

**ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ
"ДОНЕЦКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ"**

А.Л. Кавера

ТЕПЛОТЕХНИКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦИЙ

Специальность: 21.05.04 «Горное дело»
Специализация: Технологическая безопасность и горноспасательное дело,
Подземная разработка пластовых месторождений,
Шахтное и подземное строительство,
Обогащение полезных ископаемых,
Открытые горные работы,
Маркшейдерское дело,
Взрывное дело

Утверждено
на заседании кафедры
«Охрана труда и аэрология»
13 января 2022 г. Протокол № 8

Конспект лекций по дисциплине «Теплотехника» (для студентов специальности 21.05.04 «Горное дело») / сост. А.Л. Кавера. – Донецк: ДонНТУ, – 2022. – 70 с.

Дисциплина «Теплотехника» призвана вооружить будущего специалиста знаниями общих законов и основанных на этом инженерных методик расчета процессов, возникающих при получении, трансформации и распространении в пространстве тепловой энергии. Структурно сюда входят такие науки, как термодинамика и теплопередача. Излагаются три начала термодинамики, рассматриваются замкнутые термодинамические процессы, процесс образования пара и др. Конспект рекомендуется для подготовки студентов специальности 21.05.04 «Горное дело» очной и заочной форм обучения Донецкого национального технического университета (ДонНТУ).

Составил

к.т.н. А.Л. Кавера

Рецензент

д.т.н. К.Н. Лабинский

СОДЕРЖАНИЕ:

Список рекомендуемой литературы.....	4
Тема 1. Введение. Термодинамический метод исследования	4
Тема 2. Основные понятия термодинамики. Термодинамические процессы.....	6
Уравнение идеального газа	10
Термодинамические процессы.....	11
Тема 3. Первый закон термодинамики.....	13
Работа. Свойства работы как формы обмена энергией.....	14
Теплота. Свойства теплоты как формы обмена энергией.....	15
Теплоемкость	16
Уравнение первого закона термодинамики для открытых систем.....	18
Тема 4. Смеси идеальных газов	21
Тема 5. Термодинамический анализ процессов идеального газа.....	25
Изохорный процесс.....	25
Изобарный процесс	25
Изотермический процесс.....	26
Адиабатный процесс	26
Политропный процесс	28
Тема 6. Замкнутые термодинамические процессы	30
Цикл и теорема Карно.....	31
Обобщенный (регенеративный) цикл Карно.....	33
Обратный цикл Карно.....	34
Тема 7. Необратимость и второй закон термодинамики.....	35
Принцип существования энтропии	35
Принцип возрастания энтропии	35
Тема 8. Свойства и процессы реальных газов.....	38
Водяной пар	39
Влажный воздух	43
Тема 9. Основы теории теплообмена	46
Теплопроводность	47
Стационарная теплопроводность	48
Конвективный теплообмен	50
Лучистый теплообмен	53
Теплообмен излучением системы тел в прозрачной среде.....	55
Перенос лучистой энергии в поглощающей среде	56
Тема 10. Сложный теплообмен и теплопередача.....	58
Тема 11. Истечение газов и паров.....	61
Тема 12. Дросселирование газов и паров.....	64
Тема 13. Принципы достижения сверхнизких температур.....	67

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Радченко, С. А. Теплотехника и энергетические машины: учебное пособие / С. А. Радченко, А. Н. Сергеев. – Тула: Изд-во ТулГУ, 2015. – 630 с.
2. Базаров И. П. Термодинамика: Учебник. 5-е изд., стер. — СПб.: Издательство «Лань», 2010. — 384 с.
3. Термодинамика промышленной теплотехники: учебник-монография / В. В. Кравцов [и др.]; В.В. Кравцов, В.В. Карнаух, А.Б. Бирюков, Н.С. Масс; ДонНТУ, Донец. нац. ун-т экономики и торговли им. М. Туган-Барановского. - Донецк: [б.и.], 2011.
4. Кудинов И.В., Стефанюк Е.В. Теоретические основы теплотехники Ч.1 Термодинамика: учебное пособие / И.В. Кудинов, Е.В. Стефанюк. – Самара: СГАСУ, 2013. – 172 с.
5. Ерохин В.Г., Маханько М.Г. Основы термодинамики и теплотехники: учебник. Изд. 2-е. М.: Книжный дом «Либроком», 2009. – 224 с.

ТЕМА 1. ВВЕДЕНИЕ. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ

Дисциплина «Теплотехника» призвана вооружить будущего специалиста знаниями общих законов и основанных на этом инженерных методик расчета процессов, возникающих при получении, трансформации и распространении в пространстве тепловой энергии. Структурно сюда входят такие науки, как термодинамика и теплопередача.

Термодинамика – наука о наиболее общих свойствах макроскопических тел (систем), находящихся в состоянии термодинамического равновесия, которые проявляются в процессах обмена энергией при переходе между этими состояниями.

Возникла эта наука в начале XIX века. Основным ее содержанием было изучение процессов взаимопревращения теплоты и механической работы в паровых поршневых машинах. В дальнейшем было установлено, что метод, которым пользуется термодинамика, имеет универсальный характер, т.к. с помощью одного и того же физического и математического аппарата, т.е. с использованием одних и тех же формул, описываются процессы и явления совершенно разной природы. Например: свойства веществ, электромагнитное излучение, переход теплоты в электричество и т.д. Поэтому влияние термодинамики на другие науки очень велико, т.к. практически все явления природы в той или иной степени являются процессами превращения (обмена) энергией.

Ломоносов объяснил содержание многих понятий и вопросов относящихся к законам термодинамики почти за 100 лет до их формулировки. Карно ввел понятие равновесный процесс, круговой процесс, первым рассмотрел обратимый цикл между двумя источниками теплоты, сформулировал теорему Карно, обосновал принцип, определивший работоспособность теплоты (принцип Карно), сформулировал второй закон термодинамики.

Джоуль, Майер, Гельмгольц рассматривали вопросы, относящиеся к первому закону термодинамики и сформулировали этот закон.

Клаузиус ввел понятие внутренней энергии системы, записал аналитическое выражение первого закона, обосновал принцип существования энтропии и принцип возрастания энтропии в необратимых процессах.

Предметом современной термодинамики является изучение тех наиболее общих свойств макроскопических тел, которые не зависят от конкретного микрофизического строения этих тел и которые проявляются в процессах обмена энергией между телами.

Термодинамика характеризуется своим специфическим методом описания изучаемых явлений. Главные особенности термодинамического метода состоят в следующем.

1. Термодинамический метод построен на использовании небольшого числа обобщенных закономерностей, установленных в результате накопления и научного анализа огромного количества опытных фактов, что позволяет рассматривать эти закономерности как объективные законы природы. Эти обобщенные закономерности были сформулированы в форме так называемых трех законов или трех начал термодинамики.

2. Термодинамика при изучении свойств тел, явлений природы, не интересуется микроскопическим строением тел. При описании различных процессов используются величины, которые могут быть непосредственно измерены или вычислены по термодинамическим соотношениям с использованием измеренных величин. Эти величины называют макроскопическими или феноменологическими.

Преимущество феноменологических величин в том, что соотношение их использования применимы для описания свойств веществ в различных состояниях (ж., т., г.) и явлений природы с совершенно различными формами существования материи. Термодинамические соотношения не изменяются по мере углубления представлений о строении вещества.

Недостаток в том, что при очень низких температурах и сверхвысоких давлениях и температурах термодинамические величины трудно измерять. Поэтому наряду с классической термодинамикой развивается статистическая в которой свойства тел устанавливаются на основе представления о строении этих веществ. Точность выводов статистической термодинамики зависит от совершенства модели, свойств и строения вещества.

3. Термодинамический метод не является абсолютно универсальным, т.к. применим только для макроскопических тел. С другой стороны количество тел в термодинамической системе должно быть ограничено.

ТЕМА 2. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ ТЕРМОДИНАМИКИ. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Существует много различных **форм** движения материи. Первой изученной формой была механическая форма движения, состоящая в изменении пространственного расположения макроскопических тел. К середине XIX в. были изучены тепловая, электрическая, химическая, магнитная и другие формы движения и найдены количественные меры для каждой из них. При этом установлено, что движение может передаваться от одних тел к другим, как без изменения, так и с изменением формы движения. В первом случае уменьшение движения некоторой формы в одном теле сопровождается таким же увеличением движения той же формы в другом (принцип сохранения движения). Во втором случае – уменьшение движения некоторой формы в одном теле приводит к увеличению в другом теле движения иной формы (принцип превращения движения). Количественная эквивалентность различных форм движения послужила основанием для введения единой, общей для всех форм движения материи меры – энергии.

Энергия – количественная мера, общая для всех форм движения материи, способных превращаться одна в другую.

Чтобы в каждом случае было понятно о какой форме движения идет речь, используют понятие **вида** энергии (кинетическая, гравитационная, химическая, электрическая энергия и др.). Следует иметь в виду, что энергия «данного вида» не является чем-то, что передается от одних тел к другим в своем неизменном качестве. При передаче движения может происходить как исчезновение прежней, так и появление новой формы движения, но при этом энергия как общая мера любых форм движения едина по своей сущности, она не создаваема и неуничтожима.

Тепловым движением называют хаотическое механическое движение большой совокупности микрочастиц, составляющих макроскопические тела.

В отличие от прочих видов движения (механического, электрического и др.), характерных как для макроскопических тел, так и для элементарных частиц, понятия **тепловое движение** и **тепловая энергия** имеют смысл только для большой совокупности микрочастиц.

От понятия **вид энергии** следует отличать понятие **форма передачи энергии** (или способ обмена энергией).

Передача движения (энергии) от одних тел к другим происходит в результате **взаимодействия** этих тел. Все виды термодинамических взаимодействий, т. е. все формы обмена энергией, сводятся к двум принципиально различным способам: совершению работы и теплообмену.

Работа – передача энергии в результате макроскопического, упорядоченного, направленного движения.

Количество передаваемой при этом энергии называют **работой процесса** или просто **работой**.

Простейшим видом работы является механическая работа. Общим для всех видов работы свойством является принципиальная возможность их полного количественного преобразования друг в друга.

Теплообмен – передача энергии в результате хаотического (теплого) движения микрочастиц, составляющих макроскопические тела. Для этого между

талами должен существовать тепловой контакт, а их температура должна быть различной. Количество передаваемой при этом энергии называют **количеством теплоты, теплотой процесса** или **теплотой**.

Работа (любого вида) и теплота не являются ни энергией, ни видом энергии; они являются лишь количествами, выражающими изменение материального движения во взаимодействующих телах, а различные названия этих величин подчеркивают различия в способах (формах) обмена энергией.

И работа, и теплота могут вызывать во взаимодействующих телах изменение движения любой формы. Например, передача энергии в механической форме путем совершения работы деформации над газом приводит к увеличению его теплового движения. Электрическая работа, совершаемая аккумулятором, сопровождается химическими изменениями его элементов.

Термодинамическая система – макроскопическое тело или совокупность макроскопических тел, способных обмениваться энергией и (или) веществом между собой или с другими телами.

В качестве термодинамической системы может, рассматриваться земная атмосфера, комплекс машин электростанции или узел теплового двигателя или какое-либо вещество, выполняющее главную функцию в машине и т. д. Часто объектом изучения в термодинамике является именно вещество, которое называется **рабочим телом** машины (рабочим веществом, агентом) и рассматривается как частный случай термодинамической системы. *(Например: пар, фреон)*

Тела, не входящие в состав изучаемой термодинамической системы, объединяются общим понятием «окружающая среда». Границу между термодинамической системой и окружающей средой называют **контрольной поверхностью**. На ней происходит взаимодействие термодинамической системы и окружающей среды, которое состоит в передаче энергии или вещества в систему или из нее. Это условное понятие; лишь в ряде случаев контрольная поверхность может совпадать с некоторой реальной физической поверхностью.

Например, для газа в цилиндре контрольная поверхность совпадает с внутренними поверхностями поршня и цилиндра.

Конкретный способ или форму передачи энергии называют **родом взаимодействия**, а количество различающихся между собой родов взаимодействия, к которым по своей физической структуре способна данная система, – числом термодинамических степеней свободы системы.

Примером термодинамической системы с двумя степенями свободы является газ, заключенный в цилиндре с подвижным поршнем. Энергию газа можно изменить посредством совершения механической работы, т. е. вдвигая или выдвигая поршень – это механическая, или деформационная, степень свободы. Вторая степень свободы – тепловая (термическая). Она проявляется при изменении энергии газа путем теплообмена, например при подводе теплоты от нагревателя через стенку цилиндра. Такие системы называют простыми или **термодеформационными**.

Система называется **закрытой** (замкнутой), если контрольная поверхность непроницаема для вещества, т. е. между системой и средой отсутствует обмен массой. **Открытой** система называется в том случае, когда при взаимодействии через контрольную поверхность переходит вещество.

Частным случаем открытой системы является так называемая проточная система, когда на одних участках контрольной поверхности вещество входит в систему, а на других – выходит из нее (проветриваемая горная выработка).

Термодинамическая система называется **изолированной**, если контрольную поверхность не могут пересекать ни потоки вещества, ни потоки энергии. Это научная абстракция, так как идеальной изоляции не существует.

Системы, находящиеся в тепловой изоляции и потому не обменивающиеся с окружающей средой теплотой, называются **адиабатными**.

Состояние термодинамической системы – совокупность физических величин, по которым можно отличить данную систему от других, а также проследить за изменениями, возникающими в системе при ее взаимодействии с окружающей средой.

В изолированной системе с течением времени прекращается видимый макроскопический обмен энергией и веществом между различными ее частями и система приходит в состояние, которое называется **равновесным**. Условием равновесности является равномерное распределение по системе тех физических величин, различие в которых является причиной обмена энергией. Если система изолирована от внешних воздействий, то равновесное состояние системы сохраняется неизменным неограниченно долго, т.е. система не может самопроизвольно выйти из состояния внутреннего равновесия. Для изменения состояния системы необходимо устранить изоляцию и допустить взаимодействие между системой и окружающей средой, т. е. обмен энергией между ними в тех или иных формах.

Равновесное состояние системы следует отличать от **стационарного**, которое также остается неизменным во времени, но характеризуется наличием в системе потоков энергии или массы, как, например, при установившейся (стационарной) теплопроводности в твердом теле.

Физические величины, значения которых однозначно определяются состоянием системы и не зависят от ее предыстории, называются **параметрами** состояния или **функциями** состояния системы. Часто параметрами состояния называют лишь те величины, которые имеют простую физическую природу и могут быть непосредственно измерены (*температура, давление и т.п.*). Функциями состояния в этом случае называют величины более сложной природы, недоступные для прямого измерения. Они могут быть выражены через параметры состояния. *Например, значение энергии идеального газа можно вычислить, если известна его температура.* Вместе с тем понятия параметр состояния и функция состояния в принципе равнозначны.

Параметры состояния, обязательно изменяющиеся при наличии взаимодействия определенного рода и не изменяющиеся под влиянием взаимодействия иных родов, называются **координатами** термодинамического состояния. Изменение некоторой координаты состояния говорит о том, что происходит обмен энергией в соответствующей форме, т. е. взаимодействие определенного рода. Так, координатой деформационного состояния однородного рабочего тела является его объем.

Значительно сложнее было выявить величину, которая является координатой термического (теплого) состояния системы. Затруднения эти были вызваны тем, что физическая величина, являющаяся координатой термического состояния

системы, не оказывает воздействия ни на органы чувств человека, ни на измерительные приборы, т.е. величина эта оказалась неизмеряемой. Причиной невозможности измерить эту величину является хаотичность, ненаправленность теплового движения материи, не способного оказать направленное силовое воздействие на чувствительный элемент прибора.

В 1852 г. Клаузиус ввел понятие энтропии. **Энтропия** – функция состояния, изменение которой в равновесных процессах, однозначно связано с количеством энергии, переданной в форме теплоты. Прямое измерение ее значения невозможно, но Клаузиус указал способ вычисления ее изменения через другие наблюдаемые в опыте и измеряемые величины.

Параметры, различие которых в термодинамической системе приводит к взаимодействию определенного рода называют **потенциалом взаимодействия**. Если температура системы и окружающей среды различна, то энергия будет передаваться в форме теплоты. Поэтому термодинамическая температура является потенциалом термического взаимодействия.

Применяемые в термодинамике макроскопические (феноменологические) **величины** принято делить на калорические и термические, интенсивные и экстенсивные, полные и относительные.

Калорическими называют термодинамические величины, выражаемые в единицах энергии. Пример: внутренняя энергия, количество теплоты, количество работы, энтропия и др.

Термическими являются величины, физический смысл которых не связан непосредственно с понятием энергии и которые выражаются через температуру, силы, размеры и т.п. Пример: температура, давление, коэффициент термического расширения и др.

Интенсивными называют величины, не зависящие от массы термодинамической системы. Пример: температура, давление, напряженность силового поля и др.

Экстенсивными (*аддитивными (суммируемыми)*) называют величины, значения которых пропорциональны количеству вещества или массе системы. Пример: объем, внутренняя энергия, энтропия, и др. Если система состоит из отдельных частей, то значение экстенсивной величины для системы равно сумме значений этой величины для всех частей.

Если термодинамическая система физически **однородна** во всех своих частях, то удобно все расчеты проводить для некоторой единичной части этой системы. Различают: **удельные** величины – отнесенные к 1 кг вещества; **объемные** – отнесенные к 1 м³ вещества; **молярные** – отнесенные к 1 кмоль вещества.

Будучи отнесены к единичной части системы, экстенсивные величины перестают зависеть от размеров системы и приобретают свойства интенсивных величин.

Для обозначения полных величин используют заглавные буквы: внутренняя энергия U , работа L , количество теплоты Q . Удельные значения обозначают строчными буквами, соответственно u , l , q .

Термодинамическая температура (T), ее значение выражается в кельвинах (К) или в градусах Цельсия ($^{\circ}\text{C}$), но во всех термодинамических соотношениях используется только термодинамическая температура, выраженная в кельвинах.

Связь между температурами, выраженными по двум шкалам, определяется соотношением

$$T = t + 273,15.$$

Термодинамическое давление (p), представляет собой силу, действующую по направлению нормали на единичную площадку некоторой поверхности, находящейся в системе. Единицей давления служит паскаль (Па) – давление, вызываемое силой 1 Н, равномерно распределенной по поверхности площадью 1 м² и нормальной к ней. В термодинамических соотношениях используется абсолютное давление, представляющее собой сумму манометрического и барометрического (атмосферного) давлений:

$$p = p_{изб} + p_{бар}.$$

Нормальное барометрическое давление

$$p_n = 760 \text{ мм рт. ст.} = 101325 \text{ Па} = 1 \text{ атм.}$$

Энтропия является экстенсивной величиной. Полная величина обозначается буквой S и выражается в Дж/К, а удельная – буквой s и выражается в Дж/(кг·К).

Объем (V) системы выражается в м³. Для выражения координаты состояния однородных систем используют удельный объем v (м³/кг). Иногда в термодинамических соотношениях вместо удельного объема применяется обратная величина – плотность ρ (кг/м³). ($v = V/m$, $\rho = m/V \Rightarrow v = 1/\rho$.)

Уравнение идеального газа

Рабочим телом часто является газ (при не очень низких и не при сверхвысоких температурах). В таком газе собственный объем молекул очень мал по сравнению с объемом, занимаемым газом, и им можно пренебречь. Расстояние между молекулами также оказывается довольно большим и взаимодействием между молекулами можно пренебречь. Поэтому газ со свойством совокупности не взаимодействующих материальных точек называют идеальным газом. В термодинамике идеальным газом называют газ, удовлетворяющий состоянию

$$p\tilde{v} = \tilde{R}T, \text{ (уравнение Менделеева-Клапейрона)}$$

где \tilde{v} – молярный объем,

$\tilde{R} = 8.314 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$ – универсальная газовая постоянная.

$$\tilde{v} = \frac{V}{\nu}; \quad pV = \nu\tilde{R}T; \quad pV = \frac{m}{\mu}\tilde{R}T;$$

$$R = \frac{\tilde{R}}{\mu} \text{ – удельная газовая постоянная; } pV = mRT.$$

Для однородной системы:

$$pv = RT.$$

Поведение газов невысокой плотности хорошо описывается уравнением состояния идеального газа. С повышением давления в несколько десятков раз вначале появляются заметные отклонения от уравнения Менделеева-Клапейрона и потом – значительные. Объясняется это тем, что в газах с повышенной плотностью, собственный объем молекул и взаимодействия между ними играют существенную роль.

Наиболее простым (а их было много, и некоторые имели до 60 констант, которые нужно было определять экспериментально), качественно правильно

описывающим поведение реального газа и дающим удовлетворительные результаты, оказалось уравнение Ван-дер-Ваальса. Оно получено введением поправок в уравнение Менделеева-Клапейрона.

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

где a и b – константы, разные для различных газов.

b имеет смысл объема, недоступного для движения молекул газа, вследствие их конечных размеров (объема газа при бесконечно большом давлении).

$\frac{a}{\tilde{v}^2}$ имеет смысл внутреннего давления, обусловленного притяжением молекул.

Термодинамические процессы

Термодинамическим процессом называется изменение состояния термодинамической системы в результате ее взаимодействия с окружающей средой. При этом происходит обмен энергией между системой и телами окружающей среды. Поскольку для возникновения потока энергии необходима некоторая разность потенциалов, в термодинамическом процессе неизбежно нарушение равновесия как между системой и окружающей средой, так и внутри системы.

Термодинамический процесс, протекающий с нарушением внутреннего равновесия в термодинамической системе, называется **неравновесным**. Неравновесные процессы являются **необратимыми** (т.е. система и среда не могут вернуться в первоначальное состояние без возникновения остаточных изменений).

Реальные процессы, наблюдаемые в природе, в машинах, в той или иной степени неравновесны. Полное описание неравновесных процессов методами термодинамики невозможно вследствие неопределенности и чрезвычайно сложного характера изменений.

Процесс, протекающий с бесконечно малым отклонением состояния системы от равновесного состояния, называется **равновесным**.

Время в течение которого система, будучи выведена из равновесия, возвращается в равновесное состояние называется **временем релаксации** (relax – ослабиться). Оно для разных процессов – разное. Выравнивание давления по объему происходит быстро, т.к. механическое возмущение распространяется в среде со скоростью звука. Один из довольно медленных процессов – выравнивание температур. Если длительность реального процесса во много раз превышает время релаксации, то в каждый данный момент времени параметры успевают выравниваться по всей системе и процесс можно считать практически равновесным.

Например: если поршень двигается со скоростью намного меньшей скорости звука, то процесс в цилиндре очень близок к равновесному.

Равновесный процесс, как непрерывная последовательность состояний, может быть изображен в виде кривой.

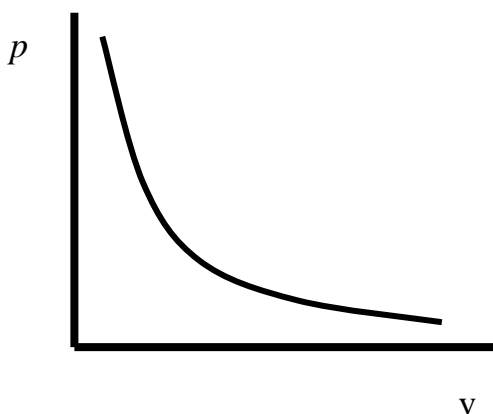


Рис. 2.1 – p - v -диаграмма (рабочая диаграмма процесса)

Основные термодинамические процессы, используемые при анализе работы тепловых машин:

Изохорный процесс – протекающий при постоянном объеме ($dv=0$).

Изобарный процесс – протекающий при постоянном давлении ($dp=0$).

Изотермический процесс – протекающий при постоянной температуре ($dT=0$).

Их еще называют процессами с фиксированными параметрами.

Адиабатный процесс – протекающий без теплообмена с окружающей средой.

Изоэнтропный процесс – протекающий при неизменной энтропии ($ds=0$).

Равновесный адиабатный процесс является изоэнтропным.

ТЕМА 3. ПЕРВЫЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Любая термодинамическая система обладает определенным запасом энергии. Некоторая часть этого запаса зависит только от собственных, внутренних свойств системы, другая – от внешних условий, в которых находится система. Так, если система подвержена действию внешних силовых полей (гравитационного, магнитного и др.), то часть полной энергии системы составляет ее **потенциальная** энергия в силовом поле. Если вся система как целое участвует в поступательном или вращательном движении относительно наблюдателя, то в состав полной энергии входит **кинетическая** энергия системы.

Та часть **полного** запаса энергии термодинамической системы, которая не связана с положением системы в поле внешних сил и с ее движением относительно тел окружающей среды, называется **внутренней** энергией термодинамической системы.

Термодинамический метод основан на использовании всеобщего закона сохранения энергии при ее превращениях, согласно которому энергия изолированной системы тел сохраняется при всех процессах, происходящих в системе: она может лишь передаваться от одних тел другим (с сохранением или изменением формы движения материи).

Так как возникновение и исчезновение энергии невозможно, то энергия системы может измениться только в результате обмена воздействиями между системой и телами окружающей среды. В технической термодинамике количество термического воздействия (количество теплоты) обозначается Q и считается положительной величиной, когда в результате теплового взаимодействия внутренняя энергия возрастает. Остальные воздействия называются работой. В технической термодинамике отдельно рассматривают работу объемной деформации системы и работу, не связанную с объемной деформацией. Механическая работа, совершаемая при объемной деформации, обозначается L .

