

МАИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР
ОБРАЗОВАТЕЛЬНО-НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР
МАШИНОСТРОЕНИЯ

В.К. КОШКИН,
Т.В. МИХАЙЛОВА

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

ПРОГРАММИРОВАННОЕ
УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

МОСКВА - 1979

МИНИСТЕРСТВО
ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА АВАИОННЫЙ ИНСТИТУТ
ИМЕНИ СЕРГО ОРДЖОНИКИДЗЕ

В.К. КОШКИН, Т.В. МИХАЙЛОВА

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

Программированное учебное пособие

(Для дневной и вечерней форм обучения)

Утверждено
на заседании кафедры
7 июня 1978 г.

МОСКВА - 1979

Программированное учебное пособие по курсу термодинамики "Первый закон термодинамики и его приложения к идеальным газам" представляет собой часть курса термодинамики, написанную в соответствии с утвержденной учебной программой для студентов факультета двигателей летательных аппаратов МАИ.

Термодинамика как теоретическая основа всей современной энергетики, и в частности теплотехники, получает все большее и большее распространение при создании методов инженерных расчетов ряда промышленных объектов. Все чаще и чаще специалистам приходится обращаться к понятиям и приемам термодинамики.

Программированное учебное пособие по курсу термодинамики призвано помочь читателю, который приступает к самостоятельному изучению термодинамики и знаком с математикой, физикой и химией.

Цель пособия - помочь освоить понятия и приемы термодинамики в объеме, достаточном для выполнения термодинамических расчетов и правильного использования результатов этих расчетов.

Для повышения восприятия излагаемого материала в пособии использован один из вариантов программированного метода обучения. Это способствует более глубокому пониманию материала и интенсификации процесса обучения, т.е. сокращению времени, необходимого для усвоения учащимся определенного объема знаний. Такой эффект достигается путем расчленения процесса обучения на отдельные этапы и осуществления проверки обучения в конце каждого этапа.

Данное учебное пособие содержит 30 контрольных карточек (более 100 контрольных вопросов, к каждому из которых приведено несколько вариантов ответов). Правильных ответов на контрольный вопрос может быть несколько. Чаще всего методы программированного обучения применяются тогда, когда от обучаемого требуется запоминание определенного объема информации или выработка ряда навыков. Программированная подача материала по термодинамике может оказаться полезной потому, что позволяет проверить правильность восприятия основных идей и понятий, поскольку применять эти понятия можно лишь глубоко понимая их смысл.

При написании пособия авторы исходили из многолетнего опыта преподавания курса термодинамики студентам МАИ.

Поскольку пособие является одной из первых попыток программированного изложения термодинамики, авторы будут рады получить отзывы читателей о пособии и с благодарностью примут все замечания.

© Московский авиационный институт, 1979 г.

Зав. редакцией М.И. Кузнецова

536(075)
К762

Современная термодинамика занимает особое место в естествознании. Термодинамика является теоретической основой всей современной энергетики.

Теплоэнергетика, все типы двигателей, начиная от паровых турбин и кончая авиационными турбореактивными двигателями, в своей теории полностью базируются на положениях термодинамики. Многие области деятельности человека опираются на положения термодинамики. Термодинамика возникла и стала быстро развиваться благодаря бурному развитию теплотехники в конце XVIII и начале XIX веков. Исторически термодинамика возникла в результате требований, предъявляемых к физике со стороны теплотехники в связи с практической необходимостью найти теоретические основы для создания тепловых машин, в частности тепловых двигателей, определения путей повышения их мощности и экономичности.

В начале своего становления термодинамика ограничивалась рассмотрением узкого круга вопросов, связанных с требованиями теплотехники, о взаимопревращениях теплоты и механической работы. Теперь термодинамика намного расширила свои пределы. Взаимные превращения теплоты в химическую и электрическую энергию, электрохимические превращения, взаимопревращения тепла и электричества в энергию электромагнитного излучения – вот новые предметы изучения термодинамики.

Современная термодинамика представляет обширный и разнообразный по своему применению раздел естествознания. Термодинамика исследует разнообразные явления в природе и технике – физические, химические, биологические и космические с точки зрения тех энергетических превращений, которые имеют место в указанных явлениях. Таким образом, термодинамику в широком смысле слова можно охарактеризовать как учение о взаимопревращениях различных форм энергий. Термодинамика – наука об энергии и ее свойствах.

Современная термодинамика представляет собой единое, логически построенное учение, базирующееся на трех основных принципах, которые принято называть началами или законами термодинамики. Эти законы представляют собой эмпирически найденные положения, которые не выводятся из других законов. Однако несмотря на эмпирические пути установления этих законов, их справедливость достоверна, ибо все наблюдаемые явления окружающей нас действительности происходят согласно с ними. Более того, на основе этих законов удалось пред-

сказать и установить новые закономерности, связи между явлениями, что является наиболее убедительным доказательством справедливости этих законов.

Область применения термодинамических положений распространяется на все разделы современного естествознания. Такие явления, как тепловые процессы в двигателях, диффузия, теплопередача, химические реакции, кристаллизация и другие фазовые превращения, развитие живого организма и многие другие подлежат термодинамическому исследованию.

В термодинамике можно условно наметить несколько направлений.

1. Техническая термодинамика изучает законы взаимопревращения теплоты и механической работы, применительно главным образом к теории тепловых двигателей и тепловых машин.

2. Химическая термодинамика изучает законы взаимопревращений химической энергии, механической работы и теплоты при совершении химических реакций.

3. Физическая термодинамика изучает свойства твердых, жидких и газовых тел, а также электрические и магнитные явления и излучение на основе общих термодинамических положений.

В связи с развитием новой отрасли энергетики – энергоустановок с прямым преобразованием тепла в электроэнергию, этот раздел вплотную примыкает к технической термодинамике.

Термодинамика является научным фундаментом, основой, на которой строится современная инженерная теория тепловых двигателей, в том числе авиационных двигательных и энергетических систем. Современные тепловые расчеты всех двигателей целиком основываются на положениях технической термодинамики и дают возможность определить основные размеры и экономичность различных типов тепловых двигателей.

Крупный вклад в развитие термодинамической науки внесли советские ученые. В учение о реальных газах, в термодинамику паров высоких параметров, в термодинамику прямого преобразования теплоты в электрическую энергию, в термодинамику реактивных двигателей внесли большой вклад академик АН СССР В.А. Кириллин, А.Е. Шейдлин, М.А. Леонтович, чл.- корр. АН СССР И.И. Новиков, проф. М.П. Букалович. Значительную роль в развитии термодинамической теории и методологии сыграли вузовские ученые проф. А.С. Ястржембский, В.В. Сушков, Н.В. Иноземцев, А.П. Квасников, В.И. Крутов и др.

В связи с определяющей ролью энергетики в развитии народного хозяйства нашей страны, стран социалистического лагеря в настоящее время термодинамическая наука становится одной из важнейших производительных сил. В свою очередь, практические потребности строительства социализма и коммунизма требуют непрерывного развития термодинамики, совершенствования, уточнения ее методов, изыскания новых путей повышения интенсивности и экономики двигателей и энергетических установок.

Контрольная карточка I

Укажите наиболее полный и правильный ответ

Вопрос	Ответ
Термодинамика – наука о взаимопревращениях ...	1 – теплоты и механической работы; 2 – различных видов энергии; 3 – теплоты, механической работы и химической энергии.

Г л а в а I. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

§ I. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Термодинамическое рабочее тело

Термодинамическое рабочее тело (ТРТ) – непрерывное, однородное физическое тело, заполняющее все пространство и не имеющее других поверхностей раздела, кроме границ данного объема.

С помощью этого тела можно осуществлять различные превращения энергии, и в частности, превращения теплоты в механическую работу или обратно в любом типе тепловых машин или двигателей.

Как и любое физическое тело, ТРТ может иметь в самом общем случае четыре фазы агрегатного состояния вещества: твердую, жидкую, газообразную, плазму.

Твердая и жидкая фазы агрегатного состояния характеризуются значительными силами сцепления молекул, поэтому объем твердого и жидкого тел практически остается неизменным.

Газообразная фаза (газ или пар) характеризуется значительно большей степенью свободы движения молекул. Силы сцепления молекул

газов (паров) настолько малы, что газ (пар) не имеет ни постоянного объема, ни постоянной формы. Принципиального различия между паром и реальным газом нет. Под реальным газом подразумеваются пары жидкости, находящиеся при исследуемых условиях далеко от состояния насыщения. Обычная температура для газов является температурой, значительно большей их критической температуры. В термодинамических процессах газ является устойчивым рабочим телом, не меняющим своего агрегатного состояния. В отличие от газов пары при сравнительно незначительных изменениях своего состояния могут переходить в капельно-жидкое состояние. Поэтому пар является неустойчивым рабочим телом и сравнительно легко меняет свое агрегатное состояние. В подавляющем большинстве современных тепловых двигателей и различного рода тепловых машин, в которых имеет место превращение теплоты в работу или обратно, в качестве ТРТ используется пар или газ.

Плазма характеризуется тем, что вещество находится при высоких и сверхвысоких температурах в десятки, сотни тысяч и миллионов градусов. При таких высоких температурах молекулы и атомы газа претерпевают принципиальное изменение, они находятся при частичной или полной ионизации. Плазма представляет собой совокупность ионов, электронов и нейтральных частиц. Плазма как ТРТ применяется в электрореактивных двигателях, магнитогидродинамических двигателях и генераторах.

Особенности плазмы как ТРТ: 1. Плазма как ТРТ интересна и важна тем, что ее получение позволяет осуществить практически неограниченную концентрацию энергии на единицу массы вещества.

2. Теплоемкость плазмы выше, чем у неионизованного газа, так как ее получение, т.е. процесс ионизации газов, требует затраты значительного количества энергии.

3. Ионно-электронная плазма представляет собой смесь заряженных частиц (положительных и отрицательных), вследствие этого на нее могут влиять внешние магнитные и электрические поля. В зависимости от наличия положительных и отрицательных ионов, эти компоненты могут дополнительно ускоряться или тормозиться при их движении от действия внешнего электромагнитного поля.

Вопрос	Ответ
I. Под ТРТ понимается ...	1 - газообразное тело; 2 - непрерывное однородное физическое тело, заполняющее весь объем, ему предназначенный; 3 - жидкое вещество; 4 - твердое вещество.
2. В каком газовом состоянии может находиться ТРТ?	1 - в любом из четырех состояний вещества (жидком, твердом, газообразном, плазменном); 2 - в газообразном; 3 - в жидком и газообразном; 4 - в твердом.

Термодинамические параметры состояния рабочего тела

Термодинамические параметры это величины, служащие или для характеристики состояния рабочего тела (параметры состояния), или для характеристики процесса, происходящего с ТРТ (параметры процесса).

К параметрам состояния, которыми определяются свойства однородных тел, относятся.

Удельный объем ТРТ. Если V - общий объем тела, а G_M - его масса, то удельным объемом называется объем единицы массы вещества:

$$v = \frac{V}{G_M} \quad \text{м}^3/\text{кг} \quad (I.1)$$

$$\text{Следовательно, } V = v G_M \quad \text{м}^3 \quad (I.2)$$

Величина, обратная удельному объему, т.е. масса единицы объема, называется плотностью ρ вещества:

$$\rho = \frac{G_M}{V} \quad \text{кг/м}^3, \quad (I.3)$$

$$\text{следовательно, } v \rho = 1. \quad (I.4)$$

В общем случае v и ρ являются функцией температуры и давления.

Вопрос	Ответ
I. Чему равен удельный объем газа, если его общий объем $V = 1 \text{ м}^3$, его масса $G_M = 1,5 \text{ кг}$?	1 - 1,5; 2 - 1,0; 3 - 0,66.
2. Чему равна плотность вещества, если масса 2 м^3 этого вещества равна 5 кг?	1 - 0,4; 2 - 2,5; 3 - 10.

Давление. Давление газа (при его равновесном состоянии) численно равно силе, действующей на единицу поверхности и направленной по нормали к стенкам оболочки, в которой заключен газ. Для измерения давления применяются различные единицы: техническая атмосфера, физическая атмосфера, миллиметры ртутного и водяного столбов, бар, ньютон на квадратный метр и др. Числовые соотношения между различными единицами измерения давления приводятся в табл. I.I.

Для измерения давления применяются приборы - манометры, вакуумметры и барометры. Барометры применяются для измерения атмосферного давления; манометры для измерения избыточного, сверхатмосферного давления; вакуумметры - для измерения давления меньше атмосферного. Устройство манометров и принципы их действия могут быть различными, но все они показывают избыток измеряемого давления над атмосферным. Вакуумметр показывает величину избытка атмосферного давления над абсолютным давлением. Для иллюстрации понятия абсолютного давления рассмотрим следующий пример (рис. I).

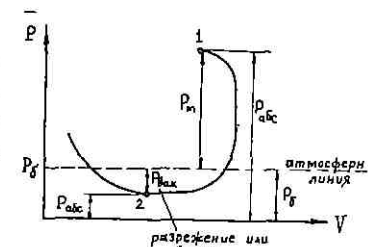


Рис. I

Пусть дана зависимость $p = f(v)$ для какого-либо процесса.

Обозначим давление окружающей среды (барометрическое давление) через $p_д$, давление по манометру $p_м$, давление по вакуумметру $p_в$. Тогда абсолютное давление, т.е. давление, отсчитываемое от абсолютной пустоты, будет равно

$$\text{для точки 1} \quad p_{абс} = p_д + p_м, \quad (I.5)$$

$$\text{для точки 2} \quad p_{абс} = p_д - p_в. \quad (I.6)$$

Таблица I.1

Единицы измерения	Техническая атмосфера	Физическая атмосфера	Н/м ²	кгс/см ²	кгс/м ²	мм рт. ст.	мм вод. ст.	бар
I техническая атмосфера	I	0,96784	$9,80665 \cdot 10^4$	I	10000	735,559	10000,28	0,980665
I физическая атмосфера	I,03323	I	$1,01325 \cdot 10^5$	I,03323	10332,3	760	10332,57	I,01325
I ньютон/м ² (Н/м ²)	I,0197	$0,986923 \cdot 10^{-5}$	I	I,0197	$1,0197 \cdot 10^{-1}$	$7,5006 \cdot 10^{-3}$	$1,01974 \cdot 10^{-1}$	10^{-5}
I кгс/см ²	I	0,96784	$9,80665 \cdot 10^4$	I	10000	735,559	10000,28	0,980665
I кгс/м ²	10^{-4}	$0,96784 \cdot 10^{-4}$	$9,80665 \cdot 10^4$	10^{-4}	I	$7,3556 \cdot 10^{-2}$	$1,000028 \cdot 10^4$	$0,980665 \cdot 10^4$
I мм рт.ст.	$1,35951 \cdot 10^{-3}$	$1,31579 \cdot 10^{-3}$	$1,3332 \cdot 10^2$	$1,35951 \cdot 10^{-3}$	$13,5951$	I	$13,5958$	$1,33322 \cdot 10^{-3}$
I мм вод.ст.	$0,99997 \cdot 10^{-4}$	$0,967814 \cdot 10^{-4}$	$9,80638$	$0,99997 \cdot 10^{-4}$	$0,99997$	$0,735539 \cdot 10^{-1}$	I	$0,980638 \cdot 10^{-4}$
I бар	I,01972	0,986923	10^5	I,01972	10157,2	750,062	10197,45	I

Контрольная карточка 4

Вопрос	Ответ
1. Как определить абсолютное давление, если оно ниже атмосферного?	1 - $p_{абс} = p_{б} + p_{измер}$, 2 - $p_{абс} = p_{б} - p_{измер}$; 3 - $p_{абс} = p_{измер}$.
2. Как определить абсолютное давление, если оно выше атмосферного?	1 - $p_{абс} = p_{б} + p_{измер}$, 2 - $p_{абс} = p_{б} - p_{измер}$, 3 - $p_{абс} = p_{измер}$.
3. Чему равно абсолютное давление пара в котле, если показание ртутного барометра равно 700 мм рт.ст., а манометр парового котла показывает 8 кгс/см ² ?	1 - $7,05 \text{ кгс/см}^2$; 2 - 8 кгс/см^2 ; 3 - $8,95 \text{ кгс/см}^2$.
4. Какое из следующих значений неверно? техническая атмосфера соответствует...	1 - $9,8 \cdot 10^4 \text{ Н/м}^2$; 2 - $9,81 \text{ бар}$; 3 - 10^4 кгс/м^2 ; 4 - $735,6 \text{ мм рт. ст.}$; 5 - 10^4 мм вод. ст.

Температура рабочего тела. Несмотря на некоторые привычные представления о температуре и способах ее измерения само понятие о температуре является одним из самых сложных физических представлений. Тела обладают равной температурой, если они находятся в тепловом равновесии. Температура более нагретого тела выше. Таким образом, температура определяет направление теплового потока. Разность температур тел определяет меру их отклонения от теплового равновесия друг с другом. Температура есть мера нагретости тела.

Поскольку для полного количественного определения температуры указанных признаков недостаточно, то приходится обращаться к косвенным методам. Большой и разносторонний опыт накопленный наукой, показывает, что большинство тел от нагревания расширяются, а от охлаждения сжимаются.

Объем твердого или жидкого тела остается постоянным, если оста-

ется неизменным его тепловое состояние, его температура. Кроме того, хорошо известно, что с изменением температуры меняются и другие физические свойства тел: упругость, прочность, вязкость, электропроводность, магнитная проницаемость, оптические свойства и др. Поэтому изменения всех этих величин могут служить указателями (индикаторами) изменения температуры. Измерение температуры основано на следующем общеизвестном опытно факте: если два тела, взятых по-разному, находятся в тепловом равновесии при соприкосновении с третьим телом, то можно утверждать, что все три тела имеют одну и ту же температуру. Прибор, в котором изменение объема тела служит мерой изменения температуры этого тела, называется термометром.

Существуют две температурные шкалы: эмпирическая шкала температур t ; абсолютная термодинамическая шкала температур T .

Эмпирической температурой называется мера отклонения тела от состояния теплового равновесия с тающим льдом, находящимся под давлением в одну физическую атмосферу.

Числовая величина эмпирической температуры тела измеряется посредством термометров: ртутных, спиртовых, газовых и др. Для определения температуры на термометре сначала наносятся исходные определяющие точки - реперы, отвечающие практически воспроизводимым устойчивым тепловым состояниям.

У обычных термометров реперами являются таяние льда (0°C) и кипение воды (100°C) при давлении в одну физическую атмосферу.

В технике нашли применение следующие эмпирические шкалы термометров: Цельсия, Фаренгейта, Реомюра ($^{\circ}\text{C}$, $^{\circ}\text{F}$, $^{\circ}\text{R}$), температурный интервал в этих шкалах разделен соответственно на 100, 180 и 80 частей (рис. 2). Реперные точки в шкалах $^{\circ}\text{C}$, $^{\circ}\text{F}$, $^{\circ}\text{R}$ обозначены цифрами 0 и 100, 32 и 212, 0 и 80. Основной единицей температуры является градус, цена деления которого разная в различных шкалах. Связь между различными температурными шкалами определяется из следующей пропорции. Например, для стоградусной шкалы и шкалы Фаренгейта имеем

$$\frac{t^{\circ}\text{C}}{t^{\circ}\text{F} - 32} = \frac{100}{180} = \frac{5}{9}; \quad t^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9}(t^{\circ}\text{F} - 32). \quad (\text{I.7})$$

Абсолютная термодинамическая шкала определяется при помощи тройной точки воды в качестве основной реперной точки. Этой точке присвоено точное значение 273,15 К. Нижней границей шкалы служит точка абсолютного нуля температуры. Градус абсолютной термодинамической шкалы обозначается К.

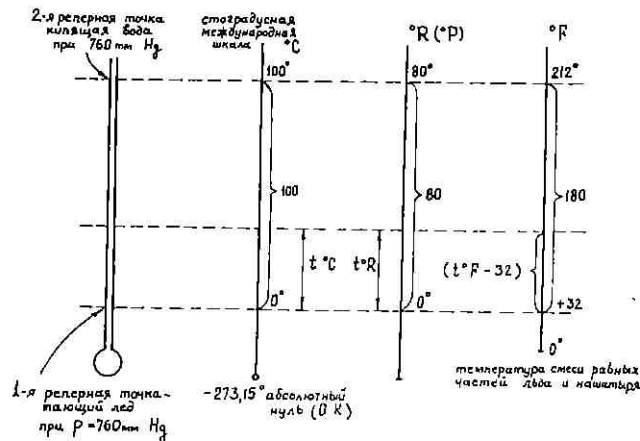


Рис. 2

Стоградусная международная шкала является практическим осуществлением стоградусной термодинамической шкалы, у которой 0°C в точке таяния льда, а 100°C в точке кипения воды. Стоградусная международная шкала температур практически совпадает с шкалой Цельсия.

