

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД  
ДОНЕЦЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІНСТИТУТ ГІРНИЦТВА ТА ГЕОЛОГІЇ  
КАФЕДРА ОХОРОНИ ПРАЦІ ТА АЕРОЛОГІЇ

СХВАЛЕНО  
Протокол засідання кафедри  
Охорони праці та аерології  
№ 11 від 13 травня 2010 р.

Завідувач кафедри  
д.т.н., проф.  
Ю.Ф. Булгаков \_\_\_\_\_  
«13» «травня» 2010 р.

## КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

з нормативної навчальної дисципліни циклу професійної та практичної підготовки

## ТЕРМОДИНАМІКА

Галузь знань:

0503 Розробка корисних копалин

Напрямок підготовки:

6.050301 Гірництво

ЗАТВЕРДЖЕНО

на засіданні навчально-видавничої  
ради ДонНТУ  
Протокол № 4 від 07.10.2010 р.

Конспект лекцій з термодинаміки / Укл.: Тельний А.П., Кавера О.Л. – Донецьк: ДонНТУ. – 2010. – 58 С.

В конспекті лекцій послідовно викладаються основні поняття, ідеї та методи термодинаміки. Викладаються перший та другий закони термодинаміки, розглядаються замкнені термодинамічні процеси, процес утворення пари та ін. Конспект рекомендується для підготовки студентів за напрямком «Гірництво».

Укладачі:

доц. А.П. Тельний,  
доц. О.Л. Кавера

## СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Техническая термодинамика: Учебник для машиностроит. спец. вузов / В.И. Крутов, С.И. Исаев, И.А. Кожин и др. Под ред. В.И. Крутова. 3-е изд. – М.: Высшая школа, – 1991. – 384 С.
2. Базаров И.П. Термодинамика: Учебник для вузов 4-е изд., перераб. – М.: Высшая школа, – 1991. – 376 С.
3. Теплотехника: Учебник для вузов / А.П. Баскаков, Б.В. Берг, О.К. Витт и др. Под ред. А. Баскакова. – 2-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, – 1991. – 224 С.
4. Гончаров С.А. Термодинамика: Учебник для вузов / Редсовет: Пучков Л.А. (пред.) и др. – М.: Изд-во Московского государственного горного университета, – 1997. – 441 С.
5. Панкратов Г.П. Сборник задач по общей теплотехнике. – М.: Высшая школа, – 1977.
6. Руководство по проектированию вентиляции угольных шахт. – К.: Основа, – 1994. – 311 С.

### ТЕМА 1.

#### ВСТУП. ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ МЕТОД ДОСЛІДЖЕННЯ

**Термодинаміка** – наука про найбільш загальні властивості макроскопічних тіл (систем), що перебувають у стані термодинамічної рівноваги, які проявляються в процесах обміну енергією при переході між цими станами.

Виникла ця наука на початку XIX століття. Основним її змістом було вивчення процесів взаємоперетворення теплоти і механічної роботи в парових поршневих машинах. Надалі було встановлено, що метод, яким користується термодинаміка, має універсальний характер, тому що за допомогою того самого фізичного і математичного апарата, тобто з використанням тих самих формул, описуються процеси і явища зовсім різної природи. Наприклад: властивості речовин, електромагнітне випромінювання, перехід теплоти в електрику і т.д. Тому вплив термодинаміки на інші науки дуже великий, тому що практично всі явища природи тією чи іншою мірою є процесами перетворення (обміну) енергії.

Ломоносов пояснив зміст багатьох понять і питань стосовно законів термодинаміки майже за 100 років до їхнього формулювання. Карно ввів поняття рівноважний процес, круговий процес, першим розглянув оборотний цикл між двома джерелами теплоти, сформулював теорему Карно, обґрунтував принцип, що визначив працездатність теплоти (принцип Карно), сформулював другий закон термодинаміки. Джоуль, Майер, Гельмгольц розглядали питання, що відносяться до першого закону термодинаміки і сформулювали цей закон. Клаузіус ввів поняття внутрішньої енергії системи, записав аналітичне вираження першого закону, обґрунтував принцип існування ентропії і принцип зростання ентропії в необоротних процесах.



**Предметом** сучасної термодинаміки є вивчення тих найбільш загальних властивостей макроскопічних тіл, які не залежать від конкретної мікрофізичної будови цих тіл і які проявляються в процесах обміну енергією між тілами.

Термодинаміка характеризується своїм специфічним методом опису досліджуваних явищ. Головні особливості термодинамічного методу полягають у наступному.

1. Термодинамічний метод побудований на використанні невеликого числа узагальнених закономірностей, установлених у результаті накопичення і наукового аналізу величезної кількості дослідних фактів, що дозволяє розглядати ці закономірності як об'єктивні закони природи. Ці узагальнені закономірності були сформульовані у формі так званих трьох законів або трьох початків термодинаміки.

2. Термодинаміка при вивченні властивостей тіл, явищ природи, не цікавиться мікроскопічною будовою тіл. При описі різних процесів використовуються величини, які можуть бути безпосередньо обмірювані або обчислені по термодинамічних співвідношеннях з використанням обмірюваних величин. Ці величини називають макроскопічними або феноменологічними.

Перевага феноменологічних величин у тому, що співвідношення їх використання застосовні для опису властивостей речовин у різних станах (ж., т., г.) і явищ природи із зовсім різними формами існування матерії. Термодинамічні співвідношення не змінюються в міру поглиблення уявлення про будову речовини.

Недолік у тому, що при дуже низьких температурах і надвисоких тисках і температурах термодинамічні величини важко вимірювати. Тому поряд із класичною термодинамікою розвивається статистична в якій властивості тіл установлюються на основі уявлення про будову цих речовин. Точність виводів статистичної термодинаміки залежить від досконалості моделі, властивостей і будови речовини.

3. Термодинамічний метод не є абсолютно універсальним, тому що застосовується тільки для макроскопічних тіл. З іншої сторони кількість тіл у термодинамічній системі повинна бути обмежена.

## ТЕМА 2.

### ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТЕРМОДИНАМІКИ. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ

Існує багато різних **форм** руху матерії. Першою вивченою формою була механічна форма руху, що полягає в зміні просторового розташування макроскопічних тіл. До середини XIX в. були вивчені теплова, електрична, хімічна, магнітна і інші форми руху і знайдені кількісні заходи для кожної з них. При цьому встановлено, що рух може передаватися від одних тіл до інших, як без зміни, так і зі зміною форми руху. У першому випадку зменшення руху деякої форми в одному тілі супроводжується таким же збільшенням руху тієї ж форми в іншому (принцип збереження руху). У другому випадку – зменшення руху деякої форми в одному тілі приводить до збільшення в іншому тілі руху іншої форми (принцип перетворення руху). Кількісна еквівалентність різних форм руху послужила підставою для введення єдиної, загальної для всіх форм руху матерії міри – енергії.

**Енергія** – кількісна міра, загальна для всіх форм руху матерії, здатних перетворюватися одна в іншу.

Щоб у кожному випадку було зрозуміло про яку форму руху йде мова, використовують поняття **виду** енергії (кінетична, гравітаційна, хімічна, електрична енергія і ін.). Слід мати на увазі, що енергія «даного виду» не є чимось, що передається від одних тіл до інших у своїй незмінній якості. При передачі руху може відбуватися як зникнення колишньої, так і поява нової форми руху, але при цьому енергія як загальна міра будь-яких форм руху єдина по своїй сутності, вона не створювана і незнищима.

**Тепловим рухом** називають хаотичний механічний рух великої сукупності мікрочастинок, що становлять макроскопічні тіла.

На відміну від інших видів руху (механічного, електричного і ін.), характерних як для макроскопічних тіл, так і для елементарних часток, поняття **тепловий рух** і **тепловий енергія** мають сенс тільки для великої сукупності мікрочастинок.

Від поняття **вид енергії** слід відрізнити поняття **форма передачі енергії** (або спосіб обміну енергією).

Передача руху (енергії) від одних тіл до інших відбувається в результаті **взаємодії** цих тіл. Усі види термодинамічних взаємодій, тобто всі форми обміну енергією, зводяться до двох принципово різних способів: здійсненню роботи і теплообміну.

**Робота** – передача енергії в результаті макроскопічного, упорядкованого, спрямованого руху.

Кількість переданої при цьому енергії називають **роботою процесу** або просто **роботою**.

Найпростішим видом роботи є механічна робота. Загальною для всіх видів роботи властивістю є принципова можливість їх повного кількісного перетворення друг в друга.

**Теплообмін** – передача енергії в результаті хаотичного (теплого) руху мікрочастинок, що становлять макроскопічні тіла. Для цього між тілами повинен існувати тепловий контакт, а їх температура повинна бути різною. Кількість



переданої при цьому енергії називають **кількістю теплоти, теплотою процесу або теплотою**.

Робота (будь-якого виду) і теплота не є ні енергією, ні видом енергії; вони є лише кількостями, що виражають зміну матеріального руху у взаємодіючих тілах, а різні назви цих величин підкреслюють відмінності в способах (формах) обміну енергією.

*І робота, і теплота можуть викликати у взаємодіючих тілах зміну руху будь-якої форми. Наприклад, передача енергії в механічній формі шляхом здійснення роботи деформації над газом приводить до збільшення його теплового руху. Електрична робота, чинена акумулятором, супроводжується хімічними змінами його елементів.*

**Термодинамічна система** – макроскопічне тіло або сукупність макроскопічних тіл, здатних обмінюватися енергією і (або) речовиною між собою або з іншими тілами.

У якості термодинамічної системи може розглядатися земна атмосфера, комплекс машин електростанції або вузол теплового двигуна або яка-небудь речовина, що виконує головну функцію в машині і т.д. Часто об'єктом вивчення в термодинаміці є саме речовина, яка називається **робочим тілом** машини (робочою речовиною, агентом) і розглядається як окремий випадок термодинамічної системи. (Наприклад: пара, фреон)

Тіла, що не входять до складу досліджуваної термодинамічної системи, поєднуються загальним поняттям «навколишнє середовище». Межу між термодинамічною системою і навколишнім середовищем називають **контрольною поверхнею**. На ній відбувається взаємодія термодинамічної системи і навколишнього середовища, яка полягає в передачі енергії або речовини в систему або з неї. Це умовне поняття; лише в ряді випадків контрольна поверхня може збігатися з деякою реальною фізичною поверхнею.

*Наприклад, для газу в циліндрі контрольна поверхня збігається із внутрішніми поверхнями поршня і циліндра.*

Конкретний спосіб або форму передачі енергії називають **родом взаємодії**, а кількість родів взаємодії, що різняться між собою, до яких по своїй фізичній структурі здатна дана система, – числом термодинамічних ступенів свободи системи.

Прикладом термодинамічної системи із двома ступенями свободи є газ, що міститься у циліндрі з рухливим поршнем. Енергію газу можна змінити за допомогою здійснення механічної роботи, тобто всуваючи або висуваючи поршень – це механічний, або деформаційний, ступінь свободи. Другий ступінь свободи – тепловий (термічний). Він проявляється при зміні енергії газу шляхом теплообміну, наприклад при підведенні теплоти від нагрівача через стінку циліндра. Такі системи називають простими або **термодеформаційними**.

Система називається **закритою** (замкненою), якщо контрольна поверхня непроникна для речовини, тобто між системою і середовищем відсутній обмін масою. **Відкритою** система називається в тому випадку, коли при взаємодії через контрольну поверхню переходить речовина.

Частним випадком відкритої системи є так звана проточна система, коли на одних ділянках контрольної поверхні речовина входить у систему, а на інших – виходить із неї (провітрювана гірнична виробка).

Термодинамічна система називається **ізолюваною**, якщо контрольну поверхню не можуть перетинати ні потоки речовини, ні потоки енергії. Це наукова абстракція, тому що ідеальної ізоляції не існує.

Системи, що перебувають у тепловій ізоляції і тому, не обмінюються з навколишнім середовищем теплотою, називаються **адіабатними**.

**Стан** термодинамічної системи – сукупність фізичних величин, по яких можна відрізнити дану систему від інших, а також простежити за змінами, що виникають у системі при її взаємодії з навколишнім середовищем.

В ізолюваній системі із часом припиняється видимий макроскопічний обмін енергією і речовиною між різними її частинами і система приходить у стан, який називається **рівноважним**. Умовою рівноважності є рівномірний розподіл по системі тих фізичних величин, відмінність у яких є причиною обміну енергією. Якщо система ізолювана від зовнішніх впливів, то рівноважний стан системи зберігається незмінним необмежено довго, тобто система не може мимовільно вийти зі стану внутрішньої рівноваги. Для зміни стану системи необхідно усунути ізоляцію і допустити взаємодію між системою і навколишнім середовищем, тобто обмін енергією між ними в тих або інших формах.

Рівноважний стан системи слід відрізнити від **стаціонарного**, який також залишається незмінним у часі, але характеризується наявністю в системі потоків енергії або маси, як, наприклад, при теплопровідності, що встановилася (стаціонарній) у твердому тілі.

