонки* (она же *точка десублимации*).

Жидкую и твердую фазу иногда объединяют названием «конденсированная фаза». Пар, находящийся над конденсатом в состоянии равновесия системы «пар — конденсат», называется *насыщенным*, а его давление — *давлением насыщения* или *упругостью насыщенного пара*.

Фазовая диаграмма. Совокупность точек фазового перехода образует линии, разделяющие область возможных состояний вещества на три части, характеризующие твердую, жидкую и газообразную фазы (рис. 2.12).

Для расчетов в энергетике часто используется не вся фазовая диаграмма, а только ее часть, описывающая переход из жидкой фазы в газообразную и наоборот (рис. 2.13).

Начинаясь в тройной точке F , кривая равновесия жидкой и газообразной фаз заканчивается в точке K , называемой *критической* (для воды $p_K = 22,129$ МПа; $t_K = 374^\circ\text{C}$). При значениях параметров, больших p_K и t_K , плотность пара в жидкости будет одного и того же порядка, поэтому за пределами точки K из-за однородности рабочего тела переход его из жидкого состояния в парообразное невозможен.

¹ Индекс s при обозначении давления (p_s) от английского слова *steam* — «пар».



Рис. 2.12. Фазовая диаграмма



Рис. 2.13. Зависимость давления от температуры для воды и водяного пара

Каждому давлению соответствует строго определенная температура насыщения t_s , при которой в динамическом равновесии находится смесь кипящей жидкости и пара. Если $t_1 < t_s$, то жидкость *недогрета* до кипения, при $t_3 > t_s$ — *перегретый пар* (рис. 2.13). Если в ходе обратного процесса (конденсации) температура конденсата становится ниже t_s , то он называется *переохлажденным*.

Парообразование. Рассмотрим процесс парообразования на диаграмме pv (рис. 2.14). Пусть в цилиндре со свободно движущимся поршнем находится 1 кг воды при температуре 0°C и давлении p (точка a_0). Этим параметрам соответствует объем воды v_0 . Поскольку вода практически несжимаема, то все ее состояния при различных давлениях и температуре 0°C будут характеризоваться прямой $F - c_1$, параллельной оси орди-

нат с абсциссой $v_0 = v_f$. Эта прямая одновременно является изохорой (жидкость несжимаемая) и изотермой (при 0°C).



а



б



в

Рис. 2.14. Парообразование при постоянном давлении:
а – схема процесса; б – tv -диаграмма; в – pv -диаграмма

Во время подвода к воде теплоты при давлении p температура ее увеличится до температуры кипения t_s . Состоянию воды при температуре t_s на диаграмме $p-v$ соответствует точка a' . Удельный объем воды в данной точке обозначим через v' . Если продолжать подвод теплоты к воде при том же давлении, то начнется процесс парообразования. Давление и температура воды и пара при этом остаются постоянными и равными p и t_s соответственно. Будет изменяться лишь соотношение между количеством пара и воды в цилиндре.

При испарении последней капли воды (точка a'') заканчивается процесс парообразования и образуется *сухой пар* объемом v'' . На процесс собственного парообразования ($a'-a''$) расходуется теплота r , называемая *скрытой теплотой парообразования*.

Между точками a' и a'' вода находится в двух фазах: жидкой и паробразной. При этом каждому промежуточному состоянию соответствует вполне определенное соотношение между этими двумя фазами. Такая двухфазовая система называется *влажным насыщенным паром*. Отношение массы сухого пара к массе смеси, состоящей из сухого пара и воды, обозначается буквой x и называется *степенью сухости*:

$$x = \frac{M_{\text{п}}}{M_{\text{ж}} + M_{\text{п}}}. \quad (2.30)$$

Степень сухости пара изменяется от 0 до 1. Для воды при температуре кипения $x = 0$, а для сухого насыщенного пара $x = 1$.

Дальнейший подвод теплоты к сухому насыщенному пару приводит к увеличению его удельного объема v и температуры t (точка a). Полученный пар называется *перегретым*. Таким образом, перегретый пар — это пар, имеющий температуру выше температуры кипения при данном давлении.

Если процесс парообразования проводить при иных давлениях (p_a, p_b, p_c и т.д.), то соответственно находим ряд других точек (b', b'', c', c'' и т.д.). Соединив эти точки, получим пограничные кривые, сходящиеся в критической точке K .

Линия FK , соединяющая точки, определяющие состояние воды, нагретой до температуры кипения, называется *нижней пограничной кривой*. Она начинается в фундаментальной точке F , в которой энтальпию и энтропию условно принимают равными нулю. Линия $K-c''-b''-a''$, соединяющая точки, определяющие состояние сухого насыщенного пара, называется *верхней пограничной кривой*. Нижняя пограничная кривая отделяет область жидкости от области влажного пара, а верхняя — область влажного пара от перегретого.

В области влажного пара наносят семейство кривых постоянной степени сухости. Линии постоянной степени сухости ($x = \text{const}$) строят делением отрезков $a'-a'', b'-b'', c'-c''$ (см. рис. 2.14) на равные части и соединением одноименных точек, лежащих на них, плавными кривыми. Как указывалось, для водяного пара отсутствует простое и точное уравнение состояния, по которому можно было бы найти его параметры. Поэтому все расчеты с ним производят по таблицам, составленным на основании экспериментальных данных.

Поскольку процесс парообразования протекает при постоянном давлении и температуре, таблицы насыщенного пара составляют по давлению или температуре насыщения. Если известна одна из этих величин, по таблице определяют остальные параметры воды при температуре кипения (v', i', s') и сухого насыщенного пара (v'', i'', s''). Значение внутренней энергии в данном случае определяют по формуле $u = i - pv$.

Для влажного пара таблиц не существует, поэтому его параметры находят по формулам:

$$v_x = v' + (v'' - v')x \approx v''x; \quad (2.31)$$

$$s_x = s' + (s'' - s')x \approx s''x; \quad (2.32)$$

$$i_x = i' + (i'' - i')x \approx i''x. \quad (2.33)$$

Параметры на верхней пограничной кривой в термодинамике обозначают двумя штрихами, а на нижней пограничной кривой — одним.

В таблицах насыщенного пара, помимо перечисленных параметров, приводят также значения скрытой теплоты парообразования $r = i'' - i'$. С учетом этой величины (2.33) можно записать так:

$$i_x = i' + rx. \quad (2.33a)$$

Количество теплоты, расходуемой на изобарный подогрев воды от 0°C до температуры кипения, рассчитывают по одной из следующих формул, кДж/кг:

$$\begin{aligned} q &= c_p (t_s - t_0) = 4,19t_s, \\ q &= i' - i_0, \end{aligned} \quad (2.34)$$

где i' — энтальпия воды при температуре кипения (точка a'); i_0 — энтальпия воды при 0°C и давлении p_a (точка a_0); 4,19 кДж/(кг · К) — принятое значение теплоемкости воды.

В области средних давлений величина i_0 по сравнению с i' составляет 0,5%, и ею можно пренебречь.

Количество теплоты, затрачиваемой на собственно процесс парообразования:

$$r = i'' - i'.$$

Применяя первый закон термодинамики к процессу парообразования, получаем

$$r = u'' - u' + p(v'' - v') = \rho + \psi. \quad (2.35)$$

Разность внутренней энергии ($u'' - u'$) обозначают ρ и называют *внутренней теплотой парообразования*, которая расходуется на преодоление сил взаимного притяжения молекул без увеличения их кинетической энергии. Таким образом, прирост внутренней энергии в процессе парообразования вызван ростом потенциальной энергии положения молекул вследствие увеличения удельного объема пара ($v'' > v'$). Работу в процессе парообразо-

вания $p(v'' - v')$ обозначают ψ и называют *внешней теплотой парообразования*. Эта теплота затрачивается на работу против внешних сил при изменении объема от v' до v'' .

Пар в паросиловых установках перегревается в пароперегревателе при постоянном давлении. Параметры его (v, i, s) определяют по таблицам перегретого пара в зависимости от температуры и давления.

Количество теплоты, затрачиваемой на изобарный перегрев пара, вычисляют по формулам

$$q_{п.п} = \bar{c}_p(t - t_s) \quad (2.36)$$

или

$$q_{п.п} = i - i'', \quad (2.36a)$$

где \bar{c}_p — средняя теплоемкость пара, кДж/(кг · К), при давлении p и температуре от t_s до t ; t — температура перегретого пара, °С; i — энтальпия перегретого пара, кДж/кг.

Работу расширения пара при перегреве определяют по формуле

$$l = p(v - v''). \quad (2.37)$$

На pv -диаграмме работа расширения при изобарном нагревании воды, парообразовании и перегреве пара может быть показана как площадь под соответствующим участком изобары.

Расчеты параметров и процессов с водяным паром, помимо таблиц, можно производить также по диаграммам состояния водяного пара Ts и is . По ним легко определить начальные, конечные и промежуточные параметры пара в различных термодинамических процессах.

Диаграмму Ts (рис. 2.15, *a*) строят на основании таблиц водяного пара. На нее наносят нижнюю и верхнюю пограничные кривые. Нижняя пограничная кривая начинается в фундаментальной точке F , расположенной на оси температур при $T_F = 273$ К.

Теплоемкость водяного пара на верхней пограничной кривой отрицательная. Линия постоянной степени сухости так же, как и на диаграмме pv , начинается в критической точке. Изобары в области жидкости вплоть до состояний, близких к критическим, практически совпадают с нижней пограничной кривой (линия $F-a'$). В области влажного пара они совпадают с изотермами и представляют собой линии, параллельные оси энтропии (линия $a'-a''$), а в области перегретого пара имеют характер, близкий к логарифмическим кривым (линия $a''-a$). Чем дальше состояние перегретого пара от линии насыщения, тем ближе изобара к логарифмическим кривым, поскольку по своим свойствам пар приближается к идеальному газу.

Изохоры в области влажного и перегретого пара имеют характер логарифмических кривых, но более крутых, чем изобары перегретого пара.

Площадь под линией процесса на диаграмме Ts выражает собой теплоту. Диаграмму используют для анализа циклов тепловых двигателей. Теплота жидкости q , теплота парообразования r и теплота перегрева $q_{п.п}$ численно равны площадям под изобарами $F-a'$, $a'-a''$ и $a''-a$.

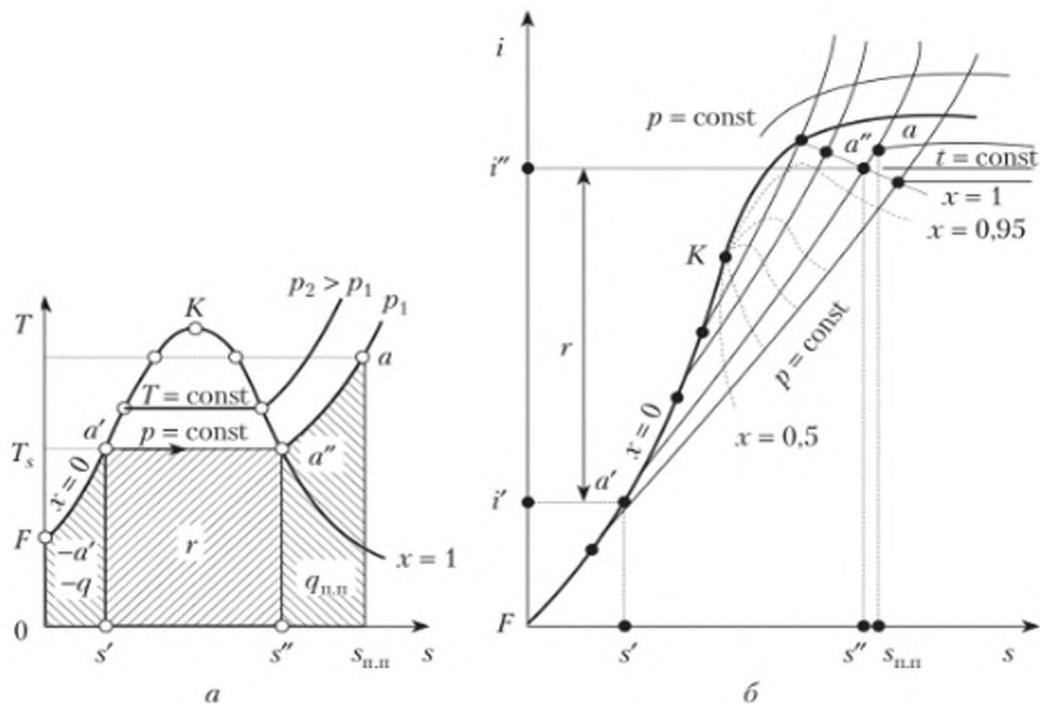


Рис. 2.15. Диаграммы Ts и is процесса парообразования

Диаграмму is (рис. 2.15, б) так же, как и диаграмму Ts , строят на основании таблиц водяного пара. Нижняя пограничная кривая на ней начинается в фундаментальной точке F ($s_F = 0$, $i_F = 0$). Критическая точка K на этой диаграмме находится на левом склоне пограничных кривых.

На диаграмме нанесены изобары, изотермы, изоchoры, а в области влажного пара — линии постоянной сухости пара. В области влажного пара изобары и изотермы совпадают и изображаются прямыми линиями. В области перегретого пара изобары изображаются логарифмическими кривыми, а изотермы стремятся выйти на горизонталь.

Изоchoры на диаграмме is также являются логарифмическими кривыми, но более крутыми, чем изобары в области перегретого пара.

Обычно используемая для расчетов диаграмма is охватывает не всю область насыщения, а только часть ее вблизи верхней пограничной кривой. Поэтому все расчеты при $x < 0,65$ производят по таблице водяного пара.

С помощью диаграммы is решаются многие практические задачи с парами. Теплота на ней изображается линейными отрезками, а не площадями, как на диаграмме Ts , что упрощает расчеты.

2.3.2. Основные процессы с водяным паром

Отсутствие практически удобного уравнения состояния пара вызывает необходимость использовать общие зависимости термодинамики, не связанные с уравнением состояния. Такими зависимостями для обратимых изменений состояния являются:

первое начало термодинамики

$$q = u_2 - u_1 + l,$$

где

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv,$$

или

$$q = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp;$$

второе начало термодинамики

$$ds = \frac{dq}{T};$$

математическое понятие энтальпии

$$i = u + pv.$$

Связь между термодинамическими параметрами после задания условий протекания процесса ($v = \text{const}$; $p = \text{const}$ и т.д.) устанавливается с помощью таблиц или диаграмм водяного пара.

Рассмотрим вывод формул для подсчета теплоты, работы и изменения внутренней энергии, а также иллюстрацию в осях pv , Ts и is для следующих частных процессов.

Изохорный процесс ($v = \text{const}$ или $dv = 0$). Для изохорного процесса (рис. 2.16) работа изменения объема

$$l_{1-2} = 0.$$

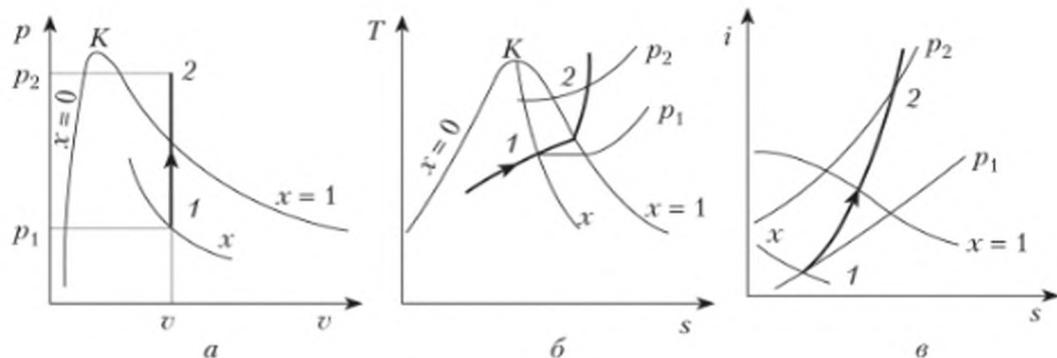


Рис. 2.16. Изохорный процесс

Теплота, участвующая в процессе,

$$q_{1-2} = u_2 - u_1.$$

Используя формулу $i = u + pv$, получим

$$q_{1-2} = i_2 - i_1 - v(p_2 - p_1). \quad (2.38)$$

Изобарный процесс ($p = \text{const}$ или $dp = 0$). Теплота, участвующая в изобарном процессе (рис. 2.17),

$$q_{1-2} = i_2 - i_1; \quad (2.39)$$

работа изменения объема

$$l_{1-2} = p(v_2 - v_1); \quad (2.40)$$

изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = q - l = i_2 - i_1 - p(v_2 - v_1).$$

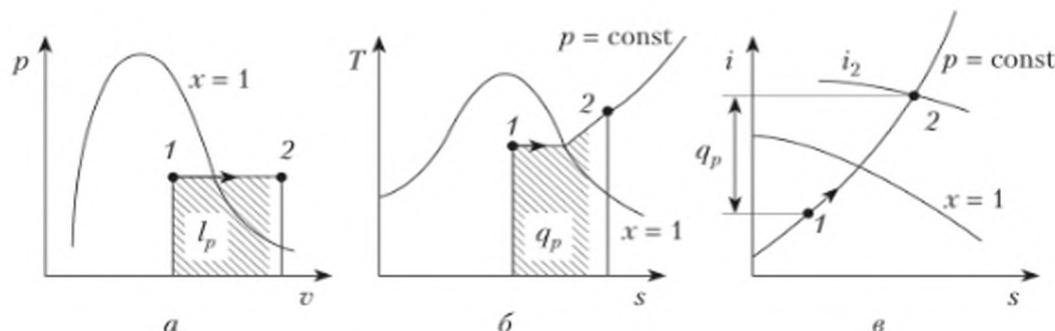


Рис. 2.17. Изобарный процесс

Если процесс протекает в области влажного пара, где изобарный процесс одновременно является изотермическим, то можно воспользоваться следующей формулой:

$$q = T(s_2 - s_1) = r(x_2 - x_1). \quad (2.41)$$

Изотермический процесс ($T = \text{const}$ или $dT = 0$) лишь в области влажного пара совпадает с изобарным. Их взаимное положение в координатах p - v , T - s и i - s представлено на рис. 2.18.

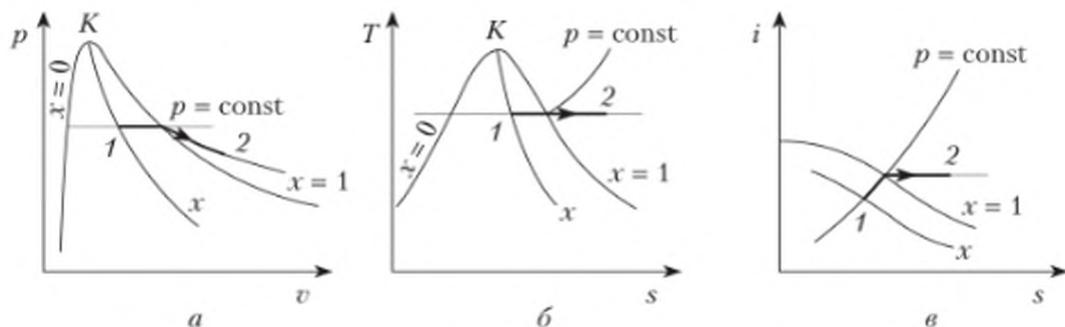


Рис. 2.18. Изотермический процесс

Теплота, участвующая в процессе,

$$q_{1-2} = T(s_2 - s_1); \quad (2.42)$$

изменение внутренней энергии

$$\Delta u = u_2 - u_1 = i_2 - i_1 - (p_2 v_2 - p_1 v_1); \quad (2.43)$$

работа изменения объема

$$l = q - \Delta u.$$

Адиабатный процесс ($s = \text{const}$ или $ds = 0$). Для адиабатного (без теплообмена) процесса $dq = 0$ и $dl = -du$ (рис. 2.19), следовательно,

$$l = -\Delta u = i_1 - i_2 - (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (2.44)$$

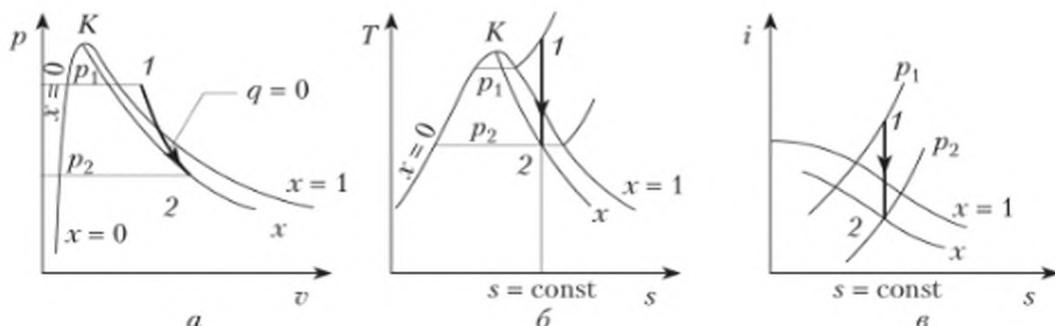


Рис. 2.19. Адиабатный процесс

Адиабатный процесс изменения состояния пара может быть приближенно описан эмпирическим уравнением

$$p v^k = \text{const.}$$

Для влажного пара с начальным паросодержанием x_1 показатель адиабаты определяют по эмпирической формуле [2]

$$k = 1,035 + 0,1x_1.$$

Таким образом, для сухого пара ($x = 1$) показатель адиабаты $k = 1,135$. Для перегретого пара опытным путем установлено, что $k = 1,3$. Это значение достаточно близко к действительному лишь при давлении пара не выше 4 МПа.

Следует иметь в виду, что этот показатель не равен отношению c_p/c_v (что справедливо для идеального газа), а является только эмпирическим показателем степени.

Дросселирование — это термодинамический процесс неравновесного расширения газа, пара или жидкости, происходящий без производства работы над внешней средой.

Если пренебречь изменением кинетической энергии потока пара до и после прохождения его через дросселирующее устройство, то процесс адиабатного дросселирования может быть выражен уравнением $di = 0$ или $i_2 = i_1$, означающим, что конечная удельная энтальпия процесса равна начальной. Это следует из уравнения первого начала термодинамики для потока:

$$dq = di + dl_{\text{пот}}$$

где при адиабатном дросселировании $dq = 0$ и $dl_{\text{пот}} = 0$, так как нет ни изменения работы истечения, ни отдачи технической работы вовне.

Следовательно, процесс адиабатного дросселирования — это процесс при постоянной удельной энтальпии (изоэнтальпный).

Наиболее просто и наглядно этот процесс иллюстрируется на is -диаграмме (рис. 2.20). В области низких давлений (правая часть диаграммы) изоэнтальпа практически совпадает с изотермой. В области высоких давлений линия $i = \text{const}$ пересекает изотермы, и в процессе дросселирования пара температура перегретого пара значительно снижается (охлаждающий эффект Джоуля — Томсона).

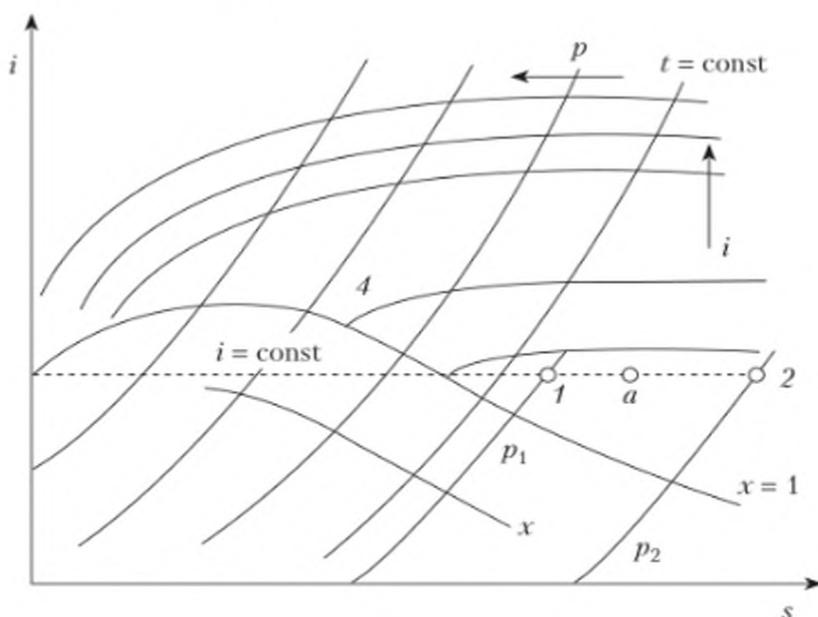


Рис. 2.20. Процесс дросселирования

Процесс дросселирования принадлежит к ярко выраженным неравновесным процессам, так как течение потока пара в этом случае может происходить только в область пониженного давления. При прохождении через дроссельный орган скорость струи резко возрастает, а затем в свободном сечении трубопровода за дросселем вновь принимает прежнее значение. Кинетическая энергия потока тратится на вихри и внутреннее трение, т.е. переходит вновь в теплоту с восстановлением прежнего значения удельной энтальпии. Как во всяком необратимом процессе, удельная энтропия возрастает (хотя $q = 0$). Горизонтальная прямая процесса дросселирования в диаграмме is не может рассматриваться как изображение, верное для всех последовательных равновесных состояний. Промежуточные точки не характеризуют действительных состояний пара в процессе; только начальная и конечная точки определяют равновесные состояния до и после необратимого процесса дросселирования.

2.4. Влажный воздух

2.4.1. Основные свойства влажного воздуха

Атмосферный воздух всегда содержит то или иное количество водяного пара. Смесь сухого воздуха с водяным паром называется *влажным воздухом*. Кроме водяного пара влажный воздух может содержать мельчайшие капельки воды (в виде тумана) или кристаллы льда (снег, ледяной туман).

В связи с возможностью перехода воды влажного воздуха в различные агрегатные состояния при изменении параметров атмосферного воздуха необходимо учитывать его специфические свойства.

Давление влажного воздуха равно сумме парциальных давлений сухого воздуха $p_{с.в}$ и водяного пара $p_{п}$:

$$p = p_{с.в} + p_{п}$$

Плотность влажного воздуха может быть определена как сумма плотности сухого воздуха $\rho_{с.в}$ и водяного пара $\rho_{п}$, взятых при парциальных давлениях и температуре смеси:

$$\rho = \rho_{с.в} + \rho_{п}$$

При заданных параметрах влажного воздуха всегда существует такое состояние, когда в нем находится максимальное количество водяного пара. Такой влажный воздух называется *насыщенным*. Он состоит из сухого воздуха и сухого насыщенного пара.

Для насыщенного воздуха парциальное давление водяного пара $p_{п}$ равно давлению его насыщения $p_{п}$ при температуре воздуха¹, т.е.

$$p_{п} = p_{п}$$

Если $p_{п} < p_{п}$, то водяной пар в воздухе будет в перегретом состоянии, а такой воздух называется *ненасыщенным*.

При охлаждении ненасыщенного воздуха состояние водяного пара, находящегося в нем, можно довести до состояния насыщения. Температура, до которой надо охладить ненасыщенный воздух данного влагосодержания, чтобы он стал насыщенным, называется *температурой точки росы* t_r . Определяется температура точки росы по таблицам насыщенного пара как температура насыщения при парциальном давлении пара. Если температура воздуха ниже температуры точки росы, то произойдет конденсация избытка влаги.

Кроме парциального давления и температуры точки росы состояние влажного воздуха может характеризоваться абсолютной и относительной влажностью, влагосодержанием.

Абсолютной влажностью воздуха называют массу водяного пара, содержащуюся в 1 м³ влажного воздуха. Она равна плотности пара во влажном воздухе:

¹ Здесь индекс «н» относится к насыщенному воздуху в отличие от индекса s, применяемого для водяного пара.

$$\rho_n = \frac{p_n}{R_n T}, \quad (2.45)$$

где R_n — газовая постоянная водяного пара.

Относительной влажностью воздуха φ называют отношение массы пара в 1 м³ влажного воздуха (ρ_n) к массе пара в 1 м³ насыщенного воздуха (ρ_n) при одинаковых давлениях и температурах:

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_n}. \quad (2.46)$$

Поскольку плотности ρ_n и ρ_n относят к одной и той же температуре, то по закону Бойля — Мариотта их отношение можно заменить отношением давлений:

$$\varphi = \frac{p_n}{p_n}. \quad (2.47)$$

Для насыщенного воздуха $\varphi = 1$ ($\varphi = 100\%$), для ненасыщенного — $\varphi < 1$.

При обработке воздуха в системах сушки, системах кондиционирования воздуха и т.п. изменяется его влажность, а количество сухого воздуха остается постоянным. Поэтому об изменении состояния воздуха в данных процессах удобнее судить по изменению количества влаги в 1 кг сухого воздуха. Эту величину называют *влажностью* и обозначают d . Она равна отношению массы пара, содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха, т.е.

$$d = \frac{M_n}{M_{с.в}} = \frac{\rho_n}{\rho_{с.в}}. \quad (2.48)$$

Величину d обычно измеряют в граммах на килограмм.

Если считать водяной пар идеальным газом, то уравнения состояния для пара и сухого воздуха, входящего в состав влажного воздуха, при общих T и V представимы как

$$\begin{aligned} p_n V &= M_n R_n T, \\ p_{с.в} V &= M_{с.в} R_{с.в} T, \end{aligned}$$

где $R_{с.в}$ — газовая постоянная сухого воздуха.

Разделив почленно одно уравнение на другое, получим

$$d = \frac{p_n}{p_{с.в}} \frac{R_{с.в}}{R_n} = 0,622 \cdot \frac{p_n}{p_{с.в}} = 0,622 \cdot \frac{p_n}{p - p_n}, \quad (2.48a)$$

где 0,622 — отношение молярной массы пара (18,016 кг/кмоль) к молярной массе сухого воздуха (28,96 кг/кмоль); p — давление влажного воздуха, Па.

Для насыщенного воздуха уравнение (2.48a) примет вид

$$d_n = 0,622 \cdot \frac{p_n}{p - p_n}, \quad (2.49)$$

где d_n — максимально возможное влагосодержание влажного воздуха (без наличия конденсированной воды).

Отношение влагосодержания d к максимально возможному влагосодержанию d_n влажного воздуха (при той же температуре и давлении смеси) называется *степенью насыщения*

$$\psi = \frac{d}{d_n}. \quad (2.50)$$

Связь между относительной влажностью воздуха φ и степенью насыщения ψ имеет вид

$$\psi = \varphi \frac{p - p_n}{p - p_n}. \quad (2.51)$$

Энтальпию влажного воздуха I определяют как сумму энтальпий сухого воздуха $i_{c.в}$ и водяного пара i_n и относят ее к 1 кг сухого воздуха, кДж/(кг сух. возд.):

$$I = i_{c.в} + \frac{i_n d}{1000} = 1,0048t + \frac{i_n d}{1000}, \quad (2.52)$$

где 1,0048 — изобарная теплоемкость сухого воздуха, кДж/(кг · К).

Энтальпию пара i_n находят по таблицам водяного пара или по эмпирической формуле

$$i_n = 2500 + 1,8068t, \quad (2.53)$$

где 2500 кДж/кг — открытая теплота парообразования воды; 1,8068t — теплота перегрева пара; t — температура влажного воздуха.

Массовую теплоемкость влажного воздуха рассчитывают по формуле

$$c = c_{c.в} + \frac{c_n d}{1000}. \quad (2.54)$$

При расчетах с влажным воздухом параметры насыщенного воздуха определяются по *психрометрическим таблицам*, в которых приводятся данные по парциальному давлению пара, влагосодержанию, плотности, теплоемкости и энтальпии насыщенного воздуха в зависимости от температуры.

Наряду с таблицами насыщенного воздуха в расчетах применяют диаграмму Id влажного воздуха, предложенную Л. К. Рамзиным. В координатах Id наносят зависимости основных параметров влажного воздуха: температуры, влагосодержания, относительной влажности, парциального давления и энтальпии при заданном барометрическом давлении (рис. 2.21). По оси ординат откладывают энтальпию на 1 кг сухого воздуха, а по оси абсцисс — влагосодержание воздуха (в граммах на 1 кг сухого воздуха). Для удобства расположения отдельных линий диаграмму строят в косоугольной системе координат с углом между осями 135° . Линии постоянной энтальпии ($I = \text{const}$) проходят под углом 135° к ординатам, а линии постоянного влагосодержания ($d = \text{const}$) располагаются параллельно оси ординат.

На диаграмме Id наносят линии постоянной температуры ($t = \text{const}$) и относительной влажности ($\varphi = \text{const}$).

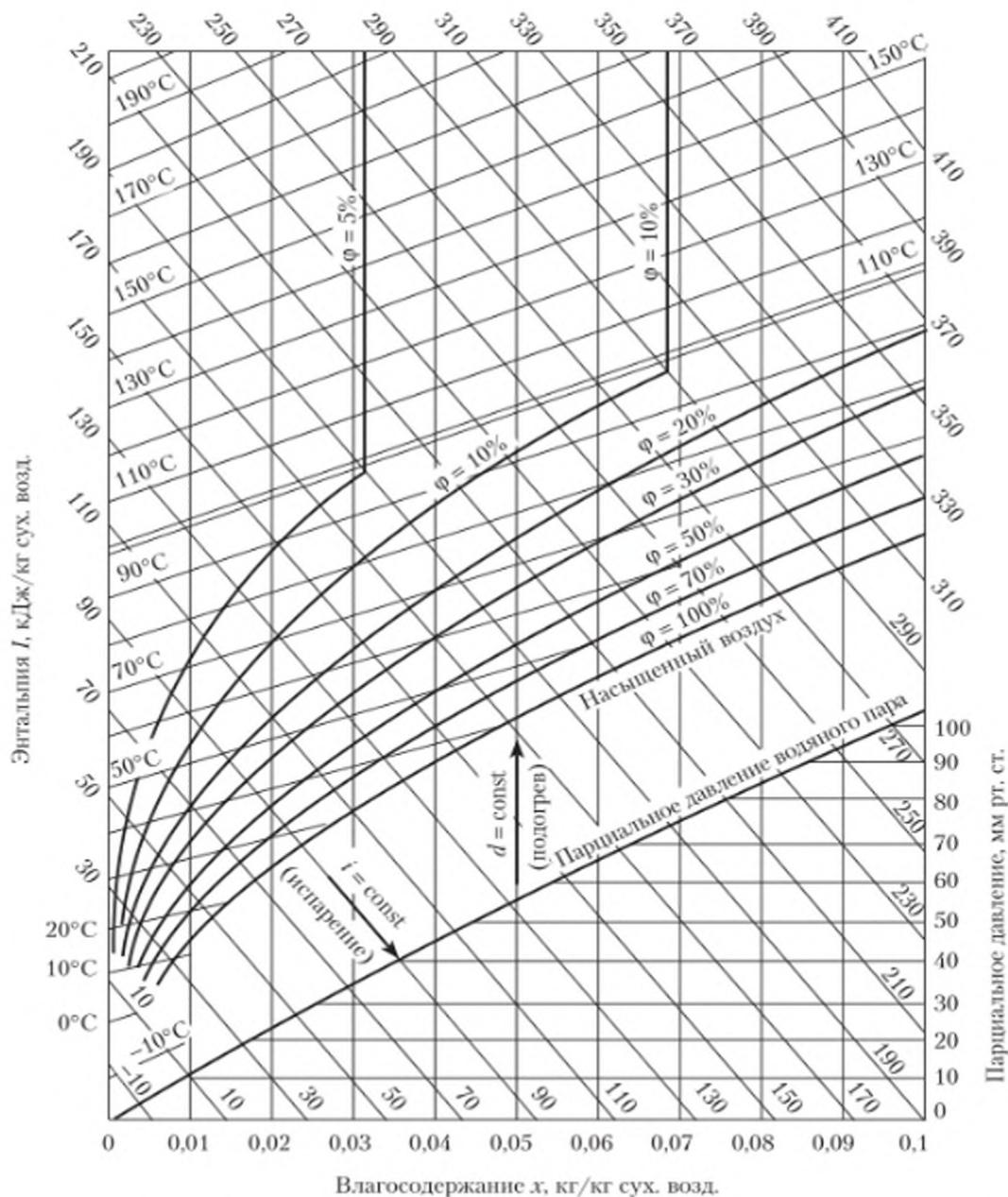


Рис. 2.21. Диаграмма Id для влажного воздуха при давлении 760 мм рт. ст.

Кривую с относительной влажностью $\varphi = 100\%$ строят по данным таблиц насыщенного воздуха. Область диаграммы выше этой кривой относится к области ненасыщенного влажного воздуха, а область диаграммы ниже кривой насыщения ($\varphi = 100\%$) характеризует состояние пересыщенного влажного воздуха, т.е. когда насыщенный воздух содержит влагу в жидкой или твердой фазе (туман). Поскольку эта часть диаграммы не используется в расчетах, то ее и не строят. В данной части диаграммы проводят линию парциального давления пара.

Диаграмму Id строят для определенного барометрического давления. На рис. 2.21 приведена диаграмма Id для давления 760 мм рт. ст.

Линия насыщения ($\phi = 100\%$) и другие линии относительной влажности ($\phi < 100\%$) при разных барометрических давлениях различны, так как при различных давлениях в объеме 1 кг воздуха содержится различное количество пара. Несмотря на это, по Id -диаграмме, построенной для заданного барометрического давления, можно производить расчеты параметров влажного воздуха и для других давлений. Любая кривая $\phi = \text{const}$ на данной Id -диаграмме может быть использована для любых барометрических давлений, однако величина относительной влажности окажется различной и определяется отношением $p/\phi = \text{const}$. Так, линия насыщения для различных давлений будет соответствовать линиям диаграммы Id для $p = 760$ мм рт. ст. по соотношению

$$\frac{p}{\phi} = \frac{760}{1} = \frac{380}{0,5} = \frac{608}{0,8} = \dots = \text{const};$$

$$\frac{760}{\phi_{760}} = \frac{p}{\phi} = \text{const}. \quad (2.55)$$

Таким образом, по (2.55) легко установить, что: давлению $p = 380$ мм рт. ст. соответствует $\phi = 0,5$; давлению $p = 608$ мм рт. ст. — $\phi = 0,8$ и т.д.

2.4.2. Основные процессы изменения состояния влажного воздуха

Если на диаграмме Id известна точка, характеризующая состояние воздуха, то легко определить все параметры его состояния (рис. 2.22). Когда состояние влажного воздуха характеризуется точкой A , лежащей выше кривой $\phi = 100\%$, водяной пар в воздухе будет находиться в перегретом состоянии. Если заданная точка A' находится на кривой насыщения, то водяной пар в воздухе будет в состоянии насыщения. И наконец, если заданная точка A'' лежит ниже кривой насыщения, то температура влажного воздуха будет ниже температуры насыщения и в нем будет влажный пар, т.е. смесь сухого насыщенного пара и капелек воды.

По диаграмме Id может быть найдена температура точки росы. Для этого необходимо из точки, характеризующей заданное состояние влажного воздуха, провести прямую, параллельную оси ординат до пересечения с кривой $\phi = 100\%$. Изотерма, пересекающая в указанной точке кривую насыщения, будет характеризовать температуру точки росы t_p .

На диаграмме Id можно построить различные процессы изменения состояния влажного воздуха.

Смещение воздуха различных состояний. Рассмотрим процесс смешения воздуха, состояние которого характеризуется параметрами в точках 1 и 2 на рис. 2.23. Воздух с параметрами t_1 и ϕ_1 имеет массу M_1 (кг), а воздух с параметрами t_2 и ϕ — массу M_2 . Требуется определить его состояние после смешения.

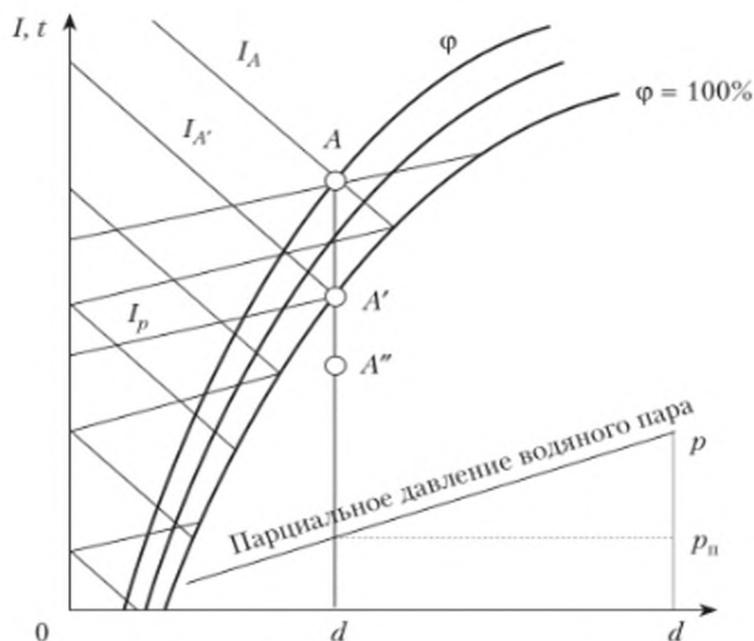


Рис. 2.22. Определение параметров состояния

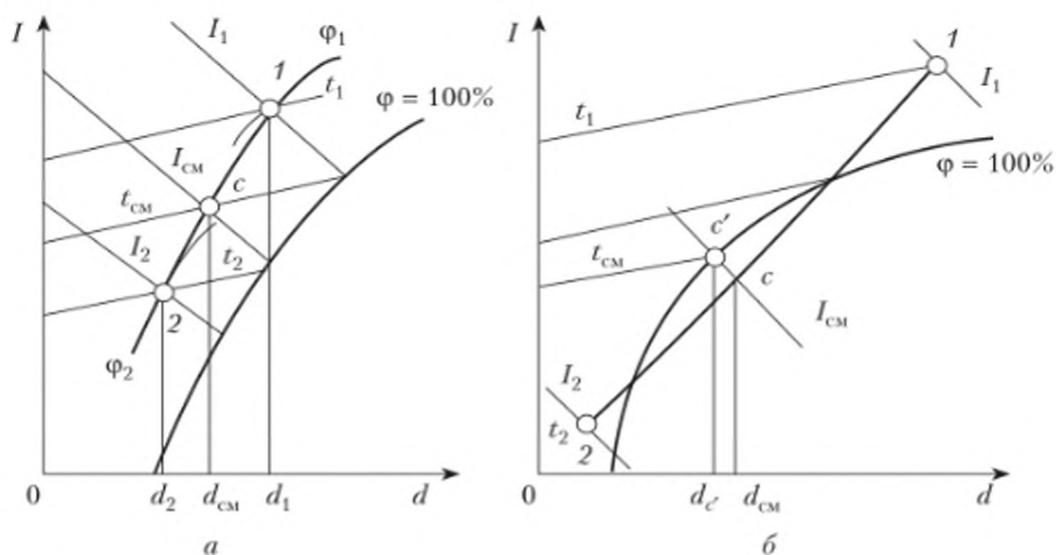


Рис. 2.23. Процесс смешения воздуха различных состояний:
 а – без образования тумана; б – с образованием тумана

Уравнение теплового баланса при смешении воздуха

$$M_1 I_1 + M_2 I_2 = (M_1 + M_2) I_{см}, \quad (2.56)$$

уравнение баланса влаги

$$M_1 d_1 + M_2 d_2 = (M_1 + M_2) d_{см}, \quad (2.57)$$

Из приведенных уравнений можно найти энтальпию и влагосодержание смеси:

$$I_{\text{см}} = \frac{M_1 I_1 + M_2 I_2}{M_1 + M_2}, \quad (2.58)$$

$$d_{\text{см}} = \frac{M_1 d_1 + M_2 d_2}{M_1 + M_2}. \quad (2.59)$$

Преобразуя уравнения, получим

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{I_1 - I_{\text{см}}}{I_{\text{см}} - I_2} = \frac{d_1 - d_{\text{см}}}{d_{\text{см}} - d_2}.$$

Отсюда следует, что процесс смешения изобразится прямой линией, проходящей через три точки 1, 2 и с. Точка с может быть найдена либо по вычисленным значениям $I_{\text{см}}$ и $d_{\text{см}}$, либо графически, если расстояние между точками 1 и 2 разделить обратно пропорционально массам смешиваемого воздуха:

$$\frac{M_1}{M_2} = \frac{c-2}{c-1}.$$

Охлаждение влажного воздуха. Возможны два случая:

- 1) когда температура охлаждающей поверхности выше температуры точки росы t_p или равна ей;
- 2) когда температура охлаждающей поверхности ниже t_p .

В первом случае охлаждение влажного воздуха от t_0 до t_p не сопровождается конденсацией влаги на поверхности охлаждения. Процесс охлаждения на диаграмме Id протекает по линии $d = \text{const}$. В предельном случае он заканчивается на линии $\phi = 100\%$ (рис. 2.24, а). Относительная влажность в данном процессе возрастает от ϕ_1 до ϕ_2 . Рассмотренный процесс называется *сухим охлаждением воздуха*.

Во втором случае (рис. 2.24, б) процесс охлаждения воздуха сопровождается его осушением. На охлаждающей поверхности, имеющей температуру ниже температуры точки росы ($t_{\text{о.п.}} < t_p$), образуется слой конденсата, и воздух, соприкасающийся с ним, будет находиться в насыщенном состоянии.

Вблизи поверхности охлаждения состояние насыщенного воздуха на Id -диаграмме определяется точкой 2, в которой температура его равна средней температуре охлаждающей поверхности ($t_2 = t_{\text{о.п.}}$), а относительная влажность $\phi = 100\%$. По мере удаления от поверхности охлаждения температура воздуха возрастает. Таким образом, процесс охлаждения воздуха в поверхностном охладителе можно представить как процесс смешения воздуха, поступающего в охладитель (точка 1), и насыщенного воздуха у поверхности охлаждения (точка 2). На Id -диаграмме данный процесс условно изображается прямой линией 1–2. Состояние воздуха на выходе из охладителя должно определяться точкой с, лежащей на прямой (см. рис. 2.24, б). Положение точки с при прочих равных условиях зависит от величины поверхности охлаждения.

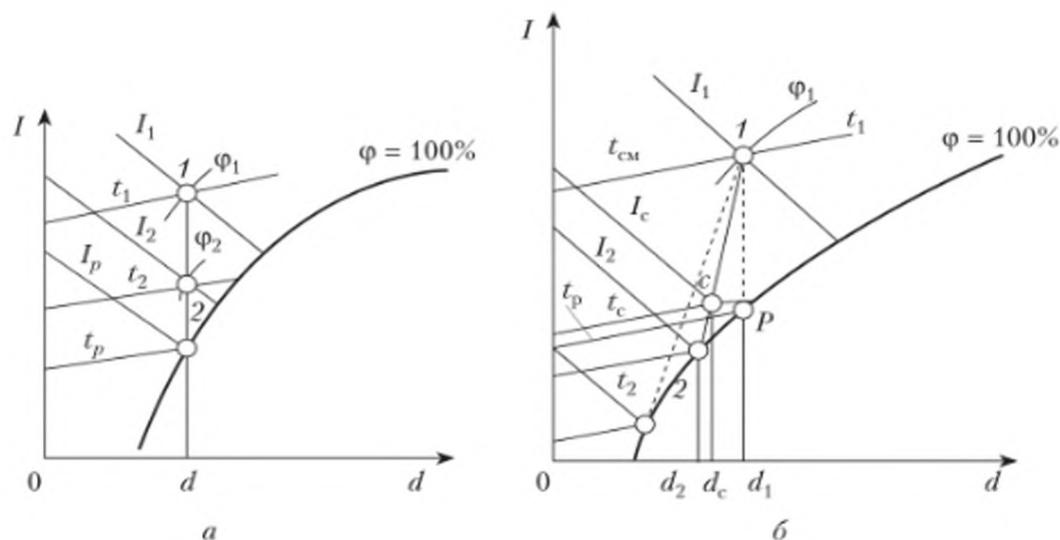


Рис. 2.24. Сухое (а) и «мокрое» (б) охлаждение

Рассмотренный процесс называется «мокрым» охлаждением. При таком охлаждении воздуха его влагосодержание уменьшается на величину

$$\Delta d = d_1 - d_c$$

Одновременно с понижением температуры воздуха понижается его относительная влажность. Если задано состояние воздуха на входе в охладитель (точка 1), то область «мокрого» охлаждения на диаграмме $I-d$ ограничивается линией $1-p$ ($d = \text{const}$), характеризующей предельный процесс при сухом охлаждении, и линией $1-K$, касательной к линии насыщения $\varphi = 100\%$ в точке K (см. рис. 2.24, б).

Подогрев влажного воздуха. При прохождении через поверхностный подогреватель влажный воздух подогревается без изменения влагосодержания ($d = \text{const}$). Относительная влажность его в данном случае понижается.

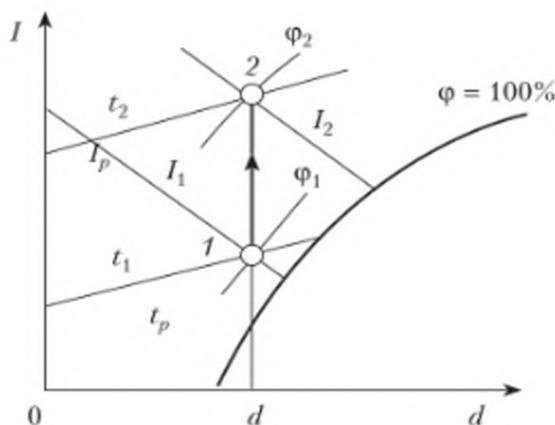


Рис. 2.25. Подогрев влажного воздуха

На диаграмме Id (рис. 2.25) изменение состояния воздуха при подогреве изображается вертикальной прямой. Точка 1 соответствует начальному, а точка 2 — конечному состоянию воздуха. Положение точки 2 на диаграмме можно определить по температуре воздуха на выходе из подогревателя.

Контрольные вопросы и задания

1. Укажите условия протекания равновесных и неравновесных процессов. В чем заключается целесообразность подобного разделения?
2. Каковы общие принципы и этапы исследования частных термодинамических процессов?
3. Запишите уравнение адиабатного процесса в системах координат pV и Ts .
4. Что такое политропные процессы? В чем заключается смысл их логарифмического представления?
5. Укажите три группы политропных процессов. Каков порядок их исследования? Приведите схемы преобразования энергии, а также рабочую и тепловую диаграммы этих процессов.
6. Дайте определения терминам «статическое равновесие» и «динамическое равновесие». Изобразите фазовую диаграмму для воды.
7. Изобразите is -диаграмму для воды и водяного пара. Как показать на диаграмме частные процессы с водой и водяным паром?
8. Дайте определения терминам «температура точки росы», «абсолютная влажность воздуха» и «относительная влажность воздуха».
9. Какова физика процессов смешения, охлаждения и подогрева влажного воздуха?

Тест

1. Площадь под линией процесса в координатах pV характеризует ...
 - изменение параметров;
 - работу;
 - теплоту.
2. Площадь под линией процесса в координатах Ts характеризует ...
 - изменение параметров;
 - работу;
 - теплоту.
3. В координатах is площадь под линией процесса ...
 - показывает работу процесса;
 - показывает количество теплоты, участвующей в процессе;
 - не имеет физического смысла.
4. Для изохорного процесса уравнение первого закона термодинамики выражается равенством ...
 - $Q = L$;
 - $\Delta U = Q$;
 - $\Delta U = L$.
5. Для вычисления приращения удельной энтропии в изохорном процессе в формулу

$$\Delta s_e = x \ln \frac{T_2}{T_1}$$

вместо x нужно подставить ...

- R ;
- c_v ;
- c_p .

6. Работу в изобарном процессе можно вычислить по формуле ...

- $R(T_2 - T_1)$;
- $c_v(T_2 - T_1)$;
- $c_p(T_2 - T_1)$.

7. Адиабатный процесс — это процесс, в котором нет ...

- теплообмена;
- обмена массой;
- изменения температуры.

8. Для адиабатного процесса ...

- работа равна теплоте;
- работа равна увеличению энтальпии;
- работа равна уменьшению внутренней энергии.

9. Внутренняя энергия не изменяется в ... процессе.

- адиабатном;
- изохорном;
- изотермическом;
- изобарном.

10. В процессе дросселирования не изменяется ...

- энтропия;
- давление;
- энтальпия.

11. Процесс дросселирования предназначен для снижения ...

- энтропии;
- давления;
- энтальпии.

12. Политропа с показателем $n = 1,25$ относится к политропам ... группы.

- первой;
- второй;
- третьей.

13. Доля теплоты x , расходуемая в политропном процессе на изменение внутренней энергии, определяется по формуле ...

- $x = \frac{\Delta u}{q}$;
- $x = \frac{\Delta l}{q}$;
- $x = \frac{q}{l}$.

14. Степень сухости пара x не может быть больше ...

- 0;
- 1,0;
- 0,5.

Глава 3

РАБОЧИЙ ПРОЦЕСС В ТУРБИНЕ И КОМПРЕССОРЕ

3.1. Идеальная газовая турбина и идеальный компрессор

Рассмотренные ранее политропные процессы совершаются в условиях замкнутой системы, когда превращаемой энергией тела является его внутренняя энергия, а механической работой — работа изменения объема.

Вместе с тем в теплоэнергетике широко используются процессы превращения энергии в условиях открытой системы (потока). Для таких процессов, совершающихся в турбине или компрессоре любого конструктивного оформления, характерно то, что разностью кинетических энергий на входе и выходе устройств можно пренебречь. В этом случае выражение первого закона термодинамики принимает вид

$$dl_{\text{тех}} = dq - di \text{ или } dq = di + d\frac{W^2}{2} + dl_{\text{тех}},$$

где W — скорость движения потока; $l_{\text{тех}}$ — техническая работа.

В случае адиабатного процесса получим

$$dl_{\text{тех}} = -di \text{ или } l_{\text{тех}} = i_1 - i_2, \quad (3.1)$$

где i_1 и i_2 — удельные энтальпии рабочего тела перед входом его в турбину (компрессор) и после выхода.

Таким образом, независимо от типа турбины и свойств рабочего тела удельная работа потока в турбине производится за счет уменьшения удельной энтальпии рабочего тела. Применительно к компрессорам, независимо от их типа и конструктивного исполнения, затраченная на привод компрессора (отрицательная) техническая работа преобразуется в увеличение энтальпии рабочего тела. Графически работа турбины и компрессора представлена на рис. 3.1.

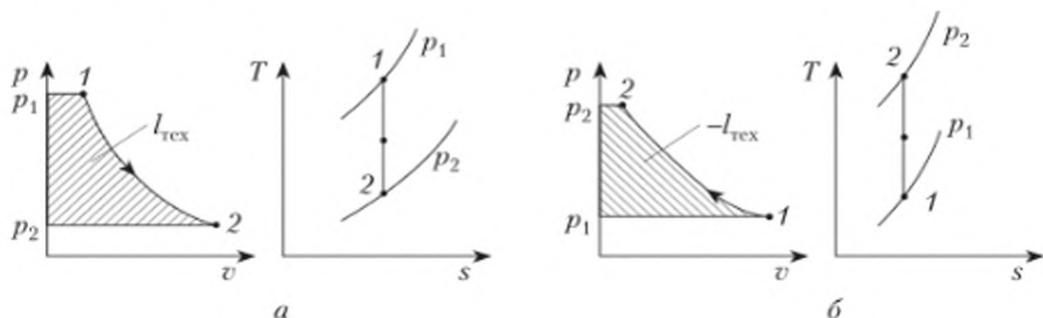


Рис. 3.1. Работа турбины (а) и компрессора (б)

Для газовых турбин работу принято вычислять через термические параметры p и v . Для получения такой зависимости приравняв правые части (1.45а), (1.45б) выражения первого закона термодинамики (см. параграф 1.6.1), получаем

$$dl_{\text{тех}} = -vdp \text{ или } l_{\text{тех}} = -\int_1^2 vdp. \quad (3.2)$$

Соотношение между работой изменения объема l и технической работой $l_{\text{тех}}$ найдем из уравнения политропного процесса в дифференциальной форме (2.18):

$$-vdp = npdv \text{ или } l_{\text{тех}} = nl, \quad (3.2a)$$

т.е. удельная работа открытой системы (потока) в n раз больше удельной работы изменения объема.

Выражение (3.2а) позволяет использовать выведенные ранее при исследовании политропных процессов формулы для работы изменения объема.

Компрессоры – машины, предназначенные для повышения давления газообразных тел. По принципу работы компрессоры подразделяются на поршневые, центробежные и осевые.

Рассмотрим идеальный поршневой компрессор, в котором отсутствуют потери, свойственные реальным машинам. Принципиальная схема поршневого компрессора и его индикаторная диаграмма изображены на рис. 3.2. При движении поршня вниз через всасывающий клапан в цилиндр поступает газ при давлении p_1 . Всасывание на диаграмме изображается линией $a-1$. При обратном ходе поршня и закрытых клапанах происходит сжатие газа до требуемого давления p_2 (процесс $1-2$). По достижении давления p_2 открывается нагнетательный клапан и сжатый газ выталкивается из цилиндра (процесс $2-b$).

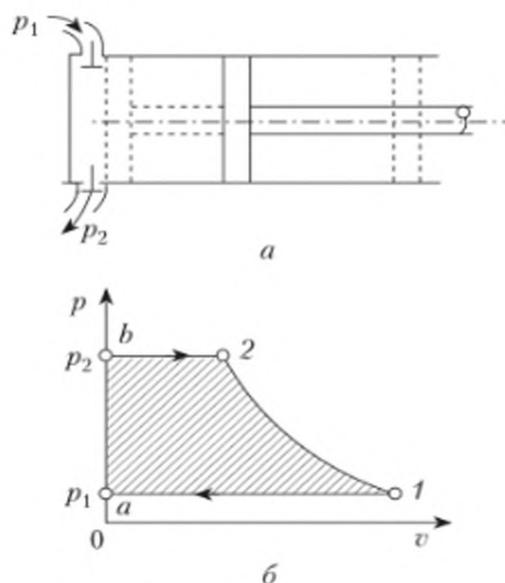


Рис. 3.2. Схема устройства (а) и теоретическая индикаторная диаграмма поршневого компрессора (б)

Приведенная индикаторная диаграмма идеального компрессора не может быть отождествлена с термодинамическим циклом, поскольку при работе такого компрессора отсутствует термодинамическая замкнутость процессов. Процессы всасывания и нагнетания протекают с переменным количеством рабочего тела, поэтому не являются термодинамическими изобарами.

Площадь индикаторной диаграммы $a-1-2-b$ выражает работу, расходуемую компрессором за один оборот его вала.

В теории компрессорных машин принято иное правило знаков для работы и тепла, чем в термодинамике тепловых двигателей. Затраченная работа считается положительной, подведенная теплота — отрицательной.

Учет изменения правила знаков позволяет получить расчетные формулы работы на привод компрессора из выведенных ранее формул работы изменения объема в процессах увеличением последних в n раз и сменой мест компонентов в скобках формулы (2.20б).

Работа, затраченная на привод компрессора, равна алгебраической сумме работ всасывания, сжатия и нагнетания. Сжатие газа может происходить по изотерме, адиабате и политропе.

Изотермическое сжатие:

$$l_{\text{изт}} = p_2 v_2 + RT \ln \frac{p_2}{p_1} - p_1 v_1 = RT \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (3.3)$$

Первый член в (3.3) учитывает работу нагнетания, второй — работу изотермического сжатия, а третий — работу всасывания. При изотермическом сжатии работа нагнетания $p_2 v_2$ равна работе всасывания $p_1 v_1$.

Адиабатное сжатие:

$$l_{\text{ад}} = p_2 v_2 + \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{k-1} - p_1 v_1$$

или

$$l_{\text{ад}} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]. \quad (3.4)$$

Политропное сжатие:

$$l_{\text{п}} = p_2 v_2 + \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{n-1} - p_1 v_1$$

или

$$l_{\text{п}} = \frac{n}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = \frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right], \quad (3.5)$$

где n — показатель политропы.

На диаграммах $p v$ и $T s$, приведенных на рис. 3.3, показаны процессы сжатия по изотерме, адиабате и политропе.

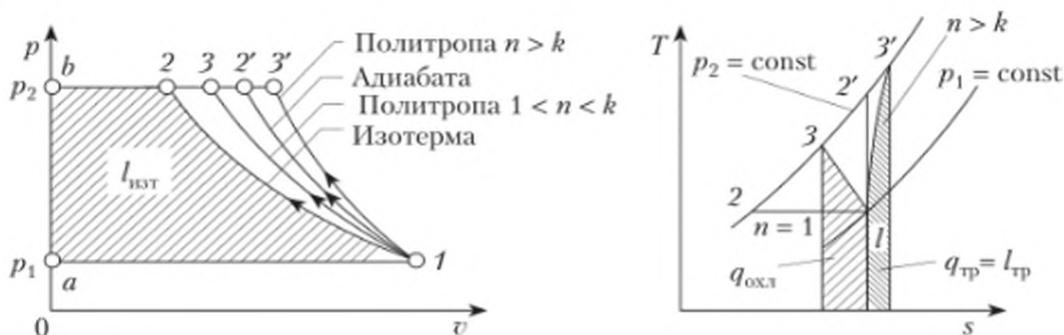


Рис. 3.3. Диаграммы различных процессов сжатия в одноступенчатом поршневом компрессоре

Наиболее выгодным является изотермическое сжатие (процесс 1–2). Для осуществления изотермического сжатия цилиндр компрессора необходимо интенсивно охлаждать для поддержания температуры сжимаемого газа на постоянном уровне. На практике по техническим причинам этого не удастся достигнуть. Действительный процесс сжатия с охлаждением протекает по политропе при $1 < n < k$ (процесс 1–3). Сжатие по адиабате возможно в идеальном неохлаждаемом компрессоре (процесс 1–2'), а в реальном компрессоре, где при внутреннем трении $n > k$, – в процессе 1–3'.

3.2. Многоступенчатые компрессоры

При политропном и адиабатном сжатии температура газа повышается. При этом чем выше давление сжатого газа, тем значительно повышается его температура. Так, при $p_2/p_1 = 100$ и $n = 1,3$

$$\frac{T_2}{T_1} = 2,9,$$

что при $t_1 = 25^\circ\text{C}$ дает $t_2 = 600^\circ\text{C}$. По условиям смазки поршневого компрессора температура газа в конце сжатия не должна превышать $160\text{--}180^\circ\text{C}$.

Для получения высоких давлений при указанных условиях необходимо применять *многоступенчатое сжатие*. В этом случае происходит последовательное повышение давления газа в ряде цилиндров с промежуточным его охлаждением до начальной температуры.

На рис. 3.4 показана схема трехступенчатого компрессора с двумя промежуточными охладителями газа 1 и 2.

Рабочий процесс такого компрессора на $p-v$ - и Ts -диаграммах представлен на рис. 3.5. В первой ступени происходит политропное сжатие 1–a от начального давления p_1 до некоторого промежуточного давления p_1 . При этом температура газа повышается от T_1 до T_2 и отводится теплота q_{1-a} (площадь на диаграмме Ts). Затем газ направляется в промежуточный охладитель 1, где при постоянном давлении p_1 он охлаждается до начальной температуры T_1 (процесс a–b на диаграммах $p-v$ и Ts). От рабочего тела

при этом отводится теплота q_{ab} . Охлажденный газ сжимается во второй ступени в процессе $b-c$ до давления p_{II} и затем охлаждается (процесс $c-d$) в охладителе 2. В этих процессах отводится теплота q_{bc} и q_{cd} . В третьей ступени компрессора газ сжимается до конечного давления p_2 в процессе $d-2$, причем сжатие сопровождается отводом теплоты q_{d-2} .

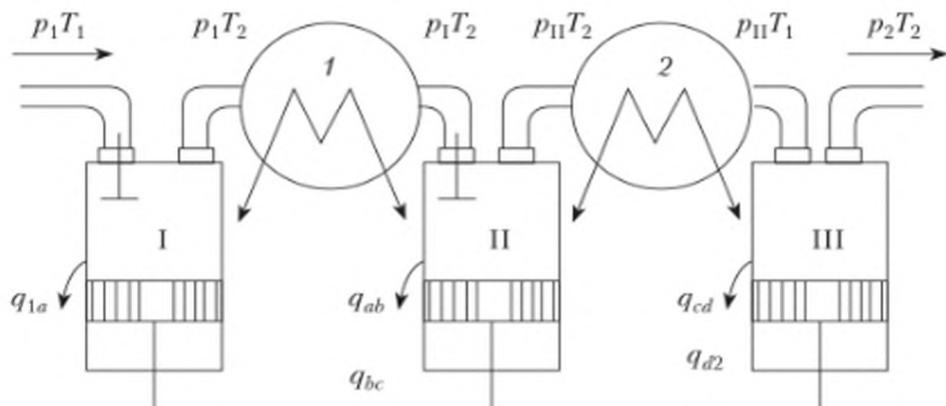


Рис. 3.4. Схема трехступенчатого компрессора с двумя промежуточными охладителями газа

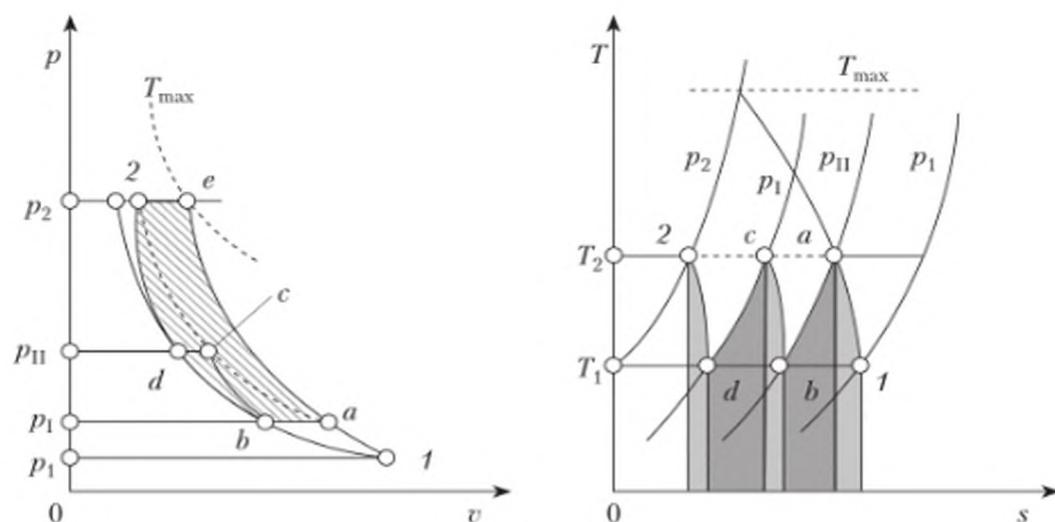


Рис. 3.5. Рабочий процесс трехступенчатого компрессора

Описанный способ повышения давления в трехступенчатом компрессоре позволяет получить экономию в потребляемой работе по сравнению с одноступенчатым компрессором (на рис. 3.5 это процесс $1-e$, которому соответствует заштрихованная площадь на диаграмме $p-v$).

Если охлаждение в промежуточных охладителях производится до начальной температуры и температура в конце сжатия во всех ступенях компрессора одна и та же, то и степень повышения давления χ по ступеням распределяется равномерно:

$$x = \frac{p_1}{P_1} = \frac{P_{II}}{P_1} = \frac{P_2}{P_{II}}$$

или

$$\frac{P_2}{P_{II}} \frac{P_{II}}{P_1} \frac{P_1}{P_1} = \frac{P_2}{P_1} = x^3,$$

откуда

$$x = \sqrt[3]{\frac{P_2}{P_1}}$$

При z ступенях сжатия

$$x = \sqrt[z]{\frac{P_2}{P_1}}, \quad (3.6)$$

где p_2 — заданное конечное (максимальное) давление газа после сжатия в последней ступени.

По формуле (3.6) подбирают рациональное число ступеней компрессора и вычисляют степень повышения давления в одной ступени.

При рассмотренных условиях распределения давления по ступеням компрессора работа, затрачиваемая в каждой ступени, одинакова. Поэтому

$$l_k = z l_{ст}. \quad (3.7)$$

Теплота, кДж/с, отводимая в компрессоре в процессе сжатия и в процессе изобарного охлаждения в промежуточных холодильниках, рассчитывается по формуле

$$Q_{охл} = M_s [z q_{1-a} + (z-1) q_{a-b}], \quad (3.8)$$

где M_s — массовый расход газа, кг/с; q_{1-a} — теплота, отводимая в политропном процессе сжатия в одной ступени компрессора, кДж/кг;

$$q_{1-a} = c(T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1); \quad (3.9)$$

q_{a-b} — теплота, отводимая в одном охладителе газа, кДж/кг;

$$q_{a-b} = c_p (T_2 - T_1).$$

3.3. Работа и коэффициент полезного действия реальных компрессоров

В реальном неохлаждаемом компрессоре процесс сжатия (повышения давления) сопровождается трением, на преодоление которого затрачивается работа $l_{тр}$, преобразующаяся в теплоту $q_{тр}$. Такой процесс описывается политропой 3-й группы, где $n > k$ (см. процесс 1-3' на рис. 3.3).

Степень приближения реальных процессов в компрессоре к идеальным оценивается изотермическим или адиабатическим КПД. Так, для охлажда-

емых поршневых компрессоров идеальным является изотермическое повышение давления. Для таких компрессоров изотермический КПД определяют по

$$\eta_{\text{изт}} = \frac{M_s I_{\text{изт}}}{N_e} = \frac{M_s R T \ln \frac{p_2}{p_1}}{N_e}, \quad (3.10)$$

где N_e – эффективная мощность на привод компрессора, кВт.

Для неохлаждаемых центробежных компрессоров идеальным является адиабатный процесс сжатия. Для таких компрессоров адиабатический КПД рассчитывают как

$$\eta_{\text{ад}} = \frac{M_s I_{\text{ад}}}{N_e} = \frac{M_s \frac{k}{k-1} R T_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{N_e}. \quad (3.11)$$

Задавшись значением $\eta_{\text{изт}}$ или $\eta_{\text{ад}}$, можно подсчитать эффективную мощность на привод компрессора и подобрать соответствующий двигатель.

3.4. Принципиальная схема газотурбинной установки и процессы в ней

Принципиальная схема простейшей газотурбинной установки (ГТУ) представлена на рис. 3.6. Она включает компрессор 1, камеру сгорания 2, куда к воздуху подается топливо, и турбину 3. Вал турбины и компрессора соединен муфтой.

На рис. 3.7 представлены процессы, происходящие в ГТУ.

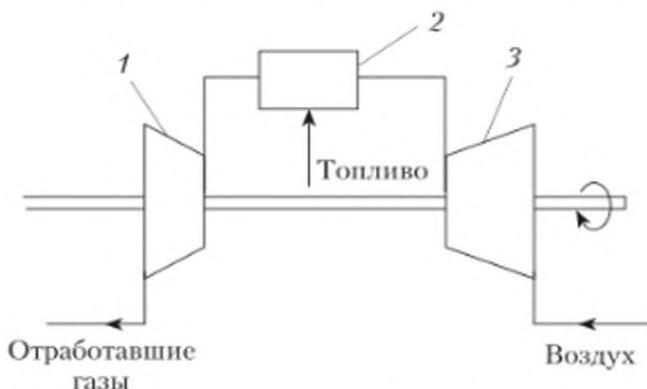


Рис. 3.6. Принципиальная схема газотурбинной установки:
1 – компрессор; 2 – камера сгорания; 3 – турбина

Работа ГТУ складывается из технической работы на привод компрессора (отрицательной) и технической работы турбины (положительной):

$$I_{\text{ГТУ}} = I_{\text{тех}} - I_{\text{к}}. \quad (3.12)$$

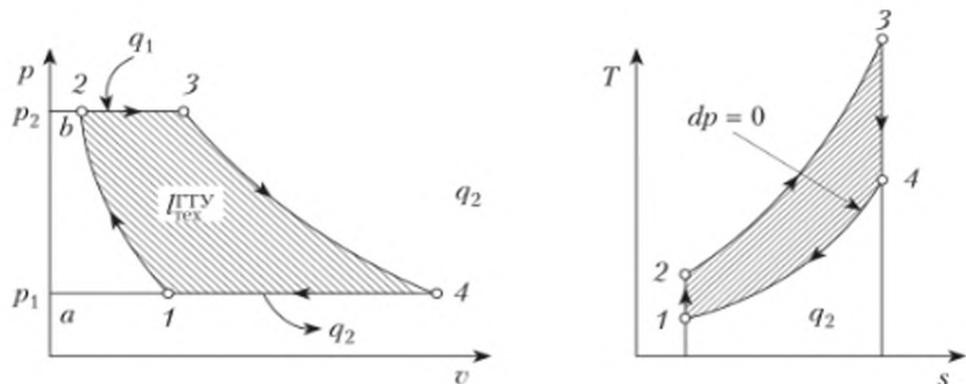


Рис. 3.7. Идеальный цикл ИТУ

Графически эта работа представлена на $p-v$ -диаграмме площадью $1-2-3-4$.

На тепловой диаграмме работа ИТУ представляет собой разность теплоты q_1 , подводимой к воздуху в камере сгорания, и теплоты q_2 , отводимой с отработавшими газами в атмосферу.

Контрольные вопросы и задания

1. Объясните природу преобразования энергии в турбине (на базе анализа первого начала термодинамики для открытой системы).
2. Объясните природу преобразования энергии в компрессоре.
3. В каких случаях и с какой целью применяются одноступенчатые и многоступенчатые компрессоры?
4. В чем заключается различие между адиабатным и изотермическим КПД?
5. Изобразите принципиальную схему газотурбинной установки.

Тест

1. Работа потока выражается формулой ...
 - $l_{\text{пот}} = -\int v dp$;
 - $l_{\text{пот}} = \int p dv$;
 - $l_{\text{пот}} = \int v dp$.
2. В компрессорах происходит ...
 - производство технической работы за счет уменьшения энтальпии;
 - преобразование технической работы в увеличение энтальпии;
 - преобразование теплоты в работу.
3. Многоступенчатое сжатие в компрессорах по сравнению с одноступенчатым ...
 - снижает затраты мощности;
 - увеличивает затраты мощности;
 - не влияет на затраты мощности.
4. Наиболее выгодным является сжатие в компрессоре, происходящее ...
 - по изобаре;
 - по изотерме;

- по адиабате;
- по политропе.

5. Изотермический КПД компрессора определяется по формуле ...

$$\bullet \eta_{из} = \frac{M_s RT \ln \frac{v_2}{v_1}}{N_e};$$

$$\bullet \eta_{из} = \frac{M_s RT \ln \frac{p_2}{p_1}}{N_e};$$

$$\bullet \eta_{из} = \frac{M_s RT \ln \frac{T_2}{T_1}}{N_e}.$$

6. Адиабатный КПД компрессора определяется по формуле ...

$$\bullet \eta_{ад} = \frac{M_s \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{N_e};$$

$$\bullet \eta_{ад} = \frac{M_s \frac{v_1}{v_1-1} RT_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{N_e};$$

$$\bullet \eta_{ад} = \frac{M_s \frac{k}{k-1} RT_1 \left[\left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}{N_e}.$$

7. Увеличение числа ступеней при многоступенчатом сжатии приближает процесс сжатия ...

- к адиабатному;
- изотермическому;
- изохорному.

8. При числе степеней сжатия z степень повышения давления по ступеням определяется из выражения ...

$$\bullet x = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{z}};$$

$$\bullet x = \sqrt[z]{\frac{p_1}{p_2}};$$

$$\bullet x = \sqrt[z]{\frac{p_2}{p_1}}.$$

9. В турбинах происходит ...

- превращение теплоты в работу;
- производство технической работы за счет уменьшения энтальпии;
- увеличение энтальпии за счет технической работы.

10. Газотурбинная установка сочетает работу ...

- нескольких компрессоров;
- компрессора, турбины и камеры сгорания;
- нескольких турбин и котла.

Глава 4

ТЕРМОДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПОТОКОВ

4.1. Особенности преобразования энергии в потоке упругой жидкости. Параметры торможения

Термодинамика потока, изучающая закономерности преобразования энергии в открытой системе, движущейся со значительными скоростями, представляет собой основы курса газовой динамики. Термодинамическая теория газового потока позволяет определить скорость истечения газа, его расход, геометрические размеры аппарата.

Течение упругой жидкости (газа)¹ рассматривается как равновесный обратимый процесс. Жидкость любого элементарного объема, выделенного из потока, находится в равновесии, что позволяет применить к ней *уравнение состояния*.

Состояние в каждой точке потока характеризуется теми же известными параметрами состояния (статическими параметрами), а также скоростью движения газа W .

Если на пути газа поставить преграду, то в результате адиабатного торможения потока до нулевой скорости удельная кинетическая энергия преобразуется в теплоту. При этом возрастают температура, давление, плотность и другие параметры газа, которые называют *параметрами торможения* и обозначают как T^* , p^* , ρ^* и т.д.

Удельная энтальпия торможения i^* возрастает на величину кинетической энергии, преобразующейся в теплоту:

$$i^* = i + \frac{W^2}{2}. \quad (4.1)$$

Абсолютная температура торможения определяется следующим образом. Так как

$$i - i_0 = c_p(T - T_0),$$

а при $T_0 = 0$ и $i_0 = 0$

$$i = c_p T \text{ и } i^* = c_p T^*,$$

то

$$T^* = T + \frac{W^2}{2c_p}. \quad (4.2)$$

¹ *Упругая жидкость* (жидкость Максвелла, тело или модель Максвелла) — жидкость, которая не подчиняется закону вязкости Ньютона. В связи с этим ее также называют *неньютоновской жидкостью*.

Давление, плотность и удельный объем при торможении можно определить по формулам соотношения параметров в адиабатном процессе. В отличие от статических параметров, изменяющихся в потоке, параметры торможения остаются неизменными:

$$T_1^* = T_2^* = T_3^* = \text{idem};$$

$$p_1^* = p_2^* = p_3^* = \text{idem};$$

$$i_1^* = i_2^* = i_3^* = \text{idem}$$

и т.д.

Рассмотрим *стационарное движение* потока, при котором масса жидкости, проходящая в единицу времени через любое поперечное сечение, и ее параметры остаются неизменными. Тогда одним из уравнений, характеризующих поток упругой жидкости, будет *уравнение сплошности* (неразрывности) потока:

$$M_s = \frac{AW}{v} = \text{const}, \quad (4.3)$$

где M_s — массовый расход газа, кг/с; A — площадь поперечного сечения потока, м²; W — скорость потока в данном сечении, м/с; v — удельный объем жидкости в сечении, м³/кг.