В стоградусной международной температурной шкале температура обозначается - $t^{\circ}\text{C}$ (t - градусов стоградусной шкалы). Таким образом, абсолютная термодинамическая температура T К связана со стоградусной температурной шкалой соотношением

$$T = t^{\circ}\text{C} + 273,15 \text{ К или приближенно } T = t^{\circ}\text{C} + 273, \text{ К.} \quad (\text{I.8})$$

Контрольная карточка 5

Вопрос	Ответ
I. Основное определение понятия температуры.	I - мера отклонения тела от теплового равновесия его с другими телами; 2 - мера отклонения тела от теплового равновесия с тающим льдом при $P = 760$ мм рт. ст; 3 - мера теплового движения частиц тела.

2. Абсолютная температура определяется по уравнению $T = t + 273$ (t — температура по стоградусной шкале).

Как будет выглядеть эта формула, если применить шкалу Реомюра?

$$1 - T = t + 218,4;$$

$$2 - T = t + 273;$$

$$3 - T = t + 459,4.$$

Эти три параметра (p, V, T) и являются основными термодинамическими параметрами состояния. Вся совокупность термодинамических параметров определяет состояние тела. Изменение этих параметров непосредственно связано с тепловыми и механическими превращениями ТРТ. Все три параметра состояния p, V и T взаимно связаны и в общем случае при изменении одного из них изменяются и два других.

Общая функциональная связь этих параметров в виде уравнения

$$\phi(p, V, T) = 0 \quad (I.9)$$

носит название термодинамического уравнения состояния вещества.

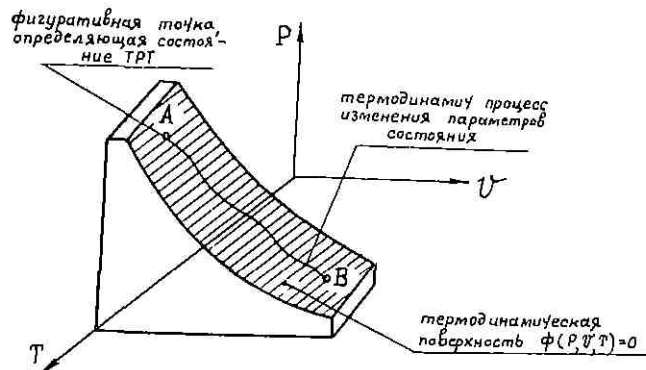


Рис. 3

С геометрической точки зрения уравнение состояния $\phi(p, V, T) = 0$ можно трактовать как уравнение поверхности, которую называют термодинамической поверхностью (рис. 3).

Любое состояние ТРТ изобразится в виде точки на этой поверхности.

Термодинамическая система

Термодинамической системой называется любая совокупность материальных тел, находящихся в энергетическом взаимодействии.

Она включает в себя следующие элементы.

1. Окружающую (внешнюю) среду.

2. Термодинамическое рабочее тело, которое обеспечивает энергетические превращения в системе.

3. Несколько источников энергии с различной температурой, между которыми происходят процессы энергообмена посредством участия термодинамического рабочего тела. Источник тепла с более высокой температурой T_1 называется теплоотдатчиком или источником, источник тепла с более низкой температурой T_2 называется теплоприемником или холодильником ($T_1 > T_2$).

4. Аккумуляторы энергии (работы).

Термодинамическая система, как и всякая материальная система, в общем случае взаимодействует с окружающей средой.

Изолированной системой называется такая материальная система, которая не имеет никакой энергетической связи с окружающей внешней средой. Такая изолированная система не имеет теплообмена с окружающей средой, а также при этом отсутствует и любой другой обмен энергиями между системой и окружающей средой. В такой системе могут происходить всевозможные процессы превращения энергий, но полный запас энергии изолированной системы не изменяется согласно закону сохранения и превращения энергии.

$$(\sum E)_{из. сист} = const; \quad (I.10)$$

$$(\sum \Delta E)_{из. сист} = 0. \quad (I.11)$$

Если же система не изолирована от влияния внешней среды, то, конечно, при протекании в ней различных процессов, полный запас энергии системы может изменяться, но при этом соответственно будет изменяться и энергия внешней среды.

Под адиабатной системой в термодинамике понимается система без внешнего теплообмена, т.е. такая система, которая никакого тепла не отдает во внешнюю среду и никакого тепла из внешней среды не получает, хотя при этом механическое взаимодействие с внешней средой может быть. Характерным условием существования адиабатной системы является

$$dQ = 0; \quad Q = 0. \quad (I.12)$$

Запись отсутствия теплообмена в дифференциальной и интегральной формах указывает на полное отсутствие теплообмена с внешней средой не только на конечном размере системы, но и на каждом ее элементе.

Контрольная карточка 6

Вопрос	Ответ
1. Укажите наиболее общее определение термодинамической системы. Под термодинамической системой понимается ...	1 - любая совокупность материальных тел; 2 - совокупность тел: источника тепла, ТРТ, холодильника и аккумулятора работы; 3 - отдельное тело.
2. Изолированной системой называется система, которая не обменивается с окружающей средой ...	1 - любыми видами энергии; 2 - теплотой; 3 - теплотой и механической работой; 4 - механической работой.
3. Адиабатной системой называется такая система, которая не обменивается с окружающей средой...	1 - любыми видами энергии; 2 - теплотой; 3 - теплотой и механической работой; 4 - механической работой.

Термодинамический процесс

Всякое изменение, происходящее в термодинамической системе и связанное с изменением хотя бы одного из термодинамических параметров ТРТ, называется термодинамическим процессом. По существу термодинамический процесс представляет собой ряд плавно сменяющихся состояний рабочего тела.

При изображении проекции термодинамического процесса на координатную плоскость $p - v$ под процессом расширения понимается процесс, идущий с увеличением объема системы (работа совершается системой), (рис. 4). Принято считать работу расширения положитель-

ной работой. Под процессом сжатия понимается процесс, идущий с уменьшением объема системы (работа затрачивается на сжатие), (рис. 5). Принято считать работу сжатия отрицательной работой.

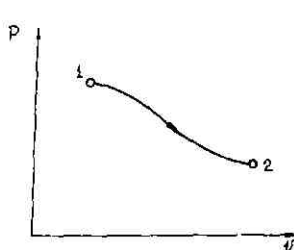


Рис. 4

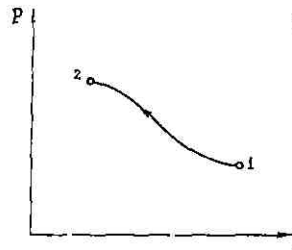


Рис. 5

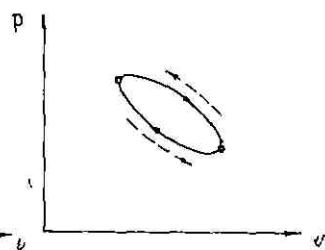


Рис. 6

Круговым процессом (циклом) называется процесс, при котором термодинамическое рабочее тело, выйдя из некоторого начального состояния и претерпев ряд изменений, возвращается в начальное состояние. Круговой процесс представится на термодинамической поверхности геометрическим методом точек, дающим некоторую замкнутую кривую. Проекция цикла на любую координатную плоскость тоже будет в общем случае давать некоторые замкнутые кривые (рис. 6).

Необходимость возвращения системы к исходному состоянию позволяет установить для любого цикла прямую и обратную часть его. Прямой частью цикла является та, в которой рабочее тело, переходя от одного состояния в другое, удаляется от исходного состояния. Обратной частью цикла будет та часть, в которой ТРТ возвращается к исходному состоянию.

Прямым циклом называется цикл, идущий в $p-v$ -координатах по часовой стрелке (линия расширения лежит выше линии сжатия). По этой схеме циклов работают все тепловые машины.

Обратным циклом называется цикл, идущий в $p-v$ -координатах против часовой стрелки (линия расширения лежит ниже линии сжатия). По этой схеме циклов работают все холодильные установки, компрессора и т.д.

Вопрос	Ответ
1. Какой процесс называется процессом расширения?	1 - процесс, идущий с уменьшением давления, 2 - процесс, идущий с уменьшением температуры, 3 - процесс, идущий с увеличением объема.
2. Какой процесс называется процессом сжатия?	1 - процесс, идущий с увеличением давления, 2 - процесс, идущий с увеличением температуры, 3 - процесс, идущий с уменьшением объема.
3. Прямым циклом называется цикл,	1 - идущий в координатной плоскости pV против часовой стрелки; 2 - идущий в координатной плоскости pV по часовой стрелке; 3 - у которого линия расширения лежит ниже линии сжатия в координатной плоскости pV
4. Обратным циклом называется цикл,	1 - идущий в координатной плоскости pV по часовой стрелке, 2 - у которого линия расширения лежит выше линии сжатия, 3 - у которого линия сжатия лежит выше линии расширения.

Равновесное состояние термодинамической системы
и равновесные процессы

Состояние термодинамической системы определяется совокупностью числовых значений термодинамических параметров состояния, которые выражают свойства рабочего тела. Говоря о свойствах термодинамической системы, выделяют ее интенсивные и экстенсивные свойства. Интенсивные свойства системы (температура, давление, плотность, удельный объем) характеризуются тем, что их количественная мера не зависит от величины вещества системы. Экстенсивные свойства (объем, масса) отличаются тем, что их количественная мера зависит от количества вещества системы.

Основной задачей термодинамического исследования является нахождение связей, существующих между термодинамическими параметрами, выражающими интенсивные свойства системы, и рядом энергетических превращений, имеющих место в исследуемом термодинамическом процессе. Однако подобное исследование может быть проведено только при определенном условии - при условии равновесного состояния системы.

Различаются два состояния системы: равновесное и неравновесное.

Равновесное состояние определяется тем, что изолированная система находится в нем произвольно долго, состояние ее не меняется. Это возможно только тогда, когда внутри системы все интенсивные свойства выравнены, т.е. одинаковы во всех частях системы. Если рассматривается система неизолированная, то равновесное состояние ее может поддерживаться только при условии равновесия системы с окружающей средой.

При неравновесном состоянии интенсивные свойства системы не выравнены в ней, и поэтому внутри системы идут процессы выравнивания этих свойств. Система при этом определяется полем значений величин каждого термодинамического параметра. В этом случае нельзя говорить о нахождении общей связи между термодинамическими параметрами для всего тела в целом и имеющимися энергетическими превращениями. Чем меньше нарушение равновесного состояния системы и чем быстрее и интенсивнее происходят процессы выравнивания параметров внутри системы, тем быстрее эта система придет к состоянию равновесия. В пределе можно представить себе такое бесконечно медленное развитие процесса (квазистатическое), при котором никакого заметного изменения параметров состояния не будет и система будет переходить от одного равновесного состояния к другому. Такая непрерывная последовательность равновесных состояний при квазистатическом протекании процесса и образует равновесный термодинамический процесс.

Протекание равновесного процесса предусматривает отсутствие потерь на трение, завихрение и т.д., и система при этом совершает максимальную работу против внешних сил.

Только равновесное состояние и равновесный термодинамический процесс могут быть изображены графически, так как при этом каждому состоянию отвечает одно вполне определенное значение термодинамических параметров.

Контрольная карточка 8

Вопрос	Ответ
1. Равновесная система характеризуется тем, что внутри нее...	1 - происходят процессы выравнивания интенсивных свойств системы; 2 - происходят бесконечно медленные процессы выравнивания интенсивных свойств системы; 3 - интенсивные свойства системы выравнены.
2. Равновесным процессом называется процесс, протекающий ...	1 - с конечными скоростями изменения термодинамических параметров; 2 - без теплообмена с внешней средой; 3 - квазистатично, т.е. с бесконечно медленным изменением термодинамических параметров.

Обратимые и необратимые термодинамические процессы

Под обратимым процессом понимается такой процесс, при котором термодинамическая система, пройдя ряд состояний, может вернуться в начальное состояние через те же промежуточные точки, при этом источники тепла и аккумулятор работы тоже придут в свое начальное состояние. Таким образом, при осуществлении обратимого процесса в прямом и обратном направлении ни в системе, ни в окружающей среде не остается никаких изменений.

Условия для осуществления обратимого процесса.

1. Процесс должен протекать бесконечно медленно (квазистатически). Таким образом, только равновесные процессы могут быть обратимыми.

2. Должно соблюдаться механическое равновесие, т.е. бесконечно малая разность давлений dp у рабочего тела, изменяющего свое состояние, и у внешней среды.

3. Должно соблюдаться термическое равновесие, т.е. бесконечно малая разность температур dT у рабочего тела и внешней среды. В противном случае появятся необратимые процессы теплообмена.

4. Необходимо отсутствие трения, излучения и других реальных потерь.

Таким образом, обратимый процесс - это идеальный процесс, неосуществимый в действительности. Однако это не уменьшает большого теоретического значения понятия обратимости как вспомогательного средства анализа явления природы. Рассмотрение равновесных и обратимых термодинамических процессов позволяет при некоторой идеализации изучать реальные явления с применением сравнительно простого математического аппарата.

В действительности все реальные процессы неравновесные и необратимые. Например, переход тепла от горячего тела к холодному, смешение нескольких газов, превращение тепла в работу, течение газов с трением, процесс дросселирования и др. Классическая термодинамика рассматривает только равновесные и обратимые термодинамические процессы.

Контрольная карточка 9

Вопрос	Ответ
1. Какой процесс называется обратимым?	1 - процесс, при прохождении которого в прямом и обратном направлении и ТРТ, и вся система в целом возвращаются в начальное состояние так, как будто бы никакого процесса не было; 2 - процесс, при котором ТРТ, выйдя из некоторого начального состояния и претерпев ряд изменений, возвращается в это начальное состояние через те же промежуточные точки;

§ 2. ПРИНЦИП ЭКВИВАЛЕНТНОСТИ

Принцип эквивалентности является частным выражением более общего принципа сохранения и превращения энергии.

В основе термодинамики лежит представление о том, что теплота есть одна из форм проявления и передачи энергии. Благодаря этому возможно:

- 1) измерять энергию любого вида эквивалентными количествами единиц теплоты и наоборот;
- 2) наблюдать и осуществлять превращения теплоты в другие формы энергии.

Принцип эквивалентности возник исторически, так как различные виды энергии измерялись разными единицами.

Для случая взаимного превращения теплоты в механическую работу L указанные представления могут быть выражены в виде

$$Q = AL, \quad (I.I3)$$

где Q - исчезнувшее тепло; L - появившаяся механическая работа; A - коэффициент пропорциональности, называемый термическим или тепловым эквивалентом работы, имеющей размерность единицы тепла на единицу механической работы.

При обратном превращении работы L в тепло Q принцип эквивалентности запишется в виде

$$L = \frac{1}{A} Q = E_M Q, \quad (I.I4)$$

где E_M - коэффициент пропорциональности, называемый механическим эквивалентом тепла, имеющий размерность единицы механической работы на единицу тепла. Следовательно, эквивалент это число, показывающее какому количеству данного вида энергии соответствует одна единица энергии другого вида.

Этот принцип важен не только своими количественными выводами, а тем, что он по существу дела означает взаимопревращение различных форм движения материи (различных видов энергии). Обобщая принцип эквивалентности теплоты и механической работы, можно утверждать, что все виды энергии, несмотря на их качественное различие, находятся в определенном эквивалентном отношении друг к другу. Численные значения термического эквивалента работы приведены в табл. I.2.

Q	L	A	
ккал	кг·м	$\frac{1}{427}$	ккал/кг·м
ккал	кВт·ч	860	ккал/кВт·ч
Дж	кг·м	9.81	Дж/кгм
ккал	л.с.·ч	623,3	ккал/л.с.·ч
Дж	Дж	1	-

Контрольная карточка IO

Вопрос	Ответ
I. Какова размерность термического эквивалента работы?	1 - <u>единица тепла</u> ; единица механической работы ; 2 - <u>единица механической работы</u> ; единица тепла 3 - единица тепла; 4 - единица механической работы.

§ 3. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Первый закон термодинамики можно рассматривать как распространение закона сохранения и превращения энергии на термодинамические процессы.

Пусть термодинамическая система получает извне некоторое количество теплоты dQ . Вследствие этого собственная энергия системы увеличивается на величину dE и при этом сможет совершить над внешними телами, преодолевая сопротивление каких-то внешних сил, работу $dL_{вн}$. Так как увеличение собственной энергии и совершение внешней работы осуществляются за счет сообщенной системе теплоты dQ , то на основании закона сохранения энергии должно существовать равенство

$$dQ = dE + dL_{вн}, \text{ Дж.} \quad (I.I5)$$

Уравнение (I.15) представляет собой общую математическую формулировку первого закона термодинамики. Из того обстоятельства, что в выражение первого закона термодинамики входит теплота dQ , не следует заключать, что это есть формулировка лишь частного случая закона сохранения энергии применительно только к тепловым явлениям. Наоборот, эта формулировка является чрезвычайно широкой, так как dE представляет собой изменение какого угодно вида энергии (механической, электромагнитной, химической и т.д.), а $dL_{вн}$ — есть выражение работы в самом общем виде. В частных случаях, когда в изучаемых процессах (например, в чисто механических задачах) теплота не участвует ($dQ = 0$), уравнение первого закона термодинамики (I.15) примет вид более простой, а именно $-dE = dL_{вн}$. Это означает, что произведенная данной системой внешняя работа равна уменьшению собственной энергии самой системы.

Рассмотрим более подробно возможные затраты тепла, воспринятого системой в любом произвольном термодинамическом процессе в самом общем случае. Тепло, воспринятое ТРТ, может пойти:

1. На изменение движения молекул тела и связанную с этим движением внутреннюю кинетическую энергию тела $U_{кин}$.
2. На увеличение расстояний между положениями равновесия молекул. Так как у реальных веществ (а в том числе и у реальных газов) между молекулами действуют силы взаимного притяжения, то увеличение расстояний между средними положениями молекул связано с производством некоторой работы, которую иногда называют работой дисгрегации (разъединения), идущей на изменение внутренней потенциальной энергии тела $U_{пот}$.

3. На увеличение видимого движения всей массы рабочего тела и перемещение его центра инерции над некоторым условным уровнем, т.е. часть воспринятого тепла может пойти на изменение собственной внешней кинетической и собственной внешней потенциальной энергии тела. Подсчет этих энергий производится по обычным соотношениям механики. Внешняя кинетическая энергия рабочего тела $\frac{G_m W^2}{2}$, Дж; изменение внешней кинетической энергии рабочего тела $d(\frac{G_m W^2}{2})$; внешняя потенциальная энергия тела $g G_m \cdot h$, Дж; изменение внешней потенциальной энергии тела $d(g G_m \cdot h)$.

Здесь G_m — масса рабочего тела, кг; W — скорость движения рабочего тела, м/с; h — перемещение центра инерции ТРТ над условным уровнем; g — ускорение свободного падения, м/с².

4. На совершение внешней механической работы $L_{вн}$.

Из приведенного анализа возможных затрат тепла (рис. 7) следует, что в общем случае все количество теплоты dQ , сообщенной рабочему телу в произвольном термодинамическом процессе, не эквивалентно произведенной работе $dL_{вн}$ по преодолению внешних сил сопротивления

$$dQ \neq dL_{вн}.$$

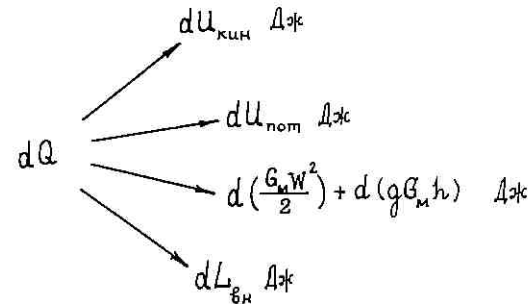


Рис. 7

С точки зрения принципа сохранения и превращения энергии разность между dQ и $dL_{вн}$ представляет собой изменение собственной энергии ТРТ $dQ - dL_{вн} = dE$, откуда $dQ = dE + dL_{вн}$.