Фізичні величини, значення яких однозначно визначаються станом системи і не залежать від її передісторії, називаються **параметрами** стану або **функціями** стану системи. Часто параметрами стану називають лише ті величини, які мають просту фізичну природу і можуть бути безпосередньо обмірювані (*температура, тиск і т.п.*). Функціями стану в цьому випадку називають величини більш складної природи, недоступні для прямого виміру. Вони можуть бути виражені через параметри стану. *Наприклад, значення енергії ідеального газу можна обчислити, якщо відома його температура.* Разом з тим поняття параметр стану і функція стану в принципі рівнозначні.

Параметри стану, що обов'язково змінюються при наявності взаємодії певного роду і не мінливі під впливом взаємодії інших родів, називаються **координатами** термодинамічного стану. Зміна деякої координати стану говорить про те, що відбувається обмін енергією у відповідній формі, тобто взаємодія певного роду. Так, координатою деформаційного стану однорідного робочого тіла є його об'єм.

Значно складніше було виявити величину, яка є координатою термічного (теплого) стану системи. Утруднення ці були викликані тим, що фізична величина, що є координатою термічного стану системи, не впливає ні на органи почуттів людини, ні на вимірювальні прилади, тобто величина ця виявилася невимірюваною. Причиною неможливості виміряти цю величину є хаотичність, неспрямованість теплового руху матерії, не здатного спричинити спрямований силовий вплив на чутливий елемент приладу.

В 1852 г. Клаузіус увів поняття ентропії. **Ентропія** – функція стану, зміна якої в рівноважних процесах, однозначно пов'язана з кількістю енергії, переданою у формі теплоти. Прямий вимір її значення неможливий, але Клаузіус вказав спосіб обчислення її зміни через інші спостережувані в досліді і вимірювані величини.



Параметри, відмінність яких у термодинамічній системі приводить до взаємодії певного роду називають **потенціалом взаємодії**. Якщо температура системи і навколишнього середовища різна, то енергія буде передаватися у формі теплоти. Тому термодинамічна температура є потенціалом термічної взаємодії.

Застосовувані в термодинаміці макроскопічні (феноменологічні) **величини** прийнято ділити на калоричні і термічні, інтенсивні і екстенсивні, повні і відносні.

**Калоричними** називають термодинамічні величини, що виражаються в одиницях енергії. Приклад: внутрішня енергія, кількість теплоти, кількість роботи, ентропія і ін.

**Термічними** є величини, фізичний сенс яких не зв'язаний безпосередньо з поняттям енергії і які виражаються через температуру, сили, розміри і т.п. Приклад: температура, тиск, коефіцієнт термічного розширення і ін.

**Інтенсивними** називають величини, що не залежать від маси термодинамічної системи. Приклад: температура, тиск, напруженість силового поля і ін.

**Екстенсивними** (аддитивними (що сумуються)) називають величини, значення яких пропорційні кількості речовини або масі системи. Приклад: об'єм, внутрішня енергія, ентропія, і ін. Якщо система складається з окремих частин, то значення екстенсивної величини для системи дорівнює сумі значень цієї величини для всіх частин.

Якщо термодинамічна система фізично **однорідна** у всіх своїх частинах, то зручно всі розрахунки проводити для деякої одиничної частини цієї системи. Розрізняють: **питомі** величини – віднесені до 1 кг речовини; **об'ємні** – віднесені до 1 м<sup>3</sup> речовини; **молярні** – віднесені до 1 кмоль речовини.

Будучи віднесені до одиничної частини системи, екстенсивні величини перестають залежати від розмірів системи і здобувають властивості інтенсивних величин.

Для позначення повних величин використовують заголовні букви: внутрішня енергія  $U$ , робота  $L$ , кількість теплоти  $Q$ . Питомі значення позначають малими літерами, відповідно  $u$ ,  $l$ ,  $q$ .

**Термодинамічна температура** ( $T$ ), її значення виражається в кельвінах (К) або в градусах Цельсія (°C), але у всіх термодинамічних співвідношеннях використовується тільки термодинамічна температура, виражена в кельвінах. *Зв'язок між температурами, вираженими по двом шкалам, визначається співвідношенням*

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

**Термодинамічний тиск** ( $p$ ), являє собою силу, що діє за напрямком нормалі на одиничний майданчик деякої поверхні, що перебуває в системі. Одиницею тиску служить паскаль (Па) – тиск, викликаний силою 1 Н, рівномірно розподіленої по поверхні площею 1 м<sup>2</sup> і нормальної до неї. У термодинамічних співвідношеннях використовується абсолютний тиск, що представляє собою суму манометричного і барометричного (атмосферного) тисків:

$$p = p_{\text{надл}} + p_{\text{бар}}.$$

Нормальний барометричний тиск

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

**Ентропія** є екстенсивною величиною. Повна величина позначається буквою  $S$  і виражається в Дж/К, а питома – буквою  $s$  і виражається в Дж/(кг·К).

**Об'єм** ( $V$ ) системи виражається в м<sup>3</sup>. Для вираження координати стану однорідних систем використовують питомий об'єм  $v$  (м<sup>3</sup>/кг). Іноді в



термодинамічних співвідношеннях замість питомого об'єму застосовується зворотна величина – щільність  $\rho$  (кг/м<sup>3</sup>). ( $v = V/m$ ,  $\rho = m/V \Rightarrow v = 1/\rho$ .)

### Рівняння ідеального газу

Робочим тілом часто є газ (при не дуже низьких і не при надвисоких температурах). У такому газі власний об'єм молекул дуже малий у порівнянні з об'ємом, що займає газ, і ним можна зневажити. Відстань між молекулами також виявляється досить більшою і взаємодією між молекулами можна зневажити. Тому газ із властивістю сукупності не взаємодіючих матеріальних точок називають ідеальним газом. У термодинаміці ідеальним газом називають газ, що задовольняє стану

$$p\tilde{v} = \tilde{R}T, \quad (\text{рівняння Менделєєва-Клапейрона})$$

де  $\tilde{v}$  – молярний об'єм,

$\tilde{R} = 8.314 \cdot 10^3 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$  – універсальна газова постійна.

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

$$R = \frac{\tilde{R}}{\mu} \text{ – питома газова постійна; } pV = mRT.$$

Для однорідної системи:

$$pv = RT$$

Поведінка газів невисокої щільності добре описується рівнянням стану ідеального газу. З підвищенням тиску в кілька десятків разів спочатку з'являються помітні відхилення від рівняння Менделєєва-Клапейрона і потім – значні. Пояснюється це тим, що в газах з підвищеною щільністю, власний об'єм молекул і взаємодії між ними відіграють істотну роль.

Найбільш простим (а їх було багато, і деякі мали до 60 констант, які потрібно було визначати експериментально), що якісно правильно описує поведінку реального газу, і що дає задовільні результати, виявилось рівняння Ван-дер-Ваальса. Воно отримане введенням поправок у рівняння Менделєєва-Клапейрона.

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

де  $a$  і  $b$  – константи, різні для різних газів.

$b$  має сенс об'єму, недоступного для руху молекул газу, внаслідок їхніх кінцевих розмірів (об'єму газу при нескінченно великому тиску).

$\frac{a}{\tilde{v}^2}$  має сенс внутрішнього тиску, обумовленого притягінням молекул.

### Термодинамічні процеси

**Термодинамічним процесом** називається зміна стану термодинамічної системи в результаті її взаємодії з навколишнім середовищем. При цьому відбувається обмін енергією між системою і тілами навколишнього середовища. Оскільки для виникнення потоку енергії необхідна деяка різниця потенціалів, у термодинамічному процесі неминуче порушення рівноваги як між системою і навколишнім середовищем, так і всередині системи.

Термодинамічний процес, що протікає з порушенням внутрішньої рівноваги в термодинамічній системі, називається **нерівновагим**. Нерівновагі процеси є **необоротними** (тобто система і середовище не можуть повернутися в первісний стан без виникнення залишкових змін).

Реальні процеси, спостережувані в природі, у машинах, тією чи іншою мірою нерівноважні. Повний опис нерівноважних процесів методами термодинаміки неможливий внаслідок невизначеності і надзвичайно складного характеру змін.

Процес, що протікає з нескінченно малим відхиленням стану системи від рівноважного стану, називається **рівноважним**.

Час протягом якого система, будучи виведена з рівноваги, вертається в рівноважний стан називається **часом релаксації** (relax – розслабитися). Він для різних процесів – різний. Virівнювання тиску за об'ємом відбувається швидко, тому що механічне збурювання поширюється в середовищі зі швидкістю звуку. Один з досить повільних процесів – вирівнювання температур. Якщо тривалість реального процесу в багато разів перевищує час релаксації, то в кожний даний момент часу параметри встигають вирівнюватися по всій системі і процес можна вважати практично рівноважним. Наприклад: якщо поршень рухається зі швидкістю набагато меншої швидкості звуку, то процес у циліндрі дуже близький до рівноважного.

Рівноважний процес, як безперервна послідовність станів, може бути зображений у вигляді кривої.

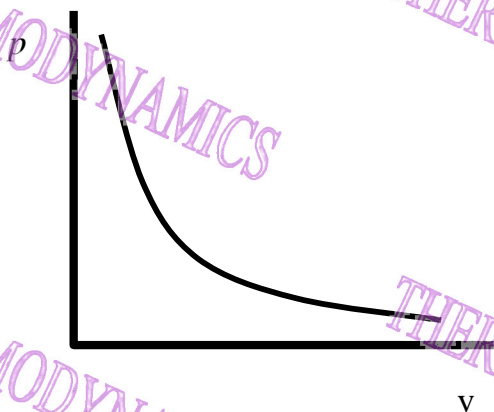


Рис. 2.1 –  $p$ - $v$ -діаграма (робоча діаграма процесу)

Основні термодинамічні процеси, використовувані при аналізі роботи теплових машин:

Ізохорний процес – що протікає при постійному об'ємі ( $dv=0$ ).

Ізобарний процес – що протікає при постійному тиску ( $dp=0$ ).

Ізотермічний процес – що протікає при постійній температурі ( $dT=0$ ).

Їх ще називають процесами з фіксованими параметрами.

Адіабатний процес – що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем.

Ізоентропний процес – що протікає при незмінній ентропії ( $ds=0$ ).

Рівноважний адіабатний процес є ізоентропним.



### ТЕМА 3.

#### ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Будь-яка термодинамічна система має певний запас енергії. Деяка частина цього запасу залежить тільки від власних, внутрішніх властивостей системи, інша – від зовнішніх умов, в яких перебуває система. Так, якщо система піддається дії зовнішніх силових полів (гравітаційного, магнітного і ін.), то частина повної енергії системи становить її **потенційна** енергія в силовім полі. Якщо вся система як ціле бере участь у поступальному або обертовому русі щодо спостерігача, то до складу повної енергії входить **кінетична** енергія системи.

Та частина **повного** запасу енергії термодинамічної системи, яка не пов'язана з положенням системи в полі зовнішніх сил і з її рухом щодо тіл навколишнього середовища, називається **внутрішньою** енергією термодинамічної системи.

Термодинамічний метод заснований на використанні загального закону збереження енергії при її перетвореннях, згідно з яким енергія ізольованої системи тіл зберігається при всіх процесах, що відбуваються в системі: вона може лише передаватися від одних тіл іншим (зі збереженням або зміною форми руху матерії).

Оскільки виникнення і зникнення енергії неможливо, то енергія системи може змінитися тільки в результаті обміну впливами між системою і тілами навколишнього середовища. У технічній термодинаміці кількість термічного впливу (кількість теплоти) позначається  $Q$  і вважається позитивною величиною, коли в результаті теплової взаємодії внутрішня енергія зростає. Інші впливи називаються роботою. У технічній термодинаміці окремо розглядають роботу об'ємної деформації системи і роботу, не пов'язану з об'ємною деформацією. Механічна робота, що здійснюється при об'ємній деформації, позначається  $L$ .

Робота вважається позитивною величиною, коли деформація системи відбувається зі зменшенням внутрішньої енергії, тобто коли система робить роботу над навколишнім середовищем. Таке ж правило знаків застосовується і для інших видів робіт, у зв'язку із чим знаки кількостей нетермічних впливів завжди протилежні знакам кількостей відповідних робіт.

З урахуванням введених позначень і правила знаків, рівняння першого закону термодинаміки для термодиформаційної системи одержить вид

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

а перший закон – наступне формулювання: зміна внутрішньої енергії термодинамічної системи дорівнює різниці між кількістю теплоти і роботою.

У випадку елементарного, нескінченно малого процесу:

$$dU = dQ - dL.$$

Рівняння першого закону термодинаміки в питомих величинах, для однорідної термодиформаційної системи, що брали участь в елементарному термодинамічному процесі, одержить вид

$$du = dq - dl.$$

При наявності немеханічних робіт рівняння першого закону термодинаміки для елементарного процесу має вигляд

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

У суму можуть увійти електрична робота, робота намагнічування та ін.