Работа считается положительной величиной, когда деформация системы происходит с уменьшением внутренней энергии, т. е. когда система совершает работу над окружающей средой. Такое же правило знаков применяется и для других видов работ, в связи с чем знаки количеств нетермических воздействий всегда противоположны знакам количеств соответствующих работ.

С учетом введенных обозначений и правила знаков, уравнение первого закона термодинамики для термодиформационной системы получит вид

$$\Delta U = Q - L,$$

а первый закон – следующую формулировку: изменение внутренней энергии термодинамической системы равно разности между количеством теплоты и работой.

В случае элементарного, бесконечно малого процесса:

$$dU = dQ - dL.$$

Уравнение первого закона термодинамики в удельных величинах, для однородной термодиформационной системы, участвующей в элементарном термодинамическом процессе, получит вид

$$du = dq - dl.$$

При наличии немеханических работ уравнение первого закона термодинамики для элементарного процесса имеет вид

$$du = dq - dl - \sum dl_{\text{немех.}}$$

В сумму могут войти электрическая работа, работа намагничивания и др.

Так как в термодинамике рассматриваются равновесные процессы, то вместо dq и dl можно подставить:

$$dq = T ds, \quad dl = p dv,$$

тогда получим:

$$T ds = du + p dv.$$

Работа. Свойства работы как формы обмена энергией

Работа в термодинамике определяется как и в механике, произведением силы на путь ее действия.

Определим работу замкнутой термодинамической системы с однородным газообразным рабочим телом (рис. 3.1). Давление в цилиндре уравнивается давлением поршня на газ.

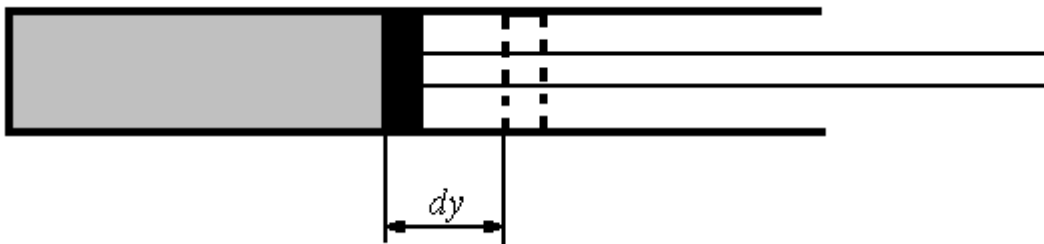


Рис. 3.1 – Газ в цилиндре с поршнем

При бесконечно малом расширении газа (подогрели стенки цилиндра) поршень смещается на бесконечно малое расстояние dy , которое может быть различным на разных участках поверхности. При этом на каждом участке с элементарной площадью df поверхности F бесконечно малая сила $p df$ совершает над окружающей средой бесконечно малую работу $p df dy$. Для вычисления элементарной работы dL , совершаемой всей термодинамической системой, необходимо вычислить интеграл по всей поверхности F

$$dL = p \int_F df dy.$$

Давление p выносится за знак интеграла, так как давление газообразных или жидких рабочих тел не зависит от ориентации площадки, а размеры системы предполагаются небольшими, что позволяет пренебречь изменением гидростатического давления. Интеграл в данном выражении представляет собой бесконечно малое приращение объема dV всей системы в результате деформации, т. е. объем бесконечно тонкого слоя. Следовательно, элементарная работа объемной деформации физически однородной системы

$$dL = p dV.$$

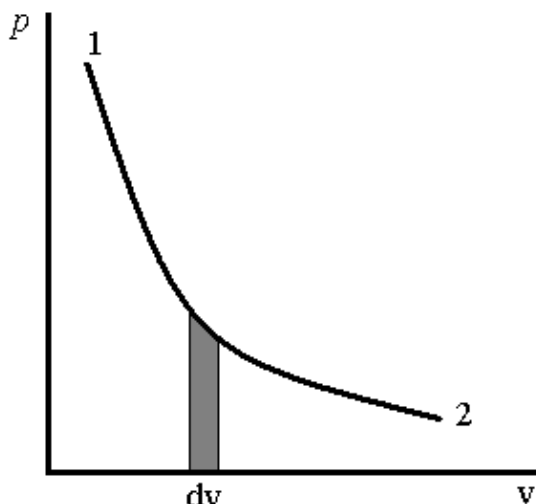
Разделив полученное выражение на массу m однородного рабочего тела, заключенного в объеме V , получим выражение для элементарной удельной работы объемной деформации:

$$dl = p dv.$$

Интегрируем, поскольку в конечном термодинамическом процессе давление не остается постоянным:

$$l_{1-2} = \int_1^2 dl = \int_1^2 p dv.$$

Знак работы определяется знаком изменения объема. Работа считается положительной при $dv > 0$ (газ расширяется), т.е. работа производится системой над окружающей средой.



Для вычисления интеграла необходимо знать зависимость давления в системе от ее объема (рис. 3.2).

Площадь заштрихованной плоскости, равная $p dv$, в масштабе p - v -диаграммы представляет собой бесконечно малое количество работы на элементарном участке процесса 1-2, а вся площадь под кривой 1-2 – полную работу процесса.

Рис. 3.2 – p - v -диаграмма процесса

Одно и то же конечное состояние системы (точка 2 рис. 3.2) может быть достигнуто в ходе различных термодинамических процессов, изображающихся различными пространственными линиями. Следовательно, работа зависит от вида (характера) термодинамического процесса. Т.е. работа не является функцией состояния системы, а следовательно, нельзя вычислить работу зная только начальное и конечное состояние системы.

Поскольку $\int_1^2 dl$ может принимать разные значения, следовательно dl не может быть полным дифференциалом, т.е. нет такой функции параметров состояния, продифференцировав которую можно получить выражение для элементарной работы.

В механике существует работа не связанная с изменением объема. Так, например, вал машины при повороте на элементарный угол $d\varphi$ совершает механическую работу $dL_{\text{мех}} = M d\varphi$, где M – крутящий момент на валу.

Выражения для определения различных видов работ сходны между собой не только по форме, но и по физическому содержанию. Элементарная работа любого рода получается умножением интенсивной величины (*не зависящей от массы системы*), выполняющей роль движущего фактора процесса (давление, крутящий момент, напряженность поля), на изменение экстенсивной величины, характеризующей меру взаимодействия (изменение объема, угла поворота, заряда, магнитного момента). Первые величины называются потенциалами взаимодействия (в механике их называют обобщенными силами), вторые – координатами состояния (в механике их называют обобщенными координатами).

$$dL = PdY.$$

Здесь: P – потенциал взаимодействия, Y – координата состояния.

Теплота. Свойства теплоты как формы обмена энергией

При теплообмене тел, находящихся в непосредственном контакте, молекулы более нагретого тела совершают работу над молекулами менее нагретого тела. Поэтому Клаузиус предположил, что теплота, как и работа должна определяться произведением потенциала на изменение координаты. Т.е. должна быть величина, которая обязательно изменяется при теплообмене. Он назвал ее энтропией.

Элементарное количество теплоты в равновесном процессе может быть выражено в виде

$$dQ = T ds.$$

Для удельного количества теплоты:

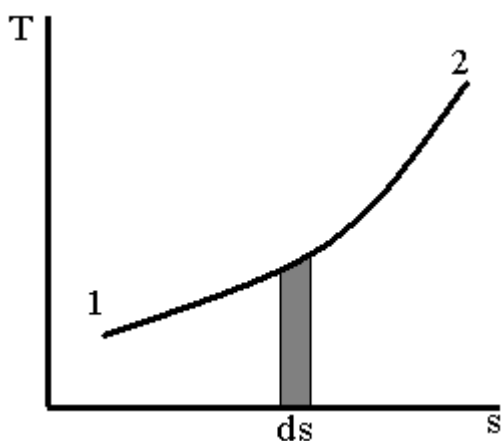
$$dq = T ds.$$

Так как термодинамическая температура всегда положительна, то алгебраический знак количества теплоты совпадает со знаком изменения энтропии: при подводе теплоты энтропия системы возрастает, а при отводе – убывает ($ds < 0$).

В произвольном термодинамическом процессе температура изменяется как под действием теплообмена, так и в результате обмена работой. Поэтому судить о том, получает или отдает система теплоту в некотором процессе, можно лишь по изменению энтропии, но не по изменению температуры.

Для вычисления полного количества теплоты конечного процесса необходимо проинтегрировать выражение от начального состояния 1 до конечного состояния 2:

$$q_{1-2} = \int_1^2 dq = \int_1^2 T ds.$$



Чтобы осуществить интегрирование, необходимо знать функциональную связь температуры с энтропией в данном процессе. Элементарная теплота равна площади узкой полоски шириной ds . Следовательно, теплота всего процесса равна площади под кривой 1-2.

Рис. 3.3 – Тепловая (энтропийная) sT -диаграмма процесса

Как и для работы, конечное состояние системы (точка 2 рис. 3.3) может быть достигнуто в ходе различных термодинамических процессов, изображающихся различными линиями. Следовательно, теплота зависит от вида (характера) термодинамического процесса. Т.е. элементарное количество теплоты dq не может быть полным дифференциалом.

Теплоемкость

Так как энтропия не может быть измерена, то выражение $dq = T ds$ нельзя непосредственно использовать для вычисления количества теплоты процесса. Для этого в термодинамике используется понятие теплоемкости.

Теплоемкость термодинамической системы – отношение бесконечно малого количества теплоты, сообщенной термодинамической системе при бесконечно малом изменении состояния системы к изменению температуры.

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

Если система представляет собой однородное вещество, то применяют понятия: удельной теплоемкости

$$c = \frac{dQ}{m dT} = \frac{dq}{dT};$$

молярной теплоемкости

$$\mu c = \frac{dQ}{\nu dT} = \mu \frac{dq}{dT}$$

или объемной (при нормальных условиях) теплоемкости

$$c' = \frac{dQ}{V_n dT} = \frac{\rho_n dQ}{m dT},$$

где V_n – объем рабочего тела, приведенный к нормальным условиям (101325 Па, 273,15 К).

Количество теплоты в элементарном процессе выражается произведением теплоемкости на изменение температуры:

$$dq = c dT,$$

а в конечном процессе – в виде интеграла:

$$q_{1-2} = \int_1^2 c dT.$$

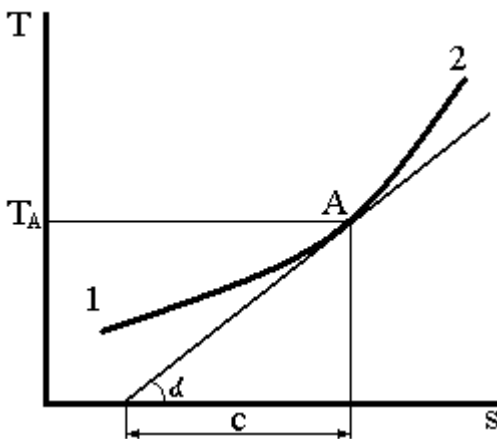
Подставляя $dq = T ds$ в выражение $dq = c dT$, получаем:

$$c = \frac{T ds}{dT}.$$

Полная производная в этом выражении является характеристикой процесса. Если термодинамический процесс протекает при постоянном значении некоторого параметра x , то полная производная (ds/dT) заменяется частной производной $(\partial s/\partial T)_x$, а теплоемкость в таком процессе обозначают соответствующим индексом.

Изохорная и изобарная теплоемкость:

$$c_v = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_v \quad c_p = T \left(\frac{\partial s}{\partial T} \right)_p.$$



Теплоемкость точки данного процесса можно определить используя sT -диаграмму.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{T_A}{c} \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{dT}{ds} \quad c = T_A \frac{ds}{dT}$$

Теплоемкость данной точки равна длине подкасательной к линии процесса.

Рис. 3.4 – Теплоемкость как функция процесса

На практике часто при определении теплоты используют понятие средней теплоемкости.

$$c_{cp} = \frac{q_{1-2}}{t_2 - t_1}$$

Средняя теплоемкость будет разной для разных интервалов температур и будет разной для одинаковых интервалов при разных температурах.

Уравнение первого закона термодинамики для открытых систем

Границы системы (рис. 3.5) образованы сечением 1-1 (вход рабочего тела в систему), сечением 2-2 (выход рабочего тела), жесткими стенками 3 и сечением 4 вращающегося вала. Вал передает в окружающую среду (потребителю) техническую работу L_T , совершаемую в системе при взаимодействии потока рабочего тела с лопатками 5 ротора турбины. Рабочее тело может получать некоторое количество теплоты Q , например, за счет сжигания топлива в камере сгорания 6. Потенциальная энергия рабочего тела при его движении изменяется, так как центры тяжести входного и выходного сечений расположены на разной высоте (y_1 и y_2).

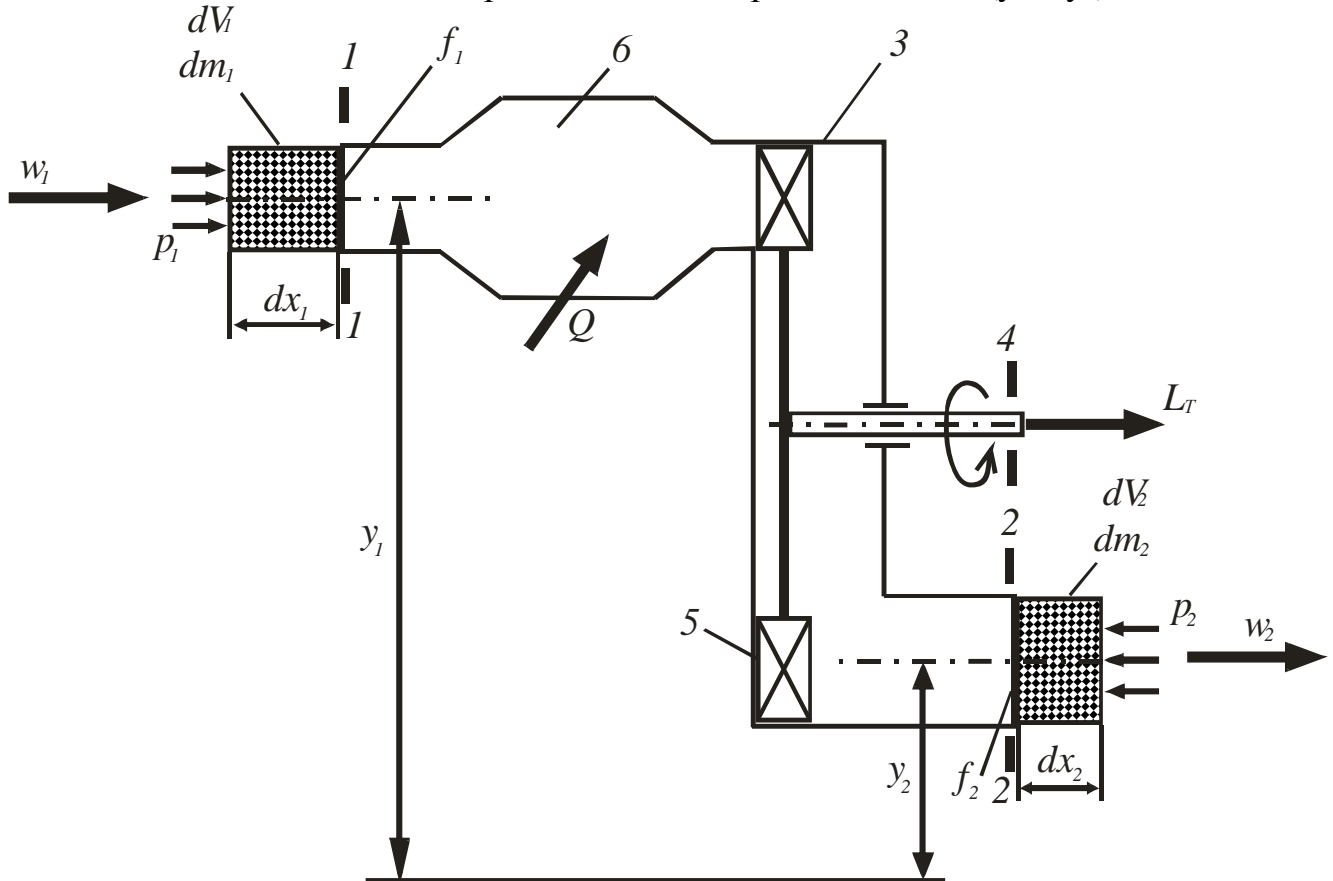


Рис. 3.5 – Схема проточной термодинамической системы

Изменение полной энергии системы за малый промежуток времени dt составит

$$dE = dE_n - dE_p,$$

где dE_n – количество энергии, поступающей в систему из внешней среды;
 dE_p – расход энергии.

За рассматриваемый промежуток времени в систему через сечение 1-1 со скоростью w_1 входит рабочее тело массой dm_1 , обладающее удельной внутренней энергией u_1 и вносит в систему собственную внутреннюю энергию $u_1 dm_1$, кинетическую энергию $dm_1 w_1^2/2$ и потенциальную энергию $g y_1 dm_1$.

При вводе рабочего тела силы внешнего давления p_1 совершают над системой работу ввода dL_{BB} . Давление p_1 , действуя на сечение площадью f_1 , создает силу $p_1 f_1$, точка приложения которой перемещается на расстояние dx_1 , необходимое для того, чтобы элементарная масса dm_1 оказалась введенной в систему через сечение 1-1. Таким образом, работа ввода

$$dL_{BB} = p_1 f_1 dx_1 = p_1 dV_1,$$

где dV_1 – объем, занимаемый массой dm_1 .

Находясь в системе, рабочее тело за время $d\tau$ получит количество теплоты dQ . В итоге количество энергии, поступающей в систему, выразится суммой

$$dE_n = u_1 dm_1 + dm_1 w_1^2/2 + g y_1 dm_1 + p_1 dV_1 + dQ.$$

Аналогично определяется и расход энергии, с той лишь разницей, что место подведенной теплоты займет отводимая техническая работа, а произведение $p_2 dV_2$ будет иметь смысл работы вывода.

$$dE_p = u_2 dm_2 + dm_2 w_2^2/2 + g y_2 dm_2 + p_2 dV_2 + L_T + L_{mp},$$

где L_{mp} – работа трения.

Изменение полной энергии системы будет равно

$$dE = (u_1 + w_1^2/2 + g y_1 + p_1 v_1) dm_1 - (u_2 + w_2^2/2 + g y_2 + p_2 v_2) dm_2 + dQ - L_T - L_{mp}.$$

При **стационарном** течении рабочего тела в системе, поступление энергии и массы в систему будет равно расходу энергии и массы. В этом случае

$$(u_1 + w_1^2/2 + g y_1 + p_1 v_1) dm_1 + dQ = (u_2 + w_2^2/2 + g y_2 + p_2 v_2) dm_2 + L_T + L_{mp}.$$

Поскольку $dm_1 = dm_2$, то поделив обе части уравнения на dm , получим

$$u_1 + w_1^2/2 + g y_1 + p_1 v_1 + q = u_2 + w_2^2/2 + g y_2 + p_2 v_2 + l_T + l_{mp}.$$

Можно записать иначе:

$$(u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1) = q - l_T - l_{mp} - (w_2^2/2 - w_1^2/2) - g (y_2 - y_1).$$

В уравнениях баланса энергии рабочего тела в проточной системе обязательно присутствует сумма внутренней энергии рабочего тела и работы ввода или вывода. Эта сумма выражена через параметры состояния и сама, таким образом, является функцией состояния.

Функция состояния системы, равная сумме внутренней энергии и произведения давления на объем рабочего тела, называется **энтальпией** i (h):

$$i = u + pv.$$

Для рассмотренной системы энтальпия является суммой внутренней энергии рабочего тела и той работы, которая необходима, чтобы ввести рабочее тело в данном его состоянии в систему или вывести его оттуда.

Таким образом, уравнение первого закона термодинамики для стационарной проточной термодинамической системы можно представить в виде

$$i_2 - i_1 = q - l_T - l_{mp} - \Delta(w^2/2) - \Delta(gy).$$

Работа трения всегда превращается в теплоту, которая воспринимается рабочим телом системы. Поэтому

$$q - l_{mp} = q_{вн} \text{ (} q_{вн} \text{ – внешняя теплота)}.$$

Сумма технической работы, изменения кинетической энергии и изменения потенциальной энергии называют **располагаемой работой** l_0 . Это величины механической природы, способные претерпевать взаимное преобразование.

$$l_0 = l_T + \Delta(w^2/2) + \Delta(gy).$$

С учетом введенных величин уравнение первого закона термодинамики для стационарной проточной системы примет вид

$$i_2 - i_1 = q - l_0 \text{ (имеется ввиду } q_{вн}\text{)}.$$

При бесконечно малом изменении системы

$$di = dq - dl_0.$$

Так как

$$i = u + pv,$$

то

$$di = du + p dv + v dp,$$

а поскольку

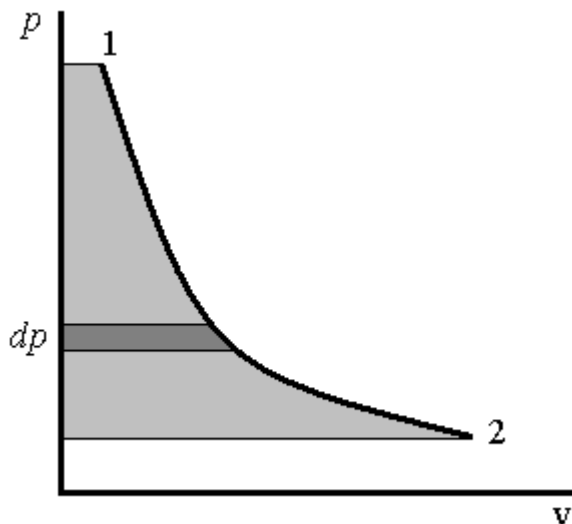
$$du + p dv = dq,$$

то

$$dl_0 = -vdp.$$

Элементарная располагаемая работа определяется произведением объема на изменение давления, взятым с обратным знаком.

Для вычисления значения располагаемой работы необходимо знать уравнение термодинамического процесса в виде $v = f(p)$.



Графически располагаемая работа изображается на vp -диаграмме (рис. 3.6) площадью, ограниченной осью давлений, линией процесса 1-2 и абсциссами начального 1 и конечного 2 состояний рабочего тела. Площадь следует считать положительной при убывании давления и отрицательной при возрастании давления в процессе.

$$di = dq - dl_0 \quad di = Tds + vdp.$$

Это уравнение представляет собой вторую форму записи первого закона термодинамики.

Рис. 3.6 – vp -диаграмма процесса

ТЕМА 4. СМЕСИ ИДЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Механические смеси различных газов, называемые газовыми смесями, часто являются рабочими телами тепловых машин. Примерами газовых смесей могут служить атмосферный воздух, продукты сгорания различных топлив и другие газы. Для многих реальных газовых смесей при невысоких давлениях представление о компонентах газовой смеси как об идеальных газах является хорошим приближением. При этом каждый газ распространяется по всему объему так, как будто бы других газов вовсе не существует. Для идеальных газов имеет место аддитивность термодинамических свойств при смешении.

Газ, входящий в газовую смесь, оказывает на стенки сосуда давление, которое не зависит от присутствия в этом объеме других газов.

Давление, которое создавал бы отдельный компонент газовой смеси, если бы он сам занимал весь объем, предназначенный для смеси при температуре смеси, называется **парциальным давлением**.

Согласно закону Дальтона, полное давление смеси химически не реагирующих между собой газов равно сумме парциальных давлений отдельных газов, входящих в смесь:

$$p_{см} = \sum_{i=1}^n p_i, \quad (\text{закон парциальных давлений})$$

где n – число компонентов газовой смеси.

Объем, который создавал бы отдельный газ при давлении и температуре смеси, называется **парциальным объемом**.

$$\frac{V_i}{V_{см}} = \frac{p_i}{p_{см}}.$$

Состав смеси может быть задан массовыми g_i , объемными r_i , или молярными долями компонентов.

$$g_i = m_i/m_{см}, \quad r_i = V_i/V_{см}, \quad r_i = \nu_i/\nu_{см}.$$

Молярные и объемные доли численно равны.

Состав смеси можно задать через парциальные давления отдельных компонентов, что равносильно заданию объемных или молярных долей.

Если принять, что газовая постоянная смеси подчиняется правилу аддитивности и определяется суммой произведений массовых долей компонентов газовой смеси на соответствующие газовые постоянные компонентов, то уравнение состояния идеального газа будет иметь вид

$$p_{см} V_{см} = m_{см} T_{см} R_{см},$$

$$\text{где } R_{см} = \sum_{i=1}^n (g_i R_i) = 8314 \sum_{i=1}^n (g_i / \mu_i).$$

Например, газовая постоянная воздуха равна 287,1 Дж/(кг К).

Определяя параметры газовой смеси, удобно пользоваться некоторой условной величиной, называемой **кажущейся (средней) молярной массой** газовой смеси.

Это понятие позволяет условно рассматривать смесь как однородный газ, что упрощает расчеты.

Количество вещества каждого компонента смеси может быть определено по формуле

$$v_I = m_I/\mu_I; \quad v_n = m_n/\mu_n; \quad v_{см} = m_{см}/\mu_{см},$$

где $\mu_{см}$ – кажущаяся молярная масса газовой смеси.