Примем, что трение жидкости о стенки канала отсутствует. Это дает право считать процесс обратимым.

Еще одним уравнением является уравнение первого начала термодинамики для потока:

$$dq = di + d\frac{W^2}{2} + dl_{\text{тех}}.$$

Поскольку в струйных аппаратах стенки канала жесткие, а сам канал не перемещается, то техническая работа не производится ($dl_{\text{тех}} = 0$).

Ограничивая рассмотрение истечения только адиабатными процессами ($dq = 0$ и $ds = 0$), получаем уравнение *первого начала термодинамики* в следующем виде:

$$di + \frac{dW^2}{2} = 0 \text{ или } vdp + \frac{dW^2}{2} = 0. \quad (4.4)$$

Последнее выражение называют также *уравнением Бернулли*.

При рассмотрении адиабатных процессов с идеальным газом справедливо уравнение $p\rho^k = \text{const}$.

4.2. Сопловое и диффузорное течение. Закон обращения воздействий на поток. Форма каналов сопел и диффузоров

Различают два вида течения газа — сопловое и диффузорное. При сопловом течении газов происходит увеличение кинетической энергии газа

($dW > 0$) за счет уменьшения энтальпии ($di < 0$), при диффузорном течении происходит увеличение энтальпии ($di > 0$) и давления ($dp > 0$) потока за счет его замедления ($dW < 0$).

Принимая начальную скорость газа равной нулю ($W_1 = 0$), определим скорость истечения газа, интегрируя уравнение первого начала термодинамики:

$$\frac{W_2^2 - W_1^2}{2} = i_1 - i_2;$$

$$W_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)} \text{ или } W_2 = 1,41\sqrt{i_1 - i_2}, \quad (4.5)$$

где i_1 и i_2 — энтальпия газа (пара) в начальном и конечном состояниях.

Формулой (4.5) удобно пользоваться при наличии is -диаграммы.

Применительно к идеальному газу формула (4.5) может быть преобразована с учетом уравнения Майера и уравнения состояния к виду

$$W_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.6)$$

При истечении в пустоту ($p_2 = 0$) скорость газа имеет конечное значение, определяемое по формуле

$$W_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1}. \quad (4.7)$$

Из (4.3) можно определить массовый расход газа через сопло:

$$M_s = \frac{A_2 W_2}{v_2}.$$

Подставляя в это выражение значение скорости W_2 и заменяя v_2 его выражением из уравнения адиабаты (2.15)

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}},$$

получаем

$$M_s = A_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (4.8)$$

Рассмотрим характер изменения площади поперечного сечения потока в зависимости от скорости.

Уравнение Бернулли представим в следующем виде:

$$WdW = -vdp.$$

Из этого уравнения следует, что знак изменения скорости всегда противоположен знаку изменения давления, т.е. скорость течения (без учета сил трения) может увеличиваться только при движении в область понижен-

ного давления (сопла) и, наоборот, если скорость потока понижается, то неизбежно должно повышаться давление (диффузоры).

Для несжимаемой (капельной) жидкости по уравнению сплошности (4.3) произведение AW остается по всей длине канала неизменным ($v = \text{const}$), поэтому, когда площадь поперечного сечения увеличивается, скорость потока уменьшается, а при уменьшении площади сечения скорость возрастает.

Для сжимаемой жидкости (газа) увеличение скорости потока может происходить как в суживающемся, так и в расширяющемся канале в зависимости от абсолютного значения самой скорости. Рассмотрим этот случай.

Продифференцировав уравнение сплошности и разделив результат на исходное уравнение, получим логарифмическую производную, из которой следует:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dv}{v} - \frac{dW}{W}. \quad (4.9)$$

Из уравнения адиабаты в дифференциальной форме

$$k \frac{dv}{v} + \frac{dp}{p} = 0$$

найдем

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp},$$

а из уравнения Бернулли найдем

$$\frac{dW}{W} = -v \frac{dp}{W^2}.$$

После подстановки полученного выражения в (4.9)

$$dA = A \frac{kp v - W^2}{kp W^2} dp.$$

Обозначим $a^2 = kp v$, тогда

$$dA = A \frac{a^2 - W^2}{kp W^2} dp. \quad (4.10)$$

Характер изменения площади поперечного сечения потока определяется знаком изменения dA , зависящим как от знака изменения давления dp , так и от знака разности величин ($a^2 - W^2$).

На рис. 4.1 представлены две схемы потоков.

Схема 1. Примем, что в направлении движения давление уменьшается ($dp < 0$) и, следовательно, происходит ускорение потока. Пока скорость $W < a$, изменение сечения $dA < 0$, следовательно, канал должен быть суживающимся. Когда скорость W достигает значения, равного a , то $dA = 0$ и $A_{\min} = \text{const}$. Для того чтобы скорость могла и далее увеличиваться ($W > a$), необходимо иметь $dA > 0$, т.е. площадь сечения канала должна возрастать (до сечения 2–2), т.е. канал должен быть расширяющимся.

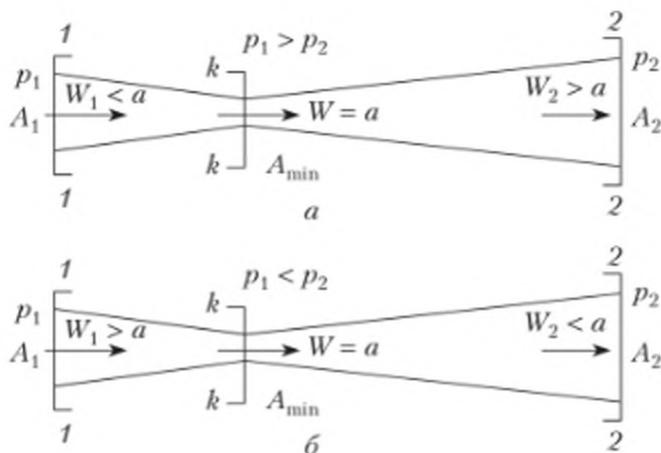


Рис. 4.1. Схемы соплового (а) и диффузорного (газоструйные компрессоры) (б) потоков:
к-к – сечение с минимальной площадью проходного сечения

Схема 2. Если в направлении движения потока давление увеличивается ($dp > 0$), то движение должно быть замедленным ($dW < 0$). Если при этом начальная скорость $W > a$, то необходимо иметь $dA < 0$, т.е. канал должен быть суживающимся до тех пор, пока скорость W не сравняется с a . При дальнейшем замедлении потока, когда $W < a$, площадь сечения канала должна постепенно увеличиваться ($dA > 0$). По такой схеме работают газоструйные компрессоры.

Скорость в минимальном сечении таких каналов называют *критической* $W_{кр}$, равной местной (в данном сечении канала) скорости звука

$$W_{кр} = a = \sqrt{kp\nu}, \quad (4.11)$$

которая определяется значениями параметров потока в этом минимальном сечении.

Для идеального газа местная скорость звука, м/с,

$$a = \sqrt{kRT} \approx c\sqrt{T}. \quad (4.11a)$$

Отношение скорости газа к местной скорости звука называют *числом Маха*:

$$M = \frac{W}{a}.$$

Скорость газа называют *дозвуковой* при $M < 1$, *звуковой* при $M = 1$ и *сверхзвуковой* при $M > 1$.

Влияние изменения площади поперечного сечения канала на скорость потока лишь одно из внешних воздействий на поток, названное Л. А. Вулисом «геометрическим». Для учета других внешних воздействий на поток газа им была предложена следующая классификация обмена энергией с окружающей средой:

- а) в виде механической работы, производимой на движущихся относительно жидкости твердых поверхностях, — «механическое воздействие»;
- б) в виде теплоты — «тепловое воздействие» (тепловое воздействие через стенки канала, горение топлива, испарение жидкости и т.п.);
- в) сопротивление движению трением, местные сопротивления — «воздействие трением»;
- г) при дополнительном вводе или отводе массы жидкости по длине канала, при изменении массового секундного расхода — «расходное воздействие».

Каждое из этих возможных воздействий и их совокупность приводят к изменению скорости движения и параметров потоков.

Широкое распространение в технике получило только геометрическое сопло Лавала. Сочетание иных воздействий на поток приводит к принципиальным схемам составных сопел, состоящих из последовательно включенных участков воздействий различной природы. Принципиальные схемы таких составных сопел представлены на рис. 4.2.

Имеется 16 различных комбинаций сопел, подчиняющихся единому закону обращения воздействий в критическом сечении сопла. Суть сформулированного Л. А. Вулисом **закона обращения воздействий** такова: для обеспечения непрерывного перехода скорости движения через критическое значение знак суммарного воздействия на поток должен быть изменен на обратный.

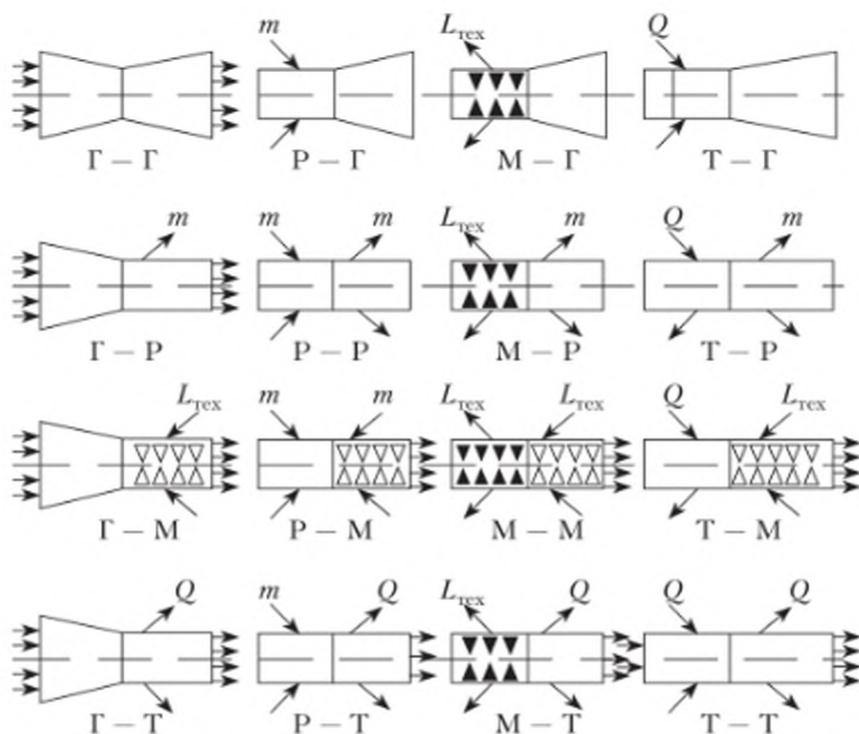


Рис. 4.2. Схемы составных сопел:

внешние воздействия: m — расходное, обмен массой; L_{tex} — механическое, обмен технической работой; Q — тепловое; типы сопел: Γ — геометрическое; P — расходное; M — механическое; T — тепловое

Иными словами, если в критическом сечении при $M = 1$ одновременно элементарное суммарное воздействие не обращается в нуль ($d\sigma_w = 0$), то непрерывный переход через критическую скорость невозможен.

4.3. Истечение газа через суживающееся сопло и сопло Лавая. Скачки уплотнения

Параметры истечения. Потенциальная энергия в кинетическую (схема 1) преобразуется в *сопловых аппаратах*, или просто соплах. В предыдущем параграфе указывалось, что для получения скоростей, меньших или равных критическим, применяют суживающиеся сопла, а для получения сверхкритических скоростей — сопла с суживающейся и расширяющейся частями, называемые *соплами Лавая* (см. рис. 4.1, а).

Рассмотрим случай истечения упругой жидкости при постоянных начальных параметрах среды и при начальной скорости, близкой к нулю ($W_1 \approx 0$).

Построим по (4.6) зависимость скорости потока от величин $\beta = p_2/p_1$ и $\beta_{кр} = p_{кр}/p_1$ для сопла Лавая (рис. 4.3, а).

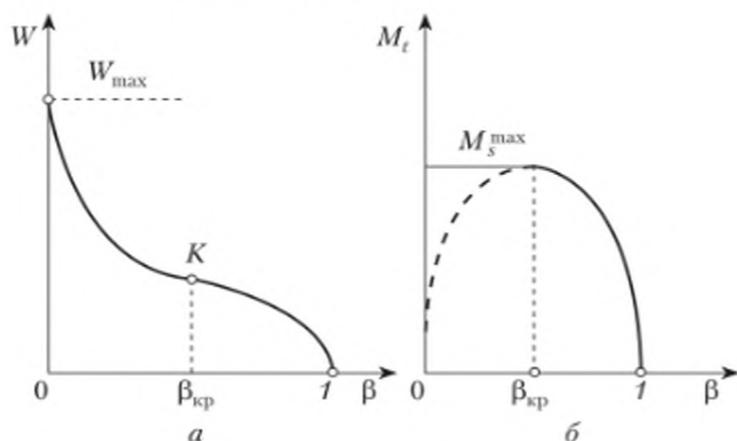


Рис. 4.3. Зависимость скорости (а) и расхода (б) потока рабочего тела от отношения давлений

Как следует из рис. 4.3, а, скорость возрастает во всем диапазоне значений β . При $\beta = \beta_{кр}$ кривая скорости имеет перегиб.

На этом же графике приведена кривая скорости для суживающихся сопел (пунктирная линия). От $\beta = 1$ до $\beta = \beta_{кр}$ кривые скорости для обоих сопел совпадают. При $\beta < \beta_{кр}$ кривая скорости для суживающихся сопел параллельна оси абсцисс с ординатой, равной критической скорости. В таких соплах нельзя получить скорости выше критических, поэтому в формулу (4.6) при $\beta < \beta_{кр}$ подставляют величину $\beta_{кр}$. Суживающиеся сопла при $\beta < \beta_{кр}$ применять нецелесообразно, поскольку перепад давлений (рис. 4.4) не может быть использован полностью.

Формула расчета величины критического отношения давлений выводится из соотношения

$$\sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \beta_{\text{кр}}^{\frac{k-1}{k}}\right)} = W_{\text{кр}} = a = \sqrt{k v_{\text{кр}} p_{\text{кр}}}.$$

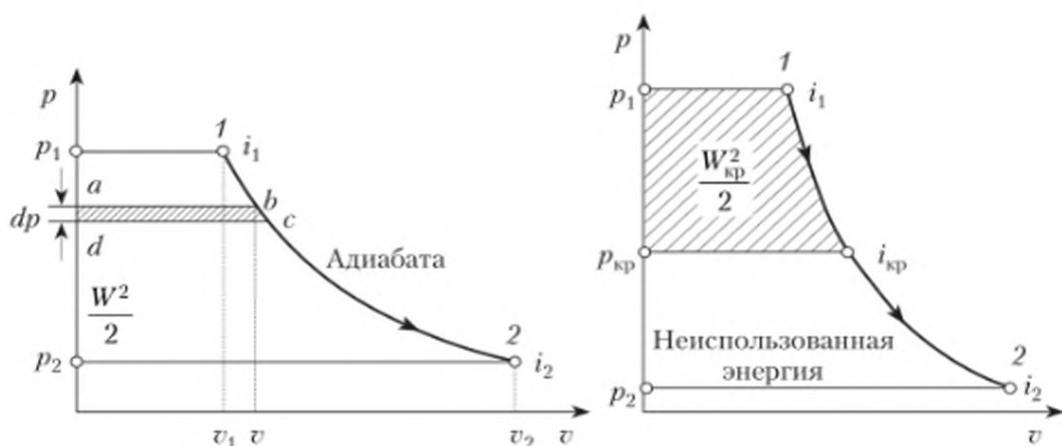


Рис. 4.4. Использование перепада давлений в суживающихся соплах

Используя соотношение параметров в адиабатном процессе (2.15), выразим критические параметры через начальные и $\beta_{\text{кр}}$, подставим их в формулу расчета величины критического отношения давлений, освободимся от радикалов и получим

$$\frac{2 \left(1 - \beta_{\text{кр}}^{\frac{k-1}{k}}\right)}{k-1} = \beta_{\text{кр}}^{\frac{k-1}{k}}$$

или

$$\beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2k}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (4.12)$$

Критическое отношение давлений $\beta_{\text{кр}} = p_{\text{кр}}/p_1$ зависит только от физических свойств газа (от его показателя адиабаты) и может быть вычислено.

Формула для получения критической скорости получается подстановкой значений $\beta_{\text{кр}}$ в (4.6):

$$W_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1} = \alpha_1 \sqrt{p_1 v_1}, \quad (4.13)$$

где α_1 — постоянная величина, зависящая от показателя адиабаты (табл. 4.1).

При заданных начальных параметрах жидкости массовый расход M_s достигает максимальной величины M_s^{max} при скорости истечения, равной критической, которая, как известно, имеет место в сечении A_{min} сопла (рис. 4.3, б). Поэтому при $\beta > \beta_{\text{кр}}$ расход определяется по (4.8), а когда $\beta \leq \beta_{\text{кр}}$ — по формуле при $\beta = \beta_{\text{кр}}$.

$$M_s^{\max} = A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \left[\beta_{\text{кр}}^{\frac{2}{k}} - \beta_{\text{кр}}^{\frac{k+1}{k}} \right]} =$$

$$= A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}} \sqrt{k \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k}}} = \alpha_2 A_{\min} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}},$$
(4.14)

где α_2 — постоянная величина, зависящая от показателя адиабаты k (табл. 4.1).
Значения коэффициентов $\beta_{\text{кр}}$, α_1 и α_2 приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

**Постоянные для вычисления критической скорости
и максимального расхода газа**

Рабочее тело	Показатель адиабаты k	$\beta_{\text{кр}}$	α_1	α_2
Газ (двухатомный)	1,40	0,528	1,08	0,686
Перегретый пар	1,30	0,546	1,055	0,667
Сухой насыщенный пар (в пределах от 0 до 150°C)	1,135	0,577	1,03	0,623

Для сопла Лавала массовый расход определяется в минимальном сечении при критической скорости по (4.14). Наиболее просто скорость истечения водяного пара находят по (4.5) с помощью is -диаграммы, приведенной на рис. 4.5. Проведя адиабату из точки 1, характеризующей начальное состояние рабочего тела ($p_1 t_1$), до изобары p_2 , определяют начальное и конечное значения энтальпии, а затем и скорость истечения по (4.5). Критическую скорость определяют по энтальпии при критическом давлении $p_{\text{кр}} = \beta_{\text{кр}} p_1$.

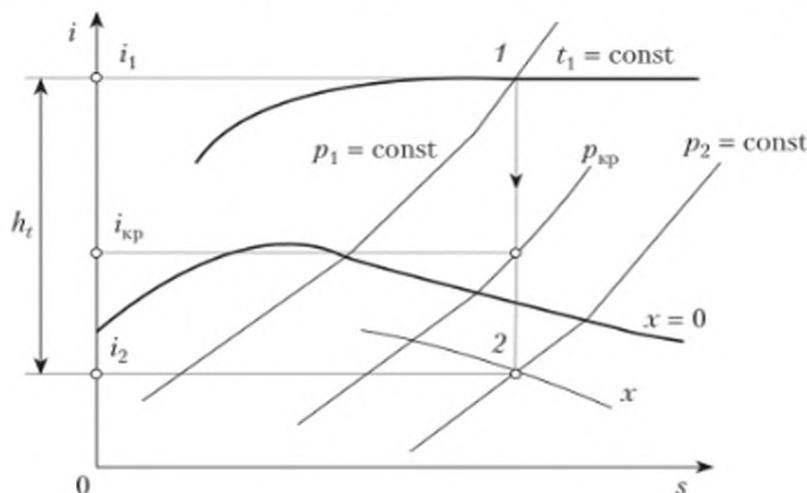


Рис. 4.5. Процесс расширения пара в сопле Лавала на is -диаграмме:

h_t — адиабатный перепад энтальпий

Таким образом, сопло Лавала способно обеспечить достижение сверхзвуковой скорости, используя весь перепад давления, но расход газа при этом не возрастает выше расхода при критической скорости.

Принципиальная схема струйного аппарата для пневмотранспорта и изменение давления по его длине приведены на рис. 4.6. В соответствии с данной схемой рабочий воздух с давлением p_1 подводится к соплу 1. Поскольку обычно $\beta < \beta_{кр}$, то сопло имеет расширяющуюся часть (сопло Лавалья). В нем давление воздуха снижается до p_2 , а скорость возрастает до $W_2 > W_{кр}$ в выходном сечении сопла. Рабочий воздух, выходящий из сопла в приемную камеру 3 со скоростью W_2 , инжектирует из приемного патрубка 2 сыпучий материал и передает ему часть кинетической энергии. Смесь воздуха и транспортируемого материала поступает в камеру смешивания 4, где поле скоростей выравнивается и давление повышается до p_3 . Далее смесь поступает в диффузор 5 — и давление потока в данном сечении повышается до p_c .

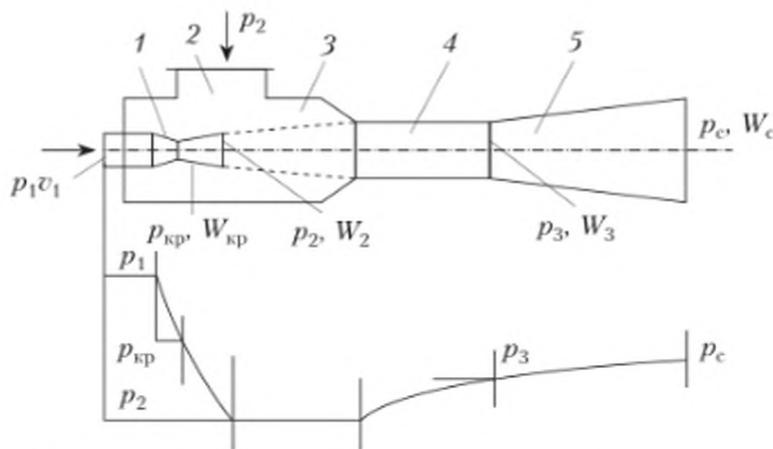


Рис. 4.6. Принципиальная схема струйного аппарата для пневматического транспорта

Струйные аппараты рассчитываются на основании законов термодинамики, гидро- и газодинамики.

Геометрические размеры сопел струйных аппаратов определяют по формулам термодинамики.

При отношении давлений $p_2/p_1 < \beta_{кр}$ рабочее сопло аппарата выполняется расширяющимся. Критическое сечение сопла $A_{мин}$ находят из уравнения сплошности:

$$A_{мин} = \frac{M_s v_{кр}}{W_{кр}}. \quad (4.15)$$

В (4.15) величина M_s задана, $v_{кр}$ определяют из уравнения адиабаты:

$$v_{кр} = \frac{v_1}{\left(\frac{p_{кр}}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}}} = \frac{v_1}{\beta_{кр}^{\frac{1}{k}}},$$

а критическую скорость вычисляют по (4.13).

Выходное сечение сопла Лаваля также вычисляют по уравнению сплошности:

$$A_2 = \frac{M_s v_2}{W_2}, \quad (4.16)$$

где W_2 — скорость на выходе из сопла, определяемая по (4.6).

Удельный объем находят из уравнения адиабаты:

$$v_2 = \frac{v_1}{\beta^{\frac{1}{k}}}.$$

Определив величины A_{\min} и A_2 и задавшись углом конусности $10\text{--}12^\circ$, можно найти длину расширяющейся части сопла.

Профиль и длину входной части сопла до критического сечения выбирают из конструктивных соображений.

Скачок уплотнения. Когда в потоке газа под влиянием какого-либо возмущения (обтекания препятствия и т.п.) происходит резкая, практически мгновенная перестройка течения, резкое торможение и сжатие сверхзвукового потока и переход его к дозвуковому, такую перестройку потока называют *адиабатическим скачком уплотнения*. Подобные скачки уплотнения весьма распространены в реальных сверхзвуковых течениях. После скачка уплотнения происходит возрастание статического давления, температуры и плотности газа, но резкое снижение полного давления (давление торможения) p^* и плотности торможения ρ^* .

Если плоскость скачка уплотнения располагается перпендикулярно движению потока, то адиабатический скачок уплотнения называется *прямым*. В сверхзвуковых потоках, как показывает опыт, возникают и *косые скачки*, расположенные под углом к направлению потока. В косом скачке меняется не только величина, но и направление скорости движения.

При полете летательного аппарата со сверхзвуковой скоростью при входе воздуха в воздухозаборный канал имеют место значительные потери полного давления, связанные с образованием скачков уплотнения. Работоспособность воздуха в двигателе будет тем больше, чем меньше эти потери, поэтому организация входа воздуха, создание оптимальных скачков уплотнения имеют решающее значение для применения таких аппаратов.

Тепловой скачок. В тех случаях, когда на весьма малом участке канала происходит выделение *теплоты*, вызывающее мгновенную перестройку течения, то говорят о *тепловых скачках*. Для дозвуковой области течения выделение теплоты приводит к однозначному изменению состояния: расширению газа и увеличению скорости (числа Маха). Для сверхзвуковой области течения возникают сложные тепловые скачки.

Значительный интерес могут представлять два вида тепловых скачков: распространение детонации горения и так называемые скачки конденсации.

Детонационное горение. В отличие от медленного горения, детонационное горение распространяется с огромными скоростями (порядка

нескольких километров в секунду) и сопровождается значительными разрушительными действиями. Последнее свидетельствует о возникновении в самой волне (и особенно при обтекании ею препятствий) весьма высоких давлений. Известно, что скорость распространения детонационной волны превосходит скорость звука в начальной смеси.

По мнению Л. А. Вулиса, детонационная волна представляет собой два последовательных скачка: адиабатический, переводящий газ из сверхзвукового движения в дозвуковое, и тепловой — в дозвуковом потоке. Схема детонационной волны представлена на рис. 4.7. Так, на участке 1–2 происходит адиабатический скачок уплотнения, а в зоне горения 2–3 — тепловой скачок во фронте пламени. (Более подробные сведения можно почерпнуть из специальной литературы.)

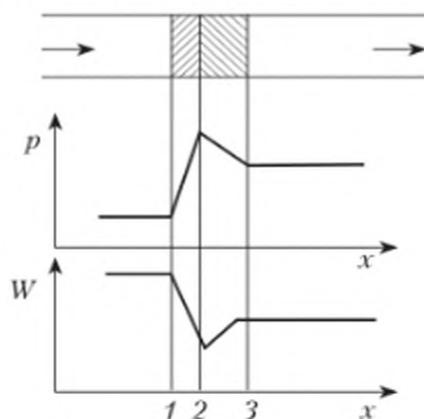


Рис. 4.7. Схема детонационной волны во фронте пламени

Для сравнения работы сопла Лавала при расчетном и нерасчетных режимах работы рассмотрим реакцию струи, когда из ракетного двигателя (рис. 4.8) происходит истечение жидкости или газа со скоростью W_a .

При сверхкритическом истечении ($M_a > 1$) давление на срезе сопла не зависит от величины противодавления и определяется начальным давлением в камере и процессом изменения состояния в сопле.

Расчетный режим истечения — частный случай равенства давлений на срезе сопла и в окружающей среде: $p_a = p_h$ (рис. 4.8, а). В таком сопле возникает результирующая сила (тяга) P_R , направленная в сторону, противоположную истечению и, в общем случае, пропорциональная W' — скорости движения жидкости вдали от выходного сечения сопла аппарата.

Истечение с недорасширением. В случае $p_a > p_h$ (рис. 4.8, б) происходит недорасширение до скорости W_a («укороченное» сопло), потеря энергии и недополучение требуемой тяги.

Истечение с перерасширением. В случае $p_a < p_h$ (рис. 4.8, в) происходит перерасширение, давление газовой струи на выходе из сопла становится равным давлению окружающей среды путем одного или нескольких скачков уплотнения. Максимум величины W' приходится на расчетный режим, поскольку и при перерасширении и скачках уплотнения скорость потока замедляется, а тяга P_R падает.

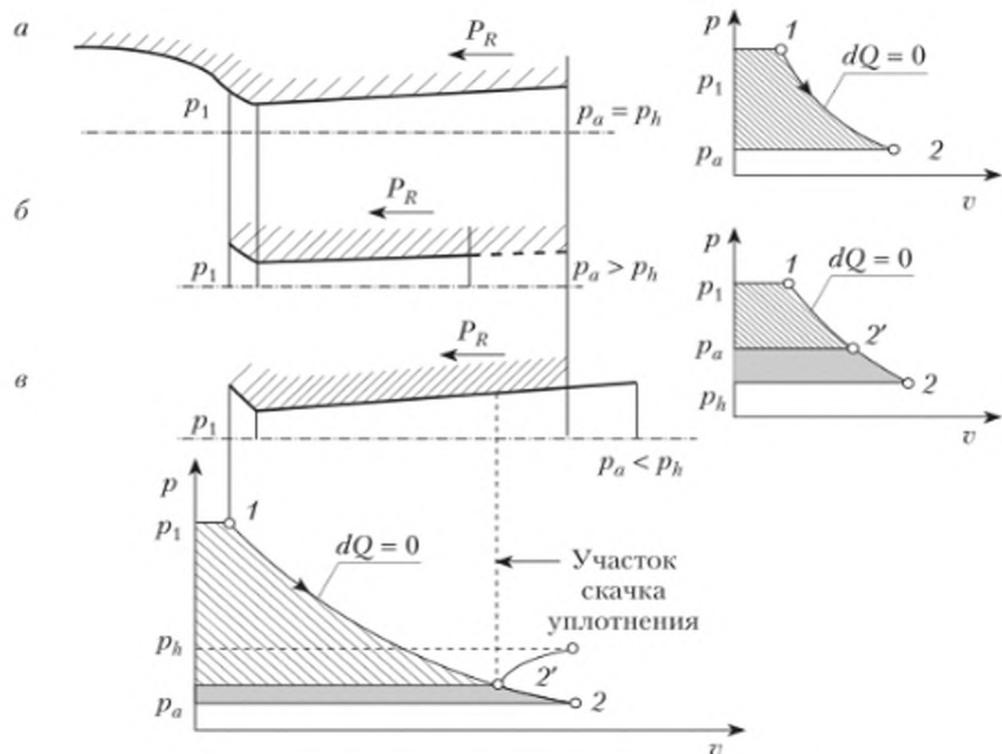


Рис. 4.8. Влияние режима истечения на величину реакции струи:
 а – расчетный режим; б – истечение с недорасширением; в – истечение с перерасширением; p_a – давление в выходном сечении сопла; p_h – давление в окружающей среде; P_R – результирующая сила (тяга)

Контрольные вопросы и задания

1. Объясните преобразование энергии в потоке упругой жидкости без производства технической работы.
2. Какие существуют параметры торможения?
3. Дайте объяснение природе преобразования энергии в соплах и диффузорах (на примере исследования первого закона термодинамики для открытой системы).
4. Какие известны типы энергетических воздействий на поток упругой жидкости?
5. Какие существуют формы каналов сопел и диффузоров при геометрическом воздействии на поток?
6. Каково назначение сопла Лаваля?
7. Дайте определение закона обращения воздействия на поток. Приведите схемы составляющих сопел.
8. В чем заключаются особенности работы сопел при нерасчетных параметрах?
9. Что такое скачки уплотнения?

Тест

1. Возрастание удельной энтальпии торможения i^* определяется по формуле ...
 - $i^* = i + \frac{W^2}{2}$;

- $i^* = i' + pv;$

- $i^* = c_p \Delta T.$

2. Укажите правильный вариант записи уравнения сплошности:

- $M_s = V\rho = \text{const};$

- $M_s = \frac{AW}{v} = \text{const};$

- $M_s = \frac{VW}{\rho} = \text{const}.$

3. Сопла предназначены ...

- для увеличения кинетической энергии за счет снижения энтальпии;

- для уменьшения кинетической энергии при увеличении энтальпии;

- для увеличения давления.

4. При истечении в пустоту скорость газа определяется по формуле ...

- $W_{\max} = RT \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_1 v_1;$

- $W_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{1-k}} p_1 v_1;$

- $W_{\max} = \sqrt{\frac{2k}{k-1}} p_1 v_1.$

5. Для сжимаемой жидкости (газа) увеличение скорости потока может происходить ...

- как в суживающемся, так и в расширяющемся канале;

- только в суживающемся канале;

- только в расширяющемся канале.

6. Числом Маха называют ...

- отношение скорости газа к скорости звука;

- отношение скорости газа к скорости света в данной среде;

- отношение скорости газа к местной (в данном сечении канала) скорости звука.

7. Сопла Лавала используются для получения скоростей ...

- меньших, чем критические;

- сверхкритических;

- равных критическим.

8. Сопла Лавала имеют ...

- только суживающуюся часть;

- только расширяющуюся часть;

- суживающуюся и расширяющуюся части.

9. Диффузоры предназначены ...

- для увеличения кинетической энергии за счет снижения энтальпии;

- для уменьшения кинетической энергии при увеличении энтальпии;

- для уменьшения давления.

10. Расчетный режим истечения соответствует ...

- равенству давлений на срезе сопла и в окружающей среде;

- превышению давления на срезе сопла над давлением окружающей среды

в k раз;

- превышению давления в окружающей среде над давлением на срезе сопла.

Глава 5

ЦИКЛЫ ТЕПЛОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

5.1. Прямые и обратные круговые процессы (циклы). Циклы теплосиловых установок, холодильных машин и тепловых насосов

Мы уже знаем, что термодинамика возникла как наука, когда появилась необходимость научного обоснования принципа действия паровой поршневой машины и разработки метода ее расчета. Поэтому и те формулировки второго начала термодинамики, которые были предложены ее создателями, постулируют условие, при котором возможно превращение теплоты в работу в круговом процессе.

Круговые процессы, или циклы, необходимы для непрерывного получения механической работы (в тепловом двигателе) или непрерывного переноса теплоты от менее разогретого тела к более нагретому (в холодильной установке).

Циклы, у которых работа в процессе расширения больше работы в процессе сжатия, называются *прямыми циклами* (рис. 5.1, а). Последние являются циклами тепловых двигателей. Направление изменения параметров в процессах этих двигателей осуществляется по часовой стрелке.

Степень совершенства прямых циклов оценивается *термическим КПД*:

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1} = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}. \quad (5.1)$$

Циклы, у которых работа в процессе расширения меньше работы в процессе сжатия, называются *обратными циклами*. Эти циклы являются циклами холодильных установок и тепловых насосов (рис. 5.1, б).

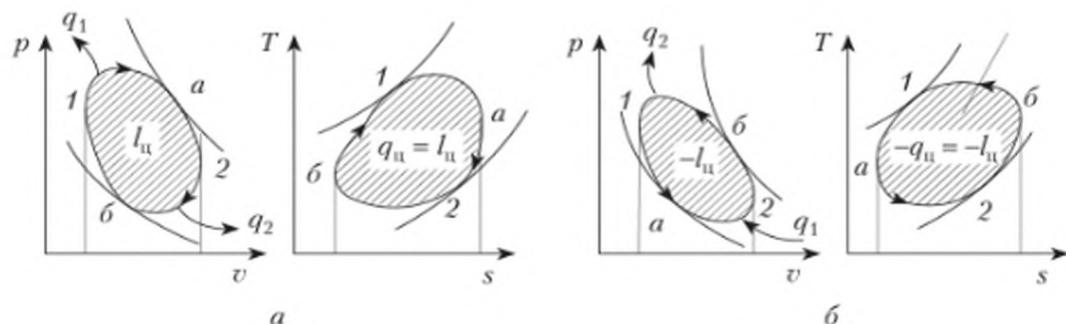


Рис. 5.1. Прямые (а) и обратные (б) циклы

Если холодильные установки предназначаются для переноса теплоты от менее нагретого тела к более нагретому (часто — в окружающую среду), то в тепловых насосах происходит *повышение температурного уровня* теплоты для ее последующего использования (рис. 5.2).

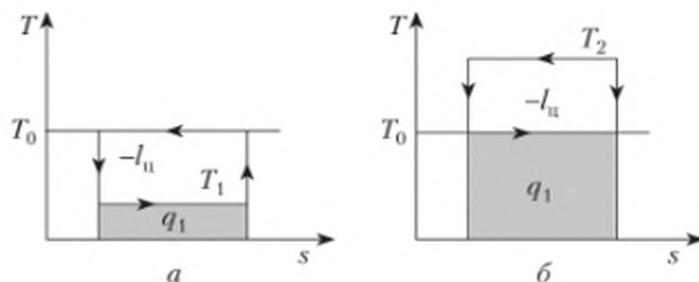


Рис. 5.2. Циклы холодильной установки (а) и теплового насоса (б)

Показателем энергетической эффективности холодильных установок служит *холодильный коэффициент*

$$\varepsilon = \frac{q_1}{|l_{\text{н}}|}, \quad (5.2)$$

а для тепловых насосов — *коэффициент трансформации теплоты*

$$\mu = \frac{q_2}{|l_{\text{н}}|} = \frac{q_1 + |l_{\text{н}}|}{|l_{\text{н}}|} = \varepsilon + 1, \quad (5.3)$$

называемый иногда *отопительным коэффициентом*.

В ходе развития термодинамики и применения ее в различных областях науки и техники было предложено большое число формулировок, определяющих действие второго начала в соответствующих областях научной и инженерной деятельности человека. Приведем из них три основные формулировки.

Одна из классических формулировок второго начала термодинамики вытекает из опыта односторонности теплообмена, сформулированного в виде так называемого *постулата Клаузиуса*: *теплота не может переходить от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой самопроизвольно, без компенсации*.

Применительно к теории круговых процессов определение может быть дано в редакции, называемой иногда именем *С. Карно*: *для непрерывного сколь угодно долго превращения теплоты в работу необходимо иметь, по крайней мере, два источника теплоты разной температуры — теплоотдатчик более высокой температуры и теплоприемник меньшей температуры*.

Следующая формулировка нуждается в предварительных пояснениях. Известно, что вечным двигателем принято называть такой неосуществимый двигатель, который создает энергию из ничего, т.е. противоречит закону сохранения энергии. Будем называть его *вечным двигателем первого рода*.

В курсе термодинамики рассматривается, кроме того, *вечный двигатель второго рода*, особенность которого состоит в том, что он работает только при одном источнике теплоты — теплоотдатчике. Из этого следует, что вся подводимая теплота процесса в нем полностью превращается в работу, и, значит, его термический КПД цикла (5.1)

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - |q_2|}{q_1}$$

и при $|q_2| = 0$ оказывается равным единице. Все это противоречит второму началу термодинамики и, в частности, первой его формулировке. Поэтому третья формулировка второго начала термодинамики утверждает следующее: *вечный двигатель второго рода невозможен* (постулат Томсона (Кельвина)).

Приведенные формулировки второго начала термодинамики применительно к тепловым двигателям вскрывают специфические свойства теплоты: *всегда при совершении кругового процесса (цикла) только часть подведенной теплоты может преобразовываться в работу*.

5.2. Цикл Карно, теорема Карно. Обобщенные и эквивалентные циклы Карно

Наивыгоднейшим теоретическим циклом теплового двигателя, имеющим *наибольший термический КПД в заданном температурном интервале*, является цикл, предложенный французским ученым *Сади Карно*. Такой цикл должен состоять из *равновесных обратимых процессов*, поскольку только в этом случае будут отсутствовать потери энергии, сопутствующие всякому неравновесному процессу. Для получения наибольшего КПД цикла следует выбрать такие равновесные процессы, которые давали бы при расширении рабочего тела наивыгоднейшее преобразование энергии в работу, а при сжатии — наименьшие затраты энергии. В этом случае особое значение приобретают изотермы и адиабаты. Для осуществления обратимого процесса теплообмена достаточно иметь один источник теплоты постоянной температуры, обменивающийся с рабочим телом теплотой при бесконечно малой разности температур. Для адиабатных процессов в связи с отсутствием теплообмена термическая обратимость исключается, а механическая необратимость достигается бесконечно медленным протеканием процесса при бесконечно малой разности давлений между рабочим телом и окружающей средой.

Кроме того, эти процессы являются самыми выгодными с точки зрения получения работы, так как в изотермическом процессе вся сообщаемая теплота полностью превращается в работу, а в адиабатном процессе работа производится только за счет уменьшения запаса внутренней энергии рабочего тела.

Таким образом, для осуществления цикла Карно необходимо иметь всего два источника тепла (теплоотдатчик и теплоприемник), температура которых не изменяется при теплообмене с рабочим телом.

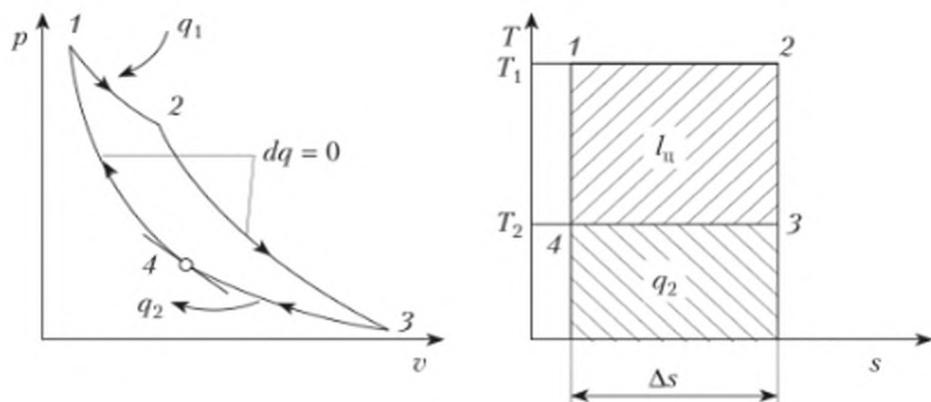


Рис. 5.3. Цикл Карно

Цикл Карно представлен в диаграммах $p-v$ и $T-s$ на рис. 5.3. По изотерме 1–2 подводится теплота q_1 при температуре T_1 , затем по адиабате 2–3 продолжается расширение рабочего тела, при этом температура снижается до T_2 .

Изотермическое сжатие 3–4 сопровождается отводом теплоты q_2 при температуре T_2 , а затем в результате адиабатного сжатия 4–1 рабочее тело возвращается в первоначальное состояние. Работа в цикле Карно измеряется площадью 1–2–3–4, ограниченной двумя изотермами и двумя адиабатами.

При выводе формулы для термического КПД цикла Карно воспользуемся формулой (5.1)

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}.$$

Находим значения теплоты, подводимой и отводимой в цикле Карно:

$$q_1 = T_1 \Delta s;$$

$$|q_2| = T_2 \Delta s.$$

Тогда КПД цикла Карно будет определен как

$$\eta_t^K = 1 - \frac{T_2 \Delta s}{T_1 \Delta s} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (5.4)$$

Теорема Карно гласит, что термический КПД цикла Карно не зависит от физических свойств рабочего тела, поскольку в формулу, определяющую этот КПД, не входят характеристики, определяющие свойства этого тела.

Анализ формулы (5.4) показывает, что $\eta_t^K = 1$ при $T_1 \rightarrow \infty$ или $T_2 = 0$ и $\eta_t^K = 0$ при $T_1 = T_2$, что подтверждает формулировки второго начала термодинамики.

Цикл Карно на практике неосуществим, так как реальные процессы, протекающие в тепловых двигателях, не являются изотермическими и адиабатными, и выполнить их практически невозможно. Несмотря на это, зна-

чение цикла Карно очень велико, поскольку его термический КПД является пределом для данного интервала температур.

Чем ближе при одинаковом интервале температур термический КПД рассматриваемого цикла к термическому КПД цикла Карно, тем совершеннее двигатель.

Если в цикле Карно обратимые адиабатные процессы заменить любыми другими обратимыми эквидистантными (равноотстоящими) кривыми, то получим так называемый *обобщенный цикл Карно* (рис. 5.4).

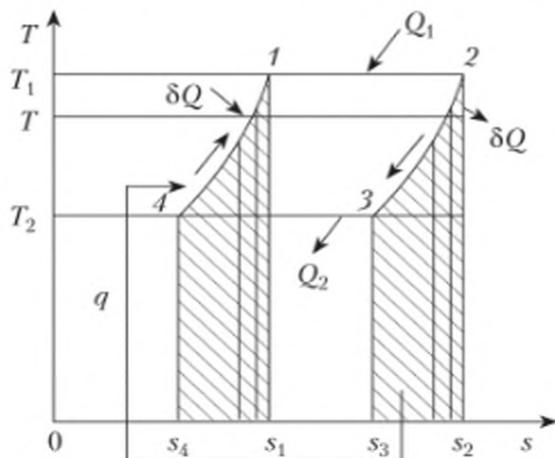


Рис. 5.4. Обобщенный цикл Карно

Термический КПД такого цикла равен термическому КПД цикла Карно. Достигается это в том случае, если отведенное от рабочего тела в процессе расширения 2–3 количество теплоты $q_{\text{пер}}$ подводится к рабочему телу в процессе сжатия 4–1 (возвращается в цикл). Возврат теплоты осуществляется при помощи точечных источников теплоты ($dq_{\text{пер}}$), называемых *регенераторами*, а процесс возврата теплоты в цикл — *регенерацией*.

Для сравнения степени термодинамического совершенства циклов различных тепловых двигателей используют понятие об *эквивалентном цикле Карно*. При этом выражают количество подведенной и отведенной теплоты через их средние термодинамические температуры.

Средней термодинамической (или среднеинтегральной) температурой называют условную постоянную температуру, при которой в одинаковом интервале энтропий участвует такое же количество теплоты, что и при переменной температуре (рис. 5.5).

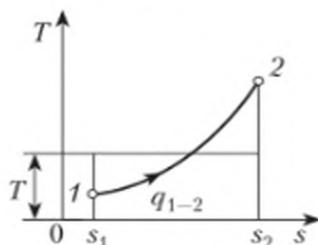


Рис. 5.5. Средняя термодинамическая температура

Средняя термодинамическая температура вычисляется по формуле

$$\bar{T} = \frac{q_{1-2}}{s_2 - s_1} = \frac{\int_1^2 c dT}{s_2 - s_1} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}}. \quad (5.5)$$

Рассчитывая для произвольного цикла 1-2-3-4 средние термодинамические температуры подвода и отвода теплоты (рис. 5.6) как

$$\bar{T}_1 = \frac{q_1}{s_b - s_a},$$

$$\bar{T}_2 = \frac{|q_2|}{s_b - s_a},$$

где s_a, s_b — значения удельной энтропии для точек a и b соответственно, определим формулу для термического КПД этого цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{\bar{T}_2(s_b - s_a)}{\bar{T}_1(s_b - s_a)}$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1}. \quad (5.6)$$

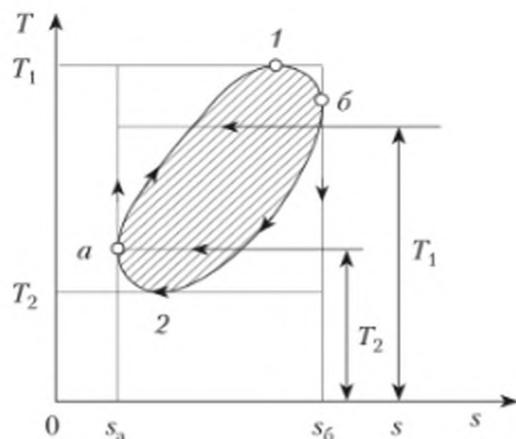


Рис. 5.6. Эквивалентный цикл Карно

Эквивалентный цикл Карно эквивалентен данному циклу по величине работы и эффективности превращения теплоты в работу и представим в виде прямоугольника с изотермами \bar{T}_1 и \bar{T}_2 и адиабатами $s_a = \text{const}$ и $s_b = \text{const}$.

Из рис. 5.6 следует, что термический КПД цикла Карно больше КПД любого иного цикла, осуществляемого в тех же пределах температур. Действительно, поскольку $T_1 > \bar{T}_1$, а $T_2 > \bar{T}_2$, то $\eta_t^K > \eta_t$.

5.3. Циклы поршневых двигателей внутреннего сгорания

5.3.1. Реальные двигатели внутреннего сгорания: индикаторные диаграммы, идеальные циклы и КПД

Двигателями внутреннего сгорания (ДВС) называют тепловые двигатели, рабочим телом которых являются газообразные продукты сгорания топлива, при этом сгорание осуществляется непосредственно внутри двигателя. Двигатели внутреннего сгорания имеют поршневую или роторную конструкцию.

Поршневые ДВС разделяют по способу подготовки горючей смеси (внешнее или внутреннее смесеобразование) и способу ее воспламенения (принудительное или самовоспламенение — воспламенение от сжатия).

К двигателям внутреннего сгорания с внешним смесеобразованием и принудительным воспламенением относят газовые и карбюраторные, ДВС с внутренним смесеобразованием и самовоспламенением называют *дизелем*.

По числу тактов (*такт* — ход поршня от одной мертвой точки до другой), за которые совершается цикл, поршневые ДВС делят на четырехтактные и двухтактные.

Графическую запись реального процесса, протекающего внутри цилиндра ДВС, называют его *индикаторной диаграммой*.

Рассмотрим кратко индикаторную диаграмму четырехтактного ДВС с внутренним смесеобразованием и с воспламенением от сжатия (дизель), представленную на рис. 5.7.

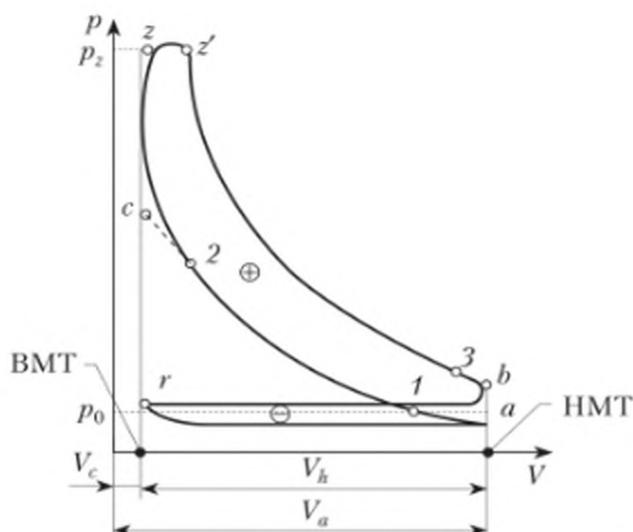


Рис. 5.7. Индикаторная диаграмма четырехтактного дизеля

При движении поршня от верхней мертвой точки (ВМТ) к нижней (НМТ) через открытый впускной клапан в цилиндр поступает воздух (такт всасывания, впуска) в процессе $r-a$. Вторым такт сжатия $a-c$ происходит при ходе поршня от НМТ до ВМТ при закрытых впускном и выпускном

клапанах. На подходе поршня к ВМТ в сжатый воздух через специальную форсунку подается топливо, которое после распыливания самовоспламеняется. При этом выделяется большое количество теплоты, вследствие чего значительно возрастают давление и температура продуктов сгорания. Одновременно начинается третий такт расширения — рабочий ход (процесс $c-z'-b$). Четвертый такт — выпуск (процесс $b-r$) происходит при ходе поршня от НМТ до ВМТ при открытом выпускном клапане. Затем процессы повторяются.

Реальные процессы не совпадают с тактами. Так, выпуск газов и наполнение цилиндров воздухом начинаются раньше и заканчиваются позже соответствующих тактов, в зависимости от времени открытия соответствующих клапанов. Топливо также подается с опережением, а его подача заканчивается уже на такте расширения.

Площадь индикаторной диаграммы в координатах pV характеризует работу, которая подразделяется на две части. Отрицательную работу называют *работой насосных потерь* $L_{нп}$, положительную — *индикаторной работой цикла* L_i .

Отношение величины индикаторной работы к теплоте, вносимой в цилиндр за цикл, называют *внутренним* или *индикаторным КПД*:

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1}. \quad (5.7)$$

Двухтактные ДВС отличаются от четырехтактных тем, что в них процессы наполнения и выпуска совмещены по времени. На рис. 5.8 представлена индикаторная диаграмма двухтактного дизеля с двумя типами окон — продувочными и выпускными, открываемых и закрываемых телом поршня.

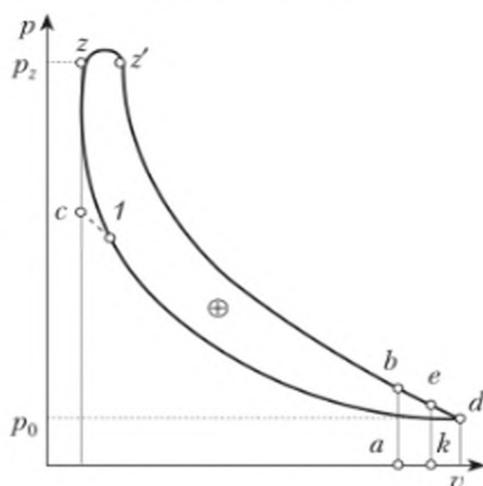


Рис. 5.8. Индикаторная диаграмма двухтактного дизеля

Процесс сжатия начинается при ходе к ВМТ после закрытия телом поршня всех окон в точке a . При подходе поршня к ВМТ подается топливо, которое распыливается и самовоспламеняется. Рабочий ход заканчивается

в точке b в момент открытия выпускных окон. В точке e открываются продувочные окна, через которые подается специально подготовленный воздух. Процесс продувки заканчивается в точке k , в которую переходит поршень после НМТ. Процесс выпуска отработавшей газовой смеси, происходивший и во время наполнения свежим зарядом воздуха, заканчивается в точке a , после чего цикл повторяется.

Принципиальные отличия протекания процессов в карбюраторных двигателях от таковых в дизелях заключаются лишь в том, что в карбюраторных двигателях производится выпуск и сжатие подготовленной вне цилиндра смеси топлива с воздухом до состояния, не допускающего самовоспламенения. В таких двигателях обеспечивается принудительное воспламенение в нужный момент от специальной системы зажигания. Характер используемого топлива приводит и к специфике процесса повышения давления, когда сгорание топлива происходит практически при постоянном объеме.

Процессы, протекающие в действительных ДВС, в совокупности не образуют термодинамически замкнутого цикла. Поэтому при исследовании ДВС методами термодинамики приходится вводить ряд допущений, которые позволяют перейти от индикаторных диаграмм к идеальным циклам ДВС:

1) реальные процессы сжатия и расширения заменяют равновесными (обратимыми) адиабатами;

2) процессы горения топлива заменяют равновесными процессами подвода теплоты в изохорном и (или) изобарном процессах, а процессы наполнения и выпуска заменяют равновесным изохорным процессом отвода теплоты;

3) меняющие свои свойства воздух, смесь его с топливом и продукты их сгорания заменяют рабочим телом с неизменными свойствами, к которому подводится и от которого отводится теплота;

4) отрицательную по величине работу насосных потерь учитывают в механических потерях ДВС.

Подобные допущения позволяют заменить индикаторные диаграммы идеальными циклами, невзирая на тактность ДВС, а по соотношениям между параметрами в равновесных процессах, сложенных в идеальные циклы, вычислить *термические КПД ДВС*.

Реальные процессы, совершающиеся в ДВС, являются неравновесными и, следовательно, необратимыми. Протекание их сопровождается диссипацией и деградацией энергии, т.е. потерей работы. Степень приближения реальных процессов к идеальным оценивается внутренним относительным индикаторным КПД η_{oi} , а экономическое совершенство реального цикла — внутренним абсолютным (индикаторным) КПД η_i . Связь этих КПД с термическим КПД находят из соотношений:

$$\eta_i = \frac{L_i}{Q_1}; \eta_r = \frac{L_{и}}{Q_1}; \eta_{oi} = \frac{L_i}{L_{и}} = \frac{\eta_i}{\eta_r}, \quad (5.8)$$

где L_i и $L_{и}$ — действительная (индикаторная) работа и работа идеального цикла; Q_1 — количество подведенной за цикл теплоты.

В итоге получаем соотношение

$$\eta_i = \eta_t \eta_{oi} \quad (5.9)$$

Отдаваемая на потребитель работа (мощность) называется *эффективной* и обозначается $L_e (N_e)$. Она отличается от индикаторной работы (мощности)

$$N_i = \frac{L_i}{\tau}$$

(где τ — время цикла) на величину механических потерь

$$\Delta N_{\text{мех}} = N_i - N_e \quad (5.10)$$

Механический КПД двигателя

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_e}{N_i} = \frac{L_e}{L_i}$$

Умножив числитель и знаменатель дроби на Q_1 , получим

$$\eta_{\text{мех}} = \frac{N_e}{N_i} = \frac{L_e}{L_i} \frac{Q_1}{Q_1} = \frac{\eta_e}{\eta_i}, \quad (5.11)$$

откуда

$$\eta_e = \eta_i \eta_{\text{мех}} = \eta_t \eta_{oi} \eta_{\text{мех}} \quad (5.12)$$

Мощность механических потерь учитывает:

- потери на трение во всевозможных узлах и передачах;
- работу насосных потерь (см. индикаторную диаграмму ДВС);
- потери механической энергии на привод навешенных на коленчатый вал механизмов, на собственные нужды двигателя, например насосов систем питания, охлаждения, смазки и т.п.

Эффективный КПД двигателя обычно вычисляется по результатам испытания по формуле

$$\eta_e = \frac{3600 N_e}{B_q Q_{\text{н}}^{\text{p}}} = \frac{3600}{Q_{\text{н}}^{\text{p}} \frac{B_q}{N_e}} = \frac{3600}{Q_{\text{н}}^{\text{p}} g_e}, \quad (5.13)$$

где B_q — часовой расход топлива, кг/ч; $Q_{\text{н}}^{\text{p}}$ — низшая рабочая теплота сгорания топлива, кДж/кг; g_e — удельный эффективный часовой расход топлива, кг/(кВт · ч).

Таким образом, при конкретном топливе *величина удельного эффективного часового расхода топлива обратно пропорциональна эффективному КПД двигателя*.

Формула (5.12) позволяет провести анализ возможностей повышения эффективности двигателя, используя аппарат термодинамического исследования.

На рис. 5.9 представлена ступенчатая связь между коэффициентами полезного действия в процессе преобразования энергии от первичного источника в механическую энергию — работу транспортного средства.



Рис. 5.9. Схема преобразования энергии от источника теплоты до потребителя

Полное преобразование теплоты в работу — вечный двигатель второго рода ($\eta_{\text{ВДПР}} = 1$) противоречит второму началу термодинамики, а термодинамический предел (в заданном интервале температур) возможен в цикле Карно (η_i^K).

Термические КПД идеальных циклов реальных двигателей всегда ниже КПД цикла Карно. Внутренние потери, связанные с необратимостью реальных процессов, степень отличия их от идеальных процессов оцениваются относительным индикаторным КПД $\eta_{0,i}$, а механические потери — механическим КПД $\eta_{\text{мех}}$.

Далее эффективный КПД двигателя η_e уменьшается за счет механических потерь передачи к движителю (колеса, винт и т.п.), а затем и за счет потерь механической энергии, определяемых КПД движителя.

Представленная схема, справедливая для любого теплового двигателя, работающего на какой-либо потребитель, позволяет представить место частного КПД в общей системе коэффициентов полезного действия, оценить его весомость, рассмотреть возможности его повышения и влияние на общий КПД транспортной установки.

Рассмотрим ниже идеальные циклы двигателей и проанализируем пути повышения их КПД.

5.3.2. Идеальные циклы Отто, Тринклера, Дизеля, Стирлинга. Вывод формул термического КПД циклов

Цикл Отто — цикл ДВС с изохорным подводом теплоты. По этому циклу работают все карбюраторные и газовые двигатели, у которых горячая смесь готовится вне цилиндра, а воспламенение происходит от постороннего источника.

Цикл карбюраторного двигателя в координатных системах $p-v$ и $T-s$ показан на рис. 5.10. Он совершается следующим образом: по адиабате 1–2 происходит сжатие рабочего тела; по изохоре 2–3 — подвод теплоты q_1 .

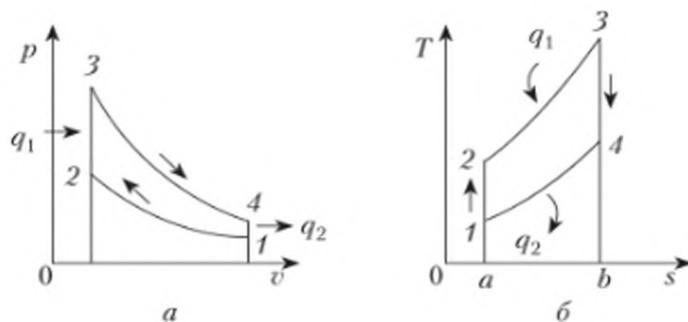


Рис. 5.10. Цикл ДВС с подводом теплоты при постоянном объеме

Количество подведенной теплоты изображается площадью $a-2-3-b$ на диаграмме Ts . По адиабате 3–4 осуществляется расширение, а по изохоре 4–1 — отвод теплоты q_2 к холодному источнику. Количество отведенной теплоты на диаграмме Ts характеризуется площадью $a-1-4-b$. На диаграмме $p-v$ площади 1–2–3–4 соответствует полезная работа, полученная в цикле.

Определим термический КПД цикла:

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1}.$$

Количество подводимой q_1 и отводимой q_2 теплоты в изохорных процессах 2–3 и 4–1 составит

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

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

Подставляя значения q_1 и q_2 в формулу для термического КПД, получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} \frac{\frac{T_4}{T_1} - 1}{\frac{T_3}{T_2} - 1}.$$

Температуры в основных точках цикла связаны между собой зависимостью

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} = \varepsilon^{k-1},$$

где k — показатель адиабаты; ε — степень сжатия;

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}.$$

После подстановки последнего выражения в формулу для термического КПД найдем

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (5.14)$$

Из (5.14) следует, что *термический КПД цикла с изохорным подводом теплоты зависит только от степени сжатия (ε) и показателя адиабаты (k), характеризующего физические свойства рабочего тела.*

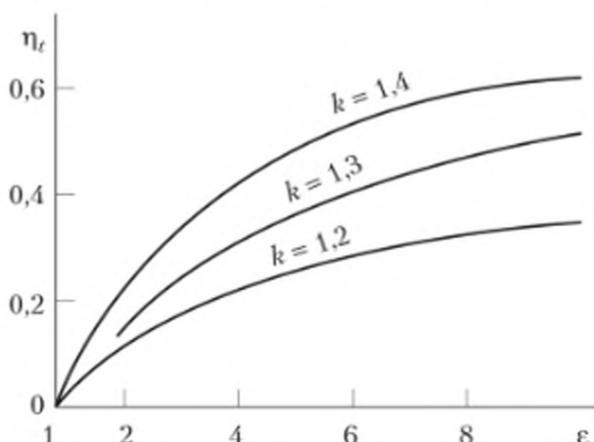


Рис. 5.11. Зависимость КПД цикла от степени сжатия и показателя адиабаты

Как видно из графика (рис. 5.11), с увеличением степени сжатия и показателя адиабаты термический КПД цикла возрастает. Однако следует иметь в виду, что величина степени сжатия в двигателях с изохорным подводом зависит от температуры в конце сжатия T_2 . У карбюраторных двигателей степень сжатия не превышает 5–10.

Цикл Тринклера (или цикл Сабатэ) — цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты.

По данному циклу работают дизели. В них сжатию подвергается воздух, топливо в цилиндры подается насосом в конце сжатия. Воспламеняется оно от высокой температуры, полученной при сжатии воздуха. Цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты на диаграммах pV и Ts приведен на рис. 5.12.

Выведем формулу для термического КПД этого цикла. Теплота в цикле подводится по изохоре 2–3

$$q'_1 = c_v(T_3 - T_2)$$

и по изобаре 3–3'

$$q''_1 = c_p(T'_3 - T_3),$$

а отводится q_2 по изохоре 4–1

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

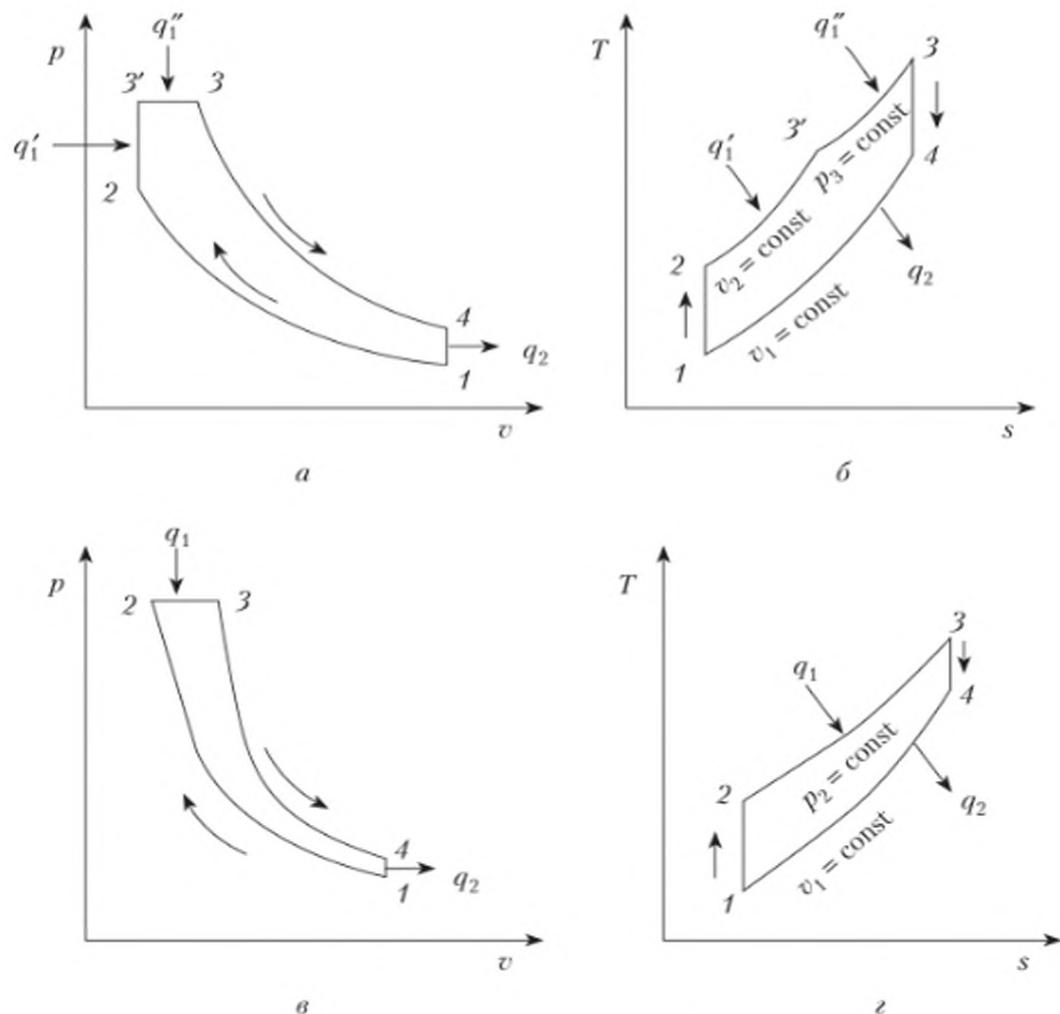


Рис. 5.12. Циклы ДВС с комбинированным и изобарным подводом теплоты:

а, б – цикл с комбинированным подводом теплоты (цикл Тринклера);
 в, з – цикл с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля)

Подставляя в формулу для термического КПД значения q_1' , q_1'' и q_2 , получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1' + q_1''} = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2) + c_p(T_3' - T_3)} \quad (5.15)$$

Обозначим:

$\frac{v_3'}{v_3} = \frac{v_3'}{v_2} = \frac{T_3}{T_2} = \rho$ – степень предварительного расширения;

$\frac{p_3}{p_2} = \frac{T_3}{T_2} = \lambda$ – степень повышения давления.

Выразим температуры, входящие в выражение (5.15), через температуру T_1 , воспользовавшись для этого соотношениями между параметрами в адиабатном, изохорном и изобарном процессах:

$$\begin{aligned} T_2 &= T_1 \varepsilon^{k-1}; \\ T_3 &= T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda; \\ T_3' &= T_3 \frac{v_3'}{v_3} = T_1 \varepsilon^{k-1} \lambda \rho; \\ T_4 &= T_3' \left(\frac{v_3'}{v_1} \right)^{k-1} = T_3' \left(\frac{v_3'}{v_3} \right)^{k-1} \left(\frac{v_3}{v_1} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k. \end{aligned}$$

Подставляя значения найденных температур в формулу (5.15), получаем

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{(\lambda \varepsilon^{k-1} - \varepsilon^{k-1}) + k(\lambda \rho \varepsilon^{k-1} - \lambda \varepsilon^{k-1})} = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1}[(\lambda - 1) + \lambda k(\rho - 1)]}. \quad (5.15a)$$

Из (5.15a) следует, что термический КПД цикла возрастает с увеличением степени сжатия ε и степени повышения давления λ и уменьшается с увеличением степени предварительного расширения ρ .

Цикл Дизеля. Из (5.15) можно получить цикл ДВС с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля) — при степени повышения давления $\lambda = 1$ (см. рис. 5.12, в, з):

$$\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} k(\rho - 1)}. \quad (5.15б)$$

Цикл Стирлинга. В 1816 г. в Великобритании пастору Роберту Стирлингу, занимавшему пост министра по делам церкви в Шотландии, был выдан патент на двигатель, использующий нагретый воздух в качестве рабочего тела. Изготовление таких двигателей началось в 1818 г. Они приводили в действие водяные насосы, воздуходувки и станки на мелких фабриках, где не годились громоздкие паровые машины. Изобретение Стирлинга намного опередило свое время. Стирлинг, естественно, не знал термодинамики: в то время этой науки еще не существовало. Но он интуитивно реализовал в своей машине самый экономичный цикл, названный впоследствии *обобщенным циклом Карно*.

Упрощенная схема двигателя Стирлинга представлена на рис. 5.13.

В цилиндре установлены один над другим два поршня: вытеснитель 2 и рабочий поршень 1. Вытеснитель 2 делит полость над рабочим поршнем на две части: «горячую» 3 и «холодную» 7. Обе полости соединяются между собой через перепускную магистраль, в которой последовательно установлены холодильник 6, регенератор 5 и нагреватель 4. Поршни в цилиндре движутся попеременно, и их мертвые точки смещены. В начале рабочего цикла вытеснитель находится в ВМТ, а рабочий поршень движется от НМТ к вытеснителю, уменьшая объем «холодной» полости. При этом

теплота от сжимаемого рабочего тела отводится в холодильнике и сжатие происходит при постоянной температуре (процесс 1–2 рис. 5.14).

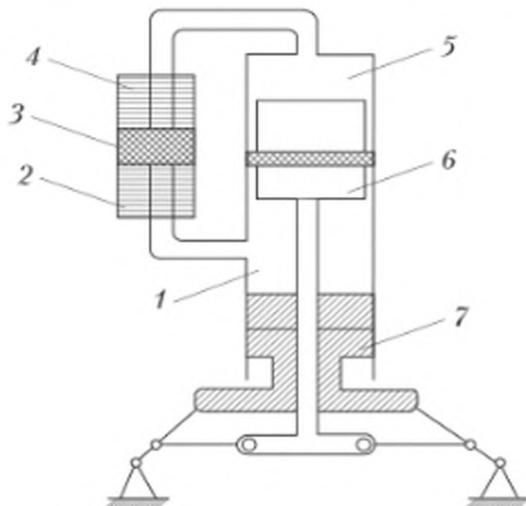


Рис. 5.13. Схема двигателя Стирлинга:

1 – рабочий поршень; 2 – вытеснитель; 3 – «горячая» полость; 4 – нагреватель; 5 – регенератор; 6 – холодильник; 7 – «холодная» полость

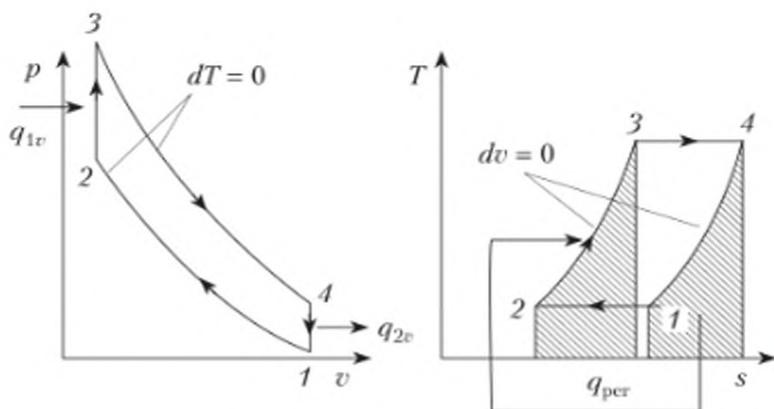


Рис. 5.14. Цикл Стирлинга

После того как рабочий поршень достигает своей ВМТ, вытеснитель начинает перемещаться от ВМТ к рабочему поршню. При этом рабочее тело перетекает из «холодной» полости в «горячую» при постоянном их суммарном объеме. В процессе перетекания происходит подвод теплоты к рабочему телу через нагреватель при постоянном объеме (процесс 2–3). В момент приближения вытеснителя к рабочему поршню почти все рабочее тело находится в «горячей» полости и имеет максимальную температуру. Затем рабочий поршень начинает перемещаться вниз, и дальнейшее движение поршней происходит совместно. При этом происходит изотермическое расширение (процесс 3–4). Давление расширяющихся газов с обеих сторон вытеснителя одинаково, а перепад давлений на рабочий

поршень в процессе его перемещения к НМТ приводит к тому, что он передает работу расширения на вал отбора мощности. Эта работа больше, чем работа сжатия охлажденного газа. В нижней мертвой точке рабочий поршень снова останавливается, а вытеснитель изменяет направление движения и при этом вытесняет рабочее тело из «горячей» части в «холодную». В процессе вытеснения рабочее тело охлаждается, а поскольку суммарный объем «горячей» и «холодной» частей постоянен, происходит изохорный отвод теплоты (процесс 4–1). Затем цикл повторяется.

Регенератор, установленный между холодильником и нагревателем, позволяет использовать теплоту отработавшего расширившегося рабочего тела для подвода ее к рабочему телу перед нагревом.

Двигатель Стирлинга может работать на любом топливе, однако серьезным недостатком является подвод теплоты через теплообменник. Двигатель становится громоздким, тяжелым, с большим временем перехода с режима на режим. Эти двигатели имеют преимущество в тех случаях, когда нельзя или трудно организовать подвод горючего и окислителя для горения, но можно использовать солнечную энергию (поэтому они применяются в гелиоэнергетике) или энергию распада (например, в космосе или под водой).

5.4. Циклы газотурбинных двигателей

5.4.1. Цикл газотурбинных двигателей с подводом теплоты при постоянном давлении и постоянном объеме

Схема простейшей газотурбинной установки (ГТУ) при сгорании топлива при постоянном давлении и ее идеальный цикл были приведены в параграфе 3.4.

Первый судовой ГТД был построен в 1897 г. инженером-механиком русского флота П. Д. Кузьминским и предназначался для катера. Однако широкое распространение ГТД получили сравнительно недавно. Это объясняется тем, что для осуществления экономичного и надежного двигателя необходимо было получить особо жаростойкие стали, а также создать турбину и компрессор с высокими коэффициентами полезного действия.

Термический КПД ГТД с изобарным подводом теплоты определяется по формуле

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{T_4 - T_1}{T_3 - T_2}.$$

Для адиабатных процессов сжатия и расширения можно написать

$$\pi = \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k = \varepsilon^k;$$

$$\frac{p_3}{p_4} = \left(\frac{v_4}{v_3} \right)^k,$$

где ε — степень сжатия; $p_2/p_1 = \pi$ — отношение, которое называют *степенью повышения давления в компрессоре*.

В рассматриваемом цикле (см. рис. 3.7) $p_1 = p_4$ и $p_2 = p_3$. Следовательно,

$$\varepsilon = \frac{v_1}{v_2} = \frac{v_4}{v_3} \text{ или } \frac{v_4}{v_1} = \frac{v_3}{v_2}.$$

В то же время для изобарных процессов можно написать

$$\frac{v_4}{v_1} = \frac{T_4}{T_1} \text{ и } \frac{v_3}{v_2} = \frac{T_3}{T_2}.$$

Из установленных соотношений следует

$$\frac{T_4}{T_1} = \frac{T_3}{T_2}.$$

Подставляя полученные выражения в формулу для η_t , имеем

$$\eta_t = 1 - \frac{T_1 \left(\frac{T_4}{T_1} - 1 \right)}{T_2 \left(\frac{T_3}{T_2} - 1 \right)} = 1 - \frac{T_1}{T_2}.$$

Так как $T_1/T_2 = \varepsilon^{k-1}$, то

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \quad (5.16)$$

или

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}},$$

поскольку $\pi = \varepsilon^k$.

Таким образом, формула для термического КПД цикла ГТД с изобарным подводом теплоты совпадает с формулой КПД цикла Отто при одинаковой степени сжатия.

Работы по повышению КПД ГТД проводились в направлении создания двигателей-турбин взрывного горения. Так, в 1906 г. была запатентована, а в 1908 г. построена турбина В. В. Кавродина, осуществлявшая цикл с подводом теплоты при постоянном объеме. Идеальный цикл такого ГТД представлен на рис. 5.15.

Термический КПД цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{q_{1p}}{q_{1v}} = 1 - \frac{c_p(T_4 - T_1)}{c_v(T_3 - T_2)}.$$

Выразим температуры в характерных точках цикла через начальную температуру T_1 и соотношение между параметрами в частных процессах:

$$T_2 = T_1 \pi^{\frac{k-1}{k}}; T_3 = T_1 \lambda \pi^{\frac{k-1}{k}}; T_4 = T_1 \lambda^{\frac{1}{k}},$$

где $\lambda = p_3/p_2$ — степень повышения давления при изохорном подводе теплоты.

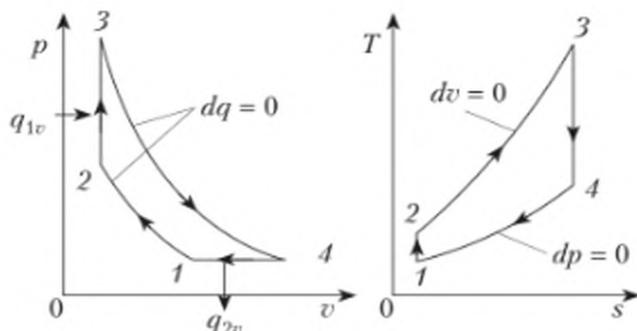


Рис. 5.15. Идеальный цикл ГТД с подводом теплоты при постоянном объеме

Подставляя выражение этих температур в формулу термического КПД, получим

$$\eta_t = 1 - \frac{k(\lambda^{\frac{1}{k}} - 1)}{\pi^{\frac{k-1}{k}} (\lambda - 1)} \quad (5.17)$$

Цикл ГТД с периодическим сгоранием топлива при $v = \text{const}$ более экономичен, но для его осуществления необходима установка в камере сгорания впускных и выпускных клапанов, что усложняет конструкцию и снижает надежность работы двигателя.