Оскільки в термодинаміці розглядаються рівноважні процеси, то замість  $dq$  і  $dl$  можна підставити:

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

тоді одержимо:

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

### Робота. Властивості роботи як форми обміну енергією

Робота в термодинаміці визначається як і в механіці добутком сили на шлях її дії.

Визначимо роботу замкненої термодинамічної системи з однорідним газоподібним робочим тілом (рис. 3.1). Тиск у циліндрі врівноважується тиском поршня на газ.

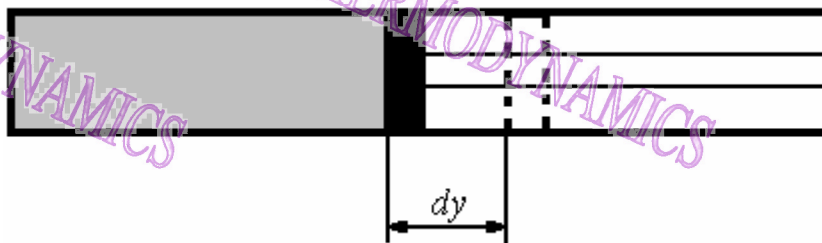


Рис. 3.1 – Газ у циліндрі з поршнем

При нескінченно малому розширенні газу (підігріли стінки циліндра) поршень зміщується на нескінченно малу відстань  $dy$ , яка може бути різною на різних ділянках поверхні. При цьому на кожній ділянці з елементарною площею  $df$  поверхні  $F$  нескінченно мала сила  $p df$  робить над навколишнім середовищем нескінченно малу роботу  $p df dy$ . Для обчислення елементарної роботи  $dl$ , що здійснюється всією термодинамічною системою, необхідно обчислити інтеграл по всій поверхні  $F$

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

Тиск  $p$  виноситься за знак інтеграла, тому що тиск газоподібних або рідких робочих тіл не залежить від орієнтації майданчика, а розміри системи передбачаються невеликими, що дозволяє зневажити зміною гідростатичного тиску. Інтеграл у данім вираженні являє собою нескінченно мале збільшення об'єму  $dV$  усієї системи в результаті деформації, тобто об'єм нескінченно тонкого шару. Отже, елементарна робота об'ємної деформації фізично однорідної системи

$$dL = p dV.$$

Розділивши отримане вираження на масу  $m$  однорідного робочого тіла, що міститься в об'ємі  $V$ , одержимо вираження для елементарної питомої роботи об'ємної деформації:

$$dl = p dv.$$

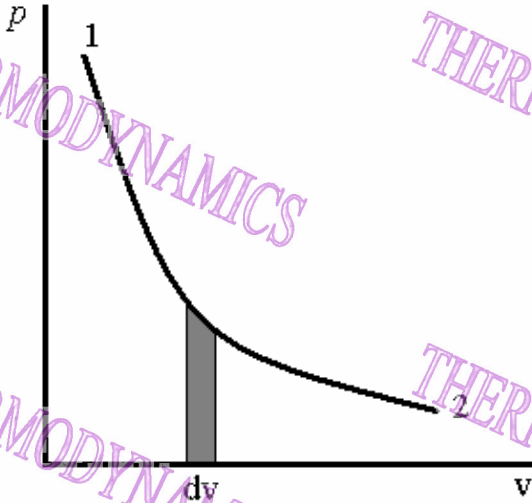
Інтегруємо, оскільки в кінцевому термодинамічному процесі тиск не залишається постійним:

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

Знак роботи визначається знаком зміни об'єму. Робота вважається позитивною при  $dv > 0$  (газ розширюється), тобто робота проводиться системою над навколишнім середовищем.



Для обчислення інтеграла необхідно знати залежність тиску в системі від її об'єму (рис. 3.2).



Площа заштрихованої площини, що дорівнює  $p dv$ , у масштабі  $p$ - $v$ -діаграми являє собою нескінченно малу кількість роботи на елементарній ділянці процесу 1-2, а вся площа під кривою 1-2 – повну роботу процесу.

Рис. 3.2 –  $p$ - $v$ -діаграма процесу

Те саме кінцевий стан системи (точка 2 рис. 3.2) може бути досягнутий в ході різних термодинамічних процесів, що зображуються різними просторовими лініями. Отже, робота залежить від виду (характеру) термодинамічного процесу. Тобто робота не є функцією стану системи, а отже, не можна обчислити роботу знаючи тільки початковий і кінцевий стан системи.

Оскільки  $\int_1^2 dl$  може приймати різні значення, отже  $dl$  не може бути повним диференціалом, тобто немає такої функції параметрів стану, про диференціювавши яку можна одержати вираження для елементарної роботи.

У механіку існує робота не пов'язана зі зміною об'єму. Так, наприклад, вал машини при повороті на елементарний кут  $d\varphi$  робить механічну роботу  $dL_{\text{мех}} = Md\varphi$ , де  $M$  – крутний момент на валу.

Вираження для визначення різних видів робіт подібні між собою не тільки за формою, але і по фізичному змісту. Елементарна робота будь-якого роду виходить множенням інтенсивної величини (не залежної від маси системи), що виконує роль рушійного фактора процесу (тиск, крутний момент, напруженість поля), на зміну екстенсивної величини, що характеризує міру взаємодії (зміна об'єму, кута повороту, заряду, магнітного моменту). Перші величини називаються потенціалами взаємодії (у механіці їх називають узагальненими силами), другі – координатами стану (у механіці їх називають узагальненими координатами).

$$dL = PdY.$$

Тут:  $P$  – потенціал взаємодії,  $Y$  – координата стану.

### Теплота. Властивості теплоти як форми обміну енергією

При теплообміні тіл, що перебувають у безпосередньому контакті, молекули більш нагрітого тіла роблять роботу над молекулами менш нагрітого тіла. Тому Клаузіус припустив, що теплота, як і робота повинна визначатися добутком потенціалу на зміну координати. Тобто повинна бути величина, яка обов'язково змінюється при теплообміні. Він назвав її ентропією.

Елементарна кількість теплоти в рівноважному процесі може бути виражене у вигляді

$$dQ = T dS.$$

Для питомої кількості теплоти:

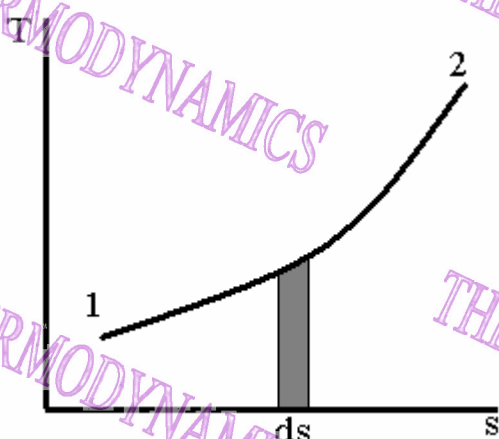
$$dq = T ds.$$

Оскільки термодинамічна температура завжди позитивна, тому алгебраїчний знак кількості теплоти збігається зі знаком зміни ентропії: при підведенні теплоти ентропія системи зростає, а при відводі – убуває ( $ds < 0$ ).

У довільному термодинамічному процесі температура змінюється як під дією теплообміну, так і в результаті обміну роботою. Тому судити про те, одержує або віддає система теплоту в деякому процесі, можна лише по зміні ентропії, але не по зміні температури.

Для обчислення повної кількості теплоти кінцевого процесу необхідно проінтегрувати вираження від початкового стану 1 до кінцевого стану 2:

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



Щоб здійснити інтегрування, необхідно знати функціональний зв'язок температури з ентропією в даному процесі. Елементарна теплота дорівнює площі вузької смужки шириною  $ds$ . Отже, теплота всього процесу дорівнює площі під кривою 1-2.

Рис. 3.3 – Теплова (ентропійна)  $sT$ -діаграма процесу

Як і для роботи, кінцевий стан системи (точка 2 рис. 3.3) може бути досягнутий в ході різних термодинамічних процесів, що зображуються різними лініями. Отже, теплота залежить від виду (характеру) термодинамічного процесу. Тобто елементарна кількість теплоти  $dq$  не може бути повним диференціалом.

### Теплоємність

Оскільки ентропія не може бути обмірювана, то вираження  $dq = T ds$  не можна безпосередньо використовувати для обчислення кількості теплоти процесу. Для цього в термодинаміці використовується поняття теплоємності.

Теплоємність термодинамічної системи – відношення нескінченно малої кількості теплоти, наданій термодинамічній системі при нескінченно малій зміні стану системи до зміни температури.

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

Якщо система являє собою однорідну речовину, то застосовують поняття: питомої теплоємності

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

молярної теплоємності

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

або об'ємної (при нормальних умовах) теплоємності



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

де  $V_n$  – об'єм робочого тіла, приведений до нормальних умов (101325 Па, 273,15 К).

Кількість теплоти в елементарному процесі виражається добутком теплоємності на зміну температури:

$$dq = c dT,$$

а в кінцевому процесі – у вигляді інтеграла:

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

Підставляючи  $dq = T ds$  у вираження  $dq = c dT$ , одержуємо:

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

Повна похідна в цьому вираженні є характеристикою процесу. Якщо термодинамічний процес протікає при постійному значенні деякого параметра  $x$ , то повна похідна  $(ds/dT)$  замінюється частною похідною  $(\partial s/\partial T)_x$ , а теплоємність у такому процесі позначають відповідним індексом.

Ізохорна і ізобарна теплоємність:

$$c_v = T \left( \frac{\partial s}{\partial T} \right)_v,$$

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

Теплоємність точки даного процесу можна визначити використовуючи  $sT$ -діаграму.

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{T_A}{c}$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dT}{ds}$$

$$c = T_A \frac{ds}{dT}$$

Теплоємність даної точки дорівнює довжині піддотичної до лінії процесу.

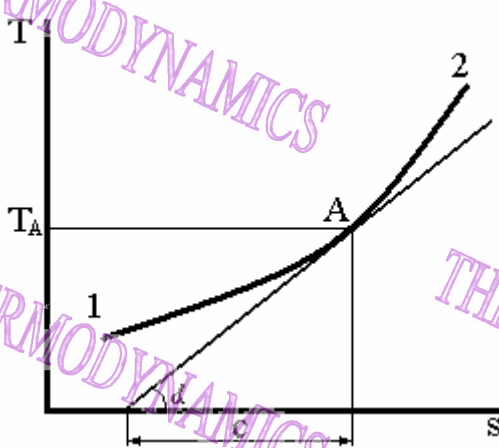


Рис. 3.4 – Теплоємність як функція процесу

На практиці часто при визначенні теплоти використовують поняття середньої теплоємності.

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

Середня теплоємність буде різною для різних інтервалів температур і буде різною для однакових інтервалів при різних температурах.

### Рівняння першого закону термодинаміки для відкритих систем

Границі системи (рис. 3.5) утворені перетином 1-1 (вхід робочого тіла в систему), перетином 2-2 (вихід робочого тіла), твердими стінками 3 і перетином 4 обертового вала. Вал передає в навколишнє середовище (споживачеві) технічну роботу  $L_T$ , що здійснюється в системі при взаємодії потоку робочого тіла з лопатками 5 ротора турбіни. Робоче тіло може отримувати деяку кількість теплоти  $Q$ , наприклад, за рахунок спалювання палива в камері згоряння 6. Потенційна енергія робочого тіла при його русі змінюється, тому що центри ваги вхідного і вихідного перетинів розташовані на різних висотах ( $y_1$  і  $y_2$ ).