Так как количество вещества смеси

$$v_{см} = \sum_{i=1}^n v_i,$$

то

$$m_{см} / \mu_{см} = \sum_{i=1}^n (m_i / \mu_i);$$

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n (g_i / \mu_i)} = \sum_{i=1}^n (r_i \mu_i).$$

Для воздуха $\mu_{см} = 28,964$ кг/кмоль.

С учетом этого,

$$R_{см} = 8314 / \mu_{см}.$$

Плотность газовой смеси

$$\rho_{см} = m_{см} / V_{см}$$

можно определить через объемные и массовые доли компонентов, если их плотности известны.

$$\rho_{см} = m_{см} / V_{см} = \frac{1}{V_{см}} \sum_{i=1}^n m_i = \frac{1}{V_{см}} \sum_{i=1}^n \rho_i V_i = \sum_{i=1}^n \rho_i r_i.$$

Так как парциальный объем $V_i = m_i / \rho_i$, то получим

$$\rho_{см} = m_{см} / V_{см} = m_{см} / \sum_{i=1}^n V_i = \left(\frac{1}{m_{см}} \sum_{i=1}^n \frac{m_i}{\rho_i} \right)^{-1} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\rho_i} \right)^{-1}.$$

Плотность смеси может быть также определена, если известны парциальные плотности компонентов смеси. Плотность i -го компонента газовой смеси при его парциальном давлении и заданной температуре смеси называется **парциальной плотностью**.

$$\rho'_i = m_i / V_{см};$$

$$\rho_{см} = \sum_{i=1}^n \rho'_i.$$

Для определения теплоемкости газовой смеси необходимо знать состав смеси, который может быть задан массовыми, объемными или молярными долями, и теплоемкости компонентов смеси, которые берутся из таблиц.

Для нагревания смеси массой $m_{см}$ на 1 К необходимо температуру каждого из компонентов также повысить на 1 К. При этом на нагревание i -го компонента смеси массой m_i , затрачивается количество теплоты, равное $c_i m_i$. Для всей смеси количество теплоты составит

$$c_{см} m_{см} = \sum_{i=1}^n c_i m_i,$$

где c_i и $c_{см}$ – массовые теплоемкости i -го компонента и смеси.

Таким образом, если смесь задана массовыми долями, то

$$c_{см} = \sum_{i=1}^n c_i g_i .$$

При задании смеси объемными долями объемная теплоемкость смеси может быть определена по формуле

$$c'_{см} = \sum_{i=1}^n c'_i r_i$$

В формулах для химически реагирующих газовых смесей должны учитываться затраты теплоты на изменение состава смеси.

При смешении идеальных газов, имеющих одинаковые температуру и давление, температура и давление смеси не изменяются. Так как смешение происходит без подвода теплоты и отсутствует внешняя работа, то внутренняя энергия при этом также остается неизменной. Следовательно,

$$U_{см}(T) = \sum_{i=1}^n U_i(T).$$

Аддитивность объема и внутренней энергии смеси идеальных газов означает, что эта закономерность распространяется и на энтальпию смеси:

$$I_{см} = U_{см} + p_{см} V_{см} = \sum_{i=1}^n U_i + p_{см} \sum_{i=1}^n V_i = \sum_{i=1}^n (U_i + p_{см} V_i) = \sum_{i=1}^n I_i .$$

Так как $U_i = m_i u_i / m_{см}$ и $I_i = m_i i_i / m_{см}$, то для соответствующих удельных величин полученные соотношения примут вид

$$u_{см}(T) = U_{см}(T) / m_{см} = \sum_{i=1}^n g_i u_i(T) ;$$

$$i_{см}(T) = I_{см}(T) / m_{см} = \sum_{i=1}^n g_i i_i(T) .$$

Энтродия компонента газовой смеси, находящегося в смеси под своим парциальным давлением, определится по формуле

$$s_i = c_{p,i} \ln(T/T_0) - R_i \ln(p/p_0) + s_{i0} .$$

Здесь индексом «0» отмечено некоторое исходное значение энтропии (при T_0 и p_0), соответствующее началу отсчета.

Энтродия идеальной газовой смеси равна сумме энтропии компонентов, взятых при парциальных давлениях компонентов и температуре смеси.

$$s_{см} = \sum_{i=1}^n g_i [c_{p,i} \ln(T/T_0) - R_i \ln(p/p_0) + s_{i0}] .$$

С помощью этой формулы можно определить приращение энтропии в каком-либо процессе, например в процессе смешения компонентов газовой смеси, протекающем при постоянном давлении: $p = const$. Если перед смешением все компоненты находят при равных давлениях p и имеют одинаковую температуру T , то сумма энтропий отдельных газов до смешения

$$\sum_{i=1}^n s_i = \sum_{i=1}^n g_i [c_{p,i} \ln(T/T_0) - R_i \ln(p/p_0) + s_{i0}] .$$

Приращение энтропии в рассматриваемом необратимом процессе определится разностью:

$$\Delta s_{см} = s_{см} - \sum_{i=1}^n s_i = \sum g_i R_i \ln(p / p_i) ,$$

где p – давление компонентов до смешения;

p_i – парциальное давление i -го компонента после смешения.

В рассмотренном выше обратимом процессе компоненты газовой смеси перед смешением имеют давления, равные соответствующим парциальным давлениям после смешения, и для каждого из компонентов $p = p_i$, а $\Delta s_{см} = 0$. В необратимом процессе, протекающем при $p = p_{см} = const$, давления $p_i < p$, а $\Delta s_{см} > 0$. С учетом соотношений $g_i = \mu_i r_i / \mu_{см}$ и $R = 8314 / \mu_i$, приращение энтропии смеси

$$\Delta s_{см} = - R_{см} \sum_{i=1}^n r_i \ln r_i .$$

Это приращение называется **энтропией смешения** газовой смеси и характеризует меру необратимости адиабатного процесса получения идеальной газовой смеси из чистых компонентов. Так как объемные доли $r_i < 1$ и $\ln r_i < 0$, энтропия смешения всегда положительна. Реальный процесс смешения газов всегда необратим. Величина $\Delta s_{см}$ не зависит ни от давления, ни от температуры и определяется только составом газовой смеси. При изменении физического состояния газовой смеси, состав смеси не изменяется и величина $\Delta s_{см}$ остается постоянной. Для каждой газовой смеси $\Delta s_{см}$ имеет определенное значение. Так, например, для сухого воздуха $\Delta s_{см} = 162,6$ Дж/(кг К).

ТЕМА 5. ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ПРОЦЕССОВ ИДЕАЛЬНОГО ГАЗА

При изучении процессов идеального газа решаются следующие две основные задачи:

1. определяется уравнение термодинамического процесса, устанавливающее связь между параметрами состояния в рассматриваемом процессе или между параметрами в начальном и конечном состояниях процесса;
2. выявляются особенности преобразования подведенной к рабочему телу теплоты и ее распределения между изменением внутренней энергии и работой.

Изохорный процесс

При изохорном процессе (рис. 5.1) выполняется условие $dv=0$ или $v=const$. Из уравнения состояния идеального газа следует, что $p/T = R/v=const$, т. е. давление газа прямо пропорционально его абсолютной температуре:

$$p_2/p_1 = T_2/T_1.$$

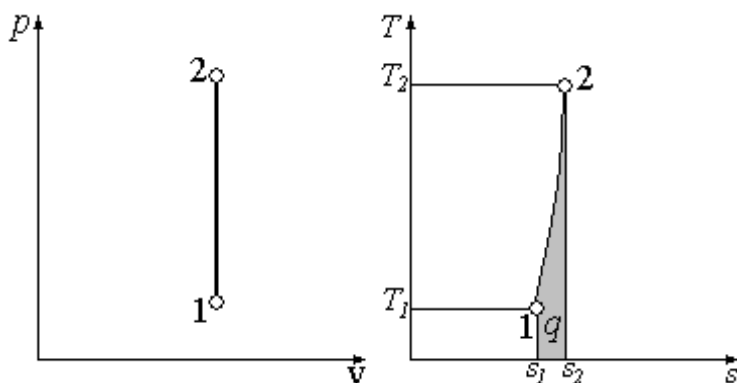


Рис. 5.1 – Изохорный процесс

Работа расширения в этом процессе равна нулю, так как $dv=0$.

Количество теплоты, подведенной к рабочему телу в процессе 1-2 при $c_v=const$ равно

$$q = \int_1^2 c_v dT = c_v(T_2 - T_1).$$

Так как $l = 0$, то в соответствии с первым законом термодинамики

$$\Delta u = c_v(T_2 - T_1) \text{ при } c_v=const.$$

Изменение энтропии определяется по формуле

$$s_2 - s_1 = c_v \ln(p_2/p_1) = c_v \ln(T_2/T_1),$$

т.е. зависимость энтропии от температуры на изохоре при $c_v=const$ имеет логарифмический характер (рис. 5.1).

Изобарный процесс

Из уравнения состояния идеального газа при $p=const$ находим $v/T=R/p=const$, или

$$v_2/v_1 = T_2/T_1,$$

т.е. в изобарном процессе (рис. 5.2) объем газа пропорционален его абсолютной температуре (закон Гей-Люссака, 1802 г.).

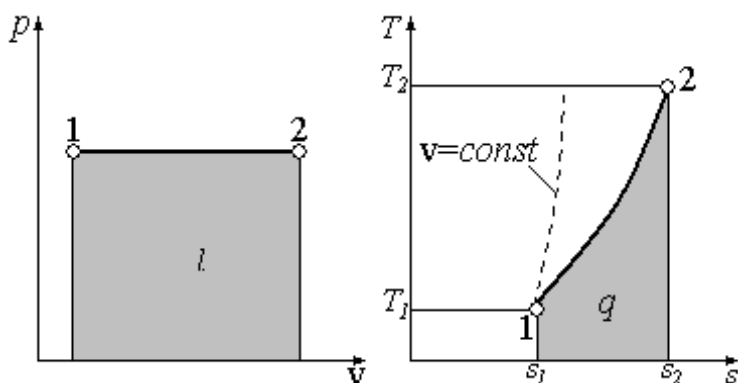


Рис. 5.2 – Изобарный процесс

Так как $pv_1 = RT_1$ и $pv_2 = RT_2$, то

$$l = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1)$$

$$l = R(T_2 - T_1).$$

Количество теплоты, сообщаемое газу при нагревании (или отдаваемое им при охлаждении), находим из уравнения

$$q = \int_1^2 c_p dT = c_{pcp} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1),$$

где $c_{pcp} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1)$ – средняя массовая изобарная теплоемкость в интервале температур от t_1 до t_2 .

При $c_p = const$

$$q = c_p (t_2 - t_1).$$

Изменение энтропии при $c_p = const$ равно

$$s_2 - s_1 = c_p \ln(T_2/T_1),$$

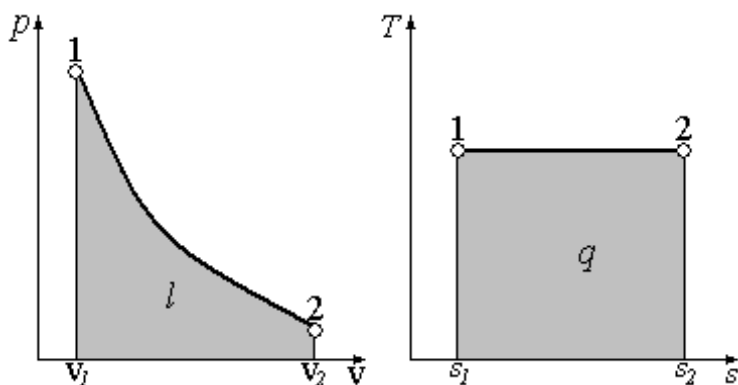
т.е. температурная зависимость энтропии при изобарном процессе тоже имеет логарифмический характер, но поскольку $c_p > c_v$, то изобара в sT -диаграмме идет более полого, чем изохора (рис. 5.2).

Изотермический процесс

При изотермическом процессе $pV = RT = const$, или

$$p_2/p_1 = v_1/v_2,$$

т.е. давление и объем обратно пропорциональны друг другу, так что при изотермическом сжатии давление газа возрастает, а при расширении – падает (закон Бойля - Мариотта, 1662 г.).



Графиком изотермического процесса в vp -координатах, является равнобокая гипербола (рис. 5.3).

Работа процесса:

$$l = \int_1^2 p dv = \int_1^2 RT dv / v = RT \ln(v_2 / v_1) = \\ = RT \ln(p_1/p_2).$$

Рис. 5.3 – Изотермический процесс

Внутренняя энергия идеального газа в данном процессе остается постоянной ($\Delta u = 0$) и вся подводимая к газу теплота полностью превращается в работу расширения ($q = l$). При изотермическом сжатии от газа отводится теплота в количестве, равном затраченной на сжатие работе.

Изменение энтропии в изотермическом процессе выражается формулой

$$s_2 - s_1 = \int_1^2 dq / T = q / T = R \ln(p_1/p_2) = R \ln(v_2/v_1).$$

Адиабатный процесс

При адиабатном процессе $dq = 0$. Для того чтобы осуществить такой процесс, следует либо теплоизолировать газ, либо провести процесс настолько быстро, чтобы изменение температуры газа, обусловленное его теплообменом с окружающей средой, было пренебрежимо мало по сравнению с изменением температуры,

вызванным расширением или сжатием газа. Как правило, это возможно, т.к. теплообмен происходит значительно медленнее, чем сжатие или расширение газа.

Уравнения первого закона термодинамики для адиабатного процесса принимают вид:

$$c_p dT - v dp = 0; \quad c_v dT + p dv = 0.$$

Поделив первое уравнение на второе, получим

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

Интегрируя последнее уравнение при условии, что $k = c_p/c_v = const$, находим

$$k \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = -\int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} \quad \text{и} \quad k \ln(v_2/v_1) = \ln(p_1/p_2).$$

После потенцирования имеем

$$(v_2/v_1)^k = p_1/p_2 \quad \text{или} \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k.$$

Это и есть уравнения адиабаты идеального газа при постоянном отношении теплоемкостей ($k = const$).

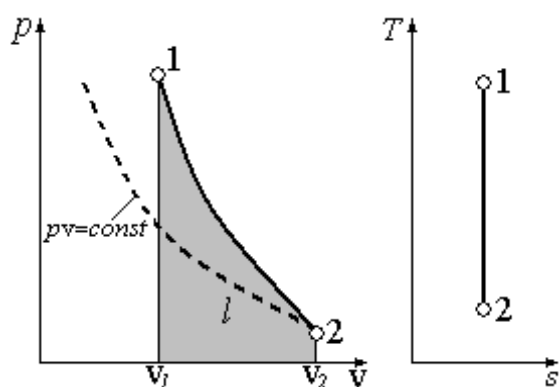
Если выразить зависимость температуры от объема или давления, то получим

$$T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{k-1}; \quad T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(k-1)/k}.$$

Величина $k = c_p/c_v$ называется **показателем адиабаты**. Подставив $c_p = c_v + R$, получим $k = 1 + R/c_v$. Теплоемкость газов не зависит от температуры, поэтому можно считать, что k также не зависит от температуры и определяется числом степеней свободы молекулы. Для одноатомного газа $k=1,66$, для двухатомного $k=1,4$, для трех- и многоатомных газов $k=1,33$. Удельную изохорную теплоемкость можно определить по формуле

$$c_v = \frac{iR}{2},$$

где i – число степеней свободы молекулы. Для двухатомных газов можно принять $i=5$, для многоатомных – $i=7$.



Поскольку $k>1$, то в vp -координатах, линия адиабаты идет круче линии изотермы (рис. 5.4). При адиабатном расширении давление понижается быстрее, чем при изотермическом, так как в процессе расширения уменьшается температура газа.

Рис. 5.4 – Адиабатный процесс

Работа расширения при адиабатном процессе, согласно первому закону термодинамики, совершается за счет уменьшения внутренней энергии и может быть вычислена по формуле

$$l = -\Delta u = c_v (T_1 - T_2) = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Поскольку $dq=0$, то и теплоемкость ($c=dq/dT$) адиабатного процесса равна нулю. Энтропия рабочего тела не изменяется ($ds = 0$ и $s = const$). Следовательно, на sT -диаграмме адиабатный процесс изображается вертикалью.

Политропный процесс

Свое название «политропный» процесс получил от сочетания греческих слов: «поли» – много, «тропос» – путь.

Любой произвольный процесс можно описать в vp -координатах (по крайней мере на небольшом участке) уравнением

$$pv^n = const,$$

подбирая соответствующее значение n . Процесс, описываемый этим уравнением, называется политропным. **Показатель политропы** n может принимать любое численное значение в пределах от $-\infty$ до $+\infty$, но для данного процесса он является величиной постоянной.

Выражения, устанавливающие связь между p , v и T в любых двух точках на политропе, аналогично тому, как это было сделано для адиабаты:

$$p_2/p_1 = (v_1/v_2)^n; \quad T_2/T_1 = (v_1/v_2)^{n-1}; \quad T_2/T_1 = (p_2/p_1)^{(n-1)/n}.$$

Работа расширения газа в политропном процессе имеет вид

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

Так как для политропы $p = p_1 (v_1/v)^n$, то

$$l = p_1 v_1^n \int_1^2 dv/v^n = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right].$$

Эти уравнения можно преобразовать к виду:

$$l = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); \quad l = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right); \quad l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Количество подведенной (или отведенной) в процессе теплоты можно определить с помощью уравнения первого закона термодинамики: $q = (u_2 - u_1) + l$.

Поскольку $u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$, а $l = \frac{R}{1-n} (T_2 - T_1)$, то

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) = c_n (T_2 - T_1),$$

где

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

представляет собой теплоемкость идеального газа в политропном процессе. При постоянных c_v , k и n теплоемкость $c_n = const$, поэтому политропный процесс иногда определяют как процесс с постоянной теплоемкостью.

Изменение энтропии

$$\Delta s = \int_1^2 \frac{dq}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

Политропный процесс является обобщающим (табл. 5.1) по отношению к уже рассмотренным четырем процессам (изохорному, изобарному, изотермичному и адиабатному).

Таблица 5.1 – Таблица процессов

Процесс	n	c_n
Изохорный	$+\infty$	c_v
Изобарный	0	c_p
Изотермический	1	∞
Адиабатный	k	0

На рисунке 5.5 показано взаимное расположение на pV - и sT -диаграммах политропных процессов с разными значениями показателя политропы. Все процессы начинаются в одной точке – в центре.

Изохора ($n = \pm \infty$) делит поле диаграммы на две области: процессы, находящиеся правее изохоры, характеризуются положительной работой, так как сопровождаются расширением рабочего тела. Для процессов, расположенных левее изохоры, характерна отрицательная работа.

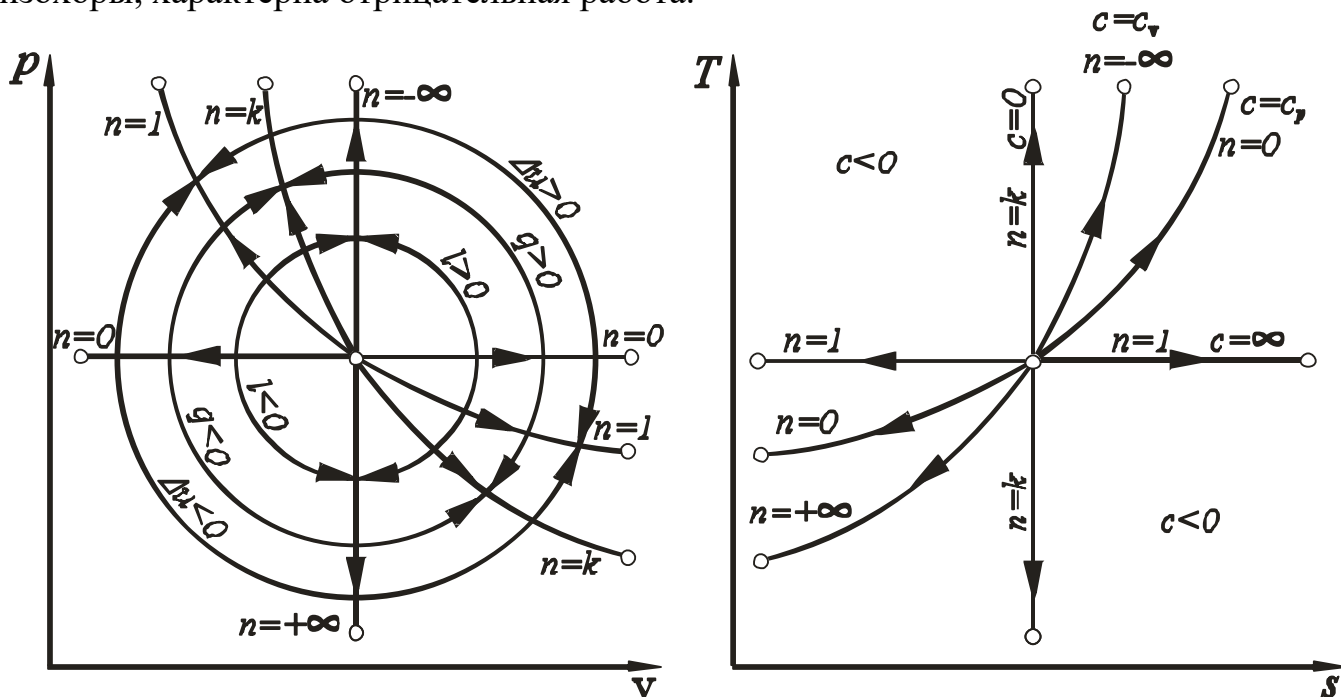


Рис. 5.5 – Изображение основных термодинамических процессов идеального газа

Процессы, расположенные правее и выше адиабаты, идут с подводом теплоты к рабочему телу; лежащие левее и ниже – протекают с отводом теплоты.

Для процессов, расположенных над изотермой ($n = 1$), характерно увеличение внутренней энергии газа; расположенные под изотермой, сопровождаются уменьшением внутренней энергии.

Процессы, расположенные между адиабатой и изотермой, имеют отрицательную теплоемкость, так как dq и du (а следовательно, и dT), имеют в этой области противоположные знаки. В таких процессах $|l| > |q|$, поэтому на выполнение работы при расширении тратится не только подводимая теплота, но и часть внутренней энергии рабочего тела.

ТЕМА 6. ЗАМКНУТЫЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Термодинамическим циклом или **круговым процессом** называется термодинамический процесс, в котором термодинамическая система, претерпев ряд изменений, возвращается в исходное состояние. Все параметры и функции состояния, изменяясь в процессе, в конце цикла принимают свое первоначальное значение. На диаграмме состояний такой процесс изображается замкнутой линией (рис. 6.1). В результате замкнутого термодинамического процесса внутренняя энергия системы не изменяется, т. е.

$$\Delta u_{\text{ц}} = u_1 - u_1 = 0.$$

Работа, совершаемая термодинамической системой за цикл, равна суммарному количеству теплоты, полученному и отданному системой в течение цикла.

$$l_{\text{ц}} = q_{\text{ц}}.$$

Замкнутые термодинамические процессы имеют очень большое практическое значение, так как они позволяют непрерывно использовать теплоту для совершения работы, а также передавать теплоту с низшего температурного уровня на высший.

Поскольку работа равна площади под кривой процесса, то работа цикла будет равна площади, охватываемой кривой цикла. Чтобы работа за цикл была положительной, работа расширения должна быть больше работы сжатия, т.е. кривая расширения на p - v -диаграмме, должна располагаться выше кривой сжатия.

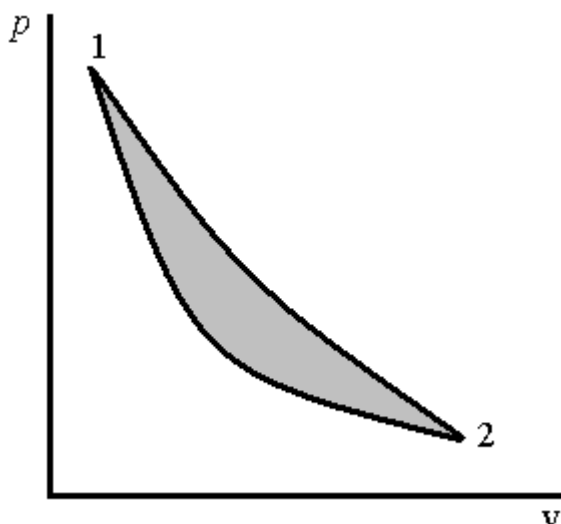


Рис. 6.1 – Замкнутый термодинамический процесс в p - v -координатах

Так как за время цикла термодинамическая система получает из окружающей среды теплоту, эквивалентную работе, совершенной системой за цикл, то можно сказать, что в рассмотренном цикле израсходовано определенное количество теплоты для получения механической работы. Именно в этом смысле иногда говорят, что в данном цикле произошло превращение теплоты в работу. Такие циклы совершает рабочее тело в тепловых двигателях, а сами циклы называют циклами двигателей или **прямыми циклами**.

Эффективность превращения теплоты в работу в цикле характеризуется **термическим КПД** цикла η_t (*эта*), который представляет собой отношение работы, совершенной системой за цикл, к подведенному к системе количеству теплоты:

$$\eta_t = l_{\text{ц}}/q_1 = q_{\text{ц}}/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = 1 - q_2/q_1.$$

Термический КПД всегда меньше единицы, т.к. осуществление цикла неизбежно связано с отводом определенного количества теплоты от системы.