Кроме того, значительные гидравлические сопротивления клапанов существенно снижают термодинамические преимущества цикла, поэтому ГТД с изохорным подводом не получили широкого практического применения.

5.4.2. Цикл ГТУ с регенерацией

Максимальная температура цикла газотурбинной установки, а следовательно, и степень сжатия ϵ , ограничены той температурой, при которой могут достаточно длительное время работать лопатки газовых турбин. Тем самым ограничиваются и достижимые значения термического КПД газотурбинной установки.

В целях повышения термического КПД газотурбинной установки применяют *регенеративные устройства*. На рис. 5.16 показана принципиальная схема такого рода газотурбинной установки с изобарным подводом теплоты. Регенерация заключается в том, что отработавшие газы турбины используются на подогрев воздуха, поступающего из компрессора в камеру сгорания.

Изобары p_1 и p_2 отвода и подвода теплоты в цикле газотурбинной установки на диаграмме Ts являются эквидистантными кривыми. Если у указанных изобар имеются отрезки, расположенные между изотермами, пересекающими обе изобары, то на этих участках изобар возможно организовать регенерацию теплоты.

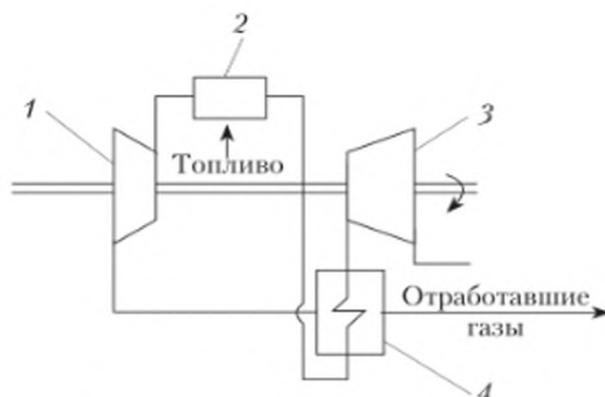


Рис. 5.16. Принципиальная схема ГТУ с регенерацией:
 1 – компрессор; 2 – камера сгорания;
 3 – турбина; 4 – регенератор

На рис. 5.17 в координатах $p-v$ и $T-s$ показан цикл газотурбинной установки с полной регенерацией теплоты. Как следует из диаграммы Ts , удельная теплота, подводимая на участке $2-4'$ изобары p_2 , равна удельной теплоте, отводимой на участке $2'-4$ изобары p_1 . Эти количества теплоты (обозначенные q_p) равны друг другу, и, что особо важно, процессы отвода и подвода теплоты происходят в одинаковых температурных условиях (в пределах температур от T_2 до T_4). Поэтому возможно путем введения в цикл специального теплообменника передать теплоту, отводимую на участке $2'-4$ от отработавших газов турбины, воздуху, нагнетаемому в камеру сгорания.

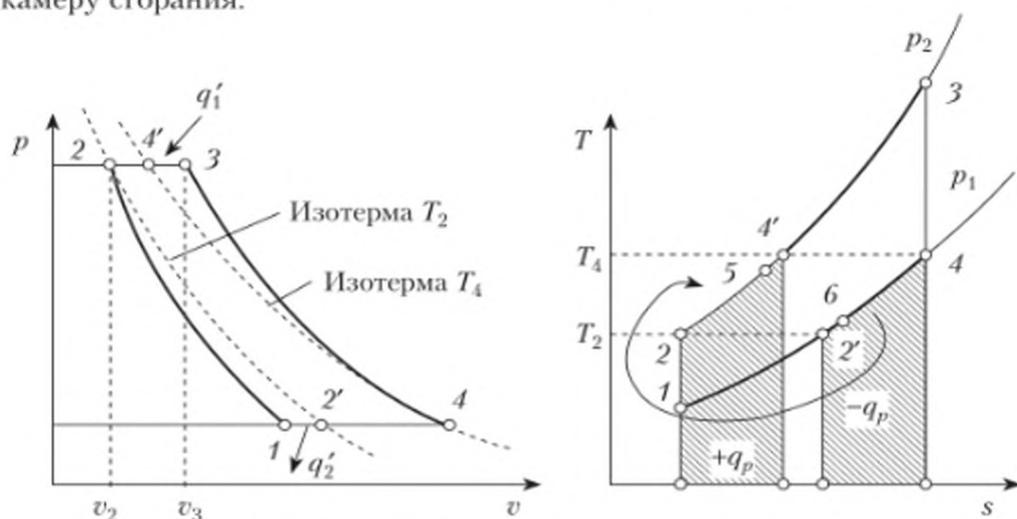


Рис. 5.17. Цикл ГТУ с регенерацией теплоты

Такое мероприятие существенно повышает термический КПД газотурбинной установки, так как из внешней среды заимствуется меньшее количество теплоты

$$q_1' = q_1 - q_p$$

и во внешнюю среду отводится также меньшее количество теплоты

$$q_2' = q_2 - q_p,$$

где q_1 и q_2 — соответственно подводимая и отводимая теплота в цикле без регенерации.

Термический КПД рассматриваемого цикла

$$\eta_t = 1 - \frac{|q_2'|}{|q_1'|} = 1 - \frac{[c_p(T_2 - T_1)]}{[c_p(T_3 - T_4)]}$$

Поскольку

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_3}{T_4},$$

следовательно,

$$\eta_t = 1 - \frac{\left[T_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \right]}{\left[T_4 \left(\frac{T_3}{T_4} - 1 \right) \right]} = 1 - \frac{T_1}{T_4}$$

или

$$\eta_t = \frac{1}{\rho}, \quad (5.18)$$

так как

$$\frac{T_1}{T_4} = \frac{T_2}{T_3} = \frac{v_2}{v_3} = \frac{1}{\rho}.$$

Из (5.18) следует, что термический КПД цикла газотурбинной установки с изобарным подводом и полной регенерацией зависит только от температуры T_4 в конце адиабатного расширения газа в турбине (температура T_1 , являясь температурой внешней среды, изменяется весьма незначительно).

В действительных условиях для осуществления теплообмена между газом и воздухом необходима некоторая разность температур. Поэтому температура нагретого воздуха на выходе из регенератора будет $T_5 < T_4$, а температура газов $T_6 > T_2$. Полнота совершающейся регенерации оценивается значением отношения

$$\sigma = \frac{T_5 - T_2}{T_4 - T_2}, \quad (5.19)$$

называемого *степенью регенерации*. В действительных условиях $\sigma = 0,5 \div 0,7$. При $\sigma < 1$ термический КПД цикла будет меньше, чем в случае полной регенерации.

5.4.3. Сравнительный анализ циклов ДВС при постоянной степени сжатия и в заданном интервале температур

Для оценки совершенства термодинамических циклов ДВС сравним их по эффективности превращения теплоты в работу. Сравнение циклов про-

ведем для двух случаев: при одинаковой степени сжатия и в одинаковом интервале температур.

Сравнение циклов ДВС при одинаковом значении степени сжатия ϵ , как вытекает из анализа формулы термического КПД цикла с изохорно-изобарным подводом теплоты (5.15а), показывает

$$\eta_{te} > \eta_{te,p} > \eta_{tp}.$$

Это означает, что самым выгодным циклом ДВС является цикл с изохорным подводом теплоты η_{te} , у которого $p_{\min} = 1$. Цикл ДВС с изобарным подводом теплоты, у которого степень повышения давления $\lambda = 1$, а степень предварительного расширения максимальна ($\rho > 1$), имеет минимальное значение термического КПД η_{tp} . Цикл ДВС с изобарным подводом теплоты является идеальным циклом компрессорных дизелей, строившихся в начале XX в. и перестроенных впоследствии в бескомпрессорные дизели за счет изменения системы распыла топлива. Идеальным циклом в бескомпрессорных дизелях является цикл с изохорно-изобарным подводом теплоты, а его КПД $\eta_{te,p}$ имеет промежуточное значение между η_{te} и η_{tp} .

Реальные бескомпрессорные дизели имеют более высокий эффективный КПД, чем реальные карбюраторные двигатели, имеющие своим идеальным циклом цикл с изохорным подводом теплоты. Большая экономичность дизелей, работающих по менее совершенному идеальному циклу, объясняется возможностью работы при более высоких значениях степени сжатия, чем у карбюраторных двигателей, работающих по более совершенному идеальному циклу.

Сравнение циклов ДВС и ГТУ в одинаковом интервале температур заключается в замене рассматриваемых циклов эквивалентными циклами Карно путем введения средних термодинамических температур подвода \bar{T}_1 и отвода \bar{T}_2 теплоты.

На рис. 5.18 представлено сравнение указанных циклов в координатах p и T :

$1-2_v-3-4_v$ – цикл ДВС с изохорным подводом теплоты;

$1-2_v-3'-3-4_v$ – цикл ДВС с изохорно-изобарным подводом теплоты;

$1-2_p-3-4_v$ – цикл с изобарным подводом теплоты (цикл Дизеля);

$1-2_p-3-4_p$ – цикл ГТУ с изобарным подводом и отводом теплоты.

Как следует из рис. 5.18, средняя термодинамическая температура подвода теплоты в цикле с изохорно-изобарным подводом $T_{1v,p}$ больше, чем в цикле с изохорным подводом теплоты T_{1v} , но меньше, чем в цикле с изобарным подводом теплоты T_{1p} . Средняя термодинамическая температура отвода теплоты T_{2v} , одинаковая для всех циклов ДВС, больше, чем T_{2p} в цикле ГТУ. Принимая во внимание формулу

$$\eta_t = 1 - \frac{\bar{T}_2}{\bar{T}_1},$$

найдем

$$\eta_t^K > \eta_t^{ГТУ} > \eta_{te,p} > \eta_{te},$$

т.е. термодинамический КПД цикла ГТУ выше, чем КПД любых ДВС, а термический КПД цикла ДВС с изобарным подводом (имеющим лишь историческое значение) выше КПД циклов дизельных и карбюраторных двигателей. В реальных газотурбинных установках материал камеры сгорания и лопаток турбин, соприкасающийся с потоком газа длительное время, не позволяет осуществить достижение тех же значений T_{\max} , что и в ДВС, где лишь за один такт (рабочий) из нескольких стенки соприкасаются с газом, поэтому эффективный КПД реальных ГТУ ниже эффективных КПД ДВС.

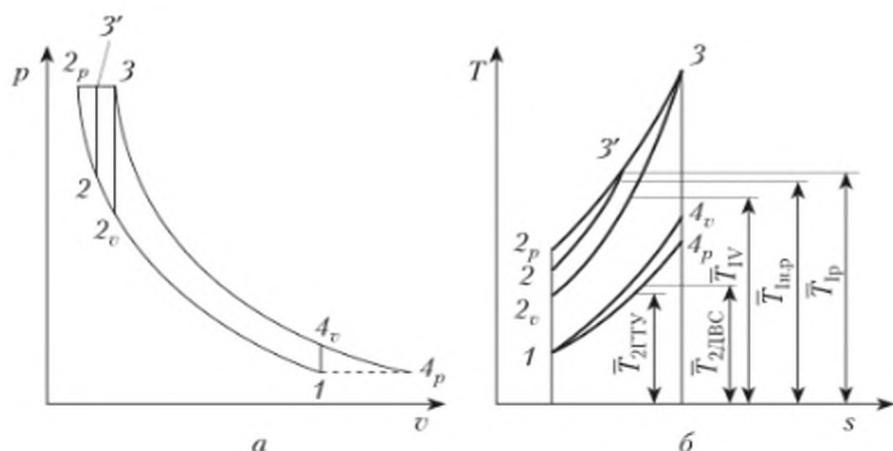


Рис. 5.18. Сравнение циклов ДВС и ГТУ в одинаковом интервале температур и давлений

5.5. Циклы парознергетических установок

5.5.1. Идеальный цикл Ренкина

подавляющее большинство теплоэнергетических установок стационарной энергетики составляют парознергетические установки, рабочим телом которых служит водяной пар. Используются такие установки в транспортной энергетике и в подъемно-транспортной технике.

Как указывалось, наиболее совершенным циклом, имеющим наивысший КПД в заданном температурном интервале, является цикл Карно. Однако его нельзя считать наилучшим для водяного пара с точки зрения полезной работы, производимой в нем. Эта работа весьма мала (на 1 кг пара) из-за больших затрат энергии на привод парокompрессора, в связи с чем за теоретический цикл паросиловой установки принимается *цикл Ренкина*, в котором вместо парокompрессора используется питательный насос (рис. 5.19, а). В паровом котле ПК за счет теплоты сгоревшего в топке топлива происходит парообразование. Перегретый пар, образовавшийся в котле, направляется в паровую машину (турбину) Т. В ней тепловая энергия преобразуется в механическую работу. Отработавший пар из машины поступает в конденсатор К, где, конденсируясь, отдает часть

теплоты охлаждающей воде. Полученный конденсат питательным насосом ПН направляется обратно в котел.

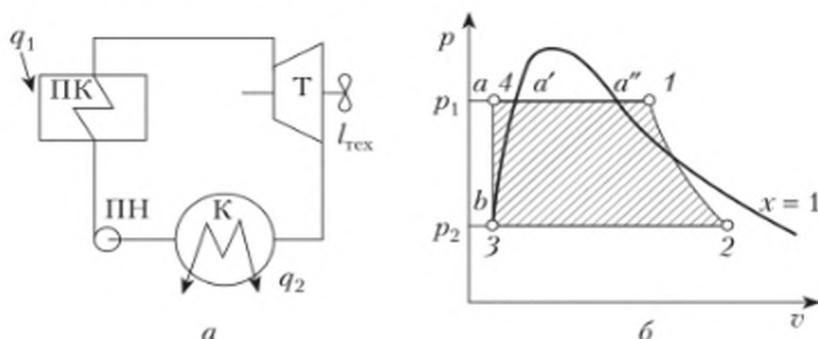


Рис. 5.19. Схема пароэнергетической установки (а) и ее идеальный цикл (цикл Ренкина) на рабочей диаграмме (б)

Теоретический цикл пароэнергетической установки в диаграмме $p-v$ изображен на рис. 5.19, б. В котле при постоянном давлении p_1 происходит подогрев воды до температуры кипения (линия 4– a'), процесс парообразования (линия a' – a'') и процесс перегрева пара (линия a'' –1). Перегретый пар с параметрами p_1 и t_1 поступает в паровую машину или турбину, где он расширяется адиабатно до давления p_2 и энтальпии i_2 (линия 1–2). По выходе из машины пар может остаться перегретым (t_2) или стать влажным (x_2). На рис. 5.19, б процесс расширения пара заканчивается в области влажного пара.

При давлении p_2 в конденсаторе начинается изобарно-изотермический процесс конденсации водяного пара (линия 2–3), в результате которого образуется вода с температурой t_{32} ($t_{32} = t_3 = t'_2$) и энтальпией i_3 (i'_2). Полученный конденсат питательным насосом подается в котел (линия 3–4). В результате адиабатного (изохорного) сжатия давление его после насоса будет p_1 и энтальпия i_4 .

Работа за цикл $l_{ц}$ равна разности работ l_m (полученной в машине) и l_n (затраченной на работу насоса). На $p-v$ -диаграмме работа машины численно равна площади $a-1-2-b$, а работа насоса – площади $b-3-4-a$. Работа l_n очень мала по сравнению с l_m , поэтому обычно считают $l_n \approx 0$, а $l_{ц} \approx l_m$.

Цикл Ренкина на диаграммах Ts и is показан на рис. 5.20. На этих диаграммах приняты те же обозначения характерных точек цикла, что и на диаграмме $p-v$.

В связи с тем что в результате адиабатного сжатия воды в насосе температура и энтальпия ее повышаются незначительно, точки 3 и 4 практически сольются, а изобары подогрева воды в котле на диаграммах Ts и is совпадут с нижней пограничной кривой. Последнее равносильно сделанному ранее допущению, что работа насоса равна нулю.

С учетом этого допущения, количество теплоты, подведенной в котел в изобарном процессе,

$$q_1 = i_1 - i_4 \approx i_1 - i_3, \quad (5.20)$$

а количество отведенной теплоты

$$|q_2| = i_2 - i_3. \quad (5.21)$$

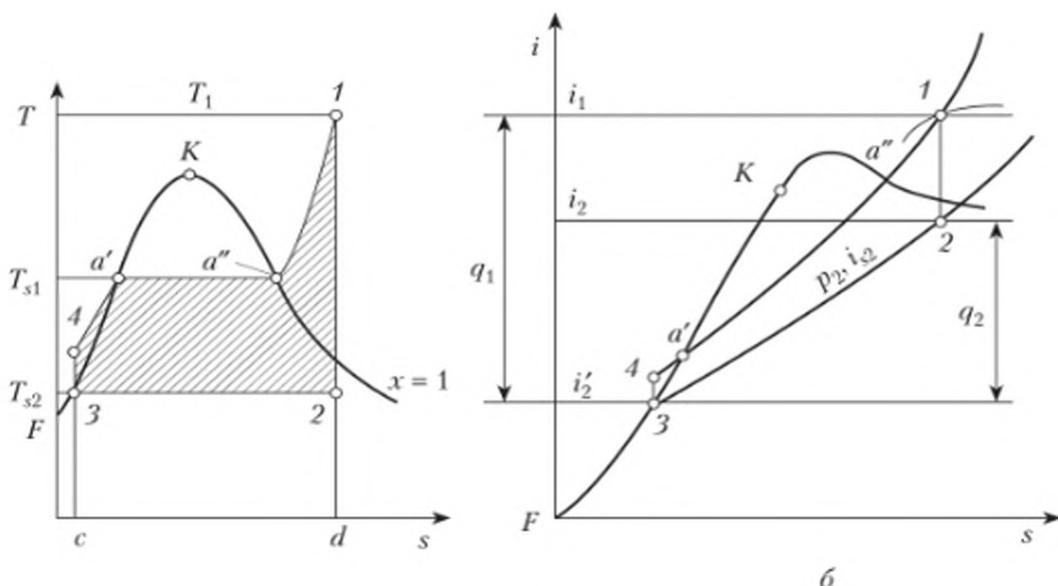


Рис. 5.20. Изображение цикла Ренкина на Ts - и is -диаграммах

Работа, полученная за цикл,

$$l_u = q_1 - |q_2| = i_1 - i_2. \quad (5.22)$$

Используя (5.1) и имея в виду, что $i_3 = i'_2$, получаем следующее выражение для термического КПД цикла Ренкина:

$$\eta_{tp} = \frac{l_u}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i'_2}. \quad (5.23)$$

Работу цикла и его термический КПД можно определить по диаграмме is водяного пара.

При работе крановых машин по разомкнутому циклу температура питательной воды меньше температуры t_{s2} , в связи с чем дополнительно затрачивается теплота в котле на подогрев ее от $t_{п.в}$ до t_{s2} .

Количество теплоты, подведенной в котел, в данном случае составит

$$q_1 = i_1 - i_{п.в}, \quad (5.24)$$

а термический КПД цикла

$$\eta_{tp} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_{п.в}}. \quad (5.25)$$

В качестве паровой машины для преобразования теплоты в механическую работу используются многоступенчатые турбины и, значительно реже, поршневые машины.

5.5.2. Направления повышения КПД цикла Ренкина

Для получения высоких значений термического КПД цикла Ренкина необходимо повышать начальные параметры пара на входе в турбину p_1 и t_1 и уменьшать противодавление p_2 — давление в конденсаторе. Этот вывод можно сделать из анализа теоретических циклов Карно и Ренкина.

Повышение начального давления в связи с уменьшением удельного объема пара благоприятно сказывается на габаритных размерах установок и диаметрах паропроводов, поэтому в крупных стационарных установках давление пара доводят до 30 МПа (и выше).

Повышение начальной температуры ограничено способностью металла пароперегревателя и лопаток турбины длительное время выдерживать высокие температуры. В настоящее время t_1 доведена до 600°C.

Снижение противодавления p_2 , т.е. создание высокого разрежения в конденсаторе, ограничено температурой охлаждающей среды. Так, при температуре охлаждающей среды $t_{\text{охл.с}} = 20^\circ\text{C}$ и температуре конденсации пара $t_{\text{с2}} = 29^\circ\text{C}$ давление в конденсаторе должно быть равным $p_2 = 0,004$ МПа. При малых значениях p_2 резко возрастает удельный объем пара, что требует конструктивного увеличения размеров конденсатора и трубопровода обработанного пара.

На рис. 5.21 в координатной системе is показано адиабатическое изменение работы (адиабатного перепада) цикла Ренкина в зависимости от изменения давления в котле p_1 , температуры перегрева пара t_1 и давления в конденсаторе p_2 .

Паротурбинные энергетические установки (ПТЭУ), реализующие наилучшие параметры пара, обеспечивают термический КПД не выше $\eta_{\text{тр}} = 0,45 \div 0,47$. При этом эффективный КПД составляет $\eta_e = 0,29 \div 0,35$. В сравнении с поршневыми ДВС ($\eta_e = 0,4 \div 0,5$) ПТЭУ оказываются менее экономичными, поэтому ищутся и другие пути повышения их экономичности.

Идея *регенеративного цикла* ПТЭУ состоит в подогреве питательной воды теплотой отбираемого между ступенями турбин пара, а не теплотой сгораемого топлива. Термический КПД регенеративного цикла ПТЭУ на 10–15% выше термического КПД цикла Ренкина и составляет $\eta_t = 0,50 \div 0,52$. Повышение КПД цикла вследствие роста температуры питательной воды $t_{\text{п.в}}$ происходит не монотонно и при определенном ее значении имеет максимум.

С целью предотвращения эрозии лопаток последних ступеней турбины степень сухости x_2 ограничивают соотношением $x_2 > 0,86$. Эти условия осуществляют в цикле с промежуточным перегревом пара, позволяющим одновременно повысить эффективность ПТЭУ. В таких циклах пар расширяется в турбине не сразу до конечного давления, а поочередно, в ее частях, называемых *турбинами высокого давления* (ТВД) и *турбинами низкого давления* (ТНД). После ТВД пар направляется в дополнительный промежуточный пароперегреватель ДПП, где его температура повышается (рис. 5.22).

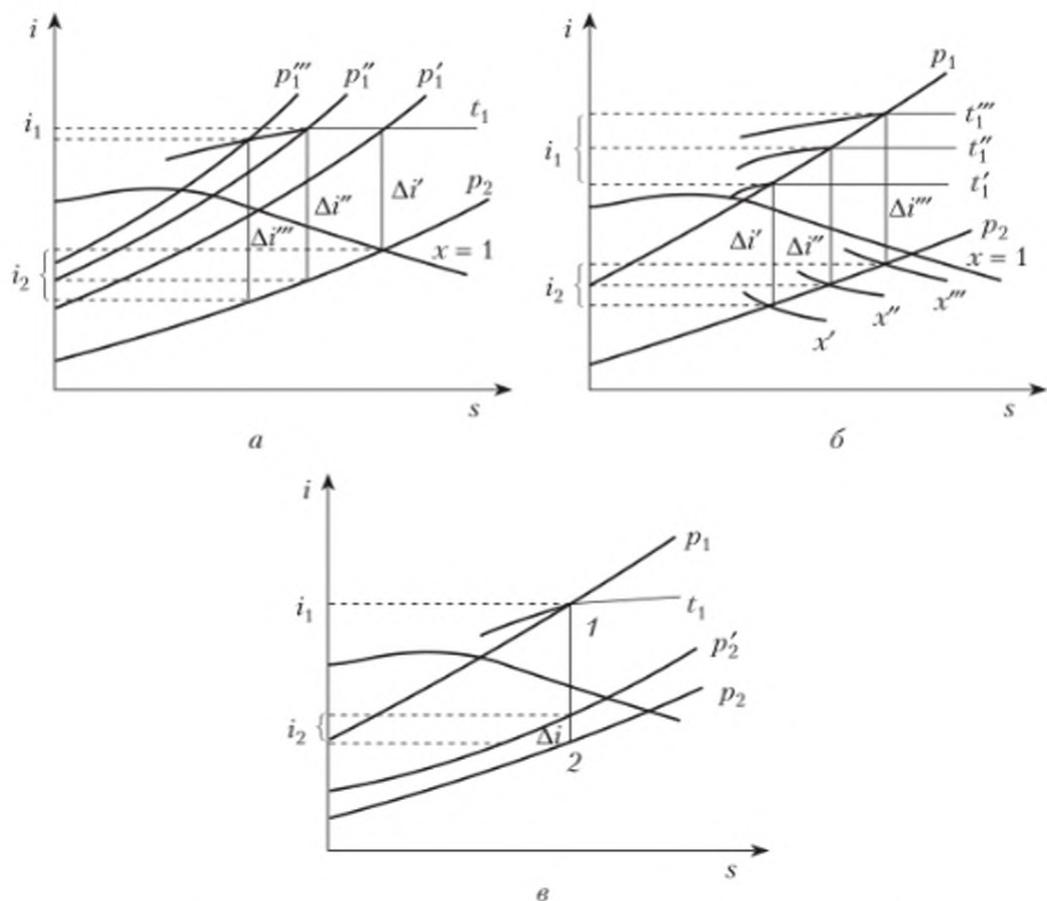


Рис. 5.21. Изменение адиабатного перепада энтальпий:

a — в зависимости от давления в котле; *б* — в зависимости от температуры перегрева пара; *в* — в зависимости от давления в конденсаторе; *x* — степень сухости

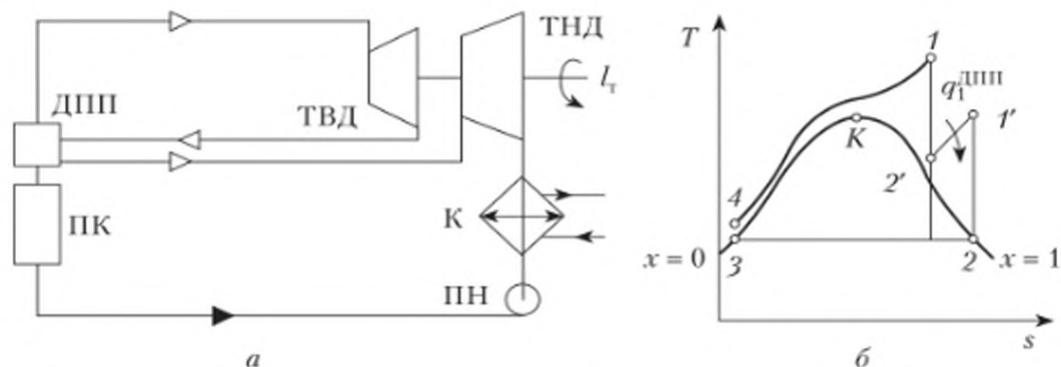


Рис. 5.22. Идеальный цикл ПТЭУ с промежуточным перегревом пара:

a — схема установки; *б* — цикл в координатах Ts

При начальных сверхкритических параметрах пара часто применяют больше двух промежуточных перегревов, имея в виду, что многократный перегрев приближает ломаную кривую $1-2-3-4-5-6$ к изотерме.

Суммарный КПД современных теплоэлектростанций (ТЭС) не превышает 38–42%.

Сейчас ТЭС расходует примерно 460 млн т условного топлива. Около половины теплоты сгорания этого топлива сбрасывается с охлаждающей турбины водой (q_2 теоретического цикла), увеличивая так называемое «тепловое загрязнение» окружающей среды.

5.5.3. Теплофикационный цикл

Советский Союз первый в мире осуществил идею комбинированного производства тепловой и электрической энергии в одной установке на *теплоэлектроцентралях* (ТЭЦ). В таких установках конденсация пара после силовой паровой турбины производится в специальных устройствах для подогрева воды, идущей в тепловые сети для теплофикации промышленных и жилых зданий, а установки работают по так называемому *теплофикационному циклу* (рис. 5.23).

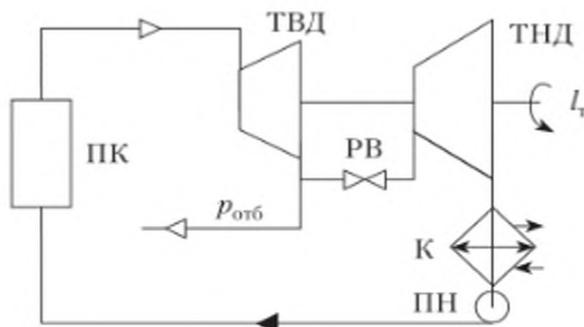


Рис. 5.23. Схема теплофикационного цикла ПТЭУ

Для практического осуществления теплофикационных циклов используют турбины специальной конструкции, работающие с ухудшенным вакуумом, с противодавлением или с регулирующими отборами пара. Современные ТЭЦ ориентированы на использование турбин с регулирующими отборами пара, так как они могут работать по свободному электрическому графику с одновременным независимым регулированием тепловой нагрузки.

Турбина с одним регулирующим отбором пара состоит из ТВД и ТНД. Перегретый пар из парового котла ПК вначале поступает в ТВД, где расширяется до давления отбора пара $p_{отб}$ на нужды теплофикации. Это давление согласуется при проектировании с нуждами потребителей. Оставшаяся часть пара через регулирующей вентиль РВ поступает в ТНД, где пар расширяется до давления, соответствующего давлению в конденсаторе К ($(0,03 \div 0,04) \cdot 10^5$ Па).

Количество пара, поступающего на нужды теплофикации, может регулироваться в широких пределах: от нуля (чисто конденсационная турбина) до максимума.

При увеличении давления за турбиной термический КПД цикла ПТЭУ, естественно, уменьшается, однако этот проигрыш компенсируется огром-

ными преимуществами комбинированного способа. Так, при отдельной выработке электроэнергии и теплоты степень использования теплоты топлива составляет не более 40–45%, а при комбинированной выработке электроэнергии и теплоты на ТЭЦ доходит до 70–80%.

На современных ТЭЦ реализованы и более сложные схемы теплофикационных циклов, позволяющие существенно повысить коэффициент использования теплоты топлива.

5.6. Обратные циклы

5.6.1. Цикл паровой компрессорной холодильной установки

Основной задачей холодильных установок является перенос теплоты от тела с более низкой температурой к телу с более высокой температурой за счет затрачиваемой для этого внешней механической работы.

Идеальным циклом холодильных установок является обратный цикл Карно (рис. 5.24). В этом цикле теплота q_1 передается от тела с температурой T_1 к телу с температурой T_2 за счет работы $l_{ц}$.

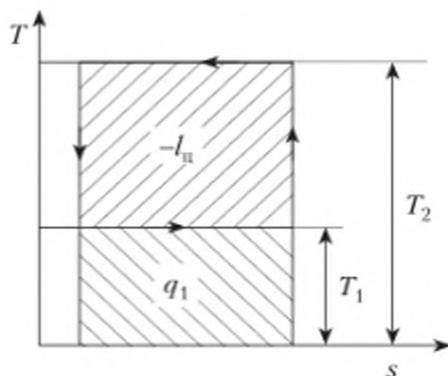


Рис. 5.24. Обратный цикл Карно

Основными характеристиками холодильной установки являются:

- *холодопроизводительность* — количество теплоты, отводимое в единицу времени от тела с низкой температурой, кДж/с;

$$Q_1 = q_1 M_s,$$

где q_1 — удельное количество отводимой теплоты (удельная холодопроизводительность), кДж/кг; M_s — секундный расход рабочего тела, кг/с;

- *холодильный коэффициент*

$$\varepsilon = \frac{q_1}{|l_{ц}|}.$$

Практическое осуществление холодильной установки, работающей по циклу Карно, затруднительно. Осуществить процессы, близкие к изотермическим, возможно только при достаточно медленном их протекании или в случае конденсации и испарения холодильного агента.

Наиболее широко используются компрессорные и абсорбционные холодильные установки. В свою очередь, компрессорные холодильные установки подразделяют на газовые (воздушные) и паровые. Наибольшее распространение получили холодильные установки, в которых рабочим телом (хладагентом) являются парообразные вещества (аммиак и различные галогензамещенные углеводороды — хладоны (фреоны)) с низкой температурой кипения.

Принципиальная схема пароконпрессорной холодильной установки и ее цикл представлены на рис. 5.25, где кроме известной диаграммы Ts использована диаграмма $\ln p - i$. Идеальным циклом паровой компрессорной установки является обратный цикл Ренкина.

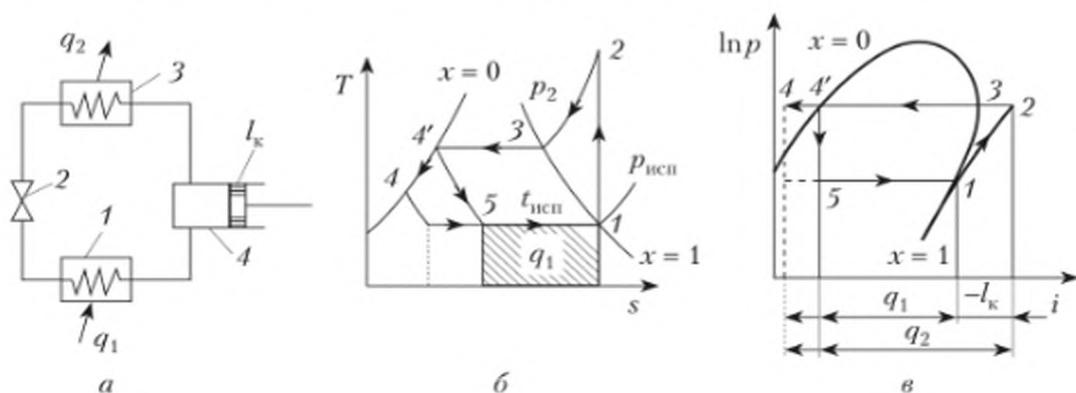


Рис. 5.25. Схема пароконпрессорной холодильной установки и ее идеальный цикл:

a — принципиальная схема; *б* — диаграмма Ts ; *в* — диаграмма $\ln p - i$

Компрессор 4 засасывает из испарителя 1 сухой насыщенный или слегка перегретый пар хладагента и адиабатно сжимает его до давления p_k (процесс 1–2). Из компрессора перегретый пар поступает в конденсатор 3, где охлаждается до температуры конденсации t_k (процесс 2–3), а затем конденсируется (процесс 3–4'), отдавая в окружающую среду теплоту q_2 . После конденсации жидкий хладагент подвергается дросселированию в специальном клапане 2 (процесс 4'–5). Полученный влажный пар при давлении $p_{исп}$ поступает в испаритель, где и испаряется при температуре $t_{исп}$, отбирая теплоту q_1 от охлаждаемой среды (процесс 5–1).

Удельная холодопроизводительность 1 кг рабочего тела в установке составляет

$$q_1 = i_1 - i_5; \quad (5.26)$$

теплота, отводимая в конденсаторе, равна

$$q_2 = i_2 - i_4'. \quad (5.27)$$

Работа, затрачиваемая на адиабатное сжатие хладагента в компрессоре,

$$l_k = i_2 - i_1. \quad (5.28)$$

Поскольку в процессе дросселирования энтальпия не изменяется, то $i_4' = i_5$.

Холодильный коэффициент рассмотренного теоретического цикла парокomppressorной холодильной машины

$$\epsilon = \frac{q_1}{|l_k|} = \frac{i_1 - i_5}{i_2 - i_1}. \quad (5.29)$$

Если известны полная Q_1 и удельная q_1 холодопроизводительности, можно вычислить количество хладагента, циркулирующего в машине, кг/с:

$$M_s = \frac{Q_1}{q_1}. \quad (5.30)$$

Мощность, потребляемая компрессором в теоретическом цикле, кВт, составляет

$$N_T = M_s l_k. \quad (5.31)$$

Увеличение холодопроизводительности возможно при дополнительном *переохлаждении* жидкости в конденсаторе (процесс $4'-4$).

Невыгодность дросселирования, сопровождающегося диссипацией энергии, по сравнению с адиабатным расширением от давления p_k до $p_{исп}$ с производством работы в расширительном цилиндре компенсируется существенным упрощением конструкции и удобством регулирования работы холодильной установки.

5.6.2. Цикл абсорбционной холодильной установки

Абсорбционные и парожеткорные холодильные установки используют вместо механической энергии на привод компрессоров энергию тепловую. Так, рабочим телом абсорбционных холодильных установок является раствор, состоящий из двух веществ: холодильного агента и абсорбента, имеющих разные температуры кипения при одном и том же давлении.

В абсорбционных машинах в качестве рабочих тел широко применяют различные хладагенты: водоаммиачный (H_2O-NH_3), водобромистолитиевый ($LiBr-H_2O$), фреон-дибутил-фтолат ($\Phi-22-ДБ\Phi$) и другие растворы. Схема хладоновой абсорбционной холодильной машины представлена на рис. 5.26.

В генераторе (кипятильнике) 1 холодильной установки за счет подвода теплоты при температуре t_r и давлении p_r происходит выпаривание из раствора легкокипящего холодильного агента, например, отработавших газов ДВС при температуре t_r . Образовавшиеся пары холодильного агента поступают в конденсатор 2, где, конденсируясь, отдают в окружающую среду теплоту q_2 . В зависимости от температуры среды, охлаждающей конденсатор, в нем поддерживается, как и в генераторе, давление p_r . Жидкий холодильный агент из конденсатора через турбину (или дроссельный клапан) 3 направляется в испаритель 4, где за счет отвода теплоты q_1 от охлаждаемого источника происходит кипение холодильного агента при давлении p_a . Давление в испарителе зависит от температуры холодного

источника и равно давлению в абсорбере 5. Образовавшиеся в испарителе пары поступают в абсорбер 5, где поглощаются абсорбентом, поступающим из генератора через теплообменник 8 и турбину (или дроссельный клапан) 7. При поглощении пара абсорбентом выделяется теплота, отводимая в окружающую среду при температуре t_b . Абсорбент возвращается в генератор насосом 6 через теплообменник.

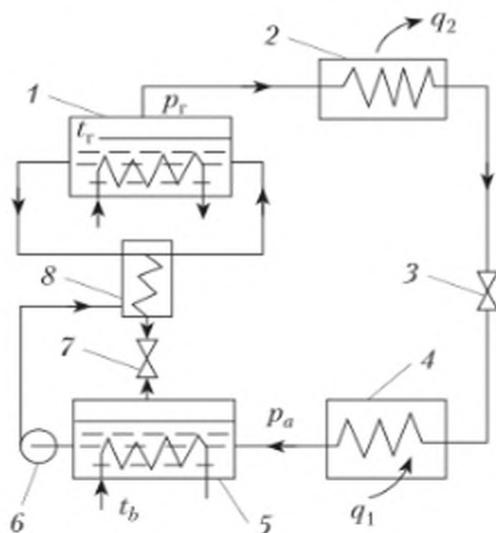


Рис. 5.26. Схема абсорбционной холодильной машины:

1 — генератор (кипятильник) холодильной установки; 2 — конденсатор;
3, 7 — турбины; 4 — испаритель; 5 — абсорбер; 6 — насос; 8 — теплообменник

Таким образом, в рассматриваемой схеме генератор как бы служит нагнетательной стороной механического компрессора, вытесняя из раствора пары холодильного агента, а абсорбер играет роль всасывающей стороны компрессора, поглощая эти пары при поступлении их из испарителя.

Для привода насоса может использоваться работа, полученная в турбинах 3 и 7. Если турбины заменены дроссельными клапанами, то насос приводится в действие посторонним источником энергии, но работа по перекачиванию жидкого абсорбента значительно меньше работы на привод газового компрессора.

Основным преимуществом абсорбционных холодильных машин по сравнению с компрессионными является замена дорогостоящей механической энергии для получения холода теплотой невысокого температурного уровня.

5.6.3. Циклы тепловых насосов

Тепловые насосы работают по таким же циклам, что и холодильные установки, однако предназначены для других целей — для повышения температурного потенциала теплоты и ее последующего использования. Так, на судах имеются значительные вторичные энергетические ресурсы низкого температурного потенциала (45–60°C).

Теплоту повышенного температурного потенциала, полученную с помощью тепловых насосов, можно использовать как для нужд отопления в системах теплоснабжения, так и для получения электроэнергии в турбогенераторе.

Эффективность теплового насоса характеризуется *коэффициентом трансформации теплоты*, который иногда называют *отопительным коэффициентом*:

$$\mu = \frac{q_2}{l_{\text{и}}} = 1 + \epsilon,$$

где ϵ — холодильный коэффициент.

Одинаковость циклов холодильных установок и тепловых насосов позволяет в зависимости от требуемых целей и температур использовать одни и те же установки, например, как в режиме кондиционирования воздуха, так и в режиме отопления.

Идеальный цикл компрессорного теплового насоса, повышающего температурный уровень теплоты охлаждения дизеля с целью замены вспомогательного отопительного котла, представлен на рис. 5.27.

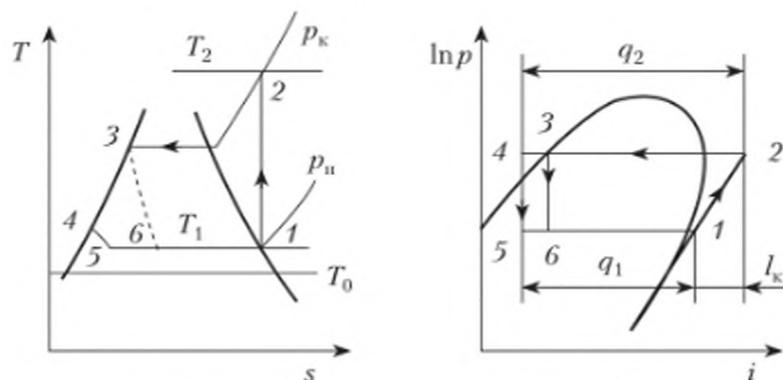


Рис. 5.27. Повышение температурного уровня теплоты системы охлаждения ДВС при помощи компрессорного теплового насоса

Теплота q_2 отдается на потребитель при повышенной температуре T_2 .

Для реальных тепловых насосов коэффициент трансформации теплоты находится в пределах $\mu = 3 \div 5$. Это означает, что при затрате 1 кВт механической энергии (работы) можно получить 3–5 кВт теплоты невысокого температурного потенциала (T_2), используя еще более низкопотенциальную теплоту с температурой T_0 или T_1 .

Тепловые насосы являются чрезвычайно перспективными машинами, которые могут значительно увеличить эффективность использования энергии во многих сферах народного хозяйства.

Контрольные вопросы и задания

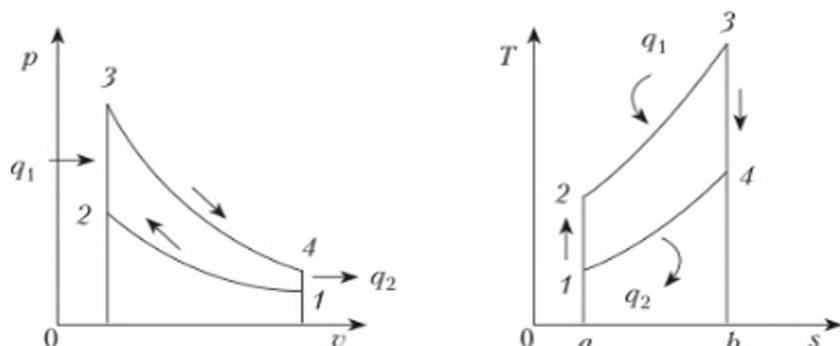
1. Что такое циклы теплоэнергетических установок? Что является показателем их энергетической эффективности?

2. Что понимают под обратными циклами холодильных машин и тепловых насосов? Как они представляются в рабочей и тепловой системах координат?
3. Что такое цикл Карно? Как он представляется в системах координат pV и Ts ? Укажите основные свойства цикла Карно и его назначение.
4. Что такое индикаторные диаграммы двигателей внутреннего сгорания и индикаторный КПД? Запишите формулу для определения индикаторного КПД.
5. Каким образом осуществляется переход от реальных индикаторных диаграмм к идеальным циклам ДВС? Какие допущения и какой КПД, учитывающий этот переход, принимаются?
6. Изобразите схему и запишите КПД, учитывающие преобразование энергии от первичного источника (топлива) до конечного потребителя.
7. Выполните вывод формулы термических КПД идеальных циклов (Отто, Дизеля, Тринклера, Стирлинга).
8. Какие существуют циклы газотурбинных установок? Что такое регенерация теплоты, ее назначение?
9. Выполните сравнительный анализ идеальных циклов ДВС и ГТУ при постоянной степени сжатия и в заданном интервале температур.
10. Изобразите идеальный цикл пароэнергетической установки — цикл Ренкина. Дайте его описание.
11. Какие существуют направления повышения КПД цикла Ренкина? Что такое теплофикационный цикл?
12. Каковы пределы повышения энергетической эффективности теплового двигателя в заданном интервале температур и давлений?

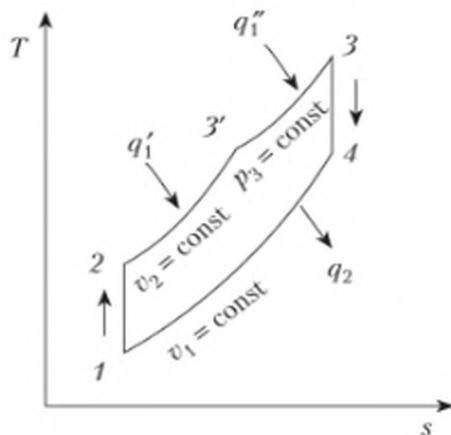
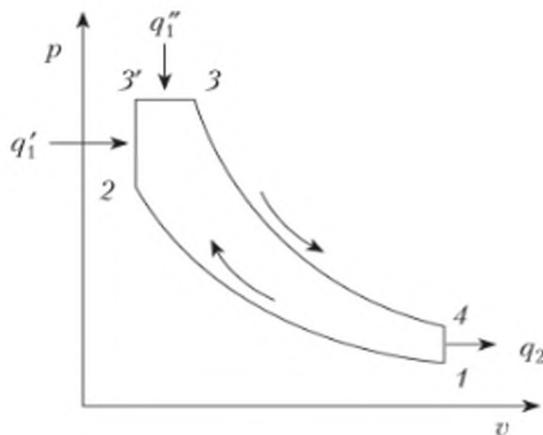
Тест

1. Термический коэффициент полезного действия цикла — это отношение ...
 - отведенной теплоты к подведенной;
 - работы цикла к подведенной теплоте;
 - работы цикла к отведенной теплоте.
2. Теплоту от тела с меньшей температурой можно передать к телу с более высокой температурой ...
 - самопроизвольно;
 - затратив работу;
 - подвести из окружающей среды.
3. По прямым циклам, совершаемым по часовой стрелке (на диаграммах), работают ...
 - тепловые насосы;
 - холодильные установки;
 - теплосиловые установки.
4. Цикл тепловых двигателей предназначен ...
 - для преобразования теплоты в работу;
 - для переноса теплоты от более нагретого тела к менее нагретому;
 - для передачи теплоты от более холодного тела к менее холодному.
5. Холодильные установки предназначены ...
 - для передачи теплоты от более холодного тела к менее холодному;
 - для трансформации теплоты;
 - для преобразования теплоты в работу.
6. Цикл Карно состоит из двух адиабат и двух ...
 - изотерм;

- изобар;
 - изохор.
7. Термический КПД цикла Карно зависит только от перепада ...
- плотности;
 - вязкости;
 - температур;
 - атомности.
8. Основным свойством цикла Карно является ...
- зависимость его КПД от свойств рабочего тела;
 - работа с двумя источниками теплоты;
 - максимальное значение КПД в заданном интервале температур.
9. Изображенный на рисунке цикл — это цикл ДВС с ... подводом теплоты.



- изобарным;
 - изохорным;
 - изохорно-изобарным.
10. Цикл с изохорным подводом теплоты — это цикл ...
- дизельных двигателей;
 - турбонагнетателя;
 - карбюраторных и газовых двигателей.
11. Идеальный цикл дизеля состоит из совокупности двух адиабат и ...
- двух изохор;
 - двух изобар;
 - двух изохор и одной изобары.
12. Изображенный на с. 143 цикл — это цикл с ... подводом теплоты.
- изобарным;
 - изохорным;
 - изохорно-изобарным.
13. Степень предварительного расширения — это отношение ...
- V_1/V_2 ;
 - V_1/V_3 ;
 - V_3/V_2 .
14. Термический КПД цикла с изохорно-изобарным подводом теплоты выражается зависимостью ...
- $1 - \frac{1}{\epsilon^{k-1}}$;



- $1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)]}$;
- $1 - \frac{1}{\sigma^{\frac{k-1}{k}}}$.

15. Эффективный КПД теплового двигателя есть произведение его термического КПД ...

- на индикаторный КПД;
- на механический КПД;
- на произведение относительного индикаторного КПД на механический КПД.

16. Целью наддува дизельного двигателя является увеличение ...

- расхода топлива;
- мощности;
- количества воздуха.

17. Газотурбинный наддув дизелей по сравнению с механическим наддувом позволяет повысить ...

- мощность;
- эффективный КПД;
- индикаторный КПД.

18. Цикл ГТУ состоит из сочетания двух адиабат и двух ...

- изотерм;
- изохор;
- изобар.

19. Повышению КПД парозенергетических установок (до уровня ДВС) препятствует недостаточная жаропрочность материала ...

- лопаток турбины;
- паропровода из котельного отделения в машинное;
- элементов парогенератора.

20. Комбинированные циклы позволяют повысить ...

- выработку различных видов энергии;
- коэффициент топливоиспользования (энергетическую эффективность);
- КПД каждого участка преобразования энергии.

Глава 6

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

6.1. Второе начало термодинамики для необратимых процессов. Закон возрастания энтропии

Интеграл Клаузиуса. Произведем предварительно формулирование аналитического выражения второго начала термодинамики для равновесных (обратимых) процессов и циклов.

Как известно, термический КПД цикла Карно определяется по формуле

$$\eta_i^K = 1 - \frac{|q_2|}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Из этого выражения следует

$$\frac{|q_2|}{q_1} = \frac{T_2}{T_1} \text{ или } \frac{q_1}{T_1} - \frac{|q_2|}{T_2} = 0.$$

С учетом знака теплоты q_2 последнее уравнение записывается так:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \text{ или } \sum \frac{q}{T} = 0.$$

Следовательно, в цикле Карно сумма приведенных теплот q/T обоих источников равна нулю. Этот вывод справедлив и для любых других обратимых процессов.

Действительно, если произвольный обратимый цикл (рис. 6.1) разбить адиабатами на n элементарных циклов, то при $n \rightarrow \infty$ получим слияние элементарных изотерм в линию произвольного цикла.

Для каждого элементарного i -го цикла Карно справедливо выражение

$$\sum \frac{dq_i}{T_i} = 0.$$

Для совокупности элементарных циклов, а следовательно, и для рассматриваемого произвольного цикла, можем записать

$$\sum_{i=1}^{i=n} \frac{q_i}{T_i} = 0.$$

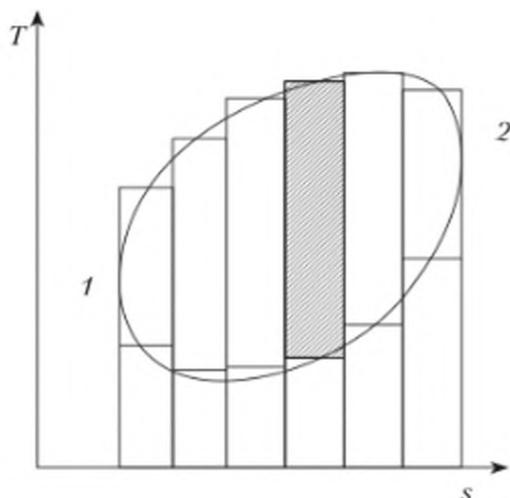


Рис. 6.1. Разделение произвольного цикла

При бесконечно большом числе элементарных циклов интеграл по замкнутому контуру

$$\oint \frac{dq}{T} = 0. \quad (6.1)$$

Приведенный интеграл носит название *интеграла Клаузиуса*. Он является характеристикой любого обратимого цикла. Интеграл Клаузиуса можно рассматривать как математическую формулировку второго начала термодинамики для обратимых циклов.

Действительно, как указывалось ранее, для того чтобы сумма членов вида dq/T равнялась нулю, необходимо иметь в цикле участки с подводом теплоты ($dq > 0$) и участки с отводом ее ($dq < 0$), т.е. этим самым утверждается невозможность осуществления цикла с одним источником теплоты.

Если интеграл, взятый по замкнутому контуру, равен нулю, то подынтегральное выражение dq/T является полным дифференциалом некоторой функции, которая ранее была названа энтропией. С учетом понятия энтропии уравнение (6.1) примет вид

$$\oint \frac{dq}{T} = \oint ds = 0. \quad (6.1a)$$

Из уравнения (6.1a) следует, что в системе тел, с помощью которых осуществляется произвольный обратимый цикл, одни тела получают теплоту, и их энтропия растет, другие отдают теплоту, и энтропия их уменьшается. Однако суммарное изменение энтропии системы при обратимом цикле равно нулю ($ds_c = 0$).

Энтропия системы в реальных необратимых процессах и циклах. Теперь рассмотрим, как изменяется энтропия системы при протекании в ней реальных необратимых процессов и циклов.

Рассмотрим два частных случая протекания необратимых процессов: механически необратимый процесс и термически необратимый процесс.

Механически необратимый процесс. В цилиндре с теплонепроницаемыми стенками происходит расширение газа (рис. 6.2). Поршень перемещается из начального состояния 1 в конечное в одном случае бесконечно медленно (обратимый процесс), в другом — с конечной скоростью (необратимый процесс). Удельный объем в начале процесса v_1 , в конце — v_2 .

Обратимый адиабатный процесс 1–2 изображается линией $s = \text{const}$.

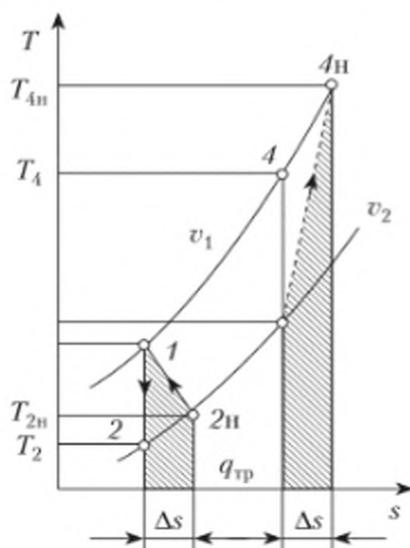


Рис. 6.2. Механически обратимый и необратимый процессы

Вследствие конечной скорости движения поршня в газе происходят завихрения и связанное с ними трение между слоями. На преодоление сил трения затрачивается часть работы расширения, которая при затухании завихрений переходит в теплоту, идущую на увеличение внутренней энергии тела. В результате этого, когда расширение закончится и поршень остановится, температура $T_{2н}$ будет больше, чем в конце обратимого процесса при том же удельном объеме v_2 .

Точку 2н, определяющую состояние газа в конце необратимого расширения, найдем на пересечении изотермы $T_{2н}$ и изохоры v_2 . Как видно на рис. 6.2, энтропия возросла на величину $\Delta s = s_{2н} - s_2$ хотя теплота к газу не подводилась. Площадь под линией 1–2н характеризует величину недополученной работы расширения, т.е. работы преодоления сил трения, перешедшей в теплоту трения.

Такой же результат (увеличение энтропии, т.е. на диаграмме Ts площадь, характеризующая теплоту трения) получили бы в случае сжатия.

Термически необратимый процесс. Рассмотрим систему из двух тел разной температуры, заключенных в адиабатно изолированную оболочку (рис. 6.3). От тела А к телу В переходит теплота в количестве dQ . Энтропия тела А уменьшится на величину

$$dS_A = -\frac{dQ}{T_1}.$$

Энтропия тела Б, к которому теплота подводится, возрастает на величину

$$dS_B = +\frac{dQ}{T_1}.$$

Приращение энтропии системы равно алгебраической сумме приращений ее составляющих:

$$dS_c = dS_A + dS_B = dQ \left(\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right). \quad (6.2)$$

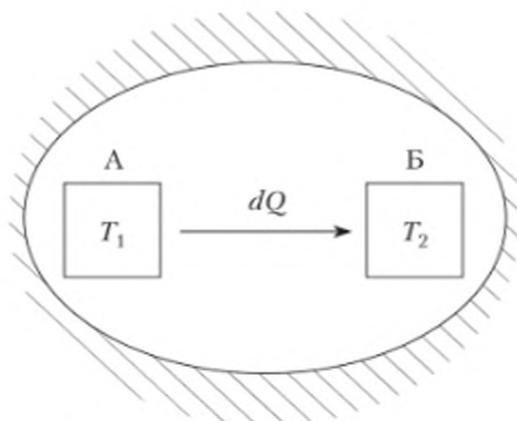


Рис. 6.3. Термически обратимый и необратимый процессы

Так как $T_1 > T_2$, разность отношений в скобках положительна. Следовательно, приращение энтропии системы $dS_c > 0$. Извне теплота к системе не подводится, происходит самопроизвольное возрастание энтропии системы из-за необратимости процессов, протекающих в системе.

Полученное неравенство $dS_c > 0$ в рассмотренных примерах может быть сформулировано следующим образом: *в адиабатно изолированных системах необратимые процессы всегда сопровождаются ростом энтропии*. Приведенное неравенство называют **законом возрастания энтропии**.

При протекании в изолированной системе необратимых процессов, энтропии одних тел убывают, других — увеличиваются, однако суммарное изменение энтропий всех тел системы может только возрастать.

Если в такой системе происходят обратимые процессы, энтропия остается без изменений ($dS_c = 0$).

В необратимых процессах энтропия играет роль *меры* необратимости процесса. Чем больше конечная разность потенциалов — температур или давлений (причина необратимости), тем на большую величину возрастает энтропия системы.

Второе начало термодинамики может быть сформулировано следующим образом (постулат Клаузиуса): *сумма энтропий всех тел, принимающих участие в процессах преобразования энергии, не может уменьшаться ($dS_c \geq 0$). Она возрастает ($dS_c > 0$) в естественных необратимых процессах либо остается неизменной ($dS_c = 0$), если все процессы обратимы.*

Закон возрастания энтропии, установленный в условиях земного опыта и сформулированный Клаузиусом в 50-х гг. XIX в., был возведен им в ранг универсального физического закона и распространен на всю Вселенную. По Клаузиусу, все реальные процессы, идущие во Вселенной, сопровождаются самопроизвольным преобразованием всех мыслимых видов энергии в теплоту, которая, распространившись по всей системе, создаст повсеместно одинаковую температуру. При этом прекратятся любые процессы: так как энергия потеряет способность к превращениям, наступит состояние вечного равновесия, «тепловая смерть Вселенной».

Ф. Энгельс посвятил ряд фрагментов в «Диалектике природы»¹ критике учения о «тепловой смерти» Вселенной. По мнению Ф. Энгельса, принятие «тепловой смерти» Вселенной равносильно отказу от закона превращения и сохранения энергии. Действительно, по Клаузиусу, хотя и наблюдается полное количественное соответствие при преобразовании энергии (энергия количественно сохраняется), но происходит качественное уничтожение энергии — преобразование ее к виду, в котором она становится не способной к обратным преобразованиям.

Итак, закон возрастания энтропии в изолированных системах является частным, ограниченным законом, который нельзя распространять на всю Вселенную.

Напомним также, что все положения термодинамики (кроме закона превращения и сохранения энергии) справедливы для систем, состоящих из большого числа молекул. Если число молекул в системе невелико, то такие понятия, как «давление», «температура» и т.п., являясь статистическими величинами, теряют смысл. В таких системах возможны самопроизвольные переходы теплоты, сопровождающиеся уменьшением энтропии системы.

6.2. Необратимость и производство работы. Эксергия

Последствия необратимого протекания цикла проанализируем на примере сравнения обратимого и необратимого циклов Карно (рис. 6.4).

В адиабатно изолированной системе, состоящей из источника теплоты I температурой T_1 и источника (приемника) теплоты II температурой T_2 , рабочее тело III совершает равновесный (обратимый) цикл Карно. Подвод теплоты Q_1 и отвод теплоты Q_2 происходит при бесконечно малых разностях температур между источниками и рабочим телом:

$$T_1 - T'_1 = dT;$$

$$T'_2 - T_2 = dT,$$

где T'_1 и T'_2 — температуры рабочего тела.

Адиабаты расширения и сжатия осуществляются механически равновесно (обратимо) при бесконечно малой разности давлений.

¹ Энгельс Ф. Диалектика природы / пер. под ред. Д. Б. Рязанова. М.: Партиздат, 1934.

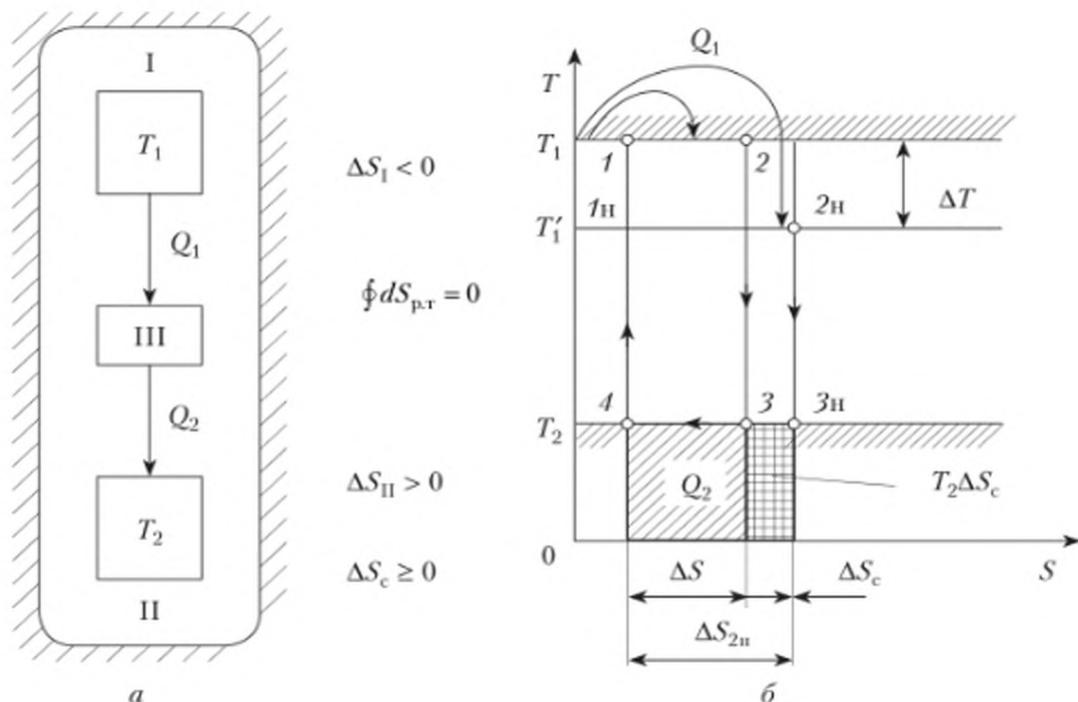


Рис. 6.4. Сравнение обратимого и необратимого циклов Карно:
a — адиабатно изолированная система; *б* — наложение двух циклов

В соответствии с постулатом Клаузиуса, энтропия адиабатно изолированной системы $\Delta S_c = 0$, поскольку увеличение энтропии источника II компенсировалось уменьшением энтропии источника I, а изменение энтропии рабочего тела за цикл, как и изменение любого другого параметра состояния, равно нулю.

Введение даже единственной причины необратимости — конечной разности температур в процессе теплообмена источника I и рабочего тела $\Delta T = T_1 - T_1'$ — приводит к необратимости всего цикла. В данном случае то же количество теплоты Q_1 , отводимой от источника I, подводится к рабочему телу в необратимом процессе $1n - 2n$; при этом энтропия рабочего тела возрастает на большую величину $\Delta S_c = S_{2n} - S_{1n}$, чем в обратимом процессе подвода теплоты ($\Delta S = S_2 - S_1$). Остальные процессы протекают равновесно, в результате чего

$$\oint dS_{p,r} = 0.$$

Однако, для того чтобы замкнуть цикл, приходится отвести от рабочего тела больше теплоты, вследствие чего энтропия приемника теплоты возрастает на большую величину ΔS_{2n} , чем в обратимом цикле.

Энтропия адиабатно изолированной системы из-за необратимости цикла возрастает на величину $\Delta S_c > 0$, а возможная (недополученная из-за дополнительного отвода теплоты) работа уменьшается на величину

$$L - L_n = \Delta L_n = T_2 \Delta S_c. \quad (6.3)$$

Любая другая необратимость также увеличивает возрастание энтропии системы и требует дополнительного отвода теплоты от рабочего тела для замыкания цикла и, следовательно, недополучения работы.

Вышеизложенное позволяет расширить объяснение *физического смысла энтропии*:

- в равновесных процессах энтропия — это *тепловая координата*, изменение которой показывает направление теплообмена;
- в неравновесных процессах энтропия является *мерой неравновесности и мерой потери работоспособности системы*.

Энтропия системы в необратимых процессах возрастает за счет увеличения энтропии приемника теплоты, которым в конечном итоге является окружающая среда.

Эксергия. При одинаковых *последствиях* необратимости протекания процессов (потеря работоспособности) *причины* их могут быть различны.

Диссипацией энергии (рассеянием, *потерей количества*) принято называть самопроизвольный необратимый процесс преобразования энергии первого рода, например работы в теплоту трения (см. рис. 1.8).

Деградацией энергии (обесцениванием, *потерей качества*) принято называть самопроизвольный необратимый процесс преобразования энергии второго и третьего рода (охлаждение тел, дросселирование газа и т.п.).

В целях учета не только количественных, но и качественных характеристик энергии, оценки ее на базе первого и второго начал термодинамики, в 50-х гг. XX в. было введено понятие «эксергия», или «техническая работоспособность».

Эксергией (Ex_q) называют максимальную работу, которую *может совершить система* при ее переходе от данного состояния в равновесие с окружающей средой. Эксергия может иметь как положительное, так и отрицательное значение. Под отрицательной эксергией понимают минимальную работу, которую должна затратить система, чтобы отвести теплоту Q от тела с данной температурой в окружающую среду.

Различают эксергию теплоты и эксергию рабочего тела в потоке.

Максимальную работу можно получить лишь в равновесных обратимых процессах, осуществляя их по адиабатам и изотермам (в том или ином сочетании). В частности, это достижимо преобразованием теплоты в обратимом цикле Карно. Следовательно, эксергия теплоты

$$Ex_q = L_K = Q\eta_t^K = Q\left(1 - \frac{T_0}{T}\right). \quad (6.4)$$

Эксергия теплоты графически показана на рис. 6.5, где T_0 — температура окружающей среды; An — *анергия*, т.е. не преобразуемая в работу часть теплоты Q .

Эксергия рабочего тела в потоке (рис. 6.6) определяется максимальной работой потока, полученной при обратимом переходе из состояния 1 в равновесие с окружающей средой (параметры p_0, T_0). Эта работа является суммой работ, совершаемых в двух процессах: адиабатного расширения (площадь $1-a-b-f$ на рис. 6.6, *a* и площадь $1-l-c-d$ на рис. 6.6, *б*) и изотермического расширения (площадь $a-\theta-c-b$, на рис. 6.6, *a* и площадь $a-\theta-k-l$ на рис. 6.6, *б*).

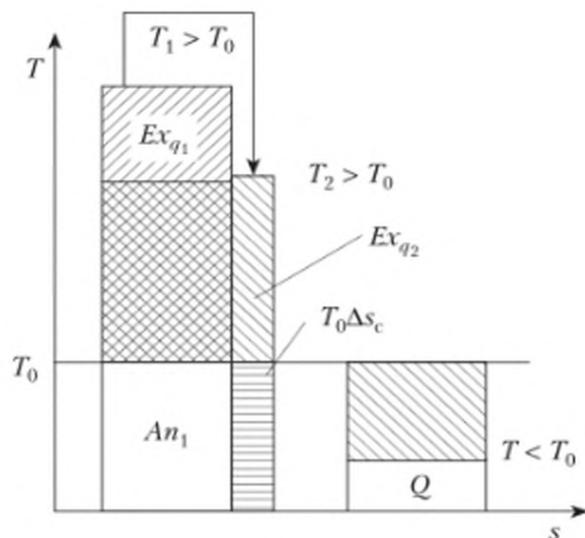


Рис. 6.5. Эксергия теплоты

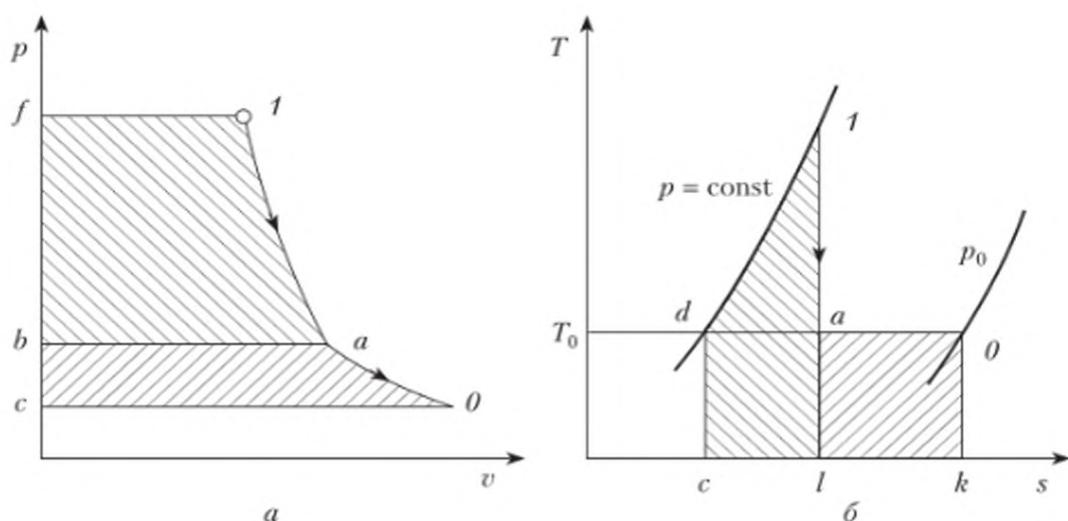


Рис. 6.6. Эксергия рабочего тела в потоке

Удельная эксергия рабочего тела в потоке рассчитывается по формуле

$$ex = \frac{Ex}{M} = i - i_0 - T_0(s - s_0). \quad (6.5)$$

Любое отклонение протекания реальных процессов от обратимых изотерм и адиабат приводит к потере эксергии из-за необратимости. Так, при передаче теплоты Q от тела с температурой T_1 к телу с более низкой температурой T_2 происходит уменьшение эксергии и увеличение анергии (см. рис. 6.5):

$$Q = Ex_1 + An_1 = Ex_2 + (An_1 + T_0 \Delta S_c),$$

при сохранении количества теплоты происходит потеря ее качества — способности производить работу, т.е. деградация энергии. Потеря эксергии тем выше, чем выше возрастание энтропии системы вследствие необратимости процессов, происходящих в системе:

$$\Delta Ex = T_0 \Delta S_c. \quad (6.6)$$

Выражение (6.6) справедливо и для потери эксергии рабочего тела в потоке.

Формулы (6.3) и (6.6), связывающие потерю работы (эксергии) с величиной возрастания энтропии системы вследствие необратимости протекающих в системе процессов, называются *формулой Гюи — Стодоля*.

Эксергетический КПД цикла есть отношение полезно использованной эксергии $\Delta Ex_{\text{п}}$ ко всей израсходованной эксергии:

$$\eta_{ex} = \frac{\Delta Ex_{\text{п}}}{\Delta Ex_{\text{рас}}}. \quad (6.7)$$

Полезно использованная эксергия в случае превращения ее в работу в цикле равна действительной работе цикла с учетом его необратимости $L_{\text{ц.д}}$, израсходованная эксергия представляет собой разность эксергии теплоты, подведенной в цикле эксергии теплоты, и эксергии теплоты, отведенной в цикле:

$$\eta_{ex} = \frac{L_{\text{ц.д}}}{Ex_1 - Ex_2}. \quad (6.7a)$$

Поскольку эксергия теплоты представляет собой ту часть теплоты, которая способна в обратимом цикле (например, в цикле Карно) полностью превратиться в работу, то *эксергетический КПД обратимого цикла равен единице*. Эксергетический КПД цикла может в общем случае принимать значения от нуля до единицы:

$$0 \leq \eta_{ex} \leq 1.$$

Формула (6.7) применима также для определения эксергетического КПД любого элемента теплоэнергетической установки: котла, турбины, теплообменника, трубопровода и т.п. При этом эксергию определяют как эксергию потока рабочего тела.

Для таких элементов установки, в которых работа не совершается и не затрачивается, эксергетический КПД представляет собой отношение

$$\eta_{ex} = \frac{Ex_{\text{вых}}}{Ex_{\text{вх}}}, \quad (6.8)$$

где $Ex_{\text{вых}}$ — эксергия рабочего тела в потоке на выходе из этого элемента (аппарата, трубопровода и т.п.); $Ex_{\text{вх}}$ — эксергия рабочего тела в потоке на входе в элемент установки.

6.3. Анализ необратимых циклов с помощью системы коэффициентов полезного действия

Реальные процессы сжатия и расширения сопровождаются необратимыми потерями, учитываемыми внутренним относительным КПД η_{oi} (см. подпараграф 5.3.1) машины, в которой совершается процесс:

при расширении (в турбине, дизеле)

$$\eta_{oi}^p = \frac{l_p}{l_{o,p}}, \quad (6.9)$$

где l_p — удельная работа расширения в реальном (необратимом) процессе; $l_{o,p}$ — удельная работа расширения в обратимом процессе; при сжатии (в компрессоре, дизеле)

$$\eta_{oi}^{сж} = \frac{|l_{o,сж}|}{l_{сж}}, \quad (6.10)$$

где $l_{сж}$ — удельная работа сжатия в реальном (необратимом) процессе; $l_{o,сж}$ — удельная работа сжатия в обратимом процессе.

Из формул (6.9) и (6.10) находим

$$l_p = l_{o,p} \eta_{oi}^p \text{ и } |l_{сж}| = \frac{|l_{o,сж}|}{\eta_{oi}^{сж}}.$$

Потери уменьшают работу расширения и увеличивают работу сжатия. В результате действительная работа цикла существенно снижается:

$$l_{ц.д} = l_p - |l_{сж}| = l_{o,p} \eta_{oi}^p - \frac{l_{o,сж}}{\eta_{oi}^{сж}}. \quad (6.11)$$

После соответствующих подстановок получим выражение для внутреннего абсолютного КПД цикла

$$\eta_{иц} = \frac{l_{o,p} \eta_{oi}^p - \frac{|l_{o,сж}|}{\eta_{oi}^{сж}}}{q_1}. \quad (6.12)$$

Эффективный (абсолютный) КПД установки помимо потерь, учитываемых внутренним абсолютным КПД цикла, включает в себя механические потери введением механического КПД $\eta_{мех}$ и другие потери в элементах и устройствах установки, не связанных с совершением цикла (в котельном агрегате, камере сгорания, редукторе, электрогенераторе и т.п.), через их эффективные КПД:

$$\eta_e^{уст} = \eta_t \eta_{oi} \Pi_{\eta}, \quad (6.13)$$

где Π_{η} — произведение КПД, учитывающих упомянутые потери.

Эффективный КПД η_e показывает долю теплоты, выделяемой при полном сгорании топлива, которая превращается в полезную работу, отдаваемую потребителю (например, электрогенератору или гребному винту):

$$l_e = \eta_e q_1. \quad (6.14)$$

Неиспользованная доля удельной теплоты состоит из действительной удельной теплоты $|q_{2д}|$, отводимой в цикле с учетом его необратимости, и потерь удельной теплоты $q_{пот}$, не связанных с совершением цикла, но неизбежных в реальной установке:

$$q_{пот}^{р.уст} = (1 - \eta_e)q_1. \quad (6.15)$$

Очевидно, что

$$q_{пот} = (\eta_{иц} - \eta_e)q_1. \quad (6.16)$$

Эта потеря также рассеивается в окружающей среде.

Анализ теплоэнергетической установки с помощью системы коэффициентов полезного действия основан на законе сохранения и превращения энергии, т.е. на первом начале термодинамики. Он не учитывает, что теплота и работа не равноценны и что теплота различного потенциала имеет различную ценность.

Вследствие этого рассмотренный метод анализа хотя и дает вполне надежную оценку эффективности теплоэнергетической установки, но не использует всех возможностей термодинамического аппарата. Он не позволяет обнаружить основные очаги необратимости, т.е. те процессы, которые должны привлекать наше особое внимание в целях повышения эффективности установки.

Этого недостатка лишены эксергетический и энтропийный методы, основанные на обоих началах термодинамики.

6.4. Энтропийный и эксергетический методы анализа

В реальных теплоэнергетических установках имеет место необратимость двух типов:

- необратимость, вызванная наличием трения при движении рабочего тела в элементах установки;
- необратимость, обусловленная наличием конечной разности температур в процессах передачи теплоты между рабочим телом и источниками теплоты.

Цикл называют *внутренне обратимым*, если в нем отсутствуют потери на трение при течении рабочего тела, и *полностью обратимым*, если наряду с этим отсутствуют необратимые потери, связанные с внешним теплообменом (обменом теплотой с горячим и холодным источниками). Таким образом, цикл, в котором отсутствуют потери на трение при течении рабочего тела, но осуществляется теплообмен при конечной разности температур между рабочим телом и источниками, будет *обратим внутренне*, но *необратим внешне*.

Метод коэффициентов полезного действия учитывает потери лишь внутренней необратимости цикла, но никак не учитывает потери, обусловленные разностью температур рабочего тела и источников теплоты. Тем не менее метод коэффициентов полезного действия широко распространен в практике теплотехнических расчетов. Объясняется это тем, что внешняя

необратимость не влияет на *количественные* результаты анализа: внутренняя необратимость цикла приводит к потере части подводимой теплоты, а внешняя необратимость не приводит к потерям теплоты, так как одно и то же ее количество передается вне зависимости от того, какова разность температур между рабочим телом и источниками теплоты. Внешняя необратимость приводит к потере *качества* — работоспособности, недоиспользованию температурного потенциала теплоты, который в случае термодинамически более совершенной организации процесса теплообмена позволил бы получить большую работу.