Собственная энергия термодинамической системы может в свою очередь состоять из самых различных видов энергии (внутренней кинетической, внутренней потенциальной, электромагнитной, ядерной, химической, внешней кинетической, внешней потенциальной и т.п.). Для некоторого упрощения будем полагать, что собственная энергия ТРТ состоит из двух составляющих:

- 1) внутренней энергии тела ($U_{кин}$ и $U_{пот}$):

$$E_{внут} = U = U_{кин} + U_{пот} \text{ Дж}; \quad dE_{внут} = dU = dU_{кин} + dU_{пот} \text{ Дж}.$$

- 2) внешней энергии тела

$$E_{внеш} = E_{кин}^{внеш} + E_{пот}^{внеш} \text{ Дж}; \quad dE_{внеш} = dE_{кин}^{внеш} + dE_{пот}^{внеш} \text{ Дж}.$$

Следовательно, при принятых предположениях о составляющих собственной энергии тела в самом общем случае термодинамического процесса при сообщении рабочему телу извне некоторого количества тепла dQ согласно балансу энергий может быть получено следующее уравнение:

$$dQ = dU + d\left(\frac{G_M W^2}{2}\right) + q d(G_M h) + dL_{вн} \quad Дж. \quad (I.I6)$$

Уравнение (I.I6) является основным уравнением первого закона термодинамики и представляет собой частную форму закона сохранения и превращения энергии. Первый закон термодинамики позволяет сбалансировать все энергетические факторы, участвующие в произвольном термодинамическом процессе. Применим общее уравнение первого закона термодинамики к изолированной системе, т.е. будем полагать, что все превращения энергии происходят внутри такой системы, а сама система не получает извне никакой энергии. Источники тепла и аккумулятор механической работы находятся внутри этой системы:

$$dQ - dU - d\left(\frac{G_M W^2}{2}\right) - q d(G_M h) - dL_{вн} = 0. \quad (I.I7)$$

Таким образом, применительно к изолированной системе первый закон термодинамики можно сформулировать в виде следующего положения. Какие бы изменения в изолированной системе не происходили, полный запас энергии такой системы при этом не изменяется. Сумма всех изменений энергии в изолированной системе равна нулю.

Уравнения первого закона термодинамики (I.I6) и (I.I7) показывают, что появление работы $dL_{вн}$ всегда сопровождается соответствующими затратами других видов энергии. Следовательно, основное уравнение первого закона термодинамики показывает, что невозможно построить машину, единственным результатом действия которой являлось бы только производство или только уничтожение какого-либо вида энергии. Машина, которая производила или уничтожала бы неограниченное количество работы, не совершая других изменений, осуществила бы вечное движение, являясь бы вечным двигателем. В термодинамике такая машина называется *Perpetuum mobile* первого рода. Поэтому кратко все вышеизложенное по основному содержанию первого закона термодинамики можно резюмировать в виде тезиса: *Perpetuum mobile* первого рода не осуществим.

Контрольная карточка II

Вопрос	Ответ
I. Тепло, воспринятое ТРТ в произвольном термодинамическом процессе в общем случае может пойти на ...	I - изменение внутренней энергии и совершение внешней работы; 2 - изменение собственной энергии

гии тела и совершение внешней работы;
3 - изменение собственной внутренней энергии ТРТ.

2. Как определяется изменение внешней кинетической энергии?

$$1 - d\left(\frac{G_M W^2}{2}\right);$$

$$2 - d(q G_M h),$$

$$3 - d\left(\frac{G_M W^2}{2}\right) + (q G_M h).$$

3. *Perpetuum mobile* первого рода это машина, которая ...

- 1 - может производить или уничтожать неограниченное количество работы без изменения внутренней энергии;
- 2 - может работать неограниченное время;
- 3 - может производить работу без превращений других видов энергии.

Общие свойства собственной энергии и внутренней энергии

Физическое состояние термодинамической системы определяется совокупностью параметров состояния (p, v, T) . Если параметры состояния не изменяются, то состояние или собственная энергия (E) системы не изменяется, и наоборот, при изменении хотя бы одного из параметров собственная энергия системы изменяется.

Таким образом, собственная энергия термодинамической системы есть однозначная непрерывная конечная функция ее состояния

$$E = \varphi(p, v, T).$$

Изменение собственной энергии тела при изменении состояния тела от точки I до точки 2 может быть выражено следующим образом:

$$\int_1^2 dE = E_2 - E_1,$$

где E - функция состояния; dE - полный дифференциал.

Внутренняя энергия рабочего тела, как часть собственной энергии, по своему существу является также функцией состояния тела. Если состояние тела не изменяется, то и внутренняя энергия тела не

изменяется. Следовательно, для кругового процесса (цикла) $\oint dU = 0$.
Для процесса 1-2 (см. рис. 4):

$$\int_1^2 dU = U_2 - U_1,$$

где U - функция состояния; dU - полный дифференциал.

Последнее уравнение позволит сделать следующий вывод: каким бы процессом рабочее тело не переводилось из начального состояния I в конечное 2, изменение внутренней энергии тела во всех процессах будет одно и то же, так как внутренняя энергия есть функция состояния тела, а начальное и конечное состояния в этих процессах одни и те же. Изменение внутренней энергии ΔU не зависит от пути по которому шел процесс.

Выражение для работы расширения

Пусть имеется в цилиндре газ, площадь поршня цилиндра F . Изобразим в pV - координатах процесс расширения этого газа (рис. 8). Пусть в данный момент на поршень действует давление p , определяющее силу, действующую на поршень и равную pF . Если поршень под действием давления газа в цилиндре переместится на элементарное расстояние dS , то соответственно этому перемещению объем газа изменится на величину $dV = FdS$, при этом элементарная работа расширения dL будет равна $dL = FpdS$ или

$$dL = pdV \quad \text{Дж.} \quad (1.18)$$

Для конечного участка процесса 1-2 величина работы будет равна

$$L = \int_{V_1}^{V_2} pdV \quad \text{Дж.} \quad (1.19)$$

Для 1 кг идеального газа работа расширения будет равна $\ell = \int_{V_1}^{V_2} pdv$ Дж/кг. Из полученного выражения работы расширения следует, что величина работы расширения L зависит от характера термодинамического процесса, от пути по которому шел процесс, где L - функция процесса; dL - неполный дифференциал. Полученное выражение для работы расширения (деформации): $dL = pdV$ показывает, что эта работа будет тем больше, чем большим объемом расширением будет обладать термодинамическое рабочее тело. Наибольшим объемом расширением обладают газы и пары, поэтому то они и являются основными термодинамическими рабочими телами в существующих тепловых двигателях.

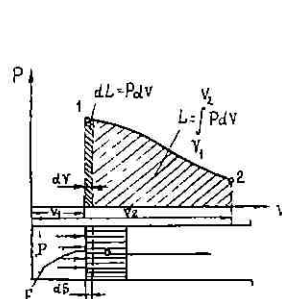


Рис. 8

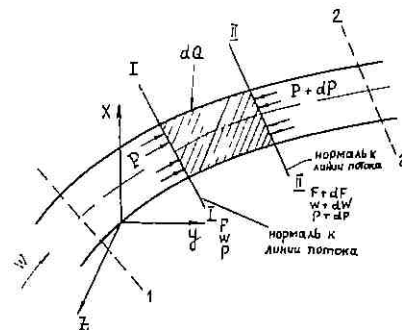


Рис. 9

Контрольная карточка I

Вопрос	Ответ
1. Какая из приведенных величин является функцией процесса?	1 - ℓ ; 2 - U ; 3 - $L_{расш}$.
2. Какая из приведенных величин является функцией состояния?	1 - E , 2 - U ; 3 - $L_{расш}$.
3. дифференциал какой функции не является полным дифференциалом?	1 - dE ; 2 - dU ; 3 - $dL_{расш}$

§ 4. РАЗЛИЧНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ ОСНОВНОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ В РАЗВЕРнуТОМ ВИДЕ

Для того чтобы получить выражение основного уравнения первого закона термодинамики (1.16) в развернутом виде необходимо получить явный вид выражения для работы против внешних сил сопротивления $-dL_{вн}$. Будущность и величина этой работы могут быть различными в зависимости от характера поля давления, действующего на поверхность

термодинамического рабочего тела. Термодинамические процессы могут протекать при условии двух характерных особенностей поля давления, действующего на оболочку производящего работу ТРТ.

1. Оболочка тела, производящего работу, находится под неравномерным полем давления, которое вызывает перемещение самого рабочего тела в пространстве (например, течение жидкостей и газов в закрытых каналах).

2. Оболочка тела находится под действием равномерного поля давления, уравновешенного относительно центра инерции ТРТ (например, неподвижный газ в цилиндре с поршнем).

Наиболее общим случаем является случай течения жидкостей и газов, отвечающий неравномерному полю давления, действующему на оболочку производящего работу тела.

Для вывода первого закона термодинамики (для потока жидкости) применим метод Эйлера.

Будем полагать при этом, что оси координат неподвижны.

Представим себе некоторый поток жидкости, в котором при течении имеют место соответствующие энергетические превращения (рис. 9).

Выделим из потока двумя бесконечно близкими и нормальными к потоку сечениями один элемент жидкости и противопоставим его всей остальной массе жидкости.

Пусть этому элементу потока сообщается некоторое количество тепла dQ за время $d\tau$. В этом случае величины dQ и $dL_{\delta H}$ должны быть отнесены ко всей замкнутой поверхности элемента, образованной частично стенками канала и частично воображаемыми границами между выбранным элементом и простирающейся в обе стороны от него жидкостью.

При подобной постановке вопроса спрашивается какие же возможные работы, составляющие $dL_{\delta H}$, может совершать выбранный элемент жидкости (газа) под действием воспринятого количества тепла dQ .

Внешняя механическая работа $dL_{\delta H}$ в общем случае состоит из двух работ:

$$dL_{\delta H} = dL_{\delta \text{внт}} + dL_{\text{тех}}. \quad (I.20)$$

где $dL_{\delta \text{внт}}$ - работы вытеснения; $dL_{\text{тех}}$ - технической работы. Рассмотрим обе составляющие. Работа вытеснения $dL_{\delta \text{внт}}$ должна производиться в любом сечении потока жидкости, так как она и обуславливает собой непрерывное движение ТРТ. Работу вытеснения $dL_{\delta \text{внт}}$ можно определить как разность работ, совершенных отбегающим и набегающим столбами жидкости. Силы, действующие на фронтальные поверхности рассмат-

риваемого элемента, направлены по внутренним нормальям и эквивалентны действию отброшенных частей ТРТ. За время $d\tau$, соответствующее бесконечно малому перемещению элемента, набегающий столб жидкости произведет работу

$$dL_{\text{наб}} = pFWd\tau. \quad (I.21)$$

Отбегающий столб жидкости за то же время $d\tau$ произведет работу

$$dL_{\text{отб}} = (p + dp)(W + dW)(F + dF)d\tau. \quad (I.22)$$

Раскрывая скобки в уравнении (I.22) и пренебрегая слагаемыми третьего и четвертого порядков малости, получаем

$$dL_{\text{отб}} = [pFW + d(pFW)]d\tau. \quad (I.23)$$

Итак,

$$dL_{\delta \text{внт}} = dL_{\text{отб}} - dL_{\text{наб}}. \quad (I.24)$$

Следовательно, $dL_{\delta \text{внт}} = [pFW + d(pFW)]d\tau - pFWd\tau$, откуда

$$dL_{\delta \text{внт}} = d(pFW)d\tau. \quad (I.25)$$

Произведение FW представляет собой объемный секундный расход ТРТ:

$$FW = V \text{ м}^3/\text{с}.$$

Этот объемный расход ТРТ можно выразить посредством массового расхода и его удельного объема: $V = G_M \nu \text{ м}^3/\text{с}$.

Следовательно, работа вытеснения может быть выражена как

$$dL_{\delta \text{внт}} = d(pV)d\tau; \quad dL_{\delta \text{внт}} = d(pG_M \nu)d\tau.$$

В дальнейшем будем вести все подсчеты, используя величины энергии, работы и прочие, отнесенные к единице времени (т.е. определять мощность). $d\tau = 1$, тогда

$$dL_{\delta \text{внт}} = d(pV) = d(pG_M \nu). \quad (I.26)$$

Кроме того, будем в дальнейшем исследовать только стационарный поток ТРТ, при котором через любое сечение проходит в единицу времени одно и то же количество вещества, т.е. $G_M = \text{const}$. Тогда

$$dL_{\delta \text{внт}} = G_M d(p\nu) = d(pV).$$

Интегральное значение работы вытеснения на участке потока I-2:

$$L_{\delta \text{внт}} = \int_1^2 dL_{\delta \text{внт}} = \int_1^2 d(pV) = p_2 V_2 - p_1 V_1 = G_M (p_2 \nu_2 - p_1 \nu_1). \quad (I.27)$$

Величина $L_{\delta \text{внт}}$ есть функция состояния, так как она целиком определяется начальными и конечными значениями термодинамических па-

аметров состояния. Следовательно, $dL_{\text{вн}}^{\text{вн}}$ есть полный дифференциал. Дифференциал работы вытеснения можно представить в виде суммы двух дифференциалов:

$$dL_{\text{вн}}^{\text{вн}} = d(pV) = pdV + Vdp. \quad (1.28)$$

Первое слагаемое pdV определяет работу расширения рассматриваемого элемента жидкости при его перемещении в случае, если жидкость сжимаема (газы и пары). Эта работа, которую перемещающийся элемент жидкости должен совершать в связи со своей деформацией под действием изменяющегося внешнего давления, равномерно распределенного по поверхности.

Второе слагаемое Vdp определяет работу перемещения, производимую элементарным объемом против сил, действующих на выделенный элемент со стороны остального ТРТ и не уравновешенных относительно его центра инерции при его движении в пространстве. Эта работа Vdp идет на изменение кинетической энергии элемента и на преодоление сопротивления трения. Иными словами работа Vdp тратится на преодоление гидромеханических сил, обусловленных направленным движением потока.

Вторая составляющая внешней работы - техническая работа $dL_{\text{тех}}$. Она представляет собой возможную работу по перемещению канала с ТРТ в пространстве, создаваемую соответствующими нормальными к стенкам канала силами реакции от движущегося газа к стенкам канала, если стенки не закреплены в пространстве. Например, техническая работа производится при течении газов и паров по каналам, образованным лопатками рабочих колес турбин, в соплах реактивных двигателей и т.п. Величина этой работы будет зависеть от закона расположения стенок канала в пространстве, который может быть различным образом. Если стенки канала закреплены (неподвижны), то техническая работа равна нулю. Таким образом, при движении ТРТ в пространстве внешняя механическая работа будет равна

$$dL_{\text{вн}}^{\text{вн}} = d(pV) + dL_{\text{тех}}. \quad (1.29)$$

Контрольная карточка 13

Вопрос	Ответ
I. Внешняя работа в общем случае равна ...	$1 - pdV + Vdp;$ $2 - d(pV) + dL_{\text{тех}};$ $3 - p_2 V_2 - p_1 V_1.$

2. Работа вытеснения равна ...

$$\left. \begin{array}{l} 1 - pdV; \\ 2 - Vdp; \\ 3 - pdV + Vdp. \end{array} \right\}$$

Итак, основное уравнение первого закона термодинамики для стационарного тотока ТРТ при отнесении количеств энергии к единице времени имеет следующий вид:

$$dQ = dU + G_M d\left(\frac{W^2}{2}\right) + g G_M dh + d(pV) + dL_{\text{тех}} \quad \text{Дж}. \quad (1.30)$$

В интегральном виде это уравнение для конечного участка потока I-2 запишется:

$$Q = U_2 - U_1 + G_M \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + g G_M (h_2 - h_1) + (p_2 V_2 - p_1 V_1) + L_{\text{тех}}. \quad (1.31)$$

Это уравнение пригодно для исследования термодинамических процессов во всех типах тепловых двигателей, где имеется движение рабочего тела по тракту двигателя (газовые и паровые турбины, все типы реактивных двигателей).

Для $G_M = 1$ кг рабочего тела обозначим q Дж/кг; u Дж/кг; ℓ Дж/кг; v м³/кг, тогда общее уравнение первого закона термодинамики для 1 кг рабочего тела примет вид

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + g dh + d(pv) + d\ell_{\text{тех}} \quad \text{Дж/кг} \quad (1.32)$$

или в интегральном выражении

$$q = u_2 - u_1 + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2} + g(h_2 - h_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \ell_{\text{тех}} \quad \text{Дж/кг}. \quad (1.33)$$

Обычно в существующих тепловых двигателях изменение внешней потенциальной энергии тела весьма невелико, поэтому при термодинамическом исследовании можно полагать, что изменение внешней потенциальной энергии тела равно нулю $g G_M dh = 0$. Тогда уравнение (1.30) примет вид

$$dQ = dU + G_M d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pV) + dL_{\text{тех}} \quad \text{Дж} \quad (1.34)$$

или

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv) + d\ell_{\text{тех}} \quad \text{Дж/кг}.$$

Для случая, когда канал с движущимся рабочим телом неподвижен, $dL_{\text{тех}} = 0$, тогда

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv) \quad \text{Дж/кг.} \quad (\text{I.35})$$

Все эти уравнения были получены при анализе превращений энергии в потоке жидкости методом Эйлера при неподвижных осях координат. Получим выражение первого закона термодинамики для случая, когда оси координат движутся вместе с центром инерции выбранного элемента потока. При этом можно наблюдать только за изменением внутренней энергии выбранного элемента движущегося рабочего тела и за работой расширения, которую совершает данный движущийся элемент потока.

Внешнюю же кинетическую энергию, ее изменение при подвижных осях координат обнаружить невозможно. Для перехода к описанию энергетических превращений в потоке жидкости с подвижными координатами воспользуемся уравнением Бернулли, справедливым для любого потока жидкости (без учета трения):

$$-v dp = d\left(\frac{W^2}{2}\right). \quad (\text{I.36})$$

Из уравнения (I.35) с учетом (I.36) получим

$$dq = du - v dp + p dv + v dp,$$

отсюда

$$dq = du + p dv \quad \text{Дж/кг.} \quad (\text{I.37})$$

При этом следует помнить, что приведенными в уравнении членами не исчерпываются все виды энергии, участвующие в термодинамическом процессе. За этой суммой есть и другие изменения энергии: собственной внешней кинетической $d\left(\frac{W^2}{2}\right)$, возможные работы ($v dp$ и $d\ell_{\text{rex}}$).

Для случая действия равномерного поля давления на оболочку ТРТ, обуславливающего отсутствие всех перемещений рабочего тела в пространстве, будем иметь $dp_{\text{поверх}} = 0$. Следовательно, работа $v dp$ будет равна нулю, но согласно уравнению Бернулли (I.36) и изменение внешней кинетической энергии потока тоже будет равно нулю. Так как рабочее тело неподвижно, то техническая работа равна нулю.

Таким образом,

$$d\ell_{\text{rex}} = 0; \quad -v dp = d\left(\frac{W^2}{2}\right) = 0; \quad d\ell_{\text{вн}} = d\ell = p dv.$$

Тогда уравнение первого закона термодинамики (I.34) примет вид

$$dq = du + p dv \quad \text{Дж/кг} \quad \text{или} \quad dQ = dU + p dV \quad \text{Дж.} \quad (\text{I.38})$$

В интегральном виде уравнение запишется для 1 кг ТРТ:

$$q = u_2 - u_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad \text{Дж/кг.} \quad (\text{I.39})$$

Контрольная карточка I4

Вопрос	Ответ
1. Какое из написанных уравнений является уравнением первого закона термодинамики для равномерного поля давления?	1 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + d(pv) + d\ell_{\text{rex}}$ 2 - $-dq = du + p dv$; 3 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv)$.
2. Какое из написанных уравнений является уравнением первого закона термодинамики для неравномерного поля давления (оси координат подвижны)?	1 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + d(pv) + d\ell_{\text{rex}}$ 2 - $-dq = du + p dv$; 3 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv)$.
3. Какое из указанных уравнений является уравнением первого закона термодинамики для неравномерного поля давления (оси координат неподвижны) канал с газом закреплён в пространстве?	1 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + d(pv) + d\ell_{\text{rex}}$; 2 - $-dq = du + p dv$; 3 - $-dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv)$.

Уравнение первого закона термодинамики через тепловую функцию - энтальпию

Уравнение первого закона термодинамики для произвольного количества массы ТРТ может быть записано в виде

$$Q = U_2 - U_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv. \quad (\text{I.40})$$

Интегрируя по частям выражение работы расширения, получаем

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = p_2 v_2 - p_1 v_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Подставляя полученное значение интеграла работы расширения в уравнение (I.40), получаем

$$Q = U_2 - U_1 + p_2 V_2 - p_1 V_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp$$

или

$$Q = (U_2 + p_2 V_2) - (U_1 + p_1 V_1) - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (I.41)$$

Обозначим полученную в скобках сумму через

$$I = U + pV \quad \text{Дж.} \quad (I.42)$$

Полученное выражение представляет собой новую термодинамическую функцию, впервые введенную в исследование термодинамических процессов Гиббсом. Эта функция является функцией состояния и ее дифференциал dI - является полным дифференциалом. Эта функция носит название энтальпии. Тогда с учетом (I.42), уравнение (I.41) можно представить в виде

$$Q = I_2 - I_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (I.43)$$

Соответственно для $G_m = I$ кг ТРТ получим $i = u + pv$ Дж/кг;

$$q = i_2 - i_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad \text{Дж/кг.} \quad (I.44)$$

Для бесконечно малого процесса дифференциальное выражение уравнения (I.44) будет

$$dq = di - v dp; \quad (I.45)$$

$$dQ = dI - v dp. \quad (I.46)$$

Все эти выражения уравнения первого закона термодинамики через энтальпию i справедливы для случаев, когда оси координат подвижны и на ТРТ действует равномерное поле давления.