Последовательность процессов в цикле может быть обратной, такой, что расширение рабочего тела происходит при более низком давлении, чем сжатие. Суммарное количество теплоты в этом цикле должно быть отрицательно: $q_{\text{ц}} < 0$.

При осуществлении такого цикла рабочее тело машины отбирает теплоту q_1 от некоторых тел в окружающей среде и отдает теплоту q_2 другим телам в окружающей среде, имеющим более высокую температуру, чем первые тела. Таким способом передается теплота с низшего температурного уровня на высший. Одновременно с охлаждением одних тел в окружающей среде обязательно нагреваются другие тела, которые получают как теплоту, взятую у холодного тела, так и теплоту, в которую превратилась работа цикла:

$$q_2 = q_1 + |q_u| = q_1 + |l_u|$$

Циклы, в которых теплота переносится от холодного тела к нагретому, называют холодильными или **обратными циклами**.

Эффективность холодильного цикла характеризуется **холодильным коэффициентом** ε_x (*эпсилон*), который представляет собой отношение количества теплоты q_1 , воспринятого системой на низшем температурном уровне, к работе l_u , воспринятой системой за цикл:

$$\varepsilon_x = q_1/l_u = q_1/q_u = q_1/(|q_2| - q_1).$$

Холодильный коэффициент может быть как меньше, так и больше единицы, это зависит от соотношения между количествами теплоты в цикле. Обратный цикл может использоваться как цикл теплового насоса, предназначенного для отбора теплоты от менее нагретого тела (q_1) и передачи ее более нагретому телу (q_2) за счет затраты работы цикла. Эффективность цикла теплового насоса характеризуется **отопительным коэффициентом** φ_t , представляющим собой отношение количества теплоты q_2 , передаваемого отапливаемому помещению, к затраченной работе цикла

$$\varphi_t = q_2/(|q_2| - q_1).$$

Отопительный коэффициент всегда больше единицы, так как $|q_2| > q_1$.

Циклы, состоящие из обратимых (равновесных) процессов, называются обратимыми (равновесными) циклами.

Цикл и теорема Карно

Впервые наиболее совершенный циклический процесс был предложен французским физиком и инженером Сади Карно в 1824 г.

Поместим газ в цилиндр, стенки и поршень которого изготовлены из нетеплопроводного материала. Дно цилиндра изготовлено из абсолютно теплопроводного материала, но может закрываться теплоизолирующей крышкой.

Открываем дно цилиндра и приводим его в соприкосновение с горячим источником. Газ изотермически расширяем, получая при этом теплоту $q_1 = T_1 \Delta s_{AB}$ (изотерма АВ на рис. 6.2). Закрываем дно цилиндра. Далее газ адиабатно расширяем. При этом его температура снижается, т.к. работа расширения совершается за счет внутренней энергии. Когда газ охлаждается до температуры T_2 открываем дно цилиндра и приводим его в соприкосновение с холодным источником, имеющем ту же температуру T_2 . Сжимаем газ изотермически внешней силой (изотерма CD на рис. 6.2). В процессе изотермического сжатия газ отдает холодильнику некоторое количество теплоты $q_2 = T_2 \Delta s_{CD}$, равное совершаемой над ним работе сжатия. Когда энтропия газа уменьшится до начальной величины ($s_D = s_A$), уберем холодный источник и закроем дно цилиндра. Далее газ адиабатно сжимаем. При этом его температура увеличивается, т.к. работа сжатия идет на увеличение внутренней энергии рабочего тела.

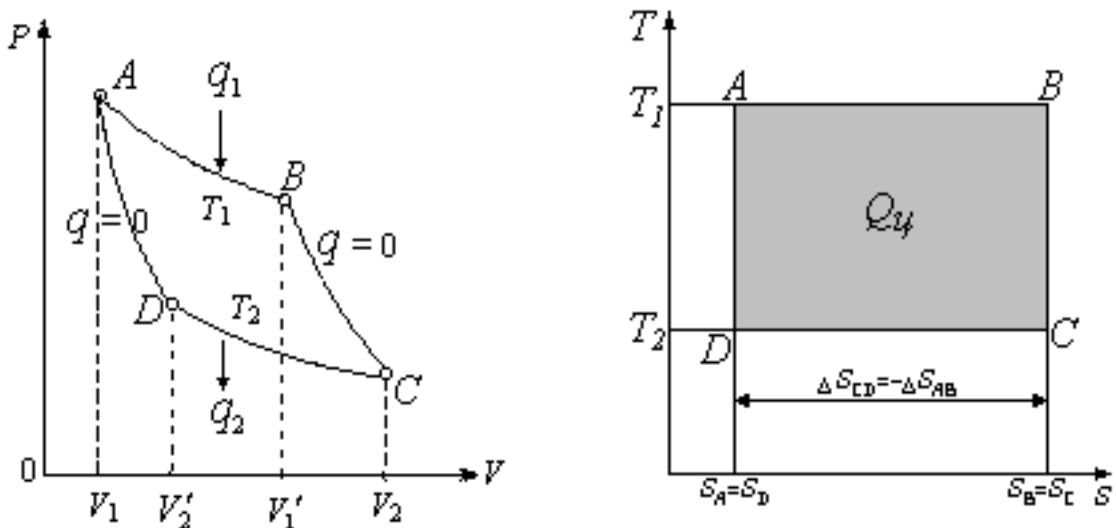


Рис. 6.2 – Цикл Карно в $p-v$ - и sT -координатах

Итак, цикл Карно на всех стадиях процесса был проведен таким образом, что нигде не было соприкосновения тел с различной температурой. Это исключало возможность теплопередачи без совершения работы. Именно по этой причине идеальный обратимый цикл Карно характеризуется наибольшим значением КПД в заданном интервале температур нагревателя и холодильника. По сути дела, КПД цикла Карно определяет теоретический предел возможных значений КПД тепловой машины для данного температурного интервала.

$$\eta_t = 1 - |q_2| / q_1 = 1 - T_2 |\Delta s_{CD}| / T_1 \Delta s_{AB}.$$

$$\eta_{тк} = 1 - T_2 / T_1.$$

Теорема Карно: КПД цикла Карно зависит только от температуры T_1 источника и T_2 приемника теплоты и не зависит от рода рабочего тела.

Влияние температур T_1 и T_2 на значение η_t различно:

$$\frac{\partial \eta_t}{\partial T_1} = \frac{T_2}{T_1^2}, \quad \frac{\partial \eta_t}{\partial T_2} = -\frac{1}{T_1} = -\frac{T_1}{T_1^2},$$

а так как

$$\left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_1} \right| < \left| \frac{\partial \eta_t}{\partial T_2} \right|,$$

то изменение температуры T_1 источника теплоты влияет на КПД меньше, чем изменение температуры T_2 приемника теплоты. КПД цикла Карно всегда меньше 1, т.к. не существует ни источников теплоты с бесконечно высокой температурой, ни приемников теплоты с температурой, равной абсолютному нулю.

Хотя в настоящее время технически возможно получение очень высоких температур (сотни тысяч градусов), однако в реальных двигателях использовать эти температуры невозможно. Максимальная практически реализуемая в большинстве двигателей температура близка к 1000-2000 К. Имеются двигатели (например, ракетные), в которых используются более высокие температуры (до 4000 К). Однако эти двигатели рассчитаны на очень короткий срок службы.

Температура T_2 составляет приблизительно 300 К, поскольку приемником теплоты для всех двигателей, работающих в наземных условиях, является либо атмосферный воздух, либо вода в водоемах. Может быть получена и температура, близкая к абсолютному нулю, однако получение температур ниже температуры

окружающей среды связано с затратой работы. Затрата работы оказывается больше, чем выигрыш в КПД, поэтому такой путь увеличения КПД неприемлем.

В реальных двигателях не удастся осуществить цикл, состоящий из идеальных изотерм и адиабат. Дело в том, что процессы в двигателях происходят быстро, и изотермичность процессов нарушается – понижение температуры в результате элементарного расширения «не успевает» скомпенсироваться повышением температуры за счет контакта с нагревателем. Кроме того, материалы, из которых изготавливаются стенки цилиндра и поршень, не являются идеальными изоляторами и по этой причине нарушается адиабатичность процессов. Поэтому КПД реальных циклов всегда ниже, чем КПД идеального цикла Карно.



Рис. 6.3 – Циклы тепловых двигателей

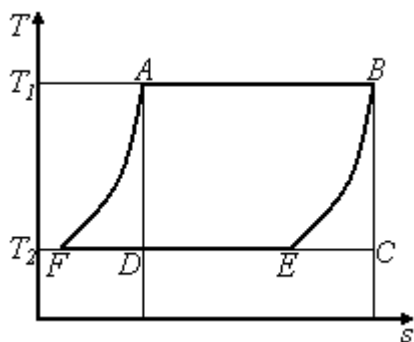
Таблица 6.1 – КПД двигателей

Тип двигателя	η , %
Двигатель внутреннего сгорания (дизельный)	около 40
Двигатель внутреннего сгорания (карбюраторный)	до 35
Паровая турбина	25-40
Реактивный двигатель	< 15

Обобщенный (регенеративный) цикл Карно

При наличии только двух источников теплоты с температурами T_1 и T_2 можно осуществить более сложный цикл (рис. 6.4), если использовать регенерацию теплоты.

Рис. 6.4 – Обобщенный цикл Карно в sT -координатах



Можно осуществить процесс так, чтобы теплота dq , выделяющаяся при охлаждении тела по линии BE , затрачивалась на нагрев тела при той же температуре по линии FA . Если линии BE и FA эквидистантны, то количества отданной при охлаждении и полученной при нагреве теплоты одинаковы, т.е. теплота, выделенная при охлаждении по линии BE , полностью используется (регенерируется) по линии FA .

Равновесные циклы, подобные рассмотренному и осуществляемые так же, как и цикл Карно, между двумя источниками теплоты, имеют КПД, равный КПД цикла Карно. Они называются **обобщенными** (регенеративными) циклами Карно.

Обратный цикл Карно

Так как цикл Карно обратимый, то его можно осуществить и в обратном направлении (рис. 6.5).

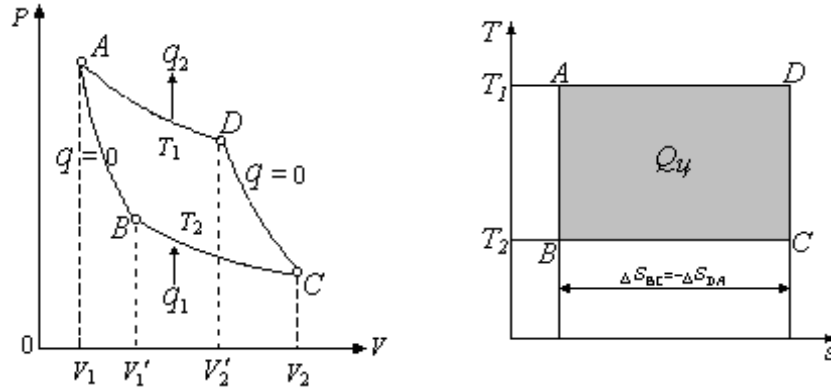


Рис. 6.5 – Обратный цикл Карно в vp - и sT -координатах

Пусть рабочее тело из начального состояния (точка А) адиабатно расширяется до тех пор, пока его температура не изменится от T_1 до T_2 . Далее газ изотермически расширяем при температуре холодного источника. При этом от холодного источника будет подводиться теплота $q_1 = T_2 \Delta s_{BC}$. Проводим адиабатное сжатие, пока температура повысится до T_1 . Затем проводим изотермическое сжатие при температуре T_1 горячего источника. При этом к нему будет подводиться теплота $q_2 = T_1 \Delta s_{DA}$.

$$l_u = |q_2| - q_1,$$

Поскольку в обратном цикле сжатие рабочего тела происходит при более высокой температуре, чем расширение, работа сжатия, совершаемая внешними силами, больше работы расширения. Эта работа превращается в теплоту и вместе с теплотой передается горячему источнику. Таким образом, затратив на осуществление обратного цикла работу l_u , можно перенести теплоту от источника с низкой температурой к источнику с более высокой температурой.

$$\varepsilon_x = T_2 / (T_1 - T_2).$$

Т.к. в знаменателе стоит $T_1 - T_2$, то чем меньше разность температур, между нагреваемой и охлаждаемой системами, тем меньше надо затратить работы для переноса теплоты от системы с меньшей температурой к системе с большей температурой.

В холодильной установке рабочими телами служат, как правило, пары легкокипящих жидкостей – фреона, аммиака и т. п. Например, фреон R-22, широко используемый в холодильной технике, при нормальном атмосферном давлении имеет температуру кипения -4°C . Если жидкий фреон находится в открытом сосуде, то есть при атмосферном давлении и температуре окружающей среды, то он немедленно вскипает, поглощая при этом большое количество тепла из окружающей среды или любого материала, с которым находится в контакте. В холодильной машине фреон кипит в специальном теплообменнике, называемом испарителем. Температура конденсации паров фреона, так же, как и температура кипения, зависит от давления окружающей среды. Чем выше давление, тем выше температура конденсации. Конденсация паров фреона R-22 при давлении 23 атм. начинается уже при температуре $+55^\circ\text{C}$. Процесс конденсации фреоновых паров, как и любой другой жидкости, сопровождается выделением большого количества тепла. Это происходит в специальном теплообменнике, называемом конденсатором. Компрессор поддерживает в конденсаторе высокое давление порядка 20-23 атм. и обеспечивает циркуляцию хладагента.

ТЕМА 7. НЕОБРАТИМОСТЬ И ВТОРОЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМИКИ

Условиями равновесной передачи энергии между телами с разной температурой являются:

1. Невозможно обратимо передать теплоту от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой без совершения работы. При этом телу с меньшей температурой будет обязательно сообщено меньше теплоты, чем взято у тела с большей температурой, на то количество теплоты, которое неизбежно превращается в работу в процессе обратимого теплообмена.

2. Невозможно обратимо передать теплоту от тела с меньшей температурой к телу с большей температурой без затраты работы. При этом телу с большей температурой будет обязательно сообщено больше теплоты, чем взято у тела с меньшей температурой, на количество работы, которое неизбежно превращается в теплоту в процессе обратимого теплообмена.

3. Невозможно обратимо непрерывно превращать теплоту в работу и работу в теплоту при наличии одного лишь источника теплоты.

4. Невозможно обратимо превратить всю теплоту, подведенную к рабочему телу, в работу и соответственно всю работу, совершенную над рабочим телом, в теплоту.

Принцип существования энтропии

Второй закон термодинамики состоит из двух самостоятельных положений. Одно из них называют вторым законом термодинамики для обратимых процессов или принципом существования энтропии, второе – вторым законом термодинамики для необратимых процессов или принципом возрастания энтропии.

Принцип существования энтропии относится к равновесному состоянию системы. Он может быть сформулирован так: для каждой термодинамической системы существует физическая величина (энтропия), значение которой зависит от состояния системы (функция состояния) и изменение которой происходит только под действием энергии, передаваемой в виде теплоты (тепловая координата состояния).

Аналитическим выражением принципа существования энтропии является уравнение

$$ds = dq/T.$$

Принцип возрастания энтропии

Реальные процессы передачи энергии с одного уровня давления и температуры на другой, являясь процессами неравновесными, имеют определенную направленность и сопровождаются необратимыми явлениями, т.е. такими изменениями, которые не могут быть устранены противоположными процессами такого же характера. Рассмотрим принципиальные отличия обратимых процессов от необратимых.

1. Теплота самопроизвольно переходит только от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой, а энергия механической работы передается от системы с большим давлением к системе с меньшим. Необратимость передачи энергии тем больше, чем больше разница температур или давлений.

2. При передаче энергии в форме работы часть этой работы неизбежно самопроизвольно превращается в теплоту.

3. При непосредственном взаимодействии двух источников с разной температурой происходит необратимая передача теплоты от тела с большей температурой к телу с меньшей температурой и происходит превращение потенциально возможной работы в теплоту. Т.е. то количество внутренней энергии тела с более высокой температурой, которое могло бы быть передано другим телам (при наличии разности температур) в виде работы, в необратимом процессе энергообмена оказывается переданным в виде теплоты телу с меньшей температурой.

Таким образом, характерной особенностью необратимых процессов передачи энергии является их определенная направленность – от большего потенциала взаимодействия к меньшему – и неизбежное самопроизвольное превращение работы (действительно совершаемой в процессе или потенциально возможной) в теплоту.

Односторонний характер изменений в реальных неравновесных процессах влечет за собой одностороннее изменение энтропии. Так как в неравновесном процессе хотя бы часть работы обязательно превращается в теплоту, то энтропия, отражая свойство тепловой координаты состояния изменяться под действием теплоты, при этом неизбежно увеличивается (пропорционально количеству образовавшейся теплоты) или, как говорят, возрастает вследствие необратимости процесса.

В этом и состоит физический смысл принципа возрастания энтропии.

В термодинамической системе изменение энтропии в неравновесном процессе всегда больше изменения энтропии в равновесном процессе; в последнем, изменение энтропии термодинамической системы равно изменению энтропии окружающей среды с обратным знаком.

Тогда аналитическая запись второго закона термодинамики имеет вид

$$ds \geq dq/T.$$

В выражении знак равенства относится к равновесным процессам (принцип существования энтропии), а знак неравенства – к неравновесным процессам (принцип возрастания энтропии).

При рассмотрении взаимодействия термодинамической системы с окружающей средой, изолированной системой является их совокупность, и изменение ее энтропии представляется суммой

$$ds_{u.c.} = ds^{(i)} + ds^{(e)}.$$

Изменение энтропии термодинамической системы будет равно

$$ds^{(i)} > dq^{(i)}/T^{(e)},$$

а изменение энтропии окружающей среды

$$ds^{(e)} > dq^{(e)}/T^{(e)}.$$

Так как $dq^{(i)} = -dq^{(e)}$, то, следовательно,

$$ds_{u.c.} > 0.$$

Это неравенство является аналитическим выражением принципа возрастания энтропии применительно к изолированной системе, который формулируется так: энтропия изолированной системы при наличии в ней неравновесных процессов всегда возрастает.

Пусть два тела 1 и 2 с разными температурами ($T_1 > T_2$), представляющие собой изолированную систему, приведены в тепловой контакт. Будет происходить неравновесный теплообмен, при котором изменение энтропии системы

$$\Delta s_{u.c.} = \Delta s_1 + \Delta s_2 = -q/T_1 + q/T_2 = q(1/T_2 - 1/T_1),$$

Так как $T_1 > T_2$, то $\Delta s_{u.c.} > 0$, т.е. энтропия изолированной системы при наличии в ней необратимого теплообмена возрастает.

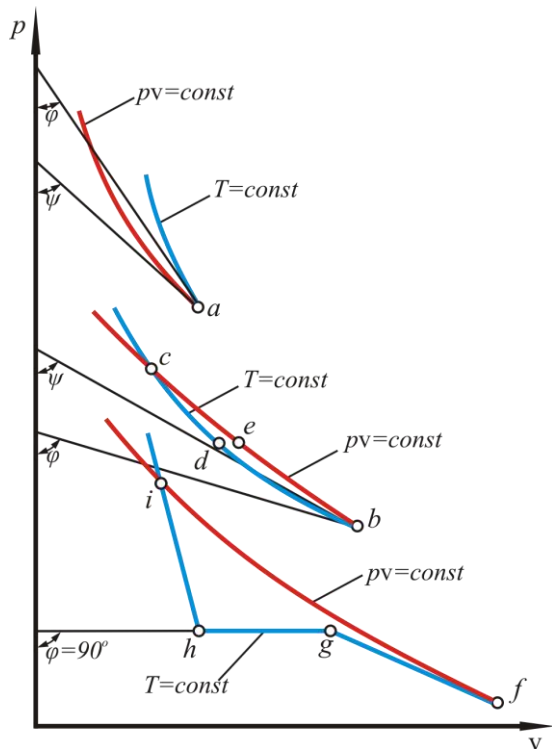
Для того чтобы теплообмен между телами 1 и 2 осуществлялся равновесно, необходим посредник – термодинамическая система, которая могла бы совершить цикл Карно, взаимодействуя с телами 1 и 2 как с источником и приемником.

Если система находится в неравновесном состоянии, то все самопроизвольные процессы будут направлены в сторону установления в системе равновесного состояния. Если в системе протекают самопроизвольные процессы, ее энтропия увеличивается. Когда система придет в равновесное состояние, энтропия достигнет максимального значения. Система, достигшая состояния с максимальной энтропией, становится неспособной к самопроизвольному изменению состояния. При этом энергия изолированной системы, оставаясь количественно неизменной (закон сохранения энергии), теряет способность передаваться от одних тел к другим, т.е. совершать работу. Утрата энергией изолированной системы способности совершать работу рассматривается как ее обесценивание – **деградация**.

С учетом этого Клаузиус сделал неправильный вывод о том, что когда-то в будущем и Вселенная придет в состояние с максимальной энтропией. Все тела Вселенной приобретут одинаковую температуру, и наступит «тепловая смерть Вселенной». Ошибка Клаузиуса в том, что он закон для изолированной системы распространил на бесконечную Вселенную.

ТЕМА 8. СВОЙСТВА И ПРОЦЕССЫ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

Особенности поведения реальных газов можно проследить при сравнении изотерм реального и идеального газов, построенных в p - v -координатах. Так, в области малых значений удельного объема газа (точка a на рис. 8.1) изотерма идеального газа (p v $=const$) более пологая, чем изотерма реального газа ($T=const$). Это



связано с тем, что при большой плотности (значение v мало) молекулы реального газа, имеющие конечные размеры, находятся друг от друга на небольших расстояниях и их влияние на сжимаемость становится существенным. Коэффициент изотермной сжимаемости газа характеризуется тангенсом угла φ или ψ (n_{cu}) между касательной в данной точке изотермы и отрицательным направлением оси ординат. Так как φ – угол между осью p и касательной в точке a , проведенной к изотерме реального газа $T=const$, а ψ – угол между осью p и касательной в точке a , проведенной к изотерме идеального газа p v $=const$, то сжимаемость реального газа меньше сжимаемости идеального газа ($tg \varphi < tg \psi$).

Рис. 8.1 – Сопоставление изотерм реального и идеального газов

В точке b , лежащей в области больших значений удельного объема v , сжимаемость реального газа оказывается более высокой вследствие влияния сил взаимного притяжения между молекулами: $tg \varphi > tg \psi$.

Можно продолжить изотермы, проходящие через точку b в область малых удельных объемов, и найти точку c их пересечения. Следовательно, при некотором давлении, большем, чем в точке b , и меньшем, чем в точке c , сжимаемости реального и идеального газов одинаковы. Если соответствующие состояния реального и идеального газов обозначить точками d и e , то касательные к изотермам в этих точках должны быть параллельны ($tg \varphi = tg \psi$).

В области еще более высоких значений v и низких значений давления изотермы реального газа имеют горизонтальный участок – такова, например, изотерма $T=const$, проходящая через точку f . При этом точка g соответствует началу конденсации газа, в то время как в точке h газ полностью превращается в капельно-жидкое состояние. Изменение физического состояния вещества на участке gh происходит при условии $T=const$ и $p=const$ и характеризуется наличием как газообразной, так и жидкой фаз (область насыщения). Сравнивая изотермы обоих газов, проходящих через точку f , видно, что сжимаемость реального газа или жидкости на участке fgh больше, а на участке hi меньше, чем у идеального газа. Из-за слабой сжимаемости для жидкостей характерно лишь незначительное уменьшение удельного объема при значительном повышении давления.

Водяной пар

В качестве реального газа рассмотрим водяной пар, который широко используется во многих отраслях техники, и прежде всего в теплоэнергетике, где он является основным рабочим телом. Рассмотрим процесс получения пара. Для этого 1 кг воды при температуре $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ поместим в цилиндр с подвижным поршнем. Приложим к поршню извне некоторую постоянную силу P . Изобразим процесс парообразования, т. е. превращения вещества из жидкого состояния в газообразное, в νp -координатах (рис. 8.2).