Ярким примером внешней необратимости является теплообмен в котле между продуктами сгорания топлива и пароводяной эмульсией — рабочим телом паротурбинной установки. В современных крупных котлоагрегатах КПД топок превышает 95%, следовательно, с позиций первого начала термодинамики это очень совершенное устройство. С позиций второго начала термодинамики в топке имеет место ярко выраженная внешняя необратимость процесса передачи теплоты от горячего источника ($T_1 \approx 2200$ К) к экранам трубам, в которых циркулирует пароводяная смесь ($T_2 \approx 600$ К). Потеря работоспособности рассчитывается по формуле Гюи — Стодоля. Тепловое устройство, весьма эффективное с позиций первого начала термодинамики, оказывается весьма несовершенным с позиции второго начала термодинамики (эксергетический КПД котла не превышает 50%).

В отличие от метода коэффициентов полезного действия энтропийный и эксергетический методы, основанные на обоих началах термодинамики, позволяют найти *источники необратимости* в элементах энергетической установки.

Суть энтропийного и эксергетического методов анализа одинакова: это расчет потерь необратимости. Различны лишь способы практического применения.

Величина потери работоспособности всей системы в целом равна сумме величин потерь работоспособности в отдельных элементах этой системы:

$$\Delta L_c = \sum_{i=1}^{i=n} \Delta L_i.$$

Найденные значения ΔL_i покажут, в каких элементах установки необратимые процессы вносят основной вклад в величину ΔL_c , а следовательно, в каких элементах установки процессы требуют усовершенствования в первую очередь.

Возрастание энтропии ΔS_i в результате необратимости процессов вычисляется по известным формулам.

Иногда удобно судить о степени обратимости процессов внутри элементов установки по *внешней характеристике* рабочего тела и источников — по разности эксергий ΔEx на входе в элемент установки и на выходе из него. Величина эксергии определяется по формулам эксергии теплоты, потока или неподвижного рабочего тела, иногда удобно пользоваться специальными эксергетическими диаграммами.

Первым был разработан энтропийный метод анализа энергетических установок. Эксергетический метод возник в 60-е гг. XX в. и получил распространение в различных областях теплотехники и холодильной техники.

Таким образом, методы *количественного* анализа совершенствования энергетических установок, основанные на первом начале термодинамики, должны быть дополнены методами *качественного* анализа на базе двух начал термодинамики — энтропийным или эксергетическим, позволяющими учесть все необратимости, внутренние и внешние, оценить их вклад, выявить элементы системы, требующие первоочередного усовершенствования.

6.5. Тепловой и эксергетический балансы теплоэнергетических установок. Вторичные энергетические ресурсы

Тепловой баланс двигателя. Дизельные двигатели относятся, как известно, к числу наиболее экономичных тепловых двигателей. Коэффициенты полезного действия лучших образцов достигают 50–51%, однако и в них теряется значительное количество теплоты. Тепловой баланс двигателя показывает распределение теплоты, выделенной при сгорании топлива.

Тепловые балансы часто составляют на 1 кг сжигаемого топлива или на 1 ч работы двигателя.

В расчете на 1 ч работы двигателя тепловой баланс ДВС, кДж/ч, записывают как

$$B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}} = 3600N_e + Q_{\text{г}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{м}} + Q_{\text{ост}} \quad (6.17)$$

где $B_{\text{ч}}$ — часовой расход топлива, кг/ч; $Q_{\text{н}}^{\text{п}}$ — низшая теплота сгорания топлива, выделяющаяся при сгорании 1 кг топлива, кДж/кг; N_e — эффективная мощность ДВС, кВт; $Q_{\text{г}}$ — потери теплоты с выпускными газами, кДж/ч; $Q_{\text{охл}}$ — потери теплоты с охлаждающей водой, кДж/ч; $Q_{\text{м}}$ — потери теплоты со смазочным маслом, кДж/ч; $Q_{\text{ост}}$ — остаточный член теплового баланса, учитывающий потери теплоты в окружающую среду, погрешности при определении составляющих теплового баланса и т.п.

Составляющие теплового баланса рассчитываются по данным испытаний — замеров расходов газов, охлаждающей воды, масла, а также температур сред на входе и на выходе из ДВС. Часто эти составляющие записывают в относительных единицах:

$$1 = \frac{3600}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}/N_e} + \frac{Q_{\text{г}}}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}} + \frac{Q_{\text{охл}}}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}} + \frac{Q_{\text{м}}}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}} + \frac{Q_{\text{ост}}}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}}$$

или

$$1 = \eta_e + q_{\text{г}} + q_{\text{охл}} + q_{\text{м}} + q_{\text{ост}} \quad (6.18)$$

где η_e — эффективный КПД двигателя;

$$\eta_e = \frac{3600}{B_{\text{ч}}Q_{\text{н}}^{\text{п}}/N_e} = \frac{3600}{g_e Q_{\text{н}}^{\text{п}}}$$

где g_e — удельный эффективный часовой расход топлива, кг/(кВт · ч);

$$g_e = \frac{B_{\text{ч}}}{N_e};$$

q_r — доля теплоты, выделившейся при сгорании топлива, теряемой с выпускными газами; $q_{охл}$, q_m , $q_{ост}$ — доли теплоты, теряемой с охлаждающей водой, маслом, и остаточный член теплового баланса.

Тепловой баланс для двигателей различных типов не одинаков и зависит от тактности, быстроходности, конструкции, нагрузки, степени наддува и ряда других факторов.

На рис. 6.7 приведены ориентировочные составляющие теплового баланса ряда судовых дизелей при работе на номинальном режиме. Тепловой баланс не учитывает энергетическую неравноценность теплоты и работы, а также неравноценность теплоты различного потенциала, не позволяет обнаружить основные очаги необратимости. Эксергетический баланс лишен этих недостатков.

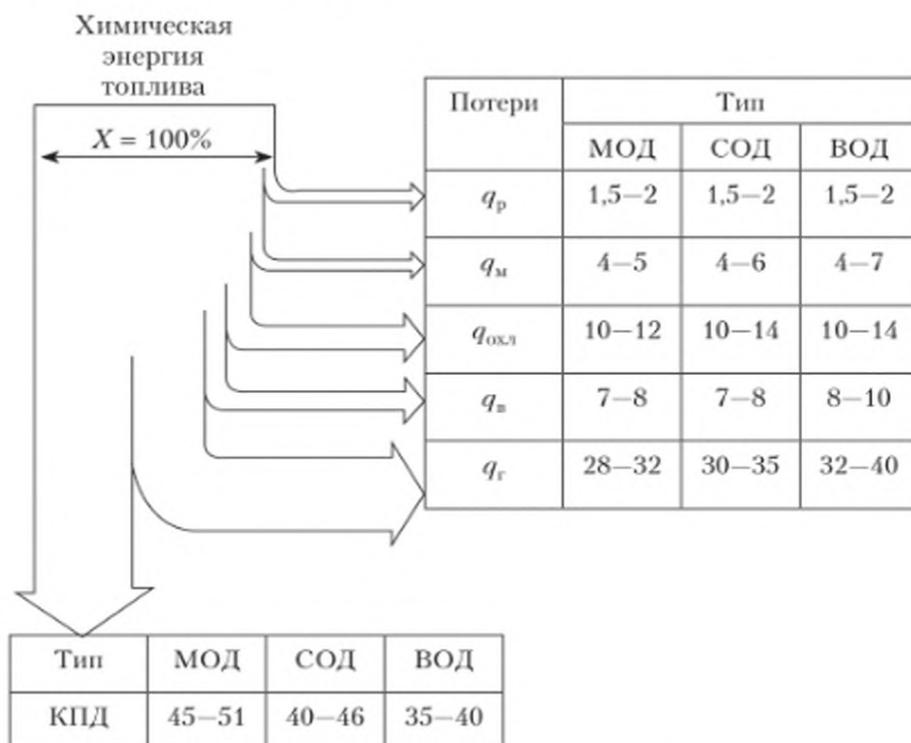


Рис. 6.7. Диаграмма теплового баланса ДВС:

X — химическая энергия топлива; МОД, СОД, ВОД — соответственно мало-, средне- и высокооборотные двигатели; q_r — теплота, рассеиваемая двигателем в окружающую среду; q_m — теплота, воспринимаемая маслом в узлах трения двигателя; $q_{охл}$ — теплота, отводимая от двигателя с охлаждающей пресной водой; $q_в$ — теплота, отбираемая от воздуха в воздухоохладителе; $q_г$ — теплота, отводимая с выпускными газами двигателя (все значения даны в процентах)

Эксергетический баланс двигателя может быть составлен как соотношение исходной эксергии Ex_1 , полезно преобразованной эксергии $Ex_{полезн}$ и суммы различных потерь эксергии в процессе преобразования:

$$Ex_1 = Ex_{полезн} + \sum Ex_{п.} \quad (6.19)$$

К исходной эксергии обычно относят химическую эксергию топлива. Часто ее определяют как высшую теплоту сгорания топлива Q_n^p , реже — как низшую теплоту сгорания топлива Q_n^p . В последнем случае оказывается, что эксергетический КПД двигателя равен значению эффективного КПД, в других случаях эти КПД несколько различаются.

К потерям эксергии относят все последствия диссипации и деградации энергии, вычисляемые и учитываемые в зависимости от целей составления баланса эксергии. Так, при определении эксергетической ценности различных потерь теплоты теплового двигателя, превращении этих потерь во вторичные энергетические ресурсы (ВЭР) к потерям эксергии можно отнести следующие:

- потери от необратимости процесса горения топлива (деградации энергии):

$$\Delta Ex_{гор} = Ex_1 - Ex_q;$$

- потери с выпускными газами ΔEx_g ;
- потери с охлаждающей средой $\Delta Ex_{охл}$;
- потери с маслом ΔEx_m ;
- остаточные потери $\Delta Ex_{ост}$.

В расчете на 1 ч работы двигателя эксергетический баланс может быть записан как

$$\begin{aligned} Ex_{хим} = B_q Q_n^p = 3600 N_e + B_q Q_n^p \frac{T_0}{\bar{T}_1} + B_q Q_n^p q_g \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_2} \right) + \\ + B_q Q_n^p q_{охл} \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_{охл}} \right) + B_q Q_n^p q_m \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_m} \right) + \Delta Ex_{ост}, \end{aligned} \quad (6.20)$$

где T_0 — температура окружающей среды ($T_0 = 300$ К); \bar{T}_1, \bar{T}_2 — средние термодинамические температуры подвода и отвода теплоты, К (см. рис. 5.6); $\bar{T}_{охл}, \bar{T}_m$ — средние абсолютные температуры охлаждающей среды и масла, К.

В относительных единицах эксергетический баланс примет вид

$$1 = \eta_e + \delta_{ex_{гор}} + \delta_{ex_g} + \delta_{ex_{охл}} + \delta_{ex_m} + \delta_{ex_{ост}}, \quad (6.21)$$

где $\delta_{ex_{гор}}$ — доля потерь эксергии от необратимости процесса горения;

$$\delta_{ex_{гор}} = \frac{T_0}{\bar{T}_1};$$

δ_{ex_g} — доля потерь эксергии с выпускаемыми газами;

$$\delta_{ex_g} = q_g \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_g} \right);$$

$\delta_{ex_{охл}}$ — доля потерь эксергии с охлаждением;

$$\delta_{ex_{охл}} = q_{охл} \left(1 - \frac{T_0}{\bar{T}_{охл}} \right);$$

и т.д.

Схема эксергетического баланса ДВС представлена на рис. 6.8.

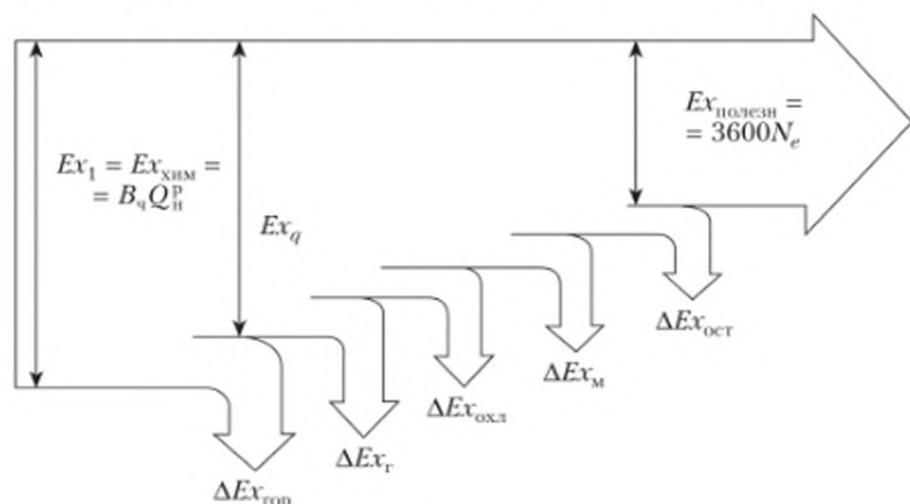


Рис. 6.8. Эксергетический баланс ДВС

При расчете составляющих эксергетического баланса для определения средних термодинамических температур может быть использована формула

$$\bar{T} = \frac{Q}{\Delta S}, \quad (6.22)$$

где Q — количество теплоты, участвующей в процессе; ΔS — изменение энтропии в процессе.

В случаях, когда подвод или отвод теплоты производится в ходе какого-либо политропного процесса (в том числе частного), значение средней термодинамической температуры может быть рассчитано по формуле

$$\bar{T} = \frac{T_2 - T_1}{\ln \frac{T_2}{T_1}},$$

где T_1 и T_2 — абсолютные температуры начала и конца процесса, К.

Вторичные энергетические ресурсы. Величины эксергии, теряемой с выпускными газами и охлаждающей средой, являются вторичными энергетическими ресурсами (ВЭР) ДВС.

Для расчета ВЭР_г, кДж/ч, температуру выпускных газов следует принимать равной не средней термодинамической температуре отвода теплоты \bar{T}_2 (внутри цилиндра ДВС), а температуре газов в выпускном коллекторе за турбоагрегатом $t_{г}$ ($t_{г} \approx 300 \div 500^\circ\text{C}$):

$$\text{ВЭР}_{г} = B_q Q_{п} q_{г} \left(1 - \frac{T_0}{T_{г}} \right). \quad (6.23)$$

Температура охлаждающей среды может быть принята как $t_{охл} = 70 \div 80^\circ\text{C}$. С целью увеличения ВЭР_{охл}, кДж/ч, может быть использована

система высокотемпературного охлаждения (система ВТО) ДВС, когда температура повышается до $t_{\text{охл}} = 150 \div 160^\circ\text{C}$:

$$\text{ВЭР}_{\text{охл}} = B_{\text{ч}} Q_{\text{п}}^{\text{D}} q_{\text{охл}} \left(1 - \frac{T_0}{T_{\text{охл}}} \right). \quad (6.24)$$

Таким образом, эксергетический баланс не заменяет тепловой баланс, а дополняет его, позволяет выявить пути повышения эффективности двигателя, снижая потери от необратимости процессов, сопоставить между собой величины вторичных энергетических ресурсов и указать пути повышения эффективности установки в целом.

Контрольные вопросы и задания

1. Как формулируется закон возрастания энтропии вследствие необратимости любого реального процесса?
2. Какова связь между необратимостью и производством работы: причины, мера, следствия?
3. Запишите формулу Гюи – Стодола.
4. Объясните природу энтропийного и эксергетического методов анализа необратимости.
5. В чем заключается различие между тепловым и эксергетическим балансами теплоэнергетических установок?
6. Что такое «вторичные энергетические ресурсы»? В чем заключается их влияние на повышение энергетической эффективности теплового двигателя?

Тест

1. Физический смысл энтропии в том, что ее можно рассматривать в изолированной системе как меру ...
 - подвода теплоты;
 - отвода теплоты;
 - необратимости процесса.
2. Условием отсутствия необратимости реальных процессов является их протекание ...
 - бесконечно медленно;
 - с конечными скоростями;
 - мгновенно.
3. Эксергия теплоты определяется по формуле ...
 - $Ex_q = Q \left(1 - \frac{T}{T_0} \right)$;
 - $Ex_q = Q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right)$;
 - $Ex_q = Q \left(1 - \frac{T_0}{T} \right)^{k-1}$.
4. Удельная эксергия рабочего тела в потоке определяется по формуле ...
 - $ex = i_0 - i_1 - T_0(s_0 - s_1)$;
 - $ex = i - i_0 + T_0(s - s_0)$;
 - $ex = i - i_0 - T_0(s - s_0)$.

5. Эксергетический КПД цикла — это ...
- отношение подведенной теплоты ко всей израсходованной эксергии;
 - отношение полезно использованной эксергии ко всей израсходованной эксергии;
 - отношение полезно использованной эксергии к работе цикла.
6. Потеря эксергии (работоспособности) определяется по формуле ...
- $(s_2 - s_1)T_1$;
 - $(s_1 - s_2)T_2$;
 - $\Delta S_c T_0$.
7. Следствием необратимости реальных процессов по сравнению с идеальными является ...
- увеличение времени процесса;
 - потеря возможной работы;
 - уменьшение времени процесса.
8. Уравнение теплового баланса ДВС, кДж/ч, записывается как ...
- $B_{\text{ч}} Q_{\text{н}}^{\text{р}} = 3600 N_e + Q_{\text{г}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{м}} + Q_{\text{ост}}$;
 - $Q_{\text{н}}^{\text{р}} = 3600 N_e + Q_{\text{г}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{м}} + Q_{\text{ост}}$;
 - $B_{\text{ч}} Q_{\text{н}}^{\text{р}} = N_e + Q_{\text{г}} + Q_{\text{охл}} + Q_{\text{м}} + Q_{\text{ост}}$.

Раздел II

ТЕОРИЯ ТЕПЛООБМЕНА

В результате изучения данного раздела студент должен:

знать

- основные понятия теории теплообмена: теплопроводность, конвекция, излучение, теплопередача, интенсификация теплообмена;
- основы теории теплообмена, теории теплообменных устройств;
- конструктивные признаки теплообменных аппаратов;

уметь

- самостоятельно и творчески применять законы и методы теплопередачи;
- математически описывать рассматриваемые явления; использовать возможности вычислительной техники и программного обеспечения для решения задач теплообмена;
- выполнять расчеты процессов теплоотдачи и теплопередачи, а также расчеты теплообменного оборудования и его оптимизацию;

владеть

- теоретическими основами тепло- и массообмена;
 - методами расчета процессов теплообмена;
 - основами современных методов проектирования и расчета теплообменного оборудования.
-

Глава 7

ТЕОРИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ

7.1. Процессы теплообмена

Теплопередача — наука, изучающая процессы распространения теплоты в пространстве и передачи ее от одних тел другим. Перенос теплоты от одного тела другому или теплообмен между частями одного и того же тела происходят только при наличии разности температур.

В процессе теплового воздействия одного тела на другое теплота в соответствии со вторым законом термодинамики самопроизвольно переходит от тела с более высокой температурой к телу с более низкой температурой. При отсутствии разности температур процесс теплопереноса прекращается, и наступает тепловое равновесие тел.

Различают три способа распространения теплоты в природе — *теплопроводность, конвекцию* и *тепловое излучение (радиацию)*, и два вида теплообмена между телами — *конвективный* и *лучистый*.

Процесс распространения теплоты *теплопроводностью* является молекулярным и происходит при непосредственном соприкосновении тел или частиц тел с различной температурой. В результате соударения частиц вещества (молекул, атомов и свободных электронов) происходит обмен энергией их теплового движения: интенсивность движения частиц тела, обладающих меньшей внутренней кинетической энергией, увеличивается, а интенсивность движения частиц тела, обладающих большей внутренней кинетической энергией, уменьшается.

Механизм распространения теплоты теплопроводностью зависит от физических свойств тела: в газообразных телах перенос теплоты теплопроводностью происходит в результате соударения молекул между собой; в металлах — путем диффузии свободных электронов; в капельных жидкостях и твердых телах — путем упругих волн (упругие колебания кристаллической решетки).

Конвекцией называется процесс распространения теплоты путем перемещения жидкости или газа в пространстве из области с одной температурой в область с другой. Конвекция в отличие от распространения теплоты теплопроводностью может происходить *только в жидкостях и газах* и обуславливается перемещением самой среды. Конвекция всегда сопровождается теплопроводностью, поскольку при перемещении жидкости или газа отдельные части тела, имеющие разные температуры, всегда соприкасаются.

Одновременное распространение теплоты конвекцией и теплопроводностью носит название *конвективного теплообмена*.

Различают естественную (свободную) и искусственную (вынужденную) конвекцию. Причиной перемещения жидкости или газа из одной части пространства в другую может быть различие плотностей отдельных частей жидкости или газа из-за их неравномерного нагрева. Более легкие объемы жидкости или газа будут подниматься вверх, а на их место будут опускаться более холодные объемы, обладающие большей плотностью. В этом случае характер движения и теплообмена определяется только условиями нагрева (температурным полем). Такое движение жидкости или газа называется *свободным*, а теплообмен — *конвективным теплообменом в свободном потоке*.

В том случае, когда движение жидкости или газа вызвано искусственно (вентилятором, насосом, компрессором и т.д.) и не связано с тепловым воздействием, такое движение жидкости или газа называется *вынужденным*, а теплообмен — *конвективным теплообменом в вынужденном потоке*.

Тепловое излучение (радиация, лучистый перенос теплоты) — это излучение, возникающее в результате возбуждения частиц вещества (атомов, молекул, ионов и пр.) и распространяющееся в пространстве электромагнитными волнами. Скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве (в вакууме) составляет 300 000 км/с.

При лучистом теплообмене происходит *двойное превращение энергии*. Внутренняя энергия излучающего тела сначала переходит в лучистую, т.е. в энергию, переносимую излучением, а затем лучистая энергия распространяется в пространстве, пока не встретит непрозрачное тело, которое полностью или частично поглотит эту лучистую энергию. При этом происходит преобразование лучистой энергии во внутреннюю энергию поглощающего тела.

Передача теплоты теплопроводностью и конвекцией происходит только в вещественной среде (в твердых телах, жидкостях, газах), в то время как перенос теплоты излучением может происходить в вакууме, т.е. без участия среды.

Необходимо отметить, что в реальных условиях весьма редко какой-либо из указанных способов распространения теплоты и видов теплообмена встречается изолированно. Так, например, в топочном пространстве котельного агрегата теплота передается от продуктов сгорания топлива к наружным стенкам кипяtilьных труб конвективным и лучистым теплообменом. Через стенки труб теплота передается теплопроводностью, а затем происходит процесс теплообмена между внутренними стенками труб и кипящей водой или паром. Совокупность этих видов теплообмена называется *сложным теплообменом*.

В различных машинах и аппаратах передача теплоты от одной движущейся жидкости к другой осуществляется через разделяющую их твердую стенку. Такой процесс переноса теплоты называется *теплотепердачей*.

Задачей учения о теплообмене является изучение закономерностей всех видов теплообмена.

7.2. Основные понятия теории теплопроводности

Рассмотрим вещественную среду, в которой осуществляется процесс распространения теплоты теплопроводностью. Как было указано, для воз-

никновения процесса теплопроводности необходимо наличие разности температур в различных точках среды.

Совокупность значений температур в данный момент времени для всех точек рассматриваемой среды называется *температурным полем*. В общем случае уравнение температурного поля имеет вид

$$t = F(x, y, z, \tau), \quad (7.1)$$

где t — температура среды; x, y, z — координаты точки среды; τ — время.

В том случае, когда температура t зависит от времени τ , температурное поле называется *нестационарным*. Если температура в любой точке среды не зависит от времени, то температурное поле называется *стационарным* и описывающее его уравнение будет иметь вид

$$t = f(x, y, z), \quad (7.2)$$

т.е. стационарное температурное поле является функцией только координат. Для такого поля $\partial t / \partial \tau = 0$.

Поскольку температура является скалярной величиной, то температурное поле является *скалярным полем*.

Геометрическое место точек, имеющих в данный момент времени одинаковую температуру, называется *изотермической поверхностью* и описывается уравнением

$$F(x, y, z, \tau) = \text{const}. \quad (7.3)$$

При нестационарном температурном поле изотермические поверхности с течением времени изменяют свое положение в пространстве. При стационарном температурном поле уравнение изотермической поверхности

$$f(x, y, z) = \text{const}, \quad (7.4)$$

т.е. ее вид и расположение в теле остаются не зависящими от времени.

На рис. 7.1 схематически представлено сечение тела с нанесенными через интервалы Δt изотермами. Вдоль всякого произвольного направления l , не совпадающего с изотермой, температура изменяется. Наименьшее расстояние между двумя изотермическими поверхностями будет в направлении нормали n к изотермической поверхности (точка A на рис. 7.1).

Предел отношения изменения температуры Δt к расстоянию Δn между изотермическими поверхностями, измеренному по нормали к ним, называется *температурным градиентом*:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n} = \text{grad } t. \quad (7.5)$$

Температурный градиент является *вектором*, совпадающим с направлением нормали к изотермической поверхности. Принято считать $\text{grad } t$ положительным, если он направлен в сторону возрастания температуры (BC на рис. 7.1).

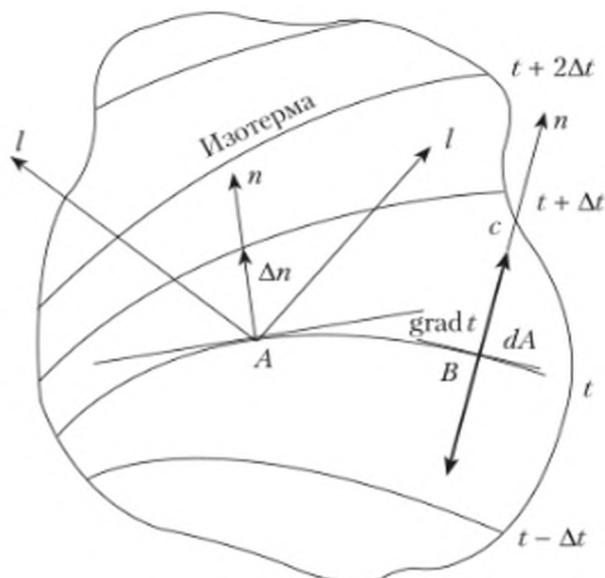


Рис. 7.1. К определению температурного градиента

Для отдельных точек тела (а в общем случае и для различных точек одной и той же изотермической поверхности) температурный градиент различен не только по направлению, но и по величине. Совокупность значений температурных градиентов в различных точках температурного поля образует *векторное поле температурных градиентов*. Температурное поле полностью определяет поле градиентов, так как направление последних должно совпадать с касательными к кривым, нормальным к изотермическим поверхностям (рис. 7.2), а значения их обратно пропорциональны отрезкам между двумя смежными изотермическими поверхностями. Эти нормальные к изотермам кривые носят название *линий теплового тока*. Вектор $\text{grad } t$ всегда направлен по касательной к линии теплового тока.

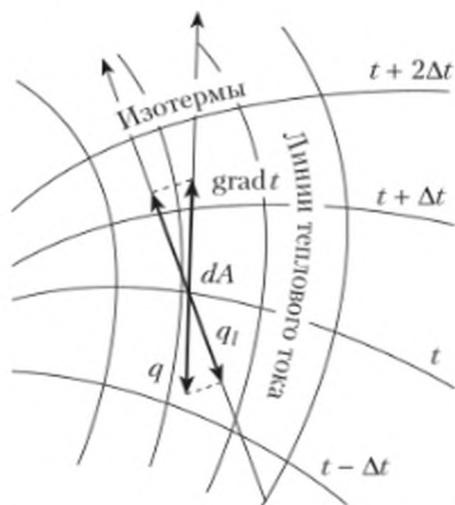


Рис. 7.2. Изотермы и линии теплового тока

При изучении процессов теплопроводности в твердых телах экспериментально установлено, что количество теплоты, проходящей через элементарную площадь изотермической поверхности за элементарный промежуток времени, пропорционально температурному градиенту, элементарной площади поверхности и промежутку времени:

$$\delta Q = -\lambda \operatorname{grad} t dA dt, \quad (7.6)$$

где δQ — элементарное количество теплоты, Дж; λ — теплопроводность материала тела, Вт/(м · К); $\operatorname{grad} t$ — температурный градиент, К/м; dA — элементарная площадь, м²; dt — элементарный промежуток времени, с.

Уравнение (7.6) называется *уравнением Фурье*, несмотря на то что впервые предположение о форме этой зависимости было высказано французским ученым Ж. Б. Био́.

Теплопроводность является теплофизическим параметром, характеризующим способность вещества проводить теплоту.

Отношение количества теплоты, проходящей через заданную поверхность, ко времени называется *тепловым потоком*. Тепловой поток обозначают Φ и выражают в ваттах (Вт). Отношение теплового потока к площади поверхности называют *поверхностной плотностью теплового потока*, обозначают буквой q и выражают в ваттах на квадратный метр (Вт/м²).

Тепловой поток и поверхностная плотность теплового потока являются векторами, направленными по нормали к изотермической поверхности в сторону, противоположную температурному градиенту. Вектор поверхностной плотности теплового потока

$$\vec{\delta q} = \frac{\vec{\delta \Phi}}{dA} = -\lambda \left(\frac{\vec{\partial t}}{\partial n} \right) = -\lambda \vec{\operatorname{grad} t}, \quad (7.7)$$

где n — длина нормали к изотермической поверхности.

Знак «минус» в уравнении (7.7) указывает на то, что вектор q направлен в сторону, противоположную направлению вектора $\operatorname{grad} t$ (см. рис. 7.1).

Тепловой поток Φ , прошедший сквозь изотермическую поверхность площадью A ,

$$\Phi = -\int_A \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right) dA. \quad (7.8)$$

7.3. Теплопроводность материалов

Из уравнения (7.7) следует, что теплопроводность равна отношению поверхностной плотности теплового потока к температурному градиенту:

$$\lambda = \frac{|q|}{\operatorname{grad} t}. \quad (7.9)$$

Другими словами, *теплопроводность представляет собой количество теплоты, которое проходит в единицу времени через единицу площади изотермической поверхности при температурном градиенте, равном единице.*

Чем больше значение λ , тем большей теплопроводностью обладает вещество. В общем случае теплопроводность для данного вещества не является величиной постоянной: для твердых тел λ зависит от температуры, а для жидких и газообразных — еще и от давления.

Для металлов (кроме алюминия) теплопроводность с увеличением температуры несколько убывает. Это означает, что холодный металл проводит теплоту лучше, чем нагретый. Теплопроводность металлов λ составляет 2,3—420 Вт/(м · К).

Для изоляционных и огнеупорных материалов λ при повышении температуры возрастает. Последнее объясняется тем, что большинство изоляционных материалов являются не монолитными массами, а пористыми телами — конгломератом отдельных частиц с воздушными прослойками между ними. Эти воздушные прослойки уменьшают теплопроводность, но лучистый теплообмен, происходящий в этих прослойках, в итоге увеличивает суммарный теплоперенос при повышении температуры пористого тела. Для таких материалов λ зависит не только от свойств собственно материала, но и от степени его уплотнения, т.е. от плотности.

Кроме того, на теплопроводность изоляционных и огнеупорных материалов большое влияние оказывает влажность. С увеличением влажности материалов их теплопроводность возрастает. Для влажного материала λ выше, чем для сухого материала и воды, взятых в отдельности. Так, например, для сухого кирпича $\lambda = 0,35$ Вт/(м · К), для воды $\lambda = 0,58$ Вт/(м · К), а для влажного кирпича $\lambda = 1,05$ Вт/(м · К). Это объясняется тем, что адсорбированная в капиллярно-пористых телах вода отличается по физическим свойствам от свободной воды. Поэтому по отношению к такого рода веществам правильнее говорить о так называемой *видимой теплопроводности*. Теплопроводность теплоизоляционных материалов составляет 0,02—3 Вт/(м · К).

Для газов с увеличением температуры теплопроводность также возрастает, но от давления λ практически не зависит, кроме очень низких (менее 2,5 кПа) и очень высоких (более 200 МПа) давлений. Теплопроводность газов колеблется в диапазоне от 0,006 до 0,6 Вт/(м · К).

Для большинства капельных жидкостей теплопроводность находится в пределах 0,09—0,7 Вт/(м · К) и с повышением температуры уменьшается. Вода является исключением: с ростом температуры от 0 до 150°C теплопроводность возрастает, а при дальнейшем увеличении температуры — уменьшается.

7.4. Дифференциальное уравнение теплопроводности

Рассмотрим процесс распространения теплоты теплопроводностью в однородном изотропном твердом теле. Примем, что внутренние источники теплоты отсутствуют, а значения теплопроводности λ , теплоемкости c и плотности ρ постоянны.

Выделим в рассматриваемом теле элементарный параллелепипед с ребрами dx , dy и dz (рис. 7.3). Составим уравнение теплового баланса для этого параллелепипеда, для чего, используя закон Фурье, определим приток и расход теплоты, передаваемой теплопроводностью через каждую его грань.

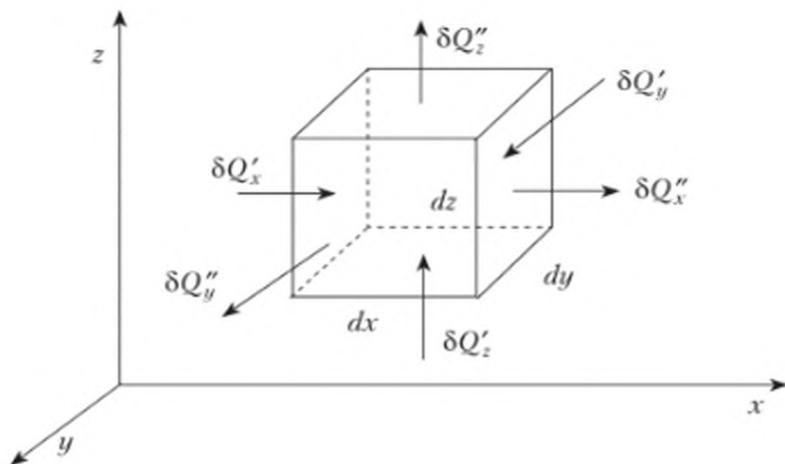


Рис. 7.3. К выводу дифференциального уравнения теплопроводности

В соответствии с (7.6) в направлении оси x через грань площадью $dydz$ за время $d\tau$ поступает элементарное количество теплоты

$$\delta Q'_x = -\lambda dydz \frac{\partial t}{\partial x} d\tau. \quad (7.10)$$

Количество теплоты, поступающее из параллелепипеда за то же время через противоположную грань, расположенную на расстоянии dx и имеющую температуру $t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$:

$$\delta Q''_x = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) dydz d\tau. \quad (7.11)$$

Из (7.10) и (7.11) получаем, что количество теплоты, подведенное теплопроводностью к рассматриваемому параллелепипеду в направлении оси x , составляет

$$\delta Q_x = \delta Q'_x - \delta Q''_x = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx dy dz d\tau. \quad (7.12)$$

Аналогично определяется количество теплоты, подведенное к элементарному параллелепипеду в направлении осей y и z :

$$\delta Q_y = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dx dy dz d\tau, \quad (7.13)$$

$$\delta Q_z = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} dx dy dz d\tau. \quad (7.14)$$

Из (7.12)–(7.14) получим, что количество энергии, аккумулированное в параллелепипеде объемом $dV = dx dy dz$ за время $d\tau$,

$$\delta Q = \delta Q_x + \delta Q_y + \delta Q_z = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau. \quad (7.15)$$

По закону сохранения энергии, аккумулированная за время $d\tau$, с, энергия в количестве δQ , Дж, должна пойти на увеличение внутренней энергии параллелепипеда объемом dV , м³:

$$\delta Q = c\rho dV \frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau, \quad (7.16)$$

где c — теплоемкость, Дж/(кг · К); ρ — плотность, кг/м³; $\frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau$ — изменение температуры параллелепипеда объемом dV за время $d\tau$.

Приравняв правые части (7.15) и (7.16) и сокращая на $dVd\tau$, получим дифференциальное уравнение теплопроводности (при отсутствии внутренних источников теплоты)

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right), \quad (7.17)$$

где a — температуропроводность, м²/с;

$$a = \frac{\lambda}{c\rho}.$$

Будучи теплофизическим параметром вещества, температуропроводность характеризует скорость изменения температуры в теле и является мерой его теплоинерционных свойств.

Выражение, стоящее в круглых скобках в формуле (7.17), называется *оператором Лапласа* и для сокращения обозначается $\nabla^2 t$ (знак ∇ читается «набла»). Таким образом, дифференциальное уравнение теплопроводности (7.17) принимает вид

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t. \quad (7.18)$$

Полученное уравнение (7.18) устанавливает связь между временными и пространственными изменениями температуры тела.

В случае стационарного режима в силу условий $\partial t / \partial \tau = 0$ и $a \neq 0$ уравнение теплопроводности упрощается к виду

$$\nabla^2 t = 0.$$

При решении некоторых задач теплопроводности (распространение теплоты теплопроводностью в трубах, дисках, валах и т.д.) удобнее вместо декартовой прямоугольной системы координат использовать цилиндрическую систему координат r, φ, z . Заменяя обычным методом переменные $x = r \cos \varphi$ и $y = r \sin \varphi$, получим выражение для оператора Лапласа в цилиндрической системе координат:

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}.$$

Когда имеется одномерное стационарное поле $t = f(x)$, т.е. когда перенос теплоты происходит в направлении только одной из осей (например, оси x), дифференциальное уравнение значительно упрощается:

$$\frac{d^2t}{dx^2} = 0. \quad (7.19)$$

7.5. Условия однозначности

Полученное дифференциальное уравнение (7.18) описывает в общем виде множество явлений теплопроводности. Для того чтобы из обширного класса явлений распространения теплоты в твердом теле, описываемых указанным уравнением, выделить данное, или так называемое единичное явление, необходимо это уравнение дополнить полным математическим описанием всех частных особенностей рассматриваемого процесса, называемых *условиями однозначности*.

Условия однозначности включают в себя:

- 1) *временные*, или начальные, условия, характеризующие распределение температуры в теле в начальный момент времени;
- 2) *геометрические* условия, определяющие форму и размеры тела, в котором протекает процесс;
- 3) *физические* условия, задаваемые теплофизическими параметрами тела;
- 4) *граничные* условия, характеризующие особенности взаимодействия окружающей среды с рассматриваемой поверхностью (границей) тела.

Начальные условия используются при нестационарном режиме. Они задаются законом распределения температур по всему объему тела для момента времени $\tau = 0$.

Граничные условия могут быть заданы тремя способами.

Граничные условия первого рода. В этом случае задается распределение температуры на поверхности тела (стенка) t_{ct} в любой момент времени τ . В частном случае температура на поверхности за время процесса может оставаться неизменной. Температурный градиент $\text{grad} t$, а следовательно, и плотность теплового потока q неизвестны.

Граничные условия второго рода. В этом случае задается поверхностная плотность теплового потока (а следовательно, и температурный градиент) в каждой точке поверхности тела для любого момента времени. В частном случае поверхностная плотность теплового потока для каждой точки поверхности тела может оставаться неизменной. Температура t_{ct} на поверхности тела неизвестна.

Граничные условия третьего рода. В этом случае задается температура среды, окружающей тело. Температура t_{ct} на поверхности твердого тела определяется через температуру t окружающей среды (газ, жидкость). Следовательно, для использования граничного условия третьего рода возникает необходимость учесть распространение теплоты конвекцией, т.е. рассматривать конвективный теплообмен.

Задание граничных условий третьего рода является в технических приложениях теории теплообмена наиболее частым, так как температура окружающей среды обычно считается известной.

В основу изучения конвективного теплообмена между окружающей средой и поверхностью тела может быть положен закон охлаждения Ньютона, основанный на зависимости

$$q = \alpha(t - t_{\text{ст}}), \quad (7.20)$$

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

Коэффициент теплоотдачи, как это вытекает из формулы (7.20), равен отношению плотности теплового потока к разности температур окружающей среды и поверхности. Приравнявая правые части уравнения Фурье (7.6) и уравнения Ньютона (7.20), имеем

$$-\lambda_{\text{ст}} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{\text{ст}} = \alpha(t - t_{\text{ст}}), \quad (7.21)$$

где индекс «ст» (стенка) показывает, что температурный градиент относится к поверхности тела.

Равенство (7.21) является математической формулировкой граничных условий третьего рода.

7.6. Распространение теплоты теплопроводностью в плоской и цилиндрической стенках при стационарном режиме (граничные условия первого рода)

Однородная однослойная плоская стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в однородной однослойной плоской стенке толщиной δ при ее неограниченной ширине и длине.

Ось x направим перпендикулярно стенке (рис. 7.4). По обеим поверхностям стенки как в направлении оси y , так и в направлении оси z благодаря равномерному подводу и отводу теплоты температуры распределены равномерно.

Поскольку стенка в направлении этих осей имеет бесконечно большие размеры, то соответствующие температурные градиенты $dt/dy = dt/dz = 0$, и, таким образом, влияние на процесс теплопроводности торцевых поверхностей стенки отсутствует. При этих упрощающих задачу условиях стационарное температурное поле является функцией только координаты x , т.е. рассматривается одномерная задача. Применительно к данному случаю дифференциальное уравнение теплопроводности примет вид (при $\partial t / \partial \tau = 0$)

$$d^2t/dx^2 = 0. \quad (7.22)$$

Даны граничные условия первого рода:

$$\left. \begin{array}{l} t_{x=0} = t_{\text{ст}1} \\ t_{x=\delta} = t_{\text{ст}2} \end{array} \right\} t_{\text{ст}1} > t_{\text{ст}2}.$$

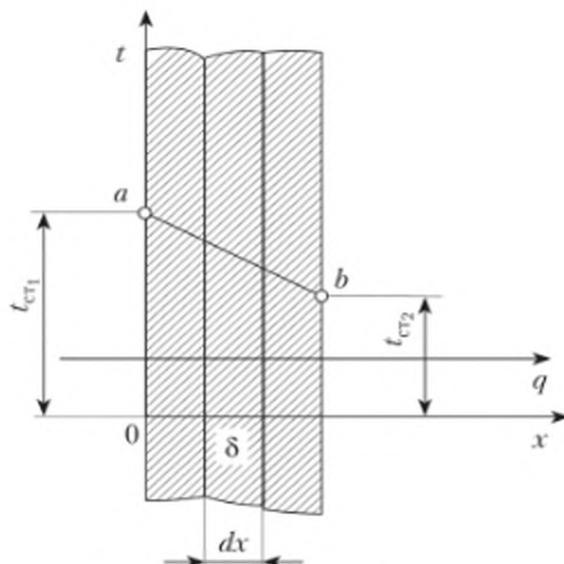


Рис. 7.4. Однослойная плоская стенка

Найдем уравнение температурного поля и определим тепловой поток Φ , проходящий через участок стенки площадью A (на рис. 7.4 стенка не обозначена, поскольку располагается в плоскости, перпендикулярной плоскости рисунка). Первое интегрирование дает

$$dt/dx = \text{grad } t = a, \quad (7.23)$$

т.е. температурный градиент является величиной постоянной по всей толщине стенки.

После второго интегрирования получим искомое уравнение температурного поля

$$t = ax + b, \quad (7.24)$$

где a и b — постоянные интегрирования.

Таким образом, изменение температуры по толщине стенки следует линейному закону, а изотермические поверхности представляют собой плоскости, параллельные граням стенки.

Для определения произвольных постоянных интегрирования используем граничные условия:

$$\begin{aligned} t_{x=0} &= t_{cr1} = b; \\ t_{x=\delta} &= t_{cr2} = a\delta + t_{cr1}, \end{aligned}$$

т.е.

$$a = \text{grad } t = -(t_{cr1} - t_{cr2}) / \delta. \quad (7.25)$$

Так как $t_{cr1} > t_{cr2}$, то проекция градиента на ось x отрицательна, как это и следовало ожидать при выбранном направлении оси, совпадающем с направлением вектора поверхностной плотности теплового потока.

Подставляя значение постоянных в (7.24), получим окончательное выражение для температурного поля

$$t = t_{cr1} - \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\delta} x. \quad (7.26)$$

Линия $a-b$ на рис. 7.4, так называемая *температурная кривая*, показывает изменение температуры по толщине стенки.

Зная температурный градиент, можно, пользуясь уравнением Фурье (7.10), найти количество теплоты δQ , проходящей за время τ через элемент площади поверхности dA , перпендикулярной оси x :

$$\delta Q = \lambda \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\delta} dA \tau, \quad (7.27)$$

и для участка поверхности площадью A

$$Q = \lambda \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\delta} A \tau. \quad (7.28)$$

Формула (7.28) для теплового потока и поверхностной плотности теплового потока примет вид

$$\Phi = \frac{\lambda A (t_{cr1} - t_{cr2})}{\delta}; \quad (7.29)$$

$$q = \frac{\lambda (t_{cr1} - t_{cr2})}{\delta}. \quad (7.30)$$

Многослойная плоская стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в многослойной плоской стенке, состоящей из нескольких (например, трех) плотно прилегающих друг к другу слоев (см. рис. 7.5).

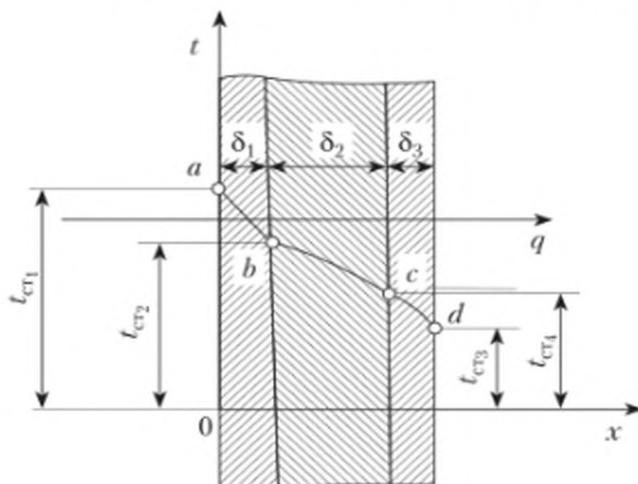


Рис. 7.5. Многослойная плоская стенка

Очевидно, что в случае стационарного температурного поля тепловой поток, проходящий через поверхности одинаковой площади A , будет

для всех слоев одним и тем же. Поэтому для каждого из слоев может быть использовано уравнение (7.29).

Для первого слоя

$$\Phi = \frac{\lambda_1 A (t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2})}{\delta_1}; \quad (7.31)$$

для второго и третьего слоев

$$\Phi = \frac{\lambda_2 A (t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}3})}{\delta_2}; \quad (7.32)$$

$$\Phi = \frac{\lambda_3 A (t_{\text{ст}3} - t_{\text{ст}4})}{\delta_3}; \quad (7.33)$$

где $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — теплопроводности слоев; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ — толщина слоев.

На наружных границах трехслойной стенки считаются известными температуры $t_{\text{ст}1}$ и $t_{\text{ст}4}$. По плоскостям раздела слоев устанавливаются температуры $t_{\text{ст}2}$ и $t_{\text{ст}3}$, которые рассматриваются как неизвестные. Уравнения (7.31)–(7.33) решим относительно разностей температур:

$$\begin{aligned} t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2} &= (\Phi / A)(\delta_1 / \lambda_1); \\ t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}3} &= (\Phi / A)(\delta_2 / \lambda_2); \\ t_{\text{ст}3} - t_{\text{ст}4} &= (\Phi / A)(\delta_3 / \lambda_3), \end{aligned} \quad (7.34)$$

а затем почленно сложим и тем самым исключим неизвестные промежуточные температуры:

$$t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4} = \frac{\Phi}{A(\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \delta_3 / \lambda_3)}$$

или

$$\Phi = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4}}{\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \delta_3 / \lambda_3} A; \quad (7.35)$$

$$q = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}4}}{\sum_{i=1}^3 (\delta_i / \lambda_i)}. \quad (7.36)$$

Обобщая (7.36) для n -слойной стенки, получим

$$q = \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}n+1}}{\sum_{i=1}^n (\delta_i / \lambda_i)}. \quad (7.37)$$

Для определения промежуточных температур $t_{\text{ст}2}, t_{\text{ст}3}$ по плоскостям разделов слоев используем формулы (7.34):

$$\begin{aligned} t_{\text{ст}2} &= t_{\text{ст}1} - q\delta_1 / \lambda_1; \\ t_{\text{ст}3} &= t_{\text{ст}2} - q\delta_2 / \lambda_2 = t_{\text{ст}1} - q(\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2). \end{aligned} \quad (7.38)$$

Наконец, обобщая вывод на n -слойную стенку, получим формулу для температуры на границе i -го и $(i + 1)$ -го слоя:

$$t_{ct_{i+1}} = t_{ct_1} - q(\delta_1 / \lambda_1 + \delta_2 / \lambda_2 + \dots + \delta_i / \lambda_i). \quad (7.39)$$

Иногда пользуются понятием эквивалентной теплопроводности $\lambda_{\text{эКВ}}$. Для поверхностной плотности теплового потока, проходящего сквозь плоскую многослойную стенку,

$$q = \lambda_{\text{эКВ}}(t_{ct_1} - t_{ct_{n+1}}) / \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i, \quad (7.40)$$

где $\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i$ — суммарная толщина всех слоев многослойной стенки.

Сравнивая выражения (7.37) и (7.40), заключаем, что

$$\lambda_{\text{эКВ}} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i / \lambda_i}. \quad (7.41)$$

На рис. 7.5 в виде ломаной линии изображен график изменения температуры по толщине многослойной стенки. В пределах слоя, как было доказано выше, изменение температуры следует линейному закону. Тангенс угла наклона φ_i температурной прямой к горизонтالي

$$\text{tg } \varphi_i = (t_{ct_i} - t_{ct_{i+1}}) / \delta_i$$

т.е. равен абсолютному значению температурного градиента $\text{grad } t$. Таким образом, по наклону прямых ab , bc и cd можно судить о значении температурного градиента в том или ином слое. Кроме того, с учетом (7.9)

$$\lambda_1(\text{grad } t)_1 = \lambda_2(\text{grad } t)_2 = \lambda_3(\text{grad } t)_3.$$

Следовательно,

$$\lambda_1 / \lambda_2 = (\text{grad } t)_2 / (\text{grad } t)_1, \quad (7.42)$$

т.е. температурные градиенты для отдельных слоев многослойной плоской стенки обратно пропорциональны теплопроводностям этих слоев.

Это значит, что для получения больших температурных градиентов (что требуется, например, при изоляции паропроводов и т.п.) необходимы материалы с малыми значениями теплопроводности.

Однородная однослойная цилиндрическая стенка. Найдем для стационарного режима теплопроводности температурное поле и поверхностную плотность теплового потока для однородной однослойной цилиндрической стенки (рис. 7.6). Для решения поставленной задачи используем дифференциальное уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах.

Ось z направим по оси трубы. Примем, что длина трубы по сравнению с диаметром бесконечно велика. В этом случае можно пренебречь влиянием торцов трубы на распределение температур вдоль оси z . Будем счи-

тять, что в связи с равномерным подводом и отводом теплоты температура на внутренней поверхности повсеместно равна t_{cr1} , а на наружной поверхности — t_{cr2} (граничные условия первого рода). При этих упрощениях $\partial t / \partial z = 0$, а ввиду симметрии температурного поля относительно любого диаметра $dt / d\varphi = 0$. Изотермическими поверхностями в этом случае будут поверхности цилиндров, соосные с осью трубы. Таким образом, задача сводится к определению одномерного поля температур $t = f(r)$, где r — текущий радиус цилиндрической стенки.

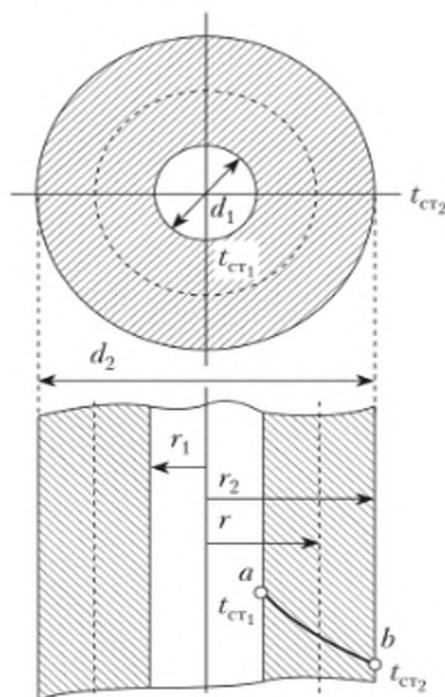


Рис. 7.6. Однослойная цилиндрическая стенка

Дифференциальное уравнение теплопроводности (7.19) при условии $\partial t / \partial z = 0$ примет вид

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = 0. \quad (7.43)$$

Введем новую переменную

$$u = dt/dr, \quad (7.44)$$

которая является градиентом температур ($\text{grad } t$).

Подставляя переменную u в (7.43), получим дифференциальное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными

$$du/dr + u/r = 0,$$

или

$$du/u + dr/r = 0.$$

Интегрируя, получаем

$$\begin{aligned}\ln u + \ln r &= \ln a; \\ ur &= a, \\ u &= a/r = \text{grad } t.\end{aligned}\tag{7.45}$$

Для цилиндрической стенки температурный градиент является величиной переменной, возрастающей с уменьшением радиуса r . Следовательно, на внутренней поверхности температурный градиент больше, чем на наружной.

Подставляя значение u из (7.44) в (7.45), получаем

$$dt = adr/r$$

и

$$t = a \ln r + b,$$

где a и b — постоянные интегрирования.

Следовательно, кривая распределения температур по толщине стенки является логарифмической кривой (кривая $a-b$ на рис. 7.6).

Определим постоянные a и b , входящие в уравнение температурного поля, исходя из граничных условий первого рода. Внутренний радиус поверхности обозначим r_1 , наружный — r_2 . Соответствующие диаметры обозначим d_1 и d_2 . Тогда имеем систему уравнений

$$\begin{aligned}t_{r=r_1} = t_{\text{cr}_1} &= a \ln r_1 + b; \\ t_{r=r_2} = t_{\text{cr}_2} &= a \ln r_2 + b.\end{aligned}$$

Решая данную систему уравнений, получаем

$$\begin{aligned}a &= -\frac{t_{\text{cr}_1} - t_{\text{cr}_2}}{\ln(r_2/r_1)}; \\ b &= t_{\text{cr}_1} - \frac{t_{\text{cr}_2} - t_{\text{cr}_1}}{\ln(r_2/r_1)} \ln r_1.\end{aligned}$$

Уравнение температурного поля примет вид

$$t = t_{\text{cr}_1} - \frac{t_{\text{cr}_1} - t_{\text{cr}_2}}{\ln(r_2/r_1)} \ln(r/r_1).$$

Температурный градиент определяем по формуле (7.45):

$$\text{grad } t = \frac{dt}{dr} = \frac{t_{\text{cr}_2} - t_{\text{cr}_1}}{r \ln(r_2/r_1)} = \frac{2(t_{\text{cr}_2} - t_{\text{cr}_1})}{d \ln(d_2/d_1)},$$

где d_1 — внутренний диаметр трубы; d_2 — наружный диаметр трубы

Так как $t_{\text{cr}_1} > t_{\text{cr}_2}$, а $r_1 < r_2$, то проекция $\text{grad } t$ на радиус-вектор имеет отрицательное значение.

Последнее показывает, что для данного случая тепловой поток направлен от центра к периферии.

Для определения теплового потока, проходящего через участок цилиндрической поверхности длиной L , воспользуемся уравнением

$$\Phi = -2\lambda \frac{t_{\text{ст}2} - t_{\text{ст}1}}{d \ln(d_2/d_1)} \pi d L = 2\pi\lambda \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)} L. \quad (7.46)$$

Из (7.46) следует, что тепловой поток, проходящий сквозь цилиндрическую поверхность, зависит от соотношения наружного и внутреннего радиусов r_2/r_1 (или диаметров d_2/d_1), а не от толщины стенки.

Поверхностная плотность теплового потока для цилиндрической поверхности может быть найдена путем отнесения теплового потока Φ к площади внутренней поверхности $A_{\text{в.п}}$ или к площади наружной поверхности $A_{\text{н.п}}$. В расчетах иногда используют линейную плотность теплового потока:

$$q_{\text{в.п}} = \frac{\Phi}{A_{\text{в.п}}} = \frac{2\lambda}{d_1} \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (7.47)$$

$$q_{\text{н.п}} = \frac{\Phi}{A_{\text{н.п}}} = \frac{2\lambda}{d_2} \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (7.48)$$

$$q_l = \frac{\Phi}{L} = 2\pi\lambda \frac{t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}}{\ln(d_2/d_1)}. \quad (7.49)$$

Из (7.47)–(7.49) следует

$$q_l = q_{\text{в.п}} \pi d_1 = q_{\text{н.п}} \pi d_2. \quad (7.50)$$

Многослойная цилиндрическая стенка. Рассмотрим распространение теплоты теплопроводностью в трехслойной цилиндрической стенке (трубе) длиной L (рис. 7.7) с внутренним диаметром d_1 и наружным диаметром d_4 . Промежуточные диаметры отдельных слоев — d_2 и d_3 , теплопроводности слоев — $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.

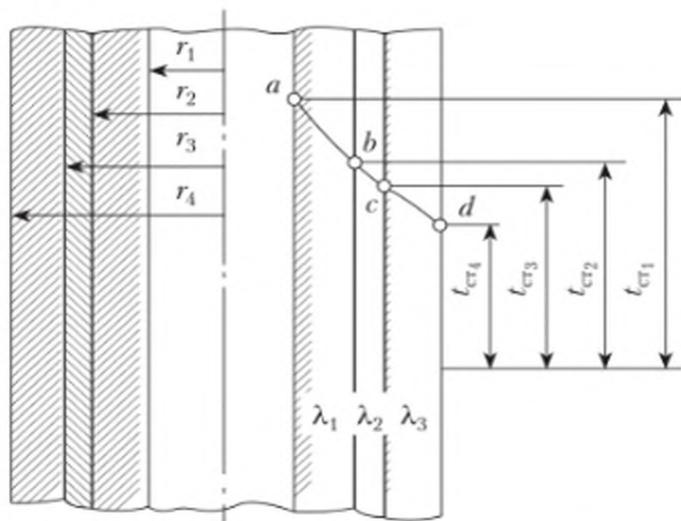


Рис. 7.7. Многослойная цилиндрическая стенка

Известными считаются температура t_{cr1} внутренней и температура t_{cr4} наружной поверхности. Подлежит определению тепловой поток Φ и температуры t_{cr2} и t_{cr3} на границах слоев. Составим для каждого слоя уравнение вида (7.46):

$$\Phi = 2\pi L\lambda_1 = \frac{t_{cr1} - t_{cr2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (7.51)$$

$$\Phi = 2\pi L\lambda_2 = \frac{t_{cr2} - t_{cr3}}{\ln(d_3/d_2)}; \quad (7.52)$$

$$\Phi = 2\pi L\lambda_3 = \frac{t_{cr3} - t_{cr4}}{\ln(d_4/d_3)}. \quad (7.53)$$

Решая (7.51)–(7.53) относительно разностей температур, а затем почленно складывая, получим

$$t_{cr1} - t_{cr4} = \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right). \quad (7.54)$$

Из (7.54) имеем расчетное выражение для определения теплового потока для трехслойной стенки:

$$\Phi = \frac{2\pi L(t_{cr1} - t_{cr4})}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (7.55)$$

Обобщим формулу (7.55) на n -слойную стенку трубы:

$$\Phi = \frac{2\pi L(t_{cr1} - t_{cr_{n+1}})}{\sum_{i=1}^{i=n} \left(\frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right)}, \quad (7.56)$$

где i – порядковый номер слоя.

Из (7.51)–(7.53) находим выражение для определения температуры на границах промежуточных слоев:

$$t_{cr2} = t_{cr1} - \frac{\Phi}{2\pi L\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \quad (7.57)$$

$$t_{cr3} = t_{cr2} - \frac{\Phi}{2\pi L\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = t_{cr1} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \right). \quad (7.58)$$

Температуру $t_{cr_{i+1}}$ на границе i -го и $(i+1)$ -го слоя можно определить по аналогичной формуле

$$t_{cr_{i+1}} = t_{cr1} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right). \quad (7.59)$$

В литературе приведены решения дифференциального уравнения теплопроводности для полого шара при граничных условиях первого рода, а также решения для всех рассмотренных тел при граничных условиях

третьего рода. Мы эти проблемы не рассматриваем. За рамками нашего курса остались также вопросы стационарной теплопроводности в стержнях (ребрах) постоянного и переменного поперечных сечений, а также вопросы нестационарной теплопроводности.

Контрольные вопросы и задания

1. Какими способами может передаваться теплота?
2. В чем состоит физическая сущность процесса теплопроводности?
3. Напишите уравнение стационарного одномерного температурного поля.
4. Что называется температурным градиентом?
5. В какую сторону направлен вектор градиента температур?
6. На что указывает знак «минус» в уравнении Фурье?
7. Что называется коэффициентом теплопроводности?
8. Какие допущения приняты при выводе дифференциального уравнения теплопроводности?
9. Зачем нужны условия однозначности?
10. Какие величины задаются при граничных условиях первого рода?
11. Что включают в себя граничные условия?
12. Запишите закон охлаждения Ньютона.
13. Дайте математическую формулировку граничных условий третьего рода.

Тест

1. Теплопроводность — это перенос теплоты путем ...
 - соприкосновения частиц тел или их элементов;
 - перемещения элементарных объемов;
 - электромагнитных волн.
2. Конвекция — это перенос теплоты путем ...
 - соприкосновения частиц тел или их элементов;
 - перемещения элементарных объемов;
 - электромагнитных волн.
3. Излучение — это перенос теплоты путем ...
 - соприкосновения частиц тел или их элементов;
 - перемещения элементарных объемов;
 - электромагнитных волн.
4. Конвективный теплообмен — это перенос теплоты ...
 - конвекцией;
 - конвекцией и теплопроводностью;
 - теплопроводностью и излучением.
5. Теплопередачей называют сложный совместный перенос теплоты ...
 - от среды к стенке;
 - от стенки к среде;
 - от одной среды к другой через разделяющую их стенку.
6. Вектор $\text{grad } t$ всегда направлен ...
 - перпендикулярно к линии теплового тока;
 - по касательной к линии теплового тока;
 - вдоль линии теплового тока.

7. Тепловую изоляцию плоских ограждений (стенок) можно увеличить за счет ...
- нанесения материала с большей теплопроводностью;
 - нанесения материала с меньшей теплопроводностью;
 - увеличения скорости омывания конвективным потоком;
 - установки теплового экрана.
8. Термодинамическое сопротивление теплопроводности цилиндрических стенок определяется ...
- теплопроводностью материала стенок;
 - кривизной поверхности стенок;
 - обоими вышеназванными факторами.
9. Коэффициент теплопередачи через ограждение определяется ...
- теплоотдачей сред, омывающих стенку;
 - теплопроводностью материала стенок и изоляции;
 - совместным влиянием термических сопротивлений, теплопередачи сред и теплопроводности стенок.
10. Критическим диаметром изоляции называют диаметр, при котором ...
- минимальна величина теплового потока;
 - минимальна толщина изоляции;
 - минимально суммарное термическое сопротивление изоляции.
11. Критический диаметр изоляции при постоянном коэффициенте теплоотдачи от изоляции к омывающей среде зависит ...
- от наружного диаметра изолируемой трубы;
 - материала изоляции;
 - температуры изолируемой трубы.

Глава 8

КОНВЕКТИВНЫЙ ТЕПЛООБМЕН

8.1. Основные понятия и определения

Напомним базовые понятия, к которым мы обращались выше. Под *конвекцией* понимают распространение теплоты в среде с неоднородным распределением температуры, осуществляемое макроскопическими элементами жидкости при ее перемещении. Такое распространение теплоты может происходить только в жидкостях и газах, частицы которых легко перемещаются в пространстве. Распространение теплоты конвекцией всегда сопровождается теплопроводностью, т.е. молекулярным переносом теплоты.

Теплообмен, обусловленный совместным действием конвективного и молекулярного переносов теплоты, называется *конвективным теплообменом*.

Конвективный теплообмен между движущейся жидкостью и поверхностью ее раздела с другой средой (твердым телом, жидкостью, газом) называется *теплоотдачей*. Теплоотдача имеет место во всех судовых двигателях, устройствах и аппаратах.

Конвективный теплообмен зависит от распределения температур в потоке. В свою очередь, характер температурного поля определяется распределением скоростей в потоке, т.е. скоростным полем, зависящим от режима течения жидкости.

Два основных режима течения. При перемещении жидкости возможны два основных режима течения: *ламинарный* и *турбулентный*. При ламинарном режиме отдельные струйки жидкости, перемещаясь в одном и том же направлении, не перемешиваются. При турбулентном режиме каждая частица потока, участвуя в общем поступательном движении, кроме того, совершает различные поперечные движения, вследствие чего мгновенная скорость w в определенной неподвижной точке потока пульсирует около некоторого среднего по времени значения \bar{w} . Помимо изменения абсолютной величины w происходит изменение направления мгновенной скорости. Поэтому турбулентный поток часто представляют состоящим из регулярного течения, описываемого осредненным значением скоростей, и наложенного на него хаотического пульсационного течения. Обстановка усложняется периодическим появлением в различных областях течения дву- и трехмерных вихревых структур, возникающих при обтекании потоком различного рода препятствий (выступов шероховатости, прилипших к стенкам частиц загрязняющих отложений, местных сопротивлений и т.д.), а также при столкновениях соседних пульсирующих частиц.

При пульсациях скорости и перемещении вихрей из одной области течения в другую происходит перенос механической энергии. Если в движущемся потоке наблюдается неоднородность температурного поля, то упомянутые явления приводят и к переносу теплоты, вследствие чего возникают пульсации температуры потока в рассматриваемых неподвижных точках.

Характер течения жидкости предопределяет механизм переноса теплоты в потоке. При ламинарном режиме перенос теплоты в направлении, нормальном к направлению течения, осуществляется теплопроводностью, поскольку частицы жидкости перемещаются только в попутном потоку направлении. При турбулентном режиме перенос теплоты в направлении, нормальном к направлению течения, осуществляется теплопроводностью и конвекцией. При этом в одних областях течения перенос теплоты теплопроводностью играет более существенную роль, чем конвективный теплоперенос, а в других областях, наоборот, турбулентный перенос теплоты преобладает над молекулярным.

Пограничный слой. Поток жидкости, омывающий твердое тело, может быть разбит на две области: пограничный слой I и внешний поток II (рис. 8.1).

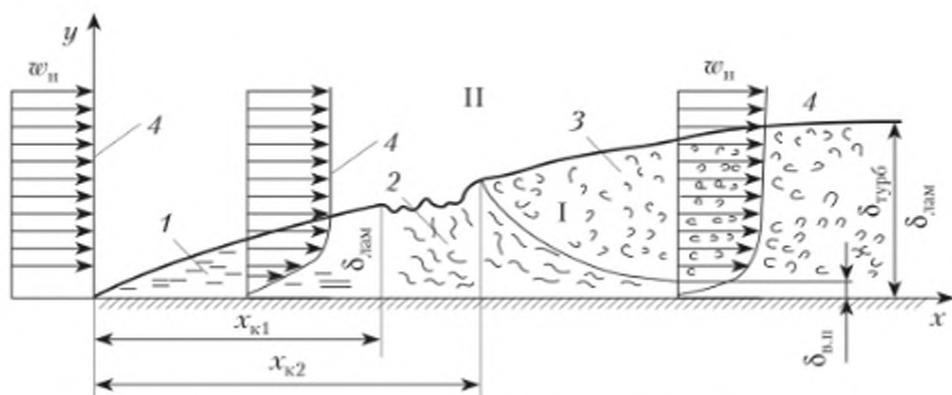


Рис. 8.1. Схема развития пограничного слоя:

- 1 — ламинарный гидродинамический пограничный слой; 2 — переходное течение; 3 — турбулентный пограничный слой; 4 — эюры скоростей; I — пограничный слой; II — основной поток; w_n — скорость набегающего потока; $\delta_{\text{лам}}$, $\delta_{\text{турб}}$ — толщина ламинарного и турбулентного пограничных слоев; $x_{\text{к1}}$ — длина участка ламинарного пограничного слоя; $x_{\text{к2}}$ — участок перехода к турбулентному пограничному слою; $\delta_{\text{вн}}$ — толщина ламинарного подслоя

В теории теплопереноса *пограничным слоем* называют область течения вязкой теплопроводной жидкости у поверхности твердого тела, характеризующуюся малой толщиной и большим поперечным градиентом скорости и температуры, что определяет перенос количества движения и теплоты.

Область потока жидкости, в которой влияние сил вязкости мало и возмущение параметров течения обусловлено только деформацией линий тока вследствие вытеснения жидкости обтекаемым телом, называется *внешним потоком*.

Рассмотрим процесс образования пограничного слоя при продольном обтекании поверхности плоского твердого тела потоком жидкости. У самой

поверхности частицы жидкости прилипают к твердому телу, и их скорость равна нулю. Толщина прилипшего к поверхности твердого тела слоя жидкости считается исчезающе малой. Около прилипшего слоя жидкости вследствие действия сил вязкости образуется слой заторможенной жидкости толщиной δ , в котором скорость изменяется от значения, близкого к нулю, до скорости, близкой к скорости внешнего потока. Этот слой называют *гидродинамическим пограничным слоем*. Понятие гидродинамического слоя в теорию теплопереноса впервые ввел немецкий физик Л. Прандтль в 1904 г.

Наряду с гидродинамическим пограничным слоем в потоке может образовываться *тепловой пограничный слой*. Впервые понятие теплового пограничного слоя было введено Г. Н. Кружилиным. Это слой жидкости или газа непосредственно участвует в теплоотдаче, благодаря чему температура в слое меняется от температуры, близкой к температуре стенки, до температуры, близкой к температуре среды во внешнем потоке. Тепловой пограничный слой характеризуется большим поперечным градиентом температуры, под действием которого и осуществляется процесс переноса теплоты.

Структура гидродинамического пограничного слоя изменяется по длине обтекаемой поверхности. На начальном участке этой поверхности обычно образуется ламинарный пограничный слой. Толщина этого слоя по длине обтекаемого тела постепенно увеличивается и на расстоянии $x_{к1}$ от передней кромки достигает максимального значения:

$$\delta_{\text{лам}} = 5x / \sqrt{\text{Re}},$$

где x — расстояние от передней кромки; Re — число Рейнольдса.

Если температуры поверхности обтекаемого тела и внешнего потока неодинаковы, то одновременно с образованием гидродинамического пограничного слоя на начальном участке поверхности образуется тепловой пограничный слой, толщина которого δ_{τ} по длине обтекаемого тела также увеличивается. В общем случае толщина гидродинамического и теплового пограничных слоев различна и их соотношение определяется из выражения

$$\frac{\delta_{\tau}}{\delta_{\text{лам}}} \cong \frac{1}{\sqrt{\nu/a}},$$

где ν — кинематическая вязкость жидкости; a — температуропроводность жидкости.

У вязких жидкостей толщина теплового пограничного слоя оказывается значительно меньше толщины гидродинамического пограничного слоя. У газов толщина гидродинамического и теплового пограничных слоев практически совпадает. В пределах теплового пограничного слоя при ламинарном гидродинамическом пограничном слое возможно распространение теплоты только теплопроводностью.

При $x > x_{к1}$ ламинарный характер движения в пограничном слое нарушается, и после участка переходного течения возникает турбулентный пограничный слой, толщина которого $\delta_{\text{турб}}$ также возрастает по длине пластины ($\delta_{\text{турб}} > \delta_{\text{лам}}$).

Турбулентный пограничный слой состоит из внешней области А (рис. 8.2) и пристенной области Б. Толщина внешней области составляет примерно $0,8\delta_{\text{турб}}$, а толщина пристенной области — $0,2\delta_{\text{турб}}$.

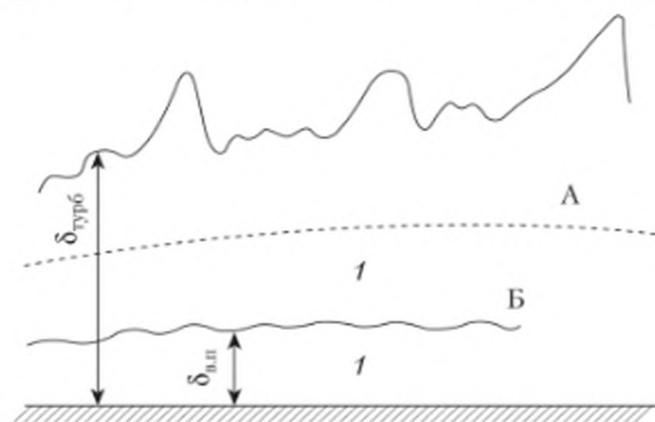


Рис. 8.2. Структура турбулентного гидродинамического пограничного слоя (масштабы смещены)

Пристенная область турбулентного пограничного слоя включает в себя вязкий подслой 1, внешняя граница которого, показанная волнистой линией, является мощным генератором пульсационного движения, и промежуточный (буферный) слой 2.

Внешняя граница турбулентного пограничного слоя постоянно меняет свои очертания, потому что во внешнюю область слоя А периодически проникают массы жидкости внешнего потока. Если интенсивность турбулентности во внешнем потоке невысокая, то вблизи внешней границы в турбулентном пограничном слое образуется область перемежаемого течения. Наиболее высокая интенсивность турбулентности наблюдается в пристенной области Б. Течение в вязком подслое 1, толщина которого на один-два порядка меньше толщины области Б, не является строго ламинарным из-за периодического проникновения крупномасштабных (низкочастотных) пульсаций в вязкий подслой.

Одновременно с турбулентным гидродинамическим пограничным слоем развивается *тепловой пограничный слой*, при этом толщина теплового и гидродинамического пограничных слоев вследствие интенсивного турбулентного переноса количества движения и теплоты практически одинаковая. Непосредственно у стенки, аналогично вязкому подслою, можно выделить *тепловой подслой*, в котором перенос теплоты теплопроводностью преобладает над турбулентным переносом, но все же не является единственно возможным. При $v/a = 1$ толщина вязкого подслоя $\delta_{\text{в,п}}$ примерно равна толщине теплового подслоя $\delta_{\text{т,п}}$, при $v/a > 1$ имеет место $\delta_{\text{в,п}} > \delta_{\text{т,п}}$, при $v/a < 1$ наблюдается $\delta_{\text{в,п}} < \delta_{\text{т,п}}$. Для малотеплопроводных вязких сред, например для жидкостей с большими отношениями v/a (масла, нефтепродукты), тепловой подслоем является основным термическим сопротивлением, в связи с чем теплоотдача в вязких жидкостях происходит менее интенсивно, чем, скажем, в воде ($v/a \approx 1,75$ при 100°C) или в жидких металлах ($v/a \ll 1$).

Для газов, имеющих малую плотность, $\nu/a \approx 1$, но интенсивность теплоотдачи, даже в сравнении с вязкими жидкостями, в большинстве случаев невысокая, что объясняется низкими значениями теплоемкости и теплопроводности большей части используемых в технике газов.

Приведенные сведения о формировании гидродинамического пограничного слоя справедливы для плоских тел с удобообтекаемой входной кромкой при невысокой степени турбулентности набегающего потока. Между тем на формирование пограничного слоя оказывают влияние форма входной кромки, степень турбулентности набегающего потока, а также форма и размеры всего тела. В некоторых случаях, например у удобообтекаемых тел, ламинарный пограничный слой занимает всю поверхность или большую ее часть, в других случаях переход ламинарного течения в турбулентное затягивается или, наоборот, осуществляется скачкообразно. При высокой степени турбулентности набегающего потока или при неудобообтекаемой входной кромке тела на его поверхности сразу образуется турбулентный пограничный слой, интенсивность теплоотдачи в котором выше, чем в ламинарном пограничном слое.

При проектировании каналов и устройств важно правильно оценивать гидродинамическую обстановку, потому что, как это было показано выше, интенсивность теплоотдачи во многом зависит от структуры и толщины пограничного слоя.

Поверхностная плотность теплового потока в случае ламинарного пограничного слоя может быть определена по формуле

$$q = -\lambda_{\text{ж}} \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (8.1)$$

где $\lambda_{\text{ж}}$ и $\partial t / \partial n$ — соответственно теплопроводность жидкости и градиент температуры в тепловом пограничном слое; n — нормаль к поверхности теплообмена.

Однако в большинстве случаев не представляется возможным аналитически определить градиент температуры в пограничном слое и, следовательно, найти по формуле (8.1) поверхностную плотность теплового потока. Для турбулентного пограничного слоя эта формула вообще не применима. В связи с этим пока основным расчетным уравнением конвективного теплообмена является формула

$$\Phi = \alpha A(t - t_{\text{ст}}), \quad (8.2)$$

где α — коэффициент теплоотдачи; A — площадь поверхности теплообмена; t — температура теплоносителя, т.е. жидкости или газа, омывающего тело; $t_{\text{ст}}$ — температура поверхности тела (стенки).

Разность температур жидкости и поверхности тела

$$\Delta t = t - t_{\text{ст}}$$

называют *температурным напором*.

Коэффициент теплоотдачи α , входящий в (8.2), характеризует интенсивность теплоотдачи и равен отношению поверхностной плотности тепло-

вого потока на поверхности раздела к температурному напору между жидкостью и поверхностью.

Уравнение (8.2) было предложено И. Ньютоном для случая теплообмена в свободном потоке при условии, что α зависит только от физических свойств тела и среды. В действительности коэффициент теплоотдачи α , в отличие от теплопроводности λ , не является величиной постоянной, а зависит от большого числа различных факторов, в том числе от причины движения жидкости (свободная или вынужденная конвекция), формы и размеров тела, режима течения жидкости (ламинарный, переходный или турбулентный) и ее теплофизических свойств, скорости и направления потока, наличия фазовых переходов. В связи с этим тепловой поток Φ может быть определен с помощью уравнения (8.2) лишь после того, как будет рассчитан коэффициент теплоотдачи, описываемый в общем случае следующей функциональной зависимостью:

$$\alpha = f(t, t_{\text{ст}}, \rho, \mu, \lambda, c_p, w, \Phi_T, l, X),$$

где Φ_T — форма тела; l — геометрические размеры тела; X — характер движения жидкости.