Рассмотрим теперь основное уравнение первого закона термодинамики, выраженное через энтальпию при условии действия неравномерного поля давления на ТРТ (оси координат неподвижны). Воспользуемся уравнением первого закона термодинамики (I.35):

$$dq = du + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d(pv),$$

но $du + d(pv) = di$. Следовательно,

$$dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) \quad (I.47)$$

или для конечного участка процесса

$$q = i_2 - i_1 + \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}. \quad (I.48)$$

При наличии технической работы

$$dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + dl_{\text{тех}}. \quad (I.49)$$

Контрольная карточка I5

Вопрос	Ответ
1. Укажите правильное выражение первого закона термодинамики для неравномерного поля давления (оси координат неподвижны).	1 - $dq = di - v dp$; 2 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + dl_{\text{тех}}$; 3 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right)$.
2. Укажите правильное выражение первого закона термодинамики для равномерного поля давления.	1 - $dq = di - v dp$; 2 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + dl_{\text{тех}}$; 3 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right)$.
3. Укажите правильное выражение первого закона термодинамики для неравномерного поля давления (оси координат подвижны).	1 - $dq = di - v dp$; 2 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + q dh + dl_{\text{тех}}$; 3 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right)$.

Уравнение первого закона термодинамики при движении газа с трением

При рассмотрении движения реальной, вязкой жидкости независимо от того газ это или капельная жидкость, необходимо учитывать диссипацию, т.е. рассеяние энергии, вызываемую внутренним трением и теплопроводностью. Иными словами, необходимо рассмотреть термодинамику потока с учетом термодинамической необратимости процесса.

Итак, уравнение первого закона термодинамики имеет вид (I.49):

$$dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}}.$$

При выводе этого уравнения мы не рассматривали возможную затрату работы при течении рабочего тела на преодоление сил трения, вызванных наличием касательных напряжений у стенок вследствие вязкости.

Рассмотрим теперь уравнение первого закона термодинамики с учетом наличия сил трения в движущемся потоке газа. Как известно из физики при движении всякой вязкой жидкости при относительном сдвиге отдельных ее слоев возникают силы вязкого трения, затормаживающие перемещение потока. В турбулентном потоке, помимо этих сил трения, появляется еще дополнительный эффект трения, обусловленный хаотическим перемещением движущихся частиц жидкости в поперечном направлении. Такое хаотическое поперечное перемещение частиц жидкости вызывает такой же тормозящий эффект, как и наличие вязкости. Более того, в потоке жидкости или газа с развитой турбулентностью этот дополнительный эффект торможения может стать больше эффекта торможения потока из-за вязкого трения.

В гидродинамике для учета суммарного действия сопротивления от трения вводят касательную силу, направленную против течения и эквивалентную сумме сил, затормаживающих продольное перемещение элемента жидкости как целого. Это есть, по существу, удобный прием для схематизации эффекта трения в потоке и только.

Фактически же внутренний механизм течения с трением таков, что работа против сил трения по существу идет на дополнительный разогрев движущегося потока, как будто к нему дополнительно подводится теплота, т.е. работа трения превращается в теплоту, сообщаемую движущемуся рабочему телу. Иными словами, внутренняя работа трения может быть переведена в категорию внешних воздействий на ТРТ. В этом случае в уравнении первого закона термодинамики, как закона сохранения энергии, необходимо к количеству подведенной извне теплоты dq прибавить еще теплоту трения $dq_{\text{тр}}$, так как, если бы она передавалась элементу извне через его поверхность:

$$dq + dq_{\text{тр}} = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}} + d\ell_{\text{тр}}. \quad (\text{I.50})$$

Конечно, в общем случае может оказаться, что вследствие теплоотдачи в окружающую среду не вся теплота трения $dq_{\text{тр}}$, эквивалентная работе трения $d\ell_{\text{тр}}$, передается рассматриваемому элементу потока.

Однако мы не будем учитывать дополнительные потери тепла в окружающую среду и будем полагать, что вся работа трения идет на нагрев движущегося потока, т.е. вся величина $dq_{\text{тр}}$ подводится к рассматриваемому элементу потока. При этом предположении очевидно, что

$$dq_{\text{тр}} = d\ell_{\text{тр}}. \quad (\text{I.51})$$

В результате мы приходим к уравнению первого закона термодинамики, которое было ранее установлено для невязкого потока жидкости без трения

$$dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}}.$$

На первый взгляд может создаться впечатление, что наличие или отсутствие вязкого течения с трением не играет роли в развитии процесса течения. Но такое заключение будет ошибкой.

Возьмем уравнение первого закона термодинамики (I.49):

$$dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}} \quad \text{или} \quad dq = d(u + p\nu) + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}},$$

напишем уравнение Бернулли с наличием трения и учетом технической работы

$$-vdp = d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}} + d\ell_{\text{тр}} \quad \text{или} \quad 0 = vdp + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{\text{tex}} + d\ell_{\text{тр}}. \quad (\text{I.52})$$

Вычтем почленно из уравнения (I.49) уравнение (I.52):

$$dq = di - vdp - d\ell_{\text{тр}} \quad \text{или} \quad dq = d(u + p\nu) - vdp - d\ell_{\text{тр}},$$

получим

$$dq = du + p d\nu - d\ell_{\text{тр}}. \quad (\text{I.53})$$

Независимость написания уравнения (I.49) с учетом или без учета трения в потоке объясняется следующим: это уравнение дает суммарный эффект энергетического взаимодействия рассматриваемого элемента потока с окружающей средой. При этом, очевидно, что приращение энергии системы при заданном количестве полученной извне теплоты и заданной величине внешней работы определяется вполне однозначно. При этом совершенно несущественно, какие именно внутренние процессы происходили в рассматриваемом элементе на пути между его начальным и конечным положениями. Иными словами, изменение энергии элемента, т.е. сумма

$$di + d\left(\frac{W^2}{2}\right),$$

никак не зависит от того проявляются или не проявляются силы тре-

ния при движении потока жидкости или газа в канале. Однако трение самым непосредственным образом влияет на распределение приращений энергии между отдельными ее составляющими – энтальпией и кинетической энергией. Наличие трения вызывает эффект необратимого превращения кинетической энергии в теплоту, вследствие чего между di и $d\left(\frac{W^2}{2}\right)$ значительно изменяется соотношение в отличие от течения без трения. Как именно изменяется кинетическая энергия при течении с трением видно из уравнения Бернулли (I.52). Это уравнение, являясь чисто механическим, содержит член прямо отражающий роль трения.

Нельзя при этом забывать, что в уравнении первого закона термодинамики (I.50) теплота трения $dq_{тр}$ фигурирует как внешнее тепло, хотя практически оно вызвано нагревом потока вследствие внутренних процессов жидкостного трения. По существу $dq_{тр}$ фигурирует в уравнении первого закона термодинамики как эквивалент работы трения $d\ell_{тр}$.

Отличительной особенностью работы трения в рассматриваемом случае является то, что эта работа связана не с передачей энергии от движущегося элемента к окружающей среде, а с возвратом расходуемой энергии самому элементу. Поэтому переписав уравнение в виде

$$du = dq - pdv + d\ell_{тр} \quad (I.54)$$

получим, что приращение внутренней энергии элемента потока складывается из внешнего тепла dq и работы трения $d\ell_{тр}$ за вычетом работы расширения.

Поскольку работа трения возвращается в виде тепла, как если бы извне к потоку было подведено некоторое количество тепла, то уравнение первого закона термодинамики может быть представлено и в виде

$$dq + dq_{тр} = du + pdv = di - v dp. \quad (I.55)$$

Контрольная карточка I6

Вопрос	Ответ
I. Укажите правильное соотношение между $d\ell_{тр}$ и $dq_{тр}$.	1 - $d\ell_{тр} > dq_{тр}$; 2 - $d\ell_{тр} < dq_{тр}$; 3 - $d\ell_{тр} = dq_{тр}$.

2. Укажите правильное выражение первого закона термодинамики для потока ТРТ с учетом трения.

- | |
|--|
| 1 - $dq = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + d\ell_{тр}$; |
| 2 - $dq = du + pdv - d\ell_{тр}$; |
| 3 - $dq + dq_{тр} = du + pdv$; |
| 4 - $dq + dq_{тр} = di - v dp$. |

Г л а в а П. ПРИЛОЖЕНИЕ ПЕРВОГО ЗАКОНА ТЕРМОДИНАМИКИ К ИДЕАЛЬНЫМ ГАЗАМ

Из всех агрегатных состояний физического тела наиболее простым является газовое состояние, для которого положения молекулярно-кинетической теории изучены наиболее полно.

По современным воззрениям природа тепловых явлений связана с энергией молекулярного и внутримолекулярного движений, картина которых характеризуется особенно четко для газов, силы взаимодействия у которых между молекулами сравнительно малы. Однако даже для газов в целом картина молекулярно-кинетических взаимодействий получается сложной и поэтому при изучении свойств газа приходится их идеализировать, вводя понятие идеального газа.

В определенных условиях (низких давлений и высоких температурах) многие реальные газы могут рассматриваться как идеальные с достаточной для технических расчетов точностью. Условиям идеального газа не подчиняются водяной пар, углекислый газ и метан.

Законы Бойля-Мариотта, Гей-Люссака, Авогадро, основное уравнение состояния Клапейрона $pV = RT$ целиком применимы только к понятию идеального газа. Для реальных газов эти законы являются приближенными.

§ 5. УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

В общем виде уравнение состояния записывается следующим образом:

$$\phi(p, v, T) = 0.$$

I. Для I кг идеального газа уравнение состояния будет иметь вид

$$pv = RT. \quad (2.I)$$

В этом уравнении p – давление, Н/м²; v – удельный объем, м³/кг; T – температура, К; R – газовая постоянная, зависящая только от рода газа и не зависящая от процессов, происходящих с газом, Дж/(кг·К).

Уравнение (2.1) называется уравнением Клапейрона.

2. Уравнение состояния для G_M кг идеального газа $pV G_M = G_M RT$, так как $G_M v = V$, получим

$$pV = G_M RT. \quad (2.2)$$

3. Уравнение состояния для одного киломоля идеального газа:

$$pV \cdot \mu = \mu RT.$$

Объем $V_\mu = v \mu$ есть объем одного моля газа.

$R_\mu = \mu R$ - универсальная газовая постоянная, одинаковая для всех газов.

$$R_\mu = 8314 \text{ Дж}/(\text{моль} \cdot \text{К}).$$

Отсюда газовая постоянная любого газа может быть определена

$$R = \frac{8314}{\mu} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}). \quad (2.3)$$

(В технической системе $R_\mu = 848 \text{ кг} \cdot \text{м}/(\text{моль} \cdot \text{К})$, а в тепловых единицах

$$\bar{R} = R_\mu = 848 \text{ А} = \frac{848}{427} = 1,985 \text{ ккал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$$

Итак, для одного киломоля идеального газа уравнение состояния будет

$$pV_\mu = 8314 T; \quad pV_\mu = R_\mu T. \quad (2.4)$$

Это уравнение состояния называется уравнением Клапейрона - Менделеева.

4. Уравнение состояния для произвольного M числа молей идеального газа.

Число молей газа определяется отношением массы газа к его молекулярной массе

$$M = \frac{G_M}{\mu}$$

В уравнении (2.4) умножим правую и левую часть на число молей:

$$pV_\mu \cdot M = M \cdot 8314 T,$$

произведение $V_\mu M$ дает общий объем газа $V_\mu \cdot M = V M^3$, тогда

$$pV = M \cdot 8314 T; \quad pV = M \cdot R_\mu T. \quad (2.5)$$

Вопрос	Ответ
1. Какое из указанных уравнений является уравнением состояния для произвольного M числа молей идеального газа?	1 - $pV\mu = \mu RT$; 2 - $pV = RT$; 3 - $pV = G_M RT$; 4 - $pV = 8314 MT$.
2. Какое из указанных уравнений является уравнением состояния для 1 кг идеального газа?	1 - $pV\mu = \mu RT$; 2 - $pV = RT$; 3 - $pV = G_M RT$; 4 - $pV = 8314 MT$.
3. Какое из указанных уравнений является уравнением состояния для 1 моля идеального газа?	1 - $pV\mu = \mu RT$; 2 - $pV = RT$; 3 - $pV = G_M RT$; 4 - $pV = 8314 MT$.
4. Какова размерность универсальной газовой постоянной $R_\mu = \mu R = 8314$?	1 - Дж/(моль·К); 2 - ккал/(моль·К); 3 - кгм/(моль·К).
5. Какова размерность универсальной газовой постоянной $R_\mu = \bar{R} = 1,985$?	1 - Дж/(моль·К); 2 - ккал/(моль·К); 3 - кгм/(моль·К).
6. Какое из выражений не равно универсальной газовой постоянной?	1 - pV_μ / T ; 2 - pV / MT ; 3 - $pV / G_M T$.

§ 6. СМЕСЬ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Во многих тепловых двигателях, турбинах в качестве рабочего тела применяется смесь газов. Смесь может состоять из двух, трех и т.д. газов и каждый газ, входящий в смесь, занимает полный объем смеси V_{CM} .

Пусть до смешения имеются два газа, размещенные в двух резервуарах с одинаковыми объемами V_{CM} и температурой T_{CM} , но различными давлениями p_1 и p_2 . Если смешать эти газы в одном и том же объеме V_{CM} при одной и той же температуре T_{CM} , то общее давление смеси будет равно

$$p_{CM} = p_1 + p_2, \quad (2.6)$$

где p_1 и p_2 — парциальные давления отдельных газов, т.е. это то давление, которое имел бы газ, если бы он один находился в объеме смеси V_{CM} при T_{CM} . Последнее уравнение для p_{CM} представляет собой закон Дальтона, который гласит: общее давление смеси газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, входящих в смесь

$$p_{CM} = \sum p_i.$$

Способы задания смеси газов

Смесь может быть задана массовыми долями, объемными долями и мольными долями, количеством киломолей отдельных газов.

А. Смесь задана массовыми долями. Массовой долей g_i называется отношение массы данного газа к массе всей смеси

$$g_1 = \frac{G_{M1}}{G_{MCM}}; \quad g_2 = \frac{G_{M2}}{G_{MCM}}; \quad g_n = \frac{G_{Mn}}{G_{MCM}}, \quad (2.7)$$

здесь G_{M1}, G_{M2}, G_{Mn} — массы газов, входящих в смесь; G_{MCM} — масса смеси газов, так как

$$G_{MCM} = G_{M1} + G_{M2} + \dots + G_{Mn}, \quad (2.8)$$

получим
$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = 1.$$

Сумма всех массовых долей равна единице.

$$\sum g_i = 1. \quad (2.9)$$

Уравнение состояния для первого газа до смешения

$$p_1 V_{CM} = G_{M1} \cdot R_1 \cdot T_{CM}, \quad (2.10)$$

отсюда

$$p_1 = \frac{G_{M1} R_1 T_{CM}}{V_{CM}}. \quad (2.11)$$

Уравнение состояния для второго газа до смешения

$$p_2 V_{CM} = G_{M2} R_2 T_{CM}, \quad (2.12)$$

отсюда

$$p_2 = \frac{G_{M2} R_2 T_{CM}}{V_{CM}}. \quad (2.13)$$

Уравнения состояния для газовой смеси

$$p_{CM} V_{CM} = G_{MCM} R_{CM} T_{CM}; \quad (2.14)$$

$$p_{CM} = \frac{G_{MCM} R_{CM} T_{CM}}{V_{CM}}. \quad (2.15)$$

Согласно закону Дальтона с учетом (2.11), (2.13), (2.15) получим

$$\frac{G_{MCM} R_{CM} T_{CM}}{V_{CM}} = \frac{G_{M1} R_1 T_{CM}}{V_{CM}} + \frac{G_{M2} R_2 T_{CM}}{V_{CM}}.$$

Отсюда газовая постоянная смеси будет равна

$$R_{CM} = \frac{G_{M1}}{G_{MCM}} R_1 + \frac{G_{M2}}{G_{MCM}} R_2$$

или

$$R_{CM} = g_1 R_1 + g_2 R_2; \quad R_{CM} = \sum g_i R_i. \quad (2.16)$$

Газовая постоянная смеси равна сумме произведений газовых постоянных отдельных газов на их массовые доли. Согласно следствию из закона Авогадро кажущаяся молекулярная масса смеси μ_{CM} определяется как отношение универсальной газовой постоянной к газовой постоянной смеси

$$\mu_{CM} = \frac{8314}{R_{CM}}. \quad (2.17)$$

Молекулярная масса смеси называется кажущейся, так как не существует однородного химического соединения с такой молекулярной массой.

Парциальное давление отдельных газов, входящих в смесь, можно определить так: разделим уравнение (2.10) на уравнение (2.14) и получим

$$\frac{p_i}{p_{CM}} = \frac{G_{M_i}}{G_{M_{CM}}} \cdot \frac{R_i}{R_{CM}} = \frac{G_{M_i}}{G_{M_{CM}}} \cdot \frac{\mu_{CM}}{\mu_i},$$

тогда

$$p_i = p_{CM} \cdot g_i \frac{R_i}{R_{CM}} = p_{CM} \cdot g_i \frac{\mu_{CM}}{\mu_i}.$$

Парциальное давление второго газа, входящего в смесь, определяется аналогичным образом

$$p_2 = p_{CM} \cdot g_2 \frac{R_2}{R_{CM}} = p_{CM} \cdot g_2 \frac{\mu_{CM}}{\mu_2}; \quad p_i = p_{CM} \cdot g_i \frac{R_i}{R_{CM}} = p_{CM} \cdot g_i \frac{\mu_{CM}}{\mu_i}. \quad (2.18)$$

Б. Смесь задана объемными долями. Объемной долей r называется отношение приведенного объема газа к полному объему смеси.

Если взять отдельный газ до смешения при его парциальном давлении p_i , но с температурой и объемом смеси (T_{CM}, V_{CM}) и сжать его, не изменяя температуры ($T_{CM} = const$) до давления смеси p_{CM} , то при этом полученный объем газа V_i и будет называться приведенным объемом. При параметрах V_{CM} и T_{CM} каждый газ, входящий в смесь, имеет свое парциальное давление p_i , а при заданных параметрах p_{CM} и T_{CM} каждый газ имеет свой приведенный объем V_i , т.е. объем, который имел бы газ, если бы он один находился при температуре T_{CM} и давлении p_{CM} .

Напишем два уравнения состояния для какого-либо газа, входящего в смесь. Первое — когда газ, имеющий парциальное давление p_i , занимает весь объем смеси V_{CM} и имеет температуру смеси T_{CM} , второе —

когда газ имеет приведенный объем V_i при давлении и температуре смеси (p_{CM}, T_{CM}): $p_i V_{CM} = G_{M_i} R_i T_{CM}$, $p_{CM} V_i = G_{M_i} R_i T_{CM}$. Разделив первое уравнение на второе, получим $p_{CM} V_i = p_i V_{CM}$, откуда приведенный объем V_i может быть определен

$$V_i = V_{CM} \frac{p_i}{p_{CM}}. \quad (2.19)$$

Сумма приведенных объемов газов, входящих в смесь, равна полному объему смеси

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = V_{CM} \frac{p_1}{p_{CM}} + V_{CM} \frac{p_2}{p_{CM}} + \dots + V_{CM} \frac{p_n}{p_{CM}} = V_{CM} \left(\frac{p_1 + p_2 + \dots + p_n}{p_{CM}} \right),$$

так как по закону Дальтона $p_1 + p_2 + \dots + p_n = p_{CM}$, то

$$\sum V_i = V_{CM}. \quad (2.20)$$

Обозначая через r объемные доли, имеем

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{CM}}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V_{CM}}; \quad r_n = \frac{V_n}{V_{CM}}. \quad (2.21)$$

Отсюда очевидно, что

$$r_1 + r_2 + \dots + r_n = 1. \quad (2.22)$$

Объем газа может быть определен $V = G_M \nu$ или $V = M \nu_M$,

где M — число киломолей газа; ν_M — объем одного киломоля этого газа. Значит, объемная доля первого газа, входящего в смесь, может быть определена

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{CM}} = \frac{M_1 \nu_{M_1}}{M_{CM} \nu_{M_{CM}}},$$

где $M_{CM} = M_1 + M_2 + \dots + M_n$ — число киломолей смеси газа.

