

Тишин О.А., Мокрецова И.С.

Теплотехника и теплотехниче- ские расчеты

(курс лекций)

**Волжский
2018**

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РФ
ВОЛЖСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ (ФИЛИАЛ)
ФЕДЕРАЛЬНОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО БЮДЖЕТНОГО ОБРАЗОВАТЕЛЬНОГО
УЧРЕЖДЕНИЯ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«ВОЛГОГРАДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ»

О.А. Тишин, И.С. Мокрецова

Теплотехника и теплотехнические расчеты (курс лекций)

Электронное учебное пособие



Волжский
2018

УДК 621.1(07)
ББК 31.3я73
Т 472

Рецензенты:

доктор физ.-мат. наук, профессор,
заведующий кафедрой физики «Волжский энергетический институт
(филиал) Московского энергетического института (университет)»
Кульков В. Г.,
кандидат техн.-х. наук, инженер-конструктор ООО «КОМЕД»
Харитонов В.Н.

Печатается по решению редакционно-издательского совета
Волгоградского государственного технического университета

Тишин, О.А.

Теплотехника и теплотехнические (курс лекций) [Электронный ресурс] : учебное пособие / О.А. Тишин, И.С. Мокрецова ; ВПИ (филиал) ВолгГТУ, – Электрон. текстовые дан. (1 файл: 698 КБ). – Волжский, 2018. – Режим доступа: <http://lib.volpi.ru>. – Загл. с титул. экрана.

ISBN 978-5-9948-3093-2

В учебном пособии рассматриваются основы теплотехники, приводится технология генерации, трансформации и передачи энергии потребляемой человеческим обществом, и практические приложения использования этих законов при осуществлении расчетов. Перечисляются проблемы, которыми занимается термодинамика и теплотехника. Учебное пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению бакалавриата 08.03.01 «Строительство», профиль подготовки «Городское строительство и хозяйство» всех форм обучения и подготовлено в полном соответствии с ФГОС 108.03.01.

Ил. 21, табл. 7, библиограф.: 13назв.

ISBN 978-5-9948-3093-2

© Волгоградский государственный
технический университет, 2018
© Волжский политехнический
институт, 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
Список обозначений.....	6
РАЗДЕЛ 1. Предмет теплотехники.....	9
РАЗДЕЛ 2. Связь с другими отраслями знаний.....	11
РАЗДЕЛ 3. Основные понятия и определения термодинамики.....	13
3.1. Термодинамические, энергетические характеристики систем.....	13
3.2. Параметры состояния системы.....	14
3.3. Термодинамический процесс или процесс изменения состояния...	17
3.4. Уравнение состояния идеального газа.....	18
РАЗДЕЛ 4. Основные законы термодинамики.....	19
4.1. Основные законы термодинамики.....	19
4.2. Термодинамические процессы идеальных газов.....	20
4.3. Определение работы и взаимосвязи между параметрами процес- са.....	20
4.4. Изображение процессов в диаграммах.....	30
РАЗДЕЛ 5. Сжатие газов в компрессорах.....	32
5.1. Описание принципа действия машины.....	32
5.2. Определение работы, затрачиваемой на сжатие.....	33
5.2.1. Идеальная машина.....	33
5.2.2. Действительная машина.....	34
5.2.3. Объемный коэффициент полезного действия компрессора.....	38
5.3. Многоступенчатое сжатие.....	39
5.4. Реальные газы.....	41
5.4.1. Устройство $p\nu$ – диаграммы реального газа.....	41
5.4.2. Уравнение состояния реального газа.....	43
РАЗДЕЛ 6. Истечение газов и паров.....	45
6.1. Первый закон термодинамики для потока газа.....	45
6.2. Закон геометрического обращения воздействия.....	46
6.3. Определение скорости и расхода газа при течении в канале.....	47
6.4. Течение газа через сопло. Сопло Лаваля.....	49
РАЗДЕЛ 7. Основные сведения теории теплообмена.....	52
7.1. Основные понятия и определения.....	52
7.2. Основные механизмы переноса теплоты.....	53
7.3. Закон молекулярного переноса теплоты. Закон Фурье.....	54
7.4. Закон конвективного переноса.....	54
7.5. Дифференциальное уравнение конвективного теплообмена.....	55
7.6. Частные случаи дифференциального уравнения теплопереноса....	59
7.7. Основные положения теории подобия.....	60
7.7.1. Условия однозначности.....	61
7.7.2. Основные теоремы теории подобия.....	63
7.8. Числа подобия тепловых процессов.....	65
7.9. Тепловое излучение.....	68

7.10. Закон Стефана – Больцмана. Закон Кирхгофа.....	68
7.11. Взаимное излучение тел.....	69
7.12. Теплоотдача. Уравнение Ньютона – Рихмана.....	69
7.13. Сложная теплоотдача.....	70
7.14. Теплопередача.....	71
7.15. Критериальные уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи.....	73
РАЗДЕЛ 8. Виды и характеристики топлив.....	74
8.1. Органические топлива.....	74
8.2. Состав топлив.....	74
8.3. Характеристики топлив.....	75
8.4. Технология сжигания топлива.....	76
8.5. Расчет процессов горения.....	77
8.5.1. Определение необходимого количества окислителя для полного сжигания топлива.....	78
8.5.2. Определение количества и состава продуктов сгорания.....	80
8.5.3. Определение температуры продуктов горения топлива.....	81
Список используемой литературы.....	83

ВВЕДЕНИЕ

Настоящее пособие предназначено для студентов, обучающихся по направлению бакалавриата: 08.03.01 «Строительство» профиль подготовки «Городское строительство и хозяйство». Основой для написания пособия послужил курс лекций по дисциплине «Теплотехника и теплотехнические расчеты». В пособии представлен материал в соответствии с требованиями федерального образовательного стандарта 08.03.01, дополненный разделами, позволяющими расширить знания студентов в области термодинамики и теории теплообмена и обеспечить освоение основных разделов курса. Пособие также может использоваться студентами, обучающимися по направлениям бакалавриата: 150200 «Эксплуатация транспортных средств», 18.03.02 «Энерго- и ресурсосберегающие процессы в химической технологии, нефтехимии и биотехнологии», 210200 «Автоматизация и управление», 18.03.01 «Химия, химическая технология и биотехнология».

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

a	– коэффициент температуропроводности, $[m^2/c]$;
b	– скорость звука; $[m/c]$
C_o	– коэффициент лучеиспускания абсолютно черного тела;
$c, c_p, c_v, c_n, c_z,$ $c_o, c_{n.cz}$	– соответственно массовая теплоемкость, теплоемкость при постоянном давлении, удельном объеме при произвольных значениях параметров (политропная), теплоемкость горючего; окислителя; продуктов сгорания, $[Дж/кг \cdot ^\circ C]$;
D	– диаметр аппарата, $[m]$;
d	– диаметр трубы, канала, $[m]$;
F	– поверхность теплоотдачи, $[m^2]$;
f	– площадь поперечного сечения канала, $[m^2]$;
g	– ускорение свободного падения, $[m/c^2]$;
H	– энтальпия, $[Дж]$;
h	– удельная энтальпия, $[Дж/кг]$;
j_t	– плотность теплового потока, $[Вт/m^2]$;
K_t	– коэффициент теплопередачи, $[Вт/m^2 \cdot ^\circ C]$;
K_R	– линейный коэффициент теплопередачи, $[Вт/m \cdot град]$;
k	– показатель адиабаты;
L	– работа, $[Дж]$;
l	– удельная работа, $[Дж/кг]$;
M	– молекулярная масса, $[кг/моль]$;
$m, m_z, m_o, m_{n.cz},$ $m_n, m_{ж}, m_B^0$	– соответственно масса, масса горючего, масса окислителя, масса продуктов сгорания, масса пара, масса жидкости, масса воздуха, необходимого для сжигания одного кг топлива, $[кг\ воздуха/кг\ топлива]$;
n	– показатель политропы;
P	– давление общее в системе, $[Па]$;
Δp	– перепад давления, $[Па]$;
Q_t	– количество теплоты, $[Дж]$;
q_t	– удельное количество теплоты, $[Дж/кг]$;
q_v, q_m	– соответственно объемный расход, массовый расход;

q_b^p, q_n^p	– количество теплоты, выделяющееся при сгорании топлива с учетом теплоты конденсации водяных паров (высшая теплота сгорания), низшая теплота сгорания горючего, [Дж/кг];
R	– универсальная газовая постоянная, [Дж/моль·°K];
R_μ	– газовая постоянная, [Дж/кг·°K];
r	– теплота конденсации, [Дж/кг];
S	– энтропия, [Дж/°K];
s	– удельная энтропия, [Дж/кг·°C];
T	– температура, [°K];
t, t_z, t_o, t_n, t_z	– соответственно температура, температура горючего при поступлении его в зону реакции, окислителя, начала реакции, температура конца сгорания (адиабатная температура) [°C];
Δt	– температурный напор, [°C];
U	– внутренняя энергия, [Дж];
u	– удельная внутренняя энергия, [Дж/кг];
V	– объем, [м³];
$V_{МП}$	– объем «вредного пространства» (мертвого), [м³];
v	– скорость, [м/с];
$\alpha_k, \alpha_l, \alpha_t$	– соответственно коэффициент конвективной теплоотдачи, коэффициент теплоотдачи за счет лучистого теплообмена, коэффициент теплоотдачи, Вт/м²·°C;
β_T	– коэффициент термического расширения, [1/град];
$\delta_{ст}$	– толщина стенки, [м];
ε	– степень сжатия газа в ступени компрессора;
ε	– степень черноты тела;
η, η_v	– коэффициент полезного действия (КПД) тепловой машины, объемный КПД компрессора;
φ	– средний угловой коэффициент при взаимном излучении и относительная величина мертвого пространства;
λ	– коэффициент теплопроводности, [Вт/м·°C];
μ	– динамический коэффициент вязкости, [Па·с];
v', v'', v_μ	– соответственно удельный объем на нижней погра-

ничной кривой, удельный объем на верхней пограничной кривой, удельный объем газа, $[м^3/кг]$;

ν – кинематический коэффициент вязкости, $[м^2/с]$;

ρ – плотность вещества, $[кг/м^3]$;

τ – время, $[с]$;

ω – угловая скорость, $[1/с]$;

ξ – коэффициент полноты сгорания горючего;

Числа подобия:

$Nu = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda}$ – число Нуссельта;

$Pe = \frac{v \cdot d}{a}$ – число Пекле;

$Pr = \frac{\nu}{a}$ – число Прандтля;

$Re = \frac{v \cdot d}{\nu}$ – число Рейнольдса;

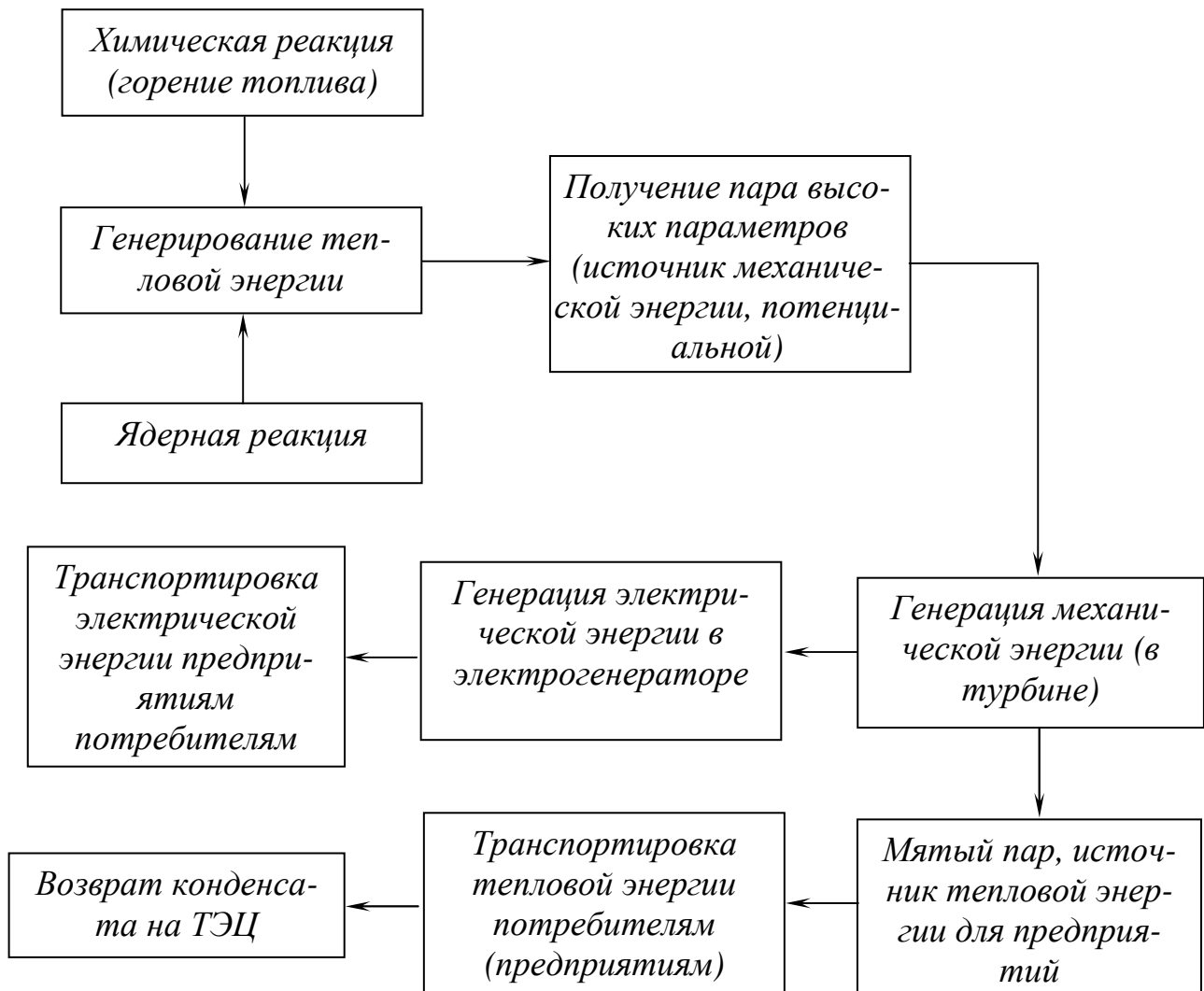
$Gr = \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \beta_T \cdot \Delta t$ – число Грассгофа;

$Bio = \frac{\alpha \cdot l_T}{\lambda_T}$ – число *Bio*.

РАЗДЕЛ 1. Предмет теплотехники

Вся энергия, которую человек использует в своей практике, производится первоначально в виде тепловой энергии, генерируемой (получаемой) в результате химических (например, горение топлива), ядерных реакций (деление урана). Затем тепловая энергия трансформируется и используется для получения различных видов энергии. На рисунке 1.1 представлена схема генерации и трансформации энергии на теплоэлектроцентрали (ТЭЦ) или атомной электростанции.

Рис. 1.1 Схема генерации тепловой энергии на ТЭЦ и ее использование



На рисунке 1.2 представлена схема генерации и трансформации энергии в автомобиле с двигателем внутреннего сгорания.

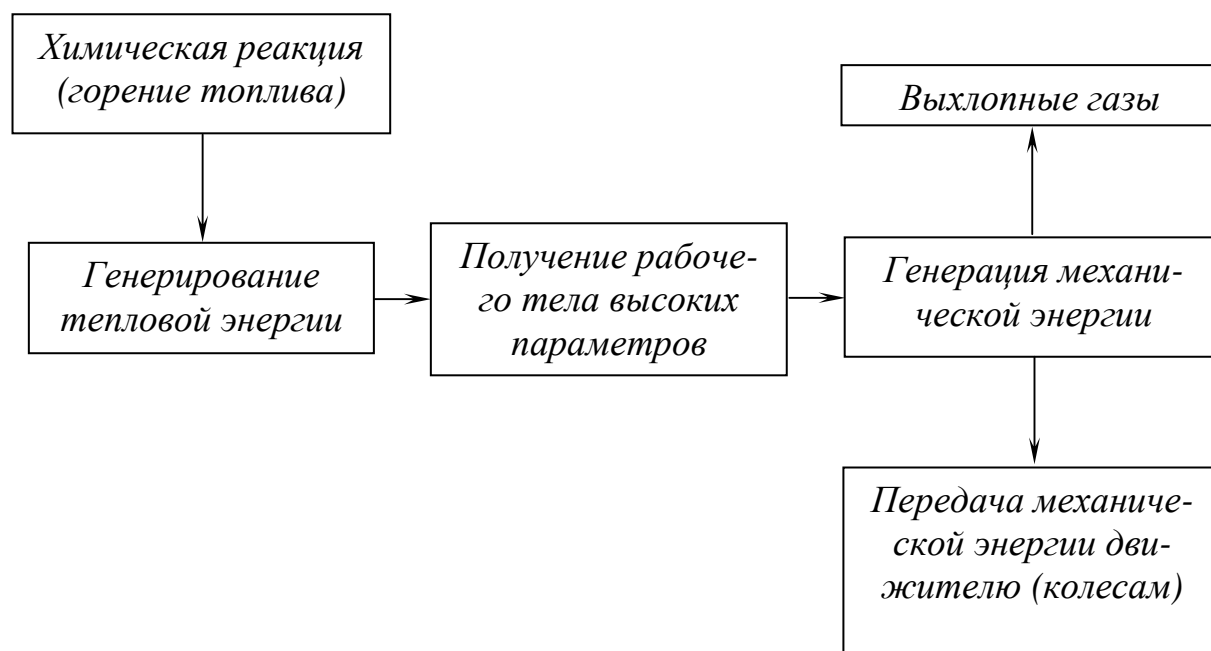


Рис. 1.2 Схема генерации тепловой энергии и использования ее в автомобиле

К сожалению, человек до настоящего времени не научился аккумулировать энергию в необходимых количествах. Энергия относится к продукции сиюминутного потребления. Это означает, что энергия должна в разумных количествах генерироваться и грамотно использоваться.

Поэтому, вопросам генерации и использования (тепловой) энергии уделяется значительное внимание.

Представленная схема показывает традиционную процедуру производства энергии, ее передачи и трансформации. Человек обязан знать, по каким законам осуществляются эти действия, и научиться реализовать эти действия с максимально возможным высоким коэффициентом использования.

Усилия человека в этой области должны завершаться разработкой высокоэффективных процессов генерации, трансформации и передаче тепла и созданием высокоэффективного оборудования для реализации этих процессов. Эти проблемы изучаются в курсах технической термодинамики и теплотехники.

РАЗДЕЛ 2. Связь с другими отраслями знаний

Техническая термодинамика и теплотехника снабжает специалиста знаниями, позволяющими разрабатывать высокоэффективные процессы выработки и трансформации энергии, и создавать оборудование для реализации этих процессов. На рисунке 2.1 представлена схема взаимосвязи предметов образовательной программы.



Рис.2.1 Взаимосвязь предметов

Знания эти используются в специальных дисциплинах, определяющих специфику профессии. В качестве базовых дисциплин для изучения термодинамики служат физика и химия (эти предметы позволяют установить причинно следственные связи явлений). Математика снабжает термодинамику аппаратом количественного описания, а информатика и вычислительная техника техническими средствами осуществления вычислительных операций. Закономерности, установленные в изучаемом курсе, используются в специальных дисциплинах образовательных программ различного направления, для решения конкретных теоретических и практических задач.

РАЗДЕЛ 3. Основные понятия и определения термодинамики

3.1 Термодинамические, энергетические характеристики систем

Термодинамика занимается изучением макроскопических систем, пространственные размеры которых и время существования достаточны для проведения нормальных процессов измерения. Эти системы называются термодинамическими. Под термодинамической системой понимают совокупность тел, которые могут энергетически взаимодействовать между собой и с другими телами, а также обмениваться с ними веществом. Опыт показывает, что в макроскопических системах изменение энергии наблюдается в форме обмена теплом и в виде работ различного рода.

Внешние по отношению к выделенной термодинамической системе тела носят название окружающей среды. Окружающая среда обычно служит для рассматриваемой системы поставщиком энергии и работы.

Различают закрытые (замкнутые), открытые и изолированные системы. В закрытой (замкнутой) системе отсутствует обмен веществом между системой и средой. В открытой системе такой обмен имеет место. Системы, не имеющие никаких взаимодействий с окружающей средой, называются изолированными.

Изолированная система независимо от своего первоначального состояния переходит, в итоге, в состояние, которое в дальнейшем уже не изменяется. Это конечное состояние называется состоянием термического или теплового равновесия, а также термодинамическим состоянием или просто состоянием системы.

Термодинамическим взаимодействием между системами называется обмен между ними. Это взаимодействие может быть:

- механическим, в этом случае происходит обмен работой механических или электрических сил;
- тепловым, в этом случае происходит обмен в форме передачи тепла;
- материальным, в этом случае происходит обмен веществом между системами.

Первый способ передачи энергии – механическая работа – хорошо известен из механики. Произведенная (или полученная) работа определяется произведением силы на перемещение в направлении ее действия. В этом случае при передаче энергии температура тел роли не играет.

В термодинамике работа обозначается L [Дж], если она отнесена ко всей системе, и через l [Дж/кг], если отнесена к единице массы. Принято считать работу положительной в том случае, когда система производит работу над окружающей средой. Если среда производит работу над системой, то в этом случае работа считается отрицательной.