В каждом конкретном случае коэффициент теплоотдачи рассчитывают с помощью так называемых *уравнений подобия*, которые получают или по результатам физических экспериментов, или по результатам математического моделирования данного процесса. В последнем случае при создании математической модели используют систему дифференциальных уравнений конвективного теплообмена, в которую входят уравнения энергии, движения и сплошности.

8.2. Дифференциальные уравнения конвективного теплообмена

Дифференциальное уравнение энергии. Выведем дифференциальное уравнение энергии, описывающее температурное поле в жидкости, при этом примем, что жидкость однородна и несжимаема.

Температурное поле потока жидкости описывается уравнением

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (8.3)$$

Выделим из движущейся среды элементарный параллелепипед объемом $dV = dx dy dz$ (рис. 8.3). Из окружающей среды путем теплопроводности в элементарный объем за время $d\tau$ согласно (7.15) поступит теплота

$$\delta Q = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau = \lambda \nabla^2 t dV d\tau.$$

Аналогично изложенному в параграфе 7.4, теплота в количестве δQ , поступившая в параллелепипед объемом dV , должна пойти на повышение энтальпии среды (жидкости или газа) в объеме параллелепипеда. Однако в параграфе 7.4 речь шла о твердом теле, здесь же рассматривается текучая среда, и в связи с этим координаты x, y, z , определяющие положение в пространстве рассматриваемого параллелепипеда за время $d\tau$, претерпят

соответствующее изменение, зависящее от размера и направления скорости в точке с координатами x, y, z .



Рис. 8.3. К выводу уравнения энергии

Таким образом, уравнение температурного поля (8.3) должно быть дополнено группой уравнений:

$$x = \varphi_1(\tau); y = \varphi_2(\tau); z = \varphi_3(\tau). \quad (8.4)$$

Приращение температуры жидкости в параллелепипеде объемом dV за время $d\tau$, т.е. величина $(\partial t / \partial \tau) d\tau$, определяется из (8.3) с учетом (8.4). Полная производная от температуры по времени

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \frac{dx}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial y} \frac{dy}{d\tau} + \frac{\partial t}{\partial z} \frac{dz}{d\tau}.$$

В силу зависимостей (8.4) имеем

$$dx/d\tau = w_x; dy/d\tau = w_y; dz/d\tau = w_z,$$

где w_x, w_y, w_z — проекции вектора скорости \vec{w} на координатные оси. Таким образом,

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{Dt}{d\tau} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z. \quad (8.5)$$

Отметим, что производную $dt/d\tau$ обычно обозначают $Dt/d\tau$ и называют *субстанциональной* (индивидуальной по отношению к дифференциалу времени) *производной*. Частную производную $\partial t / \partial \tau$ называют *местным*, или *локальным*, *изменением* значения величины t , а сумму $\left(\frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z \right)$ — *конвективным изменением*.

Таким образом, изменение температуры жидкости в параллелепипеде объемом dV за время $d\tau$ в общем случае вызвано двумя причинами:

во-первых, изменением во времени самого температурного поля в той точке пространства, где находится в данный момент рассматриваемый элементарный параллелепипед объемом dV (скорость изменения его характеризуется локальной производной);

во-вторых, тем, что элементарный параллелепипед перемещается за время $d\tau$ в другую точку пространства (скорость изменения температуры характеризуется конвективной производной).

Изменение энтальпии среды в рассматриваемом параллелепипеде за время $d\tau$ представимо формулой

$$dI = c_p \rho dV d\tau \frac{Dt}{d\tau}.$$

Приравнивая значение δQ к значению dI , получим искомое дифференциальное уравнение энергии, описывающее температурное поле в движущейся жидкости:

$$\lambda \nabla^2 t = c_p \rho \frac{Dt}{d\tau},$$

или

$$a \nabla^2 t = \frac{Dt}{d\tau}, \quad (8.6)$$

где $a = \lambda / (c_p \rho)$ — температуропроводность.

Формула (8.6) в развернутой форме записывается так:

$$a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x + \frac{\partial t}{\partial y} w_y + \frac{\partial t}{\partial z} w_z. \quad (8.6a)$$

Для твердого тела (8.6a) переходит в известное уравнение теплопроводности (7.17)

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

Для одномерной задачи, когда $t = f(x, \tau)$, выражение (8.6a) значительно упрощается:

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} w_x, \quad (8.7)$$

и, наконец, в случае стационарного режима

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial x} w_x. \quad (8.8)$$

Уравнение (8.6a) показывает, что температурное поле в потоке существенно образом зависит от поля скоростей. В связи с этим при изучении конвективного теплообмена необходимо включать в круг исследуемых вопросов и гидромеханические условия протекания процесса.

Дифференциальные уравнения движения вязкой жидкости. Вывод дифференциальных уравнений движения вязкой жидкости основан на втором законе Ньютона.

Выделим из потока жидкости элементарный параллелепипед с ребрами, соответственно равными dx , dy и dz (рис. 8.4). Объем параллелепипеда $dV = dx dy dz$, масса его равна ρdV , где ρ — плотность жидкости. Скорость в данной точке движущейся среды зависит от положения рассматриваемой точки в пространстве от времени, т.е. поле скоростей описывается уравнением

$$\vec{w} = f(x, y, z, \tau). \quad (8.9)$$

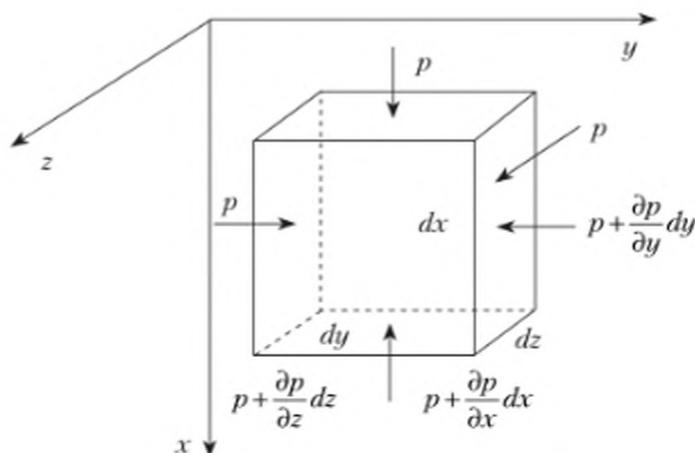


Рис. 8.4. К выводу дифференциального уравнения движения

Чтобы вывести дифференциальные уравнения движения жидкости, используем основной закон механики:

$$\sum \vec{F} = \rho \frac{D\vec{w}}{d\tau} dV, \quad (8.10)$$

где $\sum \vec{F}$ — векторная сумма всех сил, действующих на выделенный параллелепипед; $\frac{D\vec{w}}{d\tau}$ — полная (субстанциональная) производная от скорости.

В проекции на ось x уравнение (8.10) примет вид

$$\sum X = \rho (Dw_x/d\tau) dV. \quad (8.11)$$

На рассматриваемый параллелепипед действуют три силы: сила тяжести (на рис. 8.4 не обозначена), давление p и сила вязкостного трения (на рис. 8.4 не обозначена). Ось x направлена, как это показано на рис. 8.4, вертикально вниз. Тогда проекция силы тяжести на ось x будет $\rho g dV$, где g — ускорение свободного падения.

Если в данной точке давление среды p , то сила, действующая на верхнюю грань (см. рис. 8.4), равна $p dy dz$, а сила, действующая на противоположную грань, равна

$$\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dydz.$$

Проекция на ось x равнодействующей сил давления будет

$$\left[p - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) \right] dydz = -\frac{\partial p}{\partial x} dV,$$

где $\partial p/\partial x$ — проекция градиента давления на ось x .

Если пренебречь силами вязкостного трения, то согласно формуле (8.11) после сокращения на dV получим уравнение движения жидкости в проекции на ось x :

$$\rho \frac{Dw_x}{d\tau} = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (8.12)$$

Таким же образом получаются уравнения движения жидкости в проекциях на оси y и z :

$$\rho Dw_y/d\tau = -\partial p/\partial y; \quad (8.13)$$

$$\rho Dw_z/d\tau = -\partial p/\partial z \quad (8.14)$$

(проекции силы тяжести $\rho g dV$ на оси y и z равны нулю).

Уравнения (8.12)–(8.14) являются уравнениями движения идеальной, т.е. невязкой, жидкости и носят название *уравнений Эйлера*.

Для получения дифференциальных уравнений движения вязкой (реальной) жидкости необходимо учесть силы внутреннего (вязкостного) трения, иначе говоря, силы, обусловленные вязкостью жидкости. Согласно закону Ньютона, касательное напряжение s , возникающее между перемещающимися с различной скоростью слоями жидкости (отношение силы трения к площади), пропорционально градиенту скорости:

$$s = \mu dw/dn, \quad (8.15)$$

где dw/dn — градиент скорости, т.е. отношение изменения скорости к расстоянию по нормали n ; n — нормаль к направлению перемещения жидкости; μ — динамическая вязкость.

Рассмотрим плоский ламинарный поток вязкой жидкости, в котором скорость меняется лишь в направлении оси y . Силы вязкостного трения вызывают в потоке жидкости касательные напряжения. В ламинарном потоке силы трения возникают только на боковых гранях элемента (рис. 8.5). Поскольку около левой грани скорость движения частиц жидкости меньше, чем в самом элементе, сила трения направлена против движения и равна $(-s dx dz)$.

Около правой грани скорость движения частиц жидкости больше, чем в самом элементе, поэтому сила трения направлена в сторону движения и равна

$$\left(s + \frac{\partial s}{\partial y} dy \right) dx dz.$$

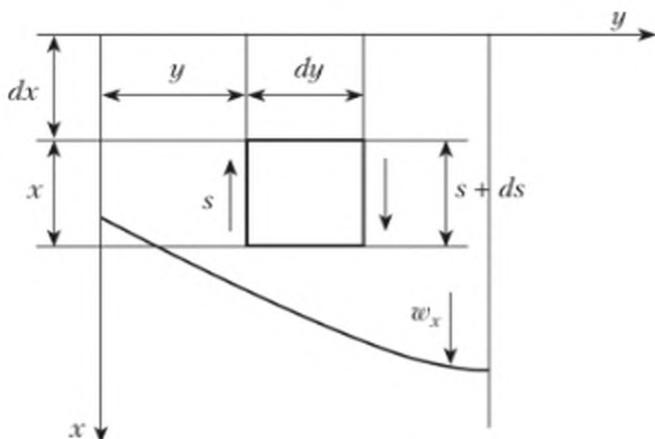


Рис. 8.5. Силы трения, действующие на элемент движущейся жидкости

Равнодействующая этих сил

$$\left(s + \frac{\partial s}{\partial y} dy\right) dx dz - s dx dz = \frac{\partial s}{\partial y} dx dy dz.$$

Подставляя значение s из уравнения (8.15), получаем

$$\frac{\partial s}{\partial y} dV = \mu \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} dV.$$

Полученное уравнение справедливо при одномерном движении. Если скорость изменяется по трем направлениям, то проекция на ось x равнодействующей сил вязкостного трения, приложенных к рассматриваемому параллелепипеду объемом dV , определяется следующим выражением:

$$\left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\mu \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) \right] dV.$$

Если движущаяся среда имеет постоянную вязкость, получим

$$\mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) dV = \mu \nabla^2 w_x dV, \quad (8.16)$$

где $\nabla^2 w_x$ — оператор Лапласа.

Уравнения движения вязкой жидкости (уравнения Навье — Стокса) получим из выражений (8.12)–(8.14), если прибавим к их правым частям (к сумме объемных сил) величину $\mu \nabla^2 w$. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} \rho \frac{Dw_x}{d\tau} &= \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \nabla^2 w_x, \\ \rho \frac{Dw_y}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \mu \nabla^2 w_y, \\ \rho \frac{Dw_z}{d\tau} &= -\frac{\partial p}{\partial z} + \mu \nabla^2 w_z. \end{aligned} \right\} \quad (8.17)$$

В развернутом виде дифференциальное уравнение движения вязкой жидкости в проекции на ось x примет вид

$$\rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + \frac{\partial w_x}{\partial x} w_x + \frac{\partial w_x}{\partial y} w_y + \frac{\partial w_x}{\partial z} w_z \right) = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right). \quad (8.18)$$

Аналогично записываются уравнения в проекции на оси y и z .

Дифференциальное уравнение сплошности (неразрывности) выводится на основе закона сохранения массы. Выделим в потоке жидкости элементарный параллелепипед объемом dV со сторонами dx , dy и dz и вычислим массовый расход жидкости через него за время $d\tau$ (рис. 8.6).

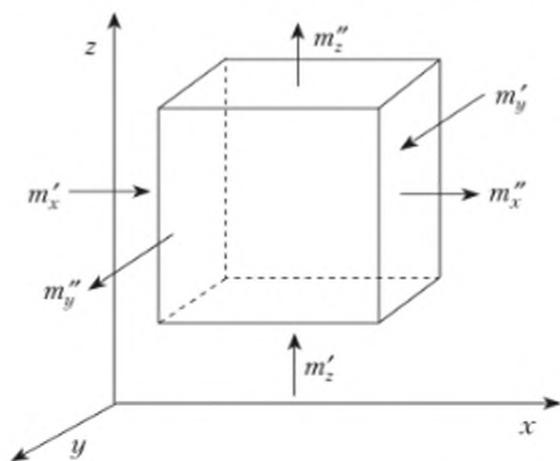


Рис. 8.6. К выводу дифференциального уравнения сплошности

Введем понятие *массовой скорости*, $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$, равной произведению плотности на скорость (ρw) и определяемой отношением массового расхода ρV к площади поперечного сечения f :

$$\rho w = \frac{\rho V}{f}.$$

В направлении оси x в рассматриваемый параллелепипед за промежуток времени $d\tau$ поступает жидкость массой m'_x , равной произведению массовой скорости ρw_x на поперечное сечение $dydz$ и на время $d\tau$:

$$m'_x = \rho w_x dydzd\tau.$$

Через противоположную грань параллелепипеда за время $d\tau$ вытекает жидкость массой

$$m''_x = \left[\rho w_x + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dx \right] dydzd\tau.$$

Изменение массы жидкости в элементарном параллелепипеде за время $d\tau$ в направлении оси x составит

$$dm_x = m''_x - m'_x = \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dx dydzd\tau = \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} dVd\tau. \quad (8.19)$$

Аналогично запишем изменение массы жидкости за время $d\tau$ в направлении осей y и z :

$$dm_y = \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} dV d\tau; \quad (8.20)$$

$$dm_z = \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} dV d\tau. \quad (8.21)$$

Формулу для полного изменения массы жидкости в рассматриваемом элементарном параллелепипеде объемом dV в направлении всех трех осей за время $d\tau$ получим, суммируя (8.19)–(8.21):

$$dm = \left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau. \quad (8.22)$$

Это изменение массы вызвано изменением плотности жидкости ρ в параллелепипеде объемом dV и равно изменению массы данного параллелепипеда во времени:

$$\left[\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} \right] dV d\tau = -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} dV d\tau. \quad (8.23)$$

Произведя преобразования и сокращения в (8.23), окончательно получим дифференциальное уравнение сплошности:

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} + \frac{\partial\rho}{\partial\tau} = 0. \quad (8.24)$$

Для несжимаемых жидкостей $\rho = \text{const}$ и (8.24) примет вид

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0. \quad (8.25)$$

Условия однозначности. Система дифференциальных уравнений (8.6), (8.17) и (8.24) дает математическое описание механизма конвективного теплообмена при движении вязкой жидкости. Эта система описывает целый класс явлений и имеет бесчисленное множество решений. Чтобы выделить из этого класса явлений данное конкретное явление, а следовательно, и столь же конкретное решение, необходимо дополнить систему уравнений *условиями однозначности*.

Условия однозначности должны содержать все специфические особенности, относящиеся к рассматриваемому случаю и влияющие на ход процесса. Понятно, что условия однозначности устанавливаются вне зависимости от самого механизма явлений, описываемого соответствующей системой дифференциальных уравнений, и применительно к конвективному теплообмену должны содержать:

- *геометрические условия*, характеризующие форму и размеры поверхности, омываемой средой (например, круглая труба определенного диаметра);
- *временные условия*, характеризующие точно известные особенности протекания процесса во времени (для стационарного режима временные условия исключаются);

- *граничные условия*, которыми формулируются условия протекания процесса на границах тела;
- *физические условия*, характеризующие те физические свойства среды и тела, которые входят в дифференциальные уравнения, описывающие процесс конвективного теплообмена, например теплопроводность λ , динамическая вязкость μ , плотность ρ .

Полученная система дифференциальных уравнений, дополненная условиями однозначности, как правило, не интегрируема без существенных упрощений, потому лишь некоторые решения, полученные после таких упрощений, могут быть использованы для расчета теплообмена в технических задачах. Большинство используемых уравнений подобия основывается на экспериментальных данных. Однако для возможности обобщения таких данных и выявления границ их применения экспериментальные исследования должны быть построены на строгих теоретических основах.

Такой теоретической базой современного эксперимента наряду с математической теорией планирования эксперимента является теория подобия. Как будет показано в следующем параграфе, теория подобия позволяет, не интегрируя выведенные выше дифференциальные уравнения, сделать на их основе ряд важных выводов, необходимых для научной обработки результатов экспериментальных исследований.

8.3. Подобие физических явлений

Как известно, у геометрически подобных фигур сходственные стороны пропорциональны. Если подобные фигуры одинаково ориентированы в пространстве, то сходственные стороны не только пропорциональны, но и параллельны одна другой.

Отношение линейных размеров любых сходственных сторон двух подобных фигур равно постоянной c , которую принято называть *константой подобия*. Так, для двух подобных призм (рис. 8.7)

$$l'_1 / l''_1 = l'_2 / l''_2 = l'_3 / l''_3 = c_l,$$

где c_l — константа подобия линейных размеров.

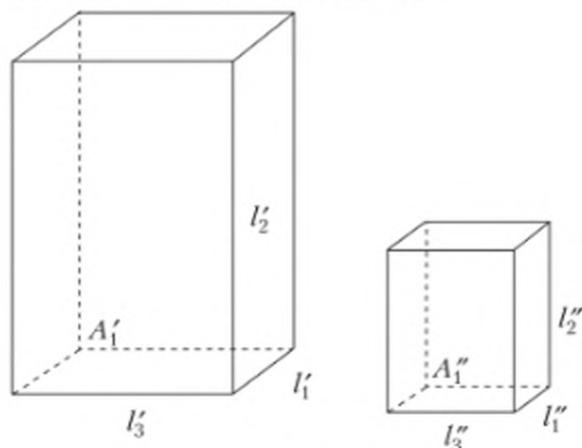


Рис. 8.7. Геометрическое подобие призмы

Для сходственных площадей поверхностей и объемов подобных фигур получим

$$A_1'' / A_1' = c_l^2;$$

$$V_1'' / V_1' = c_l^3.$$

Понятие о подобии может быть распространено на любые физические явления.

Условия подобия физических явлений формулируются следующим образом.

1. *Понятие подобия в отношении физических явлений применимо только к явлениям одного и того же класса.* Принадлежность физических явлений к одному классу означает, что механизм этих явлений описывается одинаковыми по форме и содержанию дифференциальными уравнениями. Так, может идти речь о подобии движения двух потоков жидкости, о подобии теплообмена и т.п.

2. *Обязательной предпосылкой подобия физических явлений должно быть геометрическое подобие систем, в которых эти явления протекают.*

3. *При рассмотрении подобных явлений между собой можно сопоставлять только одноименные физические величины в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени.*

Одноименными (или однородными) называются такие физические величины, которые имеют одинаковый физический смысл и одинаковую размерность.

Сходственные точки пространства — такие точки в двух сопоставляемых системах, координаты которых удовлетворяют условию геометрического подобия

$$x'' / x' = y'' / y' = z'' / z' = c_l. \quad (8.26)$$

Развитие процесса во времени в двух сопоставляемых системах в общем случае неодинаково, но для подобия явлений необходимо, чтобы промежутки времени τ' и τ'' , отсчитываемые от общего начала отсчета τ_0 , всегда удовлетворяли равенству τ'

$$\tau'' / \tau' = c_\tau. \quad (8.27)$$

Константа c_τ называется *множителем гомохронности*. При $c_\tau = 1$ получим синхронное протекание явлений. При стационарном режиме требование о временном соответствии исключается.

4. *Подобие физических явлений означает как подобие всех одноименных физических величин, характеризующих рассматриваемые явления, так и подобие полей этих величин.*

Подобные поля одноименных величин — это поля, различие которых сводится лишь к неодинаковости их масштабов.

В подобных физических явлениях в сходственных точках пространства, для которых соблюдается равенство (8.26), и в сходственные моменты времени, когда промежутки времени τ' и τ'' связаны равенством (8.27) и имеют

общее начало отсчета, любая величина u' первого явления пропорциональна одноименной величине u'' второго явления:

$$u'' = c_u u', \quad (8.28)$$

где c_u — константа подобия величины u .

Пусть уравнение, определяющее исследуемый класс явлений, имеет вид

$$F(u_1, u_2, \dots, u_n) = 0,$$

где u_1, u_2, \dots, u_n — переменные физические величины (например, u_1 — плотность; u_2 — температура; u_n — скорость и т.д.).

Рассмотрим две системы, в каждой из которых происходит явление, принадлежащее одному классу. Для этих явлений можем написать

$$\left. \begin{aligned} F(u'_1, u'_2, \dots, u'_n) &= 0, \\ F(u''_1, u''_2, \dots, u''_n) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (8.29)$$

где штрихом отмечается принадлежность переменной к одной системе, а двумя штрихами — к другой.

Подобие двух физических явлений, описываемых уравнениями (8.29), математически формулируется условиями

$$u''_1 / u'_1 = c_{u_1}; u''_2 / u'_2 = c_{u_2}; \dots; u''_n / u'_n = c_{u_n}. \quad (8.30)$$

Одноименные переменные u' и u'' должны удовлетворять равенствам (8.30) в сходственных точках пространства и в сходственные моменты времени во всем объеме пространства, охваченного процессом, т.е. во всех точках поля рассматриваемой переменной.

Каждая переменная имеет свою константу подобия c , отличающуюся по размеру от других. Около каждой константы подобия ставится нижний индекс, который показывает, к какой величине она относится. Константы подобия между собой находятся в определенных соотношениях, их нельзя выбирать произвольно.

Поскольку нами рассматриваются две подобные системы, то можно при наличии условий (8.30) выразить переменные второй системы через переменные первой системы. В этом случае система уравнений (8.29) запишется следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} F(u'_1, u'_2, \dots, u'_n) &= 0, \\ F(c_{u_1} u'_1, c_{u_2} u'_2, \dots, c_{u_n} u'_n) &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (8.31)$$

Константы подобия. Рассмотрим некоторые свойства констант подобия и правила их составления. Если переменной является вектор, например скорость \vec{u} , компоненты которого u_x, u_y и u_z , то

$$\vec{u}'' / \vec{u}' = u''_x / u'_x = u''_y / u'_y = u''_z / u'_z = c_u. \quad (8.32)$$

Если разность значений переменной u'_1 для двух точек первой системы равна $\Delta u'_1$, а для сходственных точек второй системы в сходственные моменты времени равна $\Delta u''_1$, то

$$u''_1 / u'_1 = \Delta u''_1 / \Delta u'_1 = du''_1 / du'_1 = c_{u_1}. \quad (8.33)$$

Таким образом, в равенстве типа (8.30) переменная u может быть заменена любой одноименной ей величиной. Это так называемое *правило замены одноименных величин*.

Уравнения типа (8.29) в большинстве интересующих нас случаев таковы, что переменные входят под знаком первой и второй производной. Для производных множители подобного преобразования определяются следующим образом.

Рассмотрим, как пример, производную du/dx . Для первой системы du'/dx' , а для второй системы du''/dx'' . Каждая переменная с двумя штрихами связана с переменной, отмеченной одним штрихом, условиями

$$u''/u' = c_u; x''/x' = c_x. \quad (8.34)$$

Следовательно,

$$du''/dx'' = (c_u/c_x)(du'/dx'). \quad (8.35)$$

Для второй производной, рассматриваемой в качестве примера, d^2u/dx^2 получим

$$d^2u''/dx''^2 = (c_u/c_x^2)(d^2u'/dx'^2). \quad (8.36)$$

Три теоремы подобия. Теория подобия является теорией эксперимента. При проведении опыта необходимо знать:

- *какие величины следует измерять в опыте;*
- *как обрабатывать результаты опыта;*
- *на какие явления можно распространить полученные результаты.*

Основы теории подобия базируются на трех теоремах, которые и дают ответ на поставленные вопросы.

Как уже указывалось, константы подобия не могут выбираться произвольно. Если явления подобны, то между константами подобия имеются определенные зависимости, ограничивающие произвольность выбора. Последнее объясняется тем, что сами физические величины, определяющие течение процесса, связаны между собой определенными уравнениями, отражающими законы природы. Примерами таких уравнений являются выведенные в параграфе 8.2 дифференциальные уравнения энергии, движения вязкой жидкости, сплошности. Используя эти уравнения, можно получить безразмерные комплексы, составленные из величин, характеризующих это явление. Эти безразмерные комплексы называют *критериями (числами) подобия*.

Критерии подобия для всех подобных между собой явлений сохраняют одно и то же числовое значение. Поэтому **первую теорему подобия** можно сформулировать следующим образом: *у подобных явлений одноименные критерии (числа) одинаковы*. Критерии подобия всегда имеют определенный физический смысл. Их обычно обозначают начальными буквами фамилий выдающихся ученых, работавших в соответствующих областях науки.

Необходимой предпосылкой для вывода критериев подобия является наличие аналитической зависимости между физическими величинами, характеризующими данное явление (например, уравнение движения).

Если уравнение дано в дифференциальной форме, то нахождение критериев подобия не связано с его интегрированием.

Возможность нахождения критериев подобия по дифференциальному уравнению приобретает особую ценность в тех случаях, когда эти уравнения не интегрируемы.

Вторая теорема подобия (теорема Федермана — Букингема) утверждает, что *критерии подобия, полученные из дифференциальных уравнений, одновременно являются и критериями подобия, получаемыми из решения (интеграла) этих уравнений*, т.е. интеграл дифференциального уравнения (или системы уравнений) может быть представлен как функция критериев подобия дифференциального уравнения. В результате интегрирования дифференциального уравнения не могут появиться какие-либо «новые» дополнительные критерии подобия или исчезнуть «старые», получаемые из дифференциального уравнения.

Первые две теоремы подобия касались свойств заведомо подобных систем. Третья теорема подобия формулирует условия, достаточные для суждения о том, подобны ли явления.

Для выделения из данного класса явлений конкретного единичного явления, как известно, необходимо знать условия однозначности. Однако аналитическое решение системы дифференциальных уравнений при заданных условиях однозначности, как указывалось, невыполнимо. Поэтому интересующую связь между переменными устанавливают опытным путем (например, зависимость коэффициента теплоотдачи от скорости течения воздуха в круглой трубе заданных размеров).

Явление, изученное опытным путем, должно рассматриваться как единичное явление, отвечающее конкретным условиям опыта (рабочее тело — воздух, круглая труба определенного диаметра и длины и т.п.). Это изученное опытным путем частное явление для удобства дальнейшего изложения будем называть «первым». Очевидно, существует неограниченное число явлений, подобных первому. Все явления, подобные первому, а тем самым подобные одно другому, образуют некоторую группу, входящую в данный класс явлений.

У всех явлений, относящихся к данной группе, условия однозначности подобны, т.е. между физическими и геометрическими одноименными величинами, входящими в условия однозначности, существует зависимость

$$u_i'' = c_i u_i',$$

где u_i' — какая-либо величина, входящая в условия однозначности первого явления; u_i'' — одноименная величина, входящая в условие однозначности второго явления ($i = 1, 2, 3, \dots, n$, где n — число независимых величин, входящих в условие однозначности). Нетрудно прийти к выводу, что в пределах группы различие в условиях однозначности заключается лишь в неодинаковости масштабов значений констант подобия c_i .

Требование подобия условий однозначности является непременной предпосылкой к подобию сопоставляемых явлений. Действительно, в условия однозначности включаются граничные условия. Если граничные условия не окажутся подобными, то на границах сопоставляемых систем

процессы тоже не будут подобны, а следовательно, и явления, рассматриваемые во всем их объеме, не подобны.

Возникает вопрос, достаточно ли выполнить подобие условий однозначности у первого и второго явлений, чтобы утверждать подобие этих явлений в целом? Очевидно, нет. Согласно первой теореме подобия у подобных явлений одноименные критерии должны быть одинаковыми. Следовательно, только одного подобия условий однозначности недостаточно для суждения о подобии сравниваемых явлений, т.е. необходимо предъявить дополнительное требование: чтобы критерии подобия, составленные из условий однозначности, были равны. **Третья теорема подобия** доказывает необходимость и достаточность сформулированных выше требований для суждения о подобии явлений: *подобны те явления, условия однозначности которых подобны, и критерии подобия, составленные из условий однозначности, равны.*

Критерии, составленные только из величин, входящих в условия однозначности, называются *определяющими*. Все остальные критерии называются *неопределяющими (определяемыми)*. Если условия однозначности подобны и определяющие критерии равны, то равенство соответствующих неопределяющих критериев получается как следствие установившегося подобия.

Правила организации и обработки экспериментальной работы. Экспериментальное исследование какого-либо явления с целью его наибольшего обобщения должно быть построено на основе тех положений, которые вытекают из теорем теории подобия. Придерживаясь редакции М. А. Михеева, можно сформулировать, основные правила организации и обработки экспериментальной работы. Согласно первой теореме, в опытах нужно измерять все те величины, которые содержатся в критериях подобия изучаемого явления. Согласно второй теореме, результаты опытов необходимо обрабатывать в критериях подобия и зависимость между ними представлять в виде критериальных уравнений подобия. Согласно третьей теореме возможно обобщение полученных критериальных зависимостей на все явления, подобные исследованному.

Представляет интерес правило, с помощью которого из размерных физических величин, характеризующих процесс, можно составить безразмерные критерии подобия. Это так называемая ***π-теорема***: *число безразмерных комплексов, характеризующих процесс, равно числу всех физических величин, существенных для процесса, минус число основных размерностей.* В теории теплопереноса число основных размерностей равно четырем (длина, температура, время и масса). Число размерных величин в каждом конкретном случае теплообмена может быть различным, а непосредственный вид безразмерных критериев определяется условиями теплового и гидромеханического подобия.

8.4. Гидромеханическое подобие

Найдем условия подобия (числа подобия) движения двух потоков несжимаемой вязкой жидкости в геометрически подобных системах. Движение такой жидкости описывается уравнением Навье — Стокса (8.18).

Напишем это уравнение для первого (знак «штрих») и второго (знак «два штриха») потоков в проекции на ось x :

$$\begin{aligned} \rho' \frac{\partial w'_x}{\partial \tau'} + \rho' \left(\frac{\partial w'_x}{\partial x'} w'_x + \frac{\partial w'_x}{\partial y'} w'_y + \frac{\partial w'_x}{\partial z'} w'_z \right) = \\ = \rho' g' - \frac{\partial p'}{\partial x'} + \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_x}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial z'^2} \right); \end{aligned} \quad (8.37)$$

$$\begin{aligned} \rho'' \frac{\partial w''_x}{\partial \tau''} + \rho'' \left(\frac{\partial w''_x}{\partial x''} w''_x + \frac{\partial w''_x}{\partial y''} w''_y + \frac{\partial w''_x}{\partial z''} w''_z \right) = \\ = \rho'' g'' - \frac{\partial p''}{\partial x''} + \mu'' \left(\frac{\partial^2 w''_x}{\partial x''^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial y''^2} + \frac{\partial^2 w''_x}{\partial z''^2} \right). \end{aligned} \quad (8.38)$$

Для подобных процессов

$$\left. \begin{aligned} x'' / x' = y'' / y' = z'' / z' = c_l; \quad w''_x / w'_x = c_w; \\ \tau'' / \tau' = c_\tau; \quad \rho'' / \rho' = c_\rho; \quad g'' / g' = c_g; \\ p'' / p' = c_p; \quad \mu'' / \mu' = c_\mu. \end{aligned} \right\} \quad (8.39)$$

Выразим все переменные второй системы через переменные первой системы и множители подобного преобразования. Получим

$$\begin{aligned} \frac{c_\rho c_w}{c_\tau} \rho' \frac{\partial w'_x}{\partial \tau'} + \frac{c_\rho c_w^2}{c_l} \rho' \left(\frac{\partial w'_x}{\partial x'} w'_x + \frac{\partial w'_x}{\partial y'} w'_y + \frac{\partial w'_x}{\partial z'} w'_z \right) = \\ = c_\rho c_g \rho' g' - \frac{c_p}{c_l} \frac{\partial p'}{\partial x'} + \frac{c_\mu c_w}{c_l^2} \mu' \left(\frac{\partial^2 w'_x}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 w'_x}{\partial z'^2} \right). \end{aligned} \quad (8.40)$$

После сделанных преобразований в (8.37) первой системы и в (8.40) второй системы входят одни и те же переменные. Из этих уравнений переменные должны определиться одинаковым образом. Последнее возможно только в случае тождественности (8.37) и (8.40). Для этого необходимо принять

$$c_\rho c_w / c_\tau = c_\rho c_w^2 / c_l = c_\rho c_g = c_p / c_l = c_\mu c_w / c_l^2. \quad (8.41)$$

Из условия $c_\rho c_w / c_\tau = c_\rho c_w^2 / c_l$ получим индикатор подобия $c_w c_\tau / c_l = 1$. Этому индикатору соответствует число *гомохронности*

$$\text{Ho} = \frac{w\tau}{l} = \text{idem}. \quad (8.42)$$

Из условия $c_\rho c_w^2 / c_l = c_\rho c_g$ получим индикатор подобия $c_g c_l / c_w^2 = 1$. Этому индикатору соответствует число *Фруда*

$$\text{Fr} = \frac{gl}{w^2} = \text{idem}. \quad (8.43)$$

Из полученного выражения следует, что число подобия Fr является мерой отношения силы тяжести g к инерционной силе, пропорциональной w .

Из условия $c_p c_w^2 / c_l = c_p / c_l$ получим индикатор подобия $c_p / (c_p c_w^2) = 1$. Из этого индикатора выводится число Эйлера:

$$Eu = \frac{p}{\rho w^2} = \text{idem.} \quad (8.44)$$

Пользуясь правилом замещения одноименных величин, представим число Эйлера в виде

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2} = \text{idem,} \quad (8.45)$$

где Δp — перепад давления.

Число Эйлера, как следует из (8.45), является мерой отношения перепада статических давлений в потоке жидкости к динамическому напору потока.

Из условия $c_p c_w^2 / c_l = c_\mu c_w / c_l^2$ получим индикатор подобия $c_p c_w c_l / c_\mu = 1$. Из этого индикатора получим число Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \text{idem.} \quad (8.46)$$

Так как $\mu / \rho = \nu$, где ν — кинематическая вязкость, то число Рейнольдса может быть записано в виде

$$Re = \frac{wl}{\nu}. \quad (8.47)$$

Физический смысл числа Рейнольдса легко выяснить, представив его в виде

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \frac{\rho w^2}{\mu w / l}.$$

Число Рейнольдса является мерой отношения динамического давления, пропорционального ρw^2 , к давлению силы вязкостного трения, пропорциональному величине $(\mu w) / l$ (см. формулу (8.15)). Число Рейнольдса часто определяют как меру отношения инерционной силы (w) и силы внутреннего (вязкостного) трения (ν).

Таким образом, в гидромеханически подобных системах в любых сходственных точках числа подобия Ho , Fr , Eu и Re имеют одинаковые значения.

Из полученных чисел подобия число Эйлера является определяемым критерием, так как перепад давления Δp является функцией процесса (Δp — искомая величина и поэтому не входит в условия однозначности). Числа подобия Ho , Fr и Re являются определяющими.

В общем случае число Эйлера является функцией всех определяющих чисел подобия:

$$Eu = f(Ho, Fr, Re). \quad (8.48)$$

В вынужденном потоке вязкой жидкости число Фруда исключается из определяющих чисел подобия в связи с весьма малым влиянием силы тяжести на поле скоростей и давлений.

Таким образом, для стационарного вынужденного потока уравнение (8.48) записывают в виде

$$Eu = f(\text{Re}).$$

В свободном потоке (естественная конвекция) число Фруда учитывается, но преобразованием приводится к иному виду, поскольку причиной движения жидкости в данном случае является разность плотностей в смежных точках пространства, кроме того, невозможно в свободном потоке измерять скорости.

В этом случае вместо числа Фруда удобнее применять *число Грасгофа*, которое равно произведению числа Фруда на Re^2 и на симплекс¹ $(\rho_0 - \rho) / \rho$. Если разность плотностей жидкости получается вследствие разности температур Δt , то

$$(\rho_0 - \rho) / \rho = \beta \Delta t,$$

где β — температурный коэффициент объемного расширения жидкости.

В результате число Грасгофа записывают следующим образом:

$$\text{Gr} = \text{FrRe}^2 \frac{\rho - \rho_0}{\rho} = \frac{gl}{w^2} \left(\frac{wl^2}{v^2} \right)^2 \beta \Delta t = \frac{gl^3}{v^2} \beta \Delta t. \quad (8.49)$$

Число Грасгофа является мерой отношения подъемной силы, возникающей вследствие разности плотностей жидкости, к силе вязкостного трения.

8.5. Тепловое подобие

Установим критерии теплового подобия, т.е. подобия температурных полей и тепловых потоков. Обязательной предпосылкой теплового подобия является геометрическое и гидромеханическое подобие систем.

Напишем уравнение конвективного теплообмена и условия теплоотдачи на границе тела для двух подобных между собой систем. Для упрощения вывода рассмотрим одномерную задачу (см. формулу (8.7)). Для первой системы

$$a' \frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} = \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{\partial t'}{\partial x'} w'_x; \quad (8.50)$$

$$\lambda' (\partial t' / \partial n') = \alpha' \Delta t'. \quad (8.51)$$

Для второй системы

$$a'' \frac{\partial^2 t''}{\partial x''^2} = \frac{\partial t''}{\partial \tau''} + \frac{\partial t''}{\partial x''} w''_x; \quad (8.52)$$

$$\lambda'' (\partial t'' / \partial n'') = \alpha'' \Delta t''. \quad (8.53)$$

¹ Симплексом называется безразмерное отношение одноименных величин.

Так как процессы подобны, то

$$x''/x' = n''/n' = c_l; \quad w''/w' = c_w; \quad \tau''/\tau' = c_\tau;$$

$$\Delta t''/\Delta t' = c_t; \quad \alpha''/\alpha' = c_\alpha; \quad a''/a' = c_a; \quad \lambda''/\lambda' = c_\lambda.$$

Выразим переменные второй системы через переменные первой системы и множители подобного преобразования. Получим

$$c_a \frac{c_t}{c_l^2} \frac{\partial^2 t'}{\partial x'^2} = \frac{c_t}{c_\tau} \frac{\partial t'}{\partial \tau'} + \frac{c_t}{c_l} c_w \frac{\partial t'}{\partial x'} w'_x; \quad (8.54)$$

$$c_\lambda \frac{c_t}{c_l} \lambda' \frac{\partial t'}{\partial n'} = c_\alpha c_t \alpha' \Delta t'. \quad (8.55)$$

Следовательно, условия подобия таковы:

$$c_a c_t / c_l^2 = c_t / c_\tau = c_t c_w / c_l \text{ и } c_\lambda c_t / c_l = c_\alpha c_t,$$

или

$$c_\lambda / c_l = c_\alpha.$$

Из условия $c_a c_t / c_l^2 = c_t / c_\tau$ получим индикатор подобия $c_a c_\tau / c_l^2 = 1$. Этому индикатору соответствует *число Фурье*:

$$Fo = \frac{a\tau}{l^2} = \text{idem}, \quad (8.56)$$

которое характеризует нестационарность тепловых процессов. Число Фурье является безразмерным временем $\tau / (l^2 / a)$ и выражает определенное соответствие между скоростью изменения условий в окружающей среде и скоростью перестройки температурного поля внутри тела.

Из условия $c_a c_t / c_l^2 = c_t c_w / c_l$ получим индикатор подобия $c_w c_l / c_a = 1$. Из этого индикатора выводится *число Пекле*:

$$Pe = \frac{wl}{a} = \text{idem}. \quad (8.57)$$

Число Пекле — критерий подобия температурных полей. В этот критерий не входит температура, но входит скорость. Следовательно, число Пекле, как и число Рейнольдса, характеризует кинематику процесса. Для теплового подобия скоростные поля должны удовлетворять не только требованию $Re = \text{idem}$, но и дополнительному требованию $Pe = \text{idem}$.

Выясним физический смысл числа Пекле. Так как

$$a = \frac{\lambda}{c_p \rho},$$

то

$$Pe = \frac{c_p \rho w}{\lambda / l}. \quad (8.58)$$

Как известно, массовый расход жидкости — это масса жидкости, протекающей в единицу времени через единицу живого сечения потока:

$$m'_x m_\tau = \rho w A,$$

где A — площадь поперечного сечения потока. Изменение энтальпии этого количества жидкости при повышении температуры на Δt (в связи с перемещением вдоль потока) будет равно

$$dI = c_p \rho w A \Delta t.$$

При $A = 1 \text{ м}^2$ и $\Delta t = 1^\circ\text{С}$ изменение энтальпии составит

$$dI = c_p \rho w.$$

Количество теплоты, передаваемое теплопроводностью через 1 м^2 , определяется по формуле

$$q = -\lambda \frac{\Delta t}{\Delta n}.$$

При $\Delta t = 1^\circ\text{С}$ и $\Delta n = l$ получим

$$|q| = \lambda / l.$$

Следовательно, число Пекле является мерой отношения интенсивности конвективного переноса теплоты к интенсивности переноса теплоты теплопроводностью.

Из условия $c_\lambda / c_l = c_\alpha$ получим индикатор подобия $c_\alpha c_l / c_\lambda = 1$ и соответствующее число Нуссельта:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{idem}. \quad (8.59)$$

Число Нуссельта представляет собой безразмерный коэффициент теплоотдачи. Оно характеризует интенсивность теплообмена на границе «твердое тело — жидкость». Число Нуссельта является определяемым, так как в него включен искомый коэффициент теплоотдачи α (не входящий в условие однозначности). Число Нуссельта часто определяют как меру отношения конвективного переноса теплоты от жидкости к поверхности твердого тела и, наоборот, переноса теплоты теплопроводностью через слой жидкости толщиной l .

Если разделить число Нуссельта на число Пекле, то получим число Стентона:

$$\text{St} = \frac{\text{Nu}}{\text{Pe}} = \frac{\alpha}{\rho w c_p} = \frac{\alpha(t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}})}{\rho w c_p (t_{\text{ж}} - t_{\text{ст}})}. \quad (8.60)$$

Число Стентона St характеризует меру отношения интенсивности теплоотдачи к интенсивности конвективного переноса теплоты в жидкости при условии изменения ее температуры от значения, равного $t_{\text{ж}}$, до значения, равного $t_{\text{ст}}$.

При тепловом подобии систем в любых сходственных точках и в сходственные моменты времени числа подобия Fo , Pe и Nu должны иметь одинаковые значения.

В общем случае уравнение конвективного теплообмена можно записать в виде

$$Nu = f(Fo, Pe). \quad (8.61)$$

Числители чисел Pe (8.57) и Re (8.47) одинаковы, а знаменатели разные. В знаменатель числа Рейнольдса входит кинематическая вязкость ν — физическая величина, от которой существенно зависит характер поля скоростей. В знаменатель числа Пекле входит температуропроводность a — физическая величина, от которой существенно зависит скорость перестройки поля температур.

При делении числа Пекле на число Рейнольдса получим новый критерий, который носит название *числа Прандтля*:

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a}. \quad (8.62)$$

В число Прандтля входят только физические параметры жидкости, поэтому оно само является безразмерным физическим параметром. Число Прандтля характеризует соотношение между значениями толщины гидродинамического и теплового пограничных слоев в случае ламинарного пограничного слоя, а также вязкого и теплового подслоев в турбулентном пограничном слое.

Для идеальных газов число Прандтля практически не зависит ни от температуры, ни от давления, значение его определяется числом атомов в молекуле газа и изменяется в пределах от 0,66 для одноатомных до 1,0 для многоатомных газов. Для капельных жидкостей число Прандтля является функцией температуры и характеризуется значениями $Pr > 1$. Так, для дизельного масла $Pr = 8000$ при 20°C и $Pr = 162$ при 100°C . Жидкие металлы имеют значения $Pr \ll 1$.

Условие $Pe = idem$ и $Re = idem$ может быть заменено требованием $Re = idem$ и $Pr = idem$. Тогда (8.61) записывают в виде

$$Nu = f(Fo, Pr). \quad (8.63)$$

Таким образом, гидромеханическое и тепловое подобия могут иметь место только при определенном соответствии физических свойств сопоставляемых систем, выражаемом требованием, чтобы у этих систем $Pr = idem$.

При $Pr = 1,0$ имеем $\nu = a$ и $Pe = Re$, т.е. требования для подобия температурного и скоростного полей совпадают.

При сопоставлении двух подобных систем, в которых протекают процессы с идеальными газами, имеющими одинаковое количество атомов в молекуле (например, с воздухом), условие $Pr = idem$ выполняется по умолчанию, а следовательно, при выполнении требования $Re = idem$ всегда имеет место и $Pe = idem$ с той степенью точности, с какой газ следует законам идеальных газов.

8.6. Уравнения подобия конвективного теплообмена

В соответствии со второй теоремой подобия критерии, определяемые из системы дифференциальных уравнений, описывающих конвективный теплообмен, одновременно являются и критериями, получаемыми из уравнения, представляющего решение этой системы, поэтому, используя полученные выше критерии подобия, уравнение подобия конвективного теплообмена можно записать в следующей общей форме:

$$\text{Nu} = f(\text{Ho}, \text{Gr}, \text{Re}, \text{Fo}, \text{Pe}, l/l_0). \quad (8.64)$$

Число гомохронности Ho и число Фурье Fo являются определяющими критериями для нестационарных процессов. При стационарных процессах, для которых $\partial t / \partial \tau = 0$ и $dw_x / d\tau = 0$, как это следует из (8.6а) и (8.18), эти критерии отсутствуют. Отметим, что наибольший практический интерес представляет определение коэффициента теплоотдачи α при установившемся режиме. Это позволяет в дальнейшем ограничиться составлением уравнений подобия только для стационарного теплообмена. В этом случае (8.64) записывают так:

$$\text{Nu} = f(\text{Gr}, \text{Re}, \text{Pe}, l/l_0). \quad (8.65)$$

Учитывая, что $\text{Pe} = \text{RePr}$, уравнение подобия (8.65) можно записать в следующем виде:

$$\text{Nu} = f(\text{Gr}, \text{Re}, \text{Pr}, l/l_0). \quad (8.66)$$

В приведенных уравнениях симплекс l/l_0 — отношение линейных размеров твердого тела (например, отношение диаметра трубы к ее длине) — характеризует условия геометрического подобия.

В отдельных случаях (8.66) упрощается. Так, в случае вынужденного турбулентного потока можно не учитывать влияние естественной конвекции, т.е. пренебречь числом Грасгофа:

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Pr}, l/l_0). \quad (8.67)$$

При свободном движении, т.е. когда вынужденная конвекция отсутствует, в (8.66) не будет входить число Рейнольдса:

$$\text{Nu} = f(\text{Gr}, \text{Pr}, l/l_0). \quad (8.68)$$

Условия подобия процессов конвективного теплообмена получены в предположении, что физические характеристики теплоносителя (теплопроводность, вязкость, теплоемкость и др.) постоянны во всей области протекания процессов. В действительности эти физические свойства зависят от температуры, причем для разных теплоносителей характер зависимостей $\lambda = f(t)$, $\nu = f(t)$, $c_p = f(t)$ различен. В процессе теплообмена температура теплоносителя изменяется, следовательно, в общем случае меняются и его физические свойства. Подобие процессов выполняется тем полнее, чем меньше относительное изменение этих свойств. При значительном изменении физических свойств строгое подобие различных процессов

в общем случае становится невозможным. В этих условиях можно говорить лишь о приближенном подобии. Это обстоятельство должно учитываться при обобщении опытных данных.

В тех случаях, когда изучение конвективного теплообмена на натурном образце затруднительно, последний заменяют его моделью. Метод замещения образца моделью называется *моделированием*. Согласно третьей теореме подобия подобие модели и образца соблюдается при подобии условий однозначности и равенстве определяющих чисел подобия. При соблюдении этих условий выводы, полученные на модели, могут быть распространены на образец. Моделирование на основе теории подобия является одним из основных методов научного изучения конвективного теплообмена.

8.7. Экспериментальное изучение конвективного теплообмена

Метод стационарного теплового потока. При изучении процессов конвективного теплообмена искомой величиной является коэффициент теплоотдачи α . Для его определения используют различные методы. Наиболее распространен так называемый *метод стационарного теплового потока*, согласно которому средний коэффициент теплоотдачи находят в соответствии с (8.2):

$$\alpha = \frac{\Phi}{(t - t_{ct})A} = \frac{q}{t - t_{ct}}. \quad (8.69)$$

Как следует из уравнения (8.69), для определения α в опытах необходимо измерять тепловой поток Φ , температуру стенки твердого тела t_{ct} и температуру жидкости t .

Способы подвода теплоты к исследуемой жидкости могут быть различными. Выбор исследователем того или иного способа подвода и метода определения теплового потока зависит от вида конвективного теплообмена (свободная или вынужденная конвекция), формы и размеров поверхности нагрева, от поставленных задач в опытах и т.д.

Наиболее простой способ подвода теплоты к рабочему телу — это нагрев поверхности теплообмена площадью A с помощью электрического нагревателя. Тепловой поток (Вт) в этом случае определяется по замеренным в опытах силе тока I (А) и падению напряжения ΔU (В) в нагревателе:

$$\Phi = I\Delta U. \quad (8.70)$$

Большие тепловые потоки в опытах могут быть также получены при пропускании через непосредственно поверхность нагрева постоянного тока низкого напряжения.

При исследовании теплообмена жидкости в трубах и других каналах подводить (отводить) теплоту можно в результате изменения энтальпии нагретой (охлажденной) однофазной жидкости. Тепловой поток (Вт) в этом случае находят по уравнению теплового баланса:

$$\Phi = m_{\tau} c_{pm} (t_m'' - t_m'), \quad (8.71)$$

где m_{τ} — массовый расход жидкости; c_{pm} — средняя удельная изобарная теплоемкость жидкости, Дж/(кг · К); t'_m и t''_m — соответственно температура жидкости на входе и выходе из опытной установки, °С.

При обогреве поверхности теплообмена конденсирующимся паром тепловой поток (Вт) можно определить по формуле

$$\Phi = m_{\tau}(i - i_k), \quad (8.72)$$

где m_{τ} — массовый расход пара, кг/с; i и i_k — удельная энтальпия соответственно конденсирующегося пара и конденсата.

Кроме рассмотренных способов тепловой поток в опытах может быть определен и другими методами, описание которых приводится в специальной литературе.

Средняя температура потока. Температуру поверхности стенки $t_{ст}$, через которую передается теплота, в опытах обычно измеряют при помощи термопар, устанавливаемых в нескольких точках поверхности нагрева. За расчетное значение поверхности принимают ее среднее арифметическое значение.

В потоке жидкости, отдающей или воспринимающей теплоту, всегда наблюдается неравномерное распределение температур как по сечению потока, так и по длине канала. В связи с этим при исследовании конвективного теплообмена весьма важно правильно определить среднюю температуру потока.

При расчетах пользуются средней температурой потока, которая определяется различными способами. Если зависимостью c_p и ρ от температуры можно пренебречь, то, имея распределение скорости по сечению канала, среднее значение температуры по сечению можно определить по формуле

$$t_{cp} = \frac{1}{V_{\tau} A} \int t w dA, \quad (8.73)$$

где V_{τ} — объемный расход жидкости, м³/с.

Так как поток жидкости отдает или воспринимает теплоту, то в общем случае температура его в направлении движения непрерывно меняется. Поэтому необходимо усреднить температуру и по длине участка теплообмена. Если средняя температура во входном сечении — t' , а в выходном сечении — t'' , то в простейшем случае средняя температура потока $t_{пот}$ может быть определена как средняя арифметическая из крайних значений:

$$t_{пот} = 0,5(t' + t''). \quad (8.74)$$

Формулу (8.74) можно применять при небольших изменениях температуры в пределах участка теплообмена. В общем случае следует находить среднюю логарифмическую разность температур Δt_{cp} между усредненной по сечению переменной температурой потока $t_{пот}$ и средней температурой стенки $t_{ст}$:

$$\Delta t_{cp} = \frac{t' - t''}{\ln \frac{t' - t_{ст}}{t'' - t_{ст}}}. \quad (8.75)$$

Средняя температура потока

$$t_{\text{пот}} = t_{\text{ст}} \pm \Delta t_{\text{ср}} \quad (8.76)$$

В формуле знак «плюс» берется в случае охлаждения жидкости, а знак «минус» — при ее нагревании.

Если

$$(t' - t_{\text{ст}}) / (t'' - t_{\text{ст}}) \leq 1,7,$$

можно без заметной погрешности пользоваться (8.74).

Скорость потока (м/с) в заданном поперечном сечении усредняют по формуле

$$\bar{w} = V_{\tau} / A, \quad (8.77)$$

где V_{τ} — объемный расход, м³/с; A — площадь поперечного сечения трубы, м².

В формулы для коэффициента теплоотдачи всегда входит средняя скорость \bar{w} . В дальнейшем там, где это не будет особо указано, знак усреднения (черточка) над обозначением скорости ради упрощения будет опускаться.

Зависимость между числами подобия. Теория подобия позволяет установить закономерности конвективного теплообмена и общий вид уравнений подобия (8.65). Однако, как уже указывалось ранее, теория подобия не позволяет установить конкретный вид зависимости числа Нуссельта от определяющих чисел подобия. Такая зависимость может быть найдена исключительно экспериментальным путем. Опыт показывает, что зависимость между числами подобия (конечно, в определенных пределах изменения аргумента) обычно может быть представлена в виде степенных функций. Так, для вынужденного потока

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}^m, \quad (8.78)$$

где C , n и m — найденные из опыта коэффициенты (постоянные числа).

Если опыты проводятся со средой, у которой число Прандтля не зависит от температуры и является величиной постоянной, то уравнение записывают в более простом виде:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n. \quad (8.79)$$

Функции вида (8.78) и (8.79) удобно изображать графически в логарифмических координатах. Для этого по полученным в опытах значениям коэффициента теплоотдачи и скорости движения жидкости вычисляют значения чисел Рейнольдса и Нуссельта. Далее по значениям чисел строят график, на котором по оси ординат откладывают значения Nu , а по оси абсцисс — значения Re .

Рассмотрим метод определения постоянных C и n в (8.79). Логарифмируя это уравнение, имеем

$$\ln \text{Nu} = \ln C + n \ln \text{Re}. \quad (8.80)$$

Полученное уравнение является уравнением прямой (рис. 8.8, а). Показатель степени n представляет собой тангенс угла наклона прямой к оси абсцисс:

$$n = \frac{\ln \text{Nu}_2 - \ln \text{Nu}_1}{\ln \text{Re}_2 - \ln \text{Re}_1}. \quad (8.81)$$

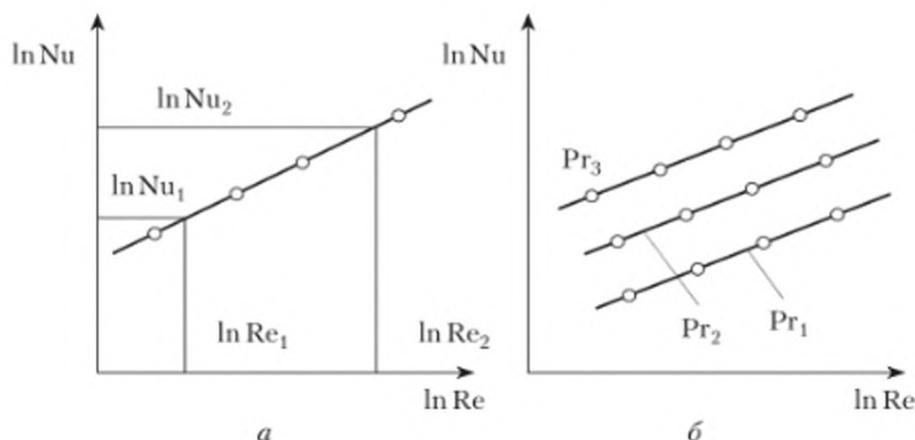


Рис. 8.8. К установлению зависимостей между числами подобия Nu , Re и Pr :
 а — $\text{Nu} = C \text{Re}^n$; б — $\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}^m$

Постоянную C находят из уравнения (8.79), которому должна удовлетворять любая точка прямой.

Если опытные точки в координатах $\ln \text{Nu} - \ln \text{Re}$ не укладываются на прямую, а располагаются по кривой, то полученную кривую заменяют ломаной прямой. Для каждого участка ломаной значения C и n различны.

Если число Нуссельта Nu является функцией двух аргументов, например числа Рейнольдса Re и числа Прандтля Pr (см. уравнение (8.78)), то в логарифмических координатах $\ln \text{Nu} - \ln \text{Re}$ будет располагаться несколько параллельных прямых, каждой из которых будет соответствовать свое значение числа Pr (рис. 8.8, б). По этому графику определяют показатель степени n у числа Рейнольдса. Показатель степени m у числа Прандтля находят из дополнительного графика, построенного в координатах $\ln \text{Nu}/\text{Re}^n - \ln \text{Pr}$. Постоянную C находят из (8.78).

В настоящее время описанный метод определения коэффициентов и экспонент уравнений подобия типа (8.78) существенно видоизменился благодаря широкому внедрению вычислительной техники и программ множественного регрессионного анализа. Графические построения играют теперь вспомогательную роль и предназначены в основном для качественной оценки закономерностей описываемого явления. С помощью графиков ориентировочно определяют объем выборок экспериментальных или расчетных точек, которые должны описываться различными уравнениями. Графики нужны также для описания условий стыковки уравнений подобия, характеризующих различные режимы течения, и согласования мате-

матических методов (регрессионного анализа) с физическими основами данного явления на базе теории подобия.

Осреднение физических параметров. В числа подобия наряду с переменными входят физические параметры жидкости, которые зависят от температуры. Поскольку температуры по сечению и длине потока переменны, то переменны и физические характеристики жидкости. Остановимся на способе осреднения физических параметров (плотности, вязкости и т.д.), зависящих от температуры.

Температура, при которой выбираются значения физических параметров, называется *определяющей*. Весьма часто за определяющую температуру принимают температуру потока $t_{\text{пот}}$, а в ряде случаев — температуру стенки $t_{\text{ст}}$. Нуссельт предложил осреднять физические параметры по формуле

$$\varphi_m = \frac{1}{t_{\text{пот}} - t_{\text{ст}}} \int_{t_{\text{ст}}}^{t_{\text{пот}}} \varphi dt, \quad (8.82)$$

где φ — некая физическая величина (вязкость, теплопроводность и т.д.); φ_m — среднее значение этой физической величины.

Если φ зависит от t линейно, то способ осреднения по (8.82) равносильен условию вычисления определяющей температуры по формуле

$$t_m = 0,5(t_{\text{пот}} + t_{\text{ст}}). \quad (8.83)$$

Часто вычисленную таким образом определяющую температуру называют *средней температурой пограничного слоя*.

Отметим, что различие в методах определения температуры жидкости и физических параметров приводит к тому, что на базе одних и тех же опытов разные исследователи получают различные формулы. В связи с этим при пользовании формулами для коэффициента теплоотдачи следует обращать внимание на то, какая температура принималась в качестве определяющей. Обычно это отмечается соответствующими индексами у чисел подобия (например, $Re_{\text{пот}}$, $Pr_{\text{ст}}$, $Pr_{\text{пот}}$ и т.д.).

В рассмотренном методе выбора физических параметров они условно принимаются постоянными и неизменными по сечению и длине потока, поскольку находятся по определяющей температуре, которая считается в опыте постоянной.

Переменность физических свойств по сечению потока. При изучении ряда процессов конвективного теплообмена, например процессов, протекающих при больших тепловых потоках и больших скоростях или при течи очень вязких жидкостей, физические параметры нельзя принимать постоянными. В этих случаях температура по сечению потока изменяется очень резко, и так же резко меняются физические параметры жидкости, что оказывает существенное влияние на коэффициент теплоотдачи. Здесь необходимо учитывать переменность физических свойств по сечению потока.

Чтобы учесть влияние переменности физических параметров на теплообмен, при выводе дифференциальных уравнений конвективного теплообмена значения физических параметров нельзя выносить из-под знака

производной. Однако это приведет к изменению и усложнению системы уравнений.

При умеренном диапазоне изменения физических параметров в инженерных расчетах пользуются теми же уравнениями, что и при постоянных физических свойствах, но с введением соответствующих поправок. Так, например, все физические характеристики определяются при температуре потока, а влияние переменности физических свойств учитывается в виде отношения значений вязкости или в виде отношения чисел Прандтля соответственно при температуре потока и стенки. Существуют и другие способы учета зависимости физических параметров от температуры. Теория еще не дала единого способа учета влияния переменности физических свойств на теплоотдачу.

Во многие числа подобия (например, Re , Nu и др.) входит линейная величина l . Ее называют *определяющим* (или *характерным*) *линейным размером* и выбирают в каждом случае в зависимости от изучаемого процесса. Если условиями однозначности заданы несколько линейных размеров, то за *определяющий линейный размер принимают тот, от которого в большей степени зависит процесс конвективного теплообмена*. Остальные заданные размеры входят в уравнения подобия в виде симплексов (l_1/l , l_2/l и т.д.).

При изучении теплообмена для случая поперечного омывания гладких труб в качестве определяющего размера l выбирают наружный диаметр трубы. При течении жидкости в круглых гладких трубах за определяющий размер принимают внутренний диаметр трубы. При изучении движения жидкости и теплообмена в каналах иной формы в качестве определяющего линейного размера берут так называемый *эквивалентный* (гидравлический d_r) *диаметр* $d_{эkv}$:

$$d_{эkv} = \frac{4A}{\Pi}, \quad (8.84)$$

где A — площадь поперечного сечения канала; Π — периметр сечения, через который происходит передача теплоты.

Метод расчета теплоотдачи с помощью $d_{эkv}$ является приближенным. Однако во многих случаях такой приближенный расчет дает удовлетворительные результаты (расчет теплоотдачи в каналах прямоугольного и треугольного сечения и при продольном омывании пучка труб в случае турбулентного режима).

Контрольные вопросы и задания

1. В чем состоит разница между конвекцией и конвективным теплообменом?
2. Что называется теплоотдачей?
3. Что влияет на распределение температур в потоке?
4. Что такое пограничный слой жидкости?
5. Запишите основное расчетное уравнение конвективного теплообмена.
6. Что называется коэффициентом теплоотдачи?
7. От каких основных факторов зависит коэффициент теплоотдачи?
8. Какие уравнения входят в систему дифференциальных уравнений, описывающих конвективный теплообмен?

9. Что является теоретической базой современного эксперимента?
10. При каких условиях понятие о подобии может быть распространено на физические процессы?
11. Что необходимо знать при проведении эксперимента?
12. Каковы практические следствия из трех теорем подобия?
13. Приведите основные критерии гидромеханического подобия.
14. Приведите основные критерии теплового подобия.
15. Объясните физический смысл критериев Рейнольдса и Грасгофа.
16. Почему критерий Нуссельта является определяемым?
17. Запишите общий вид критериального уравнения для свободной конвекции при стационарном режиме.
18. Что называется определяющей температурой?
19. Что называется определяющим геометрическим размером?

Тест

1. Конвективный теплообмен описывается уравнением ...
 - Фурье $q = -\lambda \text{ grad } t$;
 - Ньютона $q = \alpha \Delta t$;
 - Стефана – Больцмана $q = c(T/100)^4$.
2. Интенсивность теплоотдачи во многом зависит ...
 - от теплопроводности материала стенки;
 - структуры и толщины пограничного слоя;
 - площади поверхности теплообмена.
3. Коэффициент теплоотдачи описывается в общем случае следующей функциональной зависимостью ...
 - $\alpha = f(t, d, \mu, \lambda, c_p, w, A, l, X)$;
 - $\alpha = f(t_{\text{ср}}, \rho, \mu, \lambda_{\text{ср}}, c_p, k, \Phi_T, l, X)$;
 - $\alpha = f(t, t_{\text{ср}}, \rho, \mu, \lambda, c_p, w, \Phi_T, l, X)$.
4. К условиям однозначности относятся ...
 - химические, временные, граничные, математические;
 - геометрические, тепловые, граничные, химико-физические;
 - геометрические, временные, граничные, физические.
5. Целью теории теплового подобия является отыскание конкретных значений ...
 - коэффициента теплопроводности;
 - потери давления (сопротивления);
 - коэффициента теплоотдачи.
6. Подобными можно считать явления, у которых одинаковы ...
 - описывающие их дифференциальные уравнения;
 - геометрические условия протекания;
 - механизм, природа.
7. Критерии подобия характеризуют ...
 - размеры явления, их границы;
 - меру отношения одних свойств к другим;
 - физические свойства среды.
8. Критерий Рейнольдса $Re = wl / \nu$ является определяющим критерием ...
 - свободной конвекции в неограниченном объеме;
 - свободной конвекции в ограниченном объеме;
 - вынужденной конвекции.

9. Критерий Эйлера $Eu = p / \rho w^2$ есть критерий ...
- конвективного теплообмена;
 - теплового подобия;
 - гидродинамического подобия.
10. Критерий Грасгофа $Gr = (g\beta^3 / \nu^2)\Delta t$ является определяющим критерием ...
- вынужденной конвекции при развитом турбулентном режиме;
 - свободной конвекции;
 - фазовых переходов.
11. Определяемым критерием теплового подобия является критерий ...
- Рейнольдса $Re = wl / \nu$;
 - Грасгофа $Gr = (g\beta^3 / \nu^2)\Delta t$;
 - Нуссельта $Nu = \alpha l / \lambda$.
12. Критериальное уравнение для стационарного теплообмена при установившемся режиме в общем случае записывается в виде ...
- $Nu = f(Gr, Re, Pr, l / l_0)$;
 - $Nu = f(Re, Pr, l / l_0)$;
 - $Nu = f(Gr, Pr, l / l_0)$.

Глава 9

ТЕПЛООБМЕН ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ И СВОБОДНОМ ДВИЖЕНИИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЕЙ

9.1. Вынужденное движение жидкости в трубах

Рассмотрим движение вязкой несжимаемой¹ жидкости в круглой прямолинейной трубе. Как впервые установил О. Рейнольдс, при движении жидкости в круглых трубах следует различать два режима течения жидкости: ламинарный и турбулентный, характеризующиеся определенными значениями числа Рейнольдса Re . Опытом установлено, что при всех значениях, меньших, чем критическое, $Re < Re_{кр1} = 2200$ в круглых цилиндрических гладких трубах поток движется ламинарно. Если поток искусственно возмутить, то через некоторое время обязательно восстановится ламинарный режим, если только $Re < Re_{кр1}$. Следовательно, при указанном условии ламинарный режим является устойчивым.

При значениях числа Рейнольдса $Re > Re_{кр2} = 10^4$ в круглых гладких трубах имеет место развитый турбулентный режим. Приняв специальные меры к успокоению потока, можно воспроизвести ламинарный поток и при значениях $Re > Re_{кр2}$, но в этом случае малейшее возмущение потока вызовет переход ламинарного потока в турбулентный.

Критическая скорость $w_{кр}$ определяется (при $Re_{кр1} = 2200$) из равенства

$$w_{кр} = \frac{2200\nu}{d_{вн}}, \quad (9.1)$$

где $d_{вн}$ – внутренний диаметр круглой трубы.

Закон распределения скоростей по поперечному сечению круглой трубы различен для ламинарного и турбулентного режимов течения. При всяком режиме движения жидкости скорость у стенки канала всегда равна нулю, а в центре достигает максимума. При ламинарном режиме течения жидкости в круглой трубе устанавливается параболический закон распределения скоростей (рис. 9.1, а). Для всей области $Re < Re_{кр1}$ отношение средней скорости потока \bar{w} к максимальной w_{max} (по оси потока) постоянно и равно $\bar{w} / w_{max} = 0,5$. Таким образом, в условиях ламинарного потока вне зависимости от значения чисел Рейнольдса Re скоростные поля подобны (автоподобность поля скоростей).

¹ Все капельные жидкости являются практически несжимаемыми. Что касается газов, то в теории теплообмена их можно принять несжимаемыми, если скорость их значительно меньше скорости звука.

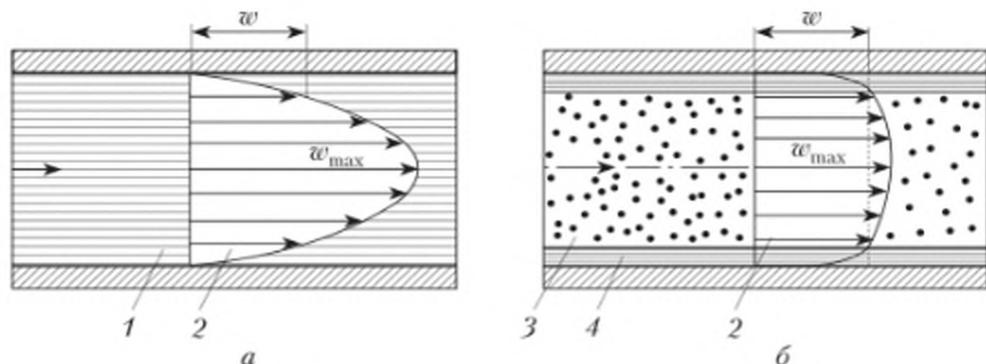


Рис. 9.1. Распределение скоростей по сечению при ламинарном (а) и турбулентном (б) режимах течения жидкости в трубе:
 1 – ламинарный поток; 2 – энтуры (профили скоростей);
 3 – турбулентное ядро; 4 – пристенный слой

При турбулентном потоке при $Re > 10^4$ кривая изменения скорости (рис. 9.1, б) имеет иной вид: в пределах вязкого подслоя кривая идет круто, а в средней части, в так называемом *турбулентном ядре*, – весьма полого. Таким образом, в условиях турбулентного потока отношение w / w_{max} для каждого значения Re сохраняет неизменную величину, но размер этого отношения меняется с изменением числа Re (при $Re_{кр2} = 10^4$ отношение $\bar{w} / w_{max} = 0,8$).

В диапазоне значений $Re = 2200 \div 10\,000$ в круглой гладкой трубе наблюдается переход ламинарного режима течения в турбулентный.

В общем случае число Рейнольдса как таковое не является однозначным критерием перехода. Путем устранения возмущений на входе в трубу переход можно затянуть от $Re = 2200$ до $Re = 5 \cdot 10^4$, и, наоборот, при воздействии звуковых волн и механических вибраций переход может наступить и при $Re < 2000$.

Для переходного режима характерна *переमेжаемость течения*, представляющая собой чередование участков с ламинарной и турбулентной структурой. Причиной перемежаемости является потеря устойчивости, т.е. возникновение, развитие и ассоциация очагов возмущений внутри ламинарного потока. При значениях Re , близких к нижней границе переходного режима ($Re_{кр1}$), возникающие турбулентные структуры быстро разрушаются, порождая турбулентные пульсации, которые, передавая свою энергию мелким пульсациям, быстро затухают. В области чисел Re , близких к верхней границе переходного режима ($Re_{кр2}$), возникающие турбулентные структуры быстро развиваются и занимают иногда все проходное сечение трубы. Так возникают турбулентные пробки, которые смыкаются в единую турбулентную структуру после достижения $Re_{кр2}$. Естественно, что интенсивность теплоотдачи в переходной области выше, чем при ламинарном режиме течения, но ниже, чем при турбулентном режиме.

Рассмотренное выше характерное распределение скоростей по поперечному сечению потока наступает не сразу после входа потока в трубу. Всегда имеется начальный участок, так называемый *участок гидродинами-*

ческой стабилизации, в пределах которого эпюры скорости w непрерывно перестраиваются, принимая в результате вид, характерный для данного режима течения. Так, например, при ламинарном течении жидкости сразу после входа потока на поверхности трубы по всему ее периметру образуется динамический ламинарный пограничный слой, толщина которого увеличивается по мере удаления потока от входного сечения. В дальнейшем на некотором удалении от входа пограничный слой заполняет все поперечное сечение канала. С этого момента *эпюра скорости больше не изменяется* и течение с точки зрения гидродинамики приобретает стабилизированный характер (рис. 9.2).

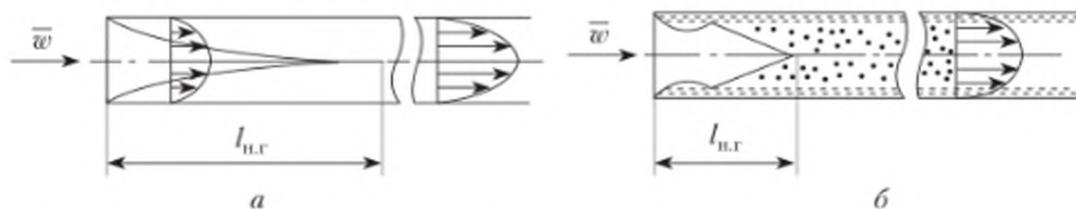


Рис. 9.2. Гидродинамическая стабилизация течения жидкости в трубе:
 а – ламинарный режим; б – турбулентный режим

При турбулентном течении жидкости у входного сечения сначала может образоваться ламинарный пограничный слой, который затем переходит в турбулентный. Толщина последнего растет, и на некотором удалении от входа пограничный слой заполняет поперечное сечение канала. Следовательно, наступает гидродинамическая стабилизация, отличительной особенностью которой является неизменность эпюры скорости (см. рис. 9.2). При $Re > 5 \cdot 10^4$ турбулентный пограничный слой образуется практически сразу после входа потока в канал.

Для приближенных оценок можно принимать, что длина гидродинамического начального участка $l_{н.г}$ при ламинарном режиме равна $0,05d_{вн} Re$, а при турбулентном – $l_{н.г} = 15d_{вн}$.

При нагреве или охлаждении жидкости в канале одновременно с гидродинамической стабилизацией происходит тепловая стабилизация потока, которая наблюдается как при ламинарном, так и при турбулентном течениях.

На участке тепловой стабилизации развивается тепловой пограничный слой. Ядро потока в теплообмене не участвует, все изменение температуры сосредоточивается в этом пограничном слое. По мере удаления от входа толщина теплового пограничного слоя увеличивается, и на некотором расстоянии от входа, равном $l_{н.т}$, тепловой пограничный слой заполняет все поперечное сечение канала, что означает *тепловую стабилизацию*, отличительной особенностью которой является неизменность коэффициента теплоотдачи по длине канала. Участок трубы длиной $l_{н.т}$ называют *начальным тепловым участком* или *участком термической стабилизации*. На участке стабилизированного в тепловом смысле течения вся жидкость, движущаяся в канале, принимает участие в теплообмене.

Важно отметить, что чем меньше толщина теплового пограничного слоя, тем более интенсивно протекает теплоотдача. Непосредственно

у входа в трубу коэффициент теплоотдачи α имеет максимальное значение (рис. 9.3), а затем резко уменьшается, стремясь к определенному и в дальнейшем неизменному значению.

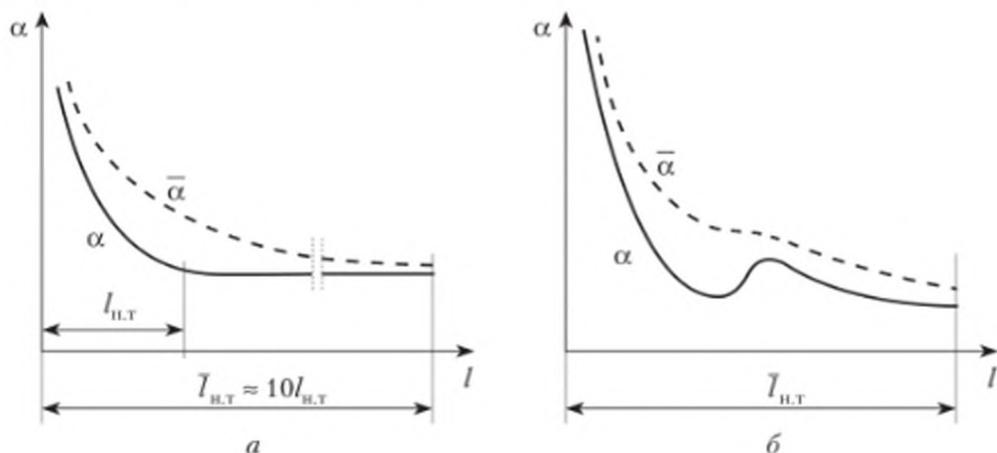


Рис. 9.3. Изменение локального α и среднего $\bar{\alpha}$ коэффициентов теплоотдачи по длине трубы:

a — неизменный режим течения в пограничном слое;
б — образующийся ламинарный слой переходит в турбулентный, который и заполняет все сечение трубы; $l_{н.т.}$ — начальный тепловой участок

Длина участка тепловой стабилизации зависит от многих факторов. Для горизонтальной круглой трубы участок тепловой стабилизации при ламинарном режиме приблизительно может быть определен по формуле

$$l_{н.т.} = (0,05 \div 0,07) d_{вн} Re,$$

а при турбулентном режиме — по формуле

$$l_{н.т.} = (10 \div 15) d_{вн}.$$

Приведенные зависимости справедливы при условии предварительно гидродинамически стабилизированного течения.

9.2. Теплоотдача при вынужденном движении жидкости в трубах

Теплоотдача при ламинарном неизотермическом течении жидкости. Коэффициент теплоотдачи α при движении теплоносителей в трубах или каналах определяется по разным формулам в зависимости от того, является ли режим ламинарным, переходным или турбулентным.

При ламинарном неизотермическом течении жидкости возможны два режима движения: *вязкостно-гравитационный* и *вязкостный*. При вязкостно-гравитационном режиме течения жидкости имеет место турбулизирующее действие естественной конвекции, а при вязкостном режиме влияние естественной конвекции отсутствует.