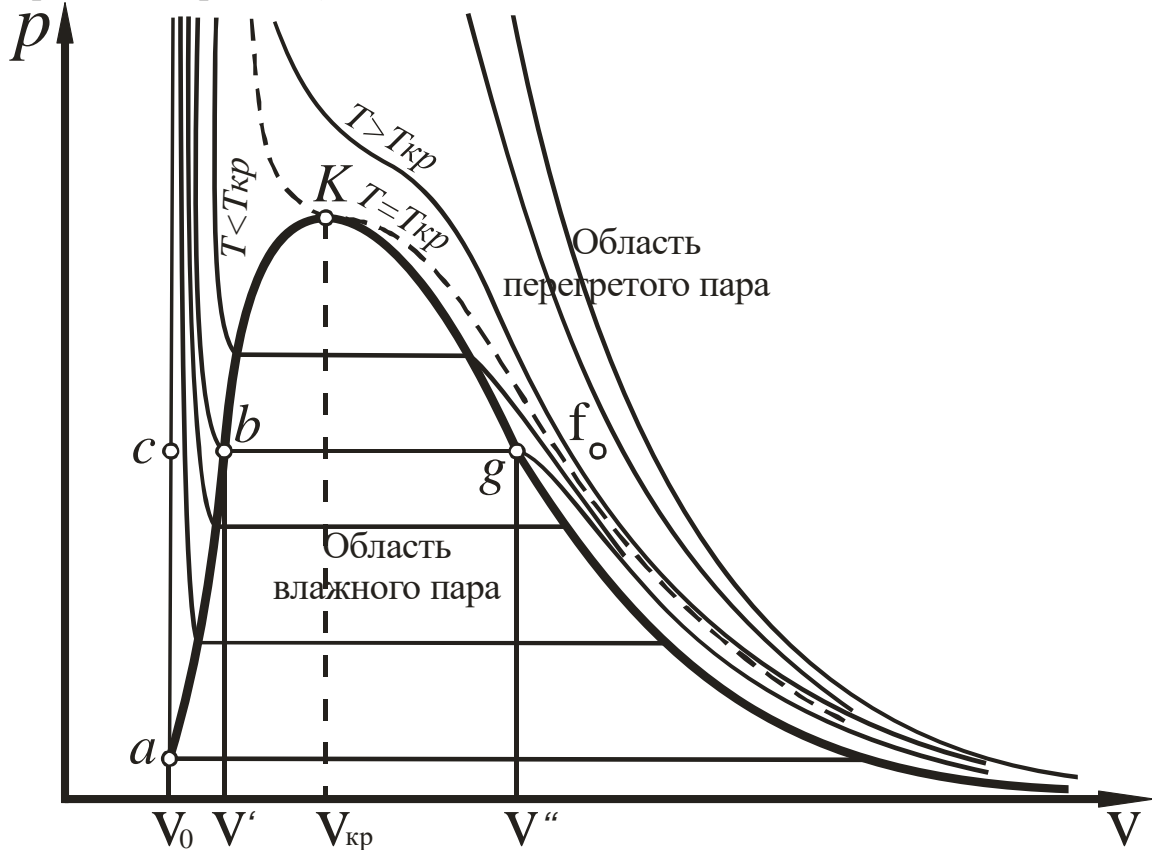


Рис. 8.2 – νp -диаграмма реального вещества

Начальное состояние воды, находящейся под давлением p и имеющей температуру $0\text{ }^{\circ}\text{C}$, изображается на диаграмме точкой c . При подводе теплоты к воде ее температура постепенно повышается до тех пор, пока не достигнет температуры кипения, соответствующей данному давлению. При этом удельный объем жидкости сначала уменьшается, достигает минимального значения при $t = 4\text{ }^{\circ}\text{C}$, а затем начинает возрастать. Такой аномалией – увеличением плотности при нагревании в некотором диапазоне температур – обладают немногие жидкости. У большинства жидкостей удельный объем при нагревании увеличивается монотонно.

Состояние жидкости, доведенной до температуры кипения, изображается на диаграмме точкой b . Кипение характеризуется парообразованием в объеме жидкости в отличие от испарения, которое происходит лишь со свободной поверхности жидкости при условии, что парциальное давление пара над жидкостью меньше давления насыщения.

При дальнейшем подводе теплоты начинается кипение воды с сильным увеличением объема. В цилиндре теперь находится двухфазная среда – смесь воды и пара, называемая **влажным насыщенным паром**. По мере подвода теплоты количество жидкой фазы уменьшается, а паровой – растет. Температура смеси при этом остается неизменной, так как вся теплота расходуется на испарение жидкой

фазы, а объем увеличивается, но не за счет равномерного увеличения всего объема жидкости (как на участке cb), а за счет перехода части жидкости в пар. Температура в точке b называется **температурой насыщения**, а соответствующее ей давление – **давлением насыщения**. Следовательно, процесс парообразования на этой стадии является изобарно-изотермическим.

Наконец, последняя капля воды превращается в пар, и цилиндр оказывается заполненным только паром, который называется **сухим насыщенным паром**. Состояние его изображается точкой g . Насыщенным называется пар, находящийся в термическом и динамическом равновесии с жидкостью, из которой он образуется. Динамическое равновесие заключается в том, что количество молекул, вылетающих из воды в паровое пространство, равно количеству молекул, конденсирующихся на ее поверхности. В паровом пространстве при этом равновесном состоянии находится максимально возможное при данной температуре число молекул. При увеличении температуры количество молекул, обладающих энергией, достаточной для вылета в паровое пространство, увеличивается. Равновесие восстанавливается за счет возрастания давления пара, которое ведет к увеличению его плотности и, следовательно, количества молекул, в единицу времени конденсирующихся на поверхности воды.

Удельный объем и температура сухого насыщенного пара являются функциями давления. Поэтому состояние сухого пара можно задать любым из параметров – давлением, удельным объемом или температурой.

Массовая доля сухого насыщенного пара во влажном называется **степенью сухости пара** и обозначается буквой x .

$$x = \frac{m''}{m' + m''},$$

где m' – масса жидкости,
 m'' – масса пара.

Массовая доля кипящей воды во влажном паре, равная $(1 - x)$, называется **степенью влажности**. Для кипящей жидкости $x = 0$, а для сухого насыщенного пара $x = 1$. Состояние влажного пара характеризуется двумя параметрами: давлением (или температурой насыщения, определяющей это давление) и степенью сухости пара.

При сообщении сухому пару теплоты при том же давлении его температура будет увеличиваться, пар будет перегреваться. Точка f изображает состояние перегретого пара и в зависимости от температуры пара может лежать на разных расстояниях от точки g . Таким образом, **перегретым** называется пар, температура которого превышает температуру насыщенного пара того же давления. Так как удельный объем перегретого пара при том же давлении больше, чем насыщенного, то в единице объема перегретого пара содержится меньшее количество молекул, значит, он обладает меньшей плотностью.

Если рассмотреть процесс парообразования при более высоком давлении, то можно заметить следующие изменения. Точка c остается почти на той же вертикали, так как вода практически несжимаема. Точка b смещается вправо, ибо с ростом давления увеличивается температура кипения, а жидкость при повышении температуры расширяется. Что же касается пара (точка g), то, несмотря на увеличение температуры кипения, удельный объем пара все-таки падает из-за более сильного влияния растущего давления. Поскольку удельный объем жидкости растет,

а пара падает, то при постоянном увеличении давления мы достигнем такой точки, в которой удельные объемы жидкости и пара сравниваются. Эта точка называется **критической**. В критической точке различия между жидкостью и паром исчезают. Для воды параметры критической точки K составляют:

$$p_{кр} = 221,29 \cdot 10^5 \text{ Па}; t_{кр} = 374,15 \text{ }^\circ\text{C}; v_{кр} = 0,00326 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Критическая температура – это максимально возможная температура сосуществования двух фаз: жидкости и насыщенного пара. При температурах, больших критической, возможно существование только одной фазы. Чем выше температура перегрева (при данном давлении), тем ближе пар по своим свойствам к идеальному газу.

Наименьшим давлением, при котором еще возможно равновесие воды и насыщенного пара, является давление, соответствующее тройной точке. Под ней понимается то единственное состояние, в котором могут одновременно находиться в равновесии пар, вода и лед (точка a). Параметры тройной точки для воды:

$$p_o = 611 \text{ Па}; t_o = 0 \text{ }^\circ\text{C}; v_o = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

При более низких давлениях пар может сосуществовать лишь в равновесии со льдом. Процесс образования пара непосредственно из льда называется **сублимацией**.

Теперь соединим одноименные точки плавными кривыми.

Линия, проведенная по точкам c , называется **линией затвердевания**. Правее нее твердая фаза существовать не может.

Нижняя (левая) пограничная кривая является предельной для существования пара. Точки кривой определяют состояние кипящей воды. Влево от кривой до линии затвердевания лежит область не кипящей однофазной жидкости, вправо – область влажного пара.

Верхняя пограничная кривая дает зависимость удельного объема сухого насыщенного пара от давления.

Все точки горизонталей между нижней и верхней пограничными кривыми соответствуют состояниям влажного насыщенного пара.

Параметры, соответствующие состояниям жидкости на нижней пограничной кривой обозначаются с одним штрихом, на верхней – с двумя штрихами.

Процесс парообразования весьма существенно отличается от процессов изменения состояния идеального газа. Если у последних свойства вещества меняются постепенно, то при фазовом превращении малое подведенное (или отведенное) количество теплоты dq меняет свойства только малой части dm имеющегося вещества, причем эти свойства меняются не монотонно, а скачком. Скачок удельного объема виден на $v\rho$ -диаграмме, а скачок удельной энтропии – на sT -диаграмме (рис. 8.3).

Процесс парообразования на sT -диаграмме также отображается горизонтальной линией bg (значения T и p постоянны). Область двухфазного состояния (влажного пара) расположена ниже линии $T = T_{кр}$. Точка a пересечения нижней пограничной кривой с осью ординат соответствует параметрам тройной точки. Принято считать, что в этой точке $s = 0$ и $i = 0$. При малых и умеренных давлениях изобары почти совпадают с нижней пограничной кривой.

Площадь под изотермой bg (рис. 8.3) представляет собой **удельную теплоту парообразования**, которая определяет количество теплоты, необходимое для превращения одного килограмма воды в сухой насыщенный пар той же температуры.

Из первого закона термодинамики:

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

при изобарном процессе очевидно, что

$$r = u'' - u' + p(v'' - v'),$$

т.е. r состоит из двух слагаемых:

($u'' - u'$) называют теплотой (работой) дисгрегации (расходуется на преодоление сил внутреннего сцепления между молекулами в процессе парообразования),
 $p(v'' - v')$ – работа при расширении в процессе парообразования.

А так как $i = u + pv$, то

$$r = i'' - i',$$

или

$$r = T_s (s'' - s'),$$

где T_s – температура насыщения.

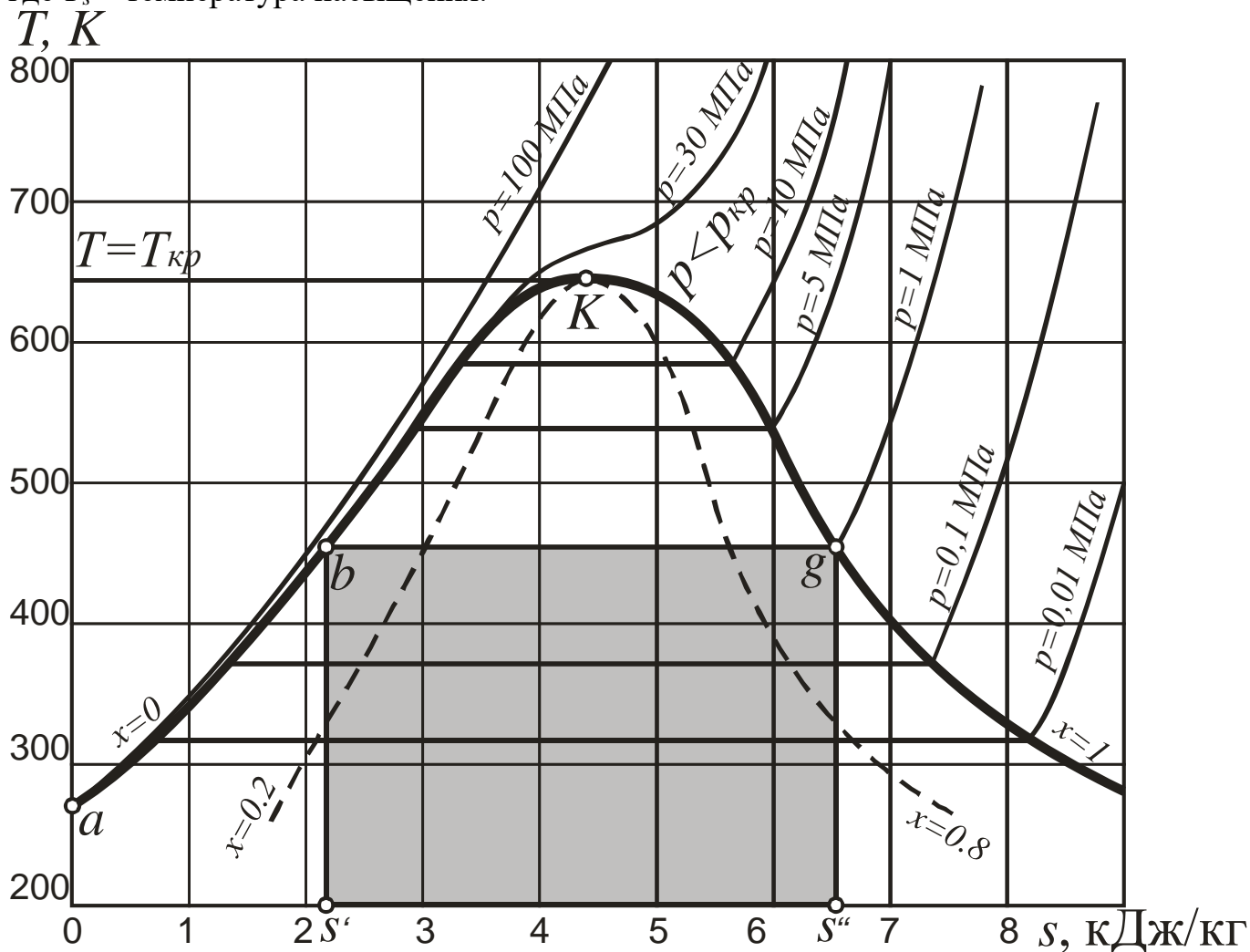


Рис. 8.3 – sT -диаграмма реального вещества

Термодинамические параметры кипящей воды и сухого насыщенного пара берутся из таблиц теплотехнических свойств воды и водяного пара. Состояние воды определяется двумя параметрами, поэтому таблицы составлены так, что по p и T легко найти v, i, s . Остальные параметры находятся по термодинамическим соотношениям. Состояние кипящей воды и сухого насыщенного пара определяется одним параметром, поэтому таблицы составлены так, что по значению p находятся величины $v', i', s', v'', i'', s'', r$.

Влажный воздух

В сушильной технике в качестве рабочего тела широко используют влажный воздух, представляющий собой смесь сухого воздуха и водяного пара.

Содержание водяного пара в атмосферном воздухе зависит от метеорологических условий, а также от наличия источников испарения воды и колеблется в широких пределах: от малых долей до 4 % (по массе). Смесь сухого воздуха и насыщенного водяного пара называется **насыщенным влажным воздухом**. Смесь сухого воздуха и перегретого водяного пара называется **ненасыщенным влажным воздухом**. Температура, до которой необходимо охладить ненасыщенный влажный воздух, чтобы содержащийся в нем перегретый пар стал насыщенным, называется **температурой точки росы**. При дальнейшем охлаждении влажного воздуха происходит конденсация водяного пара. Поэтому температуру точки росы часто используют как меру содержания в воздухе воды в парообразном состоянии.

Масса пара в 1 м^3 влажного воздуха называется **абсолютной влажностью**. Она численно равна плотности пара ρ_n' при своем парциальном давлении p_n и температуре смеси:

$$\rho_n' = m_n / V = p_n / (R_n T).$$

Отношение действительной абсолютной влажности воздуха ρ_n' к максимально возможной абсолютной влажности ρ_n' при той же температуре называют **относительной влажностью** и обозначают через φ , выражают в процентах или долях единицы:

$$\varphi = p_n / p_n = \rho_n' / \rho_n',$$

где p_n – парциальное давление водяного пара во влажном воздухе;

p_n – максимально возможное парциальное давление водяного пара при данной температуре.

Для сухого воздуха $\varphi = 0$, для насыщенного $\varphi = 100 \%$.

Относительная влажность сама по себе полностью не характеризует содержание пара во влажном воздухе, нужно еще знать температуру влажного воздуха, однозначно определяющую величину p_n .

Более объективное значение φ может быть получено при проведении измерений с помощью психрометра. Он состоит из двух термометров, резервуар с ртутью одного из них обмотан тканью, которую перед замером смачивают. Этот термометр называют мокрым, второй – сухим. Температура воды при этом равна температуре воздуха. Из опыта известно, что парциальное давление пара в тонком слое, прилегающем к поверхности жидкости, равно давлению насыщенного пара при температуре поверхности жидкости. Если при этом во влажном воздухе, окружающем поверхность воды, парциальное давление пара окажется меньше давления насыщенного пара, вода начнет испаряться. На испарение жидкости расходуется теплота, отбираемая в начальной момент от воды, и температура мокрого термометра начнет падать. Вследствие разности температур воздуха и воды, теплота начнет передаваться от воздуха к воде. Понижение температуры воды прекратится только тогда, когда количество внутренней энергии, расходуемое жидкостью на испарение, окажется равным количеству теплоты, получаемому жидкостью от окружающего воздуха. Температура поверхности жидкости, достигнутая в результате рассматриваемого процесса установления равновесия, называется **температурой мокрого термометра**. Найдя разницу показаний сухого и

мокрого термометров (психрометрическая разность), можно определить φ по специально прилагаемой таблице или номограмме.

Отношение массы водяного пара m_n содержащегося во влажном воздухе, к массе сухого воздуха m_e , называется **влажностью** воздуха и измеряется в килограммах на килограмм:

$$d = m_n / m_e.$$

Определяя массы сухого воздуха и водяного пара из уравнения состояния идеального газа, преобразуем это выражение к виду:

$$d = \frac{p_n V}{R_n T} : \frac{p_a V}{R_a T} = \frac{R_a p_n}{R_n p_a} = \frac{\mu_n p_n}{\mu_a (p - p_n)}.$$

Если $p_n = \varphi p_n$; $\mu_n = 18,016$ кг/кмоль и $\mu_a = 28,96$ кг/кмоль, то

$$d = \frac{18,016}{28,96} \frac{\varphi \cdot p_n}{p - \varphi \cdot p_n} = 0,622 \frac{\varphi \cdot p_n}{p - \varphi \cdot p_n} = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n}.$$

Максимально возможное влагосодержание (при $\varphi = 1$):

$$d_i = 0,622 \frac{p_i}{p - p_i}.$$

Величина $\psi = d / d_n$ называется **степенью насыщения воздуха**.

$$\psi = 0,622 \frac{p_n}{p - p_n} : 0,622 \frac{p_i}{p - p_i} = 0,622 \frac{\varphi \cdot p_i}{p - \varphi \cdot p_i} : 0,622 \frac{p_i}{p - p_i} = \varphi \frac{p - p_i}{p - p_n}.$$

Величины p_n и p_n малы по сравнению с p , поэтому $\psi \approx \varphi$.

При известных объемных долях сухого воздуха и пара во влажном воздухе, **кажущаяся молярная масса** влажного воздуха может быть вычислена по формуле

$$\mu = \sum_{i=1}^n (\mu_i r_i).$$

Поскольку

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\bar{n}i}} = \frac{P_i}{P_{\bar{n}i}},$$

то

$$\mu = \mu_a \frac{P_a}{p} + \mu_n \frac{P_n}{p} = \mu_a \frac{p - P_n}{p} + \mu_n \frac{P_n}{p} = \mu_a - (\mu_a - \mu_n) \frac{P_n}{p}.$$

Таким образом

$$\mu = 28,96 - 10,94 \frac{P_n}{p} \quad \text{или} \quad \mu = 28,96 - 10,94 \frac{\varphi \cdot P_i}{p}.$$

Газовую постоянную влажного воздуха можно определить соотношением

$$R = \frac{\tilde{R}}{\mu_a \left(1 - 0,378 \frac{\varphi \cdot P_i}{p} \right)} = \frac{R_a}{1 - 0,378 \frac{\varphi \cdot P_i}{p}}.$$

При известном влагосодержании газовую постоянную влажного воздуха можно определить по следующему выражению:

$$R \approx (287 + 461d) / (1 + d),$$

где 287 и 461 – величины газовой постоянной, соответствующие сухому воздуху и чистому водяному пару.

С учетом того, что

$$R = 8314 / \mu = 8314 / \left(28,96 - 10,94 \frac{P_n}{p} \right),$$

уравнение состояния влажного воздуха может быть записано в виде

$$\frac{p}{\rho} = \frac{8314 T}{28.96 - 10.94 \frac{p_n}{p}},$$

откуда плотность влажного воздуха

$$\rho = \frac{28.96 p - 10.94 p_n}{8314 T},$$

или из уравнения состояния идеального газа ($pV = mRT$):

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{P}{R_a T} \left(1 - 0.378 \frac{\varphi \cdot p_i}{p} \right) = 3.483 \cdot 10^{-3} \frac{P}{T} \left(1 - 0.378 \frac{\varphi \cdot p_i}{p} \right).$$

При известном влагосодержании:

$$\rho = \frac{p(1+d)}{R_n T(0.622+d)},$$

где $R_n = 461$ Дж/(кг К) – газовая постоянная чистого водяного пара.

Изобарную теплоемкость влажного воздуха c_p обычно относят к 1 кг сухого воздуха, т. е. к $(1+d)$ кг влажного воздуха. Она равна сумме теплоемкостей 1 кг сухого воздуха и d кг пара:

$$c_p = c_{pв} + d c_{pn}.$$

В приближенных термодинамических расчетах процессов с влажным воздухом в небольшом диапазоне температур можно применять удельную изобарную теплоемкость сухого воздуха $c_{pв} = 1005$ Дж/(кг К) ≈ 1 кДж/(кг К), удельную изобарную теплоемкость водяного пара $c_{pn} = 1930$ Дж/(кг К) $\approx 1,93$ кДж/(кг К).

Энтальпия влажного воздуха определяется как энтальпия газовой смеси, состоящей из 1 кг сухого воздуха и d кг водяного пара, т. е.

$$i = i_в + d i_n.$$

Энтальпия 1 кг сухого воздуха:

$$i_в = c_{pв} t = t \quad (\text{так как } c_{pв} = 1).$$

Энтальпия 1 кг пара, достаточно точно может быть вычислена по формуле, в которой теплота испарения воды при 0 °С принята равной 2501 кДж/кг, а теплоемкость пара 1,93 кДж/(кг К):

$$i_n = 2501 + 1,93 t.$$

Тогда

$$i = t + (2501 + 1,93 t) d.$$

В общем случае, когда влажный воздух помимо водяного пара содержит воду (туман) и лед (снег), в правой части формулы появятся еще два слагаемых: $d_{ж} i_{ж}$ и $d_{т} i_{т}$, в которых $d_{ж}$ и $d_{т}$ – содержание жидкой и твердой фазы во влажном воздухе.

$i_{ж} = c_{ж} t = 4,19 t$ и $i_{т} = 2,1 t - 335$ – энтальпия воды и льда соответственно.

В этом случае формула для расчета энтальпии влажного воздуха получит вид

$$i = t + (2501 + 1,93 t) d + 4,19 d_{ж} t + (2,1 t - 335) d_{т}.$$

При наличии жидкой или твердой фазы влагосодержание $d = d_n$.

ТЕМА 9. ОСНОВЫ ТЕОРИИ ТЕПЛООБМЕНА

Теплота может распространяться в любых веществах и даже через вакуум (пустоту). Идеальных теплоизоляторов не существует.

Во всех веществах теплота передается теплопроводностью за счет переноса энергии микрочастицами. Атомы, электроны и другие микрочастицы, из которых состоит вещество, движутся со скоростями, пропорциональными их температуре. За счет взаимодействия друг с другом быстро движущиеся микрочастицы передают свою энергию более медленным, перенося таким образом теплоту из зоны с высокой в зону с более низкой температурой. В теории теплообмена, как и в гидромеханике, термином «жидкость» обозначается любая сплошная среда, обладающая свойством текучести. Подразделение на «капельную жидкость» и «газ» используется только в случае, когда агрегатное состояние вещества играет в рассматриваемом процессе существенную роль.

В жидкостях перенос теплоты может осуществляться еще и за счет перемешивания. При этом уже не отдельные молекулы, а большие, макроскопические объемы горячей жидкости перемещаются в зоны с низкими температурами, а холодная жидкость попадает в зоны с высокими температурами. Перенос теплоты вместе с макроскопическими объемами вещества носит название **конвективного теплопереноса**, или просто **конвекции**.

Следует иметь в виду, что одновременно с конвекцией всегда сосуществует и теплопроводность, однако конвективный перенос в жидкостях обычно является определяющим, поскольку он значительно интенсивнее теплопроводности.

В твердых монолитных телах перемещение макроскопических объемов относительно друг друга невозможно, поэтому теплота переносится в них только теплопроводностью. Однако при нагреве, сушке зернистых материалов (песка, зерна и т.д.) очень часто искусственно организуют перемешивание. Процесс теплопереноса при этом резко интенсифицируется и физически становится похожим на конвективный теплоперенос в жидкостях.

Часто приходится рассчитывать теплообмен между жидкостью и поверхностью твердого тела. Этот процесс получил специальное название **конвективная теплоотдача** (теплота отдается от жидкости к поверхности или наоборот).

Третьим способом переноса теплоты является **излучение**. Излучением теплота передается через все лучепрозрачные среды, в том числе и через вакуум, например в космосе, где это единственно возможный способ получения теплоты от Солнца и потери ее в межзвездное пространство. Носителями энергии при теплообмене излучением являются фотоны, излучаемые и поглощаемые телами, участвующими в теплообмене.

В большинстве случаев перенос теплоты осуществляется несколькими способами одновременно, хотя часто одним или даже двумя способами пренебрегают ввиду их относительно небольшого вклада в суммарный сложный теплоперенос.

Интенсивность переноса теплоты характеризуется **интенсивностью теплового потока**, т.е. количеством теплоты, передаваемой в единицу времени через единичную площадь поверхности. Эта величина измеряется в Вт/м² и обычно

обозначается q . (Следует обратить внимание на то, что в термодинамике теми же буквами обозначают другие величины: q – удельное количество теплоты).