Согласно закону Авогадро объем молей всех газов при одинаковых условиях есть величина постоянная, следовательно, $\nu_{M_1} = \nu_{M_{CM}}$,

тогда

$$r_1 = \frac{V_1}{V_{CM}} = \frac{M_1}{M_{CM}}. \quad (2.23)$$

Объемная доля второго газа, входящего в смесь, может быть определена

$$r_2 = \frac{V_2}{V_{CM}} = \frac{M_2}{M_{CM}}.$$

Следовательно, задание смеси объемными и молярными долями тождественно. Кажущаяся молекулярная масса смеси может быть определена следующим образом: $G_{M_{CM}} = G_{M_1} + G_{M_2} + \dots + G_{M_n}$, но $G_M = M \mu$,

тогда $M_{CM} \mu_{CM} = M_1 \mu_1 + M_2 \mu_2$,

отсюда

$$\mu_{CM} = \frac{M_1}{M_{CM}} \mu_1 + \frac{M_2}{M_{CM}} \mu_2$$

или

$$\mu_{CM} = r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2, \quad \mu_{CM} = \sum r_i \mu_i. \quad (2.24)$$

Кажущаяся молекулярная масса смеси равна сумме произведений молекулярных масс газов, входящих в смесь, на их объемные (молярные) доли.

Газовая постоянная смеси определится

$$R_{см} = \frac{8314}{\mu_{см}} \quad (2.25)$$

Парциальные давления газов, входящих в смесь, могут быть определены следующим образом:

напишем уравнение состояния для первого газа

$$p_1 V_{см} = M_1 8314 T_{см}; \quad (2.26)$$

напишем уравнение состояния для второго газа

$$p_2 V_{см} = M_2 8314 T_{см}; \quad (2.27)$$

напишем уравнение состояния для смеси газов

$$p_{см} V_{см} = M_{см} 8314 T_{см}. \quad (2.28)$$

Разделив уравнения (2.26) и (2.27) на уравнение (2.28), получим

$$\frac{p_1}{p_{см}} = \frac{M_1}{M_{см}} = r_1, \quad \text{отсюда} \quad p_1 = p_{см} r_1;$$

$$\frac{p_2}{p_{см}} = \frac{M_2}{M_{см}} = r_2, \quad \text{отсюда} \quad p_2 = p_{см} r_2.$$

Парциальное давление газа равно произведению полного давления смеси на его объемную (мольную) долю

$$p_i = p_{см} r_i. \quad (2.29)$$

Формулы перехода от массовых долей к объемным (мольным) и обратно

$$g_i = \frac{G_{M_i}}{G_{M_{см}}} = \frac{M_i \mu_i}{M_{см} \mu_{см}}; \quad g_i = r_i \frac{\mu_i}{\mu_{см}}. \quad (2.30)$$

или

$$r_i = g_i \frac{\mu_{см}}{\mu_i}. \quad (2.31)$$

Контрольная карточка 18

Вопрос	Ответ
1. Какое из отношений не равно объемной доле r_i этого газа в смеси?	1 - $V_i/V_{см}$; 2 - $p_i/p_{см}$; 3 - $M_i/M_{см}$; 4 - $\mu_i/\mu_{см}$.

2. Какое из выражений не равно кажущемуся молекулярному весу газовой смеси?

- 1 - $\sum \mu_i V_i$
- 2 - $G_{M_{см}} / M_{см}$
- 3 - $\sum \mu_i g_i$
- 4 - $R_{\mu} / R_{см}$
- 5 - $p_{см} V_{см} / M_{см} R_{см} T_{см}$.

3. Какое из выражений не равно парциальному давлению отдельного газа в газовой смеси?

- 1 - $p_{см} \cdot V_i / V_{см}$
- 2 - $G_{M_i} R_i T_{см} / V_i$
- 3 - $p_{см} M_i / M_{см}$
- 4 - $M_i R_{\mu} T_{см} / V_{см}$.

§ 7. ТЕПЛОЕМКОСТЬ ТЕЛ

Теплоемкость есть свойство тел поглощать или выделять тепло при изменении температуры на 1° в различных термодинамических процессах.

Рассмотрим некоторый процесс сообщения тепла рабочему телу. Изобразим графически этот процесс в координатах q, t (рис. 10). Под понятием теплоемкости понимается отношение некоторого количества тепла, сообщенного рабочему телу в каком-либо термодинамическом процессе, к соответствующему изменению температуры тела в течение этого процесса.

Под средней теплоемкостью процесса понимается теплоемкость за некоторый конечный отрезок процесса и определяется как отношение некоторого количества тепла, сообщенного в этом процессе к соответствующему изменению температуры тела:

$$c_m = \frac{q}{t_2 - t_1} \quad \text{Дж / (кг} \cdot \text{K)}. \quad (2.32)$$

В геометрическом смысле средняя теплоемкость есть тангенс угла наклона секущей, проходящей через конечные точки рассматриваемого отрезка процесса:

$$c_m = \operatorname{tg} d.$$

Истинная теплоемкость - это теплоемкость в каждый данный момент термодинамического процесса, определяющаяся как отношение бес-

конечно малого количества тепла, сообщенного в этом процессе, к соответственно бесконечно малому изменению температуры тела:

$$c = \frac{dq}{dt} \quad \text{Дж/к/(кг·К)} \quad (2.33)$$

В геометрическом представлении истинная теплоемкость есть тангенс угла наклона касательной к данной точке кривой $c = tg \beta$.

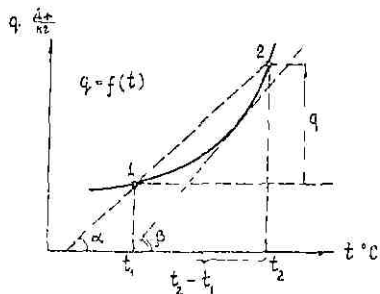


Рис. 10

Для произвольного термодинамического процесса могут быть самые различные зависимости $q = f(t)$, поэтому по существу дела и теплоемкость не может быть какой-то универсальной постоянной характеристикой рабочего тела как функции состояния. Теплоемкость есть функция термодинамического процесса. Это термодинамический параметр процесса. Для различных термодинамических процессов величина теплоемкости для взятого рабочего тела будет различной.

Она будет зависеть от условий протекания термодинамического процесса. Таким образом, теплоемкость есть функция ряда факторов: рода рабочего тела, характера термодинамического процесса, параметров состояния. Среди самих различных термодинамических процессов могут иметь место процессы, происходящие в термодинамической системе с постоянным, неизменным объемом рабочего тела ($V = const$), и процессы с постоянным давлением на рабочее тело ($p = const$). Соответственно и значение теплоемкости в этих процессах будет различным. В дальнейшем будем обозначать теплоемкость в процессе с $V = const$ через $c_v = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_v$, а теплоемкость при $p = const$ через $c_p = \left(\frac{\partial q}{\partial T}\right)_p$.

Для обозначения количественной величины теплоемкости вводится понятие удельной теплоемкости. Удельная теплоемкость есть количество тепла, которое необходимо сообщить телу, чтобы температура какой-либо его количественной единицы изменилась на один градус.

Различают следующие виды удельной теплоемкости.

1. Массовая теплоемкость c , Дж/(кг·К).
2. Молярная теплоемкость μc , Дж/(моль·К).
3. Объемная теплоемкость c , Дж/(м³·К).

Вопрос	Ответ
1. Какое из выражений является определением средней теплоемкости C_m ?	1 - $q/(t_1 - t_2)$; 2 - dq/dt ; 3 - $q/(t_2 - t_1)$.
2. Какое из выражений является определением истинной теплоемкости?	1 - $q/(t_2 - t_1)$; 2 - dq/dt ; 3 - $q/(t_2 - t_1)$.
3. c, c_m - истинная и средняя теплоемкости. Указать верное выражение для количества переданного тепла.	1 - $dq = c_m dt$; 2 - $dq = c dt$; 3 - $q = c(t_2 - t_1)$; 4 - $q = c_m(t_1 - t_2)$.

Зависимость теплоемкости от температуры

На основании целого ряда экспериментальных данных было установлено, что теплоемкость есть степенная функция температуры вида

$$c = f(t) = a + bt + dt^2 + et^3 + \dots, \quad (2.34)$$

где $a = c_0$ при $t = 0$. В ряде случаев коэффициенты t^2, t^3 и т.д. получаются настолько малыми, что с достаточной степенью точности можно принять в первом приближении зависимость $c = f(t)$ в виде линейной функции, отбросив остальные члены (рис. II). Итак, имеем зависимость истинной теплоемкости от t :

$$c = a + bt. \quad (2.35)$$

так как $c = \frac{dq}{dt}$, то $dq = c dt$.

Для участка процесса 1 - 2 будем иметь

$$q = \int_{t_1}^{t_2} c dt = \int_{t_1}^{t_2} (a + bt) dt, \quad q = \left[at + \frac{b}{2} t^2 \right]_{t_1}^{t_2}.$$

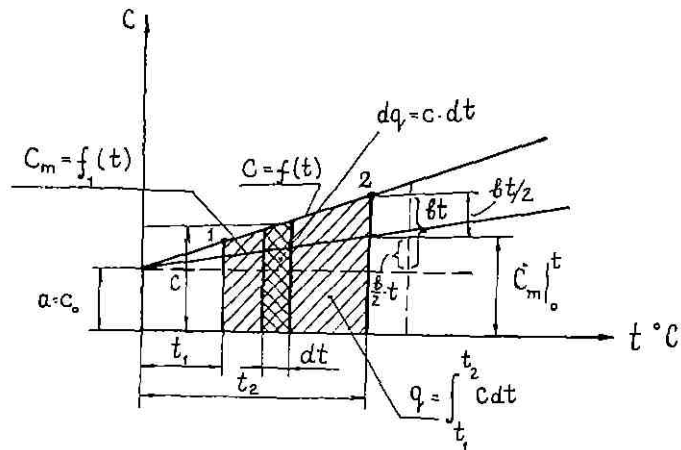


Рис. II

В этом случае общее выражение для тепла, сообщенного газу, при условии, что теплоемкость газа линейно зависит от t запишется

$$q = \left[a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2) \right] (t_2 - t_1) \text{ Дж/кг,}$$

здесь a и b — коэффициенты истинной теплоемкости.

Для общего случая нагрева тела от t_1 до t_2 средняя теплоемкость равна

$$c_m = \frac{q}{t_2 - t_1}, \text{ тогда } c_m = a + \frac{b}{2}(t_1 + t_2) \text{ Дж/кг.К.}$$

Если принять $t_1 = 0$, а $t_2 = t$, то

$$c_m = a + \frac{b}{2}t. \quad (2.36)$$

Если идет процесс нагрева тела от температуры t_1 до t_2 под выражением t в средней теплоемкости надо понимать сумму $(t_1 + t_2)$

Зависимости $c = f(t)$ может быть дана как в градусах столбчатой шкалы, так и в градусах Цельсия $c = f(t)$, $c = f(T)$. Получим зависимость истинной теплоемкости от абсолютной температуры: $c = a + bt$, но $t = T - 273$, следовательно, $c = a + b(T - 273)$, обозначив через $a_1 = a - 273b$, получим

$$c = a_1 + bT. \quad (2.37)$$

Тогда в процессе нагрева от T_1 до T_2 количество сообщенного тепла может быть подсчитано по уравнению

$$q = \left[a_1 + \frac{b}{2}(T_1 + T_2) \right] (T_2 - T_1) \text{ Дж/кг.}$$

Средняя теплоемкость будет определяться

$$c_m = \frac{q}{T_2 - T_1}; \quad c_m = a_1 + \frac{b}{2}T, \quad (2.38)$$

где $T = T_1 + T_2$.

Истинный закон изменения теплоемкости от абсолютной температуры в области низких абсолютных температур

Целый ряд экспериментальных исследований показал, что по мере понижения температуры теплоемкость водорода быстро понижается и уже при $T = 60 \text{ К}$ молярная теплоемкость водорода H_2 становится равной теплоемкости идеального одноатомного газа. Явление падения теплоемкости с понижением температуры и приближением ее к теплоемкости идеального одноатомного газа находится в полном соответствии с положениями молекулярно-кинетической теории теплоемкости. При низких температурах прекращаются и вращательные движения молекул и колебательные движения атомов внутри молекулы, а остаются лишь три степени свободы поступательного движения, свойственные молекуле идеального одноатомного газа. Результатом этого и является приближение теплоемкости всех газов при низких температурах к значению теплоемкости идеального одноатомного газа.

В 1906—1912 гг. Нернст высказал предположение о том, что при последующем понижении температуры и приближении ее к абсолютному нулю должно прекратиться и поступательное движение молекул, и тогда газ приобретает свойства во многом, сходные со свойствами твердых тел.

Проводя опыты над рядом твердых тел вблизи абсолютного нуля, Нернст доказал, что теплоемкости всех твердых тел стремятся к нулю при $T \rightarrow 0$ и при температуре $T = 0$, теплоемкости C_V и $C_P = 0$ для всех твердых тел. Иными словами, при $T = 0$ частицы вещества — молекулы превращаются в жесткую систему, лишенную тепловых движений. Последнее означает превращение теплоемкости вещества в нуль. Следовательно, при $T \rightarrow 0$ теплоемкости газов тоже стремятся к нулю и при $T = 0$ $C_{газ} = 0$.

Из этого следует, что эмпирическая зависимость теплоемкости от температуры в виде уравнения $c = a_1 + bT$ является справедливой

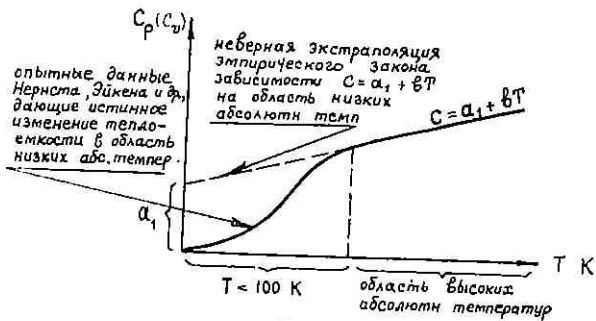


Рис. 12

только в области высоких температур и совершенно недействительна в области низких абсолютных температур.

На рис. 12 показан истинный характер изменения теплоемкости от температуры в области низких абсолютных температур.

Соотношения между теплоемкостями C_p и C_v

$$C_p - C_v = R, \quad (2.38)$$

где C_p - теплоемкость газа в процессе $p = const$; C_v - теплоемкость газа в процессе $V = const$; R - газовая постоянная.

Уравнение (2.38) носит название уравнения Майера. Согласно (2.3) уравнение Майера можно переписать в следующем виде:

$$C_p - C_v = \frac{8,314}{\mu}, \quad \mu C_p - \mu C_v = 8,314 \text{ кДж / (моль} \cdot \text{К)}, \quad (2.40)$$

где μC_p - молярная теплоемкость газа в процессе $p = const$; μC_v - молярная теплоемкость газа в процессе $V = const$.

Отношение

$$\frac{C_p}{C_v} = k, \quad (2.41)$$

где k - носит название показателя адиабатного процесса.

Из соотношения молярных теплоемкостей μC_p и μC_v (2.40), используя (2.41), получим

$$k = 1 + \frac{8,314}{\mu C_v}. \quad (2.42)$$

Поскольку μC_v зависит от температуры газа, то, следовательно, и величина k есть также некоторая функция температуры:

$$k = f(T); \quad k = k_0 - \alpha T. \quad (2.43)$$

Для двухатомных газов и воздуха при 0°C $k = 1,4$. Общая зависимость $k = f(T)$ может быть представлена для двухатомных газов и воздуха в виде эмпирического уравнения:

$$k = 1,41 - \frac{0,5T}{10\,000}. \quad (2.44)$$

Контрольная карточка 20

Вопрос	Ответ
1. Укажите правильную зависимость истинной теплоемкости от температуры.	1 - $c = a + \beta t$, 2 - $c_m = a + \frac{\beta}{2} t$; 3 - $c_m = a_1 + \frac{\beta}{2} T$; 4 - $c = a_1 + \beta T$.
2. Укажите правильную зависимость средней теплоемкости от температуры.	1 - $c = a + \beta t$; 2 - $c_m = a + \frac{\beta}{2} t$; 3 - $c_m = a_1 + \frac{\beta}{2} T$; 4 - $c = a_1 + \beta T$; 5 - $c_m = a + \frac{\beta}{2} (t_2 + t_1)$.
3. Укажите правильное соотношение между C_p и C_v идеальных газов.	1 - $C_p = C_v$; 2 - $C_p < C_v$; 3 - $C_p > C_v$.

§ 3. ПОДСЧЕТ ВЕЛИЧИНЫ ИЗМЕНЕНИЯ ВНУТРЕННЕЙ ЭНЕРГИИ

Поскольку внутренняя энергия, как часть собственной энергии тела, является однозначной функцией состояния, а состояние тела определяется его термодинамическими параметрами p, V, t , то, следовательно внутренняя энергия является однозначной, непрерывной функцией параметров состояния $u = f(p, V, t)$.

Следовательно, если имеют место различные термодинамические процессы, приводящие газ из одного и того же начального состояния в одно и то же конечное состояние 2, то во всех этих процессах изменение внутренней энергии будет одно и то же (рис. 13):

$$\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c = u_2 - u_1 = f(p_2, v_2, t_2) - f(p_1, v_1, t_1).$$

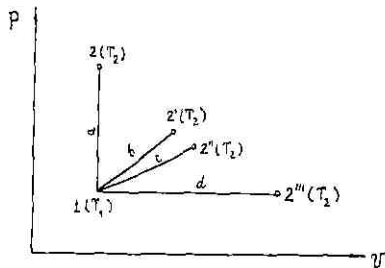


Рис. 13

Согласно основному уравнению для внутренней кинетической энергии идеального газа, имеем

$$U_{кин} = \frac{m W^2}{2} = k T,$$

т.е., внутренняя энергия идеального газа есть однозначная функция только от температуры и не зависит от давления и объема $u = f(T)$.

Следовательно, для идеального газа $\Delta u = u_2 - u_1 = \varphi(T_2) - \varphi(T_1)$.

Пусть один и тот же идеальный газ участвует в различных термодинамических процессах, каждый из которых совершается в одном и том же диапазоне температур от T_1 до T_2 (рис. 13). Во всех этих процессах $\Delta u = const$, т.е. $\Delta u_a = \Delta u_b = \Delta u_c = \varphi(T_2) - \varphi(T_1)$. Следовательно, если определить значение Δu в каком-либо из этих процессов, то это соотношение будет верно и для всех остальных.

Рассмотрим процесс а, в этом процессе $I - \Delta v = const$, следовательно, работа этого процесса $d\ell = p dv = 0$.

Теплоемкость в этом процессе $C = C_V$, следовательно, тепло в этом процессе $dq_V = C_V dT$ или $q_V = C_V \Delta T$.

Применим уравнение первого закона термодинамики для этого процесса.

$dq = du + p dv$, так как $p dv = 0$, то $dq_V = du$, так как $dq_V = C_V dT$, то

$$du = C_V dT, \quad u = C_V T. \quad (2.45)$$

Итак,

$$q_V = \Delta u = C_V \Delta T = C_V (T_2 - T_1). \quad (2.46)$$

Для произвольного количества G_M кг идеального газа имеем

$$\Delta u = G_M C_V (T_2 - T_1). \quad (2.47)$$

Итак, какой бы процесс не совершался с изменением температуры идеального газа от T_1 до T_2 , изменение внутренней энергии этого газа во всех процессах будет одно и то же и будет равно изменению его внутренней энергии в процессе $V = const$, в котором происходит то же изменение температуры.

Следовательно, $\Delta u = \Delta u_a = \Delta u_b = \dots = C_V (T_2 - T_1)$.

Уравнение первого закона термодинамики в окончательном расчетном виде

$$dq = C_V dT + p dv \quad \text{Дж/кг.} \quad (2.48)$$

Если считать $C_V = const$, то в интегральном виде получим

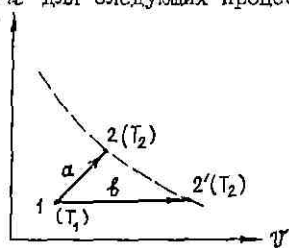
$$q = C_V (T_2 - T_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dv \quad \text{Дж/кг;} \quad (2.49)$$

для произвольного количества газа (G_M)

$$Q = G_M C_V (T_2 - T_1) + \int_{v_1}^{v_2} p dV \quad \text{Дж.} \quad (2.50)$$

Контрольная карточка 21

Вопрос	Ответ
1. Как подсчитать изменение внутренней энергии в произвольном термодинамическом процессе? $\Delta u =$	1 - $C(T_2 - T_1)$; 2 - $C_V(T_2 - T_1)$; 3 - $C_P(T_2 - T_1)$.
2. Укажите правильное соотношение между Δu для следующих процессов: P	1 - $\Delta u_a = \Delta u_b$; 2 - $\Delta u_a > \Delta u_b$; 3 - $\Delta u_a < \Delta u_b$.



§ 9. ЭНТРОПИЯ И ЕЕ ИЗМЕНЕНИЕ В ОБРАТИМЫХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССАХ

При исследовании условий превращения тепла в работу Р. Клаузиусом была введена в термодинамику специальная математическая функция состояния - энтропия. Это математическая функция помогла вскрыть специфичность теплоты при ее превращениях в работу в тепловом двигателе. В настоящее время роль и значение этой математичес-

кой функции значительно возросла и далеко перешагнули за рамки исследования тепловых превращений.