Распределение скоростей по сечению трубы при вязкостном режиме течения отклоняется от параболического. Это объясняется изменением вязкости по сечению вследствие неизотермичности потока. Распределение скоростей зависит также от того, происходит нагревание или охлаждение жидкости. При одинаковой средней температуре потока при нагревании жидкости ее температура у стенки будет больше, чем при охлаждении. Чем больше температура жидкости, тем меньше ее вязкость, а следовательно, больше скорость около стенки и больше теплоотдача.

Для определения среднего коэффициента теплоотдачи при вязкостно-гравитационном режиме течения М. А. Михеевым рекомендована следующая формула, полученная на основе обработки и обобщения экспериментального материала:

$$\text{Nu}_{\text{пот}} = 0,17 \text{Re}_{\text{пот}}^{0,33} \text{Pr}_{\text{пот}}^{0,43} \text{Gr}_{\text{пот}}^{0,1} (\text{Pr}_{\text{пот}} / \text{Pr}_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_l. \quad (9.2)$$

Индекс «пот» указывает на то, что за определяющую температуру для подсчета физических констант взята температура потока, а индекс «ст» — температура внутренней стенки канала.

По формуле (9.2) определяется число Нуссельта, а по нему — коэффициент теплоотдачи

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \lambda}{d_{\text{вн}}}. \quad (9.3)$$

Вследствие неизотермичности потока по сечению коэффициент теплоотдачи α зависит от *температурного напора* ($t_{\text{пот}} - t_{\text{ст}}$) и направления теплового потока: при нагревании среды, текущей в трубе (т.е. при направлении теплового потока от стенки к среде), при прочих равных условиях теплоотдача выше, чем при обратном направлении теплового потока, т.е. при охлаждении среды. Это обстоятельство учитывается введением в (9.2) множителя $(\text{Pr}_{\text{пот}} / \text{Pr}_{\text{ст}})$, который можно назвать *температурным фактором*.

Формула (9.2) получена для стабилизированного в тепловом отношении потока при $l / d_{\text{вн}} \geq 50$. Для труб и каналов длиной меньше $50d_{\text{вн}}$ усредненное по длине трубы значение коэффициента теплоотдачи будет большим. Для таких относительно коротких труб вводится поправочный множитель ϵ_l , значения которого приведены в табл. 9.1 в зависимости от отношения $l / d_{\text{вн}}$.

Таблица 9.1

**Значения поправочного множителя ϵ_l
в зависимости от отношения $l / d_{\text{вн}}$**

$l/d_{\text{вн}}$	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ϵ_l	1,90	1,70	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1,00

Формула (9.2) не является универсальной для всех случаев ламинарного течения, когда влияние свободной конвекции несущественно и когда существенно (например, при течении в вертикальных трубах). Кроме того, поскольку у газов $\text{Pr} \approx \text{const}$, указанная формула не учитывает влияния на теплообмен переменности их свойств. Поэтому при инженерных рас-

четах теплообменных устройств рекомендуется обращаться к специальной литературе.

При вязкостном течении жидкости для расчета теплоотдачи может быть рекомендована следующая формула:

$$Nu = 1,03(Re d_{\text{вн}} / l)^{0,33} (\mu_{\text{ст}} / \mu_{\text{пот}})^{-0,14} \epsilon_l. \quad (9.4)$$

В (9.4) коэффициент теплоотдачи отнесен к среднему логарифмическому температурному напору. Физические параметры жидкости, входящие в числа подобия Nu и Re , а также значение $\mu_{\text{пот}}$ следует выбирать по температуре

$$t = t_{\text{ст}} - 0,5\Delta t.$$

Входящий в (9.4) поправочный множитель ϵ_l учитывает более интенсивную теплоотдачу на начальном участке трубы. Поправку ϵ_l определяют по графику, представленному на рис. 9.4, в зависимости от значения $(1/Re)$ ($l/d_{\text{вн}}$). Режим течения теплоносителя в пограничном слое при свободной конвекции может быть охарактеризован числом Рэлея Ra , которое равно произведению числа Грасгофа на число Прандтля:

$$Ra = GrPr.$$

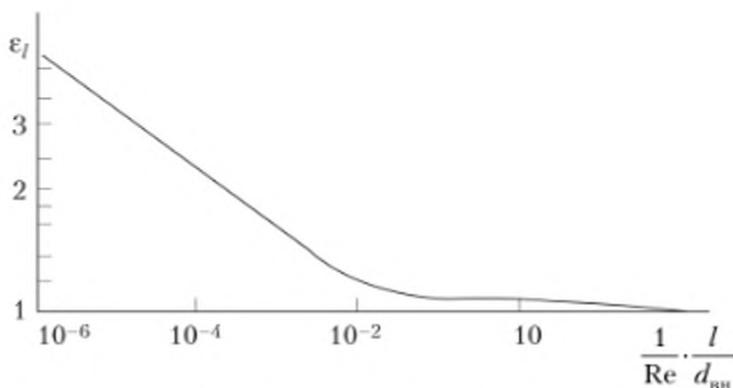


Рис. 9.4. Изменение значений поправки ϵ_l

Вязкостный режим течения жидкости практически наблюдается при значениях $Ra < 2 \cdot 10^5$.

Для определения коэффициента теплоотдачи при ламинарном течении жидкости в горизонтальных трубах может быть также рекомендована формула

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 1,64(Re_{\text{пот}} d_{\text{вн}} / l)^{1/3} Ra_{\text{пот}}^n (\mu_{\text{пот}} / \mu_{\text{ст}})^{0,14} C_1 \epsilon_l, \quad (9.5)$$

где C_1 — поправочный коэффициент, зависящий от режима течения жидкости и значения числа Ra :

- $C_1 = 1, n = 0$ при $Ra < 2 \cdot 10^5$;
- $C_1 = 0,293, n = 0,1$ при $Ra = 2 \cdot (10^5 \div 10^7)$;
- $C_1 = 0,0004644, n = 0,5$ при $Ra > 10^7$.

В приведенных формулах за определяющий линейный размер принят внутренний диаметр трубы. Теплоотдачу в каналах некруглого сечения рассчитывают по этим же формулам, но за определяющий размер принимается эквивалентный диаметр $d_{\text{экв}}$. В этом случае расчет теплоотдачи является приближенным. Точные границы возможности применения этого метода не установлены.

Теплоотдача при переходном режиме. Возможности перехода от ламинарного течения к турбулентному и структура потока в трубе зависят от целого ряда факторов: числа Рейнольдса; степени возмущения потока на входе; условий входа (плавный вход, острые кромки); длины трубы; направления и величины теплового потока; механических вибраций.

Экспериментально установлено, что при $Re_{\text{кр}} < 1900$ любые возмущения на входе в гладкую трубу, какими бы интенсивными они ни были, затухают ($Re_{\text{кр}1} = 1900$). При $Re > Re_{\text{кр}1}$ на входных участках трубы ламинарный пограничный слой сохраняется независимо от условий на входе до определенного числа Рейнольдса $Re_{\text{кр}2}$. Для входа с острой кромкой $Re_{\text{кр}2} = (1 \div 2) \cdot 10^5$. Если $Re > Re_{\text{кр}2}$, то на входе в трубу сразу образуется турбулентный слой. Для $Re_{\text{кр}1} < Re < Re_{\text{кр}2}$ характерна *перемежаемость* течения, представляющая собой чередование участков с ламинарной и турбулентной структурами. Причинами перемежаемости являются потеря устойчивости ламинарного течения, возникновение и развитие турбулентных пробок внутри ламинарного потока. Очевидно, что перемежаемость течения должна обуславливать колебания во времени местного коэффициента теплоотдачи. Амплитуду колебаний локальных коэффициентов теплоотдачи следует оценивать по $Nu_{\text{лам}}$ и $Nu_{\text{турб}}$, полученным по соответствующим зависимостям при заданном Re .

На рис. 9.5 (с учетом изложенного в параграфе 9.1) схематично представлена зона возможных изменений локальных чисел Нуссельта Nu для переходной области. По Г. А. Дрейцеру [19], более определенных оценок чисел Нуссельта для переходной области получить невозможно.

Теплоотдача при турбулентном течении жидкости. При развитом турбулентном режиме благодаря весьма интенсивному переносу теплоты конвективными токами температура турбулентного ядра потока остается практически постоянной и близкой к $t_{\text{пот}}$, что позволяет считать влияние естественной конвекции исчезающе малым. Поэтому из числа определяющих критериев может быть исключено число Грасгофа Gr .

М. А. Михеев для расчета среднего коэффициента теплоотдачи в случае турбулентного течения жидкости внутри гладких труб рекомендует следующую обобщенную формулу:

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,43} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \varepsilon_l, \quad (9.6)$$

где отношение $Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}}$ учитывает влияние температурного напора и направление теплового потока.

При $l/d_{\text{вн}} < 50$ в (9.6) вводится поправочный множитель ε_l :

$$\varepsilon_l = 1 + 2d_{\text{вн}} / l. \quad (9.7)$$

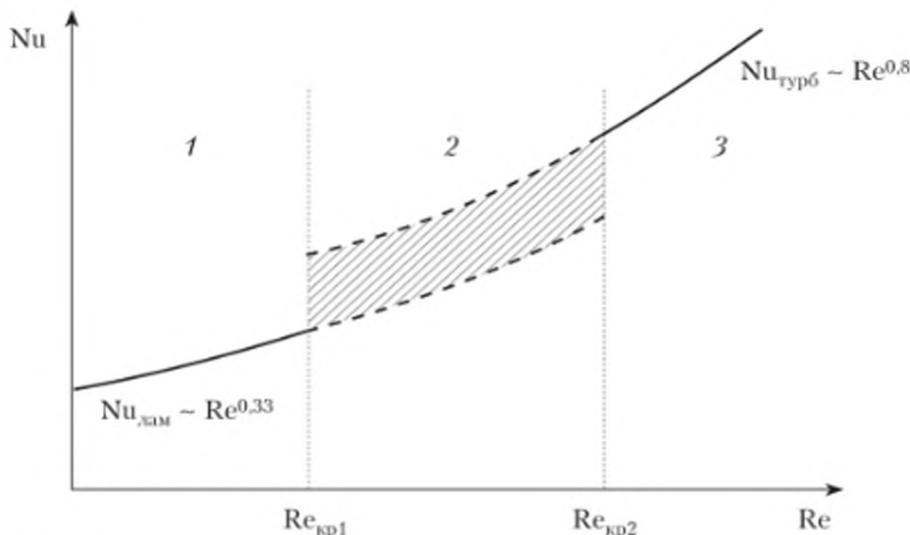


Рис. 9.5. Зоны возможных локальных изменений чисел Нуссельта для переходной области:

- 1 – область ламинарного течения; 2 – переходная область;
3 – область турбулентного течения

Формула (9.6) справедлива только для случая охлаждения жидкости. При нагревании жидкости поправка на изотермичность меньше и обычно принимается $(Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,06}$.

При охлаждении одно- и двухатомных газов опытные данные обобщены формулой (при $Re_{\text{пот}} = (2 \cdot 10^3) \div (6 \cdot 10^5)$)

$$Nu_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} \epsilon_l, \quad (9.8)$$

где ϵ_l – поправка на начальный участок для $l / d_{\text{вн}} = 0,85 \div 50$.

Поправка рассчитывается по формуле

$$\epsilon_l = 3,115 (Re_{\text{пот}})^{-0,07} \left(\frac{l}{d_{\text{вн}}} \right)^{-0,548 Re_{\text{пот}}^{-0,167}}$$

При $l / d_{\text{вн}} > 50$ величина $\epsilon_l = 1$.

При нагревании газовых теплоносителей наиболее широкие диапазоны значений числа Рейнольдса $Re = 7500 \div (1,3 \cdot 10^7)$ охватывает эмпирическая зависимость

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,023 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,4} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,57 - 1,59 \frac{d_{\text{вн}}}{l}}. \quad (9.9)$$

Зависимости (9.8) и (9.9) получены в опытах с одно- и двухатомными газами, для которых зависимости вязкости и теплопроводности от температурного фактора близки. Для многоатомных газов эта зависимость неодинакова, но гораздо слабее, чем для одно- и двухатомных газов.

Способы интенсификации теплоотдачи в каналах. Иногда значения коэффициента теплоотдачи, достигнутые при течении потока в прямых

гладких трубах, не могут считаться удовлетворительными. В таких случаях можно использовать различные способы интенсификации теплоотдачи в каналах: закрутку потока; применение искусственных средств выработки турбулентности в потоке, например, с помощью организованных вихревых структур; наложение колебаний давления и расхода; механические вибрации; разрушение или отсос пограничного слоя и т.д.

Колебания давления, в том числе и звуковые, могут быть эффективным средством интенсификации теплоотдачи в условиях свободной конвекции. Метод интенсификации теплоотдачи путем закрутки потока наиболее эффективен в ламинарной области течения и может быть реализован в змеевиках, а также в прямых трубах при условии установки в них закрученных лент, шнеков, лопаточных завихрителей и т.п.

При движении потока в змеевиках под действием центробежных сил происходит деформация профиля скоростей в сечении канала и возникает вторичная циркуляция (макровихри), увеличивающая степень турбулизации ядра потока, что способствует интенсификации теплопереноса.

В ламинарной области течения макровихри возникают при

$$Re'_{кр} = \frac{11,6}{\sqrt{d_{вн} / D_{зм}}}, \quad (9.10)$$

где $D_{зм}$ — диаметр гiba (закругления) трубопровода (змеевика).

Переход к турбулентному течению с макровихрями происходит при

$$Re_{кр2} = 2300 + 12927 \left(\frac{d_{вн}}{D_{зм}} \right)^{0,3}. \quad (9.11)$$

Формула (9.11) охватывает диапазон $D_{зм} / d_{вн} = 6 \div 24$; в области $D_{зм} / d_{вн} = 10 \div 250$ более пригодно уравнение

$$Re_{кр2} = 2100 + 25200 \left(\frac{d_{вн}}{D_{зм}} \right)^{0,5}. \quad (9.12)$$

Теплоотдача капельных жидкостей в диапазонах изменения $Re = 63 \div (2,6 \times 10^4)$

$$Pr = 7 \div 369; D_{зм} / d_{вн} = 6,2 \div 62,5; l / d_{вн} > 60$$

при ламинарном течении с макровихрями описывается уравнением

$$Nu_{пот} = 0,0575 Re_{пот}^{0,75} Pr_{пот}^{0,43} (d_{вн} / D_{зм})^{0,21} (Pr_{пот} / Pr_{ст})^{0,25}. \quad (9.13)$$

При турбулентном течении с макровихрями в диапазонах изменения $Re = (8 \cdot 10^3) \div (7 \cdot 10^4)$, $D_{зм} / d_{вн} = 6,2 \div 104$

$$Nu_{пот} = 0,0266 [Re_{пот}^{0,85} (d_{вн} / D_{зм})^{0,15} + (D_{зм} / d_{вн})^{1,55}] Pr_{пот}^{0,4}, \quad (9.14)$$

а в диапазонах изменения $Re > Re_{кр2} = 150 \cdot 10^3$, $D_{зм} / d_{вн} = 5 \div 20$

$$\overline{Nu}_{пот} = \overline{Nu}_{гл} [1 + 0,045 Re_{пот}^{0,3} (d_{вн} / D_{зм})^{0,75}], \quad (9.15)$$

где $\overline{Nu}_{гл}$ — число Нуссельта, определяемое для прямой гладкой трубы по (9.6).

Расчеты по (9.15) показывают, что по сравнению с прямыми гладкими трубами коэффициент теплоотдачи в змеевиках может быть больше на 30–40% при прочих равных условиях. Заметим, однако, что при этом гидравлическое сопротивление змеевиков возрастает в 1,7–2,5 раза.

Близкие к приведенным количественные оценки эффекта интенсификации теплоотдачи и увеличения гидравлического сопротивления обеспечивают применение закрученных лент и шнеков в прямых каналах. К этому следует добавить, что одновременно с искажением профиля скорости имеет место искажение температурного поля потока в винтовом канале. В результате действия центробежных сил на периферию винтовых вихрей, т.е. к стенкам канала, отбрасывается более холодная жидкость, а в центре собирается более горячая с меньшей плотностью. Этот эффект способствует интенсификации теплоотдачи при нагреве и ухудшает ее при охлаждении потока.

При переходном и турбулентном режимах течения предпочтительны такие способы интенсификации теплоотдачи, которые приводили бы к соизмеримому росту гидравлического сопротивления. Другими словами, выработка турбулентности должна значительно превышать диссипацию энергии, которая возникает при распаде вихревых структур и приводит к росту гидравлического сопротивления, так как на подпитку ослабевающих вихрей нужен непрерывный подвод энергии извне.

9.3. Теплоотдача при поперечном омывании одиночной гладкой трубы и пучка труб

Обтекание одиночного цилиндрического тела (трубы). Рассмотрим схему движения жидкости при поперечном омывании круглого цилиндра при $Re > 5$ (рис. 9.6).

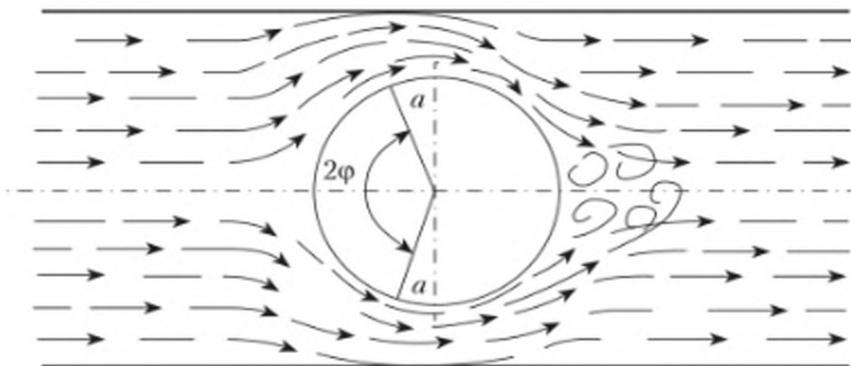


Рис. 9.6. Обтекание одиночного цилиндра

На любой поверхности цилиндра (в пределах дуги a – a , соответствующей азимутальному углу φ) образуется ламинарный пограничный слой, который, имея минимальную толщину при $\varphi = 0$, по мере увеличения φ интенсивно развивается, достигая максимума толщины вблизи экваториального сечения ($\varphi = 90^\circ$). Здесь вследствие возрастания давления вдоль

потока и подтормаживания жидкости твердой стенкой возникает возвратное движение жидкости, которое оттесняет пограничный слой от твердой поверхности, обуславливая его отрыв и образование вихревых структур в кормовой зоне цилиндрического тела. Сложная гидродинамическая обстановка определяет переменность значения коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндра.

График изменения числа Нуссельта Nu по окружности цилиндра для различных значений числа Рейнольдса Re показан в полярных координатах на рис. 9.7. При значениях угла φ , соответствующих максимальной толщине пограничного слоя ($\varphi = 83 \div 95^\circ$), значение Nu (а следовательно, и α) достигает минимума.

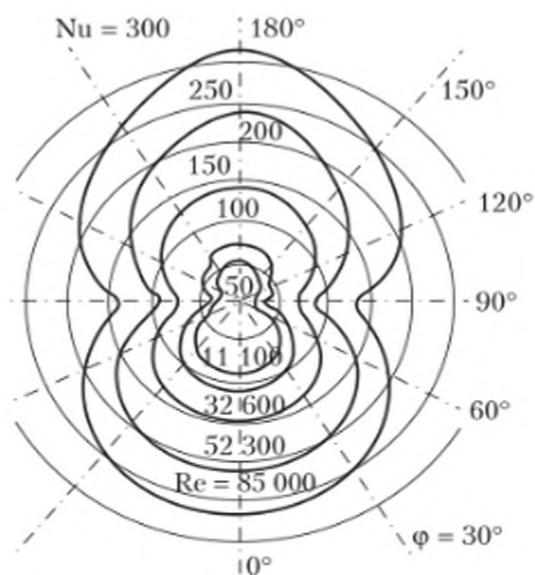


Рис. 9.7. Изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра при различных числах Рейнольдса

Максимум теплоотдачи приходится на зону в окрестности угла $\varphi = 0$: здесь пограничный слой только формируется. При малых Re теплоотдача кормовой зоны невелика, но с возрастанием Re ее интенсивность увеличивается, и теплоотдача кормовой зоны может быть сопоставима с теплоотдачей лобовой части цилиндра. Рассмотренный режим течения жидкости может быть назван *смешанным*, поскольку набегающий поток воздействует на ламинарный пограничный слой, а кормовая часть трубы омывается интенсивным вихреобразным потоком. Такой характер течения наблюдается при $Re = 5 \div 10^5$.

В случае существенной турбулентности набегающего потока, а также при $Re > 10^5 \div (4 \cdot 10^5)$ отрыва ламинарного пограничного слоя при $\varphi = 80 \div 100^\circ$ не происходит, а ламинарное течение в пограничном слое переходит в турбулентное. Турбулентный слой отрывается от поверхности цилиндра при $\varphi \approx 140^\circ$. В связи с этим на кривой изменения α по φ наблюдается два минимума. Первый — в окрестности азимутального угла

$\varphi \approx 90^\circ$ — соответствует максимальной толщине ламинарного пограничного слоя. Вслед за этим минимумом α резко возрастает и, например, при больших Re , может увеличиться в 2–3 раза. Второй минимум соответствует подтормаживанию турбулентного пограничного слоя перед его отрывом. Очевидно, что здесь толщина слоя максимальная. Кормовая часть цилиндра, соответствующая $\varphi = 140 \div 180^\circ$, оmyвается вихрями, имеющими сложную структуру. Коэффициент теплоотдачи здесь возрастает и может пре-
 зойти значения α при $\varphi = 0^\circ$. Ламинарное безотрывное течение жидкости по всему периметру цилиндра имеет место при $Re \leq 5$.

В связи со сложным, а главное, зависимым от значения Re характером изменения коэффициента теплоотдачи по периметру цилиндрического тела в технических расчетах обычно используют средние по периметру значения $\bar{\alpha}$, определяемые для угла атаки $\psi = 90^\circ$ между направлением потока и осью цилиндра по следующим формулам:

при $Re = 5 \div 10^3$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,5 Re_{\text{пот}}^{0,5} Pr_{\text{пот}}^{0,38} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25}; \quad (9.16)$$

при $Re = (1 \cdot 10^3) \div (2 \cdot 10^5)$

$$\overline{Nu}_{\text{пот}} = 0,25 Re_{\text{пот}}^{0,6} Pr_{\text{пот}}^{0,38} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25}. \quad (9.17)$$

За определяющий линейный размер в формулах принимают наружный диаметр труб.

При уменьшении угла атаки ψ интенсивность теплоотдачи уменьшается. Для ориентировочных оценок при $\psi = 30 \div 90^\circ$ можно использовать зависимость

$$\bar{\alpha}_\psi = \bar{\alpha}_{\psi=90^\circ} (1 - 0,54 \cos^2 \psi),$$

где $\bar{\alpha}_\psi, \bar{\alpha}_{\psi=90^\circ}$ — средние по периметру трубы коэффициенты теплоотдачи соответственно при $\psi < 90^\circ$ и $\psi = 90^\circ$.

Обтекание пучка круглых труб. И без того сложная гидродинамическая картина обтекания одиночного цилиндра (трубы) становится еще сложнее при обтекании пучка круглых труб. В этом случае влияние на число Нуссельта Nu оказывает схема расположения труб в пучке, поперечный шаг s_1 , продольный шаг s_2 и число рядов труб z_p (рис. 9.8). Характеристиками пучка считают относительный поперечный шаг $\sigma_1 = s_1 / d$ и относительный продольный шаг $\sigma_2 = s_2 / d$.

При течении потока теплоносителя в межтрубном пространстве поперечно обтекаемого пучка можно выделить также ламинарный, смешанный и турбулентный режимы. Наиболее изучен смешанный режим оmyвания и теплоотдачи, имеющий место при $Re = 10^3 \div 10^5$. При этом в межтрубном пространстве движется турбулентный поток, а пограничный слой, формирующийся на лобовой части каждой трубы, имеет ламинарную структуру.

На рис. 9.9 показано изменение по периметру трубы локального коэффициента теплоотдачи в зависимости от угла φ для первого, второго и последующего рядов семирядного коридорного и шахматного пучков при смешанном режиме течения.

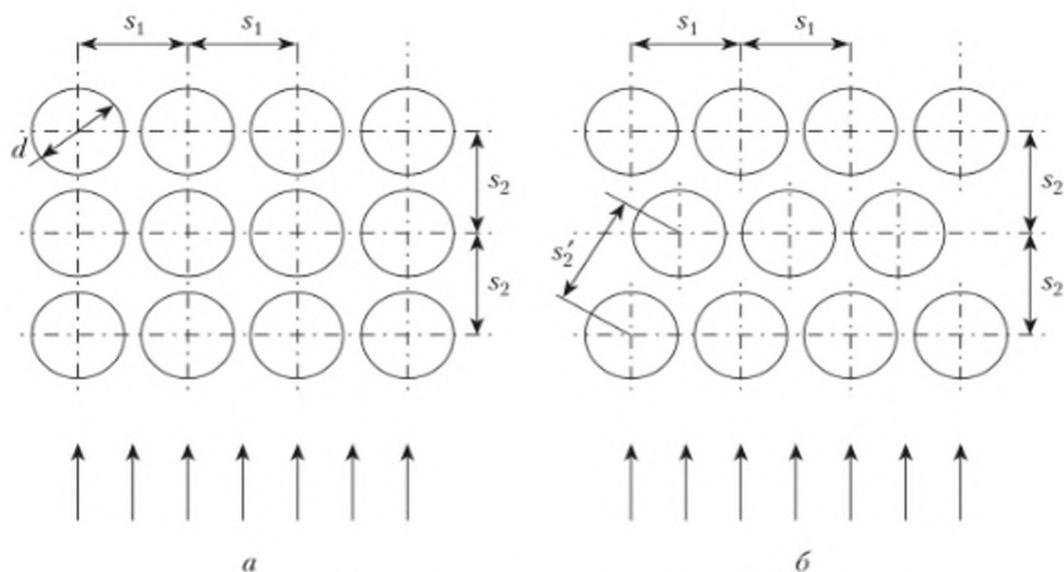


Рис. 9.8. Схема расположения труб в коридорных (а) и шахматных (б) пучках

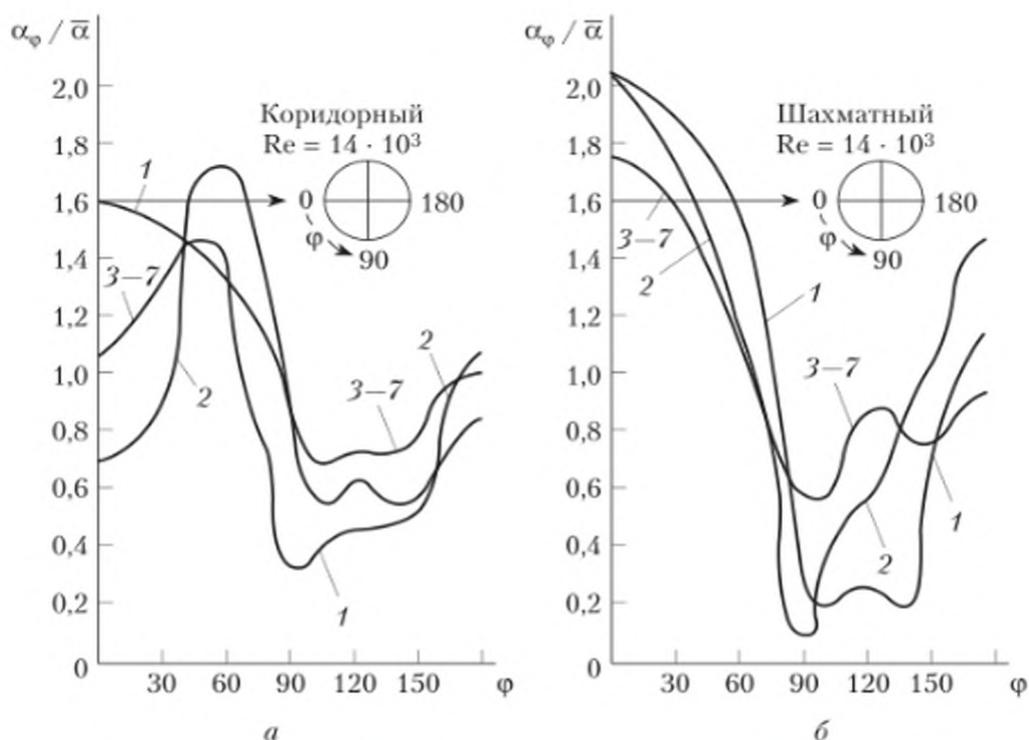


Рис. 9.9. Изменение теплоотдачи по окружности труб для различных рядов в коридорных (а) и шахматных (б) пучках

По оси абсцисс отложен азимутальный угол φ , отсчитанный от лобовой образующей, а по оси ординат — отношение $\alpha_{\varphi} / \bar{\alpha}$, где α_{φ} — значение

локального коэффициента теплоотдачи; $\bar{\alpha}$ — среднее по периметру значение коэффициента теплоотдачи.

Из рис. 9.9 следует, что α_φ для всех рядов шахматного пучка достигает максимума при $\varphi = 0^\circ$, т.е. на лобовой поверхности трубы в месте удара набегающего потока о ее поверхность. То же наблюдается и для первого ряда коридорного пучка. Таким образом, во всех рядах шахматного пучка и в первом ряду коридорного пучка изменение локального коэффициента теплоотдачи по окружности трубы подчинено принципиально той же закономерности, что и для одиночной трубы.

Для второго и последующих рядов коридорного пучка максимальные значения α_φ соответствуют азимутальным углам $\varphi \approx 50 \div 60^\circ$ и $\varphi \approx 300 \div 310^\circ$. Это объясняется тем, что поток теплоносителя, расширяющийся после местного сужения в просвете между трубами предыдущего ряда, встречается с поверхностью трубы последующего ряда именно в указанных зонах, разрушая формирующийся там пограничный слой.

Из анализа тех же кривых следует, что средний по периметру коэффициент теплоотдачи второго и особенно третьего ряда коридорного пучка больше коэффициента теплоотдачи первого ряда в связи с большей степенью турбулентности потока. После третьего ряда режим движения потока практически стабилизируется, вследствие чего средний по периметру коэффициент теплоотдачи всех последующих рядов остается одинаковым и равным коэффициенту теплоотдачи третьего ряда.

Коэффициент теплоотдачи в пучках труб зависит от размеров поперечного и продольного шагов. При смешанном режиме течения коэффициент теплоотдачи глубинных рядов коридорных пучков труб уменьшается при увеличении s_2/d . Для шахматных пучков при $s_1/s_2 < 2$ интенсивность теплоотдачи увеличивается с ростом относительного шага σ_1 и уменьшением относительного шага σ_2 .

Приведем уравнения подобия (рекомендованы по результатам обобщения многочисленных экспериментальных данных) для определения $\bar{\alpha}$ в третьем и последующих глубинных рядах пучков.

Шахматные пучки:

при $Re_{пот} < 10^3$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,6 Re_{пот}^{0,5} Pr_{пот}^{0,36} c_t; \quad (9.18)$$

где c_t — температурный фактор; для газов $c_t = 1$;

$$c_t = (Pr_{пот} / Pr_{ст})^{0,25};$$

при $Re_{пот} = 10^3 \div (2 \cdot 10^5)$ и $s_1/s_2 < 2$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,35(s_1/s_2)^{0,2} Re_{пот}^{0,6} Pr_{пот}^{0,36} c_t; \quad (9.19)$$

при $Re_{пот} = 10^3 \div (2 \cdot 10^5)$ и $s_1/s_2 \geq 2$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,4 Re_{пот}^{0,6} Pr_{пот}^{0,36} c_t; \quad (9.20)$$

при $Re_{пот} > 2 \cdot 10^5$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,021 Re_{пот}^{0,84} Pr_{пот}^{0,36} c_t. \quad (9.21)$$

Коридорные пучки:

при $Re_{пот} < 10^3$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,52 Re_{пот}^{0,5} Pr_{пот}^{0,36} c_t; \quad (9.22)$$

при $Re_{пот} = 10^3 \div (2 \cdot 10^5)$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,27 Re_{пот}^{0,63} Pr_{пот}^{0,36} c_t; \quad (9.23)$$

при $Re_{пот} > 2 \cdot 10^5$

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,02 Re_{пот}^{0,84} Pr_{пот}^{0,36} c_t. \quad (9.24)$$

В уравнениях (9.18)–(9.24) определяющий размер – наружный диаметр труб. Скорость теплоносителя определяют в сжатом сечении пучка (в самом узком сечении ряда). Для шахматных пучков это сечение часто определяют по диагональному (или косому) шагу

$$s'_2 = \sqrt{0,25(s_1^2 + s_2^2)}.$$

Коэффициент теплоотдачи труб первого ряда принимают равным 0,6 от найденного значения $\bar{\alpha}$ для третьего ряда. Для труб второго ряда при шахматном их расположении поправочный коэффициент равен 0,7, а для коридорного пучка принят равным 0,9 от значения $\bar{\alpha}$ для третьего ряда.

Средний коэффициент теплоотдачи для всего пучка, состоящего из z_p рядов, определяют по формуле усреднения

$$\alpha_{пуч} = \frac{A_1 \bar{\alpha}_1 + A_2 \bar{\alpha}_2 + \dots + A_{z_p} \bar{\alpha}_{z_p}}{A_1 + A_2 + \dots + A_{z_p}}, \quad (9.25)$$

где A_1, A_2, \dots, A_{z_p} – площади наружных поверхностей первого, второго и z -го рядов труб; $\bar{\alpha}_1, \bar{\alpha}_2, \dots, \bar{\alpha}_{z_p}$ – коэффициенты теплоотдачи соответственно первого, второго и z -го рядов труб.

Часто пучок состоит из труб одинакового диаметра и одинаковой длины. В этом случае для пучка с шахматным расположением

$$\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-0,7}{z} \bar{\alpha}; \quad (9.26)$$

для коридорного пучка

$$\bar{\alpha}_{кор} = \frac{z-0,5}{z} \bar{\alpha}, \quad (9.27)$$

где $\bar{\alpha}$ – коэффициент теплоотдачи третьего ряда, определяемый по (9.18)–(9.24).

Если набегающий на пучок труб поток значительно турбулизирован (например, в результате резкого расширения после вентилятора или насоса), то коэффициент теплоотдачи может приниматься одинаковым для всех рядов труб.

Гладкотрубные пучки, широко применяемые в судовых теплообменных аппаратах, удобны в эксплуатации, потому что их легко очищать от загрязняющих отложений, они редко выходят из строя и имеют низкое гидравлическое сопротивление.

9.4. Особенности расчета коэффициента теплоотдачи при поперечном омывании пучка оребренных труб

Существенным недостатком гладкотрубных теплообменников являются невысокие коэффициенты теплоотдачи в межтрубном пространстве, особенно при течении там газов и вязких жидкостей, что влечет за собой увеличение габаритных размеров и массы аппаратов для обеспечения требуемых тепловых потоков.

Компактные теплообменники можно сконструировать из пучков, скомпонованных из оребренных труб. Наиболее часто используют круглые и овальные трубы с прямоугольными поперечными (рис. 9.10, *а*) ребрами, с круглыми поперечными ребрами (рис. 9.10, *б*), круглые, плоские или овальные трубы с коллективным оребрением пластинами (рис. 9.10, *в*). В последнем случае трубы пропускают через множество параллельных собирающих пластин, которые одновременно служат и ребрами. Места соединения пластин и труб для лучшего контакта лудят или оцинковывают.

Применяют также круглые трубы с непрерывным спиральным оребрением (рис. 9.10, *д*), которое выполняют навивкой ленты с последующей пайкой или винтовой накаткой. В ряде теплообменных аппаратов применяют проволочное оребрение (рис. 9.10, *з*). Из медной или стальной проволоки диаметром 0,5–0,7 мм формируют петли, которые располагают по винтовой линии на наружной поверхности трубы. Положение петель фиксируется проволокой.

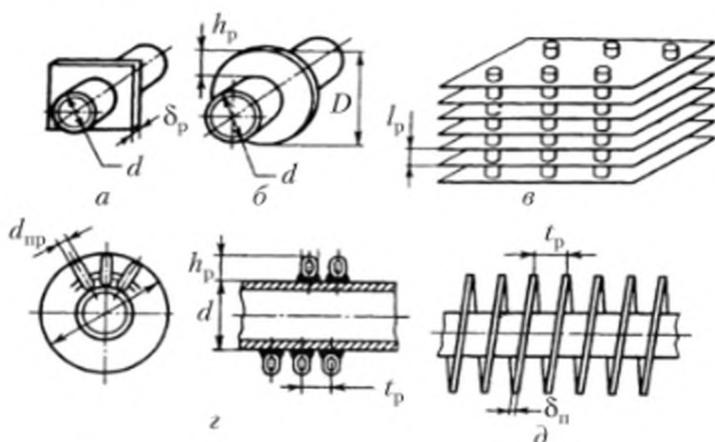


Рис. 9.10. Трубы с оребрением:

- а* — прямоугольное поперечное ребро; *б* — круглое поперечное ребро;
- в* — сплошные поперечные ребра; *з* — проволочное оребрение;
- д* — спиральные ребра; d_{np} — диаметр проволоки

Теплообмен при поперечном омывании пучка ребристых труб зависит не только от компоновки труб в пучке (коридорная или шахматная), но и от формы и высоты ребра h_p , а также шага t_p между ними. С увеличением высоты ребер вследствие снижения их тепловой эффективности коэффициент теплоотдачи понижается. Установлено, что в потоках вязких жидкостей наиболее эффективна малая высота ребер. Однако для газов повышение коэффициента теплоотдачи с уменьшением высоты ребер в большинстве случаев не компенсирует уменьшение поверхности теплообмена.

Размер шага между ребрами в диапазоне $t_p = (0,2 \div 0,4)d$, где d — несущий диаметр трубы, считается оптимальным. Уменьшение t_p приводит к уменьшению $\bar{\alpha}$, так как у основания ребер образуются зоны со слабой циркуляцией потока (последнее может привести в том числе к образованию отложений, что также приводит к снижению интенсивности теплопередачи). При выборе t_p необходимо учитывать условия очистки поверхности и технологию изготовления оребренных поверхностей.

Для газов и воздуха можно принимать высоту ребер равной $(0,4 \div 0,8)d$, причем меньшие значения рекомендованы для труб с $d < 0,015$ м.

На интенсивность теплоотдачи в пучках оребренных труб значительное влияние оказывают толщина и материал ребра. При изменении высоты ребра от 5 до 16 мм его оптимальная средняя толщина δ_p с точки зрения роста коэффициента теплоотдачи составляет 0,5 мм, дальнейшее увеличение δ_p приводит к ухудшению массовых показателей. Рост коэффициента теплоотдачи в межтрубном пространстве поперечно обтекаемых пучков оребренных труб замедляется при достижении значений теплопроводности материала ребра $\lambda_p = 140$ Вт/(м · К), но скорость возрастания $\bar{\alpha}$ при увеличении Re тем больше, чем больше λ_p .

Увеличение числа заходов винтовой линии накатных ребер от одного до трех не влияет на теплоотдачу и гидравлическое сопротивление. Причиной этого являются малые углы наклона винтовой линии накатных ребер, что обеспечивает практически одинаковую теплоотдачу труб с круглыми поперечными ребрами и накатным оребрением.

Экспериментальное исследование теплоотдачи в пучках оребренных труб связано с большими трудностями при определении температурных полей собственно ребер. Поэтому с целью упрощения техники эксперимента введено понятие о *приведенном коэффициенте теплоотдачи* $\bar{\alpha}_{пр}$ в межтрубном пространстве, смысл которого становится ясным, когда описывают технику эксперимента и оребренную поверхность для расчета сводят к равновеликой гладкой, а действительные условия эксперимента заменяют фиктивными, хотя и эквивалентными по суммарным результатам.

Именно значения $\bar{\alpha}_{пр}$ используют в расчетах компактных теплообменников. Однако уравнения подобия, выведенные для определения $\bar{\alpha}_{пр}$, имеют ограниченное применение, поскольку справедливы только для тех условий, в которых проводился эксперимент, т.е. для ребер той же конфигурации, изготовленных из того же материала, омываемых той же средой, что и непосредственно в эксперименте.

Для того чтобы результаты единичного эксперимента можно было обобщить и распространить на целый ряд сходных по своей физической природе явлений, используют *конвективные коэффициенты теплоотдачи* $\bar{\alpha}_k$, которые не учитывают термическое сопротивление собственно ребер. Если при экспериментальном определении $\bar{\alpha}_{np}$ тепловой поток относят к температурному напору между теплоносителем и гладкой стенкой трубы у основания ребра, то при определении $\bar{\alpha}_k$ должна быть использована разность между температурой теплоносителя и осредненной температурой оребренных и неоребренных поверхностей трубы. Понятно, что измерение температурных полей ребер и межреберных промежутков технически неосуществимо, поэтому конвективные коэффициенты теплоотдачи рассчитывают по формуле

$$\bar{\alpha}_k = \frac{\bar{\alpha}_{np}}{\frac{A_p}{A_n} E_p + \frac{A_{тр}}{A_n}}, \quad (9.28)$$

где A_p — площадь поверхности собственно ребер на единице длины трубы; A_n — площадь полной поверхности оребренной трубы на единице ее длины;

$$A_n = A_p + A_{тр};$$

где $A_{тр}$ — площадь поверхности межреберных промежутков на единице длины трубы; E_p — коэффициент эффективности ребер, характеризующий их термическое сопротивление.

Коэффициент E_p определяют как отношение теплового потока, проходящего через оребренную поверхность, к тому тепловому потоку, который мог бы проходить эту же поверхность в случае идеальной ($\lambda_p \rightarrow \infty$) теплопроводности ребер. Он зависит от большого числа факторов: типа оребрения, формы ребер, характеристик оребрения и пр.

Знаменатель в (9.28) характеризует эффективность полной поверхности теплообмена — средневзвешенное значение между E_p и эффективностью неоребренной части трубы, которая принимается равной единице.

При расчете конкретных конструкций оребренных труб в (9.28) вводят ряд поправочных коэффициентов, учитывающих неоднородность температурного поля ребер, их форму и т.д. Например, взаимосвязь конвективного $\bar{\alpha}_k$ и приведенного $\bar{\alpha}_{np}$ коэффициентов теплоотдачи труб с круглыми поперечными или спиральными ребрами выражается уравнением

$$\bar{\alpha}_{np} = \bar{\alpha}_k \left(\frac{A_p}{A_n} E_p \mu' \psi_{op} + \frac{A_{тр}}{A_n} \right), \quad (9.29)$$

где μ' — коэффициент уширения ребра к основанию; для ребер одинаковой толщины по высоте $\mu' = 1$; для трапецидальных ребер, которые обычно получают при винтовой накатке,

$$\mu' = 1 + (1 - \sqrt{\delta_2 / \delta_1}) m h_p' / 8,56,$$

где δ_2 — толщина ребра у вершины; δ_1 — толщина ребра у основания; m — безразмерный комплекс;

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda_p \delta_p}}, \quad (9.30)$$

где α — рассчитанное значение коэффициента теплоотдачи; λ_p — теплопроводность материала ребра; δ_p — толщина ребра; h'_p — уточненная высота ребра;

$$h'_p = h_p + \frac{\delta_p}{2};$$

Ψ_{op} — поправочный коэффициент, учитывающий неравномерность теплоотдачи по поверхности ребра; для $mh'_p = 0,1 + 3,7$

$$\Psi_{op} = 1 - 0,058mh'_p.$$

Коэффициенты эффективности ребер E_p определяют в зависимости от их формы. Для прямоугольных ограниченных ребер

$$E_p = \frac{\text{th}(mh'_p)}{mh'_p}. \quad (9.31)$$

Здесь $\text{th}(mh'_p)$ — гиперболический тангенс произведения mh'_p .

Формулу (9.30) часто используют для расчета эффективности труб, оребренных проволочной спиралью. В этом случае

$$\delta_p = d_{np};$$

$$h'_p = h_p + (u_p - d_{np}) / 2,$$

где d_{np} — диаметр проволоки; u_p — ширина спирали, по которой навивается проволока.

Коэффициент эффективности винтовых ребер треугольного профиля описан в специальной литературе, но для его определения может быть использован график, приведенный на рис. 9.11.

Ниже приведены уравнения для расчета конвективных коэффициентов теплоотдачи в глубинных рядах пучков оребренных труб при поперечном омывании их потоком жидкости или газа. Эти уравнения получены в результате обобщения большого числа экспериментальных данных.

Шахматные пучки из труб, оребренных круглыми поперечными ребрами или винтовой накаткой:

при $Re_{пот} < 2 \cdot 10^3$

$$\overline{Nu}_{пот} = 2,807 Re_{пот}^{0,454} \beta_s^{0,1} \varphi_{op}^{-0,5} Pr_{пот}^{0,33} c_T, \quad (9.32)$$

где β_s — параметр шаговых отношений;

$$\beta_s = (s_1 - d) / (s'_2 - d),$$

s_1 — поперечный шаг; s_2 — продольный шаг; d — наружный диаметр трубы; φ_{op} — коэффициент оребрения;

$$\varphi_{op} = A_n / (2\pi dl),$$

где $A_{\text{п}}$ — площадь полной поверхности оребренной трубы на единице ее длины; l — длина трубы, используемая и при определении $A_{\text{п}}$; c_t — температурный фактор;

$$\text{при } \text{Re}_{\text{пот}} = (2 \cdot 10^3) \div (3,7 \cdot 10^5) \cdot 10^3$$

$$\overline{\text{Nu}}_{\text{пот}} = 0,36 \text{Re}_{\text{пот}}^n \beta_s^{0,1} \varphi_{\text{оп}}^{-0,5} \text{Pr}_{\text{пот}}^{0,33} c_t. \quad (9.33)$$

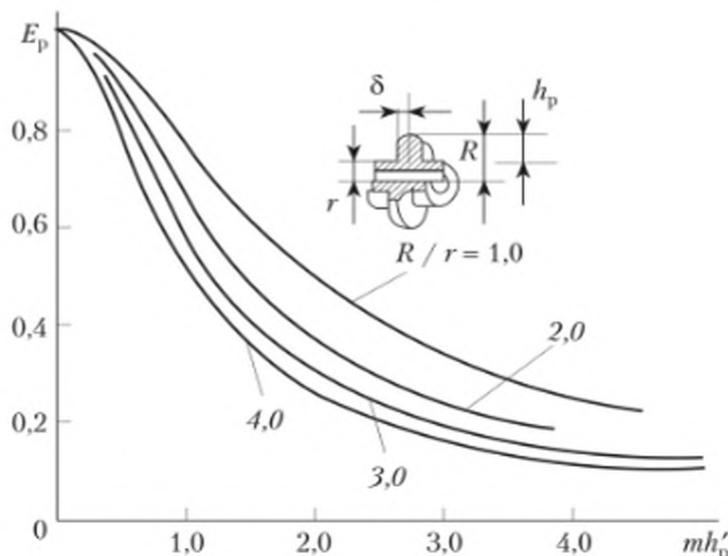


Рис. 9.11. К расчету коэффициента эффективности круглых поперечных ребер трапецидального или треугольного профиля

Определяющий линейный размер l , используемый в (9.32) и (9.33), рассчитывается по формуле

$$l = \frac{A_{\text{тп}}}{A_{\text{п}}} d + \frac{A_{\text{р}}}{A_{\text{п}}} \sqrt{\frac{A'_{\text{р}}}{2n_{\text{р}}}}, \quad (9.34)$$

где $A'_{\text{р}}$ — площадь поверхности боковых сторон всех ребер на единице длины трубы без учета поверхности торцов ребер; $n_{\text{р}}$ — число ребер на единице длины трубы, использованной при расчете.

Уравнения (9.32) и (9.33) применимы при

$$l = (12 \div 178) \cdot 10^{-3} \text{ м}; \beta_s = 0,46 \div 2,2; \varphi_{\text{оп}} = 1 \div 22.$$

Коридорные пучки из труб, оребренных круглыми поперечными ребрами или винтовой накаткой:

$$\overline{\text{Nu}}_{\text{пот}} = 0,2 c_s \varphi_{\text{оп}}^{-0,7} \text{Re}_{\text{пот}}^n \text{Pr}_{\text{пот}}^{0,33} c_t, \quad (9.35)$$

где c_s — поправочный коэффициент, учитывающий влияние размещения труб в пучке;

$$c_s = [1 + (2\sigma_1 - 3)(1 - 0,5\sigma_2)^3]^{-2},$$

где n — показатель степени;

$$n = 0,65 \varphi_{\text{оп}}^{0,07}.$$

Формула (9.35) применима при

$$Re = (2 \cdot 10^3) \div (3,7 \cdot 10^5); l = (27 \div 178) \cdot 10^{-3} \text{ м}; \varphi_{op} = 1 \div 18,5.$$

В (9.32), (9.33) и (9.35) температурный фактор для жидкостей $c_t = (Pr_{пот} / Pr_{ст})^{0,25}$, для газов $c_t = 1$.

При расчете теплоотдачи в малорядных пучках ($z_p \leq 4$) в эти уравнения вводится множителем поправочный коэффициент c_z , который можно оценить с помощью следующих аппроксимаций.

Шахматные пучки:

$$c_z = 0,678 + 0,15z_p - 0,0182z_p^2.$$

Коридорные пучки:

при $Re_{пот} = 10^4 \div (5 \cdot 10^4)$

$$c_z = 1,892 - 0,308z_p - (0,187 \cdot 10^{-4}) Re_{пот} + \\ + 0,0257z_p^2 + (0,819 \cdot 10^{-10}) Re_{пот}^2 + (0,322 \cdot 10^{-5}) z_p Re_{пот};$$

при $Re_{пот} > 5 \cdot 10^4$

$$c_z = 1.$$

Уравнения подобия для расчета конвективных коэффициентов теплоотдачи в пучках труб с коллективным оребрением, проволочным оребрением, продольным пластинчатым оребрением, со штыревыми ребрами круглого и эллиптического сечения, с плавниковыми ребрами, полизональными ребрами, гофрированным ленточным оребрением и т.д., а также для расчета пластинчато-ребристых поверхностей приведены в специальной литературе.

9.5. Теплоотдача при свободном движении

Если в жидкость достаточно большого объема ввести нагретое тело, то внутри такого пространства возникнет естественная конвекция. В этом случае жидкость приходит в движение, обусловленное только наличием температурного поля. Такое движение жидкости называется *свободным*.

Причиной возникновения циркуляционных токов является различие в плотностях неодинаково нагретой жидкости. Частицы жидкости, нагреваясь, стремятся под действием возникающей подъемной силы подняться вверх, а на их место подходят холодные частицы из окружающего пространства.

Теплообмен в свободном потоке жидкости неограниченного объема. Под *неограниченным* понимают объем, размеры которого настолько велики, что тепловое возмущение не распространяется на весь объем. Примерами теплообмена в свободном потоке жидкости неограниченного объема являются естественное охлаждение паропровода, нагревание воздуха помещений отопительными приборами, нагревание воды в больших емкостях.

Характерная схема свободного движения вдоль нагретой вертикальной трубы или плиты схематически показана на рис. 9.12.

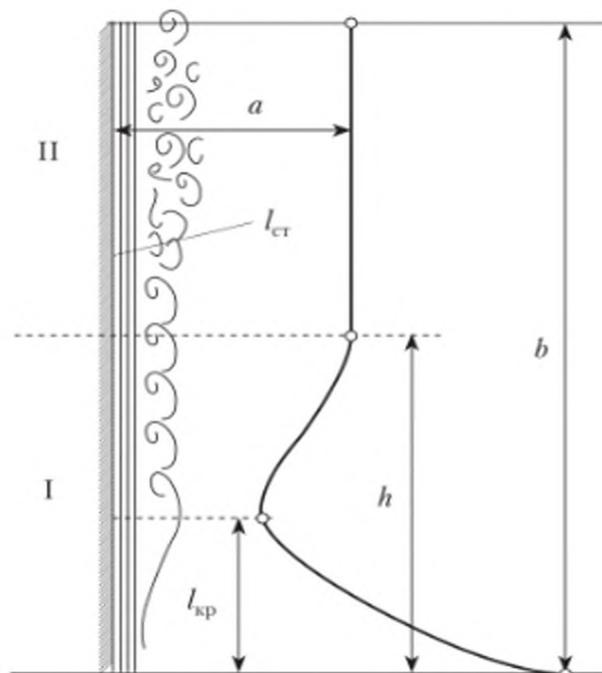


Рис. 9.12. Изменение коэффициента теплоотдачи по высоте пластины при свободном движении среды:

I – ламинарный режим движения; II – турбулентный режим движения;
 $l_{кр}$ – критическое расстояние; b – высота пластины; $t_{ст}$ – температура стенки;
 α – коэффициент теплоотдачи

В пограничном слое нижней части трубы (пластины) в восходящем потоке устанавливается ламинарный режим движения I. Толщина ламинарного слоя в направлении потока постепенно увеличивается. На некотором критическом расстоянии $l_{кр}$ от нижней кромки трубы (пластины) ламинарный слой начинает разрушаться и возникает переходный режим. Далее на высоте h и выше в слое устанавливается развитый турбулентный режим II (см. на рис. через h обозначена высота ламинарного слоя), при этом в непосредственной близости от поверхности стенки формируется вязкий подслой. В соответствии с характером свободного движения изменяется и коэффициент теплоотдачи α вдоль трубы (пластины). В области ламинарного слоя локальное значение α по высоте трубы уменьшается в связи с утолщением ламинарного слоя и достигает минимума там, где толщина ламинарного слоя достигает максимума. Затем коэффициент α , постепенно возрастая, принимает постоянное значение в области развитого турбулентного слоя.

Когда размеры тела по высоте незначительны, то ламинарный характер потока может сохраняться на всем протяжении пограничного слоя у поверхности тела.

Для области ламинарного режима $10^3 < (GrPr)_{пот} < 10^9$ при свободном движении жидкости вдоль вертикальной поверхности (трубы, пластины) конвективный теплообмен подчиняется следующей зависимости:

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,76(GrPr)_{пот}^{0,25}(Pr_{пот}/Pr_{ст})^{0,25}. \quad (9.36)$$

Переход от ламинарного к турбулентному режиму движения происходит на некотором расстоянии $l_{кр}$ от начала поверхности. Для воздуха это расстояние определяют

$$l_{кр} \approx 1,89\Delta t^{-1/3}, \quad (9.37)$$

где Δt — разность между температурой поверхности и температурой жидкости, омывающей эту поверхность.

Уравнение подобия в области турбулентного режима при $(GrPr)_{пот} \geq 10^9$ имеет вид

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,15(GrPr)_{пот}^{0,33} (Pr_{пот} / Pr_{ст})^{0,25}. \quad (9.38)$$

В приведенных уравнениях в качестве определяющей температуры принимается температура окружающей среды, а в качестве определяющего линейного размера — высота пластины или трубы b .

Применительно к воздуху или другому двухатомному газу приведенные формулы упрощаются ($Pr = 0,71$; $Pr_{пот} / Pr_{ст} = 1$):

для ламинарного режима

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,7Gr_{пот}^{0,25};$$

для турбулентного режима

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,132Gr_{пот}^{0,33}.$$

Для расчета теплоотдачи горизонтальной плиты может быть использована критериальная зависимость для вертикальной плиты. При этом, если теплоотдающая поверхность плиты обращена вниз, полученное по этому уравнению значение теплоотдачи следует уменьшить на 30%, а если вверх, то увеличить на 30%. В качестве определяющего линейного размера принимается длина меньшей стороны плиты.

Для горизонтальных труб уравнение подобия имеет вид

$$\overline{Nu}_{пот} = 0,5(GrPr)_{пот}^{0,25} (Pr_{пот} / Pr_{ст})^{0,25}. \quad (9.39)$$

В качестве определяющего линейного размера для горизонтальных труб применяется наружный диаметр.

Теплообмен в свободном потоке жидкости ограниченного объема. В малом (ограниченном) пространстве на характер свободного потока будут оказывать влияние температурное состояние поверхностей, форма и размеры пространства.

В вертикальных каналах в зависимости от расстояния между стенками характер циркуляции жидкости неодинаков (рис. 9.13): в широких каналах восходящие и нисходящие потоки движутся без помех (рис. 9.13, а); в узких каналах вследствие взаимных помех возникают циркуляционные контуры, размеры которых зависят от ширины канала и температурных перепадов (рис. 9.13, б).

В горизонтальных каналах характер движения жидкости зависит от положения нагретых и холодных поверхностей и расстояния между ними. При верхнем расположении нагретой поверхности циркуляция

в канале будет отсутствовать (рис. 9.13, в). При нижнем расположении нагретой поверхности в канале возникают чередующиеся восходящие и нисходящие потоки (рис. 9.13, з).

В горизонтальных цилиндрических каналах характер циркуляции жидкости зависит от соотношения диаметров поверхностей теплообмена (наружного D и внутреннего $d_{\text{вн}}$) и положения нагретых поверхностей. На рис. 9.13, д показана схема движения жидкости при небольшом соотношении диаметров с внутренней горячей поверхностью, а на рис. 9.13, е — при большом соотношении диаметров. Схема циркуляции потоков при нагретой наружной трубе показана на рис. 9.13, ж.

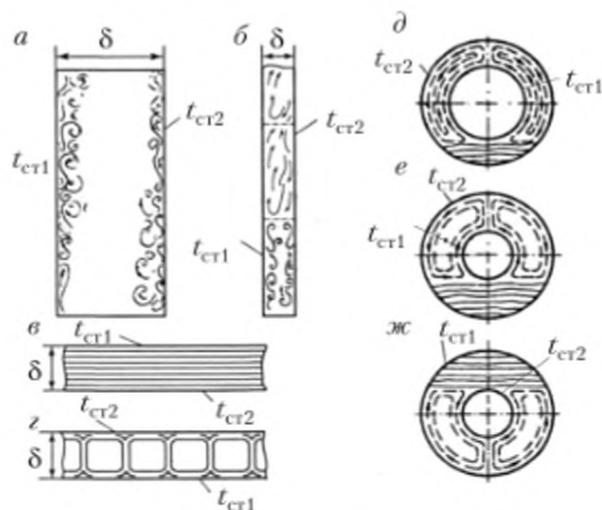


Рис. 9.13. Циркуляция жидкости в ограниченном замкнутом пространстве

Ввиду сложности процесса, протекающего в замкнутом пространстве, определить коэффициент теплоотдачи с учетом особенностей циркуляции не всегда возможно. Поэтому на практике расчет коэффициента теплоотдачи в ограниченном объеме сводится к определению эквивалентной теплопроводности $\lambda_{\text{экв}}$ по формуле

$$\lambda_{\text{экв}} = \epsilon_{\text{к}} \lambda, \quad (9.40)$$

где $\epsilon_{\text{к}}$ — поправочный коэффициент, учитывающий свободную конвекцию в прослойке; $\epsilon_{\text{к}}$ является функцией, зависящей от числа Рэлея $Ra = GrPr$; λ — теплопроводность среды, заполняющей прослойку.

Зная эквивалентную теплопроводность прослойки, по формулам теплопроводности условно вычисляют среднюю плотность теплового потока. Для плоского канала плотность теплового потока

$$q = \lambda_{\text{экв}} (t_{\text{cr1}} - t_{\text{cr2}}) / \delta,$$

где t_{cr1} — наибольшая температура стенки прослойки; t_{cr2} — наименьшая температура стенки прослойки; δ — толщина прослойки.

Коэффициент ϵ_k для области значений $Ra > 10^3$

$$\epsilon_k = 0,18Ra^{0,25}.$$

В качестве определяющего линейного размера принимают толщину прослойки δ , в качестве определяющей температуры — среднюю температуру жидкости:

$$t_{cp} = 0,5(t_{cr1} + t_{cr2}).$$

9.6. Теплообмен при кипении жидкости

9.6.1. Механизм теплоотдачи при кипении жидкости

В курсе термодинамики при изучении процесса парообразования (и конденсации) принималось, что обе фазы в процессе изменения агрегатного состояния жидкости находятся при одинаковой температуре насыщения t_s , однозначно определяемой их давлением p_s .

Однако процесс парообразования связан с подводом теплоты, а для возникновения теплового потока, как известно, необходимо наличие температурного градиента. Поэтому на границе раздела фаз должна существовать некоторая разность температур. Опыт подтверждает, что кипящая жидкость всегда несколько перегрета и на границе раздела фаз устанавливается небольшая разность температур $\Delta t = t_{ж} - t_s$, тем большая, чем интенсивнее происходит процесс парообразования (для воды при атмосферных условиях $\Delta t = 0,4 \div 0,8^\circ\text{C}$).

В кипящей жидкости устанавливается вполне определенное температурное поле, зависящее от условий теплообмена между фазами (паром и водой) и от условий теплообмена с окружающей средой, в том числе и с поверхностью нагрева. На рис. 9.14 показан полученный опытным путем график распределения температур в толще кипящей воды в зависимости от расстояния от поверхности нагрева (процесс протекает при атмосферном давлении при подогреве воды снизу).

Из рис. 9.14 следует, что температура жидкости $t_{ж}$ не сохраняет постоянного значения, а изменяется, повышаясь по мере приближения к поверхности нагрева.

У самой поверхности нагрева частицы жидкости имеют температуру, равную температуре стенки t_{cr} , и здесь перегрев жидкости, по сравнению с температурой насыщения t_s , наибольший: $\Delta t_{cr} = t_{cr} - t_s$ (температурный напор Δt_{cr} может достигнуть значения 25°C).

Установлено, что пузырьки пара образуются только на поверхности нагрева, где перегрев жидкости, как указано, достигает наибольшего значения, и зарождаются они только в отдельных точках обогреваемой поверхности, называемых *центрами парообразования*. Центрами парообразования являются пузырьки газа, адсорбированные поверхностью, неровности самой поверхности (микрошероховатости) и т.п. Чем больше действующих центров парообразования, тем интенсивнее протекает процесс парообразования.

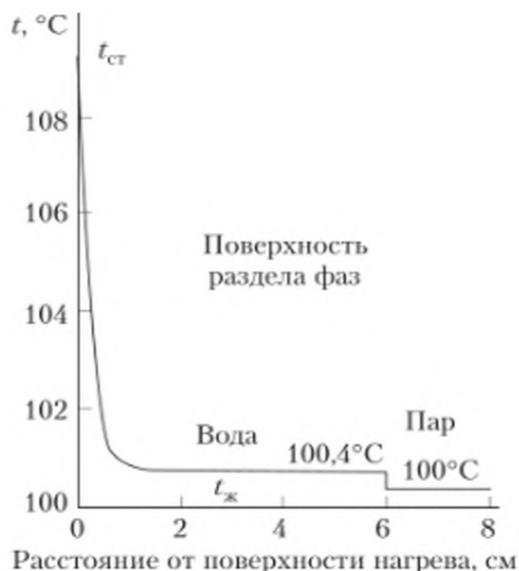


Рис. 9.14. Распределение температур в объеме кипящей жидкости ($t_s = 100^\circ\text{C}$, $\Delta t = 0,4^\circ\text{C}$, $t_{\text{ст}} = 109,1^\circ\text{C}$)

Давление насыщенных паров над вогнутой частью поверхности раздела фаз больше, чем над выпуклой частью. В условиях равновесия разность этих давлений, согласно формуле Лапласа, уравновешивается давлением, создаваемым поверхностным натяжением. Применительно к сферическому пузырьку пара радиусом r_n разность давлений (Па) будет

$$\Delta p = p - p_s = \frac{2\sigma}{r_n} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}, \quad (9.41)$$

где p — давление внутри пузырька пара, Па; p_s — давление насыщения над плоской поверхностью, Па; σ — поверхностное натяжение жидкости, Н · м; ρ' — плотность жидкости, кг/м³; ρ'' — плотность сухого насыщенного пара, кг/м³.

Так как $p > p_s$, то и температура насыщения t_r внутри пузырька пара выше температуры насыщения t_s над плоской поверхностью при давлении жидкой фазы. Температура насыщения t_s является для данной жидкости функцией давления $t_s = f(p)$.

Следовательно,

$$t_r = t_s + \frac{dt_s}{dp_s} \Delta p = t_s + \frac{dt_s}{dp_s} \frac{2\sigma}{r_n} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}. \quad (9.42)$$

Обозначив $t_r - t_s = \Delta t_r$, получим из выражения (9.41)

$$r_n = \frac{2\sigma}{\Delta t_r} \frac{dt_s}{dp_s} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''}. \quad (9.43)$$

Из формулы (9.43) следует, что чем выше перегрев жидкости Δt_r , тем меньше радиус пузырька пара r . Это означает, что зарождение пузырьков

пара происходит на поверхности нагрева, где Δt_r достигает максимума, равного $\Delta t_r = \Delta t_{cr} = t_{cr} - t_s$, а зародившиеся пузырьки пара (центры парообразования) имеют минимальный радиус r_{min} .

По формуле (9.43) при $\Delta t_r = \Delta t_{cr}$ определяется наименьший возможный радиус пузырька пара. При $r_{II} < r_{II min}$ давление внутри пузырька больше равновесного, следовательно, пузырьки пара при $r < r_{II min}$ не могут существовать.

Опытом также установлено, что чем меньше радиус зарождающегося пузырька пара, т.е. чем больше перегрев жидкости, тем больше число действующих центров парообразования и тем интенсивнее протекает процесс парообразования.

Размер образовавшегося на поверхности нагрева пузырька пара радиусом $r_{II min}$ начинает увеличиваться и в момент отрыва от поверхности значительно зависит от смачивающей способности жидкости. Если кипящая жидкость смачивает поверхность (например, вода, керосин), то пузырек пара имеет тонкую ножку (рис. 9.15, а) и легко отрывается, а если поверхность не смачивается (например, ртуть), то пузырек имеет толстую ножку (рис. 9.15, б) и в связи с этим отрывается от поверхности с большим трудом, т.е. при достижении им большего объема. Размеры пузырька в момент отрыва от поверхности зависят от подъемной силы, действующей вверх, и силы поверхностного натяжения, прижимающей пузырек к поверхности, а также от динамического воздействия циркулирующего потока жидкости.

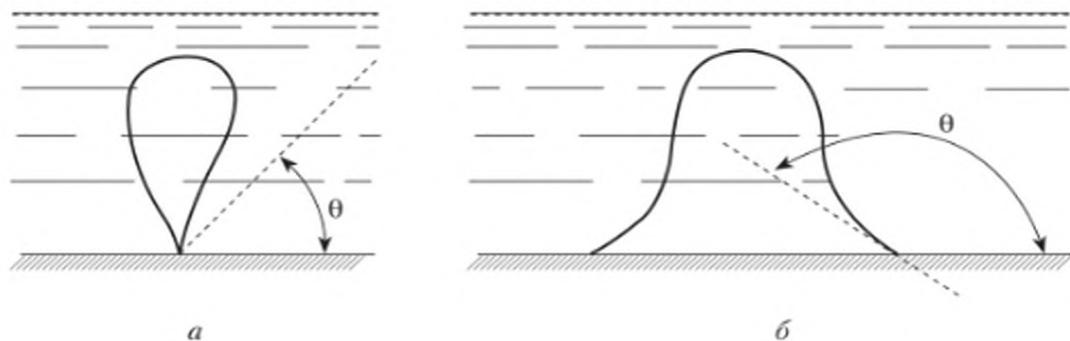


Рис. 9.15. К образованию парового пузырька у смачивающих (а) и несмачивающих (б) жидкостей

Смачивающая способность жидкости определяется краевым углом θ . Если $\theta < 90^\circ$, то жидкость считается смачивающей поверхность (для воды $\theta = 50^\circ$); при $\theta > 90^\circ$ считается, что жидкость несмачивающая.

В соответствии с изложенным можно считать, что пузырьки пара возникают именно в тех углублениях и впадинах микрошероховатости, где местные условия смачивания ухудшены, что вызывается неоднородностью материала поверхности, инородными включениями, загрязнением поверхности адсорбционными пленками масел и жиров, механическими напряжениями и т.д.

Оторвавшийся от поверхности пузырек пара всплывает в толще воды и, как показали специальные наблюдения, во много раз увеличивается в объ-

еме вследствие интенсивного испарения окружающей жидкости в объеме пузырька. Последнее объясняется тем, что коэффициент теплоотдачи от воды к пару достигает значений $200\ 000\ \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$. Объем пузырька пара тем больше, чем выше перегрев жидкости и чем больше длительность всплытия пузырька.

9.6.2. Теплоотдача при кипении жидкости в большом объеме

Рассмотренный процесс развития в центрах парообразования отдельных пузырьков пара и их дальнейшего всплытия характерен для режима пузырькового кипения. В этом случае основная часть поверхности нагрева омывается жидкостью, причем жидкость, а в особенности находящаяся у поверхности нагрева, хорошо перемешивается благодаря отрыву и дальнейшему всплытию пузырьков пара. Поэтому между жидкостью и поверхностью нагрева происходит интенсивный теплообмен.

Учитывая, что площадь соприкосновения ножки пузырька пара по сравнению с площадью поверхности теплообмена весьма мала, а теплопроводность пара во много раз меньше теплопроводности жидкости, можно без особой погрешности принять, что при пузырьковом кипении вся теплота передается от поверхности нагрева к пристенному слою жидкости, затем конвекцией переходит к жидкости, заполняющей объем, и далее расходуется на испарение жидкости в пузырьках пара (это объясняет значительный рост пузырьков пара во времени их всплытия).

Частота появления пузырьков в центрах парообразования и число действующих центров парообразования, как указывалось, зависят от температурного напора $\Delta t_{\text{ст}}$, увеличиваясь с ростом последнего. В то же время $\Delta t_{\text{ст}}$, как это понятно, возрастает с увеличением поверхностной плотности теплового потока q (отношения теплового потока к площади поверхности теплообмена). Поэтому при пузырьковом кипении с ростом $\Delta t_{\text{ст}}$ или с ростом поверхностной плотности теплового потока q интенсивность теплообмена увеличивается.

С увеличением q (или $\Delta t_{\text{ст}}$) число действующих центров парообразования непрерывно увеличивается, и в определенный момент их становится так много, что образующиеся пузырьки пара сливаются в один сплошной паровой слой — пленку. Эта пленка ввиду относительно малой теплопроводности пара изолирует поверхность нагрева от жидкости, и в связи с этим коэффициент теплоотдачи резко (в 20–30 раз) уменьшается, а температура $\Delta t_{\text{ст}}$ значительно возрастает. Такой режим кипения жидкости называется *пленочным*. Переходу от пузырькового кипения к пленочному соответствует так называемая *критическая поверхностная плотность теплового потока*.

На рис. 9.16 показаны график изменения коэффициента теплоотдачи воды α при кипении ее в пространстве большого объема от температурного напора $\Delta t_{\text{ст}}$ и зависимость q от $\Delta t_{\text{ст}}$ (штриховая кривая). Точка К при $\Delta t_{\text{ст}} = \Delta t_{\text{кр}}$ соответствует изменению режима кипения — началу пленочного режима.

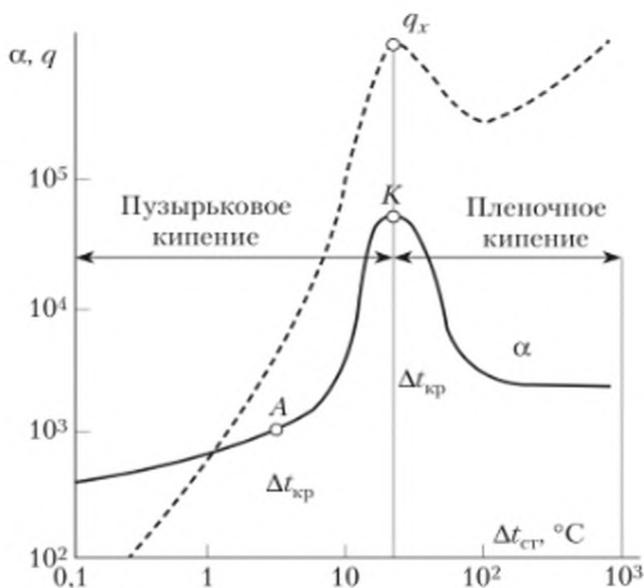


Рис. 9.16. Зависимость коэффициента теплоотдачи α и плотности теплового потока q от температурного напора $\Delta t_{ст}$ при кипении воды

Начальный участок кривой $\alpha = f(\Delta t_{ст})$ до точки A пролегает менее круто, чем участок AK . На участке до точки A (для воды $\Delta t_{ст} = 5^\circ\text{C}$ и $q = 6 \text{ кВт/м}^2$) перемешивающая роль пузырьков пара невелика, и коэффициент теплоотдачи в основном определяется естественной конвекцией жидкости. За точкой A движение жидкости становится более интенсивным (большим, чем при естественной конвекции в некипящей жидкости) вследствие перемешивающего влияния бурно образующихся пузырьков пара.

Знание значения критической плотности теплового потока при кипении жидкости имеет большое практическое применение при расчетах теплообменников с кипящей жидкостью (кипяильники, паровые котлы). В таких теплообменниках всегда должен быть обеспечен пузырьковый режим кипения, т.е. $q < q_k$.

Если поверхность не смачивается жидкостью, то при росте пузырька отрывается только его верхняя часть, а ножка остается на поверхности. В связи с этим получается почти сплошная паровая пленка, отделяющая жидкость от поверхности нагрева (явление, аналогичное переходу за $\Delta t_{кр}$ при пузырьковом кипении), и, естественно, в этом случае интенсивность процесса парообразования невелика.

При развитом пузырьковом кипении в большом объеме теплоотдача не зависит от формы и расположения теплоотдающей поверхности. В связи с этим ускорение поля тяжести практически не влияет на теплоотдачу. При этих условиях уравнение теплообмена для развитого пузырькового кипения может быть записано в следующем виде:

$$Nu = f(Re, Pr_{ж}), \quad (9.44)$$

где

$$\begin{aligned} \text{Nu} &= \alpha l' / \lambda_{\text{ж}}; \\ \text{Re} &= w_{\text{кин}} l' / \nu_{\text{ж}}; \\ \text{Pr}_{\text{ж}} &= \nu_{\text{ж}} / a_{\text{ж}}, \end{aligned}$$

где $a_{\text{ж}}$ — коэффициент температуропроводности жидкости.

В качестве линейного определяющего размера в (9.44) принимают величину l' , пропорциональную линейному размеру пузырька пара в момент его зарождения.

В число Рейнольдса входит приведенная скорость кипения, м/с,

$$w_{\text{кин}} = q / (r\rho''), \quad (9.45)$$

где q — поверхностная плотность теплового потока, Вт/м²; r — удельная теплота парообразования, Дж/кг; ρ'' — плотность пара, кг/м³.

Д. А. Лабунцевым уравнение (9.44) было положено в основу обобщения многочисленного опытного материала по кипению различных жидкостей, в результате чего была получена следующая формула:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}_{\text{ж}}^{1/3}. \quad (9.46)$$

Физические параметры, входящие в числа подобия, определяются при температуре насыщения. Значения постоянных в уравнении (9.46) составляют:

при $\text{Re} < 0,01$

$$C = 0,0625; n = 0,5;$$

при $\text{Re} \geq 0,01$

$$C = 0,125; n = 0,65.$$

К недостаткам приведенной зависимости относится необходимость иметь данные о теплофизических свойствах жидкости и пара при рабочем давлении, которые неизвестны для многих веществ. В связи с этим на практике широко используют зависимости, основанные на минимальном числе данных по теплофизическим параметрам. Так, по многочисленным исследованиям коэффициента теплоотдачи α , при пузырьковом кипении жидкости установлена зависимость

$$\alpha = C_1 q^{n_1} = C_2 \Delta t^{n_2}. \quad (9.47)$$

Постоянные C_1 и C_2 зависят от рода кипящей жидкости и от давления, при котором протекает процесс.

Для воды в диапазоне давлений от 0,1 до 4,0 МПа в области интенсивного кипения уравнение (9.47) имеет следующие вид:

$$\alpha = 4,4 q^{0,7} p^{0,15} = 106 \Delta t^{2,33} p^{0,5}. \quad (9.48)$$

Отметим, что приведенные данные и формулы для подсчета коэффициентов теплоотдачи относятся к случаю, когда подогрев жидкости происхо-

дит снизу. Если поверхность нагрева обращена вниз, то отделение пузырьков пара от поверхности резко ухудшается и коэффициент теплоотдачи α уменьшается.

9.6.3. Теплоотдача при кипении жидкости внутри труб

При кипении движущейся жидкости внутри труб образование паровой фазы происходит на твердой поверхности теплообмена (поверхностное кипение) и внутри самого объема насыщенной жидкости (объемное кипение).

При кипении движущейся жидкости в трубе возникающий пар движется вместе с жидкостью, образуя парожидкостную смесь с непрерывно возрастающим паросодержанием. Интенсивность теплообмена при кипении в трубах зависит не только от поверхностной плотности теплового потока, физических свойств жидкости и давления, но и от гидродинамической структуры потока. Структура двухфазного потока в вертикальных и горизонтальных трубах различна.

В вертикальных трубах при движении потока снизу вверх различают три зоны (рис. 9.17). Зона I — зона подогрева поступающей жидкости (экономайзерный участок) вследствие конвекции до температуры насыщения (рис. 9.17, а).

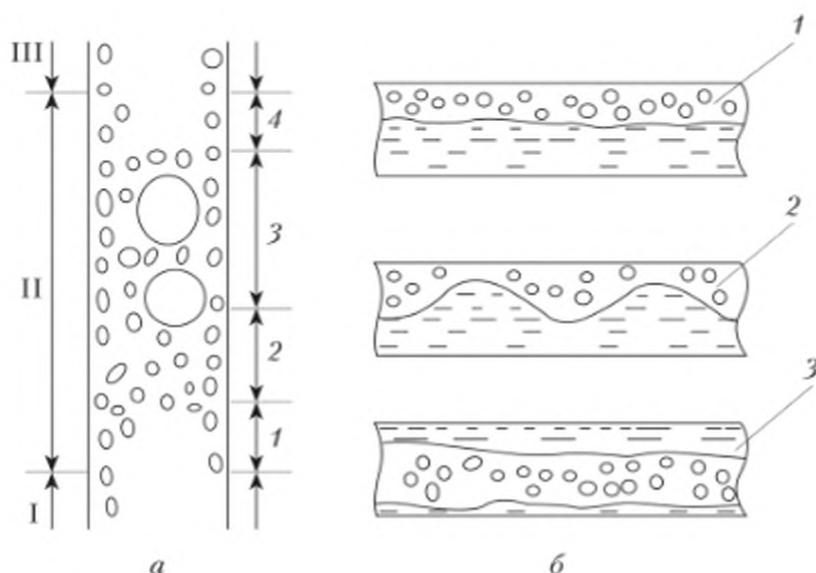


Рис. 9.17. Движение пароводяной смеси при кипении жидкости в вертикальных (а) и горизонтальных (б) трубах

Зона II — зона кипения (испарительный участок). В этой зоне происходит как поверхностное, так и объемное кипение жидкости. В нижней части зоны происходит поверхностное кипение 1, которое в дальнейшем переходит в объемное, где наблюдаются эмульсионный 2, пробковый 3 и стержневой 4 режимы течения. В эмульсионном режиме мелкие пузырьки пара равномерно распределены по сечению потока. С увеличением паросодержания мелкие пузырьки сливаются, образуя пузырьки-пробки, которые

соизмеримы по размеру с диаметром трубы. В пробковом режиме крупные пузыри пара разделены прослойками парожидкостной эмульсии. В дальнейшем крупные пузыри пара сливаются, образуя стержневую структуру потока. В стержневом режиме по центру трубы движется пар, а на стенке ее расположен тонкий кольцевой слой жидкости. По мере испарения жидкости толщина кольцевого слоя у стенки уменьшается.