Второй способ передачи энергии – в виде теплоты – характерен тем, что количество энергии, передаваемой одним телом другому, при их взаимодействии, зависит от температуры этих тел.

В термодинамике принято обозначать тепло, полученное (отданное) всей системой – Q_t , [Дж], а отнесенное к единице массы системы – q_t , [Дж/кг]. При этом принято считать теплоту, полученную системой, положительной.

Если между системой и окружающей средой из всех взаимодействий отсутствует лишь теплообмен, то такая система называется адиабатной.

К термодинамическим системам относятся тела, посредством которых осуществляется преобразование теплоты в работу и обратно. Их называют рабочими телами. Обычно в качестве рабочих тел используются газы.

3.2 Параметры состояния системы

Каждое конкретное состояние термодинамической системы может быть охарактеризовано рядом величин, которые называются термодинамическими параметрами (переменными) или функциями состояния.

Если значение параметров системы во всех точках ее объема одинаково, такая система называется равновесной. Математический аппарат классической термодинамики, строго говоря, применим лишь к таким состояниям.

Одна часть параметров может быть непосредственно измерена простыми техническими средствами. Эти параметры называют основными. Другая часть находится расчетным путем с использованием основных параметров состояния.

В термодинамике в качестве основных параметров состояния используются: абсолютное давление, абсолютная температура и удельный объем.

Давление – сила, действующая по нормали к поверхности и отнесенная к единице площади этой поверхности. Абсолютное давление – величина, замеренная от абсолютного нуля.

Давление измеряется с помощью манометров. Следует напомнить, что кроме барометров, все приборы для измерения давления фиксируют разницу между измеряемым абсолютным давлением P и давлением окружающей среды P_0 .

$$P = P_M + P_0, \text{ где } P_M \text{ – показания манометра.}$$

Если абсолютное давление ниже давления окружающей среды (вакуум), то $p = p_0 - p_{\text{вак}}$, где $p_{\text{вак}}$ – показания вакуумметра.

Таблица 3.1

Основные параметры состояния системы

Параметр	Обозначение	Единицы измерения	Соотношение между единицами измерения
давление	p	Па мм.рт.ст. $\text{кг} \cdot \text{с} / \text{см}^2$	$1 \text{ атм} \cong 9,81 \cdot 10^4 \text{ Па} \approx 10^5 \text{ Па}$ $1 \text{ мм. вод. ст.} = 9,8 \text{ Па}$ $1 \text{ мм. рт. ст.} = 133,3 \text{ Па}$
Температура абсолютная	T t	K $^{\circ}C$	$T = 273 + t$
Удельный объем	v	$\text{м}^3 / \text{кг}$ $\text{м}^3 / \text{моль}$	$v = \frac{1}{\rho}$
Плотность	ρ	$\text{кг} / \text{м}^3$	$\rho = \frac{1}{v}$

Все параметры термодинамической системы (в том числе и ранее рассмотренные p , v и T) отличаются той особенностью, что их изменение не зависит от вида процесса, а целиком определяется начальным и конечным состоянием системы, т.е. любой параметр – функция состояния.

Кроме перечисленных ранее основных параметров состояния (p , v и T), в термодинамике исключительно важную роль играют следующие параметры состояния: внутренняя энергия, энтальпия и энтропия.

Внутреннюю энергию системы в термодинамике рассматривают как сумму кинетической энергии составляющих ее частиц и потенциальной энергии, обусловленной их взаимным притяжением. Внутренняя энергия (кинетическая система частиц, составляющая систему) всей системы обозначается U [Дж], а отнесенная к единице массы u $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right]$. Как известно из физики, кинетическая энергия частиц однозначно связана с абсолютной температурой.

Потенциальная энергия системы при прочих равных условиях определяется расстоянием между частицами, которое в интегральной форме может характеризоваться удельным объемом. Таким образом:

$$U = U(T, v) \quad (3.1)$$

В идеальном газе отсутствует взаимное притяжение между частицами, поэтому его внутренняя энергия не зависит от объема и включает в себя лишь кинетическую составляющую:

$$U = U(T) \quad (3.2)$$

Энтальпия – это функция состояния (параметр состояния), представляющая собой сумму внутренней энергии и произведения абсолютного

давления на объем (потенциальная энергия). Энтальпия всей системы равна:

$$H = U + p \cdot V \quad (3.3)$$

Энтальпия, отнесенная к 1 кг массы системы:

$$h = u + p \cdot v \quad (3.4)$$

В термодинамике для обозначения энтальпии иногда используют букву I – для обозначения энтальпии всей системы и i – для обозначения удельной энтальпии, т.е. $H \equiv I$, а $h \equiv i$.

Энтропия – это функция состояния системы (S), определяемая тем, что ее дифференциал при элементарном равновесном процессе (dS) равен отношению бесконечно малого количества теплоты (dQ_t), сообщенной системе, к абсолютной температуре системы. Энтропия всей системы равна:

$$dS = \frac{dQ_t}{T} \quad (3.5)$$

Энтропия, отнесенная к 1 кг массы системы:

$$ds = \frac{dq_t}{T} \quad (3.6)$$

Энтальпия и энтропия, являясь параметрами состояния системы, могут быть, как и внутренняя энергия, представлены в виде функции любых двух других параметров состояния. Например:

$$h = h(p, T), \quad s = s(p, v) \quad (3.7)$$

Таблица 3.2

Уравнения для расчета термодинамических функций

Название и обозначение	Взаимосвязь между параметрами	Определение через теплотемкость	Единицы измерения
Внутренняя энергия U	$U = T \cdot s - p \cdot V$ $U = Q_t - L$	$dU = m \cdot c_v \cdot dT$	Дж
Энтальпия H	$H(I) = U + p \cdot V$	$dH = m \cdot c_p \cdot dT$	Дж
Энтропия S	$dS = \frac{dQ_t}{T}$	$dS = m \cdot \frac{c_p \cdot dT}{T}$	Дж/°С
Теплота Q	$Q_t = U + L$	$dQ_t = m \cdot c_n \cdot dT$	Дж
Механическая работа L	$L = p \cdot \Delta V$	$dL = m \cdot p \cdot dv$	Дж

3.3 Термодинамический процесс или процесс изменения состояния

Взаимодействие системы с окружающей средой приводит к изменению параметров ее состояния. Изменение параметров состояния системы называется термодинамическим процессом. Термодинамика рассматривает только такие изменения состояния системы, происходящие сами по себе или под действием контактов с другими системами, в которых начальное и конечное состояния системы являются термодинамическими. Промежуточные состояния могут и не быть таковыми. Эти состояния могут быть равновесными, если процесс идет очень медленно. В таком случае, процесс перехода из исходного состояния в конечное можно рассматривать как непрерывную цепочку равновесных состояний.

Процессы, рассматриваемые в термодинамике, могут быть обратимыми и необратимыми. Пусть система переходит из состояния 1 в 1', а окружающая среда из состояния 2 в 2', если каким-то образом, возможно, одновременно осуществить обратный переход системы из 1' в 1, а окружающей среды из 2' в 2, то такой процесс называется обратимым. В том случае, когда обратный переход не возможен, процесс называется необратимым.

В том случае, когда разница между начальным и конечным состоянием системы мала, такой процесс называют инфинитизимальным. Идеальный процесс, в ходе которого система и окружающая среда остаются в термически равновесном состоянии (медленное изменение) называется квазистатическим.

Циклом называется процесс, в котором начальное и конечное состояния системы совпадают. Различают: обратимый и необратимый циклы. Инфинитизимальные и квазистатические процессы обратимы.

Квазистатическим изотермическим процессом называется процесс контактирования системы с окружающей средой, имеющей постоянную температуру; и процесс идет при этой температуре.

Квазистатическим адиабатическим процессом называется процесс контактирования системы с окружающей средой, исключаяющий тепловое взаимодействие, но при этом может совершаться работа.

Квазистатическим изобарическим процессом называется процесс контактирования системы с окружающей средой, имеющей постоянное давление; процесс идет при этом давлении.

Квазистатическим изохорическим процессом называется процесс контактирования системы с окружающей средой, имеющий постоянный объем; процесс идет при этом объеме.

Пусть система циклически переходит из 1 в 1', а окружающая среда из состояния 2 в 2', причем переход 1, 2 в 1', 2' обратим. В этом случае процесс перехода и цикл обратимы. Если этот процесс необратим, то и цикл необратим.

Все процессы, происходящие в термодинамической системе, можно разделить на равновесные и неравновесные.

Равновесный процесс представляет собой непрерывный ряд равновесных состояний.

Обратимым называется процесс, после которого система и окружающая среда могут возвращаться в начальное состояние. Обратимыми могут быть лишь равновесные процессы.

В реальных условиях обратимых процессов не существует. Все реальные процессы необратимы. Типичным примером необратимого процесса является процесс трения. Работа, затрачиваемая на преодоление трения, необратимо превращается в тепло.

3.4 Уравнение состояния идеального газа

Классический аппарат термодинамики применим лишь к равновесным обратимым процессам. Для равновесной, однородной термодинамической системы существует определенная аналитическая зависимость между основными параметрами состояния:

$$f(p, v, T) = 0, \quad (3.8)$$

которая называется уравнением состояния.

Из уравнения (3.8) следует, что независимыми параметрами могут быть лишь два каких – либо параметра, которые и определяют значение третьего.

Для идеального газа (для 1 моля):

$$p \cdot v_\mu = R \cdot T, \quad (3.9)$$

где v_μ – объем моля газа (при н.у. $v_\mu = 22,4$ литр/моль);

$R = 8,314 \left[\frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot ^\circ \text{K}} \right]$ – универсальная газовая постоянная.

Идеальным считается газ, молекулы которого рассматриваются как материальные точки, взаимодействие которых между собой ограничено упругими соударениями. Для 1кг идеального газа уравнение состояния имеет вид:

$$p \cdot v = R_\mu \cdot T, \quad (3.10)$$

где $R_\mu = \frac{R}{\mu}$ – газовая постоянная $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ \text{K}} \right]$.

Газовая постоянная (в отличие от универсальной газовой постоянной) является характеристикой для каждого газа постоянной, численно равной отношению универсальной газовой постоянной R к массе моля данного газа μ . Величину R_μ иногда называют характеристической газо-

вой постоянной. Уравнение состояния дает аналитическую зависимость между параметрами состояния системы.

РАЗДЕЛ 4. Основные законы термодинамики

4.1 Основные законы термодинамики

Изучение курса базируется на основных положениях, к числу которых относятся начала (законы) термодинамики.

Нулевое начало определяет состояние теплового равновесия изолированной системы. Система переходит из начального состояния в конечное, которое в дальнейшем не изменяется. Это конечное состояние называется равновесным. Это начало устанавливает правило, из которого следует, если системы A и B находятся в равновесии, а система B находится в равновесии с системой C , то система A также находится в равновесии с системой C .

В макроскопических системах изменение энергии наблюдается в форме теплообмена и в виде работ различного рода. При переходе системы из начального состояния 1 в конечное состояние 2, получаемая системой теплота Q_i затрачивается на изменение внутренней энергии U и совершение механической работы L . Сумма не зависит от пути, по которому осуществлялся переход:

$$Q_i = U + L \quad (4.1)$$

Первое начало представляет собой закон сохранения энергии. В дифференциальной форме оно имеет вид:

$$dq_i = du + dl \quad (4.2)$$

Первое начало термодинамики устанавливает невозможность существования теплового двигателя первого рода. Для замкнутого цикла:

$$Q_i + L = 0 \quad (4.3)$$

Тепловой двигатель не может совершать работу только за счет собственных ресурсов. Для нормальной работы ему необходимо термодинамическое взаимодействие с окружающей средой.

Первый закон термодинамики лежит в основе изучения процессов генерации и трансформации энергии. Закон может быть записан через различные параметры состояния системы:

$$dq_i = du + dl \quad (4.4)$$

Изменение энтальпии в элементарном процессе:

$$dh = du + d(p \cdot v) = du + p \cdot dv + v \cdot dp = dq_i + v \cdot dp \quad (4.5)$$

$$dq_i = dh - v \cdot dp \quad (4.6)$$

В соответствии со вторым началом термодинамики теплота выражается через параметры состояния таким же образом, как и остальные формы изменения энергии:

$$T \cdot dS \geq dQ_{t_c} \text{ в состоянии равновесия } dQ_{t_e} = T \cdot dS.$$

Теплота самопроизвольно может передаваться от тела с высокой температурой к телу с низкой температурой. Второе начало термодинамики устанавливает невозможность вечного двигателя второго рода. Коэффициент полезного действия теплового двигателя не зависит от пути, по которому осуществлялся переход от состояния 1 в состояние 2, а зависит только от значений температур, соответствующих состояниям 1 и 2:

$$\eta = 1 - \frac{T_2}{T_1} \quad (4.7)$$

Так как всегда выполняется условие $T_2 < T_1$, то КПД теплового двигателя меньше единицы.

4.2 Термодинамические процессы идеальных газов

Задача термодинамики состоит в определении количественных соотношений между теплотой и работой в ходе различных процессов. Процессы эти совершаются в устройствах, именуемых тепловыми машинами. Тепловая машина – это устройство, позволяющее производить работу при циклическом процессе теплообмена между системой (рабочим телом) и окружающей средой (термостатом). Такая машина может быть как обратимой, так и не обратимой, в зависимости от того, обратимым или необратимым является цикл.

Рассмотрение термодинамических процессов начнем с политропного процесса, которым, в частности, широко пользуются для аппроксимации реальных процессов.

4.3 Определение работы и взаимосвязи между параметрами процесса

Запишем первый закон термодинамики в двух формах:

$$\begin{cases} dq_t = dh - v \cdot dp \\ dq_t = du + p \cdot dv \end{cases} \quad (4.8)$$

Выразим dq_t , dh и du через теплоемкости и преобразуем уравнения к виду:

$$\begin{cases} (c_n - c_p) \cdot dT = -v \cdot dp \\ (c_n - c_v) \cdot dT = p \cdot dv \end{cases} \quad (4.9)$$

Разделим одно уравнение на другое:

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \cdot \frac{dT}{dT} = -\frac{v \cdot dp}{p \cdot dv} \quad (4.10)$$

Обозначим:

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = n \quad (4.11)$$

Величина n носит название показателя политропы.

Подставляя (4.11) в (4.10) и разделяя переменные, получаем дифференциальное уравнение политропного процесса:

$$\frac{dp}{p} + n \cdot \frac{dv}{v} = 0 \quad (4.12)$$

Проинтегрируем (4.12):

$$\ln p + n \cdot \ln v = \ln c \quad (4.13)$$

Потенцируя (4.13), получаем уравнение политропного процесса:

$$p \cdot v^n = \text{const} \quad (4.14)$$

Кривая, описываемая этим уравнением, называется политропой идеального газа.

Найдем соотношения между параметрами состояния в политропном процессе. Установим взаимосвязь между давлением и объемом. Используя уравнение (4.14), получим:

$$p_1 \cdot v_1^n = p_2 \cdot v_2^n, \text{ или} \\ \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n \quad (4.15)$$

Из уравнения (4.15) следует, что при $n > 0$ изменение давления в политропном процессе обратно пропорционально изменению объема. При $n < 0$ – прямо пропорционально.

Для установления взаимосвязи между p и T , V и T запишем уравнения состояния для любых двух точек процесса:

$$p_1 \cdot v_1 = R \cdot T_1 \text{ и } p_2 \cdot v_2 = R \cdot T_2 \quad (4.16)$$

После деления второго на первое получим:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{v_1}{v_2} \quad (4.17)$$

Подставляя это соотношение в (4.15), получим соотношение между T и v :

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \quad (4.18)$$

Таким образом, в политропных процессах при $n > 1$ изменение объема обратно пропорционально изменению абсолютной температуры. При

$n < 1$ – прямо пропорционально. Если с помощью (4.18) исключить из (4.17) объем, то получим соотношение между T и p .

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \quad (4.19)$$

Как видно из (4.19), при $n > 1$ и $n < 0$ изменение давления прямо пропорционально изменению температуры. При $1 > n > 0$ – обратно пропорционально.

Изменение внутренней энергии, как и любого другого параметра состояния, не зависит от характера процесса. В случае идеального газа оно всегда определяется с помощью следующих уравнений. Для элементарного процесса:

$$du = c_v \cdot dT \quad (4.20)$$

Для 1 кг массы термодинамической системы:

$$u_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \cdot dT = c_v \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.21)$$

Для всей массы термодинамической системы:

$$U_{1-2} = m \cdot c_v \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.22)$$

Изменение энтальпии для элементарного процесса:

$$dh = c_p \cdot dT \quad (4.23)$$

Для 1 кг массы термодинамической системы:

$$h_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_p \cdot dT = c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.24)$$

Для всей массы термодинамической системы:

$$H_{1-2} = m \cdot c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.25)$$

Изменение энтропии в элементарном термодинамическом процессе по определению выражается соотношением:

$$ds = \frac{dq_t}{T} \quad (4.26)$$

Используя соотношение первого закона термодинамики (4.8), и уравнение состояния идеального газа, получим:

$$ds = c_v \cdot \frac{dT}{T} + R \cdot \frac{dv}{v} \quad (4.27)$$

Интегрируя соотношение (4.27), получим изменение энтропии в конечном процессе для 1 кг термодинамической системы:

$$\Delta s_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_v \cdot \frac{dT}{T} + \int_{v_1}^{v_2} R \cdot \frac{dv}{v} = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.28)$$

Используя выражение первого закона термодинамики в форме, и проделав аналогичные преобразования, получим:

$$\Delta s_{1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_p \cdot \frac{dT}{T} - \int_{P_1}^{P_2} \frac{v \cdot dp}{T} = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} + R \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (4.29)$$

Количество тепла, подводимого (отводимого) в ходе политропного процесса, можно определить с помощью уравнения первого закона термодинамики:

$$dq = du + dl \quad (4.30)$$

Сказанное не исключает возможности определения dq_t с помощью теплоемкости:

$$dq_t = c_n \cdot dT, \text{ или} \\ q_{t\ 1-2} = \int_{T_1}^{T_2} c_n \cdot dT = c_n \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.31)$$

Используя соотношение (4.11), найдем теплоемкость политропного процесса:

$$c_n = c_v \cdot \frac{n - k}{n - 1}, \quad (4.32)$$

где $k = \frac{c_p}{c_v}$ – показатель адиабаты. Таким образом:

$$q_{1-2} = c_v \cdot \frac{n - k}{n - 1} \cdot (T_2 - T_1) \text{ или } q_{1-2} = c_p \cdot \frac{n - k}{k(n - 1)} \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.33)$$

Работа расширения в политропном процессе:

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv \quad (4.34)$$

В соответствии с основным уравнением политропы:

$$p_1 \cdot v_1^n = p \cdot v^n, \quad (4.35)$$

где p , v – текущие значения давления и объема в ходе процесса.

Отсюда:

$$p = \frac{p_1 \cdot v_1^n}{v^n} \quad (4.36)$$

Совместное решение (4.34) и (4.35) дает:

$$l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p_1 \cdot v_1^n \frac{dv}{v^n}, \text{ или}$$

$$l_{1-2} = \frac{p_1 \cdot v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] \quad (4.37)$$

$$l_{1-2} = \frac{p_1 \cdot v_1^n}{1-n} \cdot [v_2^{1-n} - v_1^{1-n}] \quad (4.38)$$

Для работы идеального газа справедливы следующие выражения:

$$\left\{ \begin{array}{l} l_{1-2} = \frac{p_1 \cdot v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] \\ l_{1-2} = \frac{R \cdot T_1}{n-1} \cdot \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right] \\ l_{1-2} = \frac{p_1 \cdot v_1}{n-1} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \end{array} \right. \quad (4.39)$$

Частные случаи политропного процесса Изохорный процесс

В данном случае объем системы остается неизменным ($V = const$).

Теплоемкость рабочего тела: $c_n = c_v = const$

Определим значение n при $v = const$. Из (4.11) следует:

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \frac{-R}{0} = \pm\infty \quad (4.40)$$

Извлечем корень n -ой степени из (4.14):

$$p^{\frac{1}{n}} \cdot v = const, \quad (4.41)$$

и подставим в него найденное значение показателя политропы. Тогда получим:

$$v = const.$$

Таким образом, из общего уравнения политропы получено уравнение изохорного процесса. Последнее позволяет рассматривать изохорный процесс как частный случай политропного процесса при $n = \pm\infty$.

Определим соотношение между параметрами в изохорном процессе.

Для изохорного процесса имеет смысл искать соотношение лишь между p и T , т.к. при $v = const$ отыскание взаимосвязи между p и v или T и v лишено смысла.

В общем случае протекания политропного процесса соотношение p и T устанавливалось (4.19):

$$\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{1-\frac{1}{n}} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.42)$$

Если ввести в него $n = \pm\infty$, то

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad (4.43)$$

Выражение (4.43) известно из физики как закон Шарля.

Изменение внутренней энергии:

$$\Delta u = c_v \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.44)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.45)$$

Изменение энтропии определяется из выражения (4.28):

$$\Delta s = c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (4.46)$$

Работа расширения:

$$l = l_{1-2} = \int_{v_1}^{v_2} p \cdot dv = 0 \quad (4.47)$$

Из первого закона термодинамики следует:

$$dq_t = du = c_v \cdot dT, \text{ или} \\ q_{t,1-2} = c_v \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.48)$$

Изобарный процесс

В данном случае давление в системе остается постоянным ($p = const$).