Энтропия является функцией состояния и с ее помощью анализируются многие процессы, происходящие в природе, вплоть до анализа развития звездных миров, развития жизни, теории информации и др.

Итак, пусть имеется какой-то источник тепла с температурой T , который передает ТРГ в бесконечно малом обратимом термодинамическом процессе некоторое количество тепла dq . Так как процесс термодинамически обратим, то при этом предполагается, что все реальные потери отсутствуют. Отношение тепла dq , сообщенного рабочему телу к температуре T , при которой это тепло сообщается, дает новую математическую функцию состояния, полный дифференциал которой равен

$$ds = \frac{dq}{T} \text{ Дж/(кг·К)}, \quad (2.51)$$

где s - функция состояния; ds - полный дифференциал. Эта функция состояния S и называется энтропией.

Для произвольного количества G_M , кг ТРГ:

$$dS = \frac{dQ}{T} \text{ Дж/К}. \quad (2.52)$$

Тепло Q по своему существу является функцией процесса, а дифференциал этой функции dQ - неполным дифференциалом. Из определения энтропии получили, что при делении неполного дифференциала dQ на абсолютную температуру T получается полный дифференциал dS , следовательно, абсолютная температура T является интегрирующим делителем, который неполный дифференциал dQ превращает в полный дифференциал dS .

Поскольку энтропия S - функция состояния, то в интегральном виде для любого обратимого термодинамического процесса изменение энтропии ΔS определится как

$$\Delta S = \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dQ}{T} = S_2 - S_1. \quad (2.53)$$

Следовательно, для любого обратимого замкнутого термодинамического процесса (цикла)

$$\oint dS = \oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (2.54)$$

По изменению энтропии (2.51) можно определить количество тепла, участвующего в данном процессе:

$$dq = Tds, \quad (2.55)$$

для конечного участка 1-2

$$q = \int_1^2 Tds. \quad (2.56)$$

Формулы, определяющие изменение энтропии в обратимых термодинамических процессах

Энтропия как функция состояния является функцией параметров состояния $S = f(p, v, T)$, следовательно,

$$\Delta S = \int_1^2 dS = \int_1^2 \frac{dq}{T} = f(p_2, v_2, T_2) - f(p_1, v_1, T_1).$$

Так как по уравнению состояния все три параметра состояния взаимно связаны, то эту зависимость можно упростить и фактически

$$S = f(p, v) = f_1(p, T) = f_2(v, T).$$

Получим явный вид этих соотношений.

По первому закону термодинамики имеем $dq = c_v dT + p dv$.

Тепло процесса можно определить (2.55): $dq = TdS$. Следовательно,

$$TdS = c_v dT + p dv; \quad dS = c_v \frac{dT}{T} + \frac{p}{T} dv,$$

но $\frac{p}{T} = \frac{R}{v}$ (по уравнению состояния идеальных газов). Следовательно,

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + R \frac{dv}{v};$$

Интегрируя это дифференциальное уравнение с разделяющимися переменными для конечного участка процесса 1-2, получаем

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} \text{ Дж/(кг·К)}. \quad (2.57)$$

Остальные два соотношения для подсчета ΔS получаются из уравнения (2.57) путем замены одного из параметров состояния через два других по характеристическому уравнению:

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

Подставляя последнее соотношение в (2.57), получаем:

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_v \ln \frac{v_2}{v_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

так как $c_v + R = c_p$ (по уравнению Майера), то получим

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.58)$$

Из уравнения состояния имеем $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \frac{p_1}{p_2}$.

Подставляя это соотношение параметров состояния в (2.58), получаем:

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - c_p \ln \frac{p_2}{p_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1},$$

так как $c_p - c_v = R$, то

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (2.59)$$

Полученные формулы (2.57) - (2.59) дают возможность определить приращение энтропии, а не ее абсолютную величину. Поэтому для удобства применения величины S условно принимают энтропию для определенного состояния, равной нулю ($S_{нач} = 0$). Обычно $S_{нач} = 0$ принимают для давления $p = 1$ ата и $t = 0^\circ\text{C}$. При этом условии для других состояний рабочего тела энтропия получается в виде положительного или отрицательного приращения. Абсолютные же значения энтропии могут быть определены по третьему закону термодинамики при помощи калориметрического, статистического или спектроскопического методов.

Энтропийные или тепловые диаграммы $T-S$

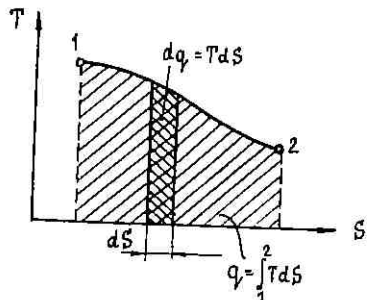


Рис. 14

Как уже было установлено, энтропия есть функция состояния тела и, следовательно, зависит от параметров состояния тела и совершенно не зависит от характера самого процесса, происходящего с рабочим телом. Каждому равновесному состоянию тела соответствует вполне определенное значение энтропии и обратно. Следовательно, энтропия может рассматриваться как некоторый новый термодинамический

параметр состояния тела. Последнее позволяет вводить новую систему координат $T-S$ для изображения термодинамических процессов и отдельных состояний рабочего тела (рис. 14).

Итак, имеем $dS = \frac{dq}{T}$, $dq = T dS$ или для конечного участка процесса 1-2 получим

$$q = \int_1^2 T dS.$$

Тогда в системе координат $T-S$ получим, что площадь под любым процессом, ограниченная крайними ординатами и осью абсцисс, представляет собой внешнее тепло, участвующее в процессе. В технической термодинамике принято считать тепло, подводимое к системе ТРТ, величиной положительной, а отводимое - величиной отрицательной.

Из уравнения $dS = \frac{dq}{T}$ видно, что знак у dS будет зависеть за знаком dq , так как T всегда существенно положительная величина.

Следовательно, если в процессе тепло подводится, то энтропия в этом процессе будет возрастать ($+dq, +dS$) и, наоборот, если тепло отводится, то энтропия будет уменьшаться ($-dq, -dS$).

При изображении термодинамических процессов в координатах $T-S$ по изменению энтропии легко можно определить подводится или отводится тепло в этих процессах.

Контрольная карточка 22

Вопрос	Ответ
1. Какая из приведенных функций является функцией состояния?	1 - q ; 2 - l ; 3 - u ; 4 - S ; 5 - I .
2. Какой из приведенных дифференциалов является полным дифференциалом?	1 - dq ; 2 - dl ; 3 - du ; 4 - dS ; 5 - dI .
3. В каком из указанных процессов энтропия увеличивается?	1 - процесс, идущий с подводом тепла; 2 - процесс, идущий с отводом тепла; 3 - процесс, идущий с постоянным объемом; 4 - процесс, идущий с постоянным давлением.

Глава III. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ С ИДЕАЛЬНЫМИ ГАЗАМИ

При исследовании любого термодинамического процесса необходимо:

1. Найти соотношения между параметрами в явном виде:

$$p = f_1(v, T); \quad v = f_2(p, T); \quad T = f_3(p, v).$$

2. Дать формулы подсчета количества тепла, участвующего в процессе Q или Q' .

3. Дать формулы подсчета величины внешней работы, совершенной газом l или L .

4. Подсчитать изменение внутренней энергии, энтальпии и энтропии в исследуемом процессе $\Delta u, \Delta i, \Delta S$ или $\Delta u, \Delta J, \Delta S$.

5. Построить график превращения энергий в термодинамическом процессе согласно основному уравнению первого закона термодинамики.

Термодинамические процессы — это процессы превращения различных энергетических факторов друг в друга (теплоты в механическую работу и внутреннюю энергию, или наоборот). Теплота может быть заимствована, как из внешнего источника тепла, так и из внутренней энергии рабочего тела или появиться в результате затраты работы.

Каждый термодинамический процесс имеет вполне определенный, только ему присущий характер распределения энергетических составляющих.

А.С. Ястржембским был предложен весьма наглядный способ графической интерпретации превращения энергии в термодинамических процессах. Для этого вводятся следующие обозначения энергетических составляющих согласно первому закону термодинамики:

Q — внешнее тепло, подводимое или отводимое от термодинамической системы, Δu — изменение внутренней энергии системы, l — совершенная или затраченная системой работа.

В качестве примера на рис. 15 показано взаимное расположение всех составляющих основного уравнения первого закона термодинамики. Штриховка указывает на то, что данная составляющая претерпевает изменение в процессе.



Рис. 15

цессе, а направление взаимного превращения всех энергетических факторов дается стрелками.

На схеме, изображенной на рис. 15, внешнее тепло Q целиком идет на изменение внутренней энергии системы Δu , а внешняя работа деформации (расширение или сжатие) не претерпевает никаких изменений, т.е. в этом процессе $l = 0$.

При исследовании термодинамических процессов будем полагать, что все процессы равновесны и обратимы, теплоемкость газа — величина постоянная для любой точки процесса $c = const$.

§ 10. ПОЛИТРОПНЫЙ ПРОЦЕСС

Политропным процессом называется процесс, подчиняющийся определенной закономерности превращения энергии.

В любом термодинамическом процессе согласно первому закону термодинамики тепло, извне подведенное к рабочему телу, тратится на изменение внутренней энергии Δu и совершение работы l , т.е. каждому термодинамическому процессу отвечает свой, строго определенный закон превращения и распределения энергии.

Пусть в общем случае в процессе на изменение внутренней энергии пошла часть тепла ψ , тогда

$$\Delta u = \psi \cdot Q; \quad (3.1)$$

на внешнюю механическую работу пойдет $(1 - \psi)$ количества тепла, тогда

$$l = (1 - \psi) Q. \quad (3.2)$$

Отношение $\frac{\Delta u}{Q}$ имеет вполне определенное постоянное значение для данного процесса:

$$\psi = \frac{\Delta u}{Q} = const; \quad \psi = \frac{du}{dq} = const. \quad (3.3)$$

Политропным процессом называют такой процесс изменения состояния рабочего тела, в котором во внутреннюю энергию в течение всего процесса, превращается одна и та же доля количества внешнего тепла.

Величина ψ называется коэффициентом распределения тепла в политропном процессе.

Вопрос	Ответ
1. Какой процесс называется политропным?	1 - процесс, в котором происходит изменение всех термодинамических параметров (p, v, T); 2 - процесс, в течение которого во внутреннюю энергию превращается одна и та же доля количества внешнего тепла; 3 - процесс, который происходит без теплообмена с внешней средой.
2. Чому равен коэффициент распределения тепла ψ в политропном процессе, если от ТРТ отводится 20 кДж тепла, а его внутренняя энергия увеличивается на 2 кДж?	1 - 10; 2 - 0,1; 3 - 0,2; 4 - -10; 5 - -0,1.
3. Чему равно изменение внутренней энергии в процессе, если к ТРТ подводится 5 кДж тепла, а коэффициент распределения тепла $\psi = -2$?	1 - -0,4; 2 - -10; 3 - -10; 4 - 1,5.

Уравнение политропного процесса в pV -координатах

По определению имеем $\psi = \frac{dU}{dq}$, откуда

$$dq = \frac{dU}{\psi} = \frac{c_v}{\psi} dT. \quad (3.4)$$

Отношение c_v/ψ называется теплоемкостью политропного процесса

$$c = \frac{c_v}{\psi} \quad \text{Дж/(кг·К)}. \quad (3.5)$$

Тепло, сообщаемое газу в политропном процессе, определится как

$$dq = c dT \quad \text{Дж/кг}. \quad (3.6)$$

Согласно первому закону термодинамики имеем

$$dq = di - v dp = c_p dT - v dp; \quad dq = du + p dv = c_v dT + p dv; \quad di = c_p dT \quad (\text{см. (3.4)}).$$

Учитывая (3.6), получаем $c dT = c_p dT - v dp$, $c dT = c_v dT + p dv$,

или

$$(c - c_p) dT = -v dp; \quad (3.7)$$

$$(c - c_v) dT = p dv. \quad (3.8)$$

Разделив почленно (3.7) на (3.8), получим

$$\frac{c - c_p}{c - c_v} = -\frac{v}{p} \frac{dp}{dv}.$$

Обозначим в последнем уравнении отношение

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}, \quad (3.9)$$

где n - показатель политропного процесса.

Следовательно, имеем

$$n = -\frac{v}{p} \cdot \frac{dp}{dv}.$$

Разделив переменные, получим

$$\frac{dp}{p} = -n \frac{dv}{v}.$$

После интегрирования и подстановки предполов, имеем

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = -n \ln \frac{v_2}{v_1} = \ln \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n.$$

Потенцируя, получим

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n. \quad (3.10)$$

Отсюда

$$p_1 v_1^n = p_2 v_2^n = \text{const}; \quad p v^n = \text{const}. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.11) и является уравнением политропного процесса.

Другие соотношения между параметрами состояния
в политропном процессе

Напишем уравнение состояния для 1 и 2-й точек процесса:

$$p_1 v_1 = R T_1, \quad p_2 v_2 = R T_2.$$

Отсюда

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

Ранее было получено (3.10):

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

Следовательно,

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n \left(\frac{v_1}{v_2} \right) = \frac{T_1}{T_2},$$

т.е.

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^{n-1}. \quad (3.12)$$

Аналогично

$$\frac{T_1}{T_2} = \frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{p_1}{p_2} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{n}} = \frac{p_1}{p_2^{\frac{1-1}{n}}},$$

т.е.

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (3.13)$$

Теплоемкость газа в политропном процессе

Ранее получали, что теплоемкость газа в политропном процессе может быть определена:

$$c = \frac{c_v}{\psi};$$

кроме того, из уравнения (3.9):

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v},$$

отсюда $nc - nc_v = c - c_p$ или $nc - c = nc_v - c_p$.
Тогда

$$c = c_v \frac{n - k}{n - 1}. \quad (3.14)$$

Следовательно, теплоемкость идеального газа зависит от показателя политропы.

Тепло q в политропном процессе может быть определено

$$q = c \Delta T. \quad (3.15)$$

Используя соотношение (3.14), получаем:

$$q = c_v \frac{n - k}{n - 1} (T_2 - T_1) \text{ Дж/кг}. \quad (3.16)$$

Коэффициент распределения тепла в политропном процессе ψ так же можно выразить как функцию от показателя политропы n .
Используя соотношения (3.5) и (3.14):

$$c = \frac{c_v}{\psi} \quad \text{и} \quad c = c_v \frac{n - k}{n - 1}.$$

Следовательно,

$$\psi = \frac{n - 1}{n - k}. \quad (3.17)$$

Изменение внутренней энергии в политропном процессе может быть определено

$$\Delta u = \psi q = \frac{n - 1}{n - k} \cdot q \quad \text{Дж/кг}. \quad (3.18)$$

Работа расширения газа в политропном процессе определяется следующим образом:

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

Используя соотношения для политропного процесса (3.11):

$$p v^n = \text{const} = p_1 v_1^n = p_2 v_2^n; \quad p = \frac{\text{const}}{v^n},$$

получаем

$$l = \text{const} \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v^n}.$$

Интегрируя, подставляя пределы, получаем:

$$\ell = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \text{ Дж/кг}; \quad (3.19)$$

$$\ell = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} \right) \text{ Дж/кг}; \quad (3.20)$$

$$\ell = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \text{ Дж/кг}; \quad (3.21)$$

$$\ell = \frac{R T_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] \text{ Дж/кг}; \quad (3.22)$$

$$\ell = \frac{R T_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ Дж/кг}; \quad (3.23)$$

Для произвольного количества G_M газа, участвующего в процессе, работа расширения будет определяться:

$$L = G_M \ell \text{ Дж}. \quad (3.24)$$

Уравнение политропного процесса в TS -координатах

Теплота в политропном процессе может быть подсчитана $dq = c dT$ или $dq = T ds$, откуда $T ds = c dT$

$$ds = c \frac{dT}{T}. \quad (3.25)$$

Интегрируя (3.25) для конечного участка процесса 1-2, получаем

$$s_2 - s_1 = c \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (3.26)$$

где

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

Уравнение (3.26) показывает, что в общем случае политропа в системе координат TS будет некоторой кривой линией, вид и положение которой зависит от величины показателя политропы n .

Политропный процесс является обобщающим, из соотношений которого вытекает как частные случаи увеличения основных термодинамических процессов (изохорного, изобарного, изотермического и адиабатного).

Определение показателя политропы n по диаграмме $p-v$.

Рассмотрим политропный процесс $p v^n = \text{const}$ в координатах $p-v$ (рис. 16).

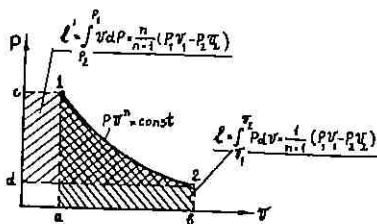


Рис. 16

Определим по диаграмме значение площадей $a12b$ и $c11'd$. Эти площади будут соответственно равны:

$$a12b = \ell = \int_{v_1}^{v_2} p dv = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2);$$

$$c12d = \ell' = \int_{p_1}^{p_2} v dp = \frac{n}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Сравнивая ℓ и ℓ' , получим, что $\ell' = n\ell$, откуда

$$n = \frac{\ell'}{\ell} = \frac{m \cdot c12d}{m \cdot a12b}. \quad (3.27)$$

Контрольная карточка 24

Вопрос	Ответ
I. Чему равна теплоемкость политропного процесса?	1 - $c = c_v$
	2 - $c = c_p$
	3 - $c = c_v / \gamma$
	4 - $c = c_v \frac{\gamma - R}{\gamma - 1}$

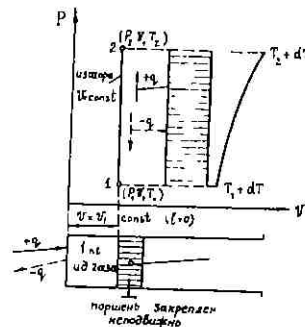
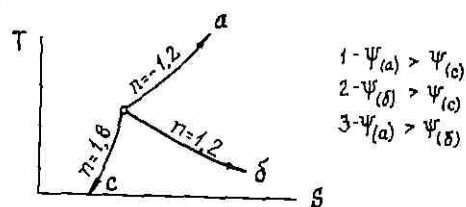
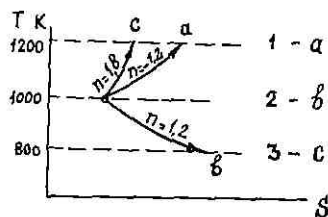


Рис. 17

2. Укажите правильное соотношение между коэффициентами распределения тепла ψ в данных процессах.



3. В каком из указанных процессов наибольшее количество подведенного тепла q ? ($k = 1, 4$).



§ II. ИЗОХОРНЫЙ ПРОЦЕСС

Изохорным процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла от газа при постоянном объеме ($v = const$).

В координатной плоскости pV графиком изохорного процесса будет вертикаль 1-2 (рис. 17).

Для того чтобы изохорный процесс был равновесным и термодинамически обратимым, будем полагать, что источник тепла состоит из бесконечно большого числа элементарных источников, при этом температура каждого из них отличается от температуры газа в каждый данный момент процесса на величину dT . Тогда в точке 1 температура источника будет $T_1 + dT$, а в точке 2 - $T_2 + dT$, и процесс будет термодинамически обратимым на любой точке.

Для изохорного процесса

$$p_1 v_1 = RT_1; \quad p_2 v_2 = RT_2.$$

Отсюда получаем

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}. \quad (3.28)$$

Давление газа в изохорном процессе пропорционально абсолютной температуре. В изохорном процессе $v = const$, $dv = 0$, значит,

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0, \quad l_v = 0. \quad (3.29)$$

Уравнение первого закона термодинамики для изохорного процесса имеет вид

$$q_v = \Delta u = c_v (T_2 - T_1) \text{ Дж/кг}. \quad (3.30)$$

Отсюда видно, что все тепло, подводимое к газу в изохорном процессе, идет на увеличение его внутренней энергии.

Коэффициент распределения тепла в изохорном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c_v \Delta T} = 1, \quad \psi = 1. \quad (3.31)$$

Теплоемкость в изохорном процессе $c = c_v$.

Показатель политропы в изохорном процессе будет равен

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_v - c_p}{c_v - c_v} = \pm \infty; \quad n = \pm \infty. \quad (3.32)$$

Уравнение политропы для случая $v = const$. Воспользуемся соотношением

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^n; \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n} \text{ при } n = \pm \infty \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n} = 1.$$

Отсюда

$$\frac{v_2}{v_1} = 1; \quad v_2 = v_1 = const, \quad v = const. \quad (3.33)$$

Уравнение (3.33) называется уравнением изохорного процесса в pV -координатах.