Количество теплоты, передаваемое в единицу времени через произвольную поверхность F , в теории теплообмена принято называть **мощностью теплового потока** или просто **тепловым потоком** и обозначать буквой Q . Единицей ее измерения служит Дж/с, т.е. Вт.

Теплопроводность

Целесообразно пояснить ряд понятий, входящих в основной закон теплопроводности.

Температурное поле – это совокупность значений температуры во всех точках тела в данный момент времени. Математически оно описывается в виде

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

Различают стационарное температурное поле, когда температура во всех точках тела не зависит от времени, и нестационарное. Кроме того, если температура изменяется только по одной или двум пространственным координатам, то температурное поле называют соответственно одно- или двухмерным.

Изотермическая поверхность – это геометрическое место точек, температура в которых одинакова.

Градиент температуры $grad\ t$ – это вектор, направленный по нормали к изотермической поверхности и численно равный производной от температуры по этому направлению.

Согласно **основному закону теплопроводности** – закону Фурье (1822), вектор плотности теплового потока, передаваемого теплопроводностью, пропорционален градиенту температуры:

$$q = -\lambda grad\ t,$$

где λ – коэффициент теплопроводности вещества, Вт/(м·К).

Знак минус в уравнении указывает на то, что вектор q направлен противоположно вектору $grad\ t$, т.е. в сторону наибольшего уменьшения температуры.

Тепловой поток dQ через произвольно ориентированную элементарную площадку dF равен скалярному произведению вектора q на вектор элементарной площадки dF , а полный тепловой поток Q через всю поверхность F определяется интегрированием этого произведения по поверхности F :

$$Q = \int_F q dF.$$

Коэффициент теплопроводности λ в законе Фурье характеризует способность данного вещества проводить теплоту. Значения λ приводятся в справочниках по теплофизическим свойствам веществ. Численно коэффициент λ равен плотности теплового потока при градиенте температуры 1 К/м. В газах он зависит в основном от скорости движения молекул, которая в свою очередь возрастает с увеличением температуры и уменьшением массы молекул. Наибольшей теплопроводностью обладает легкий газ – водород (при комнатных условиях $\lambda=0,2$ Вт/(м К)). У более тяжелых газов теплопроводность меньше – у воздуха $\lambda=0,025$ Вт/(м К), у диоксида углерода $\lambda=0,02$ Вт/(м К).

В металлах теплопроводность обеспечивается главным образом за счет теплового движения электронов («электронного газа»), которые более чем в 3000

раз легче молекул самого легкого газа – водорода. Соответственно и теплопроводность металлов много выше, чем газов. Наибольшим коэффициентом теплопроводности обладают чистые серебро и медь: $\lambda=400$ Вт/(м К). Для углеродистых сталей $\lambda=50$ Вт/(м К). У жидкостей λ , как правило, меньше 1 Вт/(м К). Вода является одним из лучших жидких проводников теплоты, для нее $\lambda=0,6$ Вт/(м К).

Коэффициент теплопроводности неметаллических твердых материалов обычно ниже 10 Вт/(м К).

Пористые материалы – пробка, различные волокнистые наполнители типа ваты – обладают наименьшими коэффициентами теплопроводности $\lambda < 0,25$ Вт/(м К), приближающимися при малой плотности набивки к коэффициенту теплопроводности воздуха, наполняющего поры.

Значительное влияние на λ могут оказывать температура, давление, а у пористых материалов еще и влажность. В справочниках всегда приводят условия, при которых определялся коэффициент λ .

Стационарная теплопроводность

Простейшей и очень распространенной задачей, решаемой теорией теплообмена, является определение плотности теплового потока, передаваемого через плоскую стенку толщиной δ (дельта), на поверхностях которой поддерживаются температуры t_{c1} и t_{c2} (рис. 9.1).

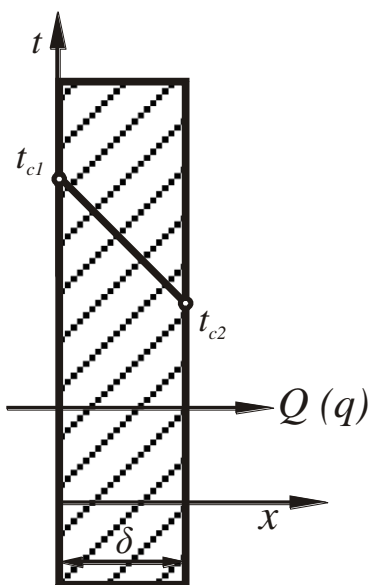


Рис. 9.1 – Схема плоской стенки толщиной δ с температурами t_{c1} и t_{c2} на поверхностях. Показан вектор плотности теплового потока $Q(q)$.

Температура изменяется только по толщине пластины – по одной координате x . Такие задачи называются одномерными, решения их наиболее просты.

Учитывая, что для одномерного случая

$$\text{grad } t = dt/dx,$$

и используя основной закон теплопроводности, получаем дифференциальное уравнение стационарной теплопроводности для плоской стенки:

$$q = -\lambda dt/dx.$$

В большинстве практических задач приближенно предполагается, что коэффициент λ не зависит от температуры и одинаков по всей толщине стенки. Значение λ находят в справочниках при температуре средней между температурами поверхностей стенки:

$$\bar{t} = 0,5(t_{c1} + t_{c2}).$$

При $\lambda = \text{const}$: $dt/dx = -q/\lambda = \text{const}$,

т. е. зависимость температуры t от координаты x линейна.

Разделив переменные в уравнении и проинтегрировав по t от t_{c1} до t_{c2} и по x от 0 до δ :

$$\int_{t_{c1}}^{t_{c2}} dt = -\frac{q}{\lambda} \int_0^{\delta} dx,$$

получим зависимость для расчета плотности теплового потока

$$q = (t_{c1} - t_{c2}) \lambda / \delta,$$

или

$$Q = q F = (t_{c1} - t_{c2}) \lambda F / \delta.$$

Отношение $\lambda F/\delta$ называется **тепловой проводимостью** стенки, а обратная величина $\delta/\lambda F$ – тепловым или **термическим сопротивлением** стенки и обозначается R_λ .

Пользуясь понятием термического сопротивления, формулу для расчета теплового потока можно представить в виде

$$Q = (t_{c1} - t_{c2}) / R_\lambda,$$

аналогичном закону Ома в электротехнике (*сила электрического тока равна разности потенциалов, деленной на электрическое сопротивление проводника, по которому течет ток*).

Очень часто термическим сопротивлением называют величину δ/λ , которая равна термическому сопротивлению плоской стенки площадью 1 м^2 .

Полученной формулой можно пользоваться и для расчета теплового потока через стенку, состоящую из нескольких плотно прилегающих друг к другу слоев разнородных материалов (рис. 9.2), например кирпичную стенку здания, покрытую слоем штукатурки, краски и т. д.

Термическое сопротивление такой стенки равно сумме термических сопротивлений отдельных слоев:

$$R_\lambda = \sum_{i=1}^n R_{\lambda i} = \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{F \lambda_i}.$$

В формулу нужно подставить разность температур в тех точках (поверхностях), между которыми «включены» все суммируемые термические сопротивления, т.е. в данном случае

$$Q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n R_{\lambda i}} = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{F \lambda_i}}.$$

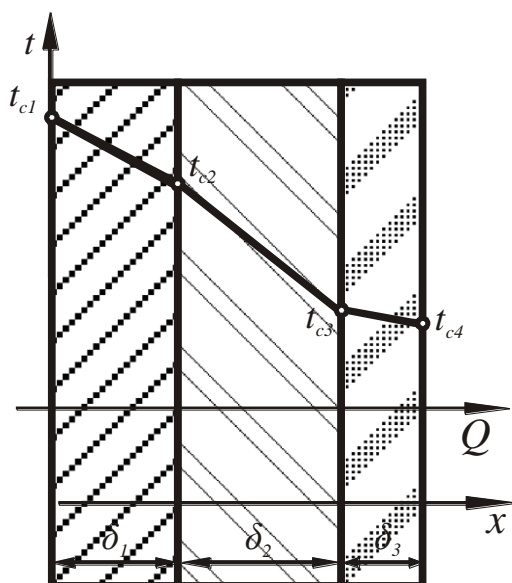


Рис. 9.2 – Распределение температуры по толщине многослойной плоской стенки

Распределение температур в пределах каждого слоя – линейное, однако в различных слоях крутизна температурной зависимости различна.

Более резко температура меняется в слоях с меньшей теплопроводностью. Так, в данном примере (рис. 9.2) наименьшей теплопроводностью обладает материал второго слоя, а наибольшей – третьего.

Идеально плотный контакт между отдельными слоями многослойной стенки получается, если один из слоев наносят на другой в жидком состоянии или в виде текучего раствора (цементного, гипсового и др.). Твердые тела касаются друг друга только вершинами профилей шероховатостей. Площадь контакта вершин пренебрежимо мала, и весь тепловой поток идет через воздушный зазор. Это создает дополнительное (контактное) термическое сопротивление R_K . Его можно приближенно оценить, если принять, что толщина зазора между соприкасающимися телами δ в среднем вдвое меньше максимального расстояния $\delta_{\text{макс}}$ между впадинами шероховатостей. Для уменьшения R_K необходимо заполнить зазоры каким-либо материалом с более высокой, чем у воздуха, теплопроводностью или хотя бы склеить.

Очень часто теплоносители движутся по трубам, и требуется рассчитать тепловой поток, передаваемый через цилиндрическую стенку трубы (рис. 9.3).

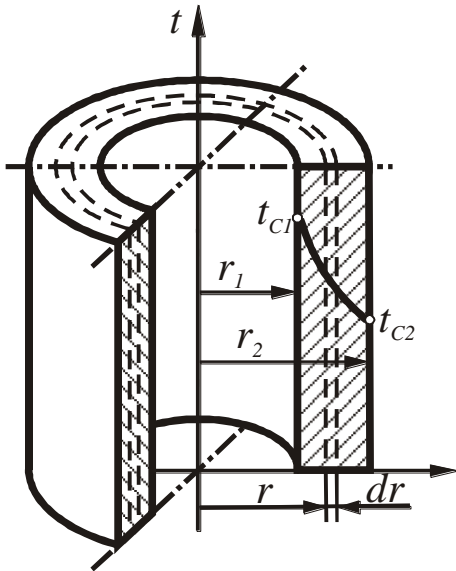


Рис. 9.3 – Изменение температуры по толщине цилиндрической стенки

Задача о распространении теплоты в цилиндрической стенке, при известных и постоянных температурах на внутренней и наружной поверхностях, также одномерная, если ее рассматривать в цилиндрических координатах.

Температура изменяется только вдоль радиуса (по координате r), а по длине трубы и по ее периметру остается неизменной. В этом случае

$$\text{grad } t = dt/dr$$

и закон Фурье будет иметь вид

$$q = -\lambda (dt/dr),$$

или для трубы длиной l

$$Q = Fq = -2\pi r l \lambda (dt/dr).$$

Разделим переменные:

$$dt = -\frac{Q}{2\pi\lambda r} dr.$$

Интеграл этого уравнения:

$$t = C - \frac{Q}{2\pi\lambda} \ln r$$

показывает, что распределение температуры по радиусу стенки подчиняется логарифмическому закону. У внутренней поверхности, где кривизна стенки больше, температура меняется резче, чем у наружной.

Интегрирование уравнения в определенных пределах (по t от t_{c1} до t_{c2} и по r от r_1 до r_2) дает зависимость для расчета теплового потока через цилиндрическую стенку:

$$Q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}.$$

Для труб обычно измеряется и приводится в условиях задач диаметр, а не радиус, поэтому отношение радиусов r_2/r_1 заменено отношением диаметров d_2/d_1 . Причем при $d_2/d_1 \approx 1$ расчет должен проводиться с высокой точностью, поскольку небольшая погрешность, допущенная при определении отношения d_2/d_1 , в этом случае дает значительную ошибку при вычислении логарифма. Например, погрешность менее 1 % дает погрешность вычисления теплового потока больше 10 %.

Для определения теплового потока через многослойную цилиндрическую стенку следует, как и для многослойной плоской стенки, просуммировать термические сопротивления отдельных слоев.

Конвективный теплообмен

Совместный процесс переноса теплоты конвекцией и теплопроводностью называется **конвективным теплообменом**.

Различают свободную и вынужденную конвекцию. Конвекция, создаваемая принудительным способом (мешалкой, вентилятором и т.д.), носит название **вынужденной**. Если же движение элементов объема среды вызвано наличием в ней

температурных разностей, а следовательно, разных плотностей, то такая конвекция называется **свободной** или **естественной**.

Процесс конвективного теплообмена между движущейся жидкой средой и поверхностью омываемого твердого тела называется **теплоотдачей**.

Рейнольдс в 1884 г. установил существование двух режимов движения жидкости, один из которых получил название **ламинарного**, другой – **турбулентного**. При ламинарном режиме все частички жидкости движутся параллельно друг другу, не перемешиваясь. Следовательно, перенос теплоты в этом направлении осуществляется только теплопроводностью (рис. 9.4, а). Поэтому для расчетов процессов теплоотдачи можно воспользоваться уравнением Фурье. Из-за сравнительно малых коэффициентов теплопроводности жидкостей (особенно газов) теплота по всему объему жидкости в ламинарном потоке распространяется медленно.

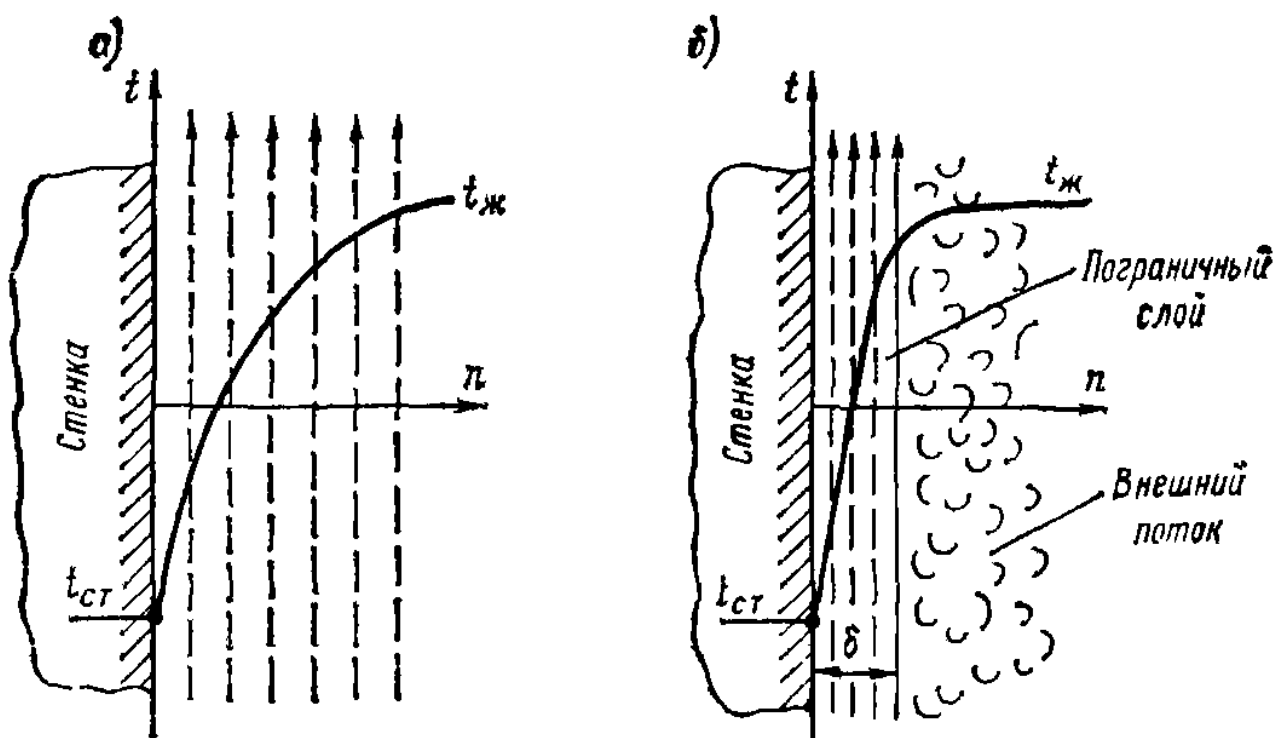


Рис. 9.4 – Теплоотдача при различных режимах течения жидкости:
а – при ламинарном; б – при турбулентном

При турбулентном режиме частички жидкости, участвуя в общем поступательном движении, перемещаются хаотично, неупорядоченно, с образованием вихрей и появлением нерегулярной пульсации скорости, давления и других параметров. Чем чаще образуются вихри, тем интенсивнее перемешивание потока, тем больше его турбулентность. Перенос теплоты в возмущенном вихрями потоке осуществляется конвекцией, но вблизи стенки этого не наблюдается из-за «прилипания» частиц жидкости к поверхности тела. На поверхности стенки в результате действия сил вязкости формируется тонкий слой заторможенной жидкости, получивший название гидродинамического пограничного слоя (рис. 9.4, б), который движется параллельно стенке.

Толщина пограничного слоя δ величина условная, так как переход от пограничного слоя к внешнему потоку не является резким. За толщину пограничного слоя δ принимают расстояние от поверхности стенки до слоя

жидкости, скорость которого отличается от скорости внешнего потока на малую, заранее заданную величину.

При теплообмене между стенкой и средой в области, граничащей с поверхностью тела, возникает **тепловой пограничный слой**, представляющий собой пристенный слой жидкости, в котором температура меняется от температуры стенки t_{cm} до температуры внешнего потока $t_{жс}$.

Термическое сопротивление пограничного слоя δ/λ во много раз превышает термическое сопротивление турбулентного внешнего потока и является определяющим в процессах конвективного теплообмена. Поэтому изменение температуры от $t_{жс}$ до t_{cm} сосредоточено в основном в пределах пограничного слоя.

Установлено, что в процессе теплообмена количество теплоты, отдаваемой или получаемой телом от окружающей среды, прямо пропорционально площади поверхности тела F , разности температур поверхности тела t_{cm} и среды (жидкости) $t_{жс}$, длительности процесса, а также зависит от физических свойств среды, характера ее движения, формы тела и его геометрических размеров. Для элементарной площадки и элементарного времени процесс описывается уравнением, названным основным уравнением конвективного теплообмена или законом Ньютона-Рихмана:

$$dQ_{\tau} = \alpha(t_{жс} - t_{cm})dFd\tau,$$

где $(t_{жс} - t_{cm})$ – температурный напор;

α – коэффициент пропорциональности, названный коэффициентом теплоотдачи, Вт/(м² К).

Из уравнения Ньютона-Рихмана имеем

$$\alpha = dQ_{\tau} / (t_{жс} - t_{cm})dFd\tau = q / (t_{жс} - t_{cm}),$$

т.е. коэффициент теплоотдачи равен количеству теплоты, воспринимаемой (или отдаваемой) единицей поверхности в единицу времени при разности температур между поверхностью и движущейся средой в 1 К.

Естественная конвекция возникает за счет теплового расширения жидкости, нагретой около теплоотдающей поверхности в самом процессе теплообмена. Она будет тем сильнее, чем больше разность температур $\Delta t = t_{cm} - t_{жс}$ и температурный коэффициент объемного расширения β :

$$\beta = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p=const},$$

где $v = 1/\rho$ – удельный объем жидкости.

Для газов, которые в большинстве случаев приближенно можно считать идеальными, коэффициент объемного расширения можно получить, воспользовавшись уравнением Клапейрона:

$$\beta = 1 / T.$$

Температурный коэффициент объемного расширения капельных жидкостей значительно меньше, чем у газов. В небольшом диапазоне изменения температур (а значит, и удельных объемов), производную в уравнении можно заменить отношением конечных разностей параметров холодной (с индексом «ж») и прогретой (без индексов) жидкости:

$$\beta \approx \frac{1}{v} \left(\frac{v - v_{ж}}{t - t_{жс}} \right) = \frac{\rho_{жс} - \rho}{\rho_{жс}(t - t_{жс})}.$$

Разность плотностей $\rho_{жс} - \rho = \beta \rho_{жс} (t - t_{жс})$ приводит к тому, что на любой единичный объем прогретой жидкости будет действовать подъемная сила F_n , равная

алгебраической сумме выталкивающей архимедовой силы $A = -\rho_{жс}g$ и силы тяжести $G = \rho g$:

$$F_n = A + G = -g(\rho_{жс} - \rho) = -\beta \rho_{жс} g (t - t_{жс}).$$

Подъемная сила F_n перемещает прогретую жидкость вверх без каких-либо побуждающих устройств (возникает естественная конвекция). Все рассуждения о возникновении естественной конвекции справедливы и для случая охлаждения жидкости с той лишь разницей, что жидкость около холодной поверхности будет двигаться вниз, поскольку ее плотность будет больше, чем вдали от поверхности.

Лучистый теплообмен

Тепловое излучение есть результат превращения внутренней энергии тел в энергию электромагнитных колебаний. При попадании тепловых лучей (волн) на другое тело их энергия частично поглощается им, снова превращаясь во внутреннюю.

Тепловое излучение как процесс распространения электромагнитных волн характеризуется длиной волны λ и частотой колебаний $\nu = c/\lambda$, где c – скорость света (в вакууме $c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Все виды электромагнитного излучения имеют одинаковую природу, поэтому классификация излучения по длинам волн в зависимости от производимого ими эффекта носит лишь условный характер. При температурах, с которыми обычно имеют дело в технике, основное количество энергии излучается при $\lambda = 0,8 - 80$ мкм. Эти лучи принято называть тепловыми (**инфракрасными**). Большую длину имеют радиоволны, меньшую – волны видимого (*светового*: $0,4 - 0,8$ мкм) и ультрафиолетового излучения.

Тепловой поток, излучаемый на всех длинах волн с единицы поверхности тела по всем направлениям, называется **поверхностной плотностью** потока интегрального излучения E , Вт/м². Она определяется природой данного тела и его температурой. Это собственное излучение тела.

Часть энергии излучения $E_{пад}$, падающей на тело (рис. 9.5), поглощается (E_A), часть отражается (E_R) и часть проникает сквозь него (E_D).

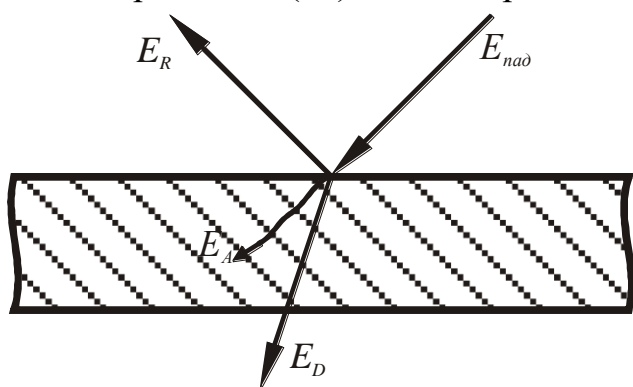


Рис. 9.5 – Энергетический баланс падающего излучения

Таким образом,

$$E_A + E_R + E_D = E_{пад}.$$

Это уравнение теплового баланса можно записать в безразмерной форме:

$$A + R + D = 1.$$

Величина $A = E_A/E_{пад}$ называется коэффициентом поглощения, $R = E_R/E_{пад}$ – коэффициентом отражения, $D = E_D/E_{пад}$ – коэффициентом пропускания.

Тело, поглощающее все падающее на него излучение, называется абсолютно черным. Для этого тела $A=1$. Тела, для

которых коэффициент $A < 1$ и не зависит от длины волны падающего излучения, называются серыми. Для абсолютно белого тела $R=1$, для абсолютно прозрачного $D=1$.

Если поверхность поглощает тепловые лучи, но не поглощает световые, она не кажется черной. Более того, наше зрение может воспринимать такую поверхность как белую, например снег, для которого $A=0,98$.

Твердые и жидкие тела в большинстве излучают энергию всех длин волн в интервале от 0 до ∞ , т. е. имеют сплошной спектр излучения (хотя наибольшее количество энергии испускается в пределах длин волн от 0,8 до 80 мкм). Чистые (неокисленные) металлы и газы характеризуются **селективным излучением**, т. е. излучают энергию только определенных длин волн.

В большинстве твердых и жидких тел поглощение тепловых лучей завершается в тонком поверхностном слое, т. е. не зависит от толщины тела. Для этих тел тепловое излучение обычно рассматривается как поверхностное явление. В газе, в силу значительно меньшей концентрации молекул, процесс лучистого теплообмена носит объемный характер. Коэффициент поглощения газа зависит от размеров («толщины») газового объема и давления газа, т.е. концентрации поглощающих молекул.

Сумма потоков собственного и отраженного телом излучения называется его **эффективным излучением**:

$$E_{эф} = E + R E_{над}.$$

Суммарный процесс взаимного испускания, поглощения, отражения и пропускания энергии излучения в системах тел называется **лучистым теплообменом**.