Теплоемкость системы

$$c_n = c_p = const$$

Определим значение n при ($p = const$). Из (4.11) следует

$$n = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = \frac{0}{R} = 0 \quad (4.49)$$

Если в основное уравнение политропы подставить найденное значение n , то

$$pv^0 = const, \quad p = const.$$

При рассмотрении изобарного процесса имеет смысл искать соответствие между основными параметрами состояния лишь в виде $f(v, T) = 0$.

Уравнение (4.18) при $n = 0$ дает:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1} \quad (4.50)$$

$\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1}$ – закон Гей – Люссака.

То есть в изобарном процессе изменение объема прямо пропорционально изменению абсолютной температуры. Изменение внутренней энергии идеального газа не зависит от пути процесса, т.е. U в случае $p = const$.

$$\Delta u = c_v \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.51)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = c_p (T_2 - T_1) \quad (4.52)$$

Изменение энтропии определяется из выражения (4.29):

$$\Delta s = c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1} \quad (4.53)$$

Работа, производимая газом в ходе изобарного расширения или затрачиваемая на его изобарное сжатие, легко может быть определена по формуле политропного процесса при условии, что $n = 0$. Это условие сводит все формулы работы политропного процесса к двум:

$$l = p \cdot (v_2 - v_1) \quad (4.54)$$

$$l = R \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.55)$$

Следует отметить, что уравнение (4.54) может быть получено для $p = const$ из самого общего выражения работы (4.34) без каких – либо оговорок относительно природы газа. Поэтому данная формула справедлива как для реальных, так и для идеальных газов.

Рассмотрение (4.55) представляет дополнительный интерес в связи с тем, что оно позволяет раскрыть физический смысл газовой постоянной. Действительно, если решить (4.55) относительно газовой постоянной:

$$R_\mu = \frac{l}{T_2 - T_1}, \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot ^\circ \text{K}} \right], \quad (4.56)$$

то последняя представляется как работа расширения в изобарном процессе l кг идеального газа при изменении его температуры на 1 градус.

Тепло, подводимое (отводимое) в ходе изобарного процесса, можно найти с помощью уравнения первого начала термодинамики:

$$q = \Delta u + l \quad (4.57)$$

или с помощью теплоемкости:

$$q_t = c_p \cdot (T_2 - T_1) \quad (4.58)$$

Изотермический процесс

Теплоемкость рабочего тела системы:

$$c_x = \left(\frac{dq_t}{dT} \right)_x \quad (4.59)$$

в случае изотермического процесса ($dt = 0$), как видно из (4.59), равна бесконечности. Уравнение (4.11) при подстановке в него $c_x = \infty$ дает неопре-

деленность вида $\frac{\infty}{\infty}$, раскрытие которой в данном случае может быть осуществлено путем вычитания из обеих его частей по единице:

$$n - 1 = \frac{c_x - c_p}{c_x - c_v} - 1 = \frac{c_x - c_p - c_x + c_v}{c_x - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_x - c_v}, \quad (4.60)$$

при подстановке:

$$n - 1 = 0, \text{ или} \\ n = 1.$$

Если в основное уравнение политропы (4.14) подставить найденное значение n , то получим:

$$p \cdot v = \text{const}, \quad (4.61)$$

представляющее собой математическую запись закона Бойля – Мариотта.

Таким образом, изотермический процесс изменения состояния идеального газа – частный случай политропного процесса, когда $n = 1$.

Как следует из уравнения (4.61), в системе координат $p - v$ изотермический процесс изменения состояния идеального газа представляет собой равнобокую гиперболу, асимптотами которой являются оси координат (рисунок 4.4.1).

При $T = \text{const}$ переменными оказываются лишь два основных параметра состояния, взаимосвязь между которыми определяется уравнением (4.61). В соответствии с последним:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2} \quad (4.62)$$

Внутренняя энергия идеального газа включает в себя лишь внутреннюю кинетическую энергию, которая однозначно связана с температурой. Поэтому при $T = \text{const}$:

$$\Delta u = c_v \cdot (T_2 - T_1) = 0 \quad (4.63)$$

Изменение энтальпии:

$$\Delta h = c_p \cdot (T_2 - T_1) = 0 \quad (4.64)$$

Изменение энтропии определяется из уравнений (4.28) и (4.29), которые при $T = \text{const}$ принимают следующий вид:

$$\Delta s = R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}, \text{ и } \Delta s = R \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (4.65)$$

Формулы работы, производимой идеальным газом при изотермическом расширении, могут быть получены из уравнений работы, полученных для общего случая политропного процесса. Однако, простая подстановка в уравнение (4.39) $n=1$ с учетом $T = \text{const}$ и $p \cdot v = \text{const}$ приводит к не-

определенности типа $\frac{0}{0}$. Используем для этой цели уравнение (4.39), применив к нему правило Лопиталю. Обозначим в уравнении (4.39):

$$f_1(n) = 1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}, \quad f_2(n) = n - 1 \quad (4.66)$$

Тогда (4.39) примет вид:

$$l = p_1 \cdot v_1 \frac{f_1(n)}{f_2(n)} \quad (4.67)$$

В соответствии с правилом Лопиталю при неопределенности типа $\frac{0}{0}$ или $\frac{\infty}{\infty}$:

$$\frac{f_1(n)}{f_2(n)} = \frac{f_1'(n)}{f_2'(n)} \quad (n \rightarrow 1) \quad (4.68)$$

$$\begin{cases} f_1'(n) = -\ln \cdot \frac{v_1}{v_2}, (n \rightarrow 1) \\ f_2'(n) = 1 \end{cases} \quad (4.69)$$

Решая совместно (4.67), (4.68) и (4.69), получим:

$$l = p_1 \cdot v_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (4.70)$$

Учитывая (4.66), уравнение первого начала термодинамики для изотермического процесса изменения состояния сведется к виду:

$$q_t = l \quad (4.71)$$

Таким образом, в изотермическом процессе изменения состояния идеального газа все подводимое к телу тепло идет на совершение работы расширения.

Адиабатный процесс

Адиабатным называется процесс, в ходе которого система не может обмениваться теплом с окружающей средой. Необходимым и достаточным условием адиабатного процесса является:

$$dq_t = 0 \quad (4.72)$$

Для адиабатного процесса в соответствии с (4.72) теплоемкость:

$$c_x = \left(\frac{dq_t}{dT} \right)_x = 0 \quad (4.73)$$

Если рассмотреть (4.11), учитывая (4.73), то в данном случае:

$$n = \frac{c_p}{c_v} = k, \quad (4.74)$$

где k – показатель адиабаты.

Основное уравнение адиабаты получается из (4.14) с учетом (4.74):

$$pv^k = const \quad (4.75)$$

Иначе говоря, адиабатный процесс – это частный случай политропного процесса, когда $n = k$.

В системе координат $p-v$ адиабатный процесс изображается кривой, близкой к гиперболе. Эта кривая называется адиабатой.

В обратимом адиабатном процессе не происходит изменения энтропии:

$$ds = \frac{dq_t}{T} = 0 \text{ или } s = const \quad (4.76)$$

В системе координат Ts обратимый адиабатный процесс изображается линией $s = const$. Поэтому данный процесс иначе называют изоэнтропийным.

Формулы соотношения между основными параметрами состояния получаются из соответствующих выражений политропного процесса при замене в них показателя политропы на показатель адиабаты:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^k \quad (4.77)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \quad (4.78)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \quad (4.79)$$

То же самое получается с формулами для определения работы:

$$l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right], \quad l = \frac{R T_1}{k-1} \left[1 - \frac{T_2}{T_1} \right], \quad l = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (4.80)$$

$$l = \frac{1}{k-1} \cdot (p_1 \cdot v_1 - p_2 \cdot v_2) \quad (4.81)$$

Как и в любом другом процессе изменения состояния идеального газа изменение внутренней энергии определяется уравнением:

$$\Delta u = c_v (T_2 - T_1) \quad (4.82)$$

В связи с тем, что в адиабатном процессе запрещен теплообмен с окружающей средой, уравнение первого начала термодинамики принимает вид:

$$\Delta u + l = 0, \text{ или } l = -\Delta u \quad (4.83)$$

Сводная таблица частных случаев политропного процесса

Процесс	n	Соотношения параметров	Δu	Δh	Δs	q_t	l
Изохорный $V = const$	$\pm \infty$	$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2}{p_1}$	$c_v \cdot \Delta T$	$c_p \cdot \Delta T$	$c_v \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$	$c_v \cdot \Delta T$	0
Изобарный $P = const$	0	$\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1}$	$c_v \cdot \Delta T$	$c_p \cdot \Delta T$	$c_p \cdot \ln \frac{T_2}{T_1}$	$c_p \cdot \Delta T$	$p \cdot (v_2 - v_1)$
Изотермический $T = const$	1	$\frac{p_2}{p_1} = \frac{v_1}{v_2}$	0	0	$R \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$	$p_1 \cdot v_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$	$p_1 \cdot v_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$
Адиабатный $dq_t = 0$	k	$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = \frac{T_2}{T_1}$	$c_v \cdot \Delta T$	$c_p \cdot \Delta T$	0	0	$c_v \cdot \Delta T$

Иначе говоря, в адиабатном процессе работа расширения совершается за счет внутренней энергии системы. Наоборот, при сжатии вся затраченная на сжатие работа расходуется на увеличение внутренней энергии. По этой причине температура системы при адиабатном расширении падает, а при сжатии – возрастает.

4.4 Изображение процессов в диаграммах

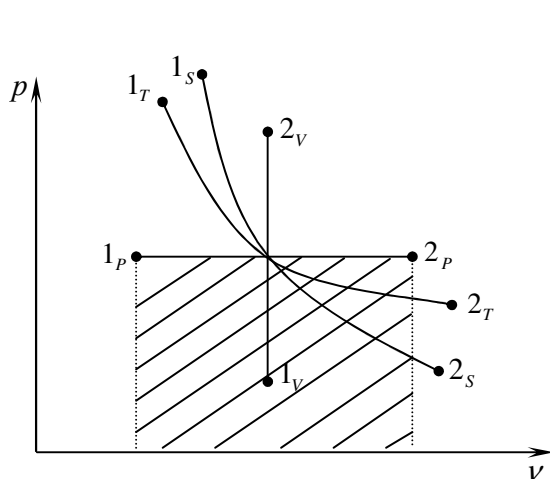


Рис. 4.4.1 Изображение термодинамических процессов в координатах $p - v$.

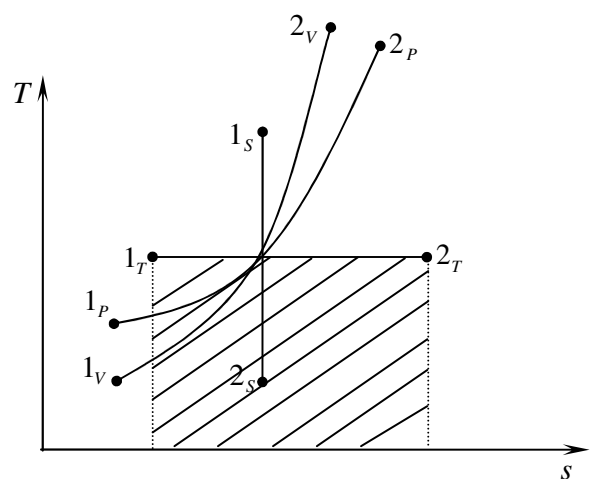


Рис. 4.4.2 Изображение термодинамических процессов в координатах $T - s$.

Для анализа термодинамических процессов используются диаграммы состояния рабочего тела в координатах $p - v$; $T - s$.

Эти диаграммы использовались и используются для проведения графо – аналитических расчетов процессов и для графической иллюстрации математических зависимостей. Графическое изображение термодинамических процессов в координатах $p - v$; $T - s$ приведено на рисунках 4.4.1, 4.4.2.

Здесь приняты следующие обозначения: $1_v - 2_v$ – изохорный процесс; $1_p - 2_p$ – изобарный процесс; $1_T - 2_T$ – изотермический процесс; $1_s - 2_s$ – адиабатный процесс.

Площадь под соответствующей кривой в $p - v$ диаграмме равна работе, которая совершается в ходе процесса.

Площадь под соответствующей кривой в $T - s$ диаграмме равна количеству теплоты, подводимой или отводимой в ходе процесса.

РАЗДЕЛ 5. Сжатие газов в компрессорах

Сжатые газы находят широкое применение в различных отраслях техники. Машины, применяемые для сжатия газа, называются компрессорами. По способу сжатия газа компрессоры разделяются на две группы. К первой группе относятся компрессоры статического действия или объемные компрессоры (поршневые, шестеренчатые, ротационные). Повышение давления в них достигается путем уменьшения объема газа, поступившего в рабочее пространство компрессора. Ко второй группе относятся компрессоры динамического действия. К ним относятся центробежные, осевые и диагональные компрессоры. В этой группе компрессоров сжатие осуществляется в два этапа. Вначале газу сообщается некоторый запас кинетической энергии, затем кинетическая энергия преобразуется в потенциальную (энергию давления).

Несмотря на конструктивные различия указанных типов компрессоров, процессы сжатия газа в них с точки зрения термодинамики одинаковы.

Дальнейший анализ проводится применительно к поршневому компрессору.

5.1 Описание принципа действия машины

Схема идеального поршневого компрессора представлена на рис. 5.1.

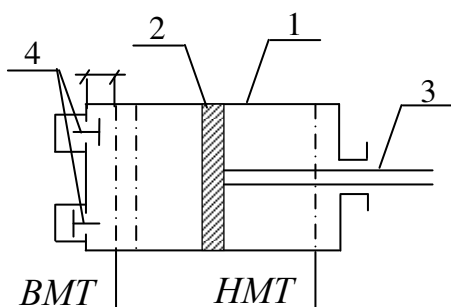


Рис. 5.1 Схема компрессора

- 1—цилиндр, 2— поршень, 3— шток,
4 — клапана

Идеальным считается компрессор, в цилиндре которого отсутствует мертвое пространство. Между крышкой цилиндра и верхней плоскостью поршня в положении (ВМТ) нет зазора. В такой машине весь сжатый газ полностью выталкивается из цилиндра машины в нагнетательную магистраль. Принцип работы компрессора заключается в следующем. При ходе поршня из верхней мертвой точки (ВМТ) к

нижней мертвой точке НМТ в цилиндр засасывается газ (процесс 4 – 1), который при обратном ходе поршня сначала сжимается (процесс 1 – 2), а потом выталкивается в газосборник (процесс 2 – 3). В крышке цилиндра компрессора располагаются впускной и выпускной клапаны, работающие под действием перепада давлений. При засасывании газа (воздуха) впускной клапан открыт, а выпускной закрыт. В процессе сжатия воздуха, продолжающегося на части обратного хода поршня, оба клапана закрыты. По окончании процесса сжатия выпускной клапан открывается (точка 2), а

поршень на оставшейся части пути до верхней мертвой точки выталкивает сжатый газ в нагнетательную магистраль.

5.2 Определение работы, затрачиваемой на сжатие

5.2.1 Идеальная машина

Для определения работы используем диаграмму $p-V$ (рис. 5.2). На рисунке 5.2 в координатах $p-V$ (p , V – давление и объем газа в цилиндре при различных положениях поршня) представлена индикаторная диаграмма процесса сжатия газа в одноступенчатом компрессоре (схема компрессора – рис. 5.1).

Так как процессы 4 – 1 и 2 – 3 не являются термодинамическими, то есть идут с неизменными термодинамическими параметрами (меняется лишь масса газа в цилиндре), то совокупность процессов, изображенных на рис. 5.2, строго говоря, не является замкнутым термодинамическим циклом.

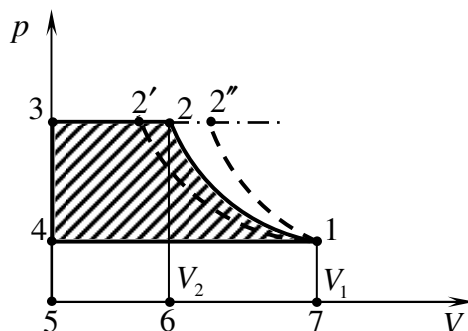


Рис. 5.2 Идеальная индикаторная диаграмма сжатия газа

2–3, 4–1 – процессы транспорта вещества; 2–3 – из рабочего объема; 4–1 в рабочий объем; 1–2 – сжатие газа; 3–4 – расширение газа

Однако для удобства анализа эту диаграмму рассматривают как цикл идеального компрессора. Линия сжатия, в зависимости от количества, отводимого от газа тепла (интенсивности охлаждения цилиндра), может быть изотермой 1–2', адиабатой 1–2'', или политропой 1–2 (см. рис. 5.2).

Работа, затрачиваемая на получение сжатого газа в одноступенчатом компрессоре, графически изображается площадью 4–1–2–3 (рис. 5.2), которая является алгебраической суммой площадей:

$$F_{4123} = F_{2356} + F_{1267} - F_{4175}, \quad (5.1)$$

где $F_{2356} = L_1 = p_2 \cdot V_2$ – работа нагнетания;

$F_{1267} = L_2 = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV$ – работа сжатия;

$F_{4175} = L_3 = p_1 \cdot V_1$ – работа наполнения (отрицательная, потому что при всасывании газ сам совершает работу над поршнем).

В соответствии с таким обозначением суммарная работа будет равна:

$$L = L_1 + L_2 + L_3 = P_2 \cdot V_2 + \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV - p_1 \cdot V_1 \quad (5.2)$$

В этом выражении $\int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV$ зависит от характера процесса сжатия.

1. При изотермическом сжатии:

$$l_{из} = -m \cdot R_\mu \cdot T_1 \cdot \ln \frac{P_2}{P_1} \quad (5.3)$$

2. В случае политропного сжатия:

$$L = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (5.4)$$

n – показатель политропы.

3. При адиабатном сжатии:

$$L = m \cdot \frac{k}{k-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right], \quad (5.5)$$

k – показатель адиабаты.

Вычисленная таким образом величина работы используется при определении энергетических затрат, необходимых для получения определенного количества газа при заданных параметрах начала и конца сжатия.

Как следует из рис. 5.2 и сопоставления формул (5.3), (5.4) и (5.5), наименьшая суммарная работа затрачивается при изотермическом сжатии газа. Кроме того, вследствие постоянства температуры в этом процессе создаются благоприятные условия для смазки.

В действительных компрессорах осуществить изотермическое сжатие невозможно. Для снижения затрат энергии на сжатие применяют охлаждение цилиндров машины и охлаждают сжатый газ в промежуточных холодильниках. При определении эффективности охлаждаемых поршневых компрессоров величина действительной работы сравнивается с изотермической. Отношение их дает изотермический КПД ($\eta_n < 1$).

5.2.2 Действительная машина

В рассмотренных выше случаях предполагалось, что весь объем цилиндра является рабочим. В действительности же между крышкой цилиндра и поршнем в его крайнем левом положении (ВМТ) существует техно-

логический зазор, для предотвращения удара поршня о крышку цилиндра. Вследствие этого, в цилиндре остается так называемое «вредное пространство», в котором остается не вытолкнутый в систему сжатый газ. При обратном ходе поршня оставшийся газ расширяется и занимает к моменту открытия впускного клапана часть объема рабочей полости цилиндра. На эту величину уменьшается объем всасываемого газа.

Таким образом, наличие вредного пространства приводит к тому, что в процессе расширения газа от давления P_2 до давления P_1 происходит изменение объема газа от V_0 до V_4 , и линия расширения 3 – 4 из вертикальной станет наклонной.

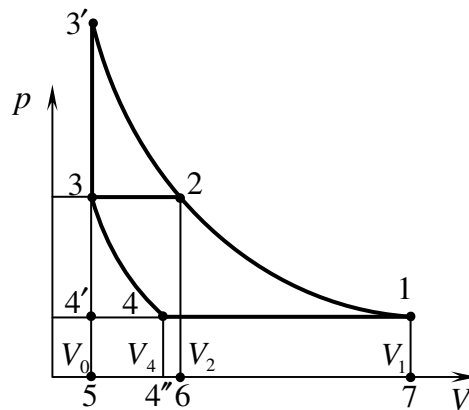


Рис. 5.3 Индикаторная диаграмма поршневого компрессора с наличием вредного пространства

Работа, затрачиваемая на получение сжатого газа в одноступенчатом компрессоре, графически изображается площадью 4 – 1 – 2 – 3 (рис.5.3), которая является алгебраической суммой площадей:

$$F_{1234} = F_{2356} + F_{1267} - F_{1474'} - F_{344'5}, \quad (5.6)$$

где $F_{344'5} = L_2 = \int_{V_0}^{V_4'} p \cdot dV$ – работа расширения газа, находящегося во вредном пространстве.

В соответствии с таким обозначением суммарная работа будет равна:

$$L = L_1 + L_2 + L_3 + L_4 = p_2 \cdot V_2 + \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV - p_1 \cdot V_1 - \int_{V_0}^{V_4'} p \cdot dV \quad (5.7)$$

В этом выражении $\int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV$ и $\int_{V_0}^{V_4'} p \cdot dV$ зависят от характера процесса сжатия.

1. При изотермическом сжатии:

$$L_{из} = -m \cdot R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1} \quad (5.8)$$

2. В случае политропного сжатия:

$$L = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right], \quad (5.9)$$

n – показатель политропы.