Для вывода уравнения изохорного процесса в координатной плоскости $T-S$ используем соотношение (2.57):

$$\Delta S = S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1},$$

так как процесс изохорный $v = const$, то $\ln \frac{v_2}{v_1} = 0$, следовательно,

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.34)$$

Уравнение (3.34) называется уравнением изохоры в TS -координатах (рис. 16).

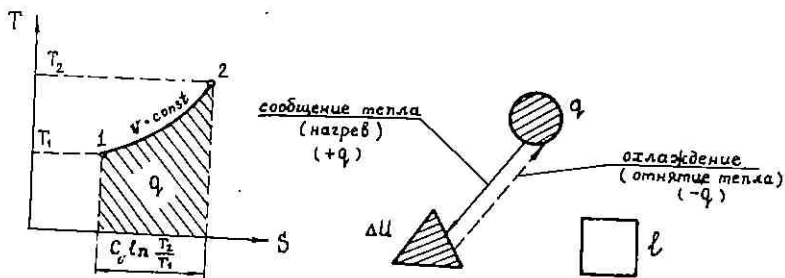


Рис. 18

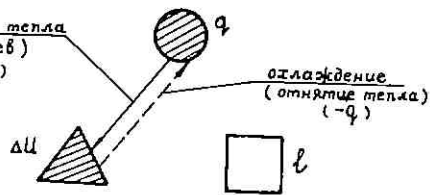


Рис. 19

На рис. 19 представлен график распределения энергии в изохорном процессе.

Контрольная карточка 25

Вопрос	Ответ
1. Какой термодинамический процесс называется изохорным процессом?	1 - термодинамический процесс с определенным законом распределения энергии; 2 - термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме; 3 - термодинамический процесс, протекающий без подвода тепла; 4 - термодинамический процесс, протекающий при постоянной температуре.
2. Укажите соотношение параметров для изохорного процесса.	1. $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$; 2. $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}$ 3. $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$; 4. $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n$
3. Какая из схем соответствует изохорному процессу с подводом тепла?	1 2 3 4 5

4. Какое из указанных уравнений соответствует уравнению первого закона термодинамики для изохорного процесса?
- 1 - $q = \Delta u + A \ell$;
2 - $q = A \ell$;
3 - $q = \Delta u$;
4 - $q = C_V \Delta T + A p (V_2 - V_1)$.

5. Как изменится температура в изохорном процессе, если в результате совершения этого процесса $p_2 > p_1$?
- 1 - $T_1 = T_2$;
2 - $T_2 > T_1$;
3 - $T_2 < T_1$.

§ 12. ИЗОБАРНЫЙ ПРОЦЕСС

Изобарным процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла от газа при постоянном давлении $p = const$.

Для того чтобы в процессе расширения при $p = const$ сохранить постоянным давление, необходимо в этом процессе подводить некоторое количество тепла q .

В координатной плоскости pV графиком изобарного процесса будет горизонталь 1-2 (рис. 20).

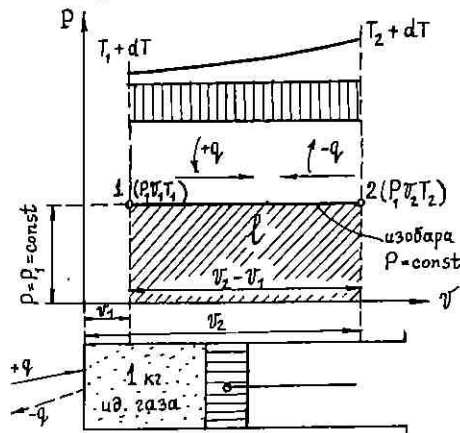


Рис. 20

Для изобарного процесса $p_1 V_1 = R T_1$; $p_1 V_2 = R T_2$, отсюда

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \tag{3.35}$$

В изобарном процессе объем газа пропорционален абсолютной температуре.

Работа расширения в изобарном процессе будет равна

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv, \text{ так как } p = \text{const}, \text{ то}$$

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1) \text{ Дж/кг.} \quad (3.36)$$

Так как $v = \frac{RT}{p}$, то $l = p_1 \left(\frac{RT_2}{p_1} - \frac{RT_1}{p_1} \right)$, поэтому

$$l = R(T_2 - T_1) \text{ Дж/кг.} \quad (3.37)$$

Пусть в изобарном процессе расширения 1 кг газа температура изменится на T° , то $l = R \cdot T^\circ$. Отсюда видно, что газовая постоянная есть работа, совершенная 1 кг газа в процессе $p = \text{const}$ при его нагревании на T° .

Уравнение первого закона термодинамики для изобарного процесса:

$$q = \Delta u + l = c_v(T_2 - T_1) + R(T_2 - T_1), \quad q = (c_v + R)(T_2 - T_1);$$

$$q_p = c_p(T_2 - T_1) = c_p \Delta T. \quad (3.38)$$

Коэффициент распределения тепла в изобарном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{c_v \Delta T}{c_p \Delta T} = \frac{1}{k}, \quad \psi = \frac{1}{k}. \quad (3.39)$$

Уравнение первого закона термодинамики через энтальпию (I.44):

$$q = \Delta i - \int_{p_1}^{p_2} v dp.$$

Так как в этом процессе $p = \text{const}$, то $dp = 0$
Значит,

$$q_p = \Delta i. \quad (3.40)$$

Следовательно,

$$\Delta i = c_p \Delta T \quad (3.41)$$

или

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1) \text{ Дж/кг}$$

Для элементарного процесса

$$di = c_p dT; \quad (3.42)$$

$$i = c_p T \quad (3.43)$$

Теплоемкость в изобарном процессе $c = c_p$. Показатель политропы в изобарном процессе

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v} = \frac{c_p - c_p}{c_p - c_v} = 0, \quad n = 0. \quad (3.44)$$

Уравнение изобарного процесса в $p-v$ -координатах можно получить из уравнения политропного процесса $p v^n = \text{const}$. Так как в изобарном процессе $n = 0$, то $p v^0 = \text{const}$, откуда

$$p = \text{const}. \quad (3.45)$$

Для вывода уравнения изобарного процесса в координатной плоскости TS воспользуемся соотношением (2.59):

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1},$$

но, так как $p = \text{const}$, $\ln \frac{p_2}{p_1} = 0$.

Следовательно,

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}. \quad (3.46)$$

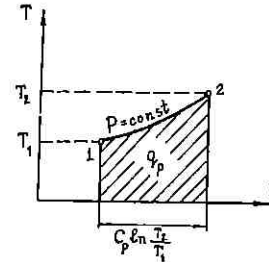


Рис. 21

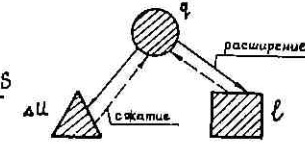


Рис. 22

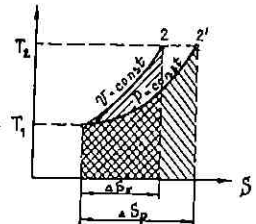


Рис. 23

Уравнение (3.46) называется уравнением изобары в TS -координатах (рис. 21).

На рис. 22 представлен график распределения энергии в изобарном процессе.

Взаимное положение изохоры и изобары в TS -координатах

Пусть совершаются изохорный и изобарный процессы в одном и том же интервале температур от T_1 до T_2 . Изобразим оба процесса в TS -координатах (рис. 23).

В процессе $v = \text{const}$ изменение энтропии равно

$$\Delta S_v = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

В процессе $p = \text{const}$ изменение энтропии равно

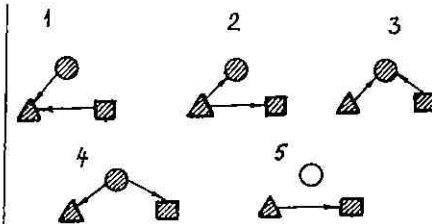
$$\Delta S_p = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Так как $c_p > c_v$, а отношение температур в обоих процессах одно и то же, то, следовательно, $\Delta S_p > \Delta S_v$. Значит, изобара в TS -координатах будет более пологой логарифмической кривой по сравнению с изохорой.

Контрольная карточка 26

Вопрос	Ответ
I. Какой термодинамический процесс называется изобарным процессом?	1 - термодинамический процесс с определенным законом распределения энергии; 2 - термодинамический процесс, протекающий при постоянной температуре; 3 - термодинамический процесс, протекающий при постоянном давлении; 4 - термодинамический процесс, протекающий при постоянном объеме; 5 - термодинамический процесс, идущий без внешнего теплообмена.
II. Укажите соотношение параметров для изобарного процесса.	1. $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma}$, 2. $\frac{v_1}{v_2} = \frac{T_1}{T_2}$; 3. $\frac{T_1}{T_2} = \frac{p_1}{p_2}$, 4. $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1}$.

3. Какая из приведенных схем соответствует изобарному процессу с подводом тепла?



4. Какое из приведенных уравнений соответствует уравнению первого закона термодинамики для изобарного процесса?

- 1 - $q = \Delta u$;
 2 - $q = R(T_2 - T_1) + \Delta u$;
 3 - $q = c_v(T_2 - T_1)$;
 4 - $q = \Delta i$

5. Как изменится температура в изобарном процессе расширения?

- 1 - $T_1 = T_2$;
 2 - $T_1 > T_2$;
 3 - $T_1 < T_2$.

§ 13. ИЗОТЕРМИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС

Изотермическим процессом называется процесс сообщения или отнятия тепла газу при постоянной температуре $T = \text{const}$. Для изотермического процесса $p v = RT$; $T = \text{const}$. Значит,

$$p v = \text{const}. \quad (3.47)$$

Уравнение изотермического процесса в координатной плоскости представляет собой уравнение равнобокой гиперболы (рис. 24).

Согласно (3.47) имеем $p_1 v_1 = p_2 v_2$, откуда

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}. \quad (3.48)$$

В изотермическом процессе давление газа обратно пропорционально его объему. Для того чтобы в изотермическом процессе расширения при $T = \text{const}$ сохранить постоянную температуру, необходимо подводить тепло q , которое определяется по основному уравнению первого закона термодинамики:

$$q = \Delta u + L.$$

Для идеального газа в процессе $T = const$ $\Delta u = c_v \Delta T = 0$, откуда

$$q_T = l \quad (3.49)$$

Все тепло, сообщенное газу в изотермическом процессе, целиком идет на работу расширения.

Изменение энтальпии в изотермическом процессе $\Delta i = c_p \Delta T = 0$. Работа расширения в изотермическом процессе

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

Но для процесса $T = const$

$$pv = const = p_1 v_1 = p_2 v_2.$$

Отсюда

$$p = \frac{const}{v}. \quad (3.50)$$

Подставим значение давления согласно (3.50) в выражение работы расширения

$$l = const \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v}.$$

Интегрируя и подставляя пределы, получаем

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.51)$$

$$l = 2,303 p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad \text{Дж/кг}, \quad (3.52)$$

$$l = 2,303 RT_1 \lg \frac{v_2}{v_1} \quad \text{Дж/кг}, \quad (3.53)$$

$$l = 2,303 RT_1 \lg \frac{p_1}{p_2} \quad \text{Дж/кг}. \quad (3.54)$$

Для произвольного количества G_M кг ТРТ работа будет равна

$$L = G_M l \quad \text{Дж}.$$

Коэффициент распределения тепла в изотермическом процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{0}{q} = 0, \quad \psi = 0. \quad (3.55)$$

Теплоемкость в изотермическом процессе

$$c = \frac{c_v}{\psi} = \infty. \quad (3.56)$$

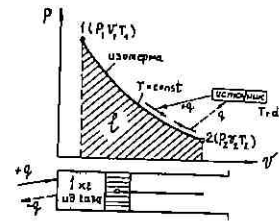


Рис. 24

Условие (3.56) для изотермического процесса по существу подтверждает его основную характеристику ($T = const$). Из определения теплоемкости следует: чтобы изменить температуру в изотермическом процессе на 1° надо затратить бесконечно большое количество тепла, что невозможно. Следовательно, температура в этом процессе остается величиной постоянной.

Показатель политропы для $T = const$:

$$n = \frac{c - c_p}{c - c_v}, \quad \text{так как } c = \infty,$$

раскроем неопределенность

$$n - 1 = \frac{c - c_p}{c - c_v} - 1 = \frac{c - c_p - c + c_v}{c - c_v}, \quad n - 1 = \frac{-c_p + c_v}{c - c_v}, \quad n - 1 = 0; \quad n = 1. \quad (3.57)$$

Уравнением изотермического процесса в координатной плоскости TS будет $T = const$, т.е. графиком изотермы в TS -координатах будет горизонталь 1-2 (рис. 25).

Тепло в изотермическом процессе может быть определено

$$q = T \Delta S = T(S_2 - S_1) \quad (3.58)$$

График распределения энергии в изотермическом процессе представлен на рис. 26.

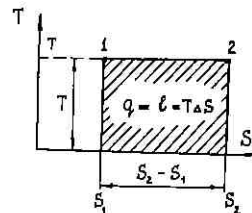


Рис. 25

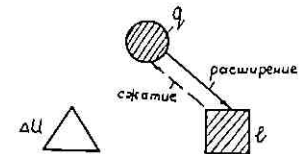


Рис. 26

Вопрос	Ответ
I. Какой термодинамический процесс называется изотермическим?	1 - термодинамический процесс, идущий без подвода тепла; 2 - термодинамический процесс, идущий при постоянной температуре; 3 - термодинамический процесс с определенным законом распределения энергии; 4 - термодинамический процесс, идущий без отвода тепла; 5 - термодинамический процесс, идущий при $v = const$.
2. Укажите соотношение параметров, соответствующее изотермическому процессу.	$1. \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma}; \quad 2. \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\gamma-1};$ $3. \frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}, \quad 4. \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}.$
3. Какая из приведенных схем соответствует изотермическому процессу расширения?	
4. Какое из приведенных уравнений соответствует уравнению первого закона термодинамики для изотермического процесса?	1 - $q = \Delta u + l;$ 2 - $q = l;$ 3 - $q = \Delta u;$ 4 - $q = \Delta u;$ 5 - $q = c_v(T_2 - T_1).$

5. Укажите правильное выражение для работы расширения в изотермическом процессе.

- 1 - $l = R(T_2 - T_1);$
- 2 - $l = p(v_2 - v_1);$
- 3 - $l = RT \ln \frac{v_2}{v_1};$
- 4 - $l = 0.$

§ 14. АДИАБАТНЫЙ ПРОЦЕСС

Адиабатным процессом называется процесс, протекающий без внешнего теплообмена, хотя механическое взаимодействие с внешней средой остается. Если под q понимать тепло, сообщаемое рабочему телу извне, то основными уравнениями адиабатного процесса будут $q = 0$, $dq = 0$. Написание одного и того же положения в двух видах — интегральном и дифференциальном — указывает на то, что требование отсутствия теплообмена относится не только к конечному участку рассматриваемого термодинамического процесса, но и должно соблюдаться в каждый момент этого процесса, т.е. на каждом элементе процесса.

Уравнение адиабатного процесса в pV -координатах

Из уравнений первого закона термодинамики, записанных через энтальпию (I.45) и через внутреннюю энергию (I.38) с учетом условия адиабатного процесса ($dq = 0$), получим

$$dq = du + pdv = c_v dT + pdv = 0;$$

$$dq = di - v dp = c_p dT - v dp = 0,$$

откуда

$$c_v dT = -pdv; \tag{3.59}$$

$$c_p dT = v dp. \tag{3.60}$$

Разделив почленно (3.60) на (3.59), получим

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{v}{p} \frac{dp}{dv}.$$

Так как

$$\frac{c_p}{c_v} = k, \quad \text{то} \quad k = -\frac{v}{p} \frac{dp}{dv}.$$

Разделив переменные, получим

$$\frac{dp}{p} = -k \frac{dV}{V}$$

Интегрируем это уравнение для конечного участка процесса 1-2:

$$\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = -k \int_{V_1}^{V_2} \frac{dV}{V}; \ln \frac{p_2}{p_1} = -k \ln \frac{V_2}{V_1} = \ln \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k$$

Потенцируя, получаем

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k$$

отсюда

$$p_1 V_1^k = p_2 V_2^k = \text{const}; \quad p V^k = \text{const}. \quad (3.61)$$

Следовательно, в pV -координатах уравнение адиабатного процесса (3.61) представляет собой уравнение неравнобокой гиперболы (рис. 27).

Другие соотношения между параметрами для адиабатного процесса получатся совершенно аналогично, как и в случае политропного процесса:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1}; \quad (3.62)$$

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (3.63)$$

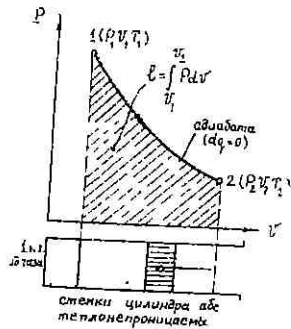


Рис. 27

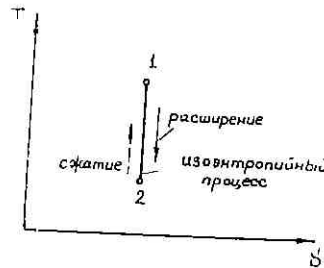
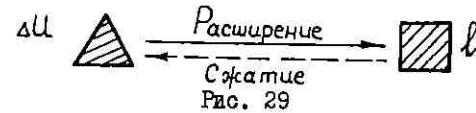
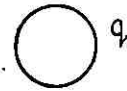


Рис. 26

Уравнение первого закона термодинамики применительно к адиабатному процессу:



$$q = \Delta u + l; \quad q = 0.$$

Следовательно,

$$l = -\Delta u. \quad (3.64)$$

Работа расширения в адиабатном процессе совершается за счет уменьшения внутренней энергии: $l = -c_V(T_2 - T_1)$, $l = c_V(T_1 - T_2)$. Так как внутренняя энергия переходит в работу при адиабатном расширении, то температура газа уменьшается в этом процессе ($T_1 > T_2$).

Работа расширения, совершенная газом в адиабатном процессе, будет равна $l = c_V(T_1 - T_2)$, учитывая, что $T = \frac{pV}{R}$ и $R = c_p - c_V$, получаем различные выражения этой работы:

$$l = \frac{c_V}{R}(p_1 V_1 - p_2 V_2) \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.65)$$

$$l = \frac{1}{(k-1)}(p_1 V_1 - p_2 V_2) \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.66)$$

$$l = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{p_2 V_2}{p_1 V_1} \right) \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.67)$$

$$l = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.68)$$

$$l = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} \right] \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.69)$$

$$l = \frac{p_1 V_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.70)$$

$$l = \frac{RT_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) \quad \text{Дж/кг}; \quad (3.71)$$

Для произвольного количества G_M кг газа, участвующего в процессе, работа расширения будет равна $l = G_M l$ Дж.

Коэффициент распределения тепла в адиабатном процессе

$$\psi = \frac{\Delta u}{q} = \frac{\Delta u}{0} = \pm \infty; \quad \psi = \pm \infty. \quad (3.72)$$

Теплоемкость в адиабатном процессе

$$c = \frac{dq}{dt} \quad \text{так как } dq=0, c=0. \quad (3.73)$$

Средние значения показателя адиабаты k для различных газов можно принять следующие при 0°C :

одноатомные газы - $k = 1,66$;

двухатомные газы и воздух - $k = 1,4$;

трехатомные газы - $k = 1,3$.

Для вывода уравнения адиабатного процесса в TS -координатах воспользуемся соотношением (2.58):

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{V_2}{V_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Для адиабатного процесса имеем

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^k; \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k.$$

Тогда

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{V_2}{V_1} - c_v k \ln \frac{V_2}{V_1},$$

так как $c_v \cdot k = c_p$, то

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{V_2}{V_1} - c_p \ln \frac{V_2}{V_1} = 0.$$

Следовательно, в адиабатном процессе

$$S_2 - S_1 = 0; \quad S_2 = S_1; \quad S = \text{const}. \quad (3.74)$$

В адиабатном процессе изменение энтропии не происходит. Адиабатный процесс - изэнтропийный процесс. Графиком адиабатного процесса в TS -координатах будет вертикаль 1-2 (рис. 28).

График распределения энергии в адиабатном процессе представлен на рис. 29.

Взаимное расположение адиабаты и изотермы в pV -координатах

При расширении по изотерме внутренняя энергия газа остается постоянной, так как $T = \text{const}$, а при расширении по адиабате внешняя работа совершается за счет уменьшения внутренней энергии. Поэтому температура при расширении по адиабате уменьшается. Следовательно, $T_2 < T_2 = T_1$.