Величина λ_m (длина волны, характеризующаяся максимумом излучения) связана с абсолютной температурой тела T законом Вина:

$$\lambda_m = 2,898 \cdot 10^{-3} / T.$$

Из него следует, что с ростом температуры максимум излучения смещается в сторону коротких волн. Так, в излучении с поверхности Солнца ($T \approx 5800$ К) максимум приходится на видимую часть спектра ($\lambda_m \approx 0,5$ мкм), а в излучении электронагревателя ($T \approx 1100$ К) $\lambda_m = 3$ мкм, причем в последнем случае энергия видимого (светового) излучения ничтожна в сравнении с энергией теплового (инфракрасного).

Поверхностная плотность потока интегрального излучения абсолютно черного тела в зависимости от его температуры описывается законом Стефана-Больцмана:

$$E_0 = \sigma_0 T^4,$$

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

Для технических расчетов закон Стефана-Больцмана обычно записывают в виде:

$$E_0 = C_0 (T/100)^4,$$

где $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$ Вт/(м² К⁴) называется коэффициентом излучения абсолютно черного тела.

Тела, с которыми мы имеем дело на практике, излучают меньше тепловой энергии, чем абсолютно черное тело при той же температуре.

Отношение поверхностной плотности потока собственного интегрального излучения E данного тела к поверхностной плотности потока интегрального излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре называется **степенью черноты** этого тела:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 (T/100)^4 = C (T/100)^4.$$

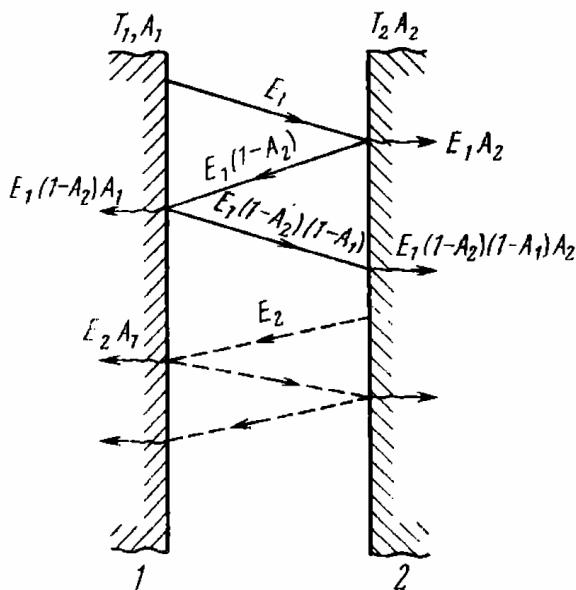
Здесь $C = \varepsilon C_0$ – коэффициент излучения реального тела, Вт/(м² К⁴).

Согласно закону Кирхгофа степень черноты любого тела в состоянии термодинамического равновесия численно равна его коэффициенту поглощения при той же температуре, т. е. $\varepsilon = A$. В соответствии с этим законом, отношение энергии излучения к коэффициенту поглощения (E/A) не зависит от природы тела и равно

энергии излучения E_0 абсолютно черного тела при той же температуре. Чем больше коэффициент поглощения, тем больше и энергия излучения этого тела при заданной температуре. Если тело мало излучает, то оно мало и поглощает. Абсолютно белое тело не способно ни излучать, ни поглощать энергию.

Теплообмен излучением системы тел в прозрачной среде

Рассмотрим теплообмен между двумя единичными (например, по 1 м^2) поверхностями, обращенными друг к другу с небольшим зазором (рис. 9.6), причем $T_1 > T_2$. В этой системе E_1 – энергия собственного излучения первого тела на второе, E_2 – второго на первое. Ввиду малого расстояния между ними практически все излучение каждой из рассматриваемых поверхностей попадает на противоположную. Для непрозрачного тела ($D = 0$ и $R = 1 - A$):



$$E_{\text{эф}} = E + E_{\text{над}} (1 - A).$$

Каждое из рассматриваемых тел имеет эффективное (полное) излучение, соответственно, $E_{\text{эф}1}$ и $E_{\text{эф}2}$. Для первого тела $E_{\text{эф}2}$ является падающим излучением, поэтому

$$E_{\text{эф}1} = E_1 + E_{\text{эф}2} (1 - A_1).$$

Аналогично для второго тела

$$E_{\text{эф}2} = E_2 + E_{\text{эф}1} (1 - A_2).$$

Плотность результирующего теплового потока от первого тела на второе равна

$$q_{1,2} = E_{\text{эф}1} - E_{\text{эф}2} = \frac{A_2 E_1 - A_1 E_2}{A_1 + A_2 - A_1 A_2} = \frac{A_2 \varepsilon_1 C_0 (T_1 / 100)^4 - A_1 \varepsilon_2 C_0 (T_2 / 100)^4}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}$$

Рис. 9.6 – Схема лучистого теплообмена между двумя телами. Будем считать, что степень черноты обеих поверхностей не меняется в диапазоне температур от T_1 до T_2 . Следовательно, по закону Кирхгоффа $A_1 = \varepsilon_1$ и $A_2 = \varepsilon_2$. Заменяя A на ε и вынося $\varepsilon_1, \varepsilon_2, C_0$, получаем

$$q_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} \cdot C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Величина

$$\frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \varepsilon_{\text{пр}}$$

называется **приведенной степенью черноты** системы тел. Как видно, $\varepsilon_{\text{пр}}$ меняется от нуля до единицы, оставаясь всегда меньше ε_1 и ε_2 .

С учетом $\varepsilon_{\text{пр}}$, формула для полного теплового потока записывается в виде

$$Q_{1,2} = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 F \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

где F – площадь теплообменной поверхности, одинаковая для обоих тел.

В соответствии с этим, полный поток теплоты, передаваемый излучением от горячего тела холодному, пропорционален поверхности тела, приведенной степени черноты и разности четвертых степеней абсолютных температур тел. На практике

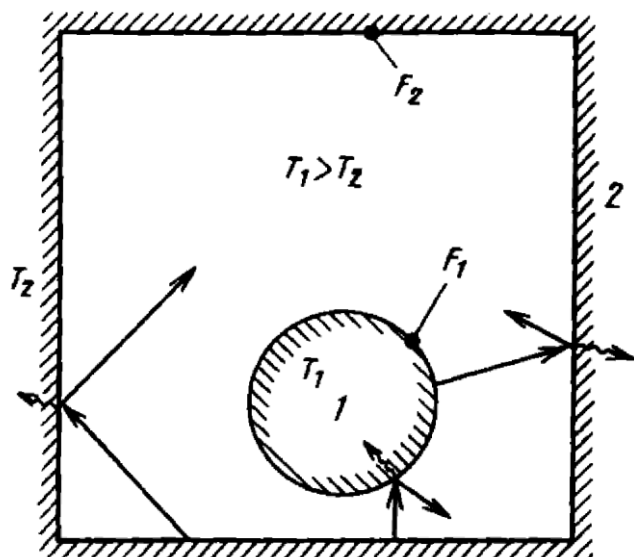


Рис. 9.7 – Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве

часто одна теплообменная поверхность полностью охватывается другой (рис. 9.7). В отличие от теплообмена между близко расположенными поверхностями с равными площадями здесь лишь часть излучения поверхности F_2 попадает на F_1 . Остальная энергия воспринимается самой же поверхностью F_2 . В этом случае

$$\varepsilon_{i\bar{\theta}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}.$$

В случае теплообмена между произвольными телами каждое из них излучает на другое лишь часть энергии, излучаемой им по всем направлениям; оставшая энергия рассеивается в пространстве или попадает на другие тела. В этом случае в расчетную формулу вводится поправочный коэффициент, называемый **коэффициентом облученности** тела $\varphi_{1,2}$ и учитывающий долю излучения первого тела, которая воспринимается вторым телом.

Таким образом, теплообмен между двумя произвольно расположенными телами может быть рассчитан по формуле

$$Q_{1,2} = \varphi_{1,2} \varepsilon_{i\bar{\theta}} C_0 F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Коэффициент облученности называют также угловым коэффициентом излучения. Это чисто геометрический фактор, зависящий только от формы, размеров тел и их взаимного расположения. Различают коэффициент облученности первым телом второго $\varphi_{1,2}$ и коэффициент облученности вторым телом первого $\varphi_{2,1}$. При этом $\varphi_{1,2} F_1 = \varphi_{2,1} F_2$. Коэффициент облученности определяется аналитически или экспериментально. Для большинства частных случаев, имеющих место в технике, значения коэффициентов облученности или соответствующие формулы для их расчета приводятся в справочниках. Если все излучение одного тела попадает на другое, то $\varphi_{1,2} = 1$. Применительно к рис. 9.7, $\varphi_{1,2} = 1$, а $\varphi_{2,1} = F_1 / F_2$.

В приближенных расчетах лучистого теплообмена между двумя произвольно расположенными телами ε_{np} допустимо рассчитывать по формуле $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1 \varepsilon_2$. Ошибка возрастает с уменьшением ε_1 или ε_2 .

Перенос лучистой энергии в поглощающей среде

Рассмотрим перенос энергии плоскопараллельным лучом в запыленной среде, например в продуктах сгорания твердого топлива, содержащих частицы золы. Луч направлен вдоль оси x (рис. 9.8). Площадь сечения луча примем равной 1 м^2 , тогда энергия луча на входе в среду равна E_n .

Для простоты будем считать частицы пыли сферическими одинакового размера с диаметром d и абсолютно черными.

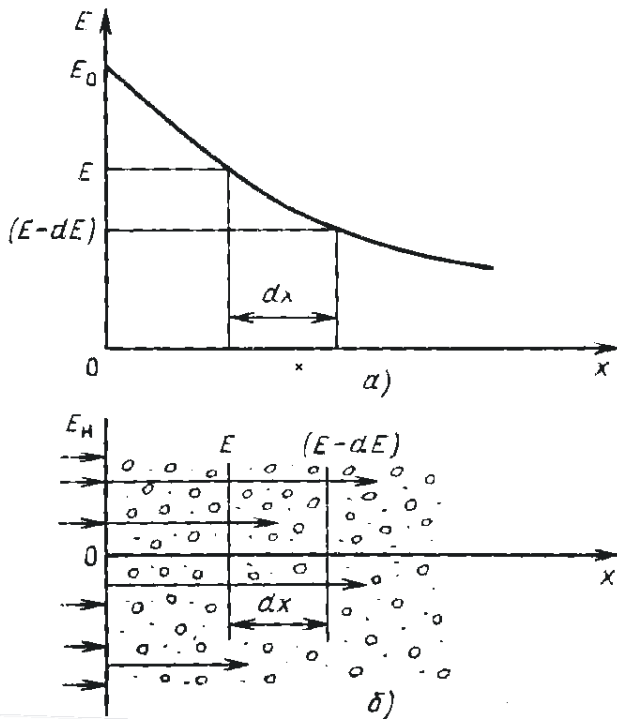


Рис. 9.8 – Ослабление плоскопараллельного излучения в запыленной среде

В слое толщиной dx частицы, встретившиеся на пути луча, поглощают энергию в количестве dE . Поглощенная энергия dE равна произведению падающей (E) на суммарную площадь поперечного сечения всех частиц в слое толщиной dx . В свою очередь, эта площадь равна произведению поперечного сечения одной частицы $\pi d^2/4$ на их число n . Число частиц n_1 в единице объема среды равно отношению их массы c_4 в единице объема ($\text{кг}/\text{м}^3$) к массе одной частицы плотностью ρ_4 :

$$n_1 = c_4 / (\rho_4 \pi d^3).$$

Число частиц в объеме слоя толщиной dx (и площадью 1 м^2):

$$n = n_1 dx.$$

Тогда

$$dE = -E \frac{\pi d^2}{4} \frac{6c_4}{\rho_4 \pi d^3} dx = -E \frac{1.5c_4}{d\rho_4} dx.$$

Отсюда

$$\frac{dE}{E} = -\frac{1.5c_4}{d\rho_4} dx.$$

Интегрируя это выражение от начального значения E_n (при $x = 0$) до текущего E , получим

$$E = E_n \exp\left(-\frac{1.5c_4}{d\rho_4} x\right).$$

Обозначив величину $(1.5c_4)/(d\rho_4)$ как χ (чи), а толщину слоя среды через l , получим

$$E = E_n e^{-\chi l}.$$

Этот закон экспоненциального ослабления излучения в лучепоглощающей среде носит название закон Бугера: коэффициент ослабления χ увеличивается с ростом массовой концентрации частиц и уменьшением их размеров.

Коэффициент поглощения слоя запыленной среды толщиной $x = l$ равен

$$A = (E_n - E) / E_n = 1 - e^{-\chi l}.$$

Таким образом, коэффициент поглощения (а, следовательно, и степень черноты) слоя запыленной среды, в отличие от твердого тела, зависит от его толщины и концентрации пыли.

В реальных системах процесс передачи лучистой энергии осложнен тем, что несферические частицы имеют различные размеры, степень их черноты не равна единице, а луч не плоскопараллельный. Поэтому действительная величина χ , а также величина l , заменяемая обычно на величину $l_{\text{эф}}$ (эффективная длина луча или эффективная толщина излучающего слоя), определяются из эксперимента и приводятся в справочниках.

ТЕМА 10. СЛОЖНЫЙ ТЕПЛООБМЕН И ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

В реальных условиях очень часто встречается сложный теплообмен, при котором теплота передается двумя или даже всеми тремя способами одновременно. Наиболее распространенным случаем сложного теплообмена является теплоотдача от поверхности к газу (или от газа к поверхности). При этом имеет место конвективный теплообмен между поверхностью и омывающим ее газом и, кроме того, поверхность излучает и поглощает энергию, обмениваясь потоками излучения с газом и окружающими предметами. В целом интенсивность сложного теплообмена в этом случае характеризуют суммарным коэффициентом теплоотдачи:

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_l.$$

Обычно считают, что конвекция и излучение не влияют друг на друга. Коэффициент теплоотдачи конвекцией α_k считают по ранее приведенным формулам, а под коэффициентом теплоотдачи излучением α_l понимают отношение плотности теплового потока излучением q_l к разности температур поверхности и газа:

$$\alpha_l = q_l / (t_c - t_2).$$

Даже при низких температурах вклад излучения в теплообмен между поверхностью и газом может быть значительным, особенно при низкой интенсивности теплоотдачи конвекцией. В ряде случаев влиянием одной из составляющих коэффициента теплоотдачи можно пренебречь. Например, с увеличением температуры резко возрастает тепловой поток излучением, поэтому в топках паровых котлов и печей, где скорости течения газов невелики, а $t_2 > 1000^\circ\text{C}$, обычно принимают $\alpha = \alpha_l$ и, наоборот, при теплообмене поверхности с потоком капельной жидкости определяющим является конвективный теплообмен, т.е. $\alpha = \alpha_k$.

Часто приходится рассчитывать стационарный процесс переноса теплоты от одного теплоносителя к другому через разделяющую их стенку. Такой процесс называется **теплопередачей**. Он объединяет все рассмотренные ранее элементарные процессы. Вначале теплота передается от горячего теплоносителя $t_{жс1}$ к одной из поверхностей стенки путем конвективного теплообмена, который может сопровождаться излучением. Интенсивность процесса теплоотдачи характеризуется коэффициентом теплоотдачи α_1 .

Затем теплота теплопроводностью переносится от одной поверхности стенки к другой. Термическое сопротивление теплопроводности R_λ рассчитывается в зависимости от вида стенки. И, наконец, теплота опять путем конвективного теплообмена, характеризуемого коэффициентом теплоотдачи α_2 , передается от поверхности стенки к холодной жидкости.

При стационарном режиме тепловой поток Q во всех трех процессах одинаков, а перепад температур между горячей и холодной жидкостями складывается из трех составляющих:

1) между горячей жидкостью и поверхностью стенки. Обозначим $R_\alpha = 1/\alpha F$, тогда согласно закону Ньютона-Рихмана

$$t_{жс1} - t_{c1} = Q / (\alpha_1 F) = Q R_{\alpha_1};$$

2) между поверхностями стенки:

$$t_{c1} - t_{c2} = Q R_\lambda.$$

3) между второй поверхностью стенки, площадь которой может быть отлична от F_1 (например, для цилиндрической стенки), и холодной жидкостью:

$$t_{c2} - t_{жс2} = Q/(a_2 F_2) = Q R_{a2}.$$

Просуммировав левые и правые части этих трех выражений, получим

$$t_{жс1} - t_{жс2} = Q \left(\frac{1}{\alpha_1 F_1} + R_\lambda + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right),$$

откуда

$$Q = \frac{t_{a1} - t_{a2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + R_\lambda + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} = \frac{t_{a1} - t_{a2}}{R_{a1} + R_\lambda + R_{a2}} = \frac{t_{a1} - t_{a2}}{R_\Sigma}.$$

Эта формула пригодна для расчета процесса теплопередачи через любую стенку (плоскую, цилиндрическую, многослойную и т.д.). Отличия при этом будут только в расчетных формулах для R_λ .

Величина $R_\alpha = 1/\alpha F$ называется **термическим сопротивлением теплоотдачи**, а суммарное термическое сопротивление R_h – **термическим сопротивлением теплопередачи**.

Тепловой поток равен отношению перепада температур к сумме термических сопротивлений, между которыми этот перепад измеряется (аналогично закону Ома). В процессе передачи теплоты через стенку между двумя теплоносителями тепловой поток преодолевает три последовательно «включенных» термических сопротивления: теплоотдачи R_{a1} , теплопроводности R_λ и снова теплоотдачи R_{a2} .

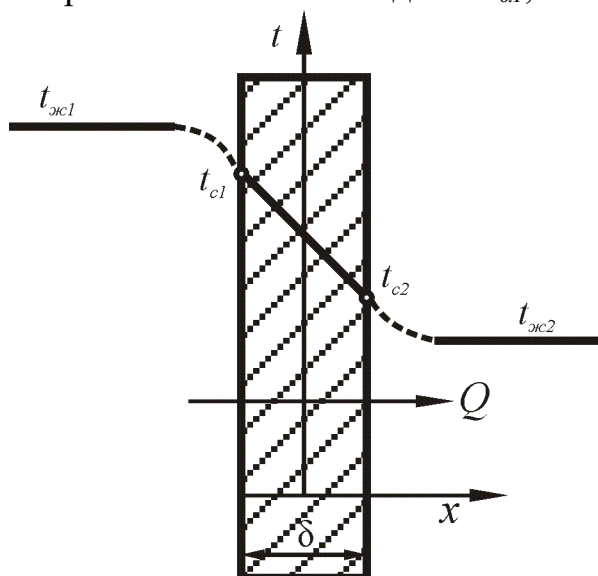


Рис. 10.1 – Распределение температуры при передаче теплоты между двумя теплоносителями через плоскую стенку

В случае теплопередачи через плоскую стенку (рис. 10.1), для которой $R_\lambda = \delta/(\lambda F)$, а площади поверхностей плоской стенки одинаковы с обеих сторон ($F_1 = F_2 = F$), удобнее рассчитывать плотность теплового потока q . Тогда

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{t_{a1} - t_{a2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k(t_{a1} - t_{a2});$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}},$$

где k – коэффициент теплопередачи. Он характеризует интенсивность процесса теплопередачи от одного теплоносителя к другому через разделяющую их плоскую стенку. Численное значение

коэффициента теплопередачи равно тепловому потоку от одного теплоносителя к другому через 1 м² разделяющей их плоской стенки при разности температур теплоносителей в 1 К. В случае многослойной стенки вместо отношения δ/λ , следует подставлять сумму этих отношений для каждого слоя.

Следует обратить внимание на различие между коэффициентами теплопроводности λ , теплоотдачи α и теплопередачи k . Эти коэффициенты характеризуют интенсивность различных процессов и по-разному рассчитываются.

Коэффициент теплопередачи – чисто расчетная величина, которая определяется коэффициентами теплоотдачи с обеих сторон стенки и ее термическим сопротивлением. Важно подчеркнуть, что коэффициент теплопередачи никогда не

может быть больше α_1 , α_2 и δ/λ . Сильнее всего он зависит от наименьшего из этих значений, оставаясь всегда меньше его.

Коэффициентом теплопередачи пользуются и при расчете теплового потока через тонкие цилиндрические стенки (трубы), если $d_{вн}/d_{вн} < 1,5$:

$$Q_{тр} = qF_{тр} = k(t_{ж1} - t_{ж2}) F_{тр}.$$

Площадь поверхности трубы $F_{тр}$ считают при этом с той ее стороны, с которой коэффициент теплоотдачи меньше. Если же коэффициенты близки друг к другу, $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то целесообразно площадь считать по среднему диаметру трубы. В этом случае погрешность от замены в расчетах цилиндрической стенки на плоскую будет минимальна. Обычно тепловые расчеты проводят с точностью до третьей значащей цифры.

ТЕМА 11. ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

В современной технике широко используются процессы истечения газов из каналов различной формы. Такие процессы приходится рассчитывать при проектировании двигателей, газовых турбин, компрессоров, холодильных машин, технологических процессов с использованием газовых струй и т. п.

Установившимся называется такое течение, при котором в каждой точке потока параметры газа не изменяются во времени. Течение называется **одномерным**, если параметры газа изменяются только вдоль одной оси (вдоль потока).

В действительности течение газа в канале не одномерное. Скорость в канале не одинакова по его сечению. Например, у стенки она обязательно обращается в нуль (эффект «прилипания»).

Между потоком газа в канале и окружающей средой может происходить теплообмен при условии существования поперечного (поперек потока) градиента температуры. Часто (для упрощения) значения параметров в сечении потока текущего газа принимают средними. В этом случае значительно проще описывать процессы течения газа в каналах. Однако применять такое упрощение не всегда допустимо. Например, при исследовании течения газа в каналах с большим расширением или с большой кривизной оси канала указанное упрощение может привести к существенной ошибке. При изучении одномерного потока обычно определяется изменение давления газа вдоль потока $p=f(x)$, плотности газа вдоль потока $\rho=f(x)$ и т. д. Здесь x – координата сечения потока газа.

Для каналов заданной формы дополнительно находится зависимость от координаты x скорости течения газа w , причем сама скорость определяется другими параметрами газа. Поэтому при изучении установившегося одномерного потока газа часто вместо координаты x в качестве аргумента выбирают скорость течения w или другой параметр потока. Произведение ρw обычно называется **потоком массы**.

Для одномерного стационарного потока уравнение сплошности имеет вид

$$\frac{d(\rho w)}{dx} = 0,$$

откуда $\rho w = \text{const}$.

Так как

$$\rho w = M/f,$$

где M – массовый расход, кг/с; f – площадь поперечного сечения, м²;

то уравнение сплошности получит вид

$$M = \rho w f = \text{const}$$

или

$$f w = M/\rho = M v = \text{const}.$$

Движение газа происходит в одномерном поле давления $p=f(x)$ с градиентом dp/dx , поэтому на выделенный элементарный объем $dV=f dx$ должна действовать сила $(dp/dx) dx f = (dp/dx) dV$, сообщающая массе газа $\rho f dx = \rho dV$ в стационарном потоке ускорение $dw/dt = (dw/dx)(dx/dt) = (dw/dx)w$. Такое ускорение приобретает элементарная масса газа, движущаяся со скоростью w в поле скорости $w=f(x)$ с градиентом dw/dx . Уравнение движения газа для одномерного потока в соответствии со вторым законом Ньютона (сила равна массе, умноженной на ускорение) может быть записано в виде

$$(dp/dx)dV = -w(dw/dx)\rho dV,$$

откуда

$$-dp = \rho w dw = \rho d(w^2/2).$$

Так как $\rho = 1/v$, то уравнение получает вид

$$-v dp = d(w^2/2).$$

Таким образом, dp и dw в потоке газа всегда имеют разные алгебраические знаки. Это свидетельствует о том, что скорость одномерного потока газа возрастает только в направлении уменьшения давления.

Из уравнения первого закона термодинамики для потока газа

$$di = dq + d(w^2/2)$$

следует, что теплота dq , подведенная к элементарной массе газа в потоке, тратится на увеличение его энтальпии di и кинетической энергии $d(w^2/2)$, которую можно превратить в механическую работу, например, в газовых турбинах, в реактивных двигателях и т. п. Это уравнение используют при исследовании газовых потоков, так как в него входит основной параметр потока – его скорость.

Если течение газа происходит без теплообмена с окружающей средой ($dq = 0$), то

$$d(w^2/2) = -di,$$

или после интегрирования

$$(w_2^2/2) - (w_1^2/2) = i_1 - i_2.$$

Поток газа может быть использован для получения механической работы. С этой целью к газу подводится теплота и газ по каналу специального профиля с возрастающей скоростью (по мере падения давления) направляется к лопаткам ротора турбины. Поток газа при переходе через лопатки турбины теряет часть кинетической энергии, за счет чего ротор получает вращательное движение, совершая таким образом, механическую работу l_t , называемую технической.

Процесс течения газов в соплах можно считать адиабатным, так как скорость потока велика, а время пребывания газа в канале мало, в связи с чем, теплообмен газа с окружающей средой практически не происходит.