Работа сжатия в цилиндре машины определяется площадью F_{1234} . Эта площадь равна:

$$F_{1234} = F_{1267} + F_{2356} - F_{144'7} - F_{4354'} = L, \quad (5.10)$$

$$F_{1267} = m_1 \cdot \int_{V_2}^{V_1} p \cdot dV \quad \text{– работа сжатия;}$$

$$F_{2356} = p_2 \cdot (V_2 - V_{м.н.}) = p_2 \cdot (V_2 - \varphi \cdot V_1) \quad \text{– работа выталкивания газа из цилиндра;}$$

$F_{4354'}$ – работа расширения газа находящегося в мертвом пространстве,

$$F_{4354'} = m_2 \cdot \int_{V_{м.н.}}^{V_4} p \cdot dV \quad (5.11)$$

$$F_{144'7} \text{ – работа всасывания газа в цилиндр, } F_{144'7} = \int_{V_4}^{V_1} p \cdot dV.$$

$$V_{м.н.} = \varphi \cdot V_1 \quad (5.12)$$

Величина объемов V_2 и V_4 определяется условиями сжатия и расширения (в общем случае политропическое).

Количество газа в цилиндре (число молей):

В точке 1 $\Rightarrow V_1, p_1, T_1$:

$$p_1 \cdot V_1 = N_1 \cdot R \cdot T_1 \Rightarrow m_1 = \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1} \cdot \mu \quad (5.13)$$

Количество газа в цилиндре (число молей) в 3 точке $\Rightarrow V_{м.н.}, p_2, T_2 = T_3$:

$$p_2 \cdot V_{м.н.} = N_2 \cdot R \cdot T_2 \Rightarrow m_2 = \frac{p_2 \cdot V_{м.н.}}{R \cdot T_2} \cdot \mu \quad (5.14)$$

Количество газа засасываемого в цилиндр:

$$m = m_1 - m_2 = \left(\frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1} - \frac{p_2 \cdot V_{m.n.}}{R \cdot T_2} \right) \cdot \mu \quad (5.15)$$

Объем засасываемого газа $V_1 - V_{4'}$:

$$V_{4'} = V_{m.n.} + \delta \cdot V, \quad (5.16)$$

где $\delta \cdot V$ – увеличение объема газа из мертвого пространства. Давления p_1 и p_2 связаны степенью сжатия: $\varepsilon = \frac{p_2}{p_1} \Rightarrow p_2 = \varepsilon \cdot p_1$ – это компрессор обязан обеспечить.

Необходима взаимосвязь между параметрами процесса. Лучше исключить температуры из рассмотрения, выразить T_2 через T_1 , p_1 и ε (используя соотношение $p \cdot V^n = const$ и уравнения состояния).

Таким образом:

$$\begin{aligned} F_{1234} &= m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] + m \cdot p_2 \cdot [V_2 - \varphi \cdot V_1] - \\ &- m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot \varphi \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] - \\ &- m \cdot p_1 \cdot \left[V_1 - \varphi \cdot V_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \right] = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \cdot [1 - \varphi] + \\ &+ m \cdot p_2 \cdot \left[V_1 \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} - \varphi \cdot V_1 \right] - m \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \varphi \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \right] = \\ &= m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \cdot [1 - \varphi] + \\ &+ m \cdot p_2 \cdot V_1 \cdot \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} - \varphi \right] - m \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \varphi \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \right] \end{aligned} \quad (5.17)$$

Соотношение между объемами V_1 и V_2 :

$$p_1 \cdot V_1^n = p_2 \cdot V_2^n \quad (5.18)$$

$$\left(\frac{V_2}{V_1} \right)^n = \frac{p_1}{p_2}, \Rightarrow V_2 = V_1 \cdot \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (5.19)$$

И окончательно:

$$L = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left\{ \begin{array}{l} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \cdot [1 - \varphi] + V_1 \cdot p_2 \cdot \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{n}} - \varphi \right] \\ - p_1 \cdot \left[1 - \varphi \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \right] \end{array} \right\} \quad (5.20)$$

Наличие мертвого пространства уменьшает производительность машины и уменьшает работу сжатия.

Работа политропического сжатия:

$$L = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot v_{yol} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (5.21)$$

а вся работа сжатия: $L = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]$.

$$p_2 \cdot V_{M.П.}^n = p_1 \cdot V_{4'}^n, \text{ или } \left(\frac{V_{4'}}{V_{M.П.}} \right)^n = \frac{p_2}{p_1} \quad (5.22)$$

Объем газа в цилиндре к моменту завершения расширения:

$$V_{4'} = V_{M.П.} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \quad (5.23)$$

Тогда работа расширения (от $V_{M.П.} \rightarrow V_{4'}$), или работа сжатия (от $V_{4'} \rightarrow V_{M.П.}$):

$$L_{расш} = m \cdot \frac{n}{n-1} \cdot p_1 \cdot V_{M.П.} \cdot \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \quad (5.24)$$

5.2.3 Объемный КПД компрессора

Отношение действительного объема всасывания (V, V', V'') к рабочему объему цилиндра V_h называется объемным КПД:

$$\eta_v = \frac{V}{V_h}, \quad (5.25)$$

а отношение $\frac{V_o}{V_h} = \varphi$ – относительной величиной «вредного пространства» ($\varphi = 0,01 \div 0,03$).

Очевидно, что с увеличением объема вредного пространства (V_0) будет уменьшаться действительный объем всасывания и объемный КПД, следовательно, и производительность компрессора. На объемный КПД в значительной степени оказывает влияние величина конечного давления сжатия. Как следует из рисунка 5.3, его увеличение (точки 2', 2'') уменьшает объемный КПД. В пределе, когда кривая процесса сжатия (линия 1 – 2) пересечет линию вредного пространства (точка 3'), всасывание газа в цилиндр компрессора прекратится, и будет повторяться сжатие и расширение одного и того же объема. Объемный КПД:

$$\eta_v = 1 - \varphi \cdot [(\varepsilon_i)^{1/n} - 1] \quad (5.26)$$

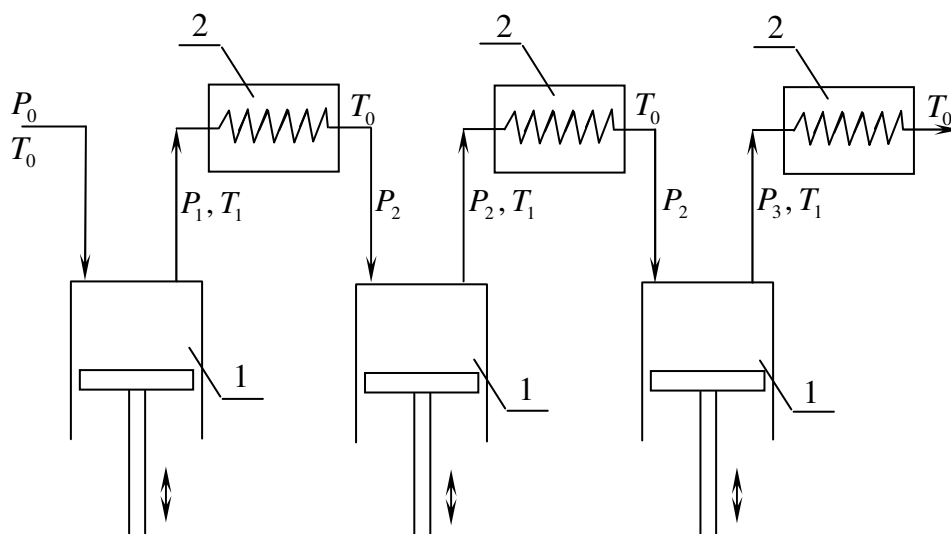
Приведенный выше анализ показывает, что одноступенчатый поршневой компрессор не может быть применен для получения сжатого газа высокого давления вследствие уменьшения производительности с увеличением конечного давления и ухудшением условий смазки (возможно самовоспламенение смазки при недостаточном охлаждении). Пределом для одноступенчатого компрессора обычно является давление конца сжатия в $10 \div 12 \text{ атм}$.

На величину суммарной работы сжатия оказывают влияние и гидравлические потери в распределительных органах (клапанах всасывания и нагнетания). На действительной индикаторной диаграмме в результате этого появляются характерные выступы вначале всасывания и нагнетания, давление на впуске снижается, а на нагнетании возрастает. В результате площадь действительной индикаторной диаграммы получается больше теоретической (теоретическая диаграмма ограничена штриховыми линиями) в 1,04 – 1,12 раза. Соответственно увеличивается и действительная работа сжатия. Потери в распределительных органах обычно учитываются уменьшением объемного КПД на $4 \div 6 \%$.

5.3 Многоступенчатое сжатие

Для получения сжатого газа высокого давления применяются многоступенчатые компрессоры. Сжатие газа в них осуществляется последовательно в нескольких цилиндрах с промежуточным охлаждением газа между ступенями (рис. 5.4). При этом охлаждение газа в холодильниках после каждой ступени производится при постоянном давлении. Многоступенчатое сжатие позволяет:

1. Обеспечить температурный режим, допустимый из условий смазки, и обеспечить надежную эксплуатацию компрессора.
2. Повысить объемный КПД, вследствие понижения перепада давлений в каждой ступени.
3. Уменьшить мощность, потребляемую на привод компрессора, путем дополнительного охлаждения газов в холодильниках.



х.

Рис. 5.4 Схема сжатия газа в многоступенчатом компрессоре с промежуточным охлаждением

1– ступени сжатия, 2– промежуточные холодильники.

Заштрихованная площадь на диаграммах $T-s$ и $p-V$ соответствуют экономии работы на сжатие газа в многоступенчатом компрессоре, по сравнению с одноступенчатым сжатием, за счет использования промежуточного охлаждения.

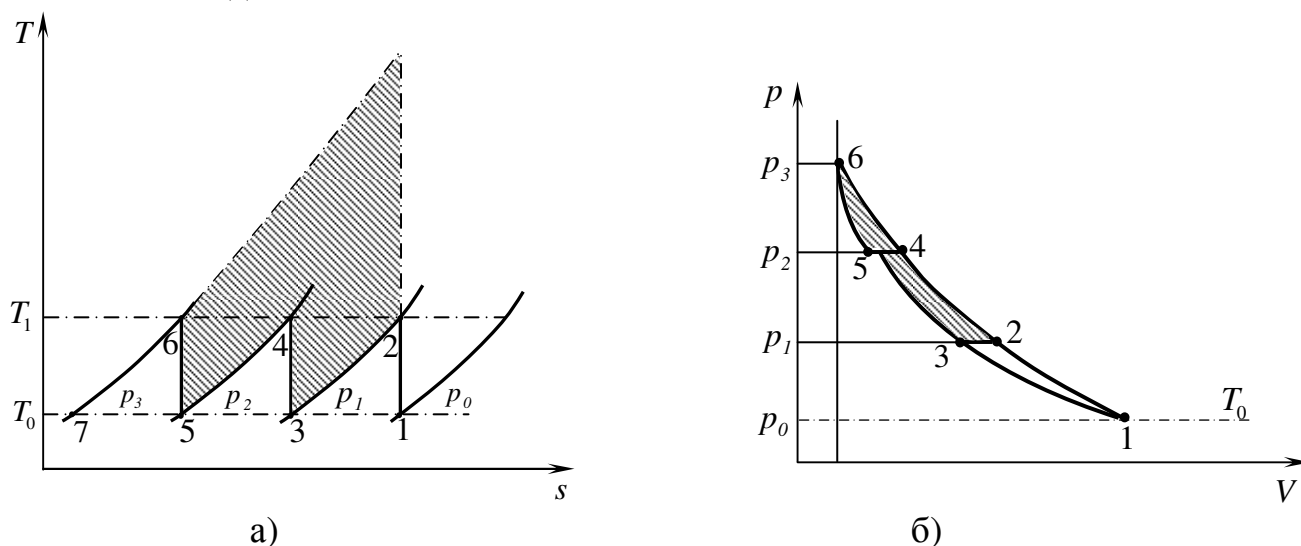


Рис. 5.5 Изображение многоступенчатого сжатия газа с промежуточным охлаждением в $T-s$ (а) и $p-V$ (б) диаграммах

1 – 2, 3 – 4, 5 – 6 – адиабатное сжатие газа; 2 – 3, 4 – 5, 6 – 7, – охлаждение газа при постоянном давлении.

Необходимо отметить, что применение промежуточного охлаждения позволяет снизить затраты энергии на привод машины, но увеличивает за-

траты за счет использования дополнительного оборудования, применяемого в системе охлаждения компрессора.

5.4 Реальные газы

На практике приходится иметь дело с системами, состояние которых не описывается уравнением состояния идеального газа. Примером может служить водяной пар, используемый в качестве рабочего тела в паросиловых установках.

Молекулы реального газа имеют определенные размеры и между ними существуют силы взаимодействия: притяжение при сравнительно больших расстояниях между молекулами и отталкивание при сближении молекул на малые расстояния. Модель реального газа представляется в виде твердых шариков диаметром d_0 , взаимно притягивающихся друг к другу.

5.4.1 Устройство $p-v$ -диаграммы реального газа

Для описания поведения реального газа используются различные диаграммы. Впервые подробное экспериментальное исследование зависимости p от v в разных изотермических процессах сжатия реального газа провел на углекислоте в 1857 – 1869 г.г. английский физик Эндрюс. Типичная диаграмма $p-v$ реального газа представлена на рис. 5.6.

На диаграмме $p-v$ можно выделить следующие области:

1. Слева от пограничной кривой $K b_2 b_1 I$ – область не кипящей жидкости. Линия $K b_2 b_1 I$ – это геометрическое место точек начала парообразования или конца конденсации. Иначе эту линию называют нижней пограничной кривой. Степень сухости на нижней пограничной кривой равняется нулю ($x=0$), а состояние вещества – кипящая жидкость.

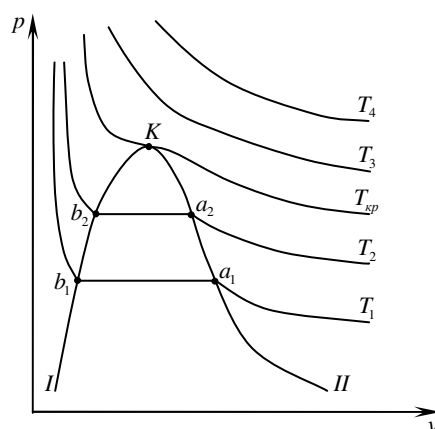


Рис. 5.6 $p-v$ – диаграмма реального газа

2. Ниже линии $I b_1 b_2 K a_2 a_1 II$ – область влажного насыщенного пара. Насыщенный водяной пар представляет собой смесь сухого насыщенного пара с каплями жидкости (туманообразное состояние). Это двухфазное состояние.

Линия $K a_2 a_1 II$ – это геометрическое место точек конца парообразования или начала конденсации. Линию $K a_2 a_1 II$ иначе называют верхней пограничной кривой. Степень сухости на верхней пограничной кривой равняется единице ($x = 1$), а состояние вещества – сухой насыщенный пар.

Насыщенный пар – это пар, находящийся в динамическом равновесии с жидкостью.

Для того чтобы превратить 1 кг жидкости в пар, надо сообщить ей какое-то количество теплоты. Эту величину называют удельной теплотой парообразования r [кДж/кг].

3. Область правее и выше верхней пограничной кривой – это область перегретого пара. Точка K – критическая точка. В точке K исчезает область одновременного существования жидкости и пара.

Как видно, при температурах, меньших $T_{кр}$, изотермическое сжатие газа вначале сопровождается ростом давления. В точке a_i начинается процесс конденсации. Состояние, отвечающее этой точке, называют сухим насыщенным паром. При продолжении изотермического сжатия давление остается постоянным, а уменьшение объема сопровождается тем, что все большее количество пара превращается в жидкость. Наконец, в точке b_i конденсация завершается, и рабочее тело превращается в кипящую жидкость. На участке $(ab)_i$ одновременно сосуществуют жидкая и газообразная фазы. Состояния, характеризуемые точками, лежащими на линии $(ab)_i$, называют влажным насыщенным паром.

Соотношение между паровой и жидкой фазой характеризуют степенью сухости пара – это массовая доля сухого насыщенного пара во влажном паре. Степень сухости пара определяется выражением:

$$x = \frac{m_n}{m_n + m_{ж}} \quad (5.27)$$

При продолжении изотермического сжатия в области $v < v'$ отмечается резкое возрастание давления, так как жидкость практически не сжимаема. С ростом температуры разность $(v'' - v')$ быстро убывает за счет интенсивного уменьшения v'' и некоторого роста v' , т.е. с ростом температуры уменьшается разница между плотностями жидкой и газовой фаз, так как с ростом температуры растет давление. Возрастание давления и ведет к увеличению плотности газа.

Уменьшение $(v'' - v')$ продолжается вплоть до температуры $T_{кр}$, когда эта разность обращается в нуль (точка K), т.е. в этой точке исчезает различие между плотностями жидкости и пара. Давление, температура и удельный объем в точке K называются критическими $(p_{кр}, T_{кр}, v_{кр})$. Попытки обеспечить путем изотермического сжатия сжижение газа при $T > T_{кр}$ обречены на неудачу.

Критической температуре можно дать молекулярно–кинетическое толкование. Объединение свободнодвижущихся молекул в каплю жидкости при сжижении газа происходит исключительно под действием сил взаимного притяжения. Этому препятствует кинетическая энергия движения молекул, равная в среднем kT (k – постоянная Больцмана). Очевидно, объединение молекул в каплю может произойти лишь при том условии, что кинетическая энергия движения молекул, пропорциональная T , меньше или равна потенциальной энергии из взаимного притяжения (u_0). Если кинетическая энергия больше потенциальной энергии взаимного притяжения, то конденсация жидкости при изотермическом сжатии не сможет произойти. Сопоставление этих положений с результатом анализа диаграммы Эндрюса позволяет сделать вывод о том, что $T_{кр}$ – температура, соответствующая равенству указанных энергий

$$kT_{кр} = u_0 \quad (5.28)$$

При $T < T_{кр}$ и $kT_{кр} < u_0$ конденсация при изотермическом сжатии возможна, при $T > T_{кр}$ и $kT_{кр} > u_0$ конденсация при изотермическом сжатии не возможна.

5.4.2 Уравнение состояния реального газа

Попытки описать поведение реального газа предпринимались не единожды. В общем случае они приводили к коррекции уравнения состояния идеального газа. Одна из первых попыток создать уравнение состояния реального газа принадлежит голландскому физику Ван дер Ваальсу (1873г.). На основе предположения о непрерывности газообразного и жидкого состояний вещества он предложил уравнение, описывающее оба эти состояния:

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) \cdot (v - b) = R \cdot T \quad (5.29)$$

Это уравнение отличается от уравнения состояния идеального газа тем, что в него входят два дополнительных члена: $\frac{a}{v^2}$ – дополнительное внутреннее давление, вызываемое взаимным приближением молекул; b – суммарный объем молекул.

Входящие в уравнение Ван дер Ваальса константы a и b вместе с газовой постоянной R характеризуют индивидуальные свойства вещества.

К сожалению, уравнение Ван дер Ваальса учитывает лишь объем молекул и их взаимодействие, что отвечает случаю парных взаимодействий между молекулами, т.е. случаю, результатом которого является лишь обмен энергией между молекулами при соударении. При возрастании плотности газа возрастает число случаев соударений, в которых участвует 3 и более молекул. При этом две и более молекул могут получить равную по величине и направлению скорость, т.е. двигаться как единое целое (ассоциация молекул), а избыток энергии уносится другими молекулами, участвующими в соударении. Таким образом, как бы сокращается число автономных частиц газа, что, естественно, отражается на его поведении.

В результате уравнение Ван дер Ваальса применимо лишь к области сравнительно малых скоростей и неприменимо к области, где вещество обладает резко выраженными свойствами реального газа (вблизи линии насыщения, околоскритическая область), и тем более к области жидкости.

В связи с этим предпринималось большое число попыток вывода теоретически обоснованного уравнения состояния справедливого в достаточно широкой области состояний реального газа. Большой шаг вперед в этом направлении был сделан в 1937 – 1946 гг. независимо друг от друга американским физиком Дж. Майером и советским математиком Н.Н. Боголюбовым. С помощью методов статистической физики они показали, что уравнение состояния реального газа в наиболее общем виде выглядит следующим образом:

$$p \cdot v = R \cdot T \cdot \left(1 - \sum \frac{v}{v+1} \cdot \frac{B \cdot v}{v^v} \right) \quad (5.30)$$

Это уравнение носит название уравнения Майера – Боголюбова. Вириальные коэффициенты B и v зависят от потенциальной энергии взаимодействия молекул и температуры газа. Эти коэффициенты определяются на основе экспериментальных исследований. Результаты этих исследований для различных газов, применяемых в качестве рабочих тел, представляются в виде: $p - v$, $T - s$, $h - s$ диаграмм, либо в табличной форме. В теплоэнергетике в качестве рабочего тела широко используется водяной пар. Реальные свойства газов необходимо учитывать при определении затрат энергии на сжатие газов, при использовании газов в качестве рабочего тела в рабочих органах тепловых двигателей, турбин и т.д.

РАЗДЕЛ 6. Течение газов и паров

6.1 Первый закон термодинамики для потока газа

Рабочее тело в тепловых машинах движется по каналам переменного сечения. Например, движение топливной тепловой смеси по каналам двигателей внутреннего сгорания, водяного пара в каналах паровой турбины, продуктов горения топлива в реактивных двигателях и т.д. При этом обеспечивается получение работы за счет использования кинетической энергии движущегося газового потока. Рассмотрим движение рабочего тела по каналу переменного сечения (рис. 6.1).