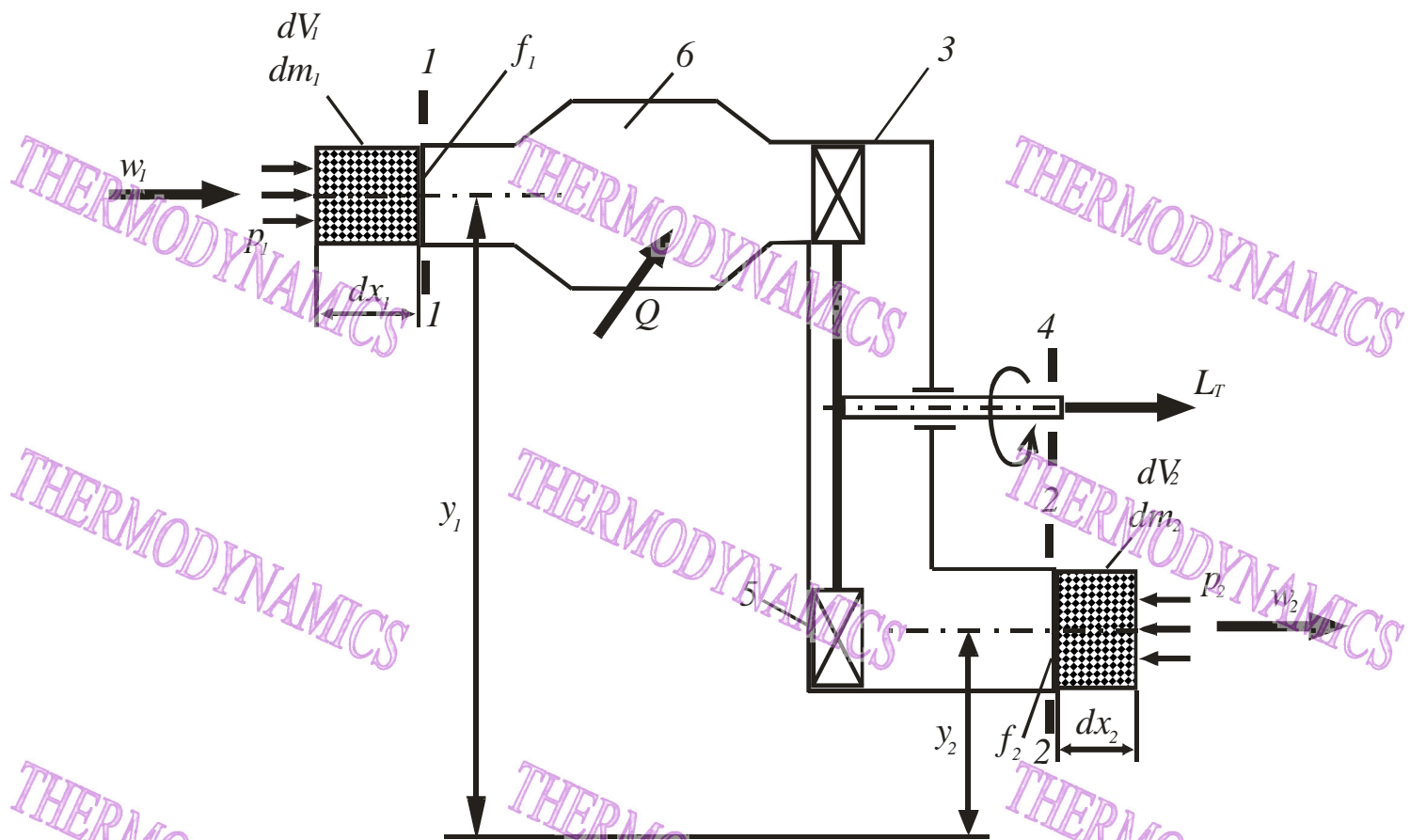


Рис. 3.5 – Схема проточної термодинамічної системи

Зміна повної енергії системи за малий проміжок часу  $d\tau$  складе

$$dE = dE_n - dE_p,$$

де  $dE_n$  – кількість енергії, що надходить у систему із зовнішнього середовища;  
 $dE_p$  – витрата енергії.

За розглянутий проміжок часу в систему через перетин 1-1 зі швидкістю  $w_1$  входить робоче тіло масою  $dm_1$ , що має питому внутрішню енергію  $u_1$  і вносить у систему власну внутрішню енергію  $u_1 dm_1$ , кінетичну енергію  $dm_1 w_1^2/2$  і потенційну енергію  $g y_1 dm_1$ .

При введенні робочого тіла сили зовнішнього тиску  $p_1$  роблять над системою роботу введення  $dL_{BV}$ . Тиск  $p_1$ , діючи на перетин площею  $f_1$ , створює силу  $p_1 f_1$ , точка прикладання якої переміщається на відстань  $dx_1$ , необхідну для того, щоб елементарна маса  $dm_1$  виявилася введеною в систему через перетин 1-1. Таким чином, робота введення

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

де  $dV_1$  – об'єм, що займає маса  $dm_1$ .

Перебуваючи в системі, робоче тіло за час  $d\tau$  одержить кількість теплоти  $dQ$ .

У підсумку кількість енергії, що надходить у систему, виразиться сумою

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

Аналогічно визначається і витрата енергії, з тою лише різницею, що місце підведеної теплоти займе технічна робота, що відводиться, а добуток  $p_2 dV_2$  буде мати сенс роботи виводу.

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

де  $L_{mp}$  – робота тертя.

Зміна повної енергії системи буде дорівнювати



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

При **стаціонарному** плині робочого тіла в системі, надходження енергії і маси в систему буде дорівнює витраті енергії і маси. У цьому випадку

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

Оскільки  $dm_1 = dm_2$ , те поділивши обидві частини рівняння на  $dm$ , одержимо

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

Можна записати інакше:

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

У рівняннях балансу енергії робочого тіла в проточній системі обов'язково присутня сума внутрішньої енергії робочого тіла і роботи введення або виводу. Ця сума виражена через параметри стану і сама, таким чином, є функцією стану.

Функція стану системи, дорівнює сумі внутрішньої енергії і добутку тиску на об'єм робочого тіла, називається **ентальпією**  $i$  ( $h$ ):

$$i = u + pv.$$

Для розглянутої системи ентальпія є сумою внутрішньої енергії робочого тіла і тієї роботи, яка необхідна, щоб ввести робоче тіло в даному його стані в систему або вивести його звідти.

Таким чином, рівняння першого закону термодинаміки для стаціонарної проточної термодинамічної системи можна представити у вигляді

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

Робота тертя завжди перетворюється в теплоту, яка сприймається робочим тілом системи. Тому

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

Сума технічної роботи, зміни кінетичної енергії і зміни потенційної енергії називають **можливою роботою**  $l_0$ . Це величини механічної природи, здатні перетерплювати взаємне перетворення.

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

З урахуванням введених величин рівняння першого закону термодинаміки для стаціонарної проточної системи прийме вид

$$i_2 - i_1 = q - l_0 \text{ (мається на увазі } q_{\text{вн}}).$$

При нескінченно малій зміні системи

$$di = dq - dl_0.$$

Тому що

$$i = u + pv,$$

те

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

а оскільки

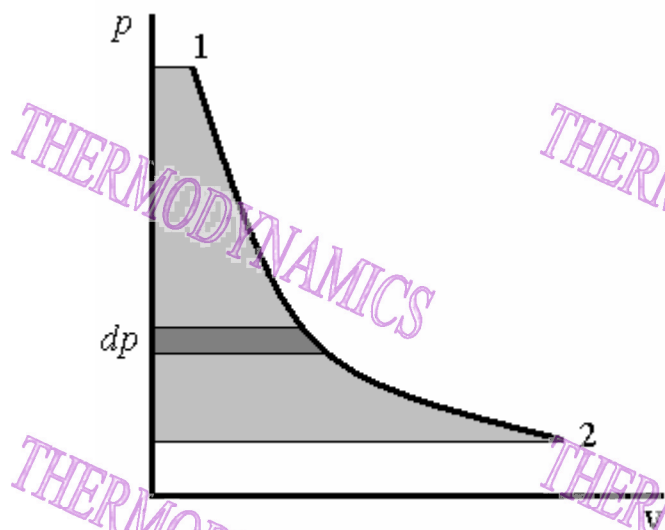
$$du + p dv = dq,$$

те

$$dl_0 = -vdp.$$

Елементарна можлива робота визначається добутком об'єму на зміну тиску, узятим зі зворотним знаком.

Для обчислення значення можливої роботи необхідно знати рівняння термодинамічного процесу у вигляді  $v = f(p)$ .



Графічно можлива робота зображується на  $p$ -діаграмі (рис. 3.6) площею, обмеженою віссю тисків, лінією процесу 1-2 і абсцисами початкового 1 і кінцевого 2 станів робочого тіла. Площу слід вважати позитивною при зменшенні тиску і негативною при зростанні тиску в процесі.

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

Це рівняння являє собою другу форму запису першого закону термодинаміки.

Рис. 3.6 –  $p$ -діаграма процесу



## ТЕМА 4.

### СУМІШІ ІДЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Механічні суміші різних газів, що називаються газовими сумішами, часто є робочими тілами теплових машин. Прикладами газових сумішей можуть служити атмосферне повітря, продукти згорання різних палив і інші гази. Для багатьох реальних газових сумішей при невисоких тисках уявлення про компоненти газової суміші як про ідеальні гази є гарним приближенням. При цьому кожний газ поширюється по всьому об'єму так, начебто б інших газів зовсім не існує. Для ідеальних газів має місце аддитивність термодинамічних властивостей при змішуванні.

Газ, що входить у газову суміш, виявляє на стінки судини тиск, який не залежить від присутності в цьому об'ємі інших газів.

Тиск, який створював би окремий компонент газової суміші, якби він сам займав увесь об'єм, призначений для суміші при температурі суміші, називається **парціальним тиском**.

Згідно із законом Дальтона, повний тиск суміші хімічно не реагуючих між собою газів дорівнює сумі парціальних тисків окремих газів, що входять у суміш:

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

де  $n$  – число компонентів газової суміші.

Об'єм, який створював би окремий газ при тиску і температурі суміші, називається **парціальним об'ємом**.

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

Состав суміші може бути заданий масовими  $g_i$ , об'ємними  $r_i$ , або молярними частками компонентів.

$$g_i = m_i / m_{\text{см}}, \quad r_i = V_i / V_{\text{см}}, \quad r_i = v_i / v_{\text{см}}.$$

Молярні і об'ємні частки чисельно рівні.

Состав суміші можна задати через парціальні тиски окремих компонентів, що рівносильне завданню об'ємних або молярних часток.

Якщо прийняти, що газова постійна суміші підкорюється правилу аддитивності і визначається сумою добутків масових часток компонентів газової суміші на відповідні газові постійні компонентів, то рівняння стану ідеального газу буде мати вигляд

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

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

Наприклад, газова постійна повітря дорівнює 287,1 Дж/(кг К).

Визначаючи параметри газової суміші, зручно користуватися якоюсь умовною величиною, що називається **уявною** (середньою) **молярною масою** газової суміші.

Це поняття дозволяє умовно розглядати суміш як однорідний газ, що спрощує розрахунки.

Кількість речовини кожного компонента суміші може бути визначене по формулі

$$v_1 = m_1/\mu_1; \quad v_n = m_n/\mu_n; \quad v_{cm} = m_{cm}/\mu_{cm},$$

де  $\mu_{cm}$  – уявна молярна маса газової суміші.

Оскільки кількість речовини суміші

$$v_{cm} = \sum_{i=1}^n v_i,$$

тому

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

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

Для повітря  $\mu_{cm} = 28,964$  кг/кмоль.

З урахуванням цього,

$$R_{cm} = 8314 / \mu_{cm}.$$

**Щільність** газової суміші

$$\rho_{cm} = m_{cm} / V_{cm}$$

можна визначити через об'ємні і масові частки компонентів, якщо їх щільності відомі.

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

Оскільки парціальний об'єм  $V_i = m_i / \rho_i$ , одержуємо

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

Щільність суміші може бути також визначена, якщо відомі парціальні щільності компонентів суміші. Щільність  $i$ -го компонента газової суміші при його парціальному тиску і заданій температурі суміші називається **парціальною щільністю**.

$$\rho'_i = m_i / V_{cm};$$

$$\rho_{cm} = \sum_{i=1}^n \rho'_i.$$

Для визначення теплоємності газової суміші необхідно знати состав суміші, який може бути заданий масовими, об'ємними або молярними частками, і теплоємності компонентів суміші, які беруться з таблиць.

Для нагрівання суміші масою  $m_{cm}$  на 1 К необхідно температуру кожного з компонентів також підвищити на 1 К. При цьому на нагрівання  $i$ -го компонента суміші масою  $m_i$ , затрачається кількість теплоти, що дорівнює  $c_i m_i$ . Для всієї суміші кількість теплоти складе

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

де  $c_i$  і  $c_{cm}$  – масові теплоємності  $i$ -го компонента і суміші.

Таким чином, якщо суміш задана масовими частками, тоді



$$c_{cm} = \sum_{i=1}^n c_i g_i .$$

При завданні суміші об'ємними частками об'ємна теплоємність суміші може бути визначена по формулі

$$c'_{cm} = \sum_{i=1}^n c'_i r_i$$

У формулах для хімічно реагуючих газових сумішей повинні враховуватися витрати теплоти на зміну состава суміші.

При змішанні ідеальних газів, що мають однакові температуру і тиск, температура і тиск суміші не змінюються. Оскільки змішання відбувається без підведення теплоти і відсутня зовнішня робота, то внутрішня енергія при цьому також залишається незмінною. Отже,

$$U_{cm}(T) = \sum_{i=1}^n U_i(T) .$$

Аддитивність об'єму і внутрішньої енергії суміші ідеальних газів означає, що ця закономірність поширюється і на ентальпію суміші:

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

Оскільки  $U_i = m_i u_i / m_{cm}$  і  $I_i = m_i i_i / m_{cm}$ , то для відповідних питомих величин отримані співвідношення приймуть вид

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

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

Ентропія компонента газової суміші, що перебуває в суміші під своїм парціальним тиском, визначиться по формулі

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

Тут індексом «0» відзначене деяке вихідне значення ентропії (при  $T_0$  і  $p_0$ ), відповідне до початку відліку.

Ентропія ідеальної газової суміші дорівнює сумі ентропій компонентів, узятих при парціальних тисках компонентів і температурі суміші.