Зона III — зона подсушки пара. Эта зона начинается после полного испарения жидкости на поверхности трубы и наблюдается только в длинных трубах.

С увеличением скорости циркуляции происходит увеличение длины так называемого *экономайзерного участка* (т.е. участка, где отсутствует кипение жидкости) и уменьшение зоны развитого кипения. С увеличением же поверхностной плотности теплового потока, наоборот, уменьшается экономайзерный участок и увеличивается зона развитого кипения.

При естественной циркуляции в вертикальных трубах опытами установлено, что зона подогрева отсутствует. Условия теплообмена здесь аналогичны условиям кипения жидкости в пространстве большого объема.

В горизонтальных трубах и трубах с небольшим наклоном в зависимости от паросодержания в потоке структура его может быть (рис. 9.17, б): расслоенной 1, волнообразной 2 и эмульсионной 3. Расслоенную структуру имеет поток при небольшом паросодержании. В этом случае в нижней части трубы движется жидкая фаза, а в верхней — паровая фаза. При увеличении паросодержания потока граница раздела фаз приобретает волновой характер, и жидкость периодически достигает верхней части трубы. В дальнейшем по мере увеличения паросодержания потока и его скорости на поверхности трубы образуется движущаяся жидкая пленка, а внутри трубы — перемещающаяся парожидкостная эмульсия. При эмульсионной структуре полной осевой симметрии в потоке нет. При расслоенной структуре потока интенсивность теплообмена в верхней части трубы, где находится паровая фаза, невелика. Наиболее благоприятные условия теплообмена создаются при эмульсионной структуре потока.

В связи со сложностью процесса теплообмена при кипении жидкости в трубах имеющиеся опытные данные еще недостаточны и не могут быть обобщены. Коэффициент теплоотдачи при кипении жидкости в вертикальных и горизонтальных трубах следует рассчитывать по формулам, полученным на основании опытных данных для конкретных жидкостей и соответствующих условий.

При вынужденном движении кипящей воды в трубах коэффициент теплоотдачи α может быть подсчитан по следующим формулам:

$$\text{при } \alpha_k / \alpha_w \leq 0,5$$

$$\alpha = \alpha_w; \quad (9.49)$$

$$\text{при } \alpha_k / \alpha_w \geq 2,0$$

$$\alpha = \alpha_w; \quad (9.50)$$

$$\text{при } 0,5 \leq \alpha_k / \alpha_w \leq 2,0$$

$$\alpha / \alpha_w = (4\alpha_w + \alpha_k) / (5\alpha_w - \alpha_k), \quad (9.51)$$

где α_k — коэффициент теплоотдачи при развитом пузырьковом кипении в большом объеме, определяемый по (9.47); α_w — коэффициент теплоотдачи при турбулентном режиме движения воды в трубах.

9.7. Теплоотдача при конденсации пара

Различают два вида конденсации пара: *капельную*, когда конденсат осаждается на охлаждающей поверхности в виде капелек, и *пленочную* — в виде сплошной пленки. Капельная конденсация происходит в том случае, когда охлаждающая поверхность не смачивается жидкостью, например когда на охлаждающей поверхности имеется тонкий слой масла (или любая жидкость с малым поверхностным натяжением).

При капельной конденсации коэффициент теплоотдачи в 15–20 раз больше, чем при пленочной. По опытным данным коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации колеблется в пределах от 60 до 150 кВт/(м² · К). Столь большое значение коэффициента теплоотдачи объясняется тем, что в промежутках между каплями конденсата поверхность охлаждения находится почти в непосредственном соприкосновении с конденсирующимся паром. При пленочной конденсации между поверхностью охлаждения и паром имеется пленка конденсата, создающая ощутимое термическое сопротивление.

Опытным путем установлено, что в теплообменных аппаратах, работающих на водяном паре, преобладает пленочная конденсация.

Рассмотрим случай пленочной конденсации пара на вертикальной стенке или трубе. Конденсат, образовавшийся при конденсации пара, образует пленку, стекающую вниз по вертикальной стенке. Толщина пленки по мере накопления конденсата постепенно увеличивается. Там, где толщина пленки сравнительно мала, т.е. когда масса образовавшегося конденсата невелика, движение пленки ламинарное. При увеличении массы конденсата движение пленки переходит в турбулентное. Опытным установлено, что при конденсации чистого пара температура на границе фаз равна температуре насыщения t_s , а в слое конденсата, прилегающем к стенке, — температуре t_{ct} .

Задачу о теплоотдаче при конденсации пара рассмотрим только для случая ламинарного течения пленки. Составим систему уравнений, описывающих теплообмен при конденсации пара в случае ламинарного движения пленки конденсата. Понятно, что при ламинарном движении передача теплоты через пленку может осуществляться только теплопроводностью.

Расчетная схема дана на рис. 9.18. Ось x направлена вертикально вниз, ось y — перпендикулярно стенке. Линия $a-b$ — граница раздела фаз. Переменную толщину пленки конденсата обозначим δ . Применим к стационарному течению пленки уравнение Навье — Стокса (9.18). В данном случае $w_y = w_z = 0$. Кроме того, поскольку рассматривается плоский ламинарный поток, $d^2w_x/dx^2 = d^2w_x/dz^2 = 0$ (скорость w_x изменяется только в направлении оси y , при $y = 0$, т.е. у стенки, $w_x = 0$; при $y = \delta$ скорость w_x достигает максимума).

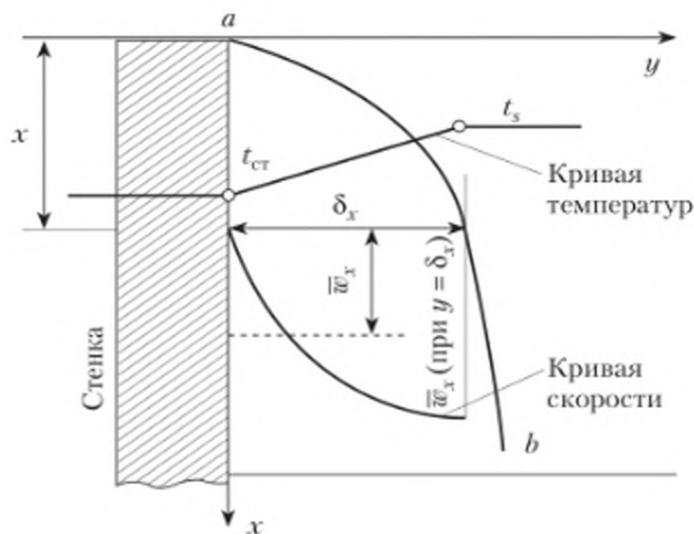


Рис. 9.18. Пленочная конденсация на вертикальной стенке

Проекция на ось x объемной силы тяжести $\rho'g$, где ρ' — плотность жидкой фазы. Градиент давления в неподвижном паре по направлению оси x

$$\text{grad } p = dp / dx = \rho''g.$$

Здесь ρ'' — плотность пара. Таким образом, уравнение движения (9.18) примет вид

$$\rho(\partial w_x / \partial x)w_x = \rho'g - \rho''g + \mu(\partial^2 w_x / \partial y^2). \quad (9.52)$$

Если пренебречь объемной силой инерции $\rho(\partial w_x / \partial x)w_x$, что возможно при ламинарном движении, и принять $\rho' \gg \rho''$, получим

$$\partial^2 w_x / \partial y^2 = -\rho'g / \mu = -gv. \quad (9.53)$$

Применив уравнение (9.6) к пленке конденсата, получим

$$a(\partial^2 t / \partial y^2) = w_x(\partial t / \partial x). \quad (9.54)$$

К уравнениям (9.53) и (9.54) для полного описания рассматриваемого явления надо добавить уравнение теплоотдачи на границе «конденсат — стенка» и уравнение теплового баланса, учитывающее переход вещества из паровой фазы в жидкую. Уравнение теплоотдачи для данного случая

$$-\lambda(\partial t / \partial y)_{y=0} = \alpha(t_s - t_{ст}). \quad (9.55)$$

Температурный градиент dt/dy (аналогично плоской стенке) при линейном распределении температур постоянен и равен

$$dt/dy = (t_{ст} - t_s) / \delta.$$

Следовательно,

$$\alpha_x = \lambda / \delta_x. \quad (9.56)$$

Чтобы составить уравнение теплового баланса, рассмотрим сечение пленки, расположенное на расстоянии $x = h_x$ от начала вертикальной стенки. Ширину стенки обозначим z . Массовый расход конденсата, протекающего через сечение $\delta_x z$,

$$m_{\text{тх}} = \rho \bar{\delta}_x z \bar{w}_x.$$

Тепловой поток, который необходимо отвести от пара, чтобы получить указанный расход конденсата,

$$\Phi = r \rho \bar{\delta}_x z \bar{w}_x.$$

Этот тепловой поток должен равнятьсяся

$$\Phi = \bar{\alpha} h_x z (t_s - t_{\text{ст}}).$$

Следовательно, уравнение теплового баланса можно записать (после сокращения на z) в следующем виде:

$$r \rho \bar{\delta}_x \bar{w}_x = \bar{\alpha}_x h_x (t_s - t_{\text{ст}}) = \lambda h_x (t_s - t_{\text{ст}}) \bar{\delta}_x, \quad (9.57)$$

где r — удельная теплота парообразования; \bar{w}_x — усредненная по координате y скорость движения конденсата в сечении x ; $\bar{\alpha}_x$ и $\bar{\delta}_x$ — усредненные по координате x , т.е. по высоте стенки, коэффициент теплоотдачи и соответственно толщина пленки.

Четыре уравнения (9.53)–(9.55) и (9.57) описывают теплообмен при конденсации пара на вертикальной стенке (при оговоренных выше упрощениях задачи). Обычным образом найдем из этих уравнений числа подобия. Из уравнения движения (9.53) находим

$$gl^2 / (wv) = gl^3 v / (v^2 w l) = \text{Ga} / \text{Re}, \quad (9.58)$$

где Ga — число Галилея;

$$\text{Ga} = \text{Fr} \text{Re}^2;$$

$$\text{Ga} = gl^3 / v^2.$$

Из (9.54) находим число Пекле:

$$\text{Pe} = wl / a = \text{Pr} \text{Re}. \quad (9.59)$$

Из (9.55) находим число Нуссельта:

$$\text{Nu} = \alpha l / \lambda.$$

Наконец, из уравнения (9.57) теплового баланса находим

$$\frac{r \rho w l}{\lambda \Delta t} = \frac{wl}{a} \frac{r}{c_p \Delta t} = \text{PeK} = \text{Pr} \text{ReK}, \quad (9.60)$$

где K — новое число подобия, предложенное С. С. Кутателадзе, характеризующее особенности теплообмена при фазовых превращениях;

$$\text{K} = \frac{r}{c_p \Delta t}.$$

Число фазового превращения K является мерой отношения удельной теплоты r , идущей на изменение агрегатного состояния вещества, к удельной теплоте перегрева или переохлаждения данной фазы относительно температуры насыщения ($c_p \Delta t$).

В условии однозначности скорость w_x движения пленки конденсата не входит, поэтому числа Re и Pe не являются определяющими.

Умножая число Ga/Re на $PrReK$ (9.60), получим новое число:

$$Re Pr GaK / Re = Ga Pr K = K_0. \quad (9.61)$$

Число K_0 является единственным определяющим критерием, так как составлено только из величин, входящих в условия однозначности. Следовательно,

$$Nu = f(K_0). \quad (9.62)$$

Обработка экспериментального материала по конденсации различных жидкостей позволила раскрыть вид функции (9.62).

Наиболее распространенной формулой для расчета теплоотдачи при конденсации является формула

$$Nu = CK_0^{0,25} = C \sqrt[4]{Ga Pr K}. \quad (9.63)$$

Из формулы (9.63) получим

$$\alpha = C \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g r}{\mu \Delta t}}. \quad (9.64)$$

Физические параметры λ и ρ определяют при температуре

$$T_{cp} = 0,5 (t_s + t_{cr}),$$

удельную теплоту парообразования r принимают по температуре t_s . Разность температур

$$\Delta t = t_s - t_{cr}$$

Формула (9.64) оказывается пригодной и в случае конденсации на горизонтальной трубе.

Для вертикальной трубы (или стенки) коэффициент $C = 1,13$, и определяющим линейным размером является высота трубы. Для горизонтальной трубы $C = 0,72$, и за определяющий линейный размер принимают внешний диаметр трубы d .

Контрольные вопросы и задания

1. Что называется участком гидродинамической стабилизации?
2. Чему равна длина участка тепловой стабилизации при движении потока в прямых гладких трубах?
3. Назовите два режима течения при ламинарном потоке жидкости.
4. Изобразите распределение скоростей по сечению при турбулентном режиме течения жидкости в трубе.

5. Что учитывает в критериальных уравнениях отношение критериев Прандтля, взятых при температурах потока и стенки?
6. Как учитывается изменение температуры для коротких труб по сравнению со стабилизированным потоком?
7. Изобразите изменение локального α и среднего $\bar{\alpha}$ коэффициентов теплоотдачи по длине трубы.
8. Что необходимо учитывать при тепловом расчете змеевиков?
9. В каких случаях проводят расчет эквивалентного диаметра?
10. Почему в лобовой точке трубы при поперечном обтекании коэффициент теплоотдачи максимален?
11. Изобразите изменение коэффициента теплоотдачи по окружности цилиндра при различных числах Рейнольдса.
12. За счет чего при поперечном обтекании возрастает коэффициент теплоотдачи на тыльной стороне трубы?
13. Изобразите схему расположения труб в коридорных и шахматных пучках.
14. Почему для шахматного пучка труб теплоотдача выше, чем для коридорного?
15. В чем состоит основное преимущество коридорного пуска труб?
16. Как рассчитывается скорость потока для пучков труб?
17. Что является определяющим геометрическим размером при свободном движении потока вдоль вертикальной стенки?
18. Чем объясняется высокая теплоотдача при кипении жидкости?
19. В чем заключается особенность пленочного режима кипения?
20. Назовите особенности конвективного теплообмена при конденсации пара.

Тест

1. При уменьшении толщины теплового пограничного слоя теплоотдача ...
 - протекает менее интенсивно;
 - остается постоянной;
 - протекает более интенсивно.
2. При ламинарном неизотермическом течении жидкости возможны режимы движения:
 - вязкостно-гравитационный и вязкостный;
 - турбулентный и переходный;
 - вязкостный и переходный.
3. Укажите верный вариант записи критериального уравнения для случая вязкостно-гравитационного режима течения.
 - $Nu = 1,03(Ped_{\text{вн}} / l)^{0,33} (\mu_{\text{ст}} / \mu_{\text{пот}})^{-0,14} \epsilon_f$;
 - $Nu_{\text{пот}} = 0,17 Re_{\text{пот}}^{0,33} Pr_{\text{пот}}^{0,43} Gr_{\text{пот}}^{0,1} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_f$;
 - $\bar{Nu}_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,43} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_f$.
4. Укажите верный вариант записи критериального уравнения для случая турбулентного режима течения.
 - $Nu = 1,03(Ped_{\text{вн}} / l)^{0,33} (\mu_{\text{ст}} / \mu_{\text{пот}})^{-0,14} \epsilon_f$;
 - $Nu_{\text{пот}} = 0,17 Re_{\text{пот}}^{0,33} Pr_{\text{пот}}^{0,43} Gr_{\text{пот}}^{0,1} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_f$;
 - $\bar{Nu}_{\text{пот}} = 0,021 Re_{\text{пот}}^{0,8} Pr_{\text{пот}}^{0,43} (Pr_{\text{пот}} / Pr_{\text{ст}})^{0,25} \epsilon_f$.
5. При поперечном омывании одиночного цилиндра значение числа Nu (а следовательно, и α) ...
 - остается постоянным;
 - достигает минимума при максимальной толщине пограничного слоя;
 - достигает максимума при максимальной толщине пограничного слоя.

6. Диагональный шаг в шахматных пучках труб определяют по формуле ...

- $s'_2 = \sqrt{0,5(s_1^2 + s_2^2)}$;
- $s'_2 = \sqrt{0,25(s_1^2 + s_2^2)}$;
- $s'_2 = \sqrt{0,2(s_1^2 + s_2^2)}$.

7. Для пучка с шахматным расположением труб, состоящего из z рядов, средний коэффициент теплоотдачи для третьего ряда определяется по формуле ...

- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z+0,7}{z} \bar{\alpha}$;
- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-0,5}{z} \bar{\alpha}$;
- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-0,7}{z} \bar{\alpha}$.

8. Для пучка с коридорным расположением труб, состоящего из z рядов, средний коэффициент теплоотдачи для третьего ряда определяется по формуле ...

- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-2}{z} \bar{\alpha}$;
- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-0,5}{z} \bar{\alpha}$;
- $\bar{\alpha}_{ш} = \frac{z-0,7}{z} \bar{\alpha}$.

9. В пограничном слое нижней части вертикальной пластины в восходящем свободном потоке устанавливается ... режим движения.

- ламинарный;
- турбулентный;
- переходный.

10. Для начала кипения жидкости необходимо ...

- превышение температуры поверхности нагрева над температурой насыщения;
- превышение температуры насыщения над температурой поверхности нагрева;
- равенство температуры поверхности нагрева температуре насыщения.

Глава 10

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

10.1. Общие сведения

Под излучением (радиацией) понимают испускание и распространение электромагнитных волн любого вида. В зависимости от длины волны λ различают γ -лучи, рентгеновские, ультрафиолетовые, световые лучи (видимое излучение), инфракрасные лучи и радиоволны.

В курсе теплопередачи особый интерес представляет тепловое излучение, т.е. излучение, осуществляемое такими лучами, энергия которых при поглощении их телами полностью или частично расходуется на увеличение внутренней энергии поглощающего тела. К тепловому излучению относится главным образом инфракрасное излучение длиной волны $\lambda = 0,8 \div 800$ мкм.

Всякое тело, если только температура его отлична от абсолютного нуля, способно посылать в окружающее пространство излучение. Поэтому любое тело излучает на окружающие его тела и в то же время находится под воздействием излучения этих тел. Отметим, что большинство твердых и жидких тел имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения. Это значит, что они обладают способностью излучать лучи всех длин волн.

Лучистым потоком (или *потоком излучения*) называют отношение лучистой энергии ко времени излучения, Вт:

$$\Phi = dQ / d\tau, \quad (10.1)$$

где dQ — энергия излучения, Дж; τ — время, с.

Если лучистый поток, излучаемый произвольной поверхностью во всех направлениях (т.е. в пределах полусферы произвольного радиуса), осуществляется в узком интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, то его называют *потоком монохроматического излучения*:

$$\Phi_\lambda = dQ_\lambda / d\tau. \quad (10.2)$$

Суммарное излучение с поверхности тела по всем длинам волн спектра называется *интегральным*, или *полным, потоком излучения* Φ и определяется по (10.1).

Интегральный поток, испускаемый с единицы поверхности, носит название *поверхностной плотности потока интегрального излучения* или *излучательности*, Вт/м²:

$$E = d\Phi / dA, \quad (10.3)$$

где A — площадь излучающей поверхности.

Формулу (10.3) можно применять и при монохроматическом излучении. Если на поверхность тела падает тепловое монохроматическое излучение, то в общем случае часть B_λ этого излучения поглотится телом (т.е. превратится в другую форму энергии в результате взаимодействия с веществом), часть F_λ будет отражена и часть D_λ пройдет сквозь тело. Если принять, что падающее на тело излучение равно единице, то

$$B_\lambda + F_\lambda + D_\lambda = 1, \quad (10.4)$$

где B_λ — коэффициент поглощения тела; F_λ — коэффициент отражения тела; D_λ — коэффициент пропускания тела.

Когда в пределах спектра величины B , F , D остаются постоянными, т.е. не зависят от длины волны, то потребности в индексах нет. В этом случае

$$B + F + D = 1, \quad (10.5)$$

т.е. написанное равенство относится к сложному излучению.

Если $B = 1$ ($F = D = 0$), то тело, полностью поглощающее все падающее на него излучение, независимо от длины волны, направления падения и состояния поляризации излучения называется *черным телом*, или *полным излучателем*.

Если $F = 1$ ($B = D = 0$), то падающее на тело излучение полностью отражается. В случае если поверхность тела шероховатая, то лучи отражаются рассеянно (диффузное отражение) и тело называют *белым*; если поверхность тела гладкая и отражение следует законам геометрической оптики, то тело (поверхность) называют *зеркальным*.

В случае если $D = 1$ ($B = F = 0$), тело пронизуемо для тепловых лучей (*диатермично*).

Твердые тела и жидкости для тепловых лучей практически непрозрачны ($D = 0$), т.е. *атермичны*. Для таких тел

$$B + F = 1. \quad (10.6)$$

Абсолютно черных, равно как абсолютно прозрачных или абсолютно белых тел, в природе нет. Такие тела должны рассматриваться как научные абстракции. Но все же некоторые реальные тела могут достаточно близко подходить по своим свойствам к таким идеализированным телам.

Надо отметить, что некоторые тела обладают по отношению к лучам определенной длины волны одними свойствами, а к лучам другой длины — другими. Например, тело может быть прозрачным для инфракрасных лучей и непрозрачным для видимых (световых) лучей. Поверхность тела может быть гладкой по отношению к лучам одной длины волны и шероховатой для лучей другой длины волны.

Газы, в особенности находящиеся под небольшим давлением, в противоположность твердым и жидким телам излучают линейчатый спектр. Таким образом, газы поглощают и излучают лучи лишь определенной длины волны, других же лучей они не могут ни излучать, ни поглощать. В этом случае говорят о *селективном (выборочном) поглощении и излучении*.

В теории теплового излучения важную роль играет величина E_λ , называемая *спектральной плотностью потока излучения*, или *спектральной*

излучательностью, представляющей собой отношение плотности лучистого потока, испускаемого в бесконечно малом интервале длин волн от λ до $\lambda + d\lambda$, к размеру этого интервала длин волн $d\lambda$, Вт/м³:

$$E_\lambda = dE/d\lambda. \quad (10.7)$$

10.2. Закон поглощения

Если на какое-либо тело падает лучистый поток (рис. 10.1), то в общем случае при прохождении сквозь тело он уменьшается. Принимают, что относительное изменение лучистого потока на пути dl прямо пропорционально пути потока:

$$d\Phi / \Phi_0 = -bdl. \quad (10.8)$$

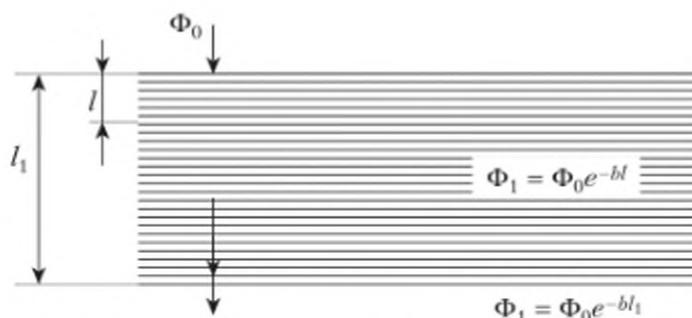


Рис. 10.1. Поглощение лучистой энергии телом

Коэффициент пропорциональности b называется *показателем поглощения*. Он зависит в общем случае от физических свойств тела и длины волны.

Интегрируя в пределах от l до 0 и принимая b постоянным, получаем

$$\ln(\Phi / \Phi_0) = -bl,$$

или

$$\Phi = \Phi_0 e^{-bl}. \quad (10.9)$$

Установим связь между спектральным коэффициентом поглощения тела B_λ и спектральным показателем поглощения вещества b_λ .

Из определения спектрального коэффициента поглощения B_λ имеем

$$B_\lambda = (\Phi_0 - \Phi) / \Phi_0 = 1 - \Phi / \Phi_0.$$

После подстановки в это уравнение значения Φ из (10.9) получим соотношение между спектральным коэффициентом поглощения B_λ и спектральным показателем поглощения b_λ :

$$B_\lambda = 1 - \Phi_0 e^{-b_\lambda l} / \Phi_0 = 1 - e^{-b_\lambda l}. \quad (10.10)$$

Коэффициент поглощения B_λ равен нулю при $l = 0$ и $b_\lambda = 0$. При большом значении b_λ достаточно весьма малого значения l , но все же не равного нулю, чтобы значение B_λ было сколь угодно близко к единице. В этом случае можно говорить, что поглощение происходит в тонком поверхностном слое вещества. Только в этом понимании возможно говорить о поверхностном поглощении. Для большинства твердых тел благодаря большому значению показателя поглощения b_λ имеет место в указанном смысле поверхностное поглощение, в связи с чем на коэффициент поглощения большое влияние оказывает состояние поглощающей поверхности.

Тела, хотя и с малым значением показателя поглощения, как, например, газы, могут при достаточной толщине их обладать большим коэффициентом поглощения, т.е. быть непрозрачными для лучей данной длины волны.

Если $b_\lambda = 0$ для интервала $\Delta\lambda$, а для остальных длин волн $b_\lambda \neq 0$, то тело будет поглощать падающее излучение только определенных длин волн. В этом случае, как было указано выше, говорят о селективном (выборочном) коэффициенте поглощения.

Подчеркнем принципиальную разницу между показателем поглощения вещества b_λ и коэффициентом поглощения B_λ тела. Первый характеризует физические свойства вещества по отношению к лучам определенной длины волны. Значение B_λ зависит не только от физических свойств вещества, из которого состоит тело, но и от формы, размеров и состояния поверхности тела.

10.3. Основные законы излучения. Серые тела

Закон Планка. Теоретически, на основе электромагнитной теории, М. Планк установил закон (носящий название *закона Планка*), выражающий зависимость спектральной излучательности черного тела от длины волны и температуры:

$$E_{0\lambda}(\lambda, T) = dE_0(\lambda, T) / d\lambda = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}, \quad (10.11)$$

где $E_{0\lambda}(\lambda, T)$ — спектральная излучательность черного тела, Вт/м²; $E_0(\lambda, T)$ — излучательность черного тела, Вт/м²; λ — длина волны, м; T — термодинамическая температура, К; C_1, C_2 — постоянные;

$$C_1 = 2\pi h c^2 = (3,74150 \pm 0,00003) \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$

$$C_2 = hc / k = (1,438790 \pm 0,000019) \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К},$$

где h — постоянная Планка;

$$h = (6,626176 \pm 0,000036) \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с};$$

c — скорость распространения электромагнитных волн в свободном пространстве;

$$c = (299\,792\,458 \pm 1,2) \text{ м/с};$$

k — постоянная Больцмана; $k = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$.

Из закона Планка следует, что спектральная излучательность может равняться нулю ($E_{0\lambda}(\lambda, T) = 0$) при термодинамической температуре, равной нулю ($T = 0$), либо при длине волны $\lambda = 0$ и $\lambda \rightarrow \infty$ (при $T \neq 0$).

Следовательно, черное тело излучает при любой температуре больше 0 К ($T > 0$) лучи всех длин волн, т.е. имеет сплошной (непрерывный) спектр излучения.

Из (10.11) можно получить расчетное выражение для излучательности черного тела:

$$dE_0(\lambda, T) = E_{0\lambda}(\lambda, T)d\lambda = \frac{C_1\lambda^{-5}d\lambda}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}. \quad (10.12)$$

Интегрируя в пределах изменения λ от 0 до ∞ , получаем

$$E_0 = \int_0^{\infty} \frac{C_1\lambda^{-5}d\lambda}{e^{C_2/(\lambda T)} - 1}. \quad (10.13)$$

Закон Стефана – Больцмана. В результате разложения подынтегрального выражения в ряд и интегрирования его получают расчетное уравнение для излучательности черного тела, называемое *законом Стефана – Больцмана*:

$$E_0 = \sigma T^4, \quad (10.14)$$

где E_0 – излучательность черного тела, Вт/м²; σ – постоянная Стефана – Больцмана;

$$\sigma = (5,67032 \pm 0,00071) \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4);$$

T – термодинамическая температура, К.

Формулу (10.14) часто записывают в более удобной для расчета форме:

$$E_0 = C_0 (T/100)^4, \quad (10.15)$$

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

Закон Стефана – Больцмана формулируют так: *излучательность черного тела прямо пропорциональна его термодинамической температуре в четвертой степени.*

Закон излучения Вина. Если в (10.11) пренебречь единицей, вычитаемой в знаменателе правой части этого уравнения, то получим *закон излучения Вина*, представляющий собой закон Планка в приближенном виде:

$$E_{0\lambda}(\lambda, T) = C_1\lambda^{-5}e^{-C_2/(\lambda T)}. \quad (10.16)$$

На рис. 10.2 показан график распределения спектральной излучательности черного тела по длине волны при различных температурах, т.е. дан график функции $E_{0\lambda} = f(\lambda)$ при различных T .

Закон смещения Вина. Как следует из расположения изотерм, каждая из них имеет максимум, причем чем больше термодинамическая температура, тем больше и значение $E_{0\lambda}$, отвечающее максимуму, а сама точка максимума перемещается в область более коротких волн. Перемещение мак-

симальной спектральной излучательности $E_{0\lambda_{\max}}$ в область более коротких волн известно под названием *закона смещения Вина*, по которому

$$T\lambda_{\max} = 2,88 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К} = \text{const},$$

$$\lambda_{\max} = 2,88 \cdot 10^{-3}/T,$$

где λ_{\max} — длина волны, соответствующая максимальному значению спектральной излучательности $E_{0\lambda_{\max}}$.

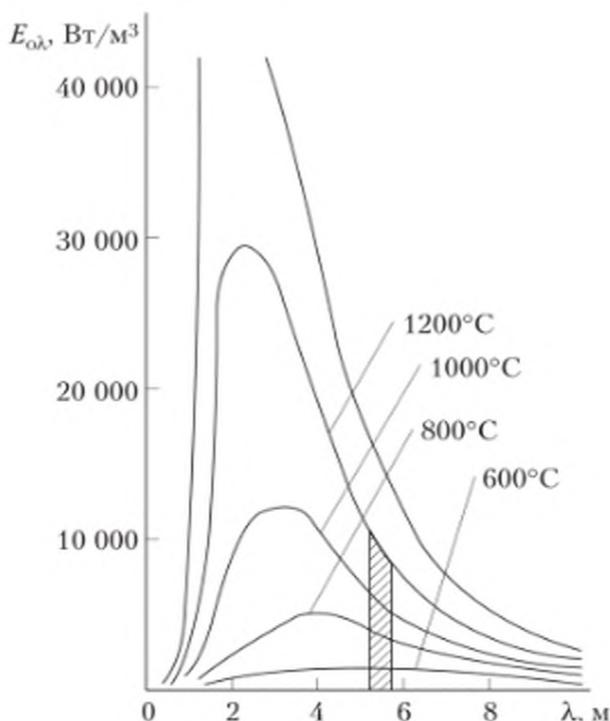


Рис. 10.2. Графическое представление закона Планка

Так, например, при $T = 6000 \text{ К}$ (примерная температура поверхности Солнца) максимум $E_{0\lambda}$ располагается в области видимого излучения, на которую падает около 50% излучательности Солнца.

Элементарная площадка под изотермой, заштрихованная на рис. 10.2, равна $E_{0\lambda}d\lambda$. Ясно, что сумма этих площадок, т.е. интеграл (10.13), представляет собой излучательность черного тела E_0 . Следовательно, площадь между изотермой и осью абсцисс изображает в условном масштабе диаграммы излучательность черного тела. При небольших значениях термодинамической температуры изотермы проходят в непосредственной близости к оси абсцисс, и указанная площадь становится столь малой, что практически ее можно считать равной нулю.

Серые тела. Большую роль в технике играет понятие о так называемых серых телах и сером излучении. *Серым* называется неселективный тепловой излучатель, способный излучать сплошной спектр, со спектральной излучательностью E_λ для волн всех длин и при всех температурах, состав-

ляющей неизменную долю от спектральной излучательности черного тела $E_{0\lambda}$, т.е.

$$E_{\lambda} / E_{0\lambda} = \epsilon = \text{const.} \quad (10.17)$$

Постоянная ϵ называется *коэффициентом черноты теплового излучателя*. Для серых тел коэффициент черноты $\epsilon < 1$ и не зависит ни от температуры, ни от длины волны. Для абсолютно черного тела $\epsilon = 1$.

На рис. 10.3 схематически показаны кривые распределения по длинам волн спектральной излучательности черного тела E_{λ} и спектральной излучательности серого тела E_{λ} той же температуры, что и черное тело (при $\epsilon = 0,5$ и $\epsilon = 0,25$). Излучательность серого тела может быть определена по формуле

$$E = \epsilon \int_0^{\infty} E_{0\lambda} d\lambda = \epsilon E_0 = \epsilon C_0 (T / 100)^4. \quad (10.18)$$

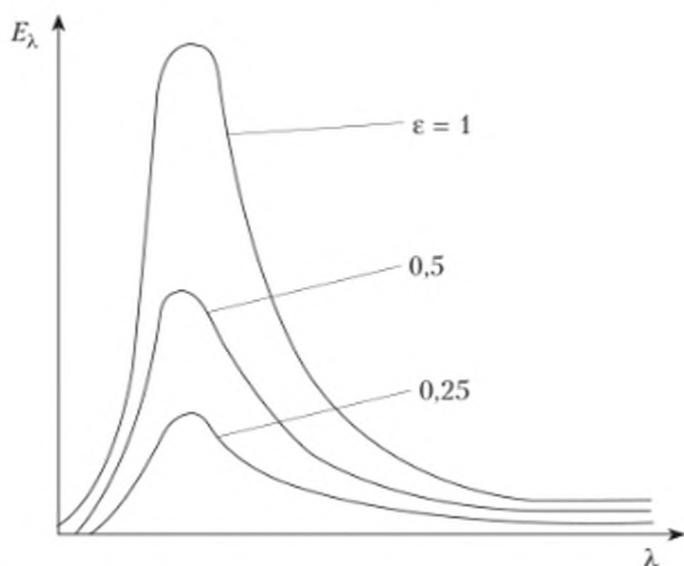


Рис. 10.3. Кривые распределения по длинам волн спектральной излучательности черного и серых тел

Величина C ,

$$C = \epsilon C_0, \quad (10.19)$$

называется *коэффициентом излучения серого тела*. Полученные из опыта значения коэффициента излучения C даны в справочной литературе.

Большинство тел, применяемых в технике, могут быть приняты за серые тела, а их излучение — за серое излучение. Более точные исследования показывают, что это возможно только в первом приближении, однако этого достаточно для практических целей. Отклонение от закона Стефана — Больцмана для серых тел обычно учитывается тем, что коэффициент излучения C принимают зависящим от температуры. В связи с этим в таблицах

указывается интервал температур, для которых экспериментально определено значение коэффициента излучения C .

В дальнейшем для упрощения выводов будем считать, что коэффициент излучения серого тела C не зависит от температуры.

10.4. Закон Кирхгофа

Закон Кирхгофа устанавливает зависимость между излучательностью и коэффициентом поглощения серого тела.

Рассмотрим два параллельных серых тела бесконечной протяженности с плоскими поверхностями. Можно положить, что все лучи, посылаемые одним телом, полностью попадают на другое. Примем, что коэффициенты пропускания этих тел $D_1 = D_2 = 0$ и между поверхностями находится теплопрозрачная (диатермическая) среда. Обозначим через E_1, B_1, F_1, T_1 и E_2, B_2, F_2, T_2 соответственно излучательность, коэффициенты поглощения, отражения и температуры поверхностей первого и второго тел.

Для подсчета потока лучистой энергии составим схему (рис. 10.4). Поток лучистой энергии от поверхности I к поверхности II равен произведению излучательности поверхности I на ее площадь A , т.е. $E_1 A$, из которого часть $E_1 B_2 A$ поглощается поверхностью II, а часть $E_1 F_2 A$ отражается обратно на поверхность I. Из этого отраженного потока $E_1 F_2 A$ поверхность I поглощает $E_1 F_2 B_1 A$ и отражает $E_1 F_2 F_2 A$. Из отраженного потока энергии $E_1 F_2 F_2 A$ поверхность II вновь поглотит $E_1 F_2 B_2 A$ и отразит $E_1 F_2^2 F_2 A$ и т.д.

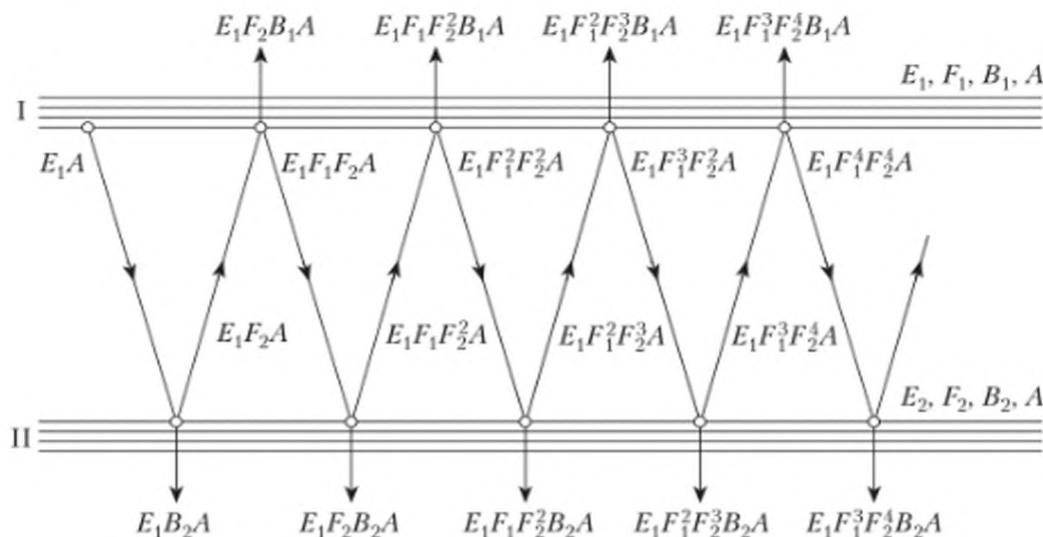


Рис. 10.4. К выводу закона Кирхгофа

Аналогично происходит передача лучистой энергии потоком E_2 от поверхности II к поверхности I.

В итоге поток лучистой энергии, поглощенный поверхностью II (или отданный поверхностью I),

$$\Phi_{1 \rightarrow 2} = E_1 B_2 (1 + F_1 F_2 + F_1^2 F_2^2 + \dots) A = E_1 B_2 A / (1 - F_1 F_2).$$

Поток лучистой энергии, поглощенной поверхностью I (или отданной поверхностью II),

$$\Phi_{2 \rightarrow 1} = E_2 B_1 (1 + F_1 F_2 + F_1^2 F_2^2 + \dots) A = E_2 B_1 A / (1 - F_1 F_2). \quad (10.20)$$

В окончательном итоге поток лучистой энергии, переданной поверхностью I к поверхности II, будет равен разности лучистых потоков $\Phi_{1 \rightarrow 2}$ и $\Phi_{2 \rightarrow 1}$, т.е.

$$\Phi = \Phi_{1 \rightarrow 2} - \Phi_{2 \rightarrow 1} = A(E_1 B_2 - E_2 B_1) / (1 - F_1 F_2). \quad (10.21)$$

Полученное выражение справедливо при всех значениях температур T_1 и T_2 и, в частности, при $T_1 = T_2$. В последнем случае рассматриваемая система находится в динамическом тепловом равновесии, и на основании второго начала термодинамики необходимо положить $\Phi_{1 \rightarrow 2} = \Phi_{2 \rightarrow 1}$, откуда следует

$$E_1 B_2 = E_2 B_1, \quad (10.22)$$

или

$$E_1 / B_1 = E_2 / B_2 = \text{const}. \quad (10.23)$$

Далее положим, что поверхность II является черной. Тогда $E_2 = E_0$ и $B_2 = B_0 = 1$. Принимая для простоты $E_1 = E$ и $B_1 = B$,

$$E/B = E_0 = C_0 (T/100)^4. \quad (10.24)$$

Равенство (10.24) носит название **закона Кирхгофа**: *отношение излучательности тела к его коэффициенту поглощения для всех серых тел, находящихся при одной и той же температуре, одинаково и равно излучательности черного тела при той же температуре.*

Если какое-либо тело имеет малый коэффициент поглощения, как, например, хорошо полированный металл, то это тело имеет и малую излучательность. На этом основании для уменьшения потерь теплоты излучением во внешнюю среду, т.е. для защиты от теплового излучения, теплоотдающие поверхности покрывают листами полированного металла.

При выводе закона Кирхгофа рассматривалось серое излучение. Вывод останется справедливым и в том случае, если тепловое излучение обоих тел рассматривается только в некоторой части спектра, но имеет одинаковый характер, т.е. оба тела испускают лучи, длины волн которых лежат в одной и той же произвольной спектральной области. В предельном случае приходим к монохроматическому излучению. Тогда (10.24) примет вид

$$E_\lambda / B_\lambda = E_{0\lambda}, \quad (10.25)$$

т.е. для монохроматического излучения **закон Кирхгофа** должен быть сформулирован так: *отношение спектральной излучательности какого-либо тела при определенной длине волны к его коэффициенту поглощения при той же длине волны одинаково для всех тел, находящихся при одинаковых температурах, и равно спектральной излучательности черного тела при той же длине волны и той же температуре.*

Сравнивая (10.24) и (10.25), заключаем, что для серого тела $B = \epsilon$, т.е. понятия «коэффициент поглощения» (B) и «коэффициент черноты» (ϵ) для серого тела совпадают. По определению, коэффициент черноты не зависит ни от температуры, ни от длины волны, а следовательно, и коэффициент поглощения серого тела также не зависит ни от длины волны, ни от температуры.

10.5. Излучение газов

Излучение газов существенно отличается от излучения твердых тел. Поглощение и излучение газов селективное (выборочное). Газы поглощают и излучают лучистую энергию только в определенных, довольно узких интервалах $\Delta\lambda$ длин волн — так называемых *полосах*. В остальной части спектра газы не излучают и не поглощают лучистой энергии.

Двухатомные газы обладают ничтожно малой способностью поглощать лучистую энергию, а следовательно, и малой способностью ее излучать. Поэтому эти газы обычно считают диатермичными. В отличие от двухатомных газов многоатомные, в том числе и трехатомные газы, обладают значительной способностью излучать и поглощать лучистую энергию. Из трехатомных газов в области теплотехнических расчетов наибольший практический интерес представляют углекислый газ (CO_2) и водяной пар (H_2O), имеющие по три полосы излучения.

В отличие от твердых тел показатель поглощения для газов (конечно, в области полос поглощения) мал. Поэтому для газообразных тел уже нельзя говорить о поверхностном поглощении, так как поглощение лучистой энергии происходит в конечном объеме газа. В этом смысле поглощение и излучение газов называется *объемным*. Кроме того, показатель поглощения b_λ для газов зависит от температуры.

По закону поглощения, спектральный коэффициент поглощения тела может быть определен по (10.10):

$$B_\lambda = 1 - e^{-b_\lambda l}. \quad (10.26)$$

Для газообразных тел эта зависимость несколько усложняется, поскольку на коэффициент поглощения газа влияет его давление. Последнее объясняется тем, что поглощение (излучение) протекает тем интенсивнее, чем большее число молекул встретит луч на своем пути, а объемное число молекул (отношение числа молекул к объему) прямо пропорционально давлению (при $t = \text{const}$).

В технических расчетах газового излучения обычно поглощающие газы CO_2 и H_2O (водяной пар) входят как компоненты в состав смеси газов. Если давление смеси p , а парциальное давление поглощающего (или излучающего) газа p_i , то в (10.10) необходимо вместо l подставить величину $p_i l$. Величина $p_i l$, представляющая собой произведение давления газа на его толщину, носит название *эффективной толщины слоя*. Таким образом, для газов спектральный коэффициент поглощения

$$B_\lambda = 1 - e^{-b_\lambda p_i l} = f(T, p_i l). \quad (10.27)$$

Спектральный коэффициент поглощения газа (в пространстве) зависит от физических свойств газа, от формы пространства, его размеров и температуры газа. Тогда в соответствии с законом Кирхгофа спектральная излучательность

$$E_{\lambda} = f(T, p_i l). \quad (10.28)$$

Излучательность в пределах одной полосы спектра

$$E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} d\lambda. \quad (10.29)$$

Излучательность газа в замкнутом пространстве равна сумме излучательностей (10.29), взятых по всем полосам спектра:

$$E_r = \sum_1^n E_{\Delta\lambda}. \quad (10.30)$$

Опытные исследования показали, что излучательность газов не подчиняется закону Стефана — Больцмана, т.е. зависимости от четвертой степени абсолютной температуры. Однако для практических расчетов излучения газов пользуются законом четвертых степеней, введя соответствующую поправку в значение коэффициента черноты газа ϵ_r :

$$E_r = \epsilon_r (T / 100)^4, \quad (10.31)$$

где $\epsilon_r = f(T, pl)$.

Среднюю длину l пути луча определяют по формуле

$$l = 3,6V / A, \quad (10.32)$$

где V — газовый объем; A — площадь поверхности оболочки.

По (10.29) определяют излучательность газа в свободное пространство (пустоту) (свободное пространство можно рассматривать как черное пространство при 0 К). Но газовое пространство всегда ограничено поверхностью твердого тела, в общем случае имеющей температуру $T_{ст} \neq T_r$ и коэффициент черноты $\epsilon_{ст} < 1$. Она (поверхность) обладает собственным излучением (обычно в пределах всех длин волн), часть которого (в пределах полос $\Delta\lambda$) поглощается газом. Поэтому излучательность газа, компонентами которого являются CO_2 и H_2O (газообразные продукты сгорания), к оболочке серого тела находят по формуле

$$E_{r-обл} = \epsilon'_{ст} C_0 [\epsilon_r (T_r / 100)^4 - \epsilon'_r (T_{ст} / 100)^4], \quad (10.33)$$

в которой последний член $\epsilon'_r (T_{ст} / 100)^4$ учитывает собственное излучение оболочки.

Коэффициент черноты газа при температуре газа t_r составит

$$\epsilon_r = \epsilon_{CO_2} + \beta \epsilon_{H_2O},$$

где β — поправочный коэффициент на парциальное давление водяного пара.

Значения степени черноты ϵ_{CO_2} и $\epsilon_{\text{H}_2\text{O}}$ в зависимости от температуры при различных значениях параметра $p_l l$ приведены на рис. 10.5, 10.6. Поправочный коэффициент β определяют по графику, приведенному на рис. 10.7.

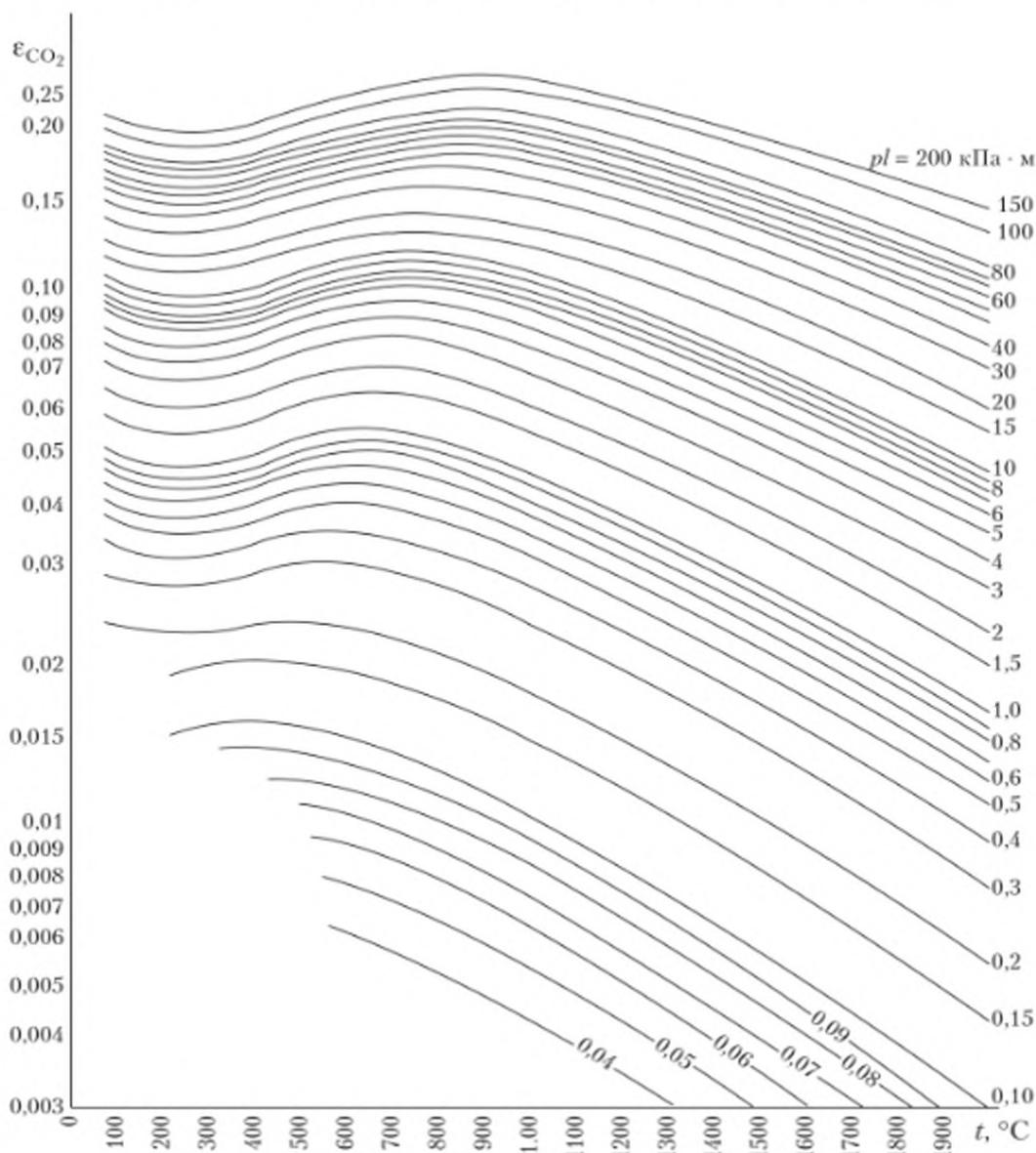


Рис. 10.5. Зависимость коэффициента теплового излучения от температуры для CO_2

Полосы излучения и поглощения для CO_2 и H_2O несколько перекрывают одна другую, в связи с чем часть энергии, излучаемой одним газом, поглощается другим. Поэтому коэффициент черноты смеси углекислого газа и водяного пара при температуре стенки

$$\epsilon'_r = \epsilon_{\text{CO}_2} + \epsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \Delta\epsilon_r, \quad (10.34)$$

где $\Delta\epsilon_r$ — поправка, учитывающая указанное поглощение. Для газообразных продуктов сгорания обычного состава поправка $\Delta\epsilon_r$ составляет всего 2–4%, и ею можно пренебречь.

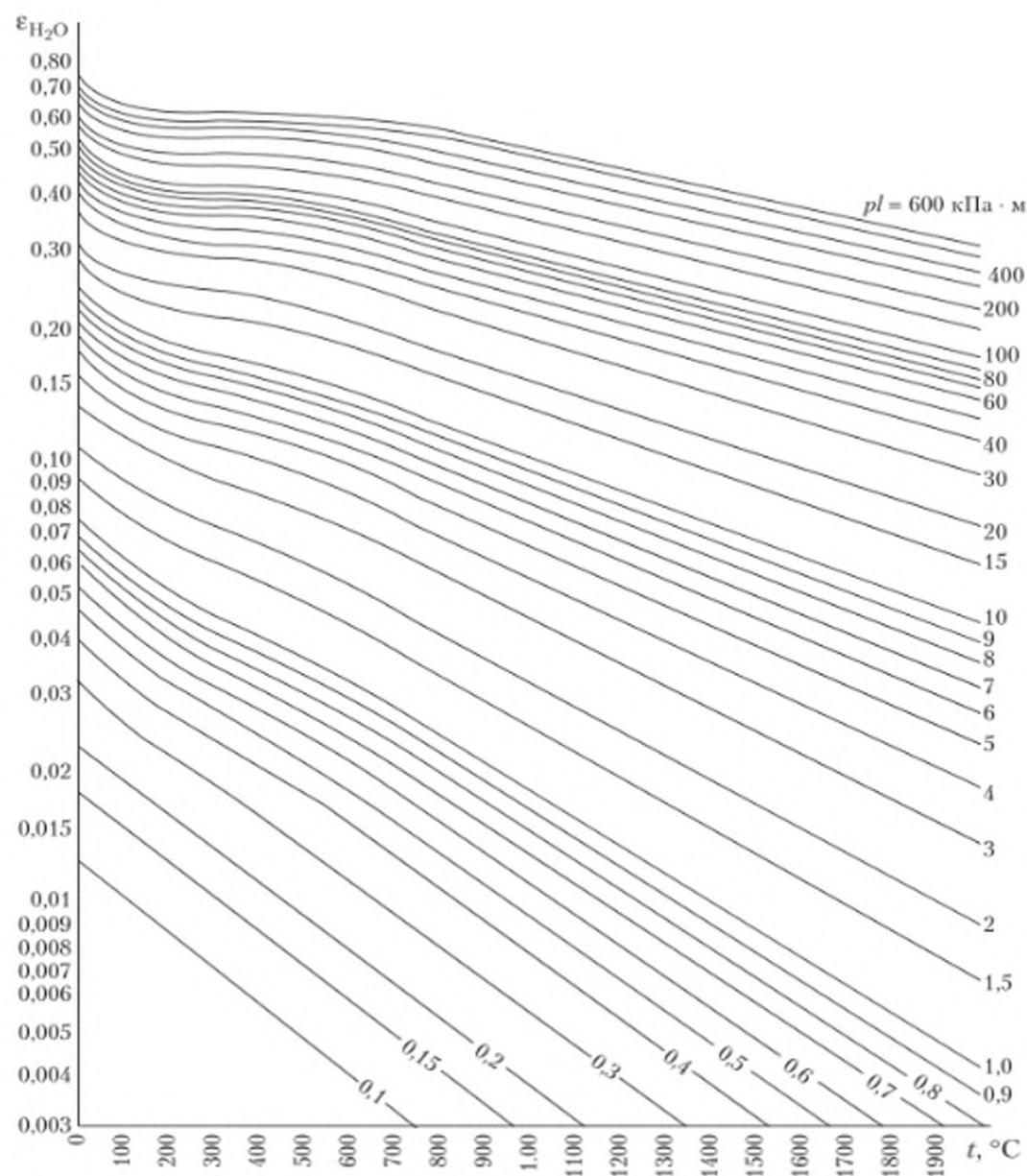


Рис. 10.6. Зависимость коэффициента теплового излучения от температуры для H_2O

В (10.33) входит так называемый *эффективный коэффициент черноты оболочки* $\epsilon'_{ст}$, больший, чем $\epsilon_{ст}$, в связи с наличием излучающего газа. Можно принять, что при $\epsilon_{ст} = 0,8 \div 1,0$ эффективный коэффициент черноты оболочки $\epsilon'_{ст} = 0,5(\epsilon_{ст} + 1)$.

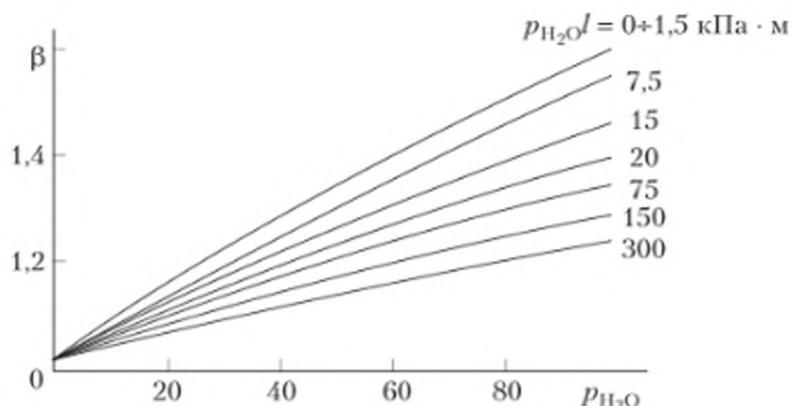


Рис. 10.7. Поправочный коэффициент β на парциальное давление водяного пара

Указанные особенности излучения и поглощения газов позволяют установить механизм так называемого парникового эффекта, который оказывает существенное влияние на формирование и изменение климата Земли. Большая часть солнечной радиации проходит сквозь атмосферу и нагревает поверхность Земли. В свою очередь, Землей испускается инфракрасное излучение, в результате чего она охлаждается. Однако часть этого излучения поглощается *многоатомными (парниковыми) газами* атмосферы, которая вследствие этого играет роль «одеяла», удерживающего теплоту. При этом наибольшее влияние на глобальное потепление оказывают такие парниковые газы, как двуокись углерода (55%), фреоны и родственные им газы (25%), метан (15%) и др.

10.6. Теплообмен излучением между двумя телами

Рассмотрим теплообмен излучением между двумя параллельными серыми поверхностями площадью A каждая, расстояние между которыми мало сравнительно с их высотой и шириной. При этом условии излучение каждой из них обязательно попадает на другую.

Температура первой поверхности T_1 , коэффициент излучения C_1 и коэффициент поглощения B_1 . У второй поверхности — соответственно T_2 , C_2 и B_2 . Примем, что $T_1 > T_2$, а окружающая среда диатермична. Лучистый поток, переданный в результате теплообмена первой поверхностью на вторую, по (10.21):

$$\Phi = A (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (1 - F_1 F_2). \quad (10.35)$$

Поверхностная плотность лучистого потока, переданного в результате теплообмена первой поверхностью на вторую,

$$q = \Phi / A = (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (1 - F_1 F_2), \quad (10.36)$$

где B_1 и B_2 — коэффициенты поглощения первой и второй поверхностей; E_1 и E_2 — излучательности первой и второй поверхностей; F_1 и F_2 — коэффициенты отражения первой и второй поверхностей.

Знаменатель в (10.35) и (10.36) может быть представлен в следующем виде:

$$1 - F_1 F_2 = 1 - (1 - B_1)(1 - B_2) = B_1 + B_2 - B_1 B_2. \quad (10.37)$$

Подставляя выражение (10.37) в уравнение (10.35), получаем

$$q = (B_2 E_1 - B_1 E_2) / (B_1 + B_2 - B_1 B_2).$$

Согласно (10.15)

$$E_1 = C_1 (T_1 / 100)^4;$$

$$E_2 = C_2 (T_2 / 100)^4.$$

Учитывая, что для серых тел $B = \epsilon = C / C_0$, получаем

$$q = \frac{C_1 (T_1 / 100)^4 (C_2 / C_0) - C_2 (T_2 / 100)^4 (C_1 / C_0)}{C_1 / C_0 + C_2 / C_0 - C_1 C_2 / C_0}.$$

Разделив числитель и знаменатель на $C_1 C_2 / C_0$, будем иметь

$$q = \Phi / A = C_{\text{пр}} [(T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4], \quad (10.38)$$

где $C_{\text{пр}}$ — приведенный коэффициент излучения;

$$C_{\text{пр}} = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0}. \quad (10.39)$$

Зависимость (10.38) показывает, что поверхностная плотность результирующего лучистого потока между двумя параллельными поверхностями равна произведению приведенного коэффициента излучения и разности термодинамических температур в четвертых степенях.

Если бы рассматриваемые поверхности были черными, то $C_{\text{пр}} = C_0$. Результирующий лучистый поток

$$\Phi = qA = C_{\text{пр}} A [(T_1 / 100)^4 - (T_2 / 100)^4]. \quad (10.40)$$

Рассмотрим случай, когда тело I площадью наружной поверхности A_1 окружено со всех сторон другим телом II площадью внутренней поверхности A_2 , как это схематически показано на рис. 10.8. Поверхность внутреннего тела выпуклая, наружного — вогнутая. Пространство между телами диатермично. Температура поверхности внутреннего тела — T_1 , коэффициент излучения — C_1 и коэффициент поглощения — B_1 .

Для второго тела: температура поверхности — T_2 , коэффициент излучения — C_2 и коэффициент поглощения — B_2 .

Площадь поверхности внутреннего тела A_1 не равна площади поверхности A_2 внешнего тела, поэтому следует рассматривать не поверхностные плотности лучистых потоков, а сами лучистые потоки $\Phi = EA$.

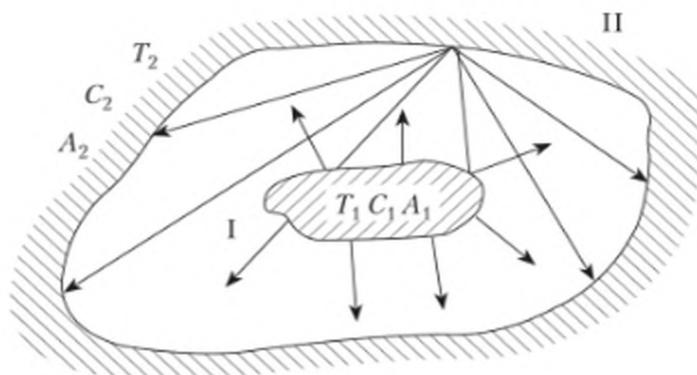


Рис. 10.8. Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве

Лучистый поток, переданный при теплообмене между телами,

$$\Phi_{12} = \Phi_1 - \varphi_{21}\Phi_2, \quad (10.41)$$

где φ_{21} — средний угловой коэффициент излучения, показывающий, какая доля теплового потока Φ_2 попадает на поверхность тела площадью A_1 .

Лучистый поток $(1 - \varphi_{21})\Phi_2$, минуя первое тело, попадает на свою же поверхность площадью A_2 . Лучистый поток внутреннего тела складывается из потока собственного излучения E_1A_1 и той части падающего на него лучистого потока от второго тела, которую первое тело отражает:

$$\Phi_1 = E_1A_1 + (1 - B_1)\varphi_{21}\Phi_2. \quad (10.42)$$

Лучистый поток второго тела состоит из потока собственного излучения E_2A_2 , отраженной части падающего на него потока Φ_1 и отраженной части потока $(1 - \varphi_{21})\Phi_2$ самого же второго тела:

$$\Phi_2 = E_2A_2 + (1 - B_2)\Phi_1 + (1 - B_1)(1 - \varphi_{21})\Phi_2. \quad (10.43)$$

Решая (10.42) и (10.43) относительно Φ_1 и Φ_2 , получаем

$$\Phi_1 = \frac{E_1A_1[B_2 + (1 - B_2)\varphi_{21} + E_2A_2\varphi_{21}(1 - B_1)]}{A_2 + \varphi_{21}B_1(1 - B_2)},$$

$$\Phi_2 = \frac{E_2A_2 + E_1A_1(1 - B_2)}{B_2 + \varphi_{21}B_1(1 - B_2)}.$$

Подставив значения Φ_1 и Φ_2 в исходное (10.41), получим

$$\Phi_{12} = \frac{1}{B_2 + \varphi_{21}B_1(1 - B_2)}(B_2E_1A_1 - \varphi_{21}B_1E_2A_2).$$

Заменяя собственные излучения обоих тел E_1 и E_2 по закону Стефана — Больцмана и учитывая, что для серых тел $B = C / C_0$, после преобразований получаем

$$\Phi_{12} = C_0 \frac{1}{1/B_1 + \varphi_{21}(1/B_2 - 1)} [(T_1/100)^4 A_1 - \varphi_{21}(T_2/100)^4 A_2]. \quad (10.44)$$

В уравнении (10.44), помимо Φ_{12} неизвестной величиной является средний угловой коэффициент излучения φ_{21} . Коэффициент φ_{21} не зависит от температур тел и поэтому может быть определен из условия равенства температур обоих тел ($T_1 = T_2$). В этом случае $\Phi_{12} = 0$, тогда

$$A_1 - \varphi_{21}A_2 = 0,$$

откуда получаем

$$\varphi_{21} = A_1 / A_2.$$

Подставляя найденное значение φ_{21} в (10.44), окончательно имеем

$$\Phi_{21} = C_{12}A_1[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (10.45)$$

где C_{12} — приведенный коэффициент излучения системы, определяемый равенством

$$C_{12} = \frac{1}{1/C_1 + (A_1/A_2)(1/C_2 - 1/C_0)}. \quad (10.46)$$

Формулы (10.45) и (10.46) могут быть применены для тел любой формы при условии выпуклости меньшего тела. При малых значениях отношения A_1/A_2 значение величины C_{12} приближается к C_1 , в этом случае можно принять $A_1/A_2 = 0$ и $C_{12} = C_1$.

10.7. Защита от теплового излучения с помощью экранов

Для уменьшения плотности результирующего лучистого потока q' при теплообмене излучением между телами применяют *экраны*. Обычно экран представляет собой тонкостенный лист между излучающей поверхностью и поверхностью, защищаемой от излучения.

Рассмотрим две бесконечной протяженности плоскопараллельные поверхности температурами T_1 и T_2 . Между поверхностями параллельно им расположен экран — плоский тонкий лист, термическим сопротивлением которого можно пренебречь (рис. 10.9). При стационарном режиме температура экрана будет постоянной и равной T_3 .

Воспользуемся (10.38). Поверхностная плотность лучистого потока, переданного от первой поверхности на экран,

$$q_{13} = C_{13}[(T_1/100)^4 - (T_3/100)^4]. \quad (10.47)$$

Поверхностная плотность лучистого потока, переданного от экрана на вторую поверхность,

$$q_{23} = C_{23}[(T_3/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (10.48)$$

При установившемся тепловом состоянии

$$q_{13} = q_{23} = q'.$$

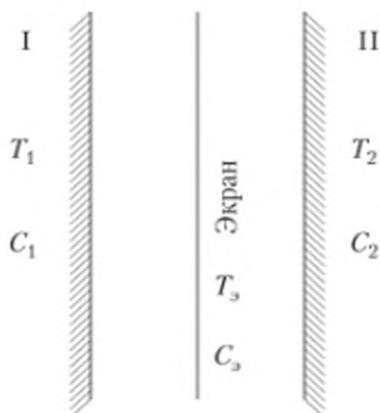


Рис. 10.9. Система плоскопараллельных тел с экраном

Рассмотрим частный случай, когда коэффициенты излучения обеих поверхностей одинаковы: $C_1 = C_2 = C$, а коэффициент излучения для экрана (на каждой из сторон его) равен C_3 .

Тогда по (10.39)

$$C_{13} = \frac{1}{1/C + 1/C_3 - 1/C_0};$$

$$C_{23} = \frac{1}{1/C_3 + 1/C - 1/C_0},$$

т.е. $C_{13} = C_{23} = C'$.

Следовательно,

$$(T_3/100)^4 = 0,5[(T_1/100)^4 + (T_2/100)^4]$$

и

$$q' = q_{13} = q_{23} = 0,5C'[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4]. \quad (10.49)$$

Если бы экран отсутствовал, то поверхностная плотность лучистого потока определялась бы по формуле

$$q = C_{np}[(T_1/100)^4 - (T_2/100)^4], \quad (10.50)$$

где

$$C_{np} = \frac{1}{1/C_1 + 1/C_2 - 1/C_0}.$$

Сравнивая (10.49) и (10.50), заключаем:

$$q' = 0,5qC'/C_{np}.$$

Итак, в общем случае $C_1 = C_2 \neq C_3$ поверхностная плотность результирующего лучистого потока q' зависит не только от количества экранов, но и от соотношения между коэффициентами излучающих поверхностей и экрана.

В случае, когда $C_1 = C_2 = C_3$, имеем $C' = C_{\text{пр}}$ и

$$q' = 0,5q. \quad (10.51)$$

Полученные соотношения выясняют роль экрана: включение одного экрана (при $C_1 = C_2 = C_3$) вызывает уменьшение результирующего лучистого потока в два раза, т.е. с помощью экрана осуществляется защита от излучения.

Формулу (10.51) легко обобщить на n параллельно поставленных экранов:

$$q' = q / (n + 1). \quad (10.52)$$

Контрольные вопросы и задания

1. Какие преобразования энергии происходят при тепловом излучении?
2. Назовите основное преимущество лучистого теплообмена.
3. Что такое диатермичное тело?
4. Какие реальные тела близки к абсолютно черному телу?
5. Какие тела называют серыми?
6. Назовите основные законы излучения.
7. Что устанавливает закон Кирхгофа?
8. Все ли газы способны излучать и поглощать тепловую энергию?
9. Что такое линейчатый спектр поглощения?
10. В чем состоит механизм парникового эффекта?
11. Во сколько раз уменьшается тепловое излучение при установке двух защитных экранов?

Тест

1. Излучение (или радиация) — это перенос теплоты путем ...
 - соприкосновения частиц или их элементов;
 - перемещения элементарных объемов;
 - электромагнитных волн.
2. При попадании теплового потока на абсолютно черное тело поток ...
 - отражается;
 - поглощается полностью;
 - поглощается на 50%;
 - рассеивается;
 - проходит сквозь тело.
3. При повышении температуры происходит перемещение максимальной спектральной излучательности $E_{\theta\lambda_{\text{max}}}$ в область ...
 - более коротких волн;
 - более длинных волн;
 - средних длин волн.
4. Законам серого излучения подчиняются реальные тела, которые ...
 - излучают во всем диапазоне волн;
 - излучают выборочно (селективно), в узком диапазоне длин волн;
 - с одинаковой пропорциональностью по отношению излучения черных тел.

5. Излучательность черного тела пропорциональна его термодинамической температуре в ... степени.

- первой;
- третьей;
- четвертой;
- шестой.

6. Излучают и поглощают лучистую тепловую энергию ...

- все газы;
- двух- и более атомные газы;
- трех- и более атомные газы.

7. Газы излучают тепловую лучистую энергию ...

- поверхностью;
- объемом;
- поверхностью и объемом.

8. Парниковый эффект атмосферных газов в первую очередь обусловлен ...

- их селективной излучательной способностью;
- атмосферным давлением;
- конвективными явлениями в земной атмосфере.

9. Тепловые экраны предназначены для защиты ...

- от теплового потока, возникающего в результате конвективного теплообмена;
- теплового излучения;
- передачи теплоты теплопроводностью.

10. Защитное действие тепловых экранов обусловлено их способностью ... тепловой поток.

- поглощать;
- отражать;
- пропускать.

Глава 11 ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

11.1. Сложный теплообмен. Теплопередача через стенки

Сложный теплообмен. Рассмотренные способы передачи теплоты: теплопроводность, конвекция и излучение — в реальных условиях изолированно встречаются редко. Как правило, передача теплоты осуществляется одновременно посредством двух или трех видов теплообмена. Совокупность этих видов теплообмена называется *сложным теплообменом*. При сложном теплообмене суммарная плотность теплового потока определяется как сумма плотности потока при конвективном теплообмене q_k и плотности потока излучения от движущей среды к стенке q_l :

$$q = q_k + q_l. \quad (11.1)$$

Плотность теплового потока при конвективном теплообмене

$$q_k = \alpha(t - t_{ст}), \quad (11.2)$$

при тепловом излучении

$$q_l = \varepsilon C_0 [(T/100)^4 - (T_{ст}/100)^4], \quad (11.3)$$

где α — коэффициент теплоотдачи конвекцией; t , T — температура жидкости; $t_{ст}$, $T_{ст}$ — температура стенки; ε — приведенный коэффициент черноты; C_0 — коэффициент излучения абсолютно черного тела.

Так как

$$t - t_{ст} = T - T_{ст},$$

то, вынося эту разность за скобки, имеем

$$q = \left\{ \alpha + \varepsilon C_0 \left[\frac{(T/100)^4 - (T_{ст}/100)^4}{T - T_{ст}} \right] \right\} (t - t_{ст}). \quad (11.4)$$

Обозначив

$$\alpha_l = \varepsilon C_0 \left[\frac{(T/100)^4 - (T_{ст}/100)^4}{T - T_{ст}} \right], \quad (11.5)$$

получаем

$$q = (\alpha + \alpha_l)(t - t_{ст}) = \alpha_{\Sigma}(t - t_{ст}), \quad (11.6)$$

где α_l — коэффициент теплоотдачи излучением; α_{Σ} — суммарный коэффициент теплоотдачи.

Если стенка омывается капельной жидкостью, то $\alpha_l = 0$, а $\alpha_{\Sigma} = \alpha_k$.

Теплопередача — передача теплоты от одной жидкости, упругой или капельной, к другой через разделяющую их однослойную или многослойную стенку. Здесь в процесс сложного теплообмена включается еще и перенос теплоты теплопроводностью через стенку.

Количественной характеристикой интенсивности этого сложного процесса служит *коэффициент теплопередачи* k [Вт/(м² · К)], который равен количеству теплоты, переданной через единицу поверхности стенки в единицу времени при разности температур между жидкостями 1 К. Уравнение теплопередачи в этом случае записывается так:

$$\Phi = kA(t_1 - t_2), \quad (11.7)$$

где A — площадь расчетной поверхности теплопередачи; t_1, t_2 — температуры жидкостей, участвующих в передаче.

Теплопередача через плоскую стенку. Рассмотрим однослойную плоскую стенку (рис. 11.1) при ее неограниченных ширине и длине. Пусть такая стенка толщиной δ разделяет две жидкости с разными температурами. От первой жидкости с постоянной более высокой температурой t_1 теплота будет передаваться через разделяющую стенку ко второй жидкости тоже с постоянной, но более низкой температурой t_2 .

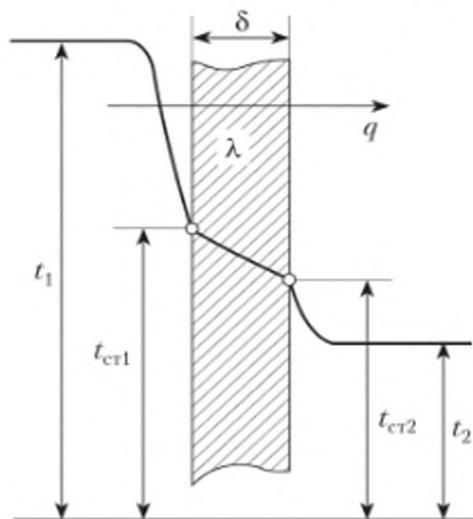


Рис. 11.1. Схема теплопередачи через однослойную плоскую стенку

Определим для рассматриваемого случая поверхностную плотность теплового потока и температуры на поверхности стенки в стационарных условиях теплообмена.

Поверхностную плотность теплового потока, передаваемого от жидкости с более высокой температурой к поверхности стенки путем конвективного теплообмена, в данном случае определяют по формуле

$$q = \alpha_1(t_1 - t_{cr1}), \quad (11.8)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от жидкости с более высокой температурой t_1 к поверхности стенки; t_{cr1} — температура поверхности со стороны теплоотдающей среды.

Поверхностная плотность потока теплоты, прошедшей сквозь стенку теплопроводностью, для стационарного режима равна поверхностной плотности теплового потока от жидкости с более высокой температурой к поверхности стенки:

$$q = \lambda / \delta (t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2}), \quad (11.9)$$

где λ — теплопроводность материала стенки; δ — толщина стенки; $t_{\text{ст}1}$ и $t_{\text{ст}2}$ — температуры на поверхностях стенки;

Поверхностная плотность теплового потока от стенки к жидкости с более низкой температурой t_2 может быть определена по формуле

$$q = \alpha_2 (t_{\text{ст}2} - t_2), \quad (11.10)$$

где α_1 — коэффициент теплоотдачи от стенки к тепловоспринимающей среде; $t_{\text{ст}2}$ — температура поверхности стенки со стороны тепловоспринимающей среды.

Решим записанные уравнения относительно температурных напоров:

$$\left. \begin{aligned} t_1 - t_{\text{ст}1} &= q(1/\alpha_1), \\ t_{\text{ст}1} - t_{\text{ст}2} &= q(\delta/\lambda), \\ t_{\text{ст}2} - t_2 &= q(1/\alpha_2), \end{aligned} \right\} \quad (11.11)$$

а затем их почленно сложим:

$$t_1 - t_2 = q(1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2). \quad (11.12)$$

Отсюда определим значения поверхностной плотности теплового потока:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}, \quad (11.13)$$

и коэффициента теплопередачи:

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \delta/\lambda + 1/\alpha_2}. \quad (11.14)$$

Величину, обратную коэффициенту теплопередачи, называют *полным термическим сопротивлением*, $\text{м}^2 \cdot \text{К}/\text{Вт}$,

$$R_{\text{т}} = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (11.15)$$

Из (11.15) следует, что полное термическое сопротивление равно сумме отдельных, так называемых *частных термических сопротивлений*, а именно термического сопротивления теплоотдачи со стороны жидкости с более высокой температурой ($1/\alpha_1$); термического сопротивления теплопроводности стенки (δ/λ); термического сопротивления теплоотдачи со стороны жидкости с более низкой температурой ($1/\alpha_2$).

Для многослойной (n -слойной) плоской стенки, разделяющей две жидкости с различными температурами, с помощью аналогичных выкладок

получим следующее выражение для определения коэффициента теплопередачи:

$$k = \frac{1}{1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^{i=n} \delta_i/\lambda_i + 1/\alpha_2}. \quad (11.16)$$

Формула (11.15) для многослойной стенки примет вид

$$R_T = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{i=n} (\delta_i/\lambda_i) + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (11.17)$$

где δ_i/λ_i — термические сопротивления i -го слоя.

Для определения температур на гранях n -слойной стенки и на ее границах следует использовать формулы типа (11.11).