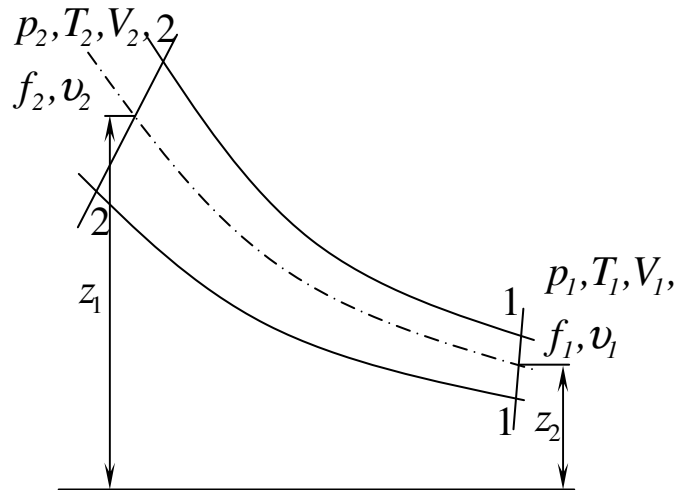


Рис. 6.1 Расчетная схема течения газа по каналу

1 – 1 входное сечение; 2 – 2 выходное сечение; Z – координата центра масс сечения.

В соответствии с первым законом термодинамики имеем:

$$dq_i = du + dl, \quad (6.1)$$

где $dl = pdv$ – работа расширения газа.

При течении газа по каналу (рис. 6.1) работа расширения затрачивается на изменение потенциальной энергии положения dl' , кинетической энергии потока dl'' , проталкивания газа по каналу dl''' , на совершение работы в рабочих органах dl_{mex} и на преодоление сил трения о стенки канала dl_{mp} :

$$dl = dl' + dl'' + dl''' + dl_{mex} + dl_{mp}, \quad (6.2)$$

где $dl' = g dz$, $dl'' = d\frac{v^2}{2}$, $dl''' = d(pv)$.

После подстановки значений работ уравнение первого закона термодинамики для потока газа примет следующий вид:

$$dq = du + g \cdot dz + d\frac{v^2}{2} + d(pv) + dl_{mex} + dl_{mp} \quad (6.3)$$

Рассмотрим частный случай первого закона термодинамики для потока газа.

Адиабатное течение идеального газа по горизонтальному каналу без совершения технической работы.

В этом случае уравнение первого закона термодинамики для потока газа значительно упрощается. Принимаем допущения: течение адиабатное $dq_t = 0$, канал горизонтальный $dl' = g dz = 0$, газ идеальный $dl_{mp} = 0$, рабочие органы отсутствуют, техническая работа не совершается – $dl_{mex} = 0$.

С учетом указанных допущений получим:

$$- du = dl = pdv = d \frac{v^2}{2} + d(pv) \quad (6.4)$$

$$\text{или } p \cdot dv = v \cdot dv + p \cdot dv + v \cdot dp$$

После преобразования получим:

$$- v \cdot dp = v \cdot dv \quad (6.5)$$

Соотношение (6.5) называют основным соотношением соплового и диффузорного течения. Соплом называется канал с увеличением скорости потока, диффузором – канал с уменьшением скорости потока. Из этого соотношения следует, что изменение скорости (dv) и изменение давления газа (dp) имеют противоположный знак, при $dp < 0$ $dv > 0$ и при $dp > 0$ $dv < 0$. Первый случай получил название соплового течения газа, а второй – диффузорного. При сопловом течении газа давление в направлении движения потока падает, а скорость растет, при диффузорном течении давление в направлении движения потока растет, а скорость падает.

6.2 Закон геометрического обращения воздействия

Уравнение неразрывности для потока газа:

$$q_m v = v f = const \quad (6.6)$$

После дифференцирования получаем:

$$q_m \cdot dv = v df + f dv \quad (6.7)$$

Разделив уравнение (6.7) на (6.6), получим:

$$\frac{dv}{v} = \frac{dv}{v} + \frac{df}{f} \quad (6.8)$$

При адиабатном изменении состояния газа при его течении отношение $\frac{dv}{v}$ может быть получено из уравнения адиабаты:

$$\frac{dv}{v} = - \frac{1}{k} \cdot \frac{dp}{p} \quad (6.9)$$

Поделив уравнение (6.6) на v^2 , получим:

$$-\frac{v \cdot dp}{v^2} = \frac{dv}{v} \quad (6.10)$$

Совместное решение (6.8), (6.9) и (6.10) дает:

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{v}{v^2} - \frac{1}{kp} \right) \cdot dp \quad (6.11)$$

Скорость звука в среде определяется соотношением:

$$b = \sqrt{k \cdot p \cdot v} = \sqrt{k \cdot R \cdot T} \quad (6.12)$$

В настоящее время при анализе течения газа широко используется число Маха, представляющее отношение скорости потока к скорости звука в том же сечении:

$$M = \frac{v}{b} \quad (6.13)$$

Первое слагаемое правой части уравнения (6.11) умножим и разделим на b^2 , и используем подстановку $b = \sqrt{k \cdot p \cdot v}$. В результате получим:

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{k} \left(\frac{M^2 - 1}{M^2} \right) \frac{dp}{p} \quad (6.14)$$

Используя (6.9), получим:

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{M^2 - 1}{M^2} \right) \cdot \frac{dv}{v} \quad (6.15)$$

Используя (6.10), получим:

$$\frac{df}{f} = (M^2 - 1) \cdot \frac{dv}{v} \quad (6.16)$$

С использованием температуры:

$$\frac{df}{f} = -\frac{1}{k-1} \cdot \left(\frac{M^2 - 1}{M^2} \right) \cdot \frac{dT}{T} \quad (6.17)$$

Совокупность выражений (6.14 ÷ 6.17) является аналитическим выражением закона геометрического обращения воздействия. Закон устанавливает взаимосвязь между геометрией канала (f), параметрами рабочего тела (p, V, T), скоростью потока (v) и режимом течения (M).

6.3 Определение скорости и расхода газа при течении в канале

Определение скорости потока можно осуществить путем интегрирования уравнения (6.5) в пределах от входного до выходного сечения канала:

$$-\int_{p_1}^{p_2} v dp = \int_{W_1}^{W_2} v dv, \text{ или } -\int_{p_1}^{p_2} v dp = \frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2} \quad (6.18)$$

Решение уравнения (6.18) оказывается возможным, если известна зависимость $v = v(p)$. В общем случае можно признать, что изменение состояния газа в процессе течения происходит по закону политропы, т.е.:

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = p v^n \quad (6.19)$$

В случае адиабатного течения:

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = p v^k \quad (6.20)$$

Подставляя значение v из (6.19) в (6.18) и производя интегрирование, получим:

$$\frac{k}{k-1} \cdot p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{v_2^2}{2} - \frac{v_1^2}{2}. \quad (6.21)$$

Уравнение (6.21) определяет приобретенный газом запас кинетической энергии, который может быть превращен в работу. Величину, стоящую в левой части уравнения, иначе называют располагаемой работой газового потока. Располагаемая работа – это потенциальная энергия газа, которая может быть преобразована в кинетическую энергию потока при расширении его от давления p_1 до p_2 .

Если принять $v_1 = 0$ ($v_1 \ll v_2$), то из уравнения (6.21) следует, что скорость на выходе из канала будет равна:

$$v_2 = v = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \cdot p_1 v_1 \cdot \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \quad (6.22)$$

Массовый расход газа может быть найден с помощью уравнения (6.6), в которое необходимо подставить площадь рассматриваемого поперечного сечения канала и соответствующие ему значения v и W . Удельный объем газа можно выразить через значения параметров в сечении 1–1. Тогда для случая адиабатного течения получим:

$$q_m = f \sqrt{2 \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \quad (6.23)$$

6.4 Течение газа через сопло. Сопло Лавалья

Анализ уравнения (6.23) позволяет сделать вывод о том, что при заданных p_1, v_1 и $\infty > K > 0$ (область существования устойчивых равновесных состояний) величина массового секундного расхода зависит от значения выражения, взятого в квадратные скобки. Легко видеть, что при $p_2 = p_1$ (рис. 6.2) $q_m = 0$. При $p_2 < p_1$ расход газа за счет увеличения расширения газа на участке 1–1 2–2 растет. Однако при $p_2 = 0$ ($p_1 \neq 0$) m снова становится равным нулю. Поскольку функция (6.23), будучи непрерывной, дважды проходит через ноль, то должен существовать максимум массового секундного расхода (рис. 6.2).

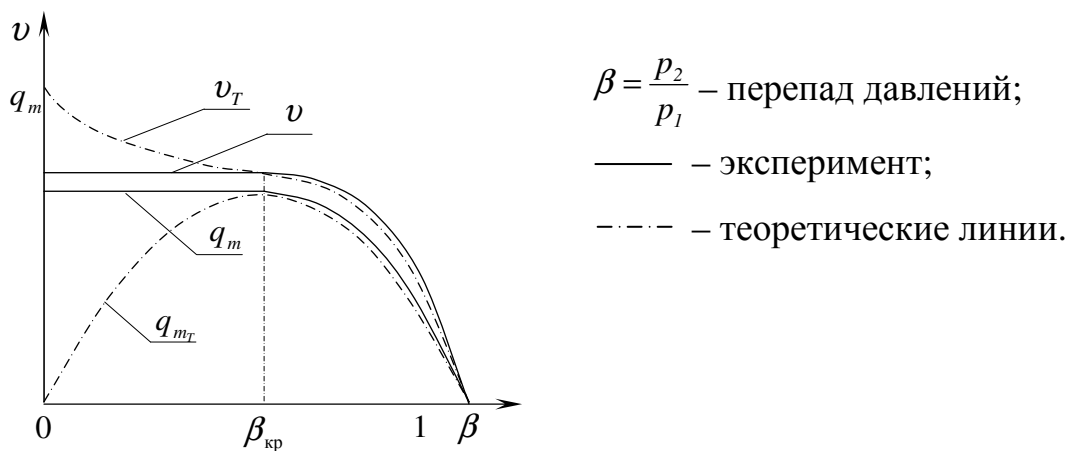


Рис. 6.2 Зависимость скорости движения газа в узком сечении сопла от соотношения давлений сечения 1–1, 2–2

Величина соотношения $\beta_{кр}$, соответствующая максимальному значению расхода $q_{m_{max}}$, может быть найдено, если приравнять к нулю первую производную от выражения в квадратных скобках уравнения (6.23). В результате получаем, что для адиабатного процесса изменения состояния критический перепад давлений равен:

$$\beta = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} \quad (6.24)$$

Естественно, что при подстановке в уравнение (6.23) вместо β критического перепада давлений получим максимальную величину массового расхода. Для адиабатного течения, которое чаще всего рассматривается в технических приложениях, имеем:

$$m_{max} = f \sqrt{2 \cdot \frac{1}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} \quad (6.25)$$

При дальнейшем уменьшении давления, в окружающей среде $[\beta < \beta_{кр}]$ расход остается неизменным, равным $q_{m_{max}}$. Это явление получило название «кризис течения». Скорость течения газа при $\beta < \beta_{кр}$ также остается постоянной. Эта скорость называется критической скоростью течения ($v_{кр}$). Уравнение для определения $v_{кр}$ может быть получено, если в (6.22) вместо β ввести критический перепад давлений $\beta_{кр}$:

$$v_{кр} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot p_1 \cdot v_1} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot R \cdot T_1} \quad (6.26)$$

Рассмотрим физическую картину процесса. По мере движения газа по каналу происходит его расширение, при котором уменьшается p_2 и T_2 . Падение T_2 приводит к уменьшению местной скорости звука (6.12) и увеличению скорости потока. В выходном сечении канала скорость звука будет равна:

$$b = \sqrt{k \cdot R \cdot T_2} \quad (6.27)$$

При кризисе течения скорость потока в выходном сечении определяется (6.26). Введем в это уравнение вместо p_1, v_1 температуру T_1 . Для адиабатного процесса при $\beta = \beta_{кр}$ получим уравнение:

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = \frac{2}{k+1} \quad \text{или} \quad v_{кр} = \sqrt{k \cdot R \cdot T_2} \quad (6.28)$$

Таким образом, при достижении критического перепада давлений на выходе из сопла скорость потока достигает местной скорости звука. Между тем, давление распространяется тоже со скоростью звука. Между тем, давление распространяется тоже со скоростью звука. Если давление в окружающей среде станет меньше $p_{2_{кр}}$, в последнем устанавливается постоянное давление, равное $p_{2_{кр}} = p_1 \cdot \beta$. Этим объясняется тот факт, что при $p_2/p_1 \leq \beta$, $q_m = q_{m_{max}} = const$ и $v = v_{max} = const$.

Проведенный выше анализ касался течения газа через сопло. Из него не следует делать вывод о том, что вообще не возможно, например, при адиабатном течении получить скорость потока выше звуковой.

Как следует из уравнений (6.14), (6.15), (6.16), для перехода в область сверхзвуковых скоростей необходимо использовать комбинированное устройство, состоящее из сопла и следующего за ним расширяющего канала. Такое комбинированное устройство называется соплом Лавалья (рис. 6.3).

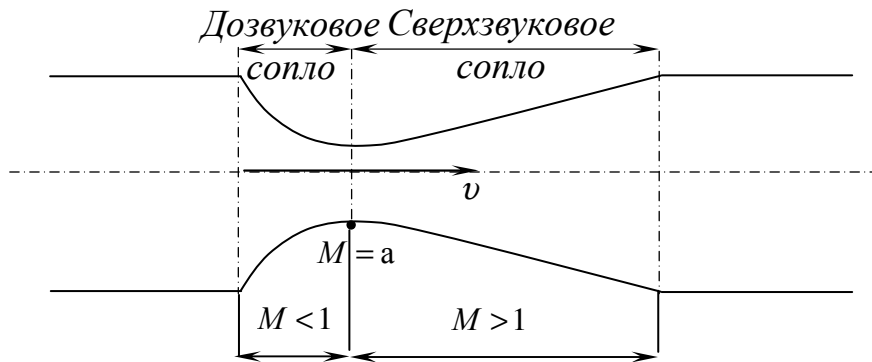


Рис. 6.3 Схема сопла Лавалья

Когда газ достигает критической скорости в узком сечении сопла, то создаются условия для дальнейшего расширения потока в расширяющейся части устройства, где газ приобретает сверхзвуковую скорость. Проточная часть реакторных двигателей и двигателей сверхзвуковых самолетов оформляется в виде сопла Лавалья. Сопло Лавалья целесообразно применять

лишь при $\frac{p_2}{p_1} < \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{кр}$. Скорость истечения, например, при адиабатном течении определится с помощью уравнения (6.22). Расход определится по минимальному сечению, где имеет место кризис течения. Для этого используется уравнение для определения $Q_{m_{max}}$, в которое следует подставлять вместо f минимальное сечение сопла f_{min} .

РАЗДЕЛ 7. Основные сведения теории теплообмена

7.1 Основные понятия и определения

Количество теплоты – запас энергии в виде тепла, которым обладает система:

$$Q_t = C_p \cdot m \cdot t \quad (7.1)$$

или

$$Q_t = C_p \cdot \rho \cdot V \cdot t \quad (7.2)$$

Концентрация теплоты – количество теплоты в единице объема системы: $Q_t = C_p \cdot \rho \cdot t$, [Дж/м³]. Если значения теплоемкости и плотности остаются неизменными, то концентрация теплоты полностью определяется температурой тела.

Температурное поле – совокупность всех значений температуры в теле в данный момент времени.

Значение температуры в любой точке пространства, определяемой координатами x , y , z , в каждый момент времени τ может быть описано уравнением:

$$t = t(x, y, z, \tau), \quad (7.3)$$

которое представляет собой математическое выражение температурного поля в его наиболее общем виде, когда температура меняется вдоль всех координатных осей, а также с течением времени. Такое температурное поле называют трехмерным нестационарным.

Если $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, т.е. температура каждой точки с течением времени не изменяется, то такое поле называется трехмерным стационарным.

Режим называется установившимся или стационарным.

$$t = t(x, y, z) \quad (7.4)$$

Наиболее простым является случай одномерного температурного поля:

$$t = t(x), \quad (7.5)$$

когда температура с течением времени не изменяется и является функцией лишь одной координаты. Целью решения задач по теплопереносу является определение температурного поля.

Тепловой поток $q_t = \frac{Q_t}{\tau}$ $\left[\frac{\text{Дж}}{\text{с}} \right]$, [Вт] – это количество теплоты, проходящее в единицу времени через поверхность в направлении, перпендикулярном этой поверхности.

Удельный тепловой поток или плотность теплового потока:

$$j_t = \frac{q_t}{F}, \quad \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right] \quad (7.6)$$

Плотность теплового потока – это количество теплоты, проходящее в единицу времени через единицу поверхности в направлении, перпендикулярном этой поверхности.

Для оценки изменения температуры внутри тела пользуются понятием температурного градиента:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{dt}{dn} = \text{grad } t, \left[\frac{K}{m} \right] \quad (7.7)$$

Для трехмерного температурного поля градиент определяется выражением:

$$\text{grad } t = \frac{\partial t}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial y} + \frac{\partial t}{\partial z} \quad (7.8)$$

Температурный градиент – это предел отношения разности температур между изотермами к расстоянию между ними по нормали при стремлении этого расстояния к нулю.

Температурный градиент – величина векторная, положительное направление которой совпадает с направлением роста температуры. Температурный градиент показывает, как быстро увеличивается температура в направлении, перпендикулярном изотермическим поверхностям.

7.2 Основные механизмы переноса теплоты

Теплота может передаваться тремя способами: теплопроводностью, конвекцией и тепловым излучением.

Теплопроводность – это перенос тепла вследствие хаотического молекулярного движения; по своей физической природе этот вид переноса обусловлен молекулярным перемещением. Таким образом, происходит выравнивание концентрации теплоты путём молекулярного перемещения. В чистом виде теплопроводность наблюдается только в твердых телах. Этот способ переноса тепла еще называют градиентным.

Конвекция – перенос теплоты за счет направленного движения среды. Существует только в подвижных средах (газы и жидкости). Этот вид переноса еще называют молярным, и он связан с макроскопическим переносом самой среды с определенной скоростью. В зависимости от причин перемещения среды различают свободную и вынужденную конвекцию.

Свободная конвекция возникает за счет различия свойств среды (в первую очередь плотности и вязкости) в различных точках объема системы. Менее плотные слои поднимаются вверх, тяжелые опускаются вниз. При свободной конвекции жидкость перемещается только в вертикальном направлении. Различие в свойствах среды, как правило, вызвано различными значениями температуры в разных точках объема среды.

Вынужденная конвекция осуществляется в результате действия посторонних сил, перемещающих жидкость (насос, вентилятор, ветер и т.п.).

Любое нагретое тело излучает в окружающее пространство тепловую энергию в виде электромагнитных волн, а так же любое тело может поглощать такую энергию. Примером излучающего тела может служить солнце. Жизнь на земле существует по тому, что мы получаем тепловую и световую энергию солнца.

Тепловое излучение – это процесс распространения тепловой энергии с помощью электромагнитных волн. При тепловом излучении происходит двойное превращение энергии: тепловая энергия излучающего тела переходит в лучистую и, наоборот, лучистая энергия, поглощаясь телом, переходит в тепловую.

7.3 Закон молекулярного переноса теплоты. Закон Фурье

Молекулярный перенос возникает за счет разности температур в различных точках объема тела. При этом будет возникать направленное движение молекул или их потоки, которые будут переносить тепло.

Величина теплового потока, передаваемого за счет теплопроводности, определяется по закону Фурье:

$$q_t = -\lambda \cdot F \cdot \frac{\partial t}{\partial n}, [Bm] \quad (7.9)$$

Знак минус показывает, что перенос теплоты осуществляется в направлении, обратном направлению градиента температуры; то есть тепло перемещается из области с высокой температурой в область с низкой температурой.

Коэффициент теплопроводности, λ – теплофизическая характеристика, которая характеризует способность вещества проводить теплоту.

Коэффициент теплопроводности – это количество теплоты, проходящее в единицу времени через единичную площадку, перпендикулярную $grat t$, при значении последнего $1 \frac{^{\circ}K}{m}$.

7.4 Закон конвективного переноса

Количество теплоты, переносимое за счет конвекции определяется соотношением:

$$q_t = v \cdot F \cdot \rho \cdot c_p \cdot t = q_v \cdot \rho \cdot c_p \cdot t = q_m \cdot c_p \cdot t, [Bm] \quad (7.10)$$

Это уравнение справедливо, если скорость по поперечному сечению потока одинакова.

7.5 Дифференциальное уравнение конвективного теплообмена

В любой движущейся среде ее температура изменяется вдоль пространственных координат и во времени. В общем случае температурное поле можно описать функциональной зависимостью:

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (7.11)$$

которая позволяет рассчитывать температуру в любой момент времени, любой точке пространства. Установление вида функциональной зависимости является одной из основных задач теории теплопереноса.

При изучении явлений теплопереноса используется закон сохранения энергии. Баланс энергии составляется для объема системы.

Все объекты естественной природы и созданные человеком можно условно разделить на две группы:

1. Объекты с сосредоточенными параметрами. В таком объекте в любой момент времени значение параметров, характеризующих состояние системы, одинаковы по всему объему. Балансовое уравнение в этом случае составляется для всего объема системы.