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

За допомогою цієї формули можна визначити збільшення ентропії в якому-небудь процесі, наприклад у процесі змішування компонентів газової суміші, що протікає при постійному тиску:  $p = \text{const}$ . Якщо перед змішанням усі компоненти знаходяться при рівних тисках  $p$  і мають однакову температуру  $T$ , то сума ентропій окремих газів до змішання

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

Збільшення ентропії в розглянутому необоротному процесі визначиться різницею:

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

де  $p$  – тиск компонентів до змішування;

$p_i$  – парціальний тиск  $i$ -го компонента після змішання.

У розглянутому вище оборотному процесі компоненти газової суміші перед змішуванням мають тиски, рівні відповідним парціальним тискам після змішування, і для кожного з компонентів  $p = p_i$ , а  $\Delta s_{cm} = 0$ . У необоротному процесі, що протікає при  $p = p_{cm} = const$ , тиски  $p_i < p$ , а  $\Delta s_{cm} > 0$ . З урахуванням співвідношень  $g_i = \mu_i r_i / \mu_{cm}$  і  $R = 8314/\mu_i$ , збільшення ентропії суміші

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

Це збільшення називається **ентропією змішування** газової суміші і характеризує міру необоротності адіабатного процесу одержання ідеальної газової суміші із чистих компонентів. Оскільки об'ємні частки  $r_i < 1$  і  $\ln r_i < 0$ , ентропія змішування завжди позитивна. Реальний процес змішування газів завжди необоротний. Величина  $\Delta s_{cm}$  не залежить ні від тиску, ні від температури і визначається тільки составом газової суміші. При зміні фізичного стану газової суміші, состав суміші не змінюється і величина  $\Delta s_{cm}$  залишається постійною. Для кожної газової суміші  $\Delta s_{cm}$  має певне значення. Так, наприклад, для сухого повітря  $\Delta s_{cm} = 162,6$  Дж/(кг К).



## ТЕМА 5.

### ТЕРМОДИНАМІЧНИЙ АНАЛІЗ ПРОЦЕСІВ ІДЕАЛЬНОГО ГАЗА

При вивченні процесів ідеального газу вирішуються наступні два основні завдання:

1. визначається рівняння термодинамічного процесу, що встановлює зв'язок між параметрами стану в розглянутому процесі або між параметрами в початковому і кінцевому станах процесу;
2. виявляються особливості перетворення підведеної до робочого тіла теплоти і її розподілу між зміною внутрішньої енергії і роботою.

#### Ізохорний процес

При ізохорному процесі (рис. 5.1) виконується умова  $dv=0$  або  $v=const$ . З рівняння стану ідеального газу випливає, що  $p/T = R/v = const$ , тобто тиск газу прямо пропорційний його абсолютній температурі:

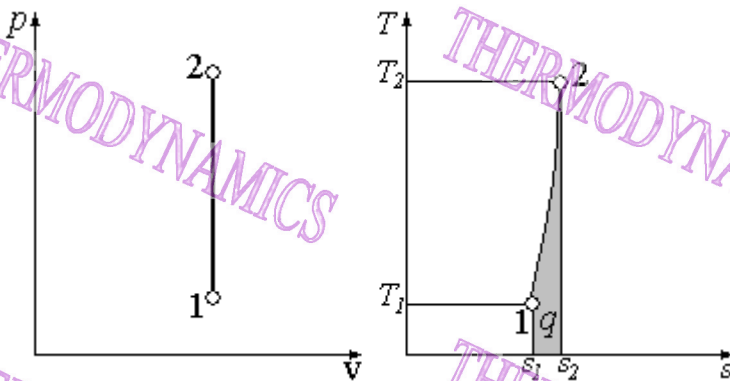
$$p_2/p_1 = T_2/T_1.$$

Робота розширення в цьому процесі дорівнює нулю, тому що  $dv=0$ .

Кількість теплоти, підведеної до робочого тіла в процесі 1-2 при  $c_v=const$  дорівнює

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

Рис. 5.1 – Ізохорний процес



Оскільки  $l = 0$ , то відповідно до першого закону термодинаміки

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

Зміна ентропії визначається по формулі

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

тобто залежність ентропії від температури на ізохорі при  $c_v=const$  має логарифмічний характер (рис. 5.1).

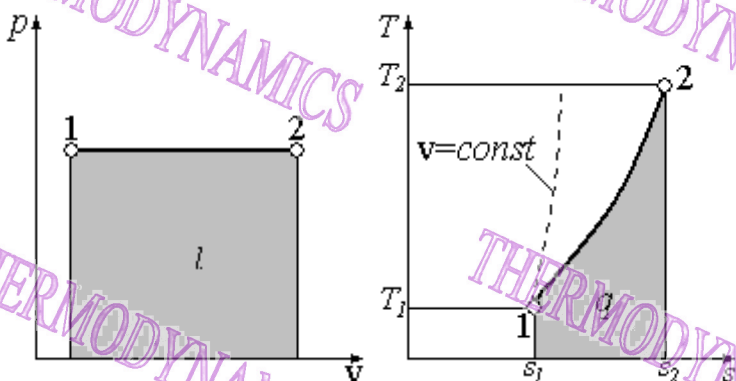
#### Ізобарний процес

З рівняння стану ідеального газу при  $p=const$  знаходимо  $v/T = R/p = const$ , або

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

тобто в ізобарному процесі (рис. 5.2) об'єм газу пропорційний його абсолютній температурі (закон Гей-Люссака, 1802 г.).

Рис. 5.2 – Ізобарний процес



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

Оскільки  $pv_1 = RT_1$  і  $pv_2 = RT_2$ , то

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

Кількість теплоти, що надається газу при нагріванні (або, що віддається ним при охолодженні), знаходимо з рівняння

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

де  $c_{pcp} \Big|_{t_1}^{t_2} (t_2 - t_1)$  – середня масова ізобарна теплоємність в інтервалі температур від  $t_1$  до  $t_2$ .

При  $c_p = const$

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

Зміна ентропії при  $c_p = const$  дорівнює

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

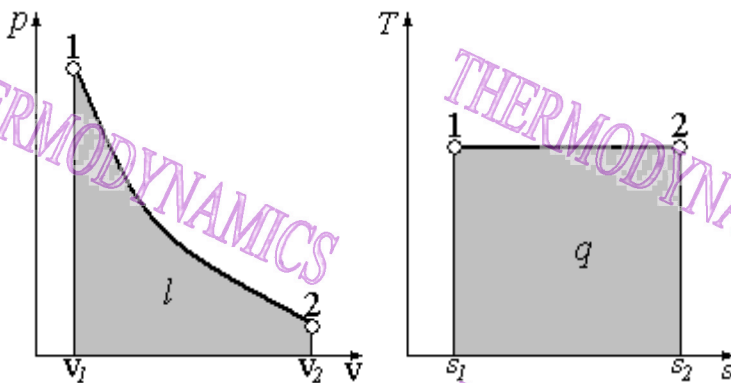
тобто температурна залежність ентропії при ізобарному процесі теж має логарифмічний характер, але оскільки  $c_p > c_v$ , то ізобара на  $sT$ -діаграмі йде більш полого, ніж ізохора (рис. 5.2).

### Ізотермічний процес

При ізотермічному процесі  $pv = RT = const$ , або

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

тобто тиск і об'єм обернено пропорційні один одному, так що при ізотермічному стисканні тиск газу зростає, а при розширенні – падає (закон Бойля - Мариотта, 1662 г.).



Графіком ізотермічного процесу в  $vp$ -координатах, є рівнобічна гіпербола (рис. 5.3).

Робота процесу:

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

Рис. 5.3 – Ізотермічний процес

Внутрішня енергія ідеального газу в даному процесі залишається постійною ( $\Delta u = 0$ ) і вся теплота, що підводиться до газу повністю перетворюється в роботу розширення ( $q = l$ ). При ізотермічному стисканні від газу відводиться теплота в кількості, рівному витраченій на стискання роботі.

Зміна ентропії в ізотермічному процесі виражається формулою

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

### Адіабатний процес

При адіабатному процесі  $dq = 0$ . Для того щоб здійснити такий процес, необхідно або теплоізулювати газ, або провести процес настільки швидко, щоб



зміна температури газу, обумовлена його теплообміном з навколишнім середовищем, була зневажено мала в порівнянні зі зміною температури, викликану розширенням або стисканням газу. Як правило, це можливо, тому що теплообмін відбувається значно повільніше, чим стискання або розширення газу.

Рівняння першого закону термодинаміки для адіабатного процесу приймають вид:

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

Поділивши перше рівняння на друге, одержимо

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

Інтегруючи останнє рівняння за умови, що  $k = c_p/c_v = \text{const}$ , знаходимо

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

Після потенціювання маємо

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

Це і є рівняння адіабати ідеального газу при постійнім відношенні теплоємностей ( $k = \text{const}$ ).

Якщо виразити залежність температури від об'єму або тиску, то одержимо

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

Величина  $k = c_p/c_v$  називається **показником адіабати**. Підставивши  $c_p = c_v + R$ , одержимо  $k = 1 + R/c_v$ . Теплоємність газів не залежить від температури, тому можна вважати, що  $k$  також не залежить від температури і визначається числом ступенів волі молекули. Для одноатомного газу  $k=1,66$ , для двоатомного  $k=1,4$ , для трьох- і багатоатомних газів  $k=1,33$ .

Оскільки  $k>1$ , то в  $vp$ -координатах, лінія адіабати йде крутіше лінії ізотерми (рис. 5.4). При адіабатнім розширенні тиск знижується швидше, чим при ізотермічному, тому що в процесі розширення зменшується температура газу.

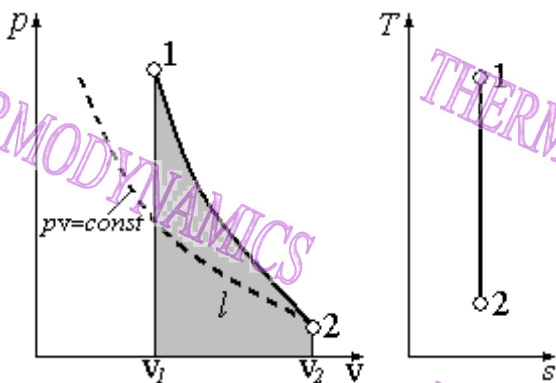


Рис. 5.4 – Адіабатний процес

Робота розширення при адіабатному процесі, згідно з першим законом термодинаміки, відбувається за рахунок зменшення внутрішньої енергії і може бути обчислена по формулі

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

Оскільки  $dq=0$ , то і теплоємність ( $c = dq/dT$ ) адіабатного процесу дорівнює нулю. Ентропія робочого тіла не змінюється ( $ds = 0$  і  $s = \text{const}$ ). Отже, на  $sT$ -діаграмі адіабатний процес зображується вертикаллю.

### Політропний процес

Своя назва «політропний» процес одержав від комбінації грецьких слів: «полі» – багато, «тропос» – шлях.

Будь-який довільний процес можна описати в  $vp$ -координатах (принаймні на невеликій ділянці) рівнянням

$$pv^n = \text{const},$$

підбираючи відповідне значення  $n$ . Процес, описуваний цим рівнянням, називається політропним. **Показник політропи**  $n$  може приймати будь-яке чисельне значення в межах від  $-\infty$  до  $+\infty$ , але для даного процесу він є величиною постійною.

Виразення, що встановлюють зв'язок між  $p$ ,  $v$  і  $T$  у будь-яких двох точках на політропі, аналогічно тому, як це було зроблено для адіабати:

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

Робота розширення газу в політропному процесі має вигляд

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

Оскільки для політропи  $p = p_1 (v_1/v)^n$ , то

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

Ці рівняння можна перетворити у вид:

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

Кількість підведеної (або відведеної) у процесі теплоти можна визначити за допомогою рівняння першого закону термодинаміки:  $q = (u_2 - u_1) + l$ .

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

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

де

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

являє собою теплоємність ідеального газу в політропному процесі. При постійних  $c_v$ ,  $k$  і  $n$  теплоємність  $c_n = \text{const}$ , тому політропний процес іноді визначають як процес із постійною теплоємністю.

Зміна ентропії

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

Політропний процес є узагальнюючим (табл. 5.1) стосовно вже розглянутих чотирьох процесів (ізохорному, ізобарному, ізотермічному і адіабатному).

Таблиця 5.1 – Таблиця процесів

Процес	$n$	$c_n$
Ізохорний	$+\infty$	$c_v$
Ізобарний	0	$c_p$
Ізотермічний	1	$\infty$
Адіабатний	$k$	0

На рис 5.5 показане взаємне розташування на  $vp$ - і  $sT$ -діаграмах політропних процесів з різними значеннями показника політропи. Усі процеси починаються в одній точці – у центрі.

Ізохора ( $n = \pm \infty$ ) ділить поле діаграми на дві області: процеси, що перебувають правіше ізохори, характеризуються позитивною роботою, тому що



супроводжуються розширенням робочого тіла. Для процесів, розташованих лівіше ізохори, характерна негативна робота.