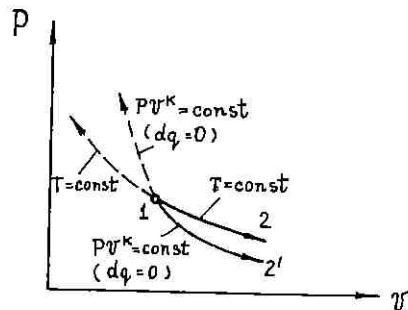


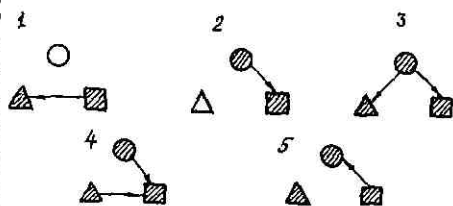
Рис. 30

Таким образом, если в координатной плоскости pV из одной точки идут изотермы и адиабаты, то при расширении адиабаты будет располагаться ниже изотермы, а при сжатии, наоборот, адиабата будет располагаться выше изотермы (рис. 30).

Контрольная карточка 28

Вопрос	Ответ
1. Какой термодинамический процесс называется адиабатным?	1 - термодинамический процесс, идущий без подвода тепла; 2 - термодинамический процесс, идущий при постоянной температуре; 3 - термодинамический процесс с определенным законом распределения энергии; 4 - термодинамический процесс, идущий без внешнего теплообмена (без подвода и отвода тепла); 5 - термодинамический процесс, идущий при $p = \text{const}$.
2. Укажите соотношение параметров, соответствующее адиабатному процессу.	1. $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^k$; 2. $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^k$; 3. $\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2}$; 4. $\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2}$; 5. $\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{k}{k-1}}$.
3. Какая из приведенных схем соответствует схеме рас-	

предела энергия в адиабатном процессе сжатия?



4. Какое из приведенных уравнений соответствует уравнению первого закона термодинамики для адиабатного процесса?

- I - $q = \Delta u + l$;
- 2 - $q = l$;
- 3 - $q = \Delta u$;
- 4 - $-\Delta u = l$;
- 5 - $q = \Delta l$.

5. Укажите правильное выражение работы расширения в адиабатном процессе

- I - $l = R(T_2 - T_1)$;
- 2 - $l = p(V_2 - V_1)$;
- 3 - $l = RT \ln V_2/V_1$;
- 4 - $l = \frac{k}{k-1}(p_1 V_1 - p_2 V_2)$;
- 5 - $l = 0$.

6. Чему равен коэффициент распределения тепла в адиабатном процессе?

- I - $\psi = 1$,
- 2 - $\psi = 0$;
- 3 - $\psi = \pm \infty$;
- 4 - $\psi = 1/k$.

7. Какое из представленных выражений является уравнением адиабатного процесса?

- I - $pV^\gamma = const$;
- 2 - $pV^\mu = const$;
- 3 - $pV^\infty = const$;
- 4 - $pV^k = const$.

8. Чему равна теплоемкость адиабатного процесса?

- I - $c = c_V$;
- 2 - $c = c_p$;
- 3 - $c = 0$;
- 4 - $c = \infty$.

9. Какое из приведенных уравнений является уравнением адиабатного процесса в TS -координатах?

- I - $\Delta S = c_V \ln T_2/T_1$;
- 2 - $\Delta S = c_p \ln T_2/T_1$;
- 3 - $\Delta S = c \ln T_2/T_1$;
- 4 - $S = const$.

§ 15. ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИТРОПНЫХ ПРОЦЕССОВ

Каждому политропному процессу отвечает свой собственный закон распределения энергии и свое собственное значение n , т.е. величина n и закон распределения энергии в политропном процессе взаимосвязаны. Отсюда и возникает возможность по величине n судить о характере распределения энергии в процессе. Изобразим основные термодинамические процессы в pV и TS -диаграммах и наметим три характерные группы политроп (рис. 31, 32).

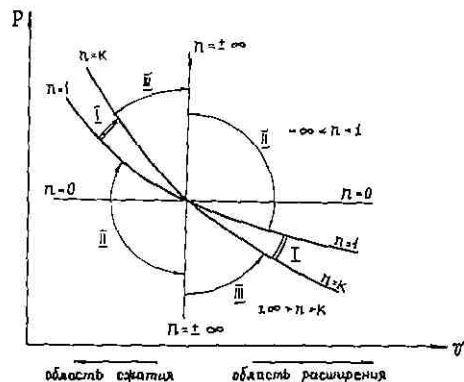


Рис. 31

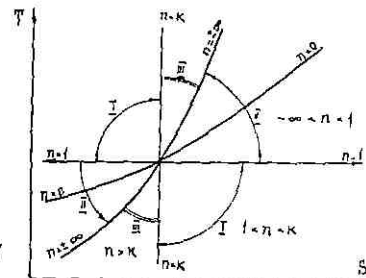


Рис. 32

1. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $1 < n < k$.
2. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $-\infty < n < 1$.
3. Показатель политропы в этой группе изменяется в пределах $+\infty > n > k$.

Покажем, что у каждой из намеченных групп политроп имеется свой собственный закон распределения энергии, который можно легко определить в результате следующего анализа.

Рассмотрим вначале расположение всевозможных политропных процессов по отношению к адиабатному процессу (рис. 33)

В pV -координатах все политропные процессы расположены или выше или ниже адиабаты. Если зафиксировать для всех политроп расширения некоторый объем, то из элементарных рассуждений следует, что если в данном процессе ($n > k$) при объеме V давление упало по отношению к адиабатному, в котором внешнее тепло не участвует ($q = 0$), то это может быть только за счет дополнительного отвода тепла ($q < 0$) в этом процессе. Наоборот, если при расширении к моменту наступления объема V , давление в политропном процессе ($n < k$) повысилось по отношению к адиабатному ($q = 0$), то это может произойти только за счет подвода тепла в этом процессе ($q > 0$). К аналогичным результатам можно прийти, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

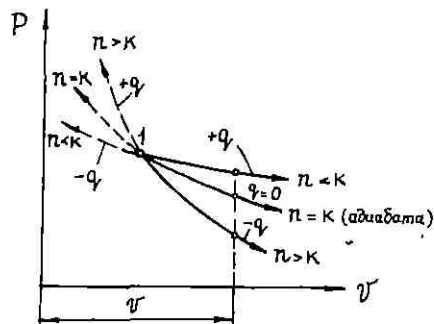


Рис. 33

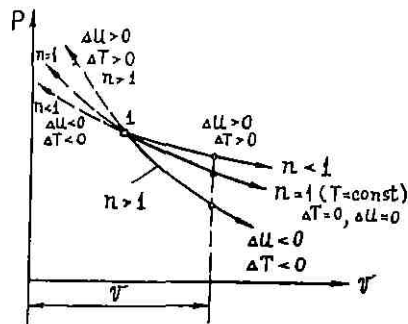


Рис. 34

Следовательно, адиабата разделяет всевозможные политропы на две группы: первая группа политроп в pV -координатах, расположенных выше адиабаты, идет с подводом тепла ($+q$); вторая группа политроп, расположенных ниже адиабаты, идет с отводом тепла ($-q$), независимо от того, идут ли процессы сжатия или расширения. В TS -координатах, процессы, расположенные вправо от адиабаты (с увеличением энтропии), идут с подводом тепла, влево от адиабаты (с уменьшением энтропии) идут с отводом тепла.

Рассмотрим расположение всевозможных политроп по отношению к изотерме (рис. 34)

Если опять зафиксировать в ходе процессов расширения какой-то объем V , то, сопоставляя политропные процессы с изотермическим ($n = 1, T = const$), можно сделать следующие выводы. Если в политропическом процессе расширения к моменту наступления объема V давление оказалось выше, чем в изотермическом, это может произойти только в результате повышения температуры газа, так как в изотермическом процессе расширения теплота сообщается газу, но $T = const$. Так как температура в этих процессах увеличивается, то и внутренняя энергия в этих процессах возрастает. Наоборот, если давление в политропном процессе лежит ниже значения давлений изотермического процесса, то это означает, что эти процессы расширения сопровождаются понижением температуры и уменьшением внутренней энергии газа. Аналогичные результаты получаются, если рассмотреть соответствующие политропы сжатия.

Итак, изотерма в pV и TS -координатах делит всевозможные политропы на две группы:

Первая группа политроп, лежащая выше изотермы, идет с увеличением u ($\Delta u > 0$) и ростом T ($\Delta T > 0$).

Вторая группа политроп, лежащая ниже изотермы, идет с уменьшением u ($\Delta u < 0$) и понижением T ($\Delta T < 0$), и это правило справедливо для всех процессов как сжатия, так и расширения.

Воспользовавшись данной системой анализа, определим закон распределения энергии в каждой из намеченных групп.

Первая группа политропных процессов

К этой группе относятся процессы (рис. 31, 32) у которых $n < k$, графики этих процессов располагаются между изотермой и адиабатой. Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с подводом тепла (процессы расположены выше адиабаты) и с уменьшением внутренней энергии газа (процессы расположены ниже изотермы), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 35.

Коэффициент распределения тепла ψ у этой группы процессов, определяемый по формуле $\psi = \frac{n-1}{n-k}$, будет отрицательным. Это свидетельствует о том, что тепло q и изменение внутренней энергии Δu в этих процессах имеют разные знаки.

При увеличении показателя n этой группы процессов закон распределения энергии остается постоянным, но усиливается роль в процессе внутренней энергии и уменьшается роль теплоты.

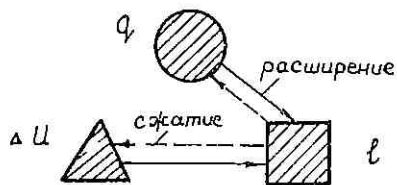


Рис. 35

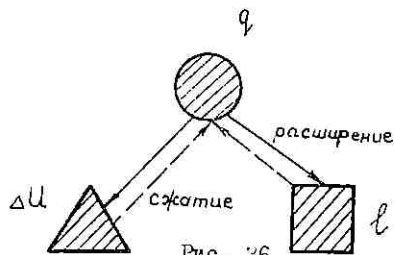


Рис. 36

Теплоемкость газа в политропных процессах этой группы вычисляется по формуле

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

и будет величиной отрицательной. Физически это означает, что в этих процессах, несмотря на сообщение газу теплоты, его внутренняя энергия, а с ней и температура уменьшаются.

Вторая группа политропных процессов

К этой группе относятся процессы, у которых $-\infty < n < 1$ (рис. 31, 32). Графики политропных процессов первой группы располагаются между изохорой и изотермой. В процессах этой группы расширение газа осуществляется с подводом теплоты (процессы расположены выше адиабаты) и увеличением внутренней энергии газа (процессы расположены над изотермой), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 36. Часть теплоты, идущей на увеличение внутренней энергии газа, определяется по формуле

$$\psi = \frac{n-1}{n-k},$$

где ψ — коэффициент распределения тепла в политропном процессе.

С увеличением n у процессов этой группы закон распределения энергии сохраняется, но при этом уменьшается доля теплоты, идущей на увеличение ΔU , и увеличивается доля теплоты на ℓ .

Теплоемкость газа в процессах этой группы, определяемая по формуле $c = c_v \frac{n-k}{n-1}$, будет величиной положительной.

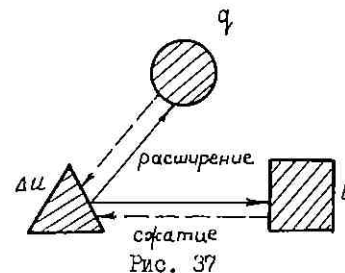


Рис. 37

Третья группа процессов

К этой группе принадлежат процессы, в которых $(+\infty > n > k)$ графики этих процессов лежат между адиабатой и изохорой.

Процессы этой группы в случае расширения газа осуществляются с уменьшением внутренней энергии (процессы расположены ниже изотермы) и отдачей теплоты в холодильник (процессы расположены ниже адиабаты), т.е. согласно схеме, представленной на рис. 37. С увеличением показателя n этой группы процессов закон распределения энергии сохраняется, но увеличивается доля теплоты (за счет уменьшения внутренней энергии), отдаваемая в холодильник, и уменьшается доля теплоты, идущая на работу.

Теплоемкость газа этой группы процессов вычисляется по формуле $c = c_v \frac{n-k}{n-1}$ и будет величиной положительной.

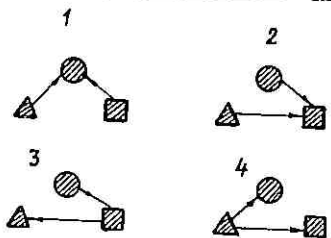
Контрольная карточка 29

Вопрос	Ответ
1. В каком из указанных диапазонов изменения показателя политропы n при расширении $dq < 0, du < 0$?	1 - $+\infty > n > k$ 2 - $1 < n < k$; 3 - $-\infty < n < 0$; 4 - $1 > n > 0$.
2. В каком из указанных диапазонов изменения показателя политропы n при сжатии $dq < 0, du < 0$?	1 - $1 > n > 0$; 2 - $k > n > 0$; 3 - $-\infty < n < 1$; 4 - $k > n > 1$.

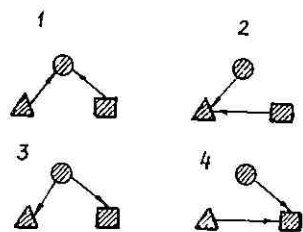
3. В каком из указанных диапазонов изменения показателя политропы n теплоемкости процессов отрицательны?

- 1 - $+\infty > n > k$;
- 2 - $-\infty < n < 1$;
- 3 - $-1 < n < k$;
- 4 - $-1 > n > 0$.

4. Какая из приведенных схем распределения энергии соответствует политропному процессу расширения с показателем политропы $n = 2,1$.



5. Какая из приведенных схем распределения энергии соответствует политропному процессу сжатия с показателем политропы $n = -1,4$.



Взаимное расположение различных политроп в координатной плоскости pV (рис. 38)

Всевозможные политропы в pV -координатах можно разбить на две основные группы.

1. Политропы, показатели которых лежат в пределах $+\infty > n > 0$, представляют степенные функции, не проходящие через начало координат $p = \frac{c}{V^n}$.

2. Политропы, показатели которых лежат в пределах $-\infty < n < 0$, представляют собой степенные функции, проходящие через начало координат $pV^{-n} = c$; $p = cV^n$.

Политропы, показатели которых лежат в пределах $-1 < n < 0$ - это кривые, имеющие выпуклость вверх.

Политропы, показатели которых лежат в пределах $-\infty < n < -1$ - это кривые, имеющие выпуклость вниз.

Политропа, показатель которой $n = -1$: $pV^{-1} = const$, $p = const \cdot V$ - это прямая, проходящая через начало координат.

Взаимное расположение различных политроп в координатной плоскости TS представлено на рис. 39

При рассмотрении семейства политроп в TS -координатах следует обратить внимание на то, что взаимное расположение политроп здесь такое же, как и в pV -координатах.

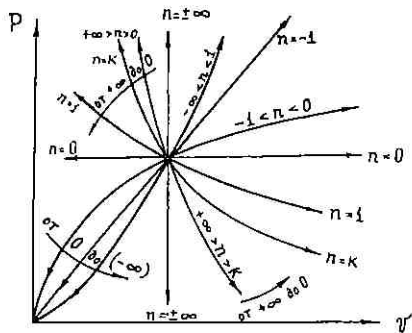


Рис. 38

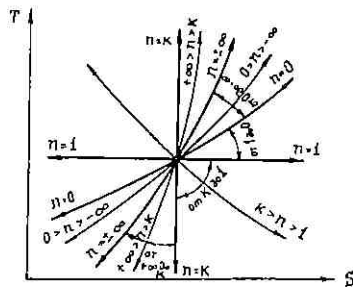
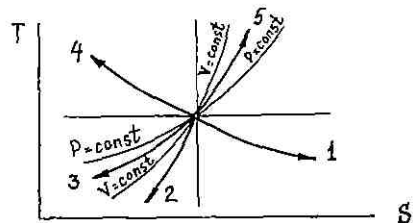


Рис. 39

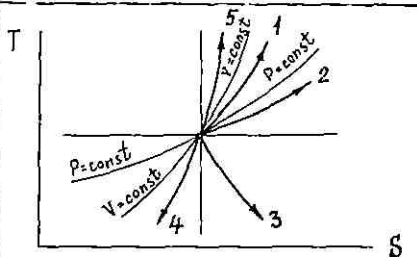
Контрольная карточка 30

Вопрос	Ответ
1. Какой из представленных процессов соответствует политропе расширения с показателем политропы $n = 1,55$?	
2. Какой из представленных процессов соответствует политропе сжатия с показателем политропы $n = 0,4$?	

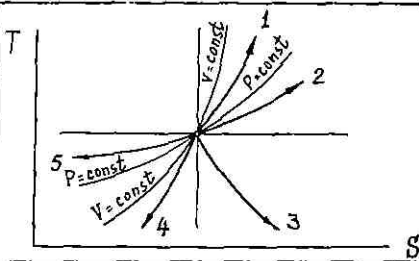
3. Какой из представленных процессов соответствует политропе сжатия с показателем $n = -1,3$?



4. Какой из представленных процессов соответствует политропе расширения с показателем политропы $n = 1,9$?



5. Какой из представленных процессов соответствует политропе расширения с показателем политропы $n = 0,5$?



ОТВЕТЫ К КОНТРОЛЬНЫМ КАРТОЧКАМ^X

I-I	2	I2-I	3	20-I	1,4	27-I	2
2-I	2	I2-2	1,2	20-2	2,3,5	27-2	3
3-2	1	I2-3	3	20-3	3	27-3	1
3-1	3	I3-I	2	21-I	2	27-4	2
3-2	2	I3-2	3	21-2	1	27-5	3
4-I	2	I4-I	2	22-I	3,4,5	28-I	4
4-2	1	I4-2	2	22-2	3,4,5	28-2	2
4-3	3	I4-3	3	22-3	1	28-3	1
4-4	2	I5-I	3,2	23-I	2	28-4	4
5-I	1	I5-2	1	23-2	5	28-5	4
5-2	1	I5-3	1	23-3	2	28-6	3
6-I	1	I6-I	3	24-I	3,4	28-7	4
6-2	1	I6-2	1,2,3,4	24-2	3	28-8	3
6-3	2	I7-I	4	24-3	1	28-9	4
7-I	3	I7-2	2	25-I	2	29-I	1
7-2	3	I7-3	1	25-2	3	29-2	3
7-3	2	I7-4	1	25-3	5	29-3	3
7-4	3	I7-5	2	25-4	3	29-4	4
8-I	3	I7-6	3	25-5	2	29-5	1
8-2	3	I8-I	4	26-I	3	30-I	2
9-I	1	I8-2	3	26-2	2	30-2	5
10-I	1	I8-3	2	26-3	4	30-3	3
II-I	2	I9-I	3	26-4	2,4	30-4	4
II-2	1	I9-2	2	26-5	3	30-5	2
II-3	3	I9-3	2				

^X

Первая цифра соответствует номеру карточки, вторая - номеру вопроса, третья и т.д. - номеру правильного ответа.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. - М.: Энергия, 1968.
2. Техническая термодинамика. / Дрымаков В.Л., Козлов И.П., Корнейчук Н.К., Козанов В.М., Крутов В.И., Юдаев Б.Н. - М.: Высшая школа, 1971.
3. Вукалович М.И., Новиков И.И. Техническая термодинамика. - М.: Энергия, 1968.
4. Ястржембский А.С. Техническая термодинамика. - М.: Госэнергоиздат, 1968.
5. Литвин А.М. Техническая термодинамика. - М.: Госэнергоиздат, 1968.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	4
Глава I. Первый закон термодинамики	6
§ 1. Основные понятия и определения термодинамики	6
§ 2. Принцип эквивалентности	22
§ 3. Первый закон термодинамики	23
§ 4. Различные выражения основного уравнения первого закона термодинамики в развернутом виде	29
Глава II. Приложение первого закона термодинамики к идеальным газам	41
§ 5. Уравнения состояния идеального газа	41
§ 6. Смесь идеальных газов	44
§ 7. Теплоемкость тел	49
§ 8. Подсчет величины изменения внутренней энергии	55
§ 9. Энтропия и ее изменение в обратимых термодинамических процессах	57
Глава III. Термодинамические процессы с идеальными газами	62
§ 10. Политропный процесс	63
§ 11. Изохорный процесс	70
§ 12. Изобарный процесс	73
§ 13. Изотермический процесс	77
§ 14. Адиабатный процесс	81
§ 15. Исследование политропных процессов	87
Ответы к контрольным карточкам	95
Литература	96

Валентин Константинович Кошкин
Татьяна Васильевна Михайлова

ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ И ЕГО ПРИЛОЖЕНИЯ

Редактор А.Р. Бакулева

Техн. редактор А.Г. Мухина

К-74148 от 13/ХІІ-1979г

5,00 уч.-изд. л.

6,25 печ. л.

Сак. 74б / 8793

Цена 25 коп.

Тираж 1000

Ротапринт МАИ