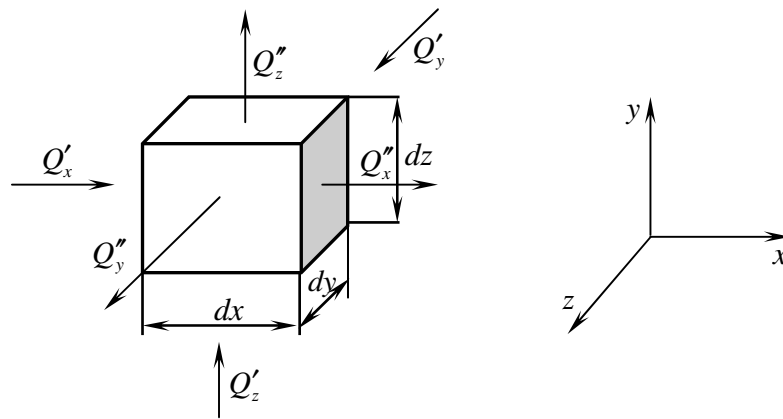


Рис. 7.1 Расчетная схема для вывода уравнения теплообмена

2. Объекты с распределенными параметрами. В таком объекте параметры, характеризующие состояние системы, изменяются в пространстве и во времени.

Выделим в потоке жидкости элементарный параллелепипед с ребрами dx , dy и dz . Пусть давление p , плотность ρ жидкости, ее коэффициент теплопроводности λ и удельная теплоемкость c_p постоянны. Постоянство давления означает, что в системе работа не совершается. Температура t жидкости изменяется вдоль координатных осей. Проекция скорости движения v жидкости на оси координат x , y и z составляют v_x , v_y и v_z соответственно. Вывод уравнения производим при условии существования

внутренних источников теплоты: $q_v = const$ (q_v – удельная производительность внутренних источников теплоты).

Составим уравнение теплового баланса параллелепипеда, полагая, что все подведенное к нему тепло затрачивается только на изменение энтальпии вещества, сосредоточенного в микрообъеме. Тепло переносится в жидкости совместным действием конвекции и теплопроводности.

Балансовое соотношение в этом случае составляется для микрообъема системы. Математическое обоснование для этого представляет правило разложения функции в ряд Тейлора:

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \frac{1}{1!} \cdot \frac{\partial f(x)}{\partial x} \cdot \Delta x + \frac{1}{2!} \cdot \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} \cdot (\Delta x)^2 + \dots \quad (7.12)$$

При анализе явлений используется линейная часть разложения функции в ряд Тейлора. В соответствии с требованиями разложения в ряд Тейлора выделим в движущейся среде микроэлемент с размерами граней dx , dy , dz и составим для него уравнение энергетического баланса.

Уравнение баланса для микрообъема:

$$\begin{pmatrix} \text{Скорость} \\ \text{накопления} \\ \text{теплоты} \\ \text{в объеме} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{Скорость} \\ \text{поступления} \\ \text{тепла} \\ \text{в объеме} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} \text{Скорость} \\ \text{отвода} \\ \text{тепла} \\ \text{из объема} \end{pmatrix}$$

Вдоль оси x , т. е. через грань $dy \cdot dz$, за время $d\tau$ в параллелепипед поступает за счет конвекции количество тепла:

$$Q_{t_{xk}} = \rho \cdot v_x \cdot dy \cdot dz \cdot c_p \cdot t \cdot d\tau \quad (7.13)$$

Количество тепла, удаляющееся путем конвекции за то же время через противоположную грань параллелепипеда:

$$\begin{aligned} Q_{t_{x+dxk}} &= Q_{t_{xk}} + dQ_{t_{xk}} = \\ &= \rho \cdot v_x \cdot dy \cdot dz \cdot c_p \cdot t \cdot d\tau + c_p \cdot \left[\frac{\partial (\rho \cdot v_x \cdot t)}{\partial x} \cdot dx \right] \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau = \\ &= \rho \cdot v_x \cdot dy \cdot dz \cdot c_p \cdot t \cdot d\tau + \\ &+ c_p \cdot \left[t \cdot \frac{\partial (\rho \cdot v_x)}{\partial x} + \rho \cdot v_x \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \end{aligned} \quad (7.14)$$

Тогда разность между количеством поступающего в параллелепипед и удаляющегося из него тепла за время dt в направлении оси x составит:

$$dQ_{t_{xk}} = Q_{t_{xk}} - Q_{t_{x+dxk}} = -c_p \cdot \left[t \cdot \frac{\partial (\rho \cdot v_x)}{\partial x} + \rho \cdot v_x \cdot \frac{\partial t}{\partial x} \right] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (7.15)$$

Аналогично в направлении осей y и z :

$$dQ_{t_{yk}} = -c_p \cdot \left[\frac{\partial (\rho \cdot v_y)}{\partial y} + \rho \cdot v_y \cdot \frac{\partial t}{\partial y} \right] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (7.16)$$

$$dQ_{t_{zk}} = -c_p \cdot \left[\frac{\partial(\rho \cdot v_z)}{\partial z} + \rho \cdot v_z \cdot \frac{\partial t}{\partial z} \right] \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (7.17)$$

Количество тепла, вносимого в параллелепипед за время $d\tau$ путем теплопроводности, составляет:

$$Q_{t_{x\lambda}} = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x} \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau - \text{входящий поток по направлению оси } x, \text{ где}$$

$dy \cdot dz$ – поверхность, через которую проходит тепловой поток по направлению оси x . Количество теплоты, выходящее из элементарного параллелепипеда в направлении оси x :

$$Q_{t_{x\lambda}} = -\lambda \cdot \frac{\partial}{\partial x} \cdot \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau, \quad (7.18)$$

где $\left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right)$ – приращение температуры вдоль оси x .

$$dQ_{t_{конв}} = -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot v_z \right) \cdot dV \cdot d\tau \quad (7.19)$$

Суммарный тепловой поток за счет теплопроводности, в направлении оси x :

$$dQ_x = \lambda \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \quad (7.20)$$

Составляющая теплового потока за счет теплопроводности по всем трем осям будет равна:

$$dQ_{t_{x\lambda}} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dx \cdot dy \cdot dz \cdot d\tau \text{ или}$$

$$dQ_{t_{x\lambda}} = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau \quad (7.21)$$

Предварительно сократим все слагаемые на общий множитель:

$$c_p \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \cdot (\rho \cdot t) + c_p \cdot \left[t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_x)}{\partial x} + t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_y)}{\partial y} + t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_z)}{\partial z} + \rho \cdot v_x \frac{\partial t}{\partial x} + \rho \cdot v_y \frac{\partial t}{\partial y} + \rho \cdot v_z \frac{\partial t}{\partial z} \right] =$$

$$= \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (7.22)$$

Сгруппируем слагаемые левой части:

$$c_p \cdot \left[\rho \frac{\partial t}{\partial \tau} + t \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_x)}{\partial x} + t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_y)}{\partial y} + t \cdot \frac{\partial(\rho \cdot v_z)}{\partial z} + \rho \cdot v_x \frac{\partial t}{\partial x} + \rho \cdot v_y \frac{\partial t}{\partial y} + \rho \cdot v_z \frac{\partial t}{\partial z} \right] =$$

$$= \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (7.23)$$

Подчеркнутые слагаемые представляют собой уравнение неразрывности. Сумма эта равна нулю. Тогда остается:

$$c_p \cdot \left[\frac{\partial t}{\partial \tau} + v_x \frac{\partial t}{\partial x} + v_y \frac{\partial t}{\partial y} + v_z \frac{\partial t}{\partial z} \right] = \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (7.24)$$

Суммарное количество тепла, подводимое конвекцией и теплопроводностью:

$$\begin{aligned} dQ_{t_{\text{конв}}} + dQ_{t_{\text{кл}}} &= -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot v_z \right) \cdot dV \cdot d\tau + \\ &+ \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau \end{aligned} \quad (7.25)$$

Это количество тепла равно соответствующему изменению энтальпии вещества, находящегося в элементарном объеме:

$$dQ_t = c_p \cdot \rho \cdot dV \cdot \frac{\partial t}{\partial \tau} \cdot d\tau = c_p \cdot \frac{\partial}{\partial \tau} \cdot (\rho \cdot t) \cdot dV \cdot d\tau \quad (7.26)$$

Таким образом, уравнение энергетического баланса примет вид:

$$\begin{aligned} c_p \cdot \rho \cdot dV \cdot d\tau &= \\ &= -\rho \cdot c_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot v_z \right) \cdot dV \cdot d\tau + \lambda \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dV \cdot d\tau + q_v \cdot dV \cdot \tau \end{aligned} \quad (7.27)$$

После сокращения подобных членов и простейших преобразований получим:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot v_z = a \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (7.28)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \quad (7.29)$$

Более кратко уравнение (7.28) можно записать в виде:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot v_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot v_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot v_z = a \cdot \nabla^2 \cdot t + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (7.30)$$

Уравнение (7.30) представляет собой дифференциальное уравнение конвективного теплообмена, которое называется также уравнением Фурье – Кирхгофа. Это уравнение выражает в наиболее общем виде распределение температур в движущейся жидкости. Решать его необходимо совместно с уравнением Навье – Стокса и неразрывности.

Для твердых тел $v_x = v_y = v_z = 0$, и уравнение (7.30) превращается в дифференциальное уравнение теплопроводности:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 \cdot t + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} \quad (7.31)$$

При установившемся процессе теплообмена в уравнении (7.31) член $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$. Тогда получим: $a \cdot \nabla^2 \cdot t + \frac{q_v}{c_p \cdot \rho} = 0$.

7.6 Частные случаи дифференциального уравнения теплопереноса

Для неподвижной среды (твердое тело) при отсутствии внутренних источников теплоты уравнение (7.31) примет вид:

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

Одним из наиболее часто встречающихся на практике процессов переноса тепла в неподвижном теле это транспорт теплоты в плоской стенке. Задачу можно упростить, если считать ее плоской и бесконечной. В этом случае толщина стенки много меньше ее длины и ширины, и перенос тепла осуществляется, преимущественно, в одном направлении перпендикулярно поверхности стенки.

Стационарная теплопроводность плоской, однородной, изотропной, бесконечной стенки без внутренних источников теплоты при граничных условиях первого рода (заданы температуры стенки t_{c1} и t_{c2} на ее поверхности) показана на рис. 7.2.

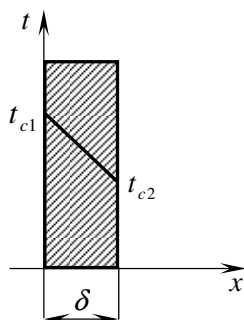


Рис. 7.2 Теплопроводность плоской стенки (стационарные условия)

Необходимо определить закон изменения температуры стенки и величину теплового потока. Дифференциальное уравнение примет вид:

$$a \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0 \quad \left\{ \begin{array}{l} a \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0 \\ x = 0, t = t_{c1} \\ x = \delta, t = t_{c2} \end{array} \right. \quad \left. \begin{array}{l} \text{Полные условия ма-} \\ \text{тематической фор-} \\ \text{мулировки} \end{array} \right. \quad (7.32)$$

Граничные условия: при $x=0$ $t = t_{cm_1}$, при $x = \delta$ $t = t_{cm_2}$.

Так как задача одномерная, то можно перейти к полным производным:

$$a \cdot \frac{d^2 t}{dx^2} = 0 \quad (7.33)$$

Первое интегрирование дает:

$$\frac{dt}{dx} = C_1 \quad (7.34)$$

Разделяем переменные и интегрируем, получаем: $t = C_1 \cdot x + C_2$ – общее решение задачи.

Температура по толщине стенки изменяется линейно. Постоянные интегрирования находятся из граничных условий. Из первого граничного условия имеем: $t_{cm_1} = C_2$. Из второго граничного условия –

$$t_{cm_2} = C_1 \cdot \delta + t_{cm_1}. \text{ Постоянная интегрирования: } C_1 = -\frac{t_{cm_1} - t_{cm_2}}{\delta}$$

Решение уравнения примет вид:

$$t = t_{cm_1} - \frac{t_{cm_1} - t_{cm_2}}{\delta} \cdot x \quad (7.35)$$

Подставляя x в (7.35) можно определить температуру в любом сечении по толщине стенки. Тепловой поток в стенке, в соответствии, с уравнением Фурье:

$$q_t = -\lambda \cdot F \cdot \frac{dt}{dx} \quad (7.36)$$

Подставляем значение температурного градиента, получим:

$$q_t = \lambda \cdot \frac{t_{cm_1} - t_{cm_2}}{\delta} \cdot F.$$

Величина $\frac{\delta}{\lambda} = R_\lambda$ называется термическим сопротивлением стенки.

Таким образом, тепловой поток при теплопроводности прямо пропорционален температурному напору $\Delta t = t_{cm_1} - t_{cm_2}$ и обратно пропорционален термическому сопротивлению.

7.7 Основные положения теории подобия

Теория подобия устанавливает условия подобия разнообразных физических явлений; позволяет правильно организовать опыты; дает метод

обработки и представления опытных данных и результатов численных расчетов, полученных на ЭВМ.

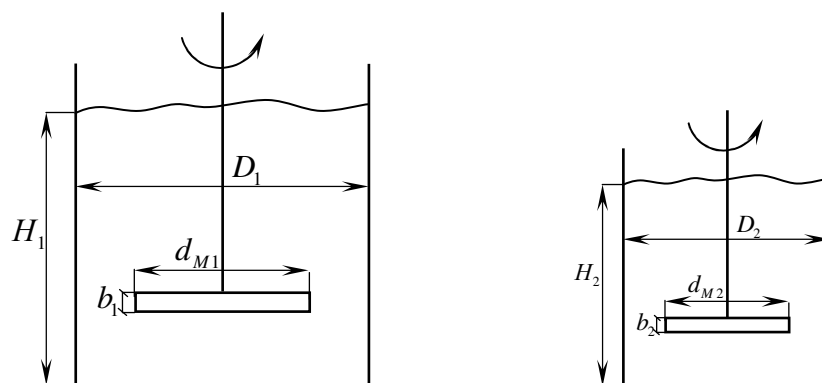


Рис. 7.3 Схема для установления условий подобия двух объектов

Теория подобия позволяет устанавливать законы данного процесса и распространить результаты исследования одного процесса на целый ряд процессов, отличающихся только масштабом.

7.7.1 Условия однозначности

Геометрическое подобие требует, чтобы отношение сходственных размеров аппаратов, в которых протекают процессы, было величиной постоянной.

Например: два аппарата (рис. 7.3) будут геометрически подобными, если отношения сходственных размеров будут постоянными:

$$\frac{D_1}{D_2} = \Gamma_1, \quad \frac{H_1}{H_2} = \Gamma_2, \quad \frac{d_{m1}}{d_{m2}} = \Gamma_3, \quad \frac{b_1}{b_2} = \Gamma_4 \quad (7.37)$$

Отношения $\Gamma_1 \div \Gamma_4$ – симплексы подобия.

Геометрическое подобие будет иметь место, если: $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = C_1$, где

C_1 – константа подобия, или масштабный множитель.

Временное подобие требует, чтобы отношения между сходственными интервалами времени в рассматриваемых процессах были постоянными. Например, при проведении процессов нагревания, перемешивания и охлаждения в геометрически подобных аппаратах явления будут подобны, если отношения времени нагревания τ_{H1} и τ_{H2} , времени перемешивания τ_{mix1} и τ_{mix2} и охлаждения $\tau_{охл1}$ и $\tau_{охл2}$ будут

равны $\frac{\tau_{H1}}{\tau_{H2}} = \frac{\tau_{mix1}}{\tau_{mix2}} = C_\tau$ (C_τ – константа временного подобия).

Один из основных принципов теории подобия заключается в выделении из класса явлений группы подобных явлений. Например, такие разные, на первый взгляд, явления, как движение окружающего нас воздуха и движение (капельной) жидкости по трубопроводу однородны, так как представляют собой перемещение вязкой жидкости. Поэтому данные явления описываются уравнениями Навье – Стокса.

Подобные процессы – это такие процессы, которые протекают в геометрически подобных пространствах, у которых отношения характеризующих их величин в соответствующих точках пространства постоянны.

Подобие физических величин будет осуществляться, если отношения всех физических величин в процессе будут постоянными. Так, движение по трубопроводу жидкости, которая имеет вязкость μ , плотность ρ , скорость v выражается формулой:

$$\frac{v_1}{v_2} = C_v, \frac{\rho_1}{\rho_2} = C_\rho, \frac{\mu_1}{\mu_2} = C_\mu \quad (7.38)$$

Подобие начальных и граничных условий требует подобия на границах и стенках рассматриваемых аппаратов, а также в начальные моменты времени.

Для решения дифференциального уравнения необходимы краевые условия (условия однозначности) при решении задач теплопроводности.

Краевые условия подразделяются на:

- 1) геометрические – ими задаются форма и размеры объекта;
- 2) физические однозначности – задаются значения теплофизических характеристик вещества ($\rho, c_p, \lambda, a, \nu, \mu, q_v \dots$);
- 3) временные или начальные – для решения нестационарных задач, задается закон распределения температуры в начальный момент времени;
- 4) граничные – условия на границе раздела сред, то есть на поверхности объекта.

Граничные условия подразделяются на четыре рода:

– первый – задается закон распределения температуры по поверхности объекта в любой точке поверхности и в любой момент времени.

$$t = t(x, y, z, \tau) \quad (7.39)$$

– второй – определяются значения плотности теплового потока на поверхности объекта в любой точке и в любой момент времени.

$$q = q(x, y, z, \tau) \quad (7.40)$$

– третий – определяет температуру жидкости, омывающей поверхность, или закон ее изменения и условия теплообмена на границах раздела сред. Должна быть задана температура и вид теплообмена ($t_{ж}, t_c, \alpha$).

– четвертый – это условия на границе раздела двух твердых тел. Теплота, подведенная к поверхности одного тела, передается полностью другому телу, имеющему другие характеристики:

$$-\lambda_1 \cdot \frac{\partial t_1}{\partial n_1} = -\lambda_2 \cdot \frac{\partial t_2}{\partial n_2} \quad (7.41)$$

7.7.2 Основные теоремы теории подобия

В основе практического применения теории подобия лежат основные теоремы теории подобия.

Рассматривая условия подобия, мы оперировали отношениями однородных величин и получали симплексы или константы подобия. Однако можно составить безразмерные комплексы из разнородных величин, которые для подобных процессов будут равны. Такие безразмерные комплексы называются числами (критериями) подобия. Числа подобия имеют физический смысл и являются мерами соотношения между какими – то двумя эффектами (например, силами), существенными для данного процесса.

Первая теорема была сформулирована Ньютоном: подобные явления характеризуются равными числами подобия.

Пример. Рассмотрим движение тел. Сила, действующая на тело, вычисляется по формуле:

$$F = m \cdot \frac{dv}{dt} \quad (7.42)$$

В двух системах выделим частицы, которые движутся подобно:

$$F_1 = m_1 \cdot \frac{dv_1}{dt_1} \text{ и } F_2 = m_2 \cdot \frac{dv_2}{dt_2} \quad (7.43)$$

Если движения подобны, то имеем следующие константы подобия:

$$\frac{F_1}{F_2} = C_f, \quad \frac{m_1}{m_2} = C_m, \quad \frac{V_1}{V_2} = C_v, \quad \frac{t_1}{t_2} = C_t \quad (7.44)$$

Тогда:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{m_1 \cdot dv_1 \cdot dt_2}{m_2 \cdot dv_2 \cdot dt_1} = \frac{C_m \cdot C_v}{C_t} = C_f, \text{ или}$$

$$\frac{C_m \cdot C_v}{C_t \cdot C_f} = C = 1, \quad (7.45)$$

где C – индикатор подобия.

Заменим в данном выражении константы подобия отношениями соответствующих величин и разделим величины, относящиеся к первой и второй системам:

$$\frac{m_1 \cdot v_1 \cdot t_2 \cdot F_2}{m_2 \cdot v_2 \cdot t_1 \cdot F_1} = 1 \quad (7.46)$$

или

$$\frac{F_2 \cdot t_2}{m_2 \cdot v_2} = \frac{F_1 \cdot t_1}{m_1 \cdot v_1} = Ne - \text{число Ньютона,}$$

то есть $Ne_1 = Ne_2$.

Число Ньютона – отношение силы, действующей на частицу, к силе инерции.

Учитывая то обстоятельство, что у подобных систем $C = I$, первая теорема подобия гласит, что у подобных явлений индикаторы подобия равны 1.

Рассматриваемая выше процедура преобразования дифференциальных уравнений слишком сложна. На практике числа (критерии) подобия получают путем деления одного слагаемого дифференциального уравнения на другое. Значения производных заменяются величинами им пропорциональными.

$$F = m \cdot \frac{dv}{dt}, \quad Ne = \frac{F \cdot dt}{m \cdot dv} = \frac{F \cdot t}{m \cdot v} \quad (7.47)$$

Вторая теорема доказана Бэкингом, Федерманом и Афанасьевой – Эренфест. Решение любого дифференциального уравнения, связывающее между собой переменные, влияющие на процесс, может быть представлено в виде зависимости между безразмерными комплексами этих величин, то есть между числами (критериями) подобия.