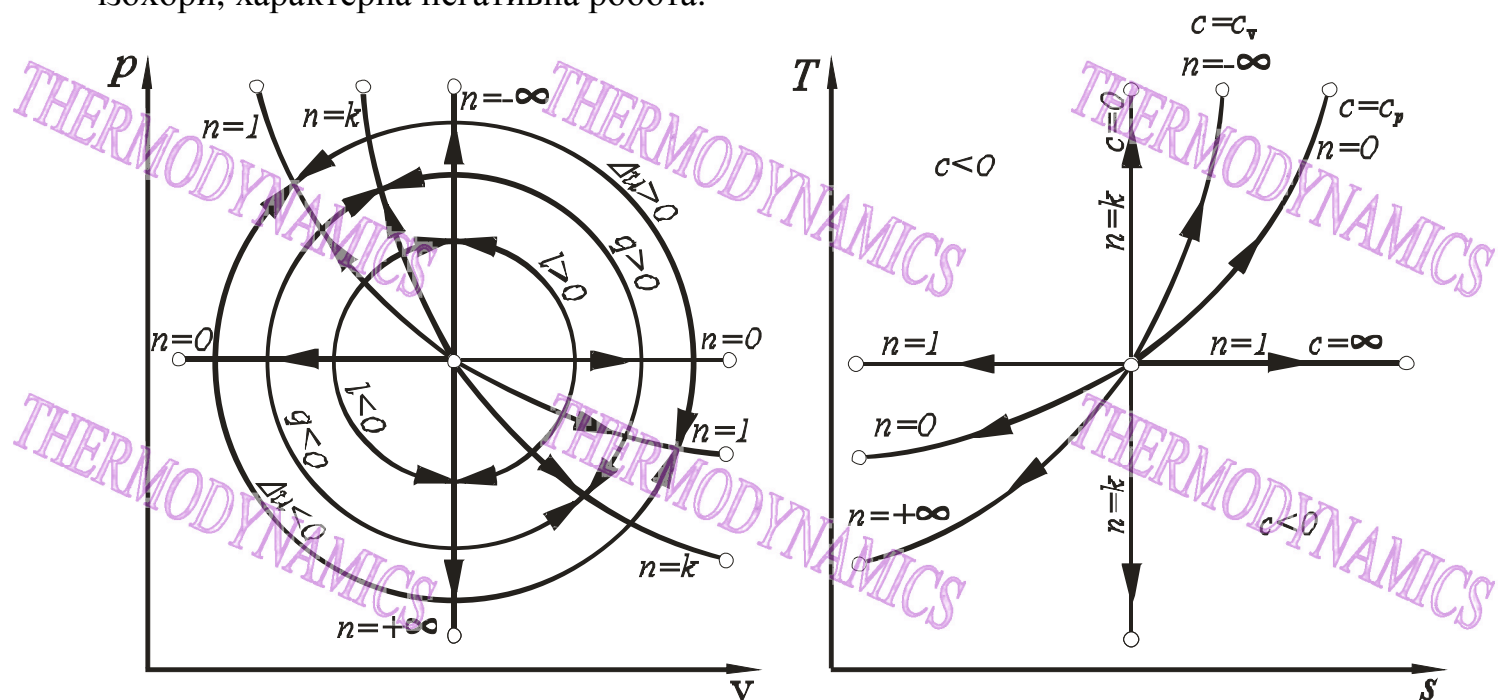


Рис. 5.5 – Зображення основних термодинамічних процесів ідеального газу

Процеси, розташовані правіше і вище адіабати, ідуть із підведенням теплоти до робочого тіла; ті що лежать лівіше і нижче – протікають із відводом теплоти.

Для процесів, розташованих над ізотермою ( $n = 1$ ), характерне збільшення внутрішньої енергії газу; розташовані під ізотермою, супроводжуються зменшенням внутрішньої енергії.

Процеси, розташовані між адіабатою і ізотермою, мають негативну теплоємність, тому що  $dq$  і  $du$  (а отже, і  $dT$ ), мають у цій області протилежні знаки. У таких процесах  $|l| > |q|$ , тому на виконання роботи при розширенні витрачається не тільки теплота, що підводиться, але і частина внутрішньої енергії робочого тіла.

## ТЕМА 6.

### ЗАМКНЕНІ ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ

**Термодинамічним циклом** або **круговим процесом** називається термодинамічний процес, у якому термодинамічна система, перетерпівши ряд змін, вертається у вихідний стан. Усі параметри і функції стану, змінюючись у процесі, наприкінці циклу приймають своє первісне значення. На діаграмі станів такий процес зображується замкненою лінією (рис. 6.1). В результаті замкненого термодинамічного процесу внутрішня енергія системи не змінюється, тобто

$$\Delta u_{12} = u_2 - u_1 = 0.$$

Робота, чинена термодинамічною системою за цикл, дорівнює сумарній кількості теплоти, отриманої і відданої системою протягом циклу.

$$l_{12} = q_{12}.$$

Замкнені термодинамічні процеси мають дуже велике практичне значення, тому що вони дозволяють безупинно використовувати теплоту для здійснення роботи, а також передавати теплоту з нижчого температурного рівня на вищий.

Оскільки робота дорівнює площі під кривою процесу, то робота циклу буде дорівнює площі, охопленою кривою циклу. Щоб робота за цикл була позитивною, робота розширення повинна бути більше роботи стиску, тобто крива розширення на  $p$ -діаграмі, повинна розташовуватися вище кривої стиску.

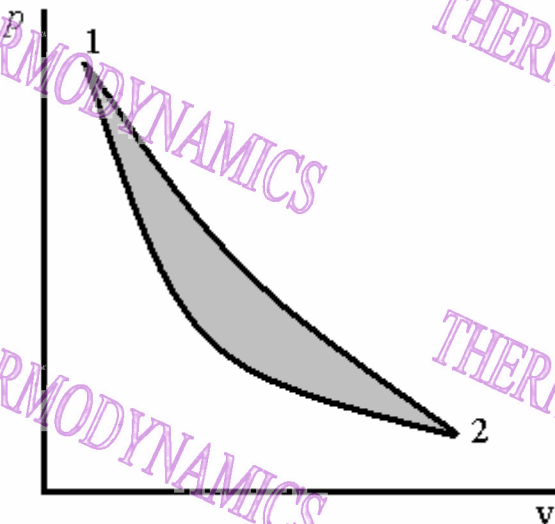


Рис. 6.1 – Замкнений термодинамічний процес в  $p$ - $v$ -координатах

Оскільки за час циклу термодинамічна система одержує з навколишнього середовища теплоту, еквівалентну роботі, зробленою системою за цикл, то можна сказати, що в розглянутому циклі витрачена певна кількість теплоти для одержання механічної роботи. Саме в цьому змісті іноді говорять, що в даному циклі відбулося перетворення теплоти в роботу. Такі цикли робить робоче тіло в теплових двигунах, а самі цикли називають циклами двигунів або **прямими циклами**.

Ефективність перетворення теплоти в роботу в циклі характеризується **термічним ККД** циклу  $\eta_t$  (*ета*), який являє собою відношення роботи, зробленою системою за цикл, до підведеної до системи кількості теплоти:

$$\eta_t = l_{12}/q_1 = q_2/q_1 = (q_1 - q_2)/q_1 = 1 - q_2/q_1.$$

Термічний ККД завжди менше одиниці, тому що здійснення циклу неминує пов'язане з відводом певної кількості теплоти від системи.

Послідовність процесів у циклі може бути зворотною, такою, що розширення робочого тіла відбувається при більш низькому тиску, ніж стиск. Сумарна кількість теплоти в цьому циклі повинна бути негативною:  $q_{12} < 0$ . При здійсненні такого циклу



робоче тіло машини відбирає теплоту  $q_1$  від деяких тіл у навколишньому середовищі і віддає теплоту  $q_2$  іншим тілам у навколишньому середовищі, що мають більш високу температуру, ніж перші тіла. Таким способом передається теплота з нижчого температурного рівня на вищий. Одночасно з охолодженням одних тіл у навколишньому середовищі обов'язково нагріваються інші тіла, які одержують як теплоту, узятую у холодного тіла, так і теплоту, у яку перетворилася робота циклу:

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

Цикли, у яких теплота переноситься від холодного тіла до нагрітого, називають холодильними або **зворотними циклами**.

Ефективність холодильного циклу характеризується **холодильним коефіцієнтом**  $\varepsilon_x$  (епсilon), який являє собою відношення кількості теплоти  $q_1$ , сприйнятого системою на нижчому температурному рівні, до роботи  $l_u$ , сприйнятою системою за цикл:

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

Холодильний коефіцієнт може бути як менше, так і більше одиниці, не залежить від співвідношення між кількостями теплоти в циклі. Зворотний цикл може використовуватися як цикл теплового насоса, призначеного для відбору теплоти від менш нагрітого тіла ( $q_1$ ) і передачі її більш нагрітому тілу ( $q_2$ ) за рахунок витрати роботи циклу. Ефективність циклу теплового насоса характеризується **опалювальним коефіцієнтом**  $\varphi_t$ , що представляє собою відношення кількості теплоти  $q_2$ , переданої опалювальному приміщенню, до витраченої роботи циклу

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

Опалювальний коефіцієнт завжди більше одиниці, тому що  $|q_2| > q_1$ .

Цикли, що полягають із оборотних (рівноважних) процесів, називаються **оборотними (рівноважними) циклами**.

### Цикл і теорема Карно

Уперше найбільш досконалий циклічний процес був запропонований французьким фізиком і інженером Саді Карно в 1824 г.

Помістимо газ у циліндр, стінки і поршень якого виготовлені з нетеплопровідного матеріалу. Дно циліндра виготовлене з абсолютно теплопровідного матеріалу, але може закриватися теплоізолюючою кришкою.

Відкриваємо дно циліндра і приводимо його в зіткнення з гарячим джерелом. Газ ізотермічно розширює, одержуючи при цьому теплоту  $q_1 = T_1 \Delta s_{AB}$  (ізотерма АВ на рис. 6.2). Закриваємо дно циліндра. Далі газ адіабатно розширюємо. При цьому його температура знижується, тому що робота розширення відбувається за рахунок внутрішньої енергії. Коли газ охолоджується до температури  $T_2$  відкриваємо дно циліндра і приводимо його в зіткнення з холодним джерелом, що має ту ж температуру  $T_2$ . Стискаємо газ ізотермічно зовнішньою силою (ізотерма CD на рис. 6.2). У процесі ізотермічного стиску газ віддає холодильнику деяку кількість теплоти  $q_2 = T_2 \Delta s_{CD}$ , що дорівнює чиненій над ним роботі стиску. Коли ентропія газу зменшиться до початкової величини ( $s_D = s_A$ ), заберемо холодне джерело і закриємо дно циліндра. Далі газ адіабатно стискаємо. При цьому його температура збільшується, тому що робота стиску йде на збільшення внутрішньої енергії робочого тіла.

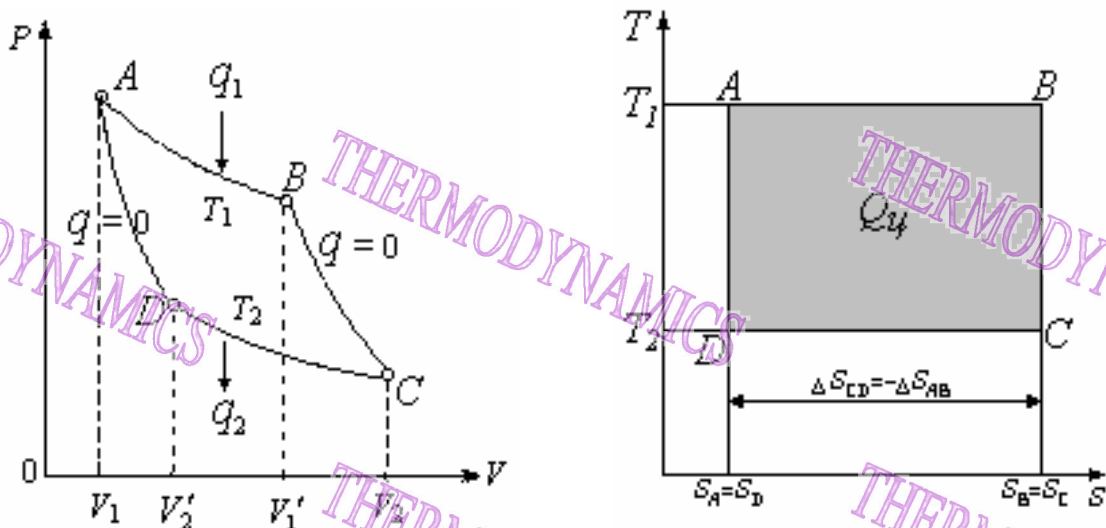


Рис. 6.2 – Цикл Карно в  $p-v$ - і  $T-S$ -координатах

Отже, цикл Карно на всіх стадіях процесу був проведений таким чином, що ніде не було зіткнення тіл з різною температурою. Це виключало можливість теплопередачі без здійснення роботи. Саме із цієї причини ідеальний оборотний цикл Карно характеризується найбільшим значенням ККД у заданому інтервалі температур нагрівача і холодильника. По суті справи, ККД циклу Карно визначає теоретичну межу можливих значень ККД теплової машини для даного температурного інтервалу.