Температура на поверхности первого слоя со стороны теплоотдающей среды

$$t_{ct1} = t_1 - q(1/\alpha_1). \quad (11.18)$$

Температура на границе между первым и вторым слоем

$$t_{ct2} = t_1 - q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \delta_1/\lambda_1 \right). \quad (11.19)$$

Температура на границе между i -м и $(i+1)$ -м слоем (i — порядковый номер слоя)

$$t_{ct_{i+1}} = t_1 - q(1/\alpha_1 + \delta_1/\lambda_1 + \dots + \delta_i/\lambda_i). \quad (11.20)$$

Температура на поверхности последнего слоя, соприкасающегося с тепловоспринимающей средой,

$$t_{ct_{n+1}} = t_1 - q \left(1/\alpha_1 + \sum_{i=1}^n \delta_i/\lambda_i \right) = t_2 + q(1/\alpha_2). \quad (11.21)$$

Теплопередача через стенки сложной формы. Приведенный выше метод вывода выражений для определения коэффициента теплопередачи k можно распространить на цилиндрические, оребренные и другие стенки сложной формы. Оставляя выводы за рамками этой книги, запишем уравнение, которое обобщает все встречающиеся на практике случаи:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1(A_1/A)} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i(A_{cti}/A)} + \frac{1}{\alpha_2(A_2/A)}}, \quad (11.22)$$

где A_1, A_2 — площадь поверхности стенки, омываемой горячей и холодной жидкостью соответственно; A — площадь расчетной поверхности теплопередачи, используемая в (11.7); A_{cti} — площадь расчетной поверхности теплопередачи i -й стенки в случае многослойной конструкции; δ_i — толщина i -й стенки.

Важно отметить, что в каждом конкретном случае можно принимать $A = A_1, A = A_2, A = A_{cti}$ и т.д. При этом пропорционально A будет изменяться

значение коэффициента теплопередачи, но произведение kA всегда будет неизменным. Во избежание возможных недоразумений для всех случаев сложных стенок впредь будем указывать, к какой площади поверхности отнесен коэффициент теплопередачи. Рассмотрим основные случаи использования (11.22). Для плоской одно- или многослойной стенки $A_1 = A_2 = A_{\text{ср}} = A$. Очевидно, что при заданных условиях (11.22) преобразуется в (11.16).

Для цилиндрических стенок (труб) итог преобразования (11.22) зависит от того, к какой поверхности цилиндрической стенки, внутренней или наружной, отнесен коэффициент теплопередачи. Принимая, что внутри трубы движется горячая жидкость температурой t_1 , омывая внутреннюю поверхность A_1 (см. рис. 7.7), а наружную поверхность однослойной трубы A_2 омывает холодная жидкость температурой t_2 , запишем выражения для определения площадей:

$$A_1 = \pi d_1 l;$$

$$A_2 = \pi d_2 l,$$

$$A_{\text{ср}} = \frac{A_2 - A_1}{\ln(A_2 / A_1)} = \frac{\pi L(d_2 - d_1)}{\ln(d_2 / d_1)},$$

где d_1, d_2 — соответственно внутренний и наружный диаметры трубы.

Учитывая, что

$$\delta = (d_2 - d_1) / 2,$$

окончательно имеем:

при отнесении коэффициента теплопередачи к внутренней поверхности трубы

$$k_{A_1} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_2}}; \quad (11.23)$$

при отнесении коэффициента теплопередачи к наружной поверхности трубы

$$k_{A_2} = \frac{1}{\frac{d_2}{\alpha_1 d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (11.24)$$

Поскольку $A_2 > A_1$, то $k_{A_1} > k_{A_2}$, но $k_{A_1} A_1 = k_{A_2} A_2$.

Для многослойной цилиндрической стенки (11.23) и (11.24) примут следующий вид:

$$k_{A_1} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{n+1}}}; \quad (11.25)$$

$$k_{A_{n+1}} = \frac{1}{\frac{d_{n+1}}{\alpha_1 d_1} + \frac{d_{n+1}}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (11.26)$$

Здесь d_{n+1} , A_{n+1} — диаметр и площадь наружной поверхности трубы.

Температуру на границе i -го и $(i+1)$ -го слоев многослойной цилиндрической стенки можно определить с помощью одного из следующих уравнений:

$$t_{ct\ i+1} = t_1 - \frac{\Phi}{\pi l} \left(\frac{1}{d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \dots + \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right); \quad (11.27)$$

$$t_{ct\ i+1} = t_2 + \frac{\Phi}{\pi l} \left(\frac{1}{2\lambda_{i+1}} \ln \frac{d_{i+2}}{d_{i+1}} + \dots + \frac{1}{2\lambda_n} \ln \frac{d_{n+1}}{d_n} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}} \right), \quad (11.28)$$

где

$$\Phi = k_{A_1} A_1 (t_1 - t_2) = k_{A_2} A_2 (t_1 - t_2).$$

Рассмотрим уравнения для определения коэффициента теплопередачи в случае применения оребренных труб, изображенных на рис. 9.10. Напомним, что оребрение всегда выполняют со стороны той среды, которая характеризуется наименьшим коэффициентом теплоотдачи. Отношение площади полной поверхности трубы со стороны оребрения A_n к внутренней поверхности трубы $A_{вн} = \pi d_{вн} l$ обозначим $\Omega_{ор}$ — степень оребрения. Тогда, по-прежнему обозначая коэффициент теплоотдачи внутри трубы α_1 , а снаружи (в межтрубном пространстве) — α_2 , при отнесении коэффициента теплопередачи к оребренной поверхности трубы из (11.22) получим

$$k_{A_n} = \frac{1}{\frac{\Omega_{ор}}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \frac{A_n}{A_{ct\ i}} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (11.29)$$

а при отнесении коэффициента теплопередачи к неоребренной внутренней поверхности трубы

$$k_{A_{вн}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \frac{A_{вн}}{A_{ct\ i}} + \frac{1}{\alpha_2 \Omega_{ор}}}. \quad (11.30)$$

Из (11.29) и (11.30) следует, что с ростом степени оребрения, а следовательно, с ростом коэффициента оребрения $\Omega_{ор}$ при неизменном значении $A_{вн}$ коэффициент теплопередачи, отнесенный к оребренной поверхности трубы, уменьшается (A_n при этом растет), а коэффициент теплопередачи, отнесенный к неоребренной внутренней поверхности трубы, увеличивается.

Выражения (11.29) и (11.30) применимы для оребренных конструкций любой формы, но при этом необходимо коэффициент теплоотдачи со стороны оребрения (наименьший из коэффициентов теплоотдачи) обозначать α_2 , а со стороны неоребренной поверхности — α_1 . В этом случае степень оребрения $\Omega_{ор}$ представляет собой отношение площади полной поверхности со стороны оребрения к площади неоребренной поверхности, омываемой другим теплоносителем.

11.2. Тепловая изоляция. Критический диаметр изоляции

Для снижения тепловых потерь в окружающую среду необходимо увеличение полного термического сопротивления нагретого тела. Чаще всего это достигается путем нанесения на нагретую поверхность слоя тепловой изоляции. В качестве таковой применяют материалы с низким значением теплопроводности и достаточно стабильными другими физическими характеристиками.

Теплоизоляционные материалы изготавливают из органического и неорганического сырья. К сырью органического происхождения относятся шерсть, хлопок, древесина и т.д., к неорганическому сырью — асбест, шлак, глина и т.д. В судовой практике в качестве теплоизоляционных материалов наиболее распространены пробка, стекловойлок, стеклянная и шлаковая вата, минора, пенопласты, асбодревесные плиты, винидур и др.

Исследуем влияние материала и толщины наружного диаметра изоляции на полное термическое сопротивление и тепловые потери изолированного трубопровода. С этой целью рассмотрим цилиндрическую трубу, покрытую по внешней поверхности однослойной тепловой изоляцией. Полное термическое сопротивление такой двухслойной цилиндрической стенки при отнесении коэффициента теплопередачи, скажем, к ее внутренней поверхности, будет

$$R_{\text{т.из}} = \frac{1}{k_{(A_1)}} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{d_{\text{из}}}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}}. \quad (11.31)$$

Считаются заданными все значения величин, входящих в выражение термического сопротивления, кроме внешнего диаметра изоляции $d_{\text{из}}$, который при известном значении внешнего диаметра d_2 самой трубы определяет толщину изоляции. С увеличением диаметра $d_{\text{из}}$ увеличивается местное термическое сопротивление слоя изоляции

$$\frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}}} \ln \frac{d_{\text{из}}}{d_2},$$

но одновременно уменьшается местное термическое сопротивление теплоотдачи $d_1 / (\alpha_2 d_{\text{из}})$.

Чтобы выяснить влияние наружного диаметра изоляции (а следовательно, и толщины изоляции) на полное термическое сопротивление трубы, возьмем первую производную от правой части (11.31) по $d_{\text{из}}$ и приравняем ее нулю:

$$\frac{\partial R_{\text{т.из}}}{\partial d_{\text{из}}} = \frac{d_1}{d_{\text{из}}} \left(\frac{1}{2\lambda_{\text{из}}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{\text{из}}} \right) = \frac{d_1}{2\lambda_{\text{из}} d_{\text{из}}} - \frac{d_1}{\alpha_2 d_{\text{из}}^2} = 0. \quad (11.32)$$

Производная $\partial R_{\text{т.из}} / \partial d_{\text{из}}$ обращается в нуль при некотором критическом диаметре $d_{\text{кр}}$, при котором термическое сопротивление цилиндрической стенки проходит через экстремальное значение:

$$\frac{1}{2\lambda_{\text{из}}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{\text{из}}} = 0, \quad (11.33)$$

или

$$d_{кр} = d_{из} = 2\lambda_{из} / \alpha_2. \quad (11.34)$$

Поскольку вторая производная от $R_{т,из}$ больше нуля:

$$\left(\frac{\partial R_{т,из}}{\partial d_{из}^2} \right) d_{кр} = \left(\frac{2d_1}{\alpha_2 d_{из}^3} - \frac{d_1}{2\lambda_{из} d_{из}^2} \right) = \frac{d_1 \alpha_2^2}{8\lambda_{из}^3} > 0,$$

то критический диаметр соответствует минимальному термическому сопротивлению и максимуму теплового потока, а следовательно, и максимуму плотности теплового потока.

Из (11.34) следует, что критический диаметр изоляции $d_{кр}$ не зависит от наружного или внутреннего диаметров трубопровода, толщины изоляции $\delta_{из}$ и коэффициента теплоотдачи α_1 (от жидкости или газа к внутренней стенке трубы), а зависит только от теплопроводности изоляции $\lambda_{из}$ и коэффициента теплоотдачи α_2 (от внешней поверхности изоляции к окружающей среде).

Разность между термическим сопротивлением неизолированной трубы R_t и термическим сопротивлением трубы, покрытой изоляцией,

$$R_t - R_{т,из} = \frac{d_1}{\alpha_2 d_2} - \left[\frac{d_1}{2\lambda_{из}} \ln \frac{d_{из}}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{из}} \right]. \quad (11.35)$$

Если $R_t = R_{т,из}$, то поверхностная плотность потока теплоты во внешнюю среду будет одинакова у изолированной и неизолированной труб. Если $R_t > R_{т,из}$, то наличие изоляции приводит к увеличению тепловых потерь в окружающую среду. Наконец, если $R_t < R_{т,из}$, то наличие изоляции приводит к уменьшению тепловых потерь в окружающую среду.

Остановимся несколько подробнее на зависимости тепловых потерь трубопровода от толщины изоляции $d_{из}$ и ее количества, определяемого теплопроводностью $\lambda_{из}$. Если $d_2 < d_{кр}$, то при наложении последовательных слоев изоляции толщина ее будет увеличиваться и, наконец, диаметр изолированного трубопровода достигнет значения

$$d_{кр} = 2\lambda_{из} / \alpha_2.$$

В этом случае по мере увеличения толщины изоляции до значения $d_{кр}$ тепловые потери будут расти, превышая тепловые потери неизолированного трубопровода. При дальнейшем увеличении толщины изоляции ($d_{из} > d_{кр}$) тепловые потери будут уменьшаться. На рис. 11.2 показана зависимость тепловых потерь наружного диаметра изоляции $d_{из}$ для случая $d_2 < d_{кр}$ (кривая *a*).

Если $d_2 > d_{кр}$, то при любой толщине изоляции диаметр $d_{из}$ никогда не окажется равным $d_{кр}$ и всегда $d_{из} > d_{кр}$. В этом случае применение изоляции (с данным значением $\lambda_{из}$) любой толщины обеспечит уменьшение тепловых потерь; чем больше толщина изоляции, тем меньше тепловые потери (см. кривую *b* на рис. 11.2).

Коэффициент теплоотдачи α_2 для трубопроводов, проложенных в закрытых помещениях (при $t_{ст2} = 0 \div 150^\circ\text{C}$), можно приближенно определить по формуле

$$\alpha_2 = 9,8 + 0,07(t_{ст2} - t_2). \quad (11.36)$$

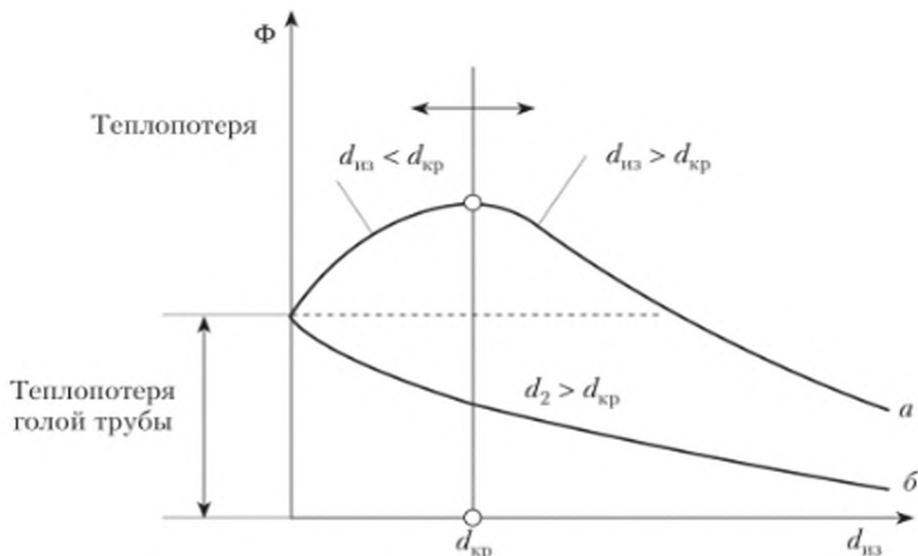


Рис. 11.2. Зависимость тепловых потерь с поверхности изолированного трубопровода от диаметра изоляции

Таким образом, при одинаковом значении коэффициента теплоотдачи величина критического диаметра трубы будет определяться качеством выбранного изоляционного материала. Так, например, бетонная изоляция ($\lambda = 1,28 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) будет эффективна только для труб при внешнем диаметре более 250 мм. Для асбестовой изоляции ($\lambda = 0,11 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$) внешний диаметр трубы должен быть более 22 мм. Изоляция труб меньшего диаметра этими материалами приводит к росту потерь теплоты.

Кроме того, следует учитывать, что значение критического диаметра изоляции может меняться. Так, повышение влажности изоляции приводит к увеличению ее теплопроводности, что обуславливает увеличение значения критического диаметра и рост тепловых потерь.

Контрольные вопросы и задания

1. Что называется процессом теплопередачи?
2. Что является качественной характеристикой процесса теплопередачи?
3. Какие величины задаются при граничных условиях третьего рода для процесса теплопередачи через стенку?
4. В чем разница между коэффициентами теплоотдачи и теплопередачи?
5. Запишите формулу коэффициента теплопередачи для многослойной плоской стенки.
6. Какая величина называется полным термическим сопротивлением?
7. Проанализируйте формулу коэффициента теплопередачи для однослойной плоской стенки с целью определения путей его увеличения (повышения интенсивности теплообмена).
8. Какие материалы используют для теплоизоляции?
9. От чего зависит критический диаметр изоляции?
10. К чему может привести использование увлажненного изоляционного материала?

Тест

1. Теплопередачей называют сложный совместный перенос теплоты ...
 - от среды к стенке;
 - от стенки к среде;
 - от одной среды к другой через разделяющую их стенку.
2. Тепловую изоляцию плоских ограждений (стенок) можно увеличить за счет ...
 - нанесения на них материала с большей теплопроводностью;
 - нанесения материала с меньшей теплопроводностью;
 - увеличения скорости омывания конвективным потоком;
 - установки теплового экрана.
3. Термодинамическое сопротивление теплопроводности цилиндрических стенок определяется ...
 - теплопроводностью материала стенок;
 - кривизной поверхности стенок;
 - обоими вышеназванными факторами.
4. Коэффициент теплопередачи через ограждение определяется ...
 - теплоотдачей сред, омывающих стенку;
 - теплопроводностью материала стенок и изоляции;
 - совместным влиянием термических сопротивлений, теплопередачи сред и теплопроводности стенок.
5. Критическим диаметром изоляции называют диаметр, при котором ...
 - минимальна величина теплового потока;
 - минимальна толщина изоляции;
 - минимально суммарное термическое сопротивление изоляции.
6. Критический диаметр изоляции при постоянном коэффициенте теплоотдачи от изоляции к омывающей среде зависит ...
 - от наружного диаметра изолируемой трубы;
 - материала изоляции;
 - температуры изолируемой трубы.
7. В случае увеличения влажности изоляционных материалов их теплопроводность ...
 - увеличивается;
 - уменьшается;
 - остается неизменной.
8. Конвективным теплообменом называют совместный перенос теплоты ...
 - теплопроводностью и излучением;
 - теплопроводностью и конвекцией;
 - конвекцией и излучением.
9. Конвекция — это перенос теплоты путем ...
 - соприкосновения частиц тел или их элементов;
 - перемещения элементарных объемов;
 - электромагнитных волн.
10. Для увеличения интенсивности теплообмена в случае значительного различия значений коэффициентов теплоотдачи α_1 и α_2 ребрение устанавливается ...
 - с наружной поверхности трубы;
 - с внутренней поверхности трубы;
 - со стороны теплоносителя с большим коэффициентом теплоотдачи;
 - со стороны теплоносителя с меньшим коэффициентом теплоотдачи.

Глава 12

ТЕПЛООБМЕННЫЕ АППАРАТЫ

12.1. Типы теплообменных аппаратов

Теплообменными аппаратами (ТА) называются устройства, предназначенные для передачи теплоты от среды с более высокой температурой (теплоотдающей) к среде с более низкой температурой (тепловоспринимающей). Движущиеся среды, участвующие в процессе теплообмена, называются *теплоносителями*.

По способу передачи теплоты ТА делятся на рекуперативные, регенеративные и контактные.

Рекуперативными аппаратами (рекуператорами) называют такие ТА, в которых теплота от одного теплоносителя другому передается через разделяющую их стенку (поверхность теплообмена). Такие аппараты являются наиболее распространенными.

В *регенеративных* аппаратах (регенераторах) одна и та же теплообменная поверхность поочередно омывается теплоотдающим и тепловоспринимающим теплоносителями.

Обе группы указанных теплообменных аппаратов относятся к категории поверхностных теплообменников, так как в них имеются поверхности теплообмена, отдающие или воспринимающие теплоту. В рекуператорах это поверхность, разделяющая теплоносители, а в регенераторах — поверхность тех тел (насадки), которые аккумулируют тепловую энергию, а затем отдают ее.

В *контактных* теплообменных аппаратах (градирнях, скрубберах, смесительных, барботажных и других аппаратах) перенос теплоты осуществляется при непосредственном контакте теплоносителей. При этом процесс теплопереноса сопровождается частичным или полным смешением теплоносителей (массопереносом). Принцип действия контактных (смесительных) ТА наглядно иллюстрирует бытовой кран-смеситель холодной и горячей воды.

По характеру теплового режима различают аппараты со *стационарными* и *нестационарными* процессами переноса теплоты. В регенераторах происходят нестационарные процессы аккумуляции теплоты насадкой при омывании ее теплоотдающим теплоносителем с последующей передачей теплоты от насадки к тепловоспринимающему теплоносителю.

Наиболее распространенными являются рекуперативные ТА, которые работают в установившемся тепловом режиме. Ограничимся их рассмотрением, опуская в дальнейшем признаки способа передачи теплоты и характера теплового режима.

По назначению рекуперативные ТА подразделяют на *охладители, нагреватели, конденсаторы, испарители, выпарные аппараты и кристаллизаторы* и пр.

По характеру движения теплоносителей выделяют ТА с *естественной и принудительной циркуляцией*, а также с *движением теплоносителя под действием полей массовых сил*, например, силы тяжести. Аппаратами с естественной циркуляцией являются некоторые конструкции паровых и водогрейных котлов, аппараты со свободным движением теплоносителя — это конденсаторы, паровые подогреватели нефтепродуктов и некоторые виды контактных теплообменников. К теплообменным аппаратам с принудительной циркуляцией относятся аппараты с вынужденным движением теплоносителей в каналах.

По роду теплоносителя ТА различают *газовые, газожидкостные и жидкостные* аппараты.

По типу поверхности выделяют *трубчатые* ТА и аппараты, теплопередающая поверхность которых выполнена из *листового материала* или *металлической ленты*. В трубчатых ТА используют гладкие прямые и змеевиковые трубы, а также трубы с оребрением. К теплообменным аппаратам с поверхностью из листового материала относят спиральные, пластинчатые и пластинчато-ребристые теплообменники.

Трубчатые ТА являются традиционными для энергетических установок, широко распространенных в энергетической отрасли. Тем не менее в последнее время все более широкое применение стали находить пластинчатые и пластинчато-ребристые теплообменники. Все приведенные ниже теоретические положения справедливы для ТА с любым типом теплообменной поверхности, однако ограничимся рассмотрением только трубчатых ТА как наиболее распространенных.

По типу кожуха различают *коробчатые* и *кожухотрубные* аппараты. У первых из них вертикально или горизонтально ориентированный трубный пучок расположен в кожухе (корпусе) коробчатого типа. В кожухотрубных аппаратах кожух выполнен в виде цилиндрической обечайки. Кроме того, существуют теплообменные аппараты, не имеющие кожуха.

Кожухотрубные аппараты монтируют вертикально, горизонтально или с наклоном к горизонтальной плоскости, и это необходимо учитывать при расчете теплоотдачи в трубах и каналах ТА.

Схемы теплообменных аппаратов некоторых типов представлены на рис. 12.1.

12.2. Схемы тока теплоносителей

Схемой тока называют схему взаимного движения теплоносителей в теплообменных аппаратах.

Противоток — так называют схему тока (рис. 12.2, а), когда теплоносители, омывая разделяющую их стенку, движутся параллельно навстречу один другому. С точки зрения передачи теплоты противоток является самой эффективной схемой тока.

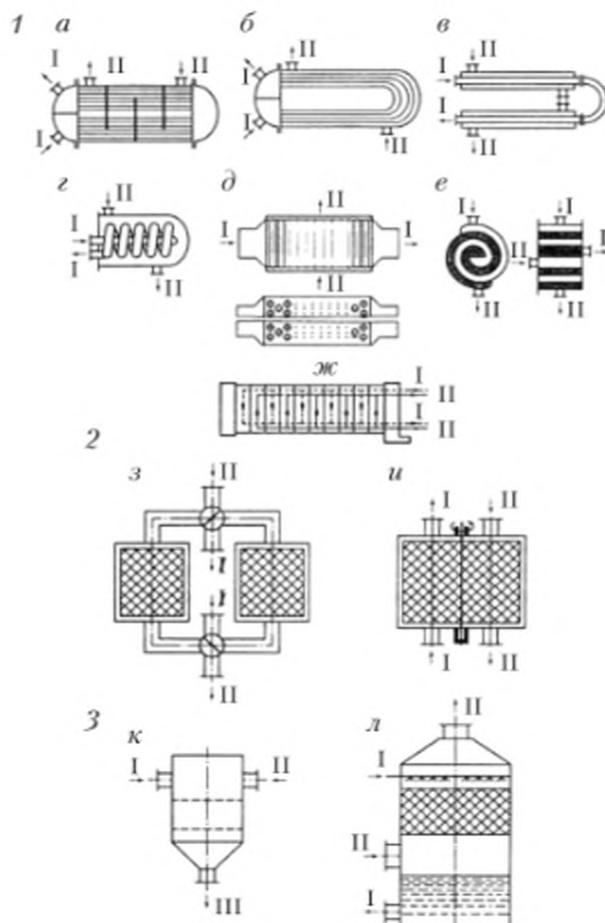


Рис. 12.1. Типы теплообменных аппаратов по способу передачи теплоты:
 1 — рекуперативные: а, б — кожухотрубные; в — секционный типа «труба в трубе»;
 з — змеевиковый; д — коробчатый; е — спиральный; ж — пластинчатый;
 2 — регенеративные: з — с неподвижной насадкой; и — с подвижной насадкой;
 3 — контактные: к — смешительный; л — насадочный;
 I — теплоотдающий теплоноситель; II — тепловоспринимающий теплоноситель;
 III — смесь теплоносителей

Прямоток — схема тока, при которой теплоносители также движутся параллельно, но в одном и том же направлении (рис. 12.2, б). С точки зрения передачи теплоты прямоток является самой неэффективной схемой тока.

Перекрестный ток — это такая схема тока (см. рис. 12.2, в), при которой теплоносители, омывая разделяющую их стенку, движутся во взаимно перпендикулярных направлениях.

Смешанный (реверсивный) ток. Если число трубных ходов больше двух, что достигается установкой специальных перегородок в полостях крышек или продольных перегородок в межтрубном пространстве, то полагают, что в ТА реализован смешанный (реверсивный) ток (рис. 12.2, з). При этом теплоноситель, движущийся в трубах, «выполняет реверс» и возвращается к месту входа в ТА.

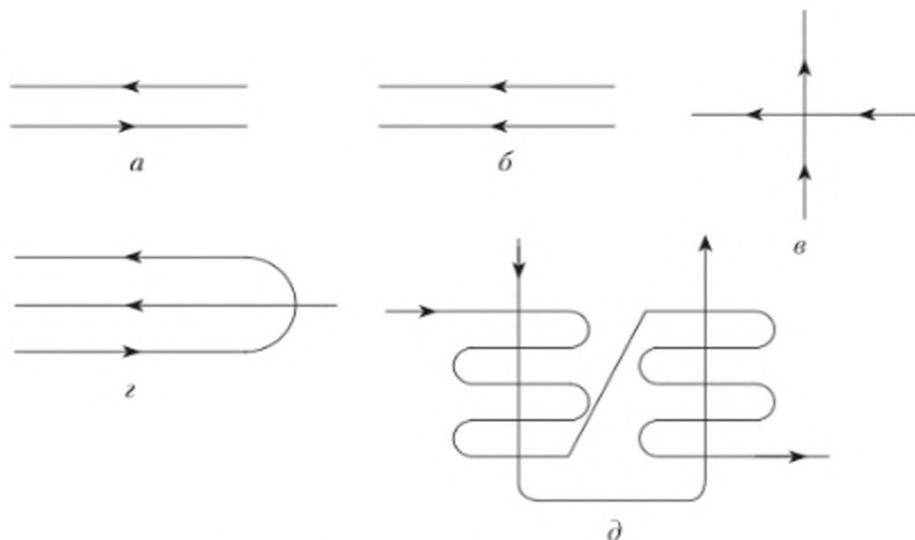


Рис. 12.2. Схемы движения теплоносителей

Ходом называется участок поверхности теплообмена, в пределах которого весь расход теплоносителя движется в одном направлении.

Сложный ток представляет собой произвольную комбинацию прямого тока, противотока, смешанного и перекрестного токов.

В общем случае при выборе схемы движения теплоносителей стараются добиться приблизительно одинаковой разности между температурами теплоносителей по всей поверхности теплообмена.

12.3. Тепловой баланс теплообменного аппарата

Основу теплового расчета поверхностного теплообменного аппарата составляют уравнение теплового баланса и уравнение теплопередачи.

При отсутствии тепловых потерь в окружающую среду тепловой поток от теплоотдающего теплоносителя Φ_1 равен тепловому потоку к тепловоспринимающему теплоносителю Φ_2 ($\Phi_1 = \Phi_2 = \Phi$) — таков физический смысл уравнения теплового баланса:

$$\Phi = m_{\tau 1} c_{pm1} (t_1' - t_1'') = m_{\tau 2} c_{pm2} (t_2'' - t_2') \quad (12.1)$$

или

$$\Phi = m_{\tau 1} (i_1' - i_1'') = m_{\tau 2} (i_2'' - i_2'), \quad (12.2)$$

где Φ — тепловой поток, Вт; m_{τ} — массовый расход жидкости, кг/с; c_{pm} — средняя удельная массовая теплоемкость теплоносителя при постоянном давлении, Дж/(кг · К); t — температура теплоносителей, °С; i — удельная энтальпия теплоносителя, Дж/кг.

Нижним индексом 1 отмечены величины, относящиеся к теплоотдающему теплоносителю, 2 — к тепловоспринимающему. Верхним индексом

«штрих» (') помечены температуры и удельные энтальпии теплоносителей при входе в теплообменный аппарат; «двойной штрих» (") — те же параметры теплоносителей при выходе из аппарата.

Обозначим произведение массового расхода жидкости на среднюю удельную теплоемкость $W = m_{\tau} c_{pm}$ и изменения температур теплоносителей $\Delta t_1 = t'_1 - t''_1$ и $\Delta t_2 = t''_2 - t'_2$ — соответственно теплоотдающего и тепловоспринимающего. Величину W , кДж/К, называют *условным эквивалентом* или *полной теплоемкостью массового расхода*¹. Тогда уравнение теплового баланса (12.1) можно записать так:

$$W_1 \Delta t_1 = W_2 \Delta t_2. \quad (12.3)$$

Из (12.3) следует

$$\Delta t_1 / \Delta t_2 = W_2 / W_1. \quad (12.4)$$

Из (12.4) получаем, что *изменения температур жидкостей обратно пропорциональны произведениям их массовых расходов на удельные теплоемкости*.

Введем обозначения для разностей удельных энтальпий жидкостей:

$$\Delta i_1 = i'_1 - i''_1 \text{ и } \Delta i_2 = i''_2 - i'_2.$$

Тогда уравнение теплового баланса (12.2) можно записать так:

$$m_{\tau 1} \Delta i_1 = m_{\tau 2} \Delta i_2. \quad (12.5)$$

Из (12.5) следует

$$\Delta i_1 / \Delta i_2 = W_2 / W_1, \quad (12.6)$$

т.е. изменения удельных энтальпий теплоносителей обратно пропорциональны их условным эквивалентам.

Уравнения (12.1), (12.3) и (12.4) можно применять только в случае отсутствия фазовых превращений (кипения, конденсации) одного или обоих теплоносителей в теплообменном аппарате, а уравнения (12.2), (12.5) и (12.6) — для всех случаев теплообмена при наличии или отсутствии фазовых превращений жидкости.

На рис. 12.3 показаны характерные кривые изменения температур жидкостей при движении их вдоль поверхности нагрева площадью A в зависимости от отношения W_1 / W_2 для прямотока и противотока.

В соответствии с формулой (12.4) наибольшее изменение температуры Δt происходит у того теплоносителя, у которого произведение массового расхода на удельную теплоемкость $m_{\tau} c_{pm}$ меньше.

¹ Прежнее название, когда теплоемкость для воды в устаревших единицах измерения равнялась 1 ккал/(кг · °С), — *водяной эквивалент*, поскольку W численно равнялось эквивалентному расходу воды, имеющему ту же полную теплоемкость, что и расход рассматриваемого теплоносителя теплоемкостью c_{pm} .

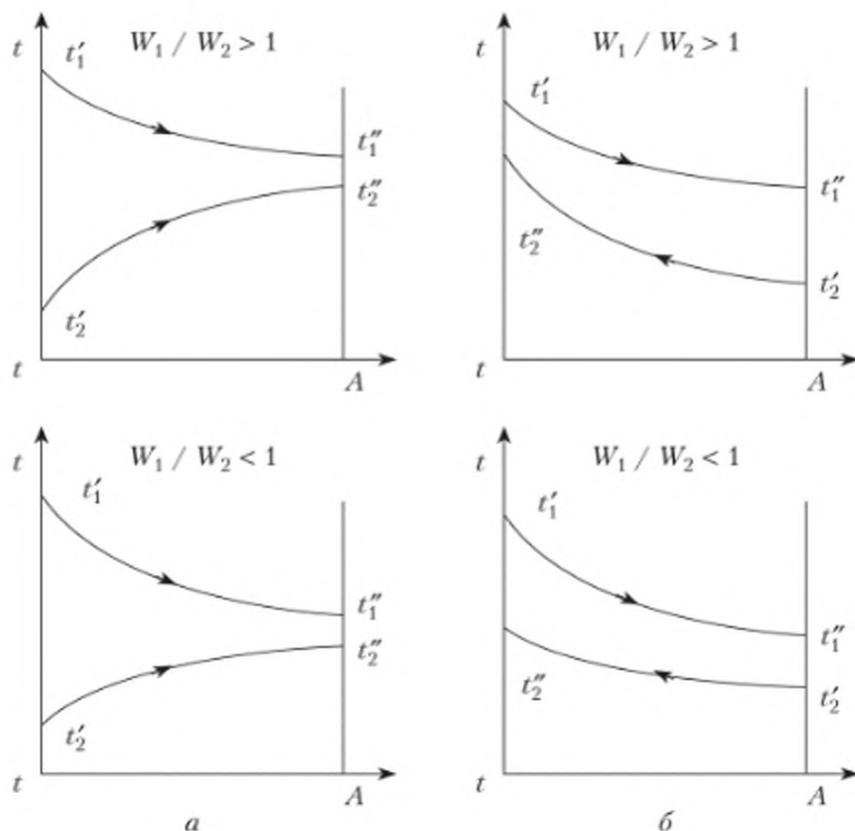


Рис. 12.3. Изменение температур при различных схемах движения теплоносителей: а – прямоток; б – противоток

12.4. Температурный напор

Уравнение теплопередачи для теплообменного аппарата

$$\Phi = kA\Delta t_{\text{ср}}, \quad (12.7)$$

где Φ – тепловой поток от теплоотдающего к тепловоспринимающему теплоносителю через разделяющую их стенку, Вт; k – коэффициент теплопередачи, Вт/(м² · К); A – площадь поверхности теплообмена, м²; $\Delta t_{\text{ср}}$ – средняя разность температур теплоносителей, называемая температурным напором и зависящая от их начальных и конечных температур и схемы теплообмена (прямоточной, противоточной, перекрестной, смешанной и др.).

Рассмотрим, как изменяется температурный напор $\Delta t_{\text{ср}}$ для общего случая теплопередачи, когда температура теплоносителей меняется вдоль поверхности теплового обмена.

На рис. 12.4 показано изменение температуры теплоносителей в теплообменном аппарате, работающем в стационарном режиме по схеме противотока (рис. 12.4, а) или прямотока (рис. 12.4, б).

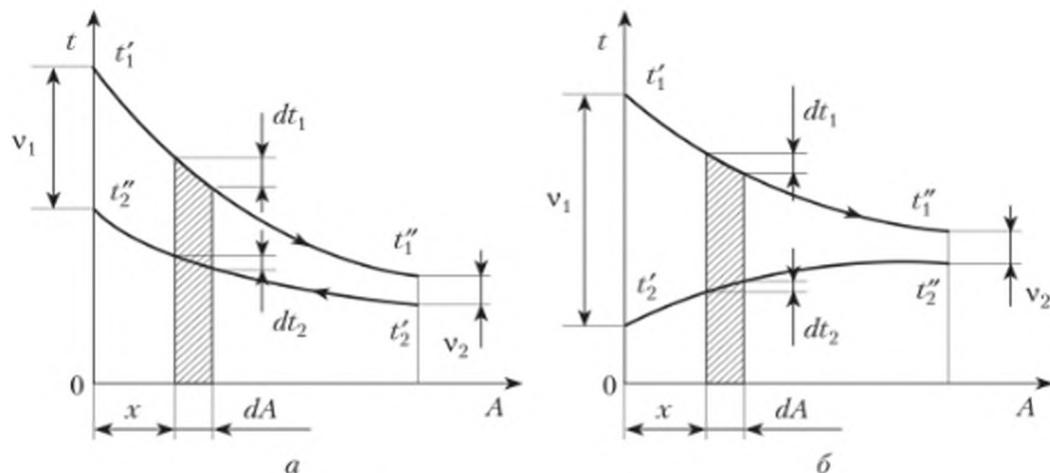


Рис. 12.4. Расчетные схемы для определения температурного напора

В случае противотока расчетная формула для определения средней разности температур Δt_{cp} имеет вид

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{v_1 - v_2}{\ln \frac{v_1}{v_2}}, \quad (12.8)$$

где v_1, v_2 — температурные напоры между теплоносителями для противотока;

$$v_1 = t_1' - t_2'';$$

$$v_2 = t_1'' - t_2'.$$

В случае прямотока порядок вывода и окончательное выражение для Δt_{cp} остаются прежними, но при этом

$$v_1 = t_1' - t_2';$$

$$v_2 = t_1'' - t_2''.$$

Таким образом, при переменных температурах жидкостей для расчета теплопередачи вместо (11.7) следует применять (12.7), определяя температурный напор (среднюю разность температур) Δt_{cp} по (12.8).

Величина Δt_{cp} , определяемая по (12.8), называется *среднелогарифмической разностью температур* или *среднелогарифмическим температурным напором*.

Часто формулу (12.8) записывают в следующем виде:

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{v_6 - v_m}{\ln \frac{v_6}{v_m}}, \quad (12.9)$$

где v_6 и v_m — соответственно наибольший и наименьший температурные напоры между теплоносителями.

Если температура одного из теплоносителей в пределах поверхности теплообмена остается постоянной (рис. 12.5) и равной температуре t_s фазового превращения (испарения, конденсации), то среднелогарифмический температурный напор определяют по формуле

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{t' - t_s}{\ln \frac{t' - t_s}{t'' - t_s}}, \quad (12.10)$$

где t' и t'' — температуры теплоносителя с изменяющейся температурой на входе в ТА и на выходе из него.

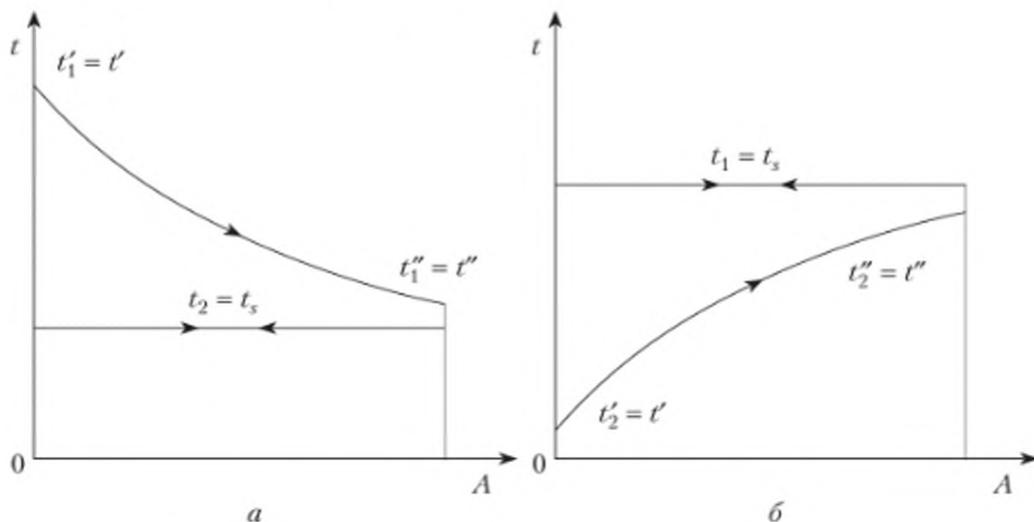


Рис. 12.5. Изменение температур теплоносителей при фазовых превращениях

При $\Delta t_6 / \Delta t_m < 1,7$ температурный напор с достаточной степенью точности может быть заменен среднеарифметической разностью температур:

$$\Delta t_{\text{cp}} = 0,5(\Delta t_6 + \Delta t_m). \quad (12.11)$$

При любых значениях температуры и любых значениях произведений массового расхода на удельную теплоемкость $m_t c_{pm}$ *наибольший возможный температурный напор Δt_{cp} достигается при использовании противоточной схемы и наименьший напор — при прямотоке* (при прочих равных условиях), в связи с чем при проектировании теплообменных аппаратов рекомендуется применение противоточной схемы. Однако при этом необходимо учитывать, что при противотоке поверхность теплообмена на ее начальном участке находится в худших температурных условиях, чем при прямотоке, так как этот участок омывается жидкостями, имеющими наибольшие температуры t'_1 и t''_2 . По этой причине (а иногда по конструктивным соображениям) в некоторых случаях применяют прямоточную схему или сложную, подобную изображенной на рис. 12.2, з (например, в пароперегревателях с высокой температурой перегретого пара).

Среднелогарифмический температурный напор для любой смешанной схемы движения теплоносителей всегда меньше, чем при противотоке, и больше, чем при прямотоке.

При перекрестной схеме и сложных схемах движения теплоносителей задача нахождения среднего температурного напора решается при помощи достаточно громоздких математических выражений, используемых только при расчете ТА на ЭВМ. При ручном расчете обычно используют упрощающие расчет графики.

Для любой схемы теплообмена можно написать

$$\Delta t_{\text{ср}} = \epsilon_{\Delta t} (\Delta t_{\text{ср}})_{\text{прот}}, \quad (12.12)$$

где $\epsilon_{\Delta t}$ — поправочный коэффициент, меньший единицы, выбираемый из графика.

Значение $\epsilon_{\Delta t}$ можно представить как функцию двух безразмерных параметров P и R :

$$P = \frac{t_2'' - t_2'}{t_1' - t_2'} = \frac{\Delta t_2}{\Delta t'}, \quad (12.13)$$

$$R = \frac{t_1' - t_2'}{t_2'' - t_2'} = \frac{\Delta t_1}{\Delta t_2}. \quad (12.14)$$

Разности температур Δt_1 , Δt_2 и $\Delta t'$ приведены на рис. 12.6.

Таким образом, расчет сложных схем можно свести к определению $(\Delta t_{\text{ср}})_{\text{прот}}$ по (12.8) и поправочного коэффициента $\epsilon_{\Delta t}$ по графику в зависимости от значений P и R .

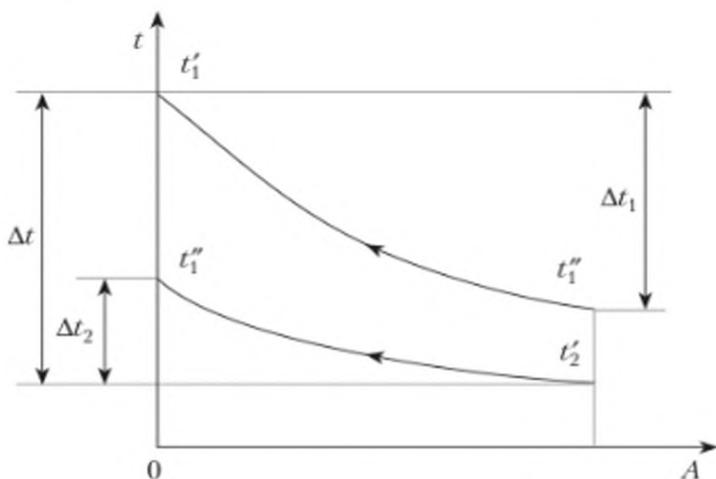


Рис. 12.6. К расчету значений P и R

На рис. 12.7 представлен график функции $\epsilon_{\Delta t} = f(P, R)$ для перекрестной схемы движения, когда одна из жидкостей движется перпендикулярно пучку параллельных труб, внутри которых движется вторая жидкость. Графики $\epsilon_{\Delta t} = f(P, R)$ для часто встречающихся сложных схем приведены в специальной литературе.

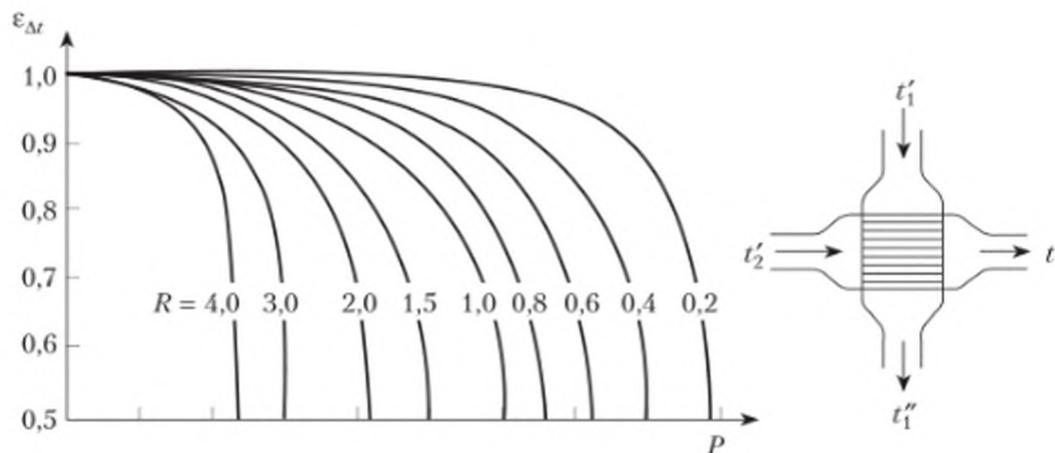


Рис. 12.7. К определению значения поправочного коэффициента $\epsilon_{\Delta t}$

В основное уравнение теплопередачи (12.7) входит коэффициент теплопередачи k , вычисление которого производится в соответствии с изложенным в параграфе 11.1. Обычно при расчете теплообменных аппаратов считают $k = \text{const}$, поскольку коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 определяют по средней температуре жидкости или по средней температуре стенки. Для жидкости с большим значением W среднюю температуру потока $t_{\text{пот}1}$ принимают как среднеарифметическую из крайних (концевых) значений, а для жидкости с меньшим значением W среднюю температуру $t_{\text{пот}2}$ рассчитывают по формуле

$$t_{\text{пот}2} = t_{\text{пот}1} \pm \Delta t_{\text{ср}}. \quad (12.15)$$

12.5. Тепловые расчеты теплообменных аппаратов

По назначению расчеты ТА подразделяются на конструкторские, проектные, проектно-конструкторские, поверочные, проектно-поверочные и исследовательские.

Конструкторские расчеты проводят на базе определенной технологической программы специализированных предприятий по производству ТА с использованием заранее разработанных каталогов основных деталей. В соответствии с этими документами и заданным типом ТА выбирают конструктивные размеры основных деталей и рассчитывают их прочность. Иногда к категории конструкторских относят расчеты количества труб в трубных ходах, рабочих длин труб (между трубными решетками), а также некоторые другие расчеты, уточняющие конструкцию ТА.

Проектные расчеты имеют целью определение поверхности теплопередачи A при заданных энергетических параметрах. Как правило, проектные расчеты ориентированы на использование стандартизованных конструкций. Наиболее трудоемкими частями проектного расчета являются определение коэффициента теплопередачи, среднего температурного напора и потерь давления (гидродинамический расчет).

Проектно-конструкторский расчет отличается от проектного тем, что объектом расчета является нестандартный ТА.

При *поверочном расчете* исходными данными являются тип ТА, все его конструктивные размеры, расходы теплоносителей, а также любая пара температур t'_1, t''_1, t'_2, t''_2 . Целью расчета является определение неизвестных конечных температур и характеристик теплообменника.

Проектно-поверочный расчет включает в себя проектный или проектно-конструкторский и полный поверочный расчеты. Обычно при проектном расчете округляют размеры до нормализованных величин и вводят некоторый запас теплообменной поверхности, а это приводит к отличию расчетной поверхности теплопередачи от действительно необходимой. Поэтому задачей окончательного поверочного расчета является корректировка конечных температур или расходов теплоносителей и количества передаваемой теплоты.

Целью *исследовательских расчетов* является оптимизация термодинамических, энергетических, конструктивных или экономических показателей ТА, корректировка расчетных уравнений по экспериментальным данным, проверка тех или иных зависимостей, выявление влияния различных физических величин, а также условий эксплуатации на характеристики ТА или исследуемые величины и т.п.

Как правило, при проведении расчетных исследований выполняют десятки и сотни отдельных расчетов, объединенных специальным планом, разработанным на базе математической теории планирования эксперимента.

Проектный расчет. Рассмотрим совокупность вычислительных операций, необходимых для конструирования нового ТА и определения его характеристик.

В состав исходных данных обычно входят следующие величины:

- температуры теплоносителей t'_1, t''_1, t'_2, t''_2 (температуры t''_1 или t''_2 могут быть не заданы);
- расходы теплоносителей $m_{\tau 1}$ и $m_{\tau 2}$ и их давления (если теплоноситель — газ);
- размеры каналов для прохода теплоносителей, которые если не заданы, то определяются при эскизной проработке пучка;
- допустимые потери давления Δp_1^* и Δp_2^* , допустимые скорости движения теплоносителей, геометрические размеры труб или пластин;
- плотность и теплопроводность материала труб или других элементов теплопередающей поверхности;
- число ходов теплоносителя в трубах, коэффициенты запаса.

Проектный расчет выполняют в такой последовательности:

- 1) определяют недостающие исходные данные, например t''_1 или t''_2 и т.п.;
- 2) рассчитывают поверхность теплопередачи (прямой расчет);
- 3) выполняют гидродинамический расчет (определение потерь давления);
- 4) рассчитывают тепловые, энергетические, массовые, объемные и другие показатели эффективности ТА.

При прямом расчете:

1) рассчитывают геометрические характеристики теплопередающей поверхности, необходимые для расчета коэффициентов теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k , а также проходные сечения;

2) определяют теплофизические свойства теплоносителей при определяющих температурах t_1 и t_2 по таблицам или с помощью уравнений, аппроксимирующих данные этих таблиц;

3) находят коэффициенты теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k ;

4) определяют средний температурный напор Δt_{cp} ;

5) рассчитывают требуемую поверхность теплопередачи по уравнению

$$A = \Phi / (k\Delta t_{cp}),$$

где

$$\Phi = W_1(t'_1 - t''_1) = W_2(t''_2 - t'_2);$$

6) увеличивают A с учетом коэффициентов запаса, определяют линейные размеры теплопередающей поверхности, число рядов труб или перегородок и т.п.

Поверочный расчет. Алгоритм поверочного расчета, так же как алгоритм проектного расчета, не привязан к конкретной конструкции ТА и поэтому недостаточно детализирован.

Главное отличие поверочного расчета от проектного по структуре заключается в замене прямого расчета, имеющего целью определение площади поверхности теплопередачи A , обратным расчетом, целью которого является определение неизвестных концевых температур уже спроектированной или даже изготовленной конструкции. Поэтому по сравнению с проектным расчетом изменяется и состав исходных данных, в число которых могут быть включены следующие величины:

- две температуры из t'_1 , t''_1 , t'_2 , t''_2 ;
- расходы теплоносителей $m_{т1}$, $m_{т2}$ и их давления; одни из расходов, например $m_{т2}$, может быть и не задан;
- все линейные и габаритные размеры трубного пучка, труб, каналов, число рядов труб, число перегородок, шаги разбивки трубного пучка s_1 и s_2 , число трубных ходов и т.д.;
- плотность и теплопроводность материала труб или других элементов теплопередающей поверхности;
- допустимые скорости движения теплоносителей, допустимые потери давления, коэффициенты запаса на неточность задания термического сопротивления загрязняющих отложений, неопределенность влияния обводных течений и неточность уравнений подобия.

Последовательность обратного расчета:

1) расчет геометрических характеристик теплопередающей поверхности, проходных сечений и поверхности теплопередачи A ;

2) предварительное задание определяющих температур и определение теплофизических свойств теплоносителей по таблицам или с помощью уравнений, аппроксимирующих данные этих таблиц;

3) расчет коэффициентов теплоотдачи α_1 , α_2 и теплопередачи k с учетом коэффициентов запаса;

- 4) определение числа единиц переноса теплоты, полных теплоемкостей массовых расходов, тепловой эффективности и т.п.;
- 5) расчет неизвестных конечных температур;
- 6) уточнение определяющих температур и повторение расчета начиная с п. 2.

Как и в проектном расчете, обязательными для поверочного расчета являются гидродинамический расчет и расчет характеристик.

Более подробно методики теплового расчета теплообменных аппаратов приводятся в специальной литературе.

12.6. Гидродинамический расчет теплообменных аппаратов

Определение затрат мощности на преодоление гидравлического сопротивления является важной задачей проектных и поверочных расчетов теплообменных аппаратов, так как от величины этих затрат зависит оценка энергетического совершенства выбранной конструкции.

Потери энергии при течении теплоносителя складываются из потерь на преодоление сопротивления трения и потерь на преодоление местных сопротивлений.

При движении жидкости всегда возникают силы сопротивления этому движению. Поэтому при проектировании теплообменного аппарата нужно определить не только площадь поверхности теплообмена, но и гидравлические сопротивления, которые будут определять затраты энергии на привод вентилятора или насоса, подающего жидкость в аппарат.

Гидравлические сопротивления, как и коэффициент теплопередачи, зависят от скорости жидкостей в аппарате. С увеличением скорости возрастает коэффициент теплоотдачи, что приводит к уменьшению площади поверхности теплообмена, но одновременно увеличивается гидравлическое сопротивление, что обуславливает возрастание затрат энергии на обеспечение движения жидкостей в теплообменном аппарате. В связи с этим скорости жидкостей в аппаратах следует выбирать в оптимальных пределах исходя из стоимости теплообменного аппарата и стоимости энергии на привод обслуживающего его насоса или вентилятора.

Полное гидравлическое сопротивление аппарата при неизотермическом движении жидкости через теплообменный аппарат определяют по формуле

$$\Delta p = \Delta p_{\text{тр}} + \Delta p_{\text{м}} + \Delta p_{\text{у}} \pm \Delta p_{\text{с}}, \quad (12.16)$$

где $\Delta p_{\text{тр}}$ — сопротивление трения; $\Delta p_{\text{м}}$ — местные сопротивления; $\Delta p_{\text{у}}$ — гидравлические сопротивления, обусловленные ускорением потока вследствие неизотермичности процесса теплообмена; $\Delta p_{\text{с}}$ — потери давления на преодоление самотяги.

Гидравлические сопротивления трения, возникающие при продольном и поперечном омывании поверхности теплообмена, различны.

При турбулентном неизотермическом течении жидкости в трубах и каналах гидравлические сопротивления, Па, определяют по формуле

$$\Delta p_{\text{тр}} = \xi \frac{l}{d_{\text{экв}}} \rho \frac{w^2}{2}, \quad (12.17)$$

где ξ — безразмерный коэффициент сопротивления трения; l — длина канала, м; $d_{\text{экв}}$ — эквивалентный диаметр, м; ρ — плотность теплоносителя при определяющей температуре, кг/м³; w — скорость движения теплоносителя, м/с.

Коэффициент сопротивления трения зависит от режима течения теплоносителя, чистоты поверхности и направления теплового потока. Для турбулентного режима при высоте выступов шероховатости меньше толщины пограничного слоя коэффициент трения вычисляют по формуле

$$\xi = \frac{0,3164}{\text{Re}_{\text{пот}}^{0,25}} \left(\frac{\text{Pr}_{\text{ст}}}{\text{Pr}_{\text{пот}}} \right)^{1/3}. \quad (12.18)$$

При поперечном обтекании пучков труб гидравлические сопротивления следует рассматривать как суммарное сопротивление трения и местных сопротивлений. При этом основную долю здесь составляют местные сопротивления расширения и сужения потока. Гидравлические сопротивления различных пучков труб при поперечном их обтекании определяют по формулам, приведенным в специальной литературе.

Местные сопротивления в теплообменном аппарате складываются из сопротивлений, возникающих в связи с изменением площади сечения канала, изменением направления потока, обтеканием препятствий:

$$\Delta p_{\text{м}} = \xi_{\text{м}} \rho \frac{w^2}{2}. \quad (12.19)$$

Коэффициент местных сопротивлений $\xi_{\text{м}}$ зависит от вида препятствия, деформирующего поток. Значения коэффициентов местных сопротивлений приводятся в специальной и справочной литературе.

Гидравлическое сопротивление, вызванное изменением скорости жидкости вдоль поверхности теплообмена вследствие изменения температуры жидкости при постоянной площади сечения канала, определяют по формуле

$$\Delta p_{\text{y}} = \rho_2 \frac{w_2^2}{2} - \rho_1 \frac{w_1^2}{2}, \quad (12.20)$$

где w_1 и w_2 — скорости во входном и выходном сечениях канала; ρ_1 и ρ_2 — плотности жидкостей во входном и выходном сечениях.

Для капельных жидкостей гидравлическое сопротивление Δp_{y} мало по сравнению с общим сопротивлением, и им можно пренебречь.

Гидравлическое сопротивление на преодоление самотяги рассчитывают по формуле

$$\Delta p_{\text{с}} = g (\rho - \rho_{\text{в}}) h, \quad (12.21)$$

где ρ и $\rho_{\text{в}}$ — средние плотности жидкости и окружающего воздуха; h — высота, на которую поднимается или опускается жидкость в теплообменнике.

При движении жидкости сверху вниз сопротивление увеличивается, и в (12.16) применяют знак «плюс». При движении нагреваемой жидкости снизу вверх сопротивление уменьшается, и в (12.16) применяют знак «минус». Если теплообменный аппарат не сообщается с окружающим воздухом и работает в замкнутой системе, то $\Delta p_c = 0$.

Мощность насоса. Определив полное гидравлическое сопротивление теплообменного аппарата, с учетом известного массового расхода жидкости находят мощность насоса, Вт, необходимую для подачи жидкости через аппарат¹:

$$P = \frac{m_{\tau} \Delta p}{\rho \eta}, \quad (12.22)$$

где m_{τ} — массовый расход теплоносителя, кг/с; Δp — полное гидравлическое сопротивление аппарата, Па; ρ — плотность теплоносителя, кг/м³; η — КПД вентилятора или насоса.

В результате выполненных тепловых и гидромеханических расчетов находят наивыгоднейшее соотношение между затратами на сооружение теплообменного аппарата, которые в основном зависят от площади поверхности теплообмена, и расходами энергии на его обслуживание.

12.7. Тепловые трубы и термосифоны

К специальным типам теплообменных аппаратов с промежуточным теплоносителем относятся тепловые трубы и термосифоны.

Тепловыми трубами называются устройства, выполняющие функции теплопроводов типа стержней и ребер, но, в отличие от теплопроводов из сплошного твердого материала, внутри тепловых труб осуществляется интенсивный тепломассообмен за счет процессов испарения и конденсации находящейся внутри трубы жидкости (промежуточного теплоносителя). В результате интенсивность теплопередачи (эффективная теплопроводность «стержня») возрастает на много порядков.

Термосифон. В некоторых отношениях тепловая труба аналогична термосифону, поэтому, прежде чем рассматривать работу тепловой трубы, рассмотрим принцип работы термосифона, представленный на рис. 12.8, а.

В трубу помещается небольшое количество воды, затем из трубы откачивается воздух, и она плотно закрывается. Нижний конец трубы нагревается, что вызывает испарение жидкости и движение пара к холодному концу трубы, где он конденсируется. Конденсат под действием гравитационных сил возвращается к горячему концу трубы.

Так как скрытая теплота парообразования велика, то даже при очень малой разности температур между концами термосифона он может передавать значительное количество теплоты. Таким образом, подобная конструкция имеет высокую эффективную теплопроводность.

¹ На практике чаще всего теплообменный аппарат является частью какой-либо сети (системы), поэтому выбор насоса производится по результатам расчета гидравлического сопротивления всей сети.

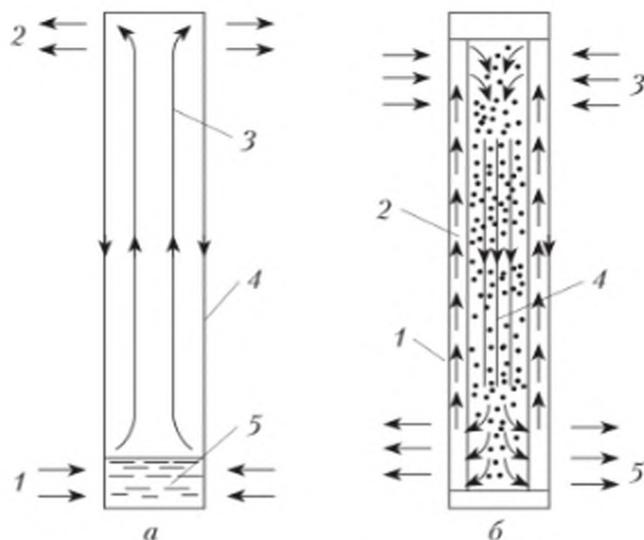


Рис. 12.8. Тепловая труба и термосифон:

a – термосифон: 1 – подвод теплоты; 2 – отвод теплоты; 3 – пар; 4 – конденсат; 5 – жидкость; *б* – тепловая труба: 1 – конденсат; 2 – фитиль; 3 – подвод теплоты; 4 – пар; 5 – отвод теплоты

Одним из принципиальных недостатков термосифона является возврат конденсата в зону испарения за счет гравитационных сил, вследствие чего зона испарения всегда должна находиться ниже зоны конденсации.

Тепловая труба по конструкции в целом аналогична термосифону. Отличие состоит в том, что в тепловой трубе на внутренней стенке укреплен фитиль, сделанный, например, из нескольких слоев тонкой сетки, и конденсат возвращается в испаритель под действием капиллярных сил (рис. 12.8, б). В тепловой трубе на расположение испарителя не накладывается никаких ограничений, и она может работать при любой ориентации. Если испаритель тепловой трубы оказывается в нижней точке, гравитационные силы будут действовать в одном направлении с капиллярными.

Термин «тепловая труба» применяется также к высокоэффективным теплопередающим устройствам, в которых возврат конденсата осуществляется другими способами, например под действием центробежной силы. Некоторые методы возврата конденсата приведены в табл. 12.1.

Таблица 12.1

Некоторые методы возврата конденсата

Метод возврата конденсата	Теплопередающее устройство
Гравитация	Термосифон
Капиллярные силы	Стандартная тепловая труба
Центробежная сила	Вращающаяся тепловая труба
Электростатические объемные силы	Электрогидродинамическая тепловая труба
Магнитные объемные силы	Магнитогидродинамическая тепловая труба
Осмотические силы	Осмотическая тепловая труба

Основные элементы тепловой трубы показаны на рис. 12.9. Тепловая труба состоит из участка испарения 5 и участка конденсации 7 (рис. 12.9, *a*). В случае необходимости, обусловленной внешними требованиями, труба может иметь еще одну зону — адиабатный участок, разделяющий испаритель и конденсатор. На поперечном сечении тепловой трубы (рис. 12.9, *б*) показано, что тепловая труба состоит из стенки корпуса 1, фитиля 2 и парового канала 3.

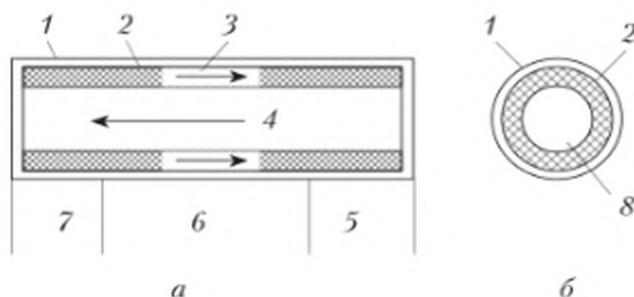


Рис. 12.9. Основные элементы тепловой трубы:

- a* — продольное сечение тепловой трубы; *б* — поперечное сечение тепловой трубы:
 1 — стенка трубы; 2 — фитиль; 3 — возврат жидкости по фитилю; 4 — пар;
 5 — испарительный участок; 6 — адиабатный участок; 7 — участок конденсации;
 8 — паровое пространство

Эффективность тепловой трубы часто определяется с помощью понятия «эквивалентная теплопроводность». Например, показанная на рис. 12.9, *б* цилиндрическая тепловая труба, в которой в качестве рабочей жидкости используется вода при температуре 150°C, будет иметь теплопроводность в сотни раз большую, чем медь. Теплопередающая способность тепловой трубы может быть очень большой. Так, в тепловых трубах на литии при температуре 1500°C в осевом направлении может быть передан тепловой поток 10–20 кВт/см². При соответствующем выборе рабочей жидкости и материала корпуса могут быть созданы тепловые трубы для работы в интервале температур от 4 до 2300 К.

Цилиндрические тепловые трубы применимы во многих случаях, но для удовлетворения специальных требований могут быть созданы трубы других конфигураций.

Выше уже говорилось о высокой теплопроводности тепловых труб, но это не единственное их достоинство. Кроме того, тепловая труба характеризуется:

- способностью действовать как трансформатор теплового потока (рис. 12.10);
- изотермичностью поверхности при низком термическом сопротивлении. Поверхность конденсации тепловой трубы в этом случае работает практически при постоянной температуре. Если на некотором участке возникает местный тепловой сток, то количество конденсирующегося в этом месте пара увеличивается, и за счет этого температура поддерживается на прежнем уровне.

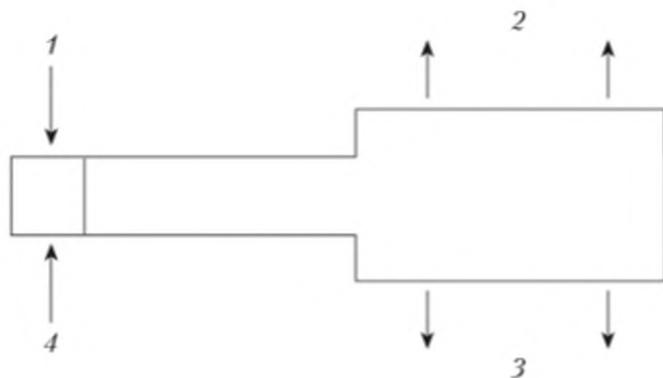


Рис. 12.10. Тепловая труба как трансформатор теплового потока:
 1 — подвод теплоты; 2 — отвод теплоты; 3 — низкий тепловой поток;
 4 — высокий тепловой поток

Области применения тепловых труб очень разнообразны. Они используются, например, для охлаждения криогенных мишеней в ядерных ускорителях, для охлаждения электронного оборудования, в установках для кондиционирования зданий, в печах, при охлаждении и нагреве двигателей и т.п.

Контрольные вопросы и задания

1. Каким образом классифицируются теплообменные аппараты по способу передачи теплоты?
2. Какие уравнения лежат в основе теплового расчета теплообменных аппаратов?
3. Приведите основные схемы тока теплоносителей.
4. Для какой схемы тока среднелогарифмический температурный напор максимальный?
5. В каких теплообменных аппаратах схема тока не имеет принципиального значения?
6. С какой стороны поверхности теплообмена устанавливается ребрение?
7. Как повысить скорость течения теплоносителя в межтрубном пространстве?
8. К чему приводит превышение рекомендуемых значений скоростей движения теплоносителей?
9. Каковы особенности расчета теплопередачи при сложных схемах движения теплоносителей?
10. В результате чего интенсифицируется процесс переноса теплоты в термосифонах и тепловых трубах?
11. В чем состоит принципиальное отличие термосифона от тепловой трубы?

Тест

1. Теплообменным аппаратом является ...
 - котел-парогенератор;
 - двигатель внутреннего сгорания;
 - газотурбинная установка.
2. Расчет теплообменного аппарата производится совместным решением уравнения теплового баланса и уравнения ...

- Ньютона $Q = \alpha \Delta t A$;
- Фурье $Q = -\lambda \text{grad } t A$;
- теплопередачи $Q = k \Delta t_{cp} A$.

3. При прочих равных условиях среднелогарифмический температурный напор будет выше при ... схеме движения теплоносителей.

- прямоточной;
- противоточной;
- перекрестной (многократно).

4. Поверхность теплообменного аппарата, его массу и габариты возможно уменьшить при том же количестве переданной теплоты ...

- за счет увеличения коэффициента теплопередачи;
- уменьшения коэффициента теплопередачи;
- невозможно уменьшить.

5. Понижение температурного напора между теплоносителями ...

- увеличивает площадь поверхности теплообмена;
- уменьшает площадь поверхности теплообмена;
- не влияет на площадь поверхности теплообмена.

6. Оребрение поверхности позволяет снизить термическое сопротивление со стороны теплоносителя, для которого коэффициент теплопередачи α_1 ...

- $\alpha_1 = \alpha_2$;
- $\alpha_1 \gg \alpha_2$;
- $\alpha_1 \ll \alpha_2$.

7. Теплопроводность — это перенос теплоты ...

- путем соприкосновения частиц или их элементов;
- перемещения элементарных объемов;
- электромагнитных волн.

8. При теплообмене в котле-испарителе температуры пара и жидкости соотносятся следующим образом:

- температура пара выше температуры кипящей жидкости;
- температуры одинаковы;
- температура пара ниже температуры кипящей жидкости.

9. При теплообмене в конденсаторе температуры пара и жидкости-конденсата соотносятся следующим образом:

- температура пара выше температуры жидкости;
- температуры одинаковы;
- температуры пара ниже температуры жидкости.

10. Целью поверочного расчета является определение ...

- неизвестных конечных температур и характеристик теплообменного аппарата;
- площади поверхности теплообмена;
- массы теплообменного аппарата.

Список литературы

1. *Авдюнин, О. В.* Теплоэнергетика береговых предприятий водного транспорта : справ. / О. В. Авдюнин, М. И. Браславский, В. М. Селиверстов ; под ред. В. М. Селиверстова. — М. : Транспорт, 1991. — 352 с.
2. *Арнольд, Л. В.* Техническая термодинамика и теплопередача / Л. В. Арнольд, Г. А. Михайловский, В. М. Селиверстов. — М. : Высшая школа, 1979. — 446 с.
3. *Теплотехника : учебник для вузов / под общ. ред. А. М. Архарова, В. Н. Афанасьева; 3-е изд., перераб. и доп.* — М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2011. — 792 с.
4. *Теплотехника : учебник для вузов / А. П. Баскаков, Б. В. Берг, О. К. Витт [и др.] ; под ред. А. П. Баскакова.* — М. : Бастет, 2010. — 328 с.
5. *Ерофеев, В. Л.* Теплотехника : учебник для вузов / В. Л. Ерофеев, П. Д. Семенов, А. С. Пряхин ; под ред. В. Л. Ерофеева. — М. : Академкнига, 2008. — 488 с.
6. *Зубрилов, С. П.* Охрана окружающей среды при эксплуатации судов / С. П. Зубрилов, Ю. Г. Ищук, В. И. Косовский. — Л. : Судостроение, 1989. — 256 с.
7. *Теплоснабжение : учебник для вузов / А. А. Ионин, Б. М. Хлыбов, В. Н. Братенков, Е. Н. Терлецкая ; под ред. А. А. Иониной.* — М. : Стройиздат, 1982. — 336 с.
8. *Исаченко, В. П.* Теплопередача : учебник / В. П. Исаченко, В. А. Осипова, А. С. Сукомел. — 5-е изд., стер. — М. : Айрис, 2014. — 417 с.
9. *Кудинов, В. А.* Теплотехника : учеб. пособие для вузов / В. А. Кудинов, Э. М. Карташов, Е. В. Стефанюк. — М. : Курс, 2015. — 423 с.
10. *Кудинов, В. А.* Техническая термодинамика / В. А. Кудинов, Э. М. Карташев. — М. : Высшая школа, 2007. — 261 с.
11. *Теплотехника : учебник для вузов / В. Н. Луканин, М. Г. Шатров, Г. М. Камфер [и др.] ; под ред. В. Н. Луканиной.* — М. : Высшая школа, 2009. — 672 с.
12. *Ляшков, В. И.* Теоретические основы теплотехники : учеб. пособие для вузов / В. И. Ляшков. — М. : Абрис, 2012. — 318 с.
13. *Минаев, Б. Н.* Теплоэнергетика железнодорожного транспорта : учеб. пособие : в 4 ч. Ч. 1. Инженерные основы теплотехники / Б. Н. Минаев. — М. : Изд-во УМЦ ЖДТ (Маршрут), 2013. — 261 с.
14. *Михеев, М. А.* Основы теплопередачи : учеб. пособие для вузов / М. А. Михеев, И. М. Михеева. — 3-е изд., репринт. — М. : БАСТЕТ, 2010. — 344 с.
15. *Овсянников, М. К.* Теплотехника: Техническая термодинамика и теплопередача : учебник / М. К. Овсянников, И. И. Костылев, Е. Г. Орлова. — СПб. : Нестор-История, 2013. — 296 с.

16. Основы гидравлики и теплотехники / под общ. ред. В. Н. Посохина. — М. : Изд-во АСВ, 2014. — 424 с.
17. Основы расчета и проектирования теплообменников воздушного охлаждения: справ. / А. Н. Бессонный, Г. А. Дрейцер, В. Б. Кунтыш [и др.] ; под общ. ред. В. Б. Кунтыша, А. Н. Бессонного. — СПб. : Недра, 1996. — 512 с.
18. Павлова, Е. И. Экология транспорта : учебник для вузов / Е. И. Павлова. — М. : Транспорт, 2000. — 248 с.
19. Павлова, И. Б. Методы термодинамического анализа эффективности теплоэнергетических установок / И. Б. Павлова. — М. : Изд-во МГТУ им. Н. Э. Баумана, 2011. — 112 с.
20. Пряхин, А. С. Парогенераторы : учебно-методическое пособие по выполнению практических работ / А. С. Пряхин. — СПб. : ГУМРФ им. адмирала С. О. Макарова, 2013. — 89 с.
21. Пряхин, А. С. Парогенераторы : учеб. пособие / А. С. Пряхин. — СПб. : ГУМРФ им. адмирала С. О. Макарова, 2013. — 281 с.
22. Пряхин, А. С. Конструкции и тепловой расчет теплообменных аппаратов : учеб. пособие / А. С. Пряхин, П. Д. Семенов. — СПб. : ГУМРФ им. адмирала С. О. Макарова, 2013.
23. Российский Речной Регистр. Правила : в 4 т. Т. 3. — М. : По Волге, 2002. — 419 с.
24. Самарин, О. Д. Теплофизика. Энергосбережение. Энергоэффективность : монография / О. Д. Самарин. — М. : Изд-во АСВ, 2014. — 296 с.
25. Сапожников, С. З. Техническая термодинамика и теплопередача : учебник для вузов / С. З. Сапожников, Э. Л. Китанин. — СПб. : Изд-во СПбГТУ, 2003. — 319 с.
26. Селиверстов, В. М. Теплосиловое оборудование подъемно-транспортных машин / В. М. Селиверстов. — М. : Транспорт, 1974. — 264 с.
27. Транспортная теплотехника : учебник для вузов ж.-д. транспорта / А. Э. Симсон, И. Д. Михайлов, В. Д. Сахаревич, В. И. Перелет. — М. : Транспорт, 1988. — 319 с.
28. Основы современной энергетики : учебник для вузов : в 2 т. Т. 1 : Современная теплоэнергетика / А. Д. Трухний, М. А. Изюмов, О. А. Поваров, С. П. Малышенко ; под общ. ред. Е. В. Аметистова ; под ред. А. Д. Трухния. — 5-е изд., стер. — М. : Изд-во МЭИ, 2010. — 472 с.
29. Тихомиров, К. В. Теплотехника, теплогазоснабжение и вентиляция : учебник для вузов / К. В. Тихомиров, Э. С. Сергеев. — 5-е изд., репринт. — М. : БАСТЕТ, 2009. — 480 с.
30. Shavit, A. Thermodynamics: From Concepts To Applications / A. Shavit, C. Gutfinger. — New York : Taylor & Francis Group, 2009.
31. Cengel, Y. A. Thermodynamics: An Engineering Approach (SI Units) by / Y. A. Cengel, M. A. Boles, — New York : Tata McGraw-Hill Education, 2008.
32. Theodore, L. Thermodynamics for the Practicing Engineer / L. Theodore, F. Ricci, T. Van Vliet. — New Jersey : John Wiley & Sons, 2009.
33. Gupta, K. M. Thermodynamics / K. M. Gupta. — Delhi : Umesh Publications : Daryaganj, 2010.

34. *Singhal, B. L.* Thermodynamics / B. L. Singhal. — Pune : Tech-max Publications, 2011.
35. *Manna, A.* Heat And Thermodynamics / A. Manna. — Noida : Dorling Kindersley (India) Pvt. Ltd., 2011.
36. *McDonald, Andre G.* Introduction to Thermo-Fluids Systems Design / Andre G. McDonald, Hugh L. Magande. — Chichester: John Wiley & Sons Ltd., 2013. — 448 p.
37. *Narayanan, K. V.* A Textbook of Chemical Engineering Thermodynamics / K. V. Narayanan. — New Delhi : Prentice Hall Of India, 2011.
38. *Claus, B.* Fundamentals of Thermodynamics / B. Claus, R. E. Sonntag. — New Delhi : Wiley India Pvt. Ltd., 2010.
39. *Som, S. K.* Introduction to Heat Transfer / S. K. Som. — New Delhi : Phi Learning, 2011.

Наши книги можно приобрести:

Учебным заведениям и библиотекам:
в отделе по работе с вузами
тел.: (495) 744-00-12, e-mail: vuz@urait.ru

Частным лицам:
список магазинов смотрите на сайте urait.ru
в разделе «Частным лицам»

Магазинам и корпоративным клиентам:
в отделе продаж
тел.: (495) 744-00-12, e-mail: sales@urait.ru

Отзывы об издании присылайте в редакцию
e-mail: red@urait.ru

**Новые издания и дополнительные материалы доступны
в электронной библиотечной системе «Юрайт»
biblio-online.ru**

Учебное издание

**Ерофеев Валентин Леонидович,
Пряхин Александр Сергеевич,
Семенов Петр Дмитриевич**

ТЕПЛОТЕХНИКА

Том 1

Термодинамика и теория теплообмена

Учебник для бакалавриата и магистратуры

Под редакцией доктора технических наук, профессора *В. Л. Ерофеева*,
кандидата технических наук, доцента *А. С. Пряхина*

Формат 70×100¹/₁₆.
Гарнитура «Petersburg». Печать цифровая.
Усл. печ. л. 23,87.

ООО «Издательство Юрайт»
111123, г. Москва, ул. Плеханова, д. 4а.
Тел.: (495) 744-00-12. E-mail: izdat@urait.ru, www.urait.ru