Таким образом, подобны те процессы, которые описываются одинаковыми дифференциальными уравнениями, и условия однозначности которых подобны.

Если обозначить числа подобия через $\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_n$, то решение дифференциального уравнения может быть представлено в общем виде:

$$\varphi(\pi_1, \pi_2, \dots, \pi_n) = 0 \quad (7.48)$$

Такие уравнения называются критериальными.

Числа подобия бывают определяющими и определяемыми. Числа подобия, составленные из величин, входящих в условия однозначности, называются определяющими. Числа подобия, в состав которых входит хотя бы одна величина, не входящая в условия однозначности, либо включающая искомую величину, называют определяемыми. Какой из критериев является определяемым, зависит от формулировки задачи. Для тепловых процессов определяемым является число подобия, в состав которого входит коэффициент теплоотдачи. Остальные числа подобия будут определяющими.

Вторая теорема подобия отвечает на вопрос, как обрабатывать результаты опытов, проведенных на моделях: их надо представить в виде функциональной зависимости между числами подобия (7.48). Предположим, что число подобия π_1 является определяемым, а остальные числа подобия являются определяющими. Тогда критериальное уравнение можно представить в виде зависимости:

$$\pi_1 = \varphi_1 \cdot (\pi_2, \dots, \pi_n) \quad (7.49)$$

Третья теорема – теорема Кирпичева и Гухмана – формулирует необходимые и достаточные условия подобия явлений. Явления подобны, если их определяющие числа подобия равны между собой.

Таким образом, исследование процессов методом теории подобия проводится следующим образом:

1) составляется полное математическое описание процесса, то есть составляются дифференциальные уравнения и находятся условия однозначности;

2) проводятся подобные преобразования и находятся числа подобия;

3) опытным путем на моделях устанавливают конкретный вид зависимости между числами подобия.

Полученные таким образом уравнения справедливы для всех подобных явлений в исследованных пределах изменения определяющих чисел подобия.

7.8 Числа подобия тепловых процессов

Числа подобия тепловых процессов формируются из дифференциального уравнения конвективного теплопереноса (без учета внутренних источников теплоты).

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot \omega_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot \omega_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot \omega_z = a \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \quad (7.50)$$

В этом уравнении оставляем слагаемые, имеющие различный физический смысл и заменяем производные величинами им пропорциональными.

$$\frac{t}{\tau} + v \cdot \frac{t}{l} \cong a \cdot \frac{t}{l^2} \quad (7.51)$$

Разделив $a \cdot \frac{t}{l^2}$ на $\frac{t}{\tau}$, получим:

$$\frac{a \cdot \frac{t}{l^2}}{\frac{t}{\tau}} = \frac{a \cdot \tau}{l^2} = F_0, \quad (7.52)$$

где F_0 – число Фурье – безразмерное время.

Разделив $v \cdot \frac{t}{l}$ на $a \cdot \frac{t}{l^2}$, получим:

$$\frac{v \cdot \frac{t}{l}}{a \cdot \frac{t}{l^2}} = \frac{v \cdot l}{a} = Pe, \quad (7.53)$$

где Pe – число Пекле.

Число Пекле умножим и разделим на ν (кинематический коэффициент вязкости):

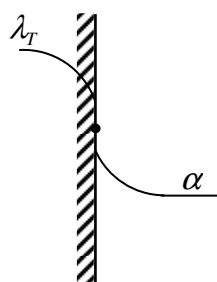
$$\frac{v \cdot l}{\nu} \cdot \frac{\nu}{a} = Re \cdot Pr, \quad (7.54)$$

где $Re = \frac{v \cdot l}{\nu}$, $Pr = \frac{\nu}{a}$, где Pr – число Прандтля, Re – число Рейнольдса.

Интенсивность свободной конвекции оценивается числом Грассгофа:

$Gr = \frac{g \cdot l^3}{\nu^2} \cdot \beta_T \cdot \Delta t$ – соотношение силы Архимеда, возникающей за счет Δt , и силы вязкого трения.

β_T – коэффициент термического расширения среды; Δt – разность температур в различных точках объема жидкости.

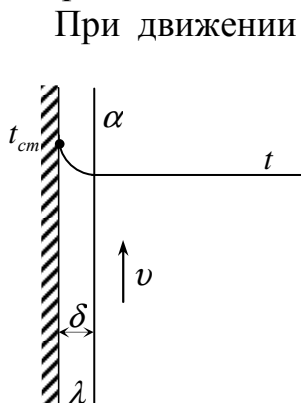


Для оценки переноса теплоты от горячего тела к окружающей среде используется число $Bio = Bio$.

$$Bio = \frac{\alpha \cdot l_T}{\lambda_T}.$$

Число Bio сопоставляет скорость отвода тепла в окружающее пространство со скоростью переноса теплоты в твердом теле. l_T – характерный линейный размер тела.

Еще одно число подобия получается из анализа теплоотдачи на границе среда – стенка.



При движении среды вдоль стенки образуется ламинарный пограничный слой, толщиной δ , в котором передача теплоты осуществляется за счет теплопроводности, а за пределами слоя, в потоке, за счет теплоотдачи. В установившемся режиме оба потока равны между собой, т.е.

$$q_t = -\lambda \cdot F \cdot \frac{dt}{d\delta} = \alpha \cdot F \cdot (t_{cm} - t) \quad (7.55)$$

Толщину пограничного слоя оценить количественно очень трудно, поэтому ее можно заменить характерным для данной системы линейным размером l (например, высо-

та стенки, диаметр трубы). Разность температур $dt \sim \delta \cdot t$ и $t_{cm} - t \sim \delta \cdot t$. Тогда:

$$\frac{\lambda}{l} = \alpha \Rightarrow \frac{\alpha \cdot l}{\lambda} = Nu, \quad (7.56)$$

где Nu – число Нуссельта.

Число Nu характеризует интенсивность передачи тепла на границе стенка – жидкость.

Таблица 7.1

Основные числа подобия тепловых процессов

<i>n/n</i>	Число подобия	Формула	Физический смысл
1	Pe число Пекле	$Pe = \frac{a \cdot l}{a}$	Количество теплоты переносимое концентрацией/ количество теплоты, передаваемое теплопроводностью
2	Pr число Прандтля	$Pr = \frac{\nu}{a}$	Соотношение скорости переноса импульса, к скорости переноса теплоты, за счет молекулярного переноса.
3	Nu число Нуссельта	$Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$	Характеризует интенсивность передачи тепла на границе стенка – жидкость.
4	Gr число Грассгофа	$Gr = \frac{g \cdot l^3}{\nu} \cdot \beta_T \cdot \Delta t$	Соотношение силы Архимеда возникающей за счет Δt и силы вязкого трения.
5	F_0 число Фурье	$F_0 = \frac{a \cdot \tau}{l^2}$	Относительное время.
6	Bio число Био	$Bio = \frac{\alpha \cdot l_T}{\lambda_T}$	Соотношение скорости переноса тепла к поверхности тела из окружающей среды к скорости переноса тепла в теле.

7.9 Тепловое излучение

Длины волн теплового излучения лежат в основном в инфракрасной части спектра и имеют длину $0,8 \div 40 \text{ мк}$. Твердые тела обладают сложным сплошным спектром излучения: они испускают волны при любой температуре. Однако интенсивность излучения возрастает с увеличением температуры, и при $t \geq 600 \text{ }^\circ\text{C}$ лучистый теплообмен между телами приобретает решающее значение.

Поток лучей, пропускаемый нагретым телом, попадая на поверхность другого тела, частично поглощается, частично отражается, частично проходит сквозь тело без изменений.

Баланс обмена:

$$Q_t = Q_{t \text{ погл}} + Q_{t \text{ отраж}} + Q_{t \text{ пр}}, \quad (7.57)$$

где Q_t – общая энергия падающих на тело лучей; $Q_{t \text{ погл}}$ – энергия, поглощенная телом; $Q_{t \text{ отраж}}$ – энергия, отраженная телом; $Q_{t \text{ пр}}$ – энергия, прошедшая сквозь тело без изменений.

$$\frac{Q_{t \text{ погл}}}{Q_t} + \frac{Q_{t \text{ отраж}}}{Q_t} + \frac{Q_{t \text{ пр}}}{Q_t} = 1, \quad (7.58)$$

где $\frac{Q_{t \text{ погл}}}{Q_t} = 1$ – тело абсолютно черное; $\frac{Q_{t \text{ отраж}}}{Q_t} = 1$ – тело абсолютно белое;

$\frac{Q_{t \text{ пр}}}{Q_t} = 1$ – тело абсолютно прозрачное.

7.10 Закон Стефана – Больцмана. Закон Кирхгофа

Количество энергии, излучаемое телом в единицу времени во всем интервале длин волн единицей поверхности тела, характеризует лучеиспускательную способность тела:

$$j_t = E = \frac{Q_t}{F \cdot \tau}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right] \quad (7.59)$$

Лучеиспускательная способность абсолютно черного тела:

$$j_{t0} = E_0 = K_0 \cdot T^4 \cdot \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right] \quad (7.60)$$

$K_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$, $\left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}} \right]$ – константа лучеиспускания абсолютно черного тела.

$$j_{t0} = E_0 = C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \text{ где } C_0 = K_0 \cdot 10^8 \quad (7.61)$$

Все тела, существующие в природе, относятся к категории серых тел. Необходимо уметь определять количество тепла, испускаемое серым телом. В соответствии с законом Кирхгофа отношение излучающей способности серого тела к лучеиспускательной способности черного тела при одинаковой температуре является величиной постоянной и равной относительному коэффициенту лучеиспускания серого тела (степени черноты). Тогда применительно к серым телам имеем:

$$q_t = \varepsilon \cdot C_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (7.62)$$

где $\varepsilon = \frac{C}{C_0}$ – относительный коэффициент лучеиспускания, или степень черноты.

7.11 Взаимное излучение тел

В практике широко используется процесс передачи теплоты (за счет лучеиспускания) от одного тела к другому. Количество тепла Q_{t_n} , передаваемого посредством излучения от более нагретого тела, имеющего температуру T_1 [K], к менее нагретому телу с температурой T_2 [K], определяемая по формуле:

$$Q_{t_n} = C_{1-2} \cdot F \cdot \tau \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi \quad (7.63)$$

C_{1-2} – коэффициент взаимного излучения, $C_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_0}}$.

$$C_{1-2} = \varepsilon_{np} \cdot C_0, \quad (7.64)$$

где ε_{np} – приведенная степень черноты, $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2$.

Это уравнение показывает, что для эффективного обмена лучистой энергией между телами они должны находиться одно внутри другого. Так устроены топки котлов. Продукты горения топлива омывают трубы с водой. В этом случае угловой коэффициент $\varphi = 1$.

7.12 Теплоотдача. Уравнение Ньютона – Рихмана

В практике очень часто осуществляется процесс передачи тепла при омывании твердой поверхности потоком подвижной среды. Температуры поверхности и среды, как правило, не равны между собой.

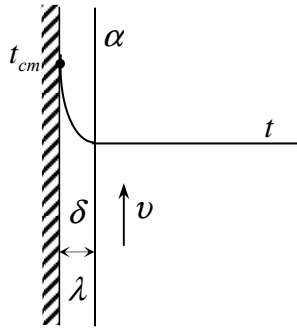


Рис.7.4 Схема осуществления процесса теплоотдачи

В этом случае, в зависимости от разности температур, наблюдается тепловой поток, направленный от стенки к жидкости или наоборот. Величина этого потока определяется по уравнению теплоотдачи (уравнение Ньютона – Рихмана):

$$q_t = \alpha \cdot F \cdot (t_{cm} - t_{ж}) \quad (7.65)$$

Коэффициент конвективной теплоотдачи α представляет собой количество теплоты, передаваемой в единицу времени через единицу поверхности при разности температур в один градус:

$$\alpha = \frac{q_t}{F \cdot (t_c - t_{ж})}, \quad \left[\frac{Вт}{м^2 \cdot К} \right] \quad (7.66)$$

Коэффициент теплоотдачи зависит от большого числа факторов (формы и размера тела; режима движения среды; температуры жидкости, теплофизических свойств среды; геометрии канала, по которому движется жидкость, и т.п.).

Коэффициент теплоотдачи определяется из критериальных уравнений, полученных в результате экспериментальных исследований. Определение коэффициента теплоотдачи является одной из основных задач теории теплопереноса.

7.13 Сложная теплоотдача

При контакте с подвижной средой со стенкой (рис. 7.4) помимо потока теплоотдачи существует поток тепла за счет теплоизлучения. Передача тепла за счет теплоотдачи и теплоизлучения называется сложной.

Количество тепла, отдаваемого стенкой путем теплового излучения при $\varphi = 1$ и $C_{1-2} = \varepsilon_{np} \cdot C_0 = 5,67 \cdot \varepsilon_{np}$, определяется по формуле:

$$q_{t_{л}} = 5,67 \cdot F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \quad (7.67)$$

Умножив и разделив правую часть на t_{cm} и $t_{ж}$, приведем его к виду:

$$q_{t_{л}} = \alpha_{л} \cdot F \cdot [t_{cm} - t_{ж}], \text{ где:}$$

$$\alpha_{\text{л}} = \frac{5,67 \cdot \varepsilon_{\text{HP}} \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]}{[t_{\text{cm}} - t_{\text{ж}}]}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right] \quad (7.68)$$

Суммарный тепловой поток (определяемый суммой конвективного и лучистого теплообмена) равен:

$$q_t = q_{t_{\text{л}}} + q_{t_{\text{к}}} = \alpha_{\text{к}} \cdot F \cdot (t_{\text{cm}} - t_{\text{ж}}) + \alpha_{\text{л}} \cdot F \cdot (t_{\text{cm}} - t_{\text{ж}}) \quad (7.69)$$

или

$$q_t = (\alpha_{\text{к}} + \alpha_{\text{л}}) \cdot F \cdot (t_{\text{cm}} - t_{\text{ж}}) \quad (7.70)$$

$$\alpha_{\text{к}} + \alpha_{\text{л}} = \alpha_{\text{общ}}, \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right] \quad (7.71)$$

$$q_t = \alpha_{\text{общ}} \cdot F \cdot (t_{\text{cm}} - t_{\text{ж}}) \quad (7.72)$$

Для расчета теплообмена поверхности с неподвижной воздушной средой суммарный коэффициент теплоотдачи можно определить по формуле:

$$\alpha = 9,74 + 0,07 \cdot (t_{\text{cm}} - t_{\text{cp}}), \left[\frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{град}} \right] \quad (7.73)$$

Уравнение можно использовать при температуре стенки ниже $150 \text{ }^\circ\text{C}$.

В качестве высокотемпературного энергоносителя используются продукты горения различных видов топлив. Для приближенной оценки коэффициента теплоотдачи от продуктов горения к нагреваемой поверхности можно использовать уравнение:

$$\alpha_{\text{л}} = 0,0256 \cdot T_{\text{зср}} - 9,3 \left[\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{ }^\circ\text{C} \right] \quad (7.74)$$

Уравнение справедливо при температурах продуктов горения выше $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

7.14 Теплопередача

Процесс теплообмена между двумя жидкостями, разделенными твердой стенкой, называется теплопередачей.

Теплопередача осуществляется совместным действием нескольких способов переноса тепловой энергии:

1. Теплоотдача от горячей жидкости к стенке.
2. Теплопроводность внутри стенки.
3. Теплоотдача с поверхности стенки к холодной жидкости.

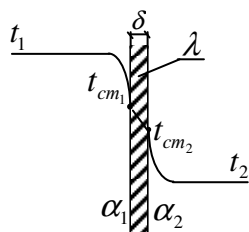


Рис. 7.5 Схема осуществления процесса теплопередачи

Рассмотрим стационарный процесс теплопередачи. Считаем коэффициенты теплоотдачи постоянными. При этих условиях тепловой поток, передаваемый от горячей среды к стенке, равен тепловому потоку, проходящему через стенку, и тепловому потоку от стенки к холодной жидкости. Тепловой поток слева:

$$q_t = \alpha_1 \cdot F \cdot (t_1 - t_{cm_1}) \quad (7.75)$$

Тепловой поток, передаваемый через стенку:

$$q_t = \frac{\lambda \cdot F}{\delta} \cdot (t_{cm_1} - t_{cm_2}) \quad (7.76)$$

Тепловой поток справа:

$$q_t = \alpha_2 \cdot F \cdot (t_{cm_2} - t_2) \quad (7.77)$$

Уравнения (7.75), (7.76), (7.77) преобразуем таким образом, чтобы в правой части каждого уравнения осталась разница температур. Преобразованные уравнения сложим и в результате получим:

$$\frac{q_t}{F} \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right) = (t_1 - t_2) \quad (7.78)$$

Полученное уравнение решаем относительно теплового потока:

$$q_t = K \cdot F \cdot (t_c - t_{жс}) \quad (7.79)$$

Полученное уравнение называется основным уравнением теплопередачи. Коэффициент K называется коэффициентом теплопередачи и равен:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \left[\frac{Вт}{м^2 \cdot К} \right] \quad (7.80)$$

Коэффициент теплопередачи равен количеству теплоты, передаваемой в единицу времени через единицу поверхности при разности температур в 1° .

Если теплопередача осуществляется через цилиндрическую стенку, то уравнение теплопередачи примет несколько иной вид.

Тепловой поток слева от среды 1 к стенке:

$$q_t = \alpha_b \cdot F_b \cdot (t_1 - t_{cm_1}) = \alpha_b \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_b \cdot L \cdot (t_1 - t_{cm_1}) \quad (7.81)$$

Тепловой поток через стенку:

$$q_t = \frac{\lambda \cdot 2 \cdot \pi \cdot L}{\ln \frac{r_H}{r_{bH}}} \cdot (t_{CT1} - t_{CT2}) \quad (7.82)$$

Тепловой поток справа от стенки к среде 2:

$$q_t = \alpha_H \cdot 2 \cdot \pi \cdot r_H \cdot L \cdot (t_{CT2} - t_2) \quad (7.83)$$

Преобразуем полученные уравнения таким образом, чтобы в правой части остались разности температур. Сложим, левые и правые части уравнений. В результате получим:

$$\frac{q_t}{2 \cdot \pi \cdot L} \cdot \left(\frac{l}{\alpha_b \cdot r_b} + \frac{l}{\lambda} \cdot \ln \frac{r_H}{r_b} + \frac{l}{\alpha_H \cdot r_H} \right) = (t_1 - t_2) \quad (7.84)$$

Полученное уравнение решим относительно q_t

$$q_t = K_R \cdot 2 \cdot \pi \cdot L \cdot (t_1 - t_2), \quad (7.85)$$

Если $\frac{\delta}{d_b} = 0,3 \div 0,4$, то можно воспользоваться для оценки теплового потока уравнением для плоской стенки.

7.15 Критериальные уравнения для расчета коэффициента теплоотдачи

Критериальные уравнения для расчета коэффициентов теплоотдачи при различной организации этого процесса можно найти в специальной литературе. Некоторые уравнения приведены в таблице 7.2.

Таблица 7.2

Критериальные уравнения для расчета коэффициентов теплоотдачи

	Уравнение	Пределы применения
Течение в трубах	$Nu = 0,021 \cdot Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0,25}$	$Re \geq 10^4$
	$Nu = 0,008 \cdot Re^{0,9} \cdot Pr^{0,43}$	$2300 < Re < 10^4$
	$Nu = 1,4 \cdot \left(Re \cdot \frac{d}{L} \right)^{0,4} \cdot Pr^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0,25}$	$Gr \leq 4 \cdot Re \cdot Nu$, $Re > 10$, $\frac{L}{d} > 10$
Обтекание труб	$Nu = 0,56 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_\varphi$	$Re < 10^3$ для коридорных и шахматных пучков
	$Nu = 0,22 \cdot Re^{0,65} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_\varphi$	$Re > 10^3$ для коридорных пучков
	$Nu = 0,4 \cdot Re^{0,6} \cdot Pr^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr}{Pr_{cm}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_\varphi$	$Re > 10^3$ для шахматных пучков

РАЗДЕЛ 8. Виды и характеристики топлив

8.1 Органические топлива

Топлива – это природные вещества, которые используются для получения теплоты в больших количествах. Различают химические и ядерные топлива. Мы будем рассматривать только химические органические топлива, применяемые в промышленности и энергетике. Топливо представляет собой смесь горючего и окислителя. К горючим веществам относятся: органические углеводородные соединения; горючие газы; водород (H_2), углерод (C). К окислителям относят кислород O_2 и элементы гомогенного ряда: фтор (F), хлор (Cl). Чаще используются кислород в чистом виде или кислород воздуха.

В таблице 8.1 приведена классификация углеводородных горючих по происхождению и агрегатному состоянию.

Таблица 8.1

Классификация углеводородных горючих

<i>Происхождение</i> <i>Агрегатное состояние</i>	<i>Природные</i>	<i>Искусственные</i>
<i>Твердое</i>	древесина, торф, бурый уголь, каменный уголь, полуантрацит, антрацит, горючие сланцы	кокс, древесный уголь, брикеты
<i>Жидкое</i>	нефть, газовый конденсат (белая нефть)	продукты переработки нефти: бензин, лигроин, керосин, соляровое масло (газойль), мазут; спирты
<i>Газообразное</i>	природный газ, попутный газ	генераторные газы, газы сухой перегонки, доменный и коксовый газы, светильный газ, биогаз

8.2 Состав топлив

В состав углеводородного топлива обычно входит следующий набор элементов: C – углерод; H – водород; O – кислород; N – азот; S – сера. Зола (для твердого топлива) и влага, входящие в состав топлива, обозначаются соответственно A и W .