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

$$\eta_{тк} = 1 - T_2 / T_1.$$

**Теорема Карно:** ККД циклу Карно залежить тільки від температури  $T_1$  джерела і  $T_2$  приймача теплоти і не залежить від роду робочого тіла.

Вплив температур  $T_1$  і  $T_2$  на значення  $\eta_t$  різний:

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

а тому що

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

то зміна температури  $T_1$  джерела теплоти впливає на ККД менше, ніж зміна температури  $T_2$  приймача теплоти. ККД циклу Карно завжди менше 1, тому що не існує ні джерел теплоти з нескінченно високою температурою, ні приймачів теплоти з температурою, рівною абсолютному нулю.

Хоча в цей час технічно можливе одержання дуже високих температур (сотні тисяч градусів), однак у реальних двигунах використовувати ці температури неможливо. Максимальна практично реалізована в більшості двигунів температура близька до 1000-2000 К. Є двигуни (наприклад, ракетні), у яких використовуються більш високі температури (до 4000 К). Однак ці двигуни розраховані на дуже короткий термін служби.

Температура  $T_2$  становить приблизно 300 К, оскільки приймачем теплоти для всіх двигунів, що працюють у наземних умовах, є або атмосферне повітря, або вода у водоймах. Може бути отримана і температура, близька до абсолютного нуля, однак одержання температур нижче температури навколишнього середовища



пов'язане з витратою роботи. Витрата роботи виявляється більше, ніж виграш у ККД, тому такий шлях збільшення ККД неприйнятний.

У реальних двигунах не вдається здійснити цикл, що складається з ідеальних ізотерм і адіабат. Справа в тому, що процеси у двигунах відбуваються швидко, і ізотермічність процесів порушується – зниження температури в результаті елементарного розширення «не встигає» компенсуватися підвищенням температури за рахунок контакту з нагрівачем. Крім того, матеріали, з яких виготовляються стінки циліндра і поршень, не є ідеальними ізоляторами і з цієї причини порушується адіабатичність процесів. Тому ККД реальних циклів завжди нижче, чим ККД ідеального циклу Карно.

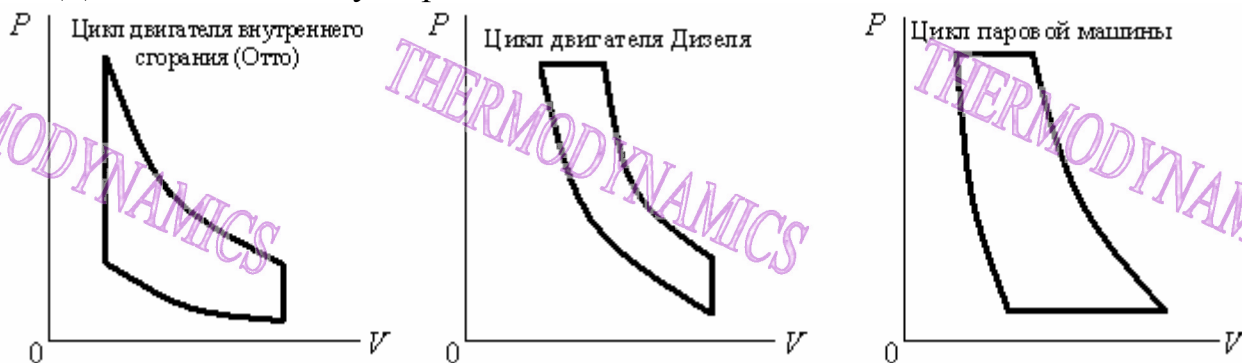


Рис. 6.3 – Цикли теплових двигунів

Таблиця 6.1 – ККД двигунів

Тип двигуна	$\eta$ , %
Двигун внутрішнього згорання (дизельний)	близько 40
Двигун внутрішнього згорання (карбюраторний)	до 35
Парова турбіна	25-40
Реактивний двигун	< 15

### Узагальнений (регенеративний) цикл Карно

При наявності тільки двох джерел теплоти з температурами  $T_1$  і  $T_2$  можна здійснити більш складний цикл (рис. 6.4), якщо використовувати регенерацію теплоти.

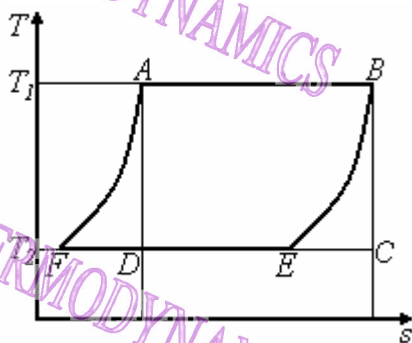


Рис. 6.4 – Узагальнений цикл Карно в  $sT$ -координатах

Можна здійснити процес так, щоб теплота  $dq$ , що виділяється при охолодженні тіла по лінії  $BE$ , затрачалася на нагрівання тіла при тій же температурі по лінії  $FA$ . Якщо лінії  $BE$  і  $FA$  еквідистантні, то кількості відданої при охолодженні і отриманої при нагріванні теплоти однакові, тобто теплота, виділена при охолодженні по лінії  $BE$ , повністю використовується (регенерується) по лінії  $FA$ .

Рівноважні цикли, подібні розглянутому і здійснювані так само, як і цикл Карно, між двома джерелами теплоти, мають ККД, рівний ККД циклу Карно. Вони називаються **узагальненими** (регенеративними) циклами Карно.

## Зворотний цикл Карно

Оскільки цикл Карно оборотний, те його можна здійснити і у зворотному напрямку (рис. 6.5).

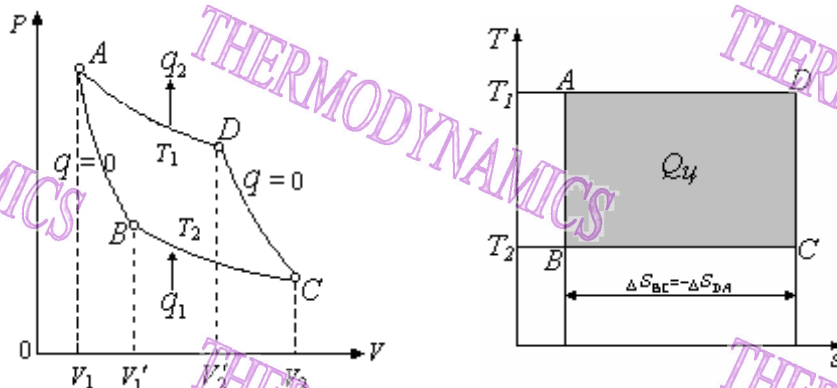


Рис. 6.5 – Зворотний цикл Карно в  $p$ - $v$  і  $T$ - $s$  координатах

Нехай робоче тіло з початкового стану (точка А) адіабатно розширюється доти, доки його температура не зміниться від  $T_1$  до  $T_2$ . Далі газ ізотермічно розширюємо при температурі холодного джерела. При цьому від холодного джерела буде підводитися теплота  $q_1 = T_2 \Delta s_{BC}$ . Проводимо адіабатний стиск, поки температура підвищиться до  $T_1$ . Потім проводимо ізотермічний стиск при температурі  $T_1$  гарячого джерела. При цьому до нього буде підводитися теплота  $q_2 = T_1 \Delta s_{DA}$ .

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

Оскільки у зворотному циклі стиск робочого тіла відбувається при більш високій температурі, ніж розширення, робота стиску, чинена зовнішніми силами, більше роботи розширення. Ця робота перетворюється в теплоту і разом з теплотою передається гарячому джерелу. Таким чином, затративши на здійснення зворотного циклу роботу  $l_u$ , можна перенести теплоту від джерела з низькою температурою до джерела з більш високою температурою.

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

Оскільки у знаменнику знаходиться  $T_1 - T_2$ , то чим менше різниця температур, між системами, що нагрівається і охолоджується, тим менше треба затратити роботи для переносу теплоти від системи з меншою температурою до системи з більшою температурою.

У холодильній установці робочими тілами служать, як правило, пари рідин, що легко киплять – фреону, аміаку і т.п. Наприклад, фреон R-22, широко використовуваний у холодильній техніці, при нормальному атмосферному тиску має температуру кипіння  $-4^\circ\text{C}$ . Якщо рідкий фреон перебуває у відкритій судині, тобто при атмосферному тиску і температурі навколишнього середовища, то він негайно скипає, поглинаючи при цьому велику кількість тепла з навколишнього середовища або будь-якого матеріалу, з яким перебуває в контакті. У холодильній машині фреон кипить у спеціальному теплообміннику, названому випарником. Температура конденсації пар фреону, так само, як і температура кипіння, залежить від тиску навколишнього середовища. Чим вище тиск, тем вище температура конденсації. Конденсація пар фреону R-22 при тиску 23 атм. починається вже при температурі  $+55^\circ\text{C}$ . Процес конденсації пар фреону, як і будь-якої іншої рідини, супроводжується виділенням великої кількості тепла. Це відбувається в спеціальному теплообміннику, названому конденсатором. Компресор підтримує в конденсаторі високий тиск порядку 20-23 атм. і забезпечує циркуляцію холодоагенту.



## ТЕМА 7.

### НЕОБОРОТНІСТЬ І ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Умовами рівноважної передачі енергії між тілами з різною температурою є:

1. Неможливо оборотно передати теплоту від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою без здійснення роботи. При цьому тілу з меншою температурою буде обов'язково передано менше теплоти, ніж узятє у тіла з більшою температурою, на ту кількість теплоти, яка неминуче перетворюється в роботу в процесі оборотного теплообміну.
2. Неможливо оборотно передати теплоту від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою без витрати роботи. При цьому тілу з більшою температурою буде обов'язково передано більше теплоти, ніж узятє у тіла з меншою температурою, на кількість роботи, яка неминуче перетворюється в теплоту в процесі оборотного теплообміну.
3. Неможливо оборотно безупинно перетворювати теплоту в роботу і роботу в теплоту при наявності одного лише джерела теплоти.
4. Неможливо оборотно перетворити всю теплоту, підведену до робочого тіла, у роботу і відповідно всю роботу, зроблену над робочим тілом, у теплоту.

#### Принцип існування ентропії

Другий закон термодинаміки складається із двох самостійних положень. Одне з них називають другим законом термодинаміки для оборотних процесів або принципом існування ентропії, друге – другим законом термодинаміки для необоротних процесів або принципом зростання ентропії.

Принцип існування ентропії відноситься до рівноважного стану системи. Він може бути сформульований так: для кожної термодинамічної системи існує фізична величина (ентропія), значення якої залежить від стану системи (функція стану) і зміна якої відбувається тільки під дією енергії, переданої у вигляді теплоти (теплова координата стану).

Аналітичним вираженням принципу існування ентропії є рівняння

$$ds = dq/T.$$

#### Принцип зростання ентропії

Реальні процеси передачі енергії з одного рівня тиску і температури на інший, будучи процесами нерівновагими, мають певну спрямованість і супроводжуються необоротними явищами, тобто такими змінами, які не можуть бути усунуті протилежними процесами такого ж характеру. Розглянемо принципові відмінності оборотних процесів від необоротних.

1. Теплота мимовільно переходить тільки від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою, а енергія механічної роботи передається від системи з більшим тиском до системи з меншим. Необоротність передачі енергії тим більше, чим більше різниця температур або тисків.
2. При передачі енергії у формі роботи частина цієї роботи неминуче мимовільно перетворюється в теплоту.

3. При безпосередній взаємодії двох джерел з різною температурою відбувається необоротна передача теплоти від тіла з більшою температурою до тіла з меншою температурою і відбувається перетворення потенційно можливої роботи в теплоту. Тобто та кількість внутрішньої енергії тіла з більш високою температурою, яка могла би бути передана іншим тілам (при наявності різниці температур) у вигляді роботи, у необоротному процесі енергообміну виявляється переданою у вигляді теплоти тілу з меншою температурою.

Таким чином, характерною рисою необоротних процесів передачі енергії є їхня певна спрямованість – від більшого потенціалу взаємодії до меншого – і неминуче мимовільне перетворення роботи (дійсно чиненої в процесі або потенційно можливої) у теплоту.

Однобічний характер змін у реальних нерівноважних процесах спричиняє однобічна зміна ентропії. Оскільки в нерівноважному процесі хоча б частина роботи обов'язково перетворюється в теплоту, то ентропія, віддзеркалюючи властивість теплової координати стану змінюватися під дією теплоти, при цьому неминуче збільшується (пропорційно кількості теплоти, що утворилася) або, як говорять, зростає внаслідок необоротності процесу.