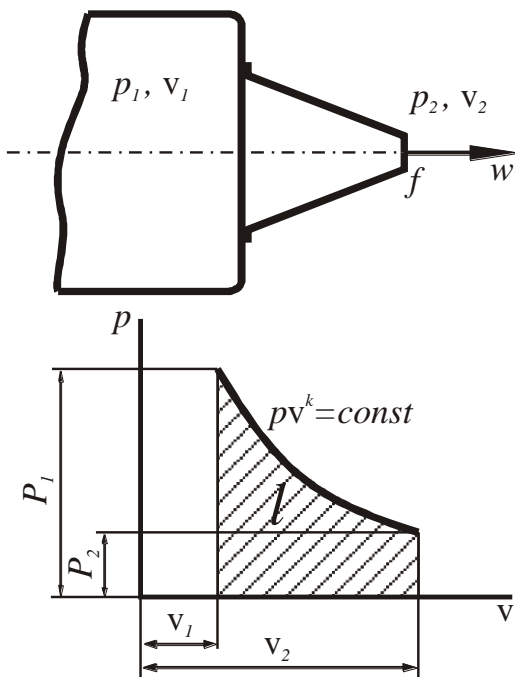


Рис. 11.1 – Истечение газа из простого сопла

Если скоростью газа в начале сопла пренебречь (она мала по сравнению со скоростью на выходе из сопла), то скорость истечения газа в адиабатном процессе из конoidalного (простого) сопла (рис. 11.1) из сосуда неограниченной емкости определяется по формуле

$$w = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]},$$

где k – показатель адиабаты.

Массовый расход газа через сопло определяется по формуле

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

где f – площадь выходного сечения сопла, m^2 .

Из полученного выражения следует, что

массовый расход идеального газа при истечении зависит от площади выходного сечения сопла, свойств и начальных параметров газа (k, p_1, v_1) и степени его расширения (т. е. давления p_2 газа на выходе). По данному уравнению построена кривая 1-K-0 (рис. 11.2).

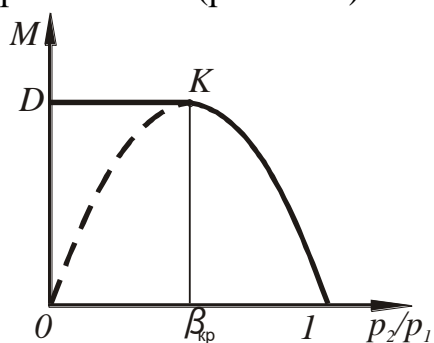


Рис. 11.2 – Зависимость массового расхода газа через сопло от отношения p_2/p_1

При $p_2=p_1$ расход, естественно, равен нулю. С уменьшением давления среды p_2 расход газа увеличивается и достигает максимального значения при $p_2/p_1=\beta_{кр}$. При дальнейшем уменьшении отношения p_2/p_1 значение M , рассчитанное по формуле выше, убывает и при $p_2/p_1=0$ становится равным нулю.

Сравнение описанной зависимости с экспериментальными данными показало, что для $\beta_{кр}<p_2/p_1<1$ результаты полностью совпадают, а для $0<p_2/p_1<\beta_{кр}$ они расходятся – действительный массовый расход на этом участке остается постоянным (прямая KD).

В суживающемся сопле невозможно получить давление газа ниже некоторого критического значения $p_{кр}$, соответствующего максимальному расходу газа через сопло. Как бы мы ни понижали давление p_2 среды, давление на выходе из сопла остается постоянным и равным $p_{кр}$.

Величину $\beta_{кр}$ можно отыскать по формуле

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}.$$

Таким образом, отношение критического давления к давлению перед соплом имеет постоянное значение и зависит только от показателя адиабаты, т. е. от природы рабочего тела. Для одноатомных газов $\beta_{кр}=0,49$, для двухатомных $\beta_{кр}=0,528$, для трехатомных и перегретого пара $\beta_{кр}=0,546$.

Критическая скорость устанавливается в устье сопла при истечении в окружающую среду с давлением, равным или ниже критического. Она определяется физическими свойствами и начальными параметрами газа. Ее можно определить из уравнения

$$w_{кр} = \sqrt{2 \frac{k}{k+1} p_1 v_1}.$$

Критическая скорость газа при истечении равна местной скорости звука в выходном сечении сопла. В суживающемся сопле газ не может расширяться до давления, меньшего критического, а скорость не может превысить критическую.

Максимальный массовый расход газа при критическом значении $\beta_{кр}$ можно определить по формуле

$$M_{кр} = f \sqrt{\frac{2k}{k+1} \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}}.$$

Максимальный массовый расход определяется состоянием газа на входе в сопло, величиной выходного сечения сопла и показателем адиабаты газа.

Все приведенные соотношения приближенно справедливы и для истечения из непрофилированных сопел, например из отверстий в сосуде под давлением. Из-за потерь на завихрения, расход вытекающего газа будет меньше расчетного.

ТЕМА 12. ДРОССЕЛИРОВАНИЕ ГАЗОВ И ПАРОВ

На пути движения стационарного потока реального газа или пара по каналу диаметром d во многих случаях встречаются препятствия, например, в виде диафрагмы диаметром d_0 (рис. 12.1). Опытами установлено, что при адиабатном

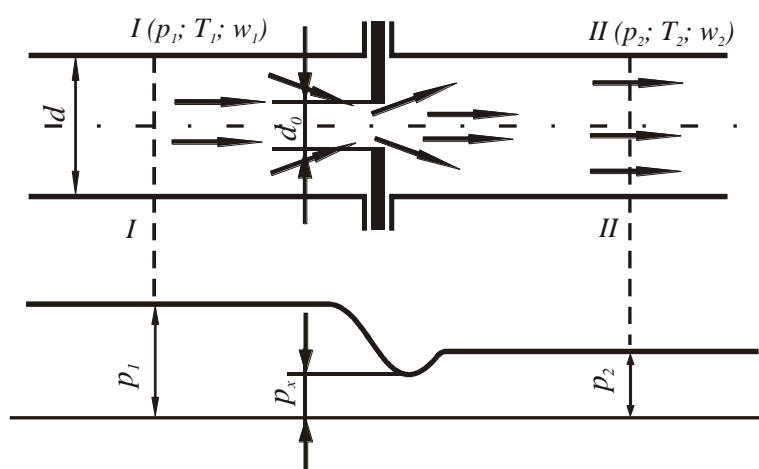


Рис. 12.1 – Дросселирование газа или пара при течении в канале с диафрагмой

течении давление p_2 после диафрагмы становится меньшим давления p_1 до диафрагмы. Процесс понижения давления реального газа или пара при переходе через препятствие без совершения технической работы называется **дросселированием**. При некоторых условиях в результате дросселирования снижается температура газа. Этот эффект используют в холодильной технике. В тепловых двигателях при течении рабочего тела

(реального газа или пара) по трубам с вентилями, клапанами или другими препятствиями происходит процесс дросселирования, в результате которого снижается температура рабочего тела, в связи с чем, уменьшается коэффициент полезного действия двигателя.

Для определения соотношения параметров реального газа или пара до и после дросселирования необходимо выбрать сечения $I-I$ и $II-II$ на некотором удалении от диафрагмы, где параметры потока влево от сечения $I-I$ и вправо от сечения $II-II$ по длине канала не изменяются.

Если процесс дросселирования протекает без обмена теплотой с окружающей средой (т.е. адиабатно), то в процессе дросселирования энтальпия не изменяется. Для доказательства этого утверждения можно проследить за изменением состояния некоторого объема газа ΔV при его течении по каналу (рис. 12.1). На перемещение объема ΔV к сечению $I-I$ затрачивается работа $p_1 v_1$. Его внутренняя энергия u_1 , а кинетическая энергия $w_1^2/2$. В этом случае полная удельная энергия определится в виде суммы $p_1 v_1 + u_1 + w_1^2/2$. Процесс дросселирования протекает без совершения технической работы, поэтому полная энергия выбранного объема до диафрагмы (сечение $I-I$) и после диафрагмы (сечение $II-II$) остается без изменения. Следовательно

$$p_1 v_1 + u_1 + w_1^2/2 = p_2 v_2 + u_2 + w_2^2/2$$

или

$$i_1 - i_2 = w_2^2/2 - w_1^2/2.$$

Так как в процессах дросселирования изменение скорости $w_2 - w_1$ очень мало, то им можно пренебречь и считать, что $i_1 = i_2$. Таким образом, в результате дросселирования, энтальпия газа не изменяется. Этот вывод получен на основании уравнения первого закона термодинамики и поэтому справедлив как для реальных газов и паров, так и для капельных жидкостей.

При переходе газа или пара через диафрагму скорость его движения w_x должна стать больше w_1 , так как площадь проходного сечения диафрагмы диаметром d_0 меньше проходного сечения канала диаметром d . Это возможно только в том случае, если $p_x < p_1$ (рис. 12.1). После диафрагмы скорость w_x должна вновь уменьшиться до w_1 , так как площадь проходного сечения канала увеличивается. Если при этом выполняется условие равенства скоростей течения газа или пара в сечениях *I-I* и *II-II*, то можно предположить, что в этих сечениях должны выравняться и давления. Однако в действительности p_x оказывается большим p_2 . Это объясняется тем, что часть разности кинетических энергий движения потока через диафрагму $w_1^2/2$ и после нее $w_2^2/2$ преобразуется в теплоту, однако ее не хватает для повышения давления текущего вещества в сечении *II-II* до p_2 . Следовательно, между сечениями *I-I* и *II-II* при дросселировании протекает необратимый процесс.

Опытами установлено, что в результате дросселирования, при снижении давления на Δp , температура изменяется на ΔT . Это явление называется эффектом Джоуля-Томсона.

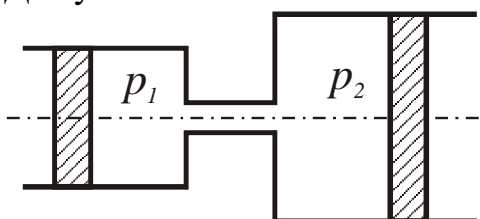


Рис. 12.2 – Схема установки

Пусть адиабатный процесс дросселирования осуществляется при перетекании газа из одного цилиндра в другой сквозь трубку малого диаметра, а давление газа слева и справа от трубки поддерживается постоянным с помощью двух подвижных поршней (рис. 12.2).

Левый поршень, воздействуя на каждый килограмм газа, совершает работу, равную $p_1 v_1$ правый – $p_2 v_2$. По первому закону термодинамики, изменение энергии газа должно быть равно сумме внешних воздействий. В рассматриваемом процессе происходит изменение внутренней и кинетической энергий вещества без теплообмена с окружающей средой ($dq=0$), поэтому уравнение первого закона термодинамики ($di=dq+d(w^2/2)$) после интегрирования с учетом соотношения $i=u+pv$ получит вид

$$u_2 - u_1 + w_2^2/2 - w_1^2/2 = p_1 v_1 - p_2 v_2.$$

Для проталкивания газа через трубку, которая представляет собой дроссельное сопротивление, необходимо извне затрачивать работу $\Delta(pv) = p_1 v_1 - p_2 v_2$. Эта работа расходуется на увеличение внутренней энергии газа при дросселировании. Скорость w_2 в результате дросселирования становится меньше, чем w_1 , поэтому уменьшение кинетической энергии потока $\Delta w^2/2 = w_2^2/2 - w_1^2/2$ также затрачивается на увеличение внутренней энергии газа.

Полученное уравнение показывает, что внутренняя энергия реального газа в результате дросселирования увеличивается. Пусть общая затрата энергии извне $\Delta u_e = \Delta(pv) + \Delta w^2/2$, а изменение внутренней энергии $\Delta u = u_1 - u_2$. С учетом принятых обозначений и правила знаков имеем: $\Delta u = \Delta u_e$.

Внутренняя энергия u представляет собой сумму внутренних кинетической (K) и потенциальной (Π) энергий. Внутренняя кинетическая энергия прямо пропорциональна температуре газа, а потенциальная прямо пропорциональна объему газа. Следовательно, приращение внутренней энергии можно представить в виде

$$\Delta u = \Delta \Pi + \Delta K$$

и тогда

$$\Delta \Pi + \Delta K = \Delta u_e.$$

Из последнего уравнения следует:

1. если затрата внешней энергии $-\Delta u_в$ больше, чем приращение внутренней потенциальной энергии $\Delta\Pi$, то избыток внешней энергии идет на увеличение кинетической энергии ΔK и температура газа при дросселировании повышается (отрицательный дроссель-эффект);

2. если затрата внешней энергии $-\Delta u_в$ равна приращению внутренней потенциальной энергии $\Delta\Pi$, то приращение внутренней кинетической энергии $\Delta K=0$ и температура газа не меняется (дроссель-эффект равен нулю);

3. если затрата внешней энергии $-\Delta u_в$ меньше, чем вызванное расширением приращение внутренней потенциальной энергии $\Delta\Pi$, то разность между их абсолютными значениями покрывается уменьшением внутренней кинетической энергии ΔK . При этом температура газа понижается (положительный дроссель-эффект). Действительно, при понижении давления (увеличении объема) преодолеваются силы притяжения между молекулами, и газ совершает некоторую внутреннюю работу. На это затрачивается часть внутренней (кинетической) энергии и температура газа понижается.

ТЕМА 13. ПРИНЦИПЫ ДОСТИЖЕНИЯ СВЕРХНИЗКИХ ТЕМПЕРАТУР

Способы получения низких температур (у жидкого гелия – порядка 4 К) основаны на обратных термодинамических циклах. В них температура рабочего тела понижается ниже температуры имеющегося приемника теплоты в результате адиабатного расширения рабочего тела с совершением внешней работы в детандере (устройство, преобразующее потенциальную энергию газа в механическую энергию. При этом газ, совершая работу, охлаждается. Используется в цикле получения жидких газов, таких как воздух и гелий) или без совершения внешней работы, как, например, при дросселировании. Такие способы оказываются достаточно эффективными при условии, что изменение объема рабочего тела сопровождается значительным изменением его температуры (в адиабатных процессах) и энтропии (в изотермных процессах). Однако, в области сверхнизких температур (ниже 4 К) уже не остается рабочих тел, обладающих подходящими свойствами. Если использовать кипение жидкого изотопа ^3He в вакууме, то можно получить температуру порядка 0,3 К. Для получения еще более низких температур применяются термодинамические системы, в которых для изменения температуры и энтропии используются процессы, связанные с немеханической работой. При этом общий принцип понижения температуры рабочего тела остается тем же, что и в термодинамической системе. На первой стадии процесса над телом совершается работа при одновременном отводе теплоты к имеющемуся приемнику теплоты возможно более низкой температуры. В идеальном случае температура рабочего тела остается постоянной и равной температуре приемника теплоты, а энтропия рабочего тела уменьшается. На второй стадии осуществляется, адиабатный процесс, в котором происходит возвращение системы к первоначальному значению того параметра, который изменялся на первой стадии процесса при подводе работы. При этом температура рабочего тела понижается ниже температуры использованного

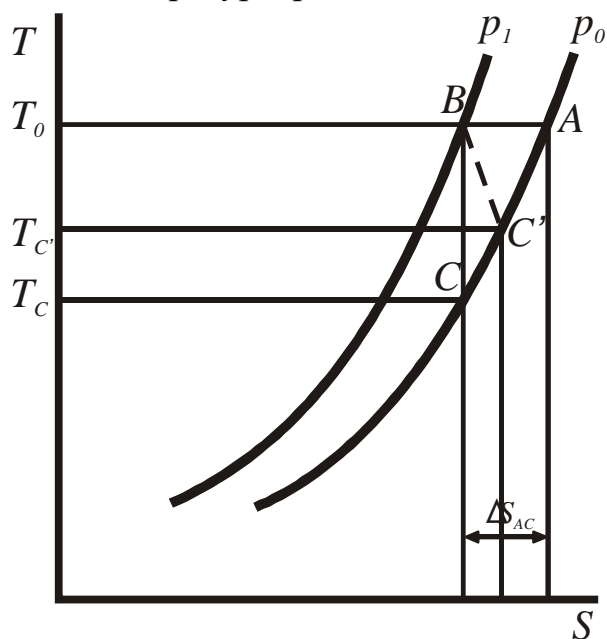


Рис. 13.1 – Процесс охлаждения вещества путем адиабатного расширения с совершением работы

приемника теплоты. Эффект понижения температуры оказывается наиболее сильным, если процессы на обеих стадиях проводятся обратимо.

На рис. 13.1 изображена sT -диаграмма процесса в термодинамической системе. На первой стадии производится изотермное сжатие рабочего тела от начального p_0 до некоторого конечного давления p_1 в процессе А-В. Температура рабочего тела при этом поддерживается постоянной за счет отвода теплоты к приемнику, имеющему температуру T_0 (это может быть температура природной окружающей среды или же температура промежуточного охлаждения, осуществляемого холодильной машиной предыдущей ступени). В результате отвода теплоты энтропия рабочего тела

уменьшается на величину ΔS_{AC} . На второй стадии рабочее тело расширяется до первоначального давления p_0 (процесс $B-C$), в результате чего его температура понижается до значения T_C . Если процесс расширения оказывается в той или иной мере необратимым ($B-C'$), то как итоговое уменьшение энтропии $\Delta S_{AC'}$, так и понижение температуры T_0-T_C' будут меньше, чем в случае равновесных процессов. Холодное рабочее тело с температурой T_C может служить приемником теплоты для следующей, более низкотемпературной ступени холодильной установки.

Для получения сверхнизких температур используется термомагнитная система, рабочим телом которой

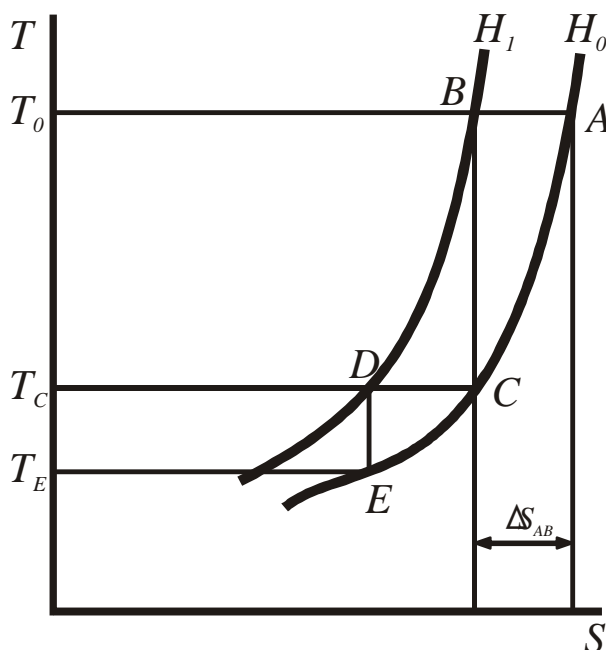


Рис. 13.2 – Процесс охлаждения вещества путем адиабатного размагничивания парамагнетика

являются кристаллы парамагнитной соли, содержащей ионы трехвалентных металлов гадолиния, железа, хрома или церия. Благодаря наличию незаполненной внешней электронной оболочки эти ионы обладают некоторым магнитным моментом, поэтому их энергия может изменяться под воздействием внешнего магнитного поля. Напряженность магнитного поля можно использовать в качестве параметра, характеризующего нетепловое (магнитное) воздействие на систему при рассмотрении происходящих процессов в энтропийной диаграмме (рис. 13.2). При отсутствии внешнего поля ($H_0=0$) магнитные диполи ориентированы хаотически, а кристалл в целом не обладает результирующим магнитным моментом (точка A). При увеличении напряженности поля до значения H_1 происходит поворот диполей по

направлению поля, что приводит к увеличению внутренней энергии системы. При отсутствии теплообмена, это вызвало бы повышение температуры кристалла. Если же кристалл находится в тепловом контакте с приемником теплоты, имеющим температуру T_0 , то намагничивание происходит изотермно (процесс $A-B$), а энтропия кристалла уменьшается на величину ΔS_{AB} . На следующей стадии кристалл изолируют от теплообмена с окружающими телами и производят его размагничивание уменьшением магнитного поля до нулевого значения (процесс $B-C$). Температура кристалла уменьшается до значения $T_C < T_0$. Охлажденный таким образом кристалл либо сам служит для изучения свойств вещества при низких температурах, либо используется для охлаждения, образцов других веществ, которые не обладают магнитными свойствами и потому не могут быть охлаждены непосредственно описанным способом. Применяя охлажденный кристалл в качестве приемника теплоты с температурой T_C для другой термомагнитной системы, можно получить еще более низкую температуру охлаждения T_E (процессы $A-B-C-D-E$).

С помощью адиабатного размагничивания, используя в качестве приемника теплоты ванну жидкого гелия ^3He , кипящего под вакуумом ($T_0=0,35$ К), удалось достичь температур порядка 0,01 К. Используя, охлажденную парамагнитную соль в качестве приемника теплоты в термомагнитной системе, оказалось возможным получить температуру всего на 10^{-6} К выше абсолютного нуля.

При приближении к абсолютному нулю температуры, в поведении термодинамических систем обнаруживаются новые свойства, не известные при более высоких температурах. Появление новых свойств объясняется с микрофизической точки зрения тем, что при низких температурах на поведении термодинамических систем начинают все больше сказываться квантово-механические эффекты, поскольку средняя кинетическая энергия теплового движения частиц становится соизмеримой с разницей между энергиями соседних разрешенных энергетических состояний частиц.

В 1906 г. немецкий физик Вальтер Нернст, исходя из имевшихся к тому времени экспериментальных данных о зависимости тепловых эффектов химических реакций от температуры, высказал гипотезу об особых, не известных ранее и не вытекающих из первого и второго законов термодинамики свойствах веществ при температурах, приближающихся к абсолютному нулю. Последующий анализ следствий из теоремы Нернста показал, что первоначальная ее формулировка, относившаяся к энергетическим эффектам химических реакций, является следствием некоторого более общего принципа, устанавливающего поведение равновесных термодинамических систем при стремлении температуры к абсолютному нулю. Этот принцип, не вытекающий из закона сохранения энергии (первого закона термодинамики) и из факта существования энтропии (второго закона термодинамики), получил название **третьего закона термодинамики**. Он имеет несколько различных по форме, но равноправных по существу формулировок, в каждой из которых подчеркивается то или иное следствие общего принципа. Одна из современных формулировок (формулировка Нернста-Симона) утверждает, что в любом равновесном изотермном процессе в конденсированной системе при температуре, стремящейся к абсолютному нулю, изменение энтропии стремится к нулю. Математически это может быть представлено в следующем виде:

$$\lim_{T \rightarrow 0} (\Delta S)_T = \lim_{T \rightarrow 0} (S_1 - S_2)_T = 0.$$

Здесь S_1 и S_2 – значения энтропии, получающиеся при приближении температуры к нулю с помощью двух различных процессов.

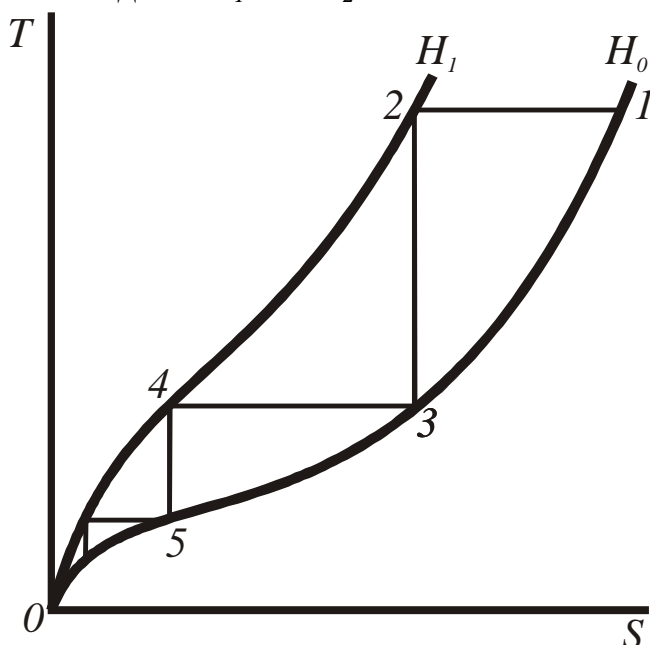


Рис. 13.3 – Процесс охлаждения вещества путем адиабатного размагничивания парамагнетика

Из этого выражения следует, что при $T=0$ К переход от состояния 1 к состоянию 2 не сопровождается изменением энтропии.

В соответствии с третьим законом термодинамики линии всех процессов на sT -диаграмме должны сходиться в одну точку на оси s при $T=0$. М. Планк показал, что можно считать энтропию при абсолютном нуле температуры равной нулю, т. е. можно положить $S_0=0$ и начало координат энтропийной диаграммы совместить с этой точкой (рис. 13.3).

Третий закон термодинамики позволяет сделать ряд важных заключений об изменении

термодинамических свойств веществ при температуре, стремящейся к абсолютному нулю. Одно из них – **принцип недостижимости абсолютного нуля температуры**. Изображая энтропийную диаграмму процессов охлаждения методом адиабатного размагничивания до значения температуры $T=0$ К (рис. 13.3) в соответствии с требованиями третьего закона о неизменности энтропии при $T=0$, легко показать справедливость следующего утверждения: за конечное число процессов, сколь угодно близких к идеальным, невозможно охладить термодинамическую систему до абсолютного нуля. Это утверждение известно, как формулировка третьего закона термодинамики в виде принципа недостижимости абсолютного нуля (формулировка Фаулера и Гугенгейма).

В самом деле, рассматривая последовательность процессов изотермного намагничивания и адиабатного размагничивания 1-2-3-4-5..., видим, что каждый следующий шаг приводит к все меньшему понижению температуры. Приближение к точке $T=0$, и, следовательно, $s=0$ оказывается асимптотическим, и после любого конечного числа операций, температура все еще остается выше абсолютного нуля.

Однако законы термодинамики не устанавливают никаких пределов того, насколько близко можно подойти к абсолютному нулю температуры.