Свойства топлива определяются набором компонентов входящих в его состав. Для жидких и твердых топлив содержание компонентов задается, обычно, в массовых процентах, для газового топлива – в объемных процентах.

Влажность и зольность (для твердого топлива) топлив даже в пределах одного сорта подвержены значительным колебаниям; поэтому для уточнения характеристик вводятся понятия о горючей, сухой и рабочей массах топлива. Обратите внимание на различия уравнений материального баланса для этих случаев.

Материальный баланс горючей массы (без золы и влаги) углеводородного топлива:

$$C_G + H_G + O_G + N_G + S_G = 100\% \quad (8.1)$$

Материальный баланс сухой массы (без влаги):

$$C_C + H_C + O_C + N_C + S_C + A_C = 100\% \quad (8.2)$$

Материальный баланс рабочей массы (по всей массе топлива):

$$C_P + H_P + O_P + N_P + S_P + A_P + W_P = 100\% \quad (8.3)$$

Совокупность золы и влаги, входящих в состав топлива, называют внешним балластом горючего. Совокупность кислорода и азота, входящих в состав топлива, называют внутренним балластом горючего.

8.3 Характеристики топлив

К основным характеристикам, определяющим ценность топлив, относят следующие:

- 1) вязкость (для жидких и газообразных топлив);
- 2) температура воспламенения;
- 3) температура вспышки;
- 4) токсичность;
- 5) температура замерзания (для жидких топлив);
- 6) температура перегонки (для жидких топлив);
- 7) запыленность (для газообразных горючих);
- 8) теплота сгорания Q , [Дж], – это количество теплоты, выделяющейся при полном сгорании горючего. Является важнейшей характеристикой, оценивающей генерирующую способность топлива

Для инженерных расчетов процессов горения пользуются понятием «удельная теплота сгорания» (q [Дж/кг]) – это количество теплоты, выделяющейся при полном сгорании 1 кг твердого (жидкого) или одного нормального кубического метра (1 нм^3) газообразного горючего. Нормальный кубический метр (1 нм^3) – это объем кубического метра газа при нормальных условиях ($t = 0^\circ \text{C}$, $P = 760 \text{ мм.рт.ст.}$).

Принято различать высшую и низшую теплоту сгорания.

$$q_B^p = q_H^p + 2,2 \cdot \frac{(8 \cdot H_P + W_P)}{100}, \quad [\text{МДж/кг}], \quad (8.4)$$

где q_H^p – низшая теплота сгорания; $2,2$ [МДж/кг] теплота парообразования воды; $8 \cdot H_p$ – количество влаги, выделяющейся при полном сгорании рабочей массы водорода топлива (в процентах); W_p – количество влаги, которое содержится в горючем (в процентах).

Самым калорийным горючим является водород (H_2): $q_H^p = 140$ МДж/кг – для водорода; $q_H^p = 20 - 30$ МДж/кг – для каменного угля; $q_H^p = 38$ МДж/кг – для мазута.

Условное топливо – это такое несуществующее в природе топливо, теплота сгорания которого $q_{усл} = 29,33$ МДж/кг (7000 ккал/кг).

Условный эквивалент – это отношение низшей теплоты сгорания горючего к теплоте сгорания условного топлива: $B_{усл} = \frac{q_H^p}{q_{усл}}$.

В России на одного жителя используется примерно около 2 тонн условного топлива в год. В развитых странах (США, Великобритания, Германия) на одного человека приходится примерно около 10 тонн условного топлива в год.

8.4 Технология сжигания топлива

Горением называется химическая реакция взаимодействия горючего с окислителем, сопровождающаяся интенсивным выделением теплоты и резким повышением температуры. Для обеспечения горения необходимо смешать топливо с окислителем (приготовление топливной композиции). В промышленности, в качестве окислителя используется либо чистый кислород, либо кислород воздуха (окислитель всегда в газообразном состоянии). Горение возможно только в газообразной фазе. Если горючее и окислитель находятся в одной газообразной фазе, то горение называют гомогенным (горение газообразного топлива).

Если один из компонентов топлива находится в отличном от газообразного состоянии, то горение называют гетерогенным. При сжигании жидкого или газообразного топлива его диспергируют в газообразном окислителе. Для этого жидкое топливо распыляют с помощью специальных устройств, именуемых форсунками, а твердое топливо перед сжиганием измельчают до порошкообразного состояния (размер частичек несколько десятков микронов). Порошкообразное твердое топливо смешивают с окислителем и подают на сжигание. При гетерогенном горении происходит изменение агрегатного состояния вещества топлива.

Основные стадии гетерогенного горения (твердое топливо):

1. Подогрев (до 100 °C).
2. Подсушка или испарение влаги ($102 - 105$ °C).

3. Выход летучих соединений ($200 - 400 \text{ }^\circ\text{C}$), испарение летучих компонентов топлива.

4. Воспламенение или инициирование горения ($600 - 800 \text{ }^\circ\text{C}$), воспламенение смеси паров легколетучих компонентов с окислителем.

5. Горение ($800 - 3000 \text{ }^\circ\text{C}$).

6. Догорание или тление ($600 - 800 \text{ }^\circ\text{C}$).

Время τ_{Γ} , за которое происходит полное сгорание топлива, можно условно разделить на два этапа: 1) перемешивание топлива с окислителем характеризуется временем физического перемешивания τ_{ϕ} ; 2) окисление топлива, характеризуемое временем химической реакции τ_{κ} .

$$\tau_{\Gamma} = \tau_{\phi} + \tau_{\kappa}, \quad (8.5)$$

В зависимости от продолжительности той или иной фазы, различают два предельных случая: 1) $\tau_{\phi} \gg \tau_{\kappa}$ – диффузионное горение (факельное сжигание топлива, горение спички, горелки); 2) $\tau_{\kappa} \gg \tau_{\phi}$ – кинетическое горение (взрыв).



Рис. 8.1 Схема горения топлива

а) ламинарное горение от точечного источника. Фронт пламени гладкий (горение спички, свечи). б) турбулентное горение от точечного источника. Фронт пламени размытый (горение газового резака).

Под скоростью горения понимают скорость, с которой перемещается фронт пламени. Нормальная скорость распространения фронта пламени (U_H) обозначается вектором, направленным перпендикулярно к фронту пламени. В зависимости от величины скорости перемещения фронта пламени, различают нормальное и детонационное горение.

$U_H = 0,4 - 50 \text{ м/с}$ – нормальное горение; $U_H = 0,4 - 13 \text{ м/с}$ – ламинарное горение (пламя); $U_H = 13 - 50 \text{ м/с}$ – турбулентное горение; $U_H = 1500 - 3500 \text{ м/с}$ – детонационное горение.

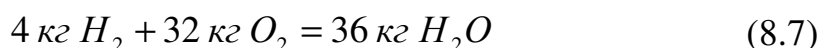
8.5 Расчет процессов горения

Основные цели расчета процесса горения сводятся к определению следующих величин:

1. Определение требуемого количества окислителя для полного сжигания топлива (из материального баланса химической реакции горения).
2. Определение количества и состава продуктов сгорания (из материального баланса химической реакции горения).
3. Определение температуры конца сгорания продуктов сгорания (из теплового баланса процесса горения).
4. Определение теплосодержания (энтальпии) продуктов (из теплового баланса процесса горения).

8.5.1 Определение требуемого количества окислителя для полного сжигания топлива

Расчет ведут обычно на 1 кг рабочей массы сжигаемого топлива. Основой для расчета служат стехиометрические уравнения реакции горения. Рассмотрим стехиометрические реакции окисления горючих веществ, входящих в состав горючего. Окисление водорода рабочей массы топлива:



Из этого уравнения следует, что каждый килограмм сжигаемого водорода требует 8 кг кислорода, при этом образуется 9 кг воды. Если в рабочей массе сжигаемого топлива содержится H_p % водорода, то для окисления водорода, входящего в 1 кг такого топлива, необходимо иметь массу кислорода (в кг), равную

$$\frac{32}{4} = \frac{H_p}{100} \quad (8.8)$$

Аналогично можно определить требуемое количество кислорода для окисления остальных компонентов топлива. Результаты приведены в таблице:

Таблица 8.2

Элемент топлива, топливо	Количество кислорода, необходимого для сжигания компонента $1 \text{ кг } O_2 / m_{\text{возд}}^0$	Количество воздуха, необходимого для сжигания топлива 1 кг компонента	Теплота сгорания МДж/кг
H	8,0	34,8	140
S	1,0	4,35	–
C	2,67	11,6	–

Если вычесть уже содержащийся в топливе кислород, то его потребность (в кг) на каждый килограмм сжигаемого топлива выразится соотношением:

$$m_{O_2} = \frac{8H_p + \frac{8}{3}C_p + S_p - O_p}{100}, \left[\frac{\text{кг кислорода}}{\text{кг топлива}} \right] \quad (8.9)$$

В этом соотношении сумма величин, стоящих в числителе, показывает потребное количество кислорода, необходимого для полного окисления рабочей массы горючих элементов топлива. Рабочая масса кислорода O_p горючего входит в состав горючего в виде соединений и участвует в реакции окисления, поэтому она вычитается. Когда в качестве окислителя используется кислород воздуха (массовая доля кислорода в воздухе составляет 0,23), тогда количество воздуха, теоретически необходимого для сжигания 1 кг топлива, будет равно:

$$m_{\text{в}}^0 = \frac{8H_p + \frac{8}{3}C_p + S_p - O_p}{100 \cdot 0,23}, \left[\frac{\text{кг воздуха}}{\text{кг топлива}} \right] \quad (8.10)$$

Теоретическое количество сухого воздуха, затрачиваемого на сжигание одного кг газообразного углеводородного топлива, можно определить по уравнению:

$$m_{\text{в}}^0 = 138 \cdot \left(0,0179CO + 0,24H_2 + \sum \frac{m + (n/4)}{12m + n} \cdot C_m \cdot H_n \right), \quad (8.11)$$

где составы горючих газов выражены в объемных долях.

В действительности подаваемое количество воздуха отличается от теоретически необходимого. Из-за несовершенства процессов смесеобразования в энергетических установках, где стремятся максимально полно использовать энергию топлива, приходится подавать воздух в количествах, превышающих теоретически необходимое. Отношение действительно поданного воздуха ($m_{\text{возд}}^{\text{д}}$) к его теоретически необходимому количеству ($m_{\text{возд}}^0$) представляет собой коэффициент избытка воздуха (α):

$$\alpha = \frac{m_{\text{возд}}^{\text{д}}}{m_{\text{возд}}^0} \quad (8.12)$$

При сжигании древесины $\alpha = 1,2 \div 2,0$; углей – $\alpha = 1,2 \div 1,6$; при сжигании газа и мазута $\alpha = 1,1 \div 1,2$; в дизельных двигателях минимальные значения α близки к 1,3; карбюраторные двигатели работают в диапазоне значений α от 0,8 до 1,2 (в зависимости от режима работы и конструкции двигателя).

Различают три вида топливных смесей, в зависимости от значения α :

1. $\alpha > 1$ смеси называются бедными (окислителя в зону реакции подается больше, чем требуется для полного сгорания горючего). В продук-

тах сгорания таких смесей содержатся следующие элементы: H_2O , CO_2 , SO_2 , N_2 , O_2 .

2. $\alpha = 1$ смеси называются стехиометрическими (окислителя в зону реакции подается столько, сколько требуется для полного сгорания горючего). В продуктах сгорания таких смесей содержатся следующие элементы: H_2O , CO_2 , SO_2 , N_2 .

3. $\alpha < 1$ смеси называются богатыми (окислителя в зону реакции подается меньше, чем требуется для полного сгорания горючего). В продуктах сгорания таких смесей содержатся следующие элементы: H_2O , CO_2 , CO , C , N_2 .

8.5.2 Определение количества и состава продуктов сгорания

Масса продуктов сгорания в соответствии с законом сохранения массы равняется сумме масс сожженного топлива и использованного для этих целей окислителя. Если в качестве окислителя использовался кислород воздуха, то масса продуктов сгорания, образовавшихся при сжигании 1 кг топлива, определяется соотношением:

$$m_{nc} = 1 + \alpha \cdot m_{\text{возд}}^o \cdot \left[\frac{\kappa_{\text{З}_{\text{возд}}}}{\kappa_{\text{З}_{\text{топл}}}} \right], \quad (8.13)$$

то есть при прочих равных условиях масса продуктов сгорания растет с увеличением коэффициента избытка воздуха. Это приводит к снижению жаропроизводительности, а также увеличивает количество теплоты, уносимой уходящими газами.

Определение состава продуктов сгорания производится аналогично определению потребного количества окислителя (на основе материального баланса). В результате горения топлива в продуктах сгорания, при условии его полного сгорания, содержатся: пары воды, двуокиси углерода, серы, азот воздуха и избыток окислителя.

Количество влаги определяется соотношением:

$$m_{H_2O} = \frac{9H_p}{100} \cdot \left[\frac{\kappa_{\text{З}_{H_2O}}}{\kappa_{\text{З}_{\text{топл}}}} \right] \quad (8.14)$$

Количество диоксида углерода:

$$m_{CO_2} = \frac{11}{3} \cdot \frac{C_p}{100} \cdot \left[\frac{\kappa_{\text{З}_{CO_2}}}{\kappa_{\text{З}_{\text{топл}}}} \right] \quad (8.15)$$

Количество диоксида серы:

$$m_{SO_2} = \frac{2S_p}{100} \cdot \left[\frac{\kappa_{\text{З}_{SO_2}}}{\kappa_{\text{З}_{\text{топл}}}} \right] \quad (8.16)$$

Кроме того, надо учесть, что в продукты сгорания переходит практически весь азот поданного для горения воздуха:

$$m_{N_2} = 0,77\alpha \cdot m_{\text{возд}}^0 \cdot \left[\frac{KZ_{N_2}}{KZ_{\text{монл}}} \right], \quad (8.17)$$

где 0,77 – массовая доля содержания азота в воздухе.

А также кислород, содержащийся в избыточной части поданного воздуха:

$$m_{O_2} = 0,23(\alpha - 1) \cdot m_{\text{в}}^0 \cdot \left[\frac{KZ_{N_2}}{KZ_{\text{монл}}} \right] \quad (8.18)$$

8.5.3 Определение температуры продуктов горения топлива

Температура конца сгорания определяется из уравнения теплового баланса сжигающего устройства:

$$\xi \cdot m_{\text{з}} \cdot q_{\text{н}}^p + c_{\text{з}} \cdot m_{\text{з}} \cdot (t_{\text{з}} - t_{\text{н}}) + c_{\text{о}} \cdot m_{\text{о}} \cdot (t_{\text{о}} - t_{\text{н}}) = c_{\text{н.сз}} \cdot m_{\text{н.сз}} \cdot (t_{\text{з}} - t_{\text{н}}) \quad (8.19)$$

В этом уравнении первое слагаемое означает количество теплоты, образующееся в результате сгорания горючего; второе – количество теплоты, вносимое горючим в зону реакции; третье – количество теплоты, вносимое окислителем в зону реакции. Правая часть уравнения означает количество теплоты, содержащейся в продуктах сгорания.

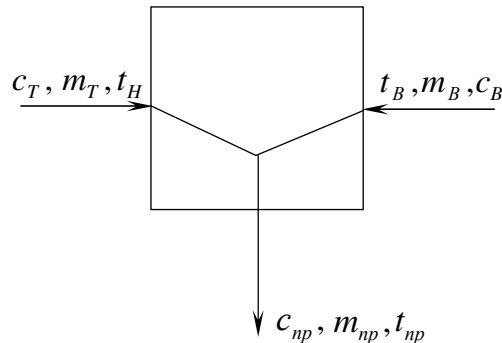


Рис. 8.2 Расчетная схема для процесса сжигания топлива

Допущения начальные топлива и воздуха равны: $t_{T_{\text{н}}} \cong t_{\text{вн}} = t_{\text{н}}$:

Масса воздуха, необходимого для сжигания топлива:

$$m_{\text{в}} = m_{\text{Т}} \cdot m_{\text{в}}^0 \cdot \alpha \quad (8.20)$$

Общая масса продуктов:

$$m_{\text{np}} = m_{\text{Т}} + m_{\text{Т}} \cdot m_{\text{в}}^0 \cdot \alpha = m_{\text{Т}} \cdot (1 + m_{\text{в}}^0 \cdot \alpha) \quad (8.21)$$

Тепловой баланс процесса горения без учета потерь теплоты в окружающее пространство:

$$\xi \cdot m_{\text{Т}} \cdot q_{\text{н}}^p + m_{\text{Т}} \cdot c_{\text{Т}} \cdot t_{\text{н}} + m_{\text{Т}} \cdot m_{\text{в}}^0 \cdot \alpha \cdot c_{\text{в}} \cdot t_{\text{н}} = m_{\text{Т}} \cdot (1 + m_{\text{в}}^0 \cdot \alpha) \cdot t_{\text{np}} \cdot c_{\text{np}} \quad (8.22)$$

Температура продуктов горения будет равна:

$$t_{np} = \frac{c_T + m_B^0 \cdot \alpha \cdot c_B}{c_{np} \cdot (1 + m_B^0 \cdot \alpha)} \cdot t_H + \frac{\zeta \cdot q_H^P}{c_{np} \cdot (1 + m_B^0 \cdot \alpha)} \quad (8.23)$$

Если предположить, что $c_T \approx c_B \approx c_{np} = c$, то будем иметь:

$$\zeta \cdot q_H^P + c \cdot (1 + m_B^0 \cdot \alpha) \cdot t_H = c \cdot (1 + m_B^0 \cdot \alpha) \cdot t_{np}, \quad (8.24)$$

отсюда температура продуктов горения:

$$t_{np} = t_H + \frac{\zeta \cdot q_H^P}{c \cdot (1 + m_B^0 \cdot \alpha)} \quad (8.25)$$

Это уравнение позволяет произвести приближенную оценку температуры.

Список рекомендуемой литературы
Основная литература

1. Тишин О.А., Синьков А.В., Мокрецова И.С. Тепловые процессы: учеб. пособие /О.А. Тишин, А.В. Синьков, И.С. Мокрецова; ВПИ (филиал) ВолгГТУ.- Волгоград, 2010.-110 с.
2. Лапшина С.В. Техническая термодинамика и теплотехника Сборник «Учебные пособия» Выпуск 7 [Электронный ресурс]/ С.В. Лапшина, Н.Ю. Бердникова Волгоград, ВолгГТУ 2014 Свидетельство о регистрации № 20689
3. Луканин В.Н. Теплотехника Учебник для вузов 6-ое изд. Стер. ..Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер / под ред Луканина В.Н. Москва Высш. школа 2008.- 671 с. 2-ое изд. 2000.- 671 с.
4. Прибытков И.А. Теоретические основы теплотехники Учебное пособие / И.А. Прибытков, И.А. Левицкий / Под ред. Прибыткова И.А. .- М. Академия, 2004-464 с.
5. О.А. Тишин, А.В. Синьков, И.С. Мокрецова, Н.Ю. Бердникова Тепловые процессы при резании металлов: учеб. Пособие / О.А. Тишин, А.А. Синьков, И.С. Мокрецова, Н.Ю. Бердникова ВПИ (филиал) ВолгГТУ. – Волгоград, 2014. 106 с.
6. Чечеткин А.В., Занемонец Н.А. Теплотехника. Учебник для хим.-техн. вузов/ А.В. Чечеткин, Н.А. Занемонец/ М.: Высшая школа, 1986, 344 с.
7. Тишин О.А., Мокрецова И.С. Теплотехника (лабораторный практикум) : учеб. пособие [Электронный ресурс]/О.А. Тишин, И.С. Мокрецова; ВПИ (филиал) ВолгГТУ.- Волгоград, 2016.-110 с.

Дополнительная литература

1. Теплотехника/Под. ред. Луканина В.Н. М.: Высшая школа, 2000 г.
2. Рабинович Г.П., Рябых П.М., Хохряков П.А. и др. Расчеты основных процессов и аппаратов нефтепереработки. Под редакцией Судакова Е.Н., 3-е изд. М.: Химия, 1979 г. – 508 с.
3. Кирилин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. М.: Энергия, 1974 г. – 448 с.
4. Теплотехника / Под ред. Матвеева Г.А. М.,1981 г.
5. Синьков А.В., Грига А.Д., Дьяков М.В., Потапова Г.Б. Сборник семестровых работ по теплотехнике: учеб. пособие / ВолгГТУ. Волгоград, 2005 г.
6. Термодинамика и теплопередача. Лабораторный курс / Под ред. Злотина Г.Н. и др., Волгоград.1971 г. – 212 с.

Электронное учебное издание

Олег Александрович **Тишин**
Ирина Сергеевна **Мокрецова**

ТЕПЛОТЕХНИКА И ТЕПЛОТЕХНИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ

Учебное пособие

Электронное издание сетевого распространения

Редактор Матвеева Н.И.

Темплан 2018 г. Поз. № 45.

Подписано к использованию 15.10.2018. Формат 60x84 1/16.
Гарнитура Times. Усл. печ. л. 5,25.

Волгоградский государственный технический университет.
400005, г. Волгоград, пр. Ленина, 28, корп. 1.

ВПИ (филиал) ВолгГТУ.
404121, г. Волжский, ул. Энгельса, 42а.