У цьому і полягає фізичний сенс принципу зростання ентропії.

У термодинамічній системі зміна ентропії в нерівноважному процесі завжди більше зміни ентропії в рівноважному процесі; в останньому, зміна ентропії термодинамічної системи дорівнює зміні ентропії навколишнього середовища зі зворотним знаком.

Тоді аналітичний запис другого закону термодинаміки має вигляд

$$ds \geq dq/T.$$

У вираженні знак рівності відноситься до рівноважних процесів (принцип існування ентропії), а знак нерівності – до нерівноважних процесів (принцип зростання ентропії).

При розгляді взаємодії термодинамічної системи з навколишнім середовищем, ізольованою системою є їхня сукупність і зміна її ентропії представляється сумою

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

Зміна ентропії термодинамічної системи буде дорівнювати

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

а зміна ентропії навколишнього середовища

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

Оскільки  $dq^{(i)} = -dq^{(e)}$ , те, отже,

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

Ця нерівність є аналітичним вираженням принципу зростання ентропії стосовно до ізольованої системи, який формулюється так: ентропія ізольованої системи при наявності в ній нерівноважних процесів завжди зростає.

Нехай два тіла 1 і 2 з різними температурами ( $T_1 > T_2$ ), що представляють собою ізольовану систему, приведені в тепловий контакт. Буде відбуватися нерівноважний теплообмін, при якому зміна ентропії системи

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

Оскільки  $T_1 > T_2$ , то  $\Delta s_{u.c.} > 0$ , тобто ентропія ізольованої системи при наявності в ній необоротного теплообміну зростає.



Для того щоб теплообмін між тілами 1 і 2 здійснювався рівноважно, необхідний посередник – термодинамічна система, яка могла б зробити цикл Карно, взаємодіючи з тілами 1 і 2 як із джерелом і приймачем.

Якщо система перебуває в нерівноважному стані, то всі мимовільні процеси будуть спрямовані у бік установаження в системі рівноважного стану. Якщо в системі протікають мимовільні процеси, її ентропія збільшується. Коли система прийде в рівноважний стан, ентропія досягне максимального значення. Система, що досягла стану з максимальною ентропією, стає нездатною до мимовільної зміни стану. При цьому енергія ізольованої системи, залишаючись кількісно незмінною (закон збереження енергії), втрачає здатність передаватися від одних тіл до інших, тобто робити роботу. Втрата енергією ізольованої системи здатності робити роботу розглядається як її знецінювання – **деградація**.

З обліком цього Клаузіус зробив неправильний вивід про те, що колись у майбутньому і Всесвіт прийде в стан з максимальною ентропією. Усі тіла Всесвіту придбають однакову температуру, і настане «теплова смерть Всесвіту». Помилка Клаузіуса в тому, що він закон для ізольованої системи поширив на нескінченний Всесвіт.

## ТЕМА 8.

### ВЛАСТИВОСТІ І ПРОЦЕСИ РЕАЛЬНИХ ГАЗІВ

Особливості поведінки реальних газів можна простежити при порівнянні ізотерм реального і ідеального газів, побудованих в  $p$ - $v$ -координатах. Так, в області малих значень питомого об'єму газу (точка  $a$  на рис. 8.1) ізотерма ідеального газу ( $p$  $v$  $=const$ ) більш пологою, чим ізотерма реального газу ( $T=const$ ). Це пов'язане з тим,

що при великій щільності (значення  $v$  мало) молекули реального газу, що мають кінцеві розміри, перебувають друг від друга на невеликих відстанях і їх вплив на стискальність стає істотним. Коефіцієнт ізотермної стискальності газу характеризується тангенсом кута  $\varphi$  або  $\psi$  (пси) між дотичною в даній точці ізотерми і негативним напрямком осі ординат. Оскільки  $\varphi$  – кут між віссю  $p$  і дотичній у точці  $a$ , проведеної до ізотерми реального газу  $T=const$ , а  $\psi$  – кут між віссю  $p$  і дотичній у точці  $a$ , проведеної до ізотерми ідеального газу  $p$  $v$  $=const$ , то стискальність реального газу менше стискальності ідеального газу ( $tg \varphi < tg \psi$ ).

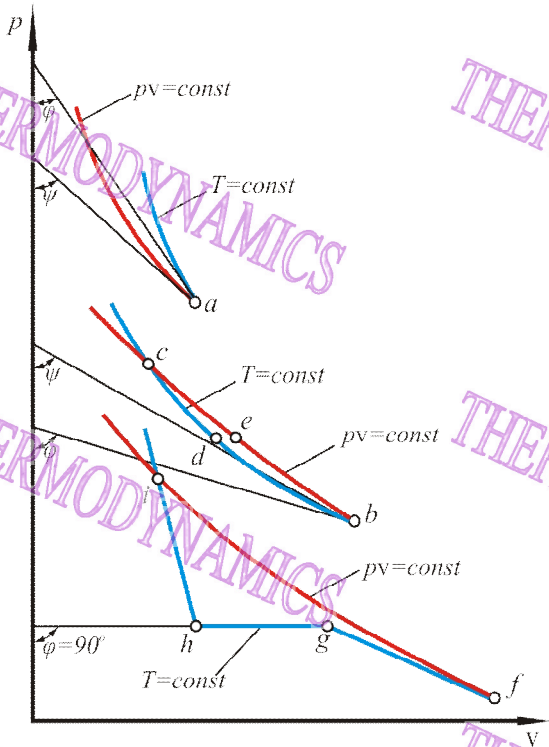


Рис. 8.1 – Зіставлення ізотерм реального і ідеального газів

У точці  $b$ , що лежить в області більших значень питомого об'єму  $v$ , стискальність реального газу виявляється більш високою внаслідок впливу сил взаємного притягання між молекулами:  $tg \varphi > tg \psi$ .

Можна продовжити ізотерми, що проходять через точку  $b$  в область малих питомих об'ємів, і знайти точку  $c$  їхнього перетинання. Отже, при деякому тиску, більшому, ніж у точці  $b$ , і меншому, ніж в точці  $c$ , стискальності реального і ідеального газів однакові. Якщо відповідні стани реального і ідеального газів позначити точками  $d$  і  $e$ , то дотичні до ізотерм у цих точках повинні бути паралельні ( $tg \varphi = tg \psi$ ).

В області ще більш високих значень  $v$  і низьких значень тиску ізотерми реального газу мають горизонтальну ділянку – така, наприклад, ізотерма  $T=const$ , що проходить через точку  $f$ . При цьому точка  $g$  відповідає початку конденсації газу, у той час як у точці  $h$  газ повністю перетворюється в краплинно-рідкий стан. Зміна фізичного стану речовини на ділянці  $gh$  відбувається за умови  $T=const$  і  $p=const$  і характеризується наявністю як газоподібної, так і рідкої фаз (область насичення). Порівнюючи ізотерми обох газів, що проходять через точку  $f$ , видно, що стискальність реального газу або рідини на ділянці  $fgh$  більше, а на ділянці  $hi$  менше, ніж у ідеального газу. Через слабку стискальність для рідин характерно лише незначнє зменшення питомого об'єму при значнім підвищенні тиску.



## Водяна пара

У якості реального газу розглянемо водяну пару, яка широко використовується в багатьох галузях техніки, і насамперед у теплоенергетиці, де вона є основним робочим тілом. Розглянемо процес одержання пари. Для цього 1 кг води при температурі  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$  помістимо в циліндр із рухливим поршнем. Прикладемо до поршня ззовні деяку постійну силу  $P$ . Зобразимо процес паротворення, тобто перетворення речовини з рідкого стану в газоподібне, в  $p$ - $v$ -координатах (рис. 8.2).

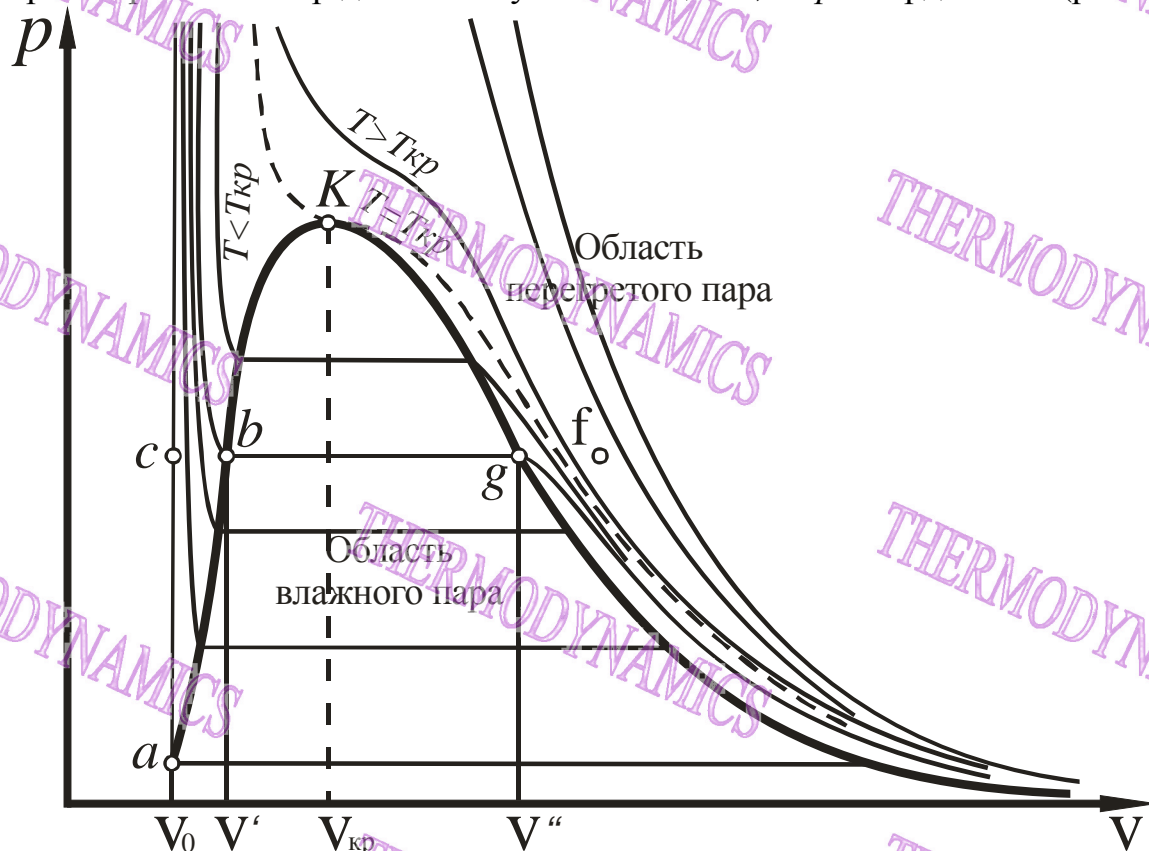


Рис. 8.2 –  $p$ - $v$ -діаграма реальної речовини

Початковий стан води, що перебуває під тиском  $p$ , і має температуру  $0\text{ }^{\circ}\text{C}$ , зображується на діаграмі точкою  $c$ . При підведенні теплоти до води її температура поступово підвищується доти, доки не досягне температури кипіння, відповідної до даного тиску. При цьому питомий об'єм рідини спочатку зменшується, досягає мінімального значення при  $t = 4\text{ }^{\circ}\text{C}$ , а потім починає зростати. Таку аномалію – збільшенням щільності при нагріванні в деякому діапазоні температур – мають деякі рідини. У більшості рідин питомий об'єм при нагріванні збільшується монотонно.

Стан рідини, доведеної до температури кипіння, зображується на діаграмі точкою  $b$ . Кипіння характеризується паротворенням в об'ємі рідини на відміну від випару, який відбувається лише з вільної поверхні рідини за умови, що парціальний тиск пари над рідиною менше тиску насичення.

При подальшій підведенні теплоти починається кипіння води із сильним збільшенням об'єму. У циліндрі тепер перебуває двофазне середовище – суміш води і пари, називана **вологою насиченою парою**. У міру підведення теплоти кількість рідкої фази зменшується, а парової – росте. Температура суміші при цьому залишається незмінною, тому що вся теплота витрачається на випар рідкої фази, а об'єм збільшується, але не за рахунок рівномірного збільшення всього об'єму рідини (як на ділянці  $cb$ ), а за рахунок переходу частини рідини в пару. Температура

в точці  $b$  називається **температурою насичення**, а відповідний їй тиск – **тиском насичення**. Отже, процес паротворення на цій стадії є ізобарно-ізотермічним.

Нарешті, остання крапля води перетворюється в пару, і циліндр виявляється заповненим тільки паром, яка називається **сухою насиченою паром**. Стан її зображується точкою  $g$ . Насиченою називається пара, що перебуває в термічній і динамічній рівновазі з рідиною, з якої вона утворюється. Динамічна рівновага полягає в тому, що кількість молекул, що випітають із води в паровий простір, дорівнює кількості молекул, що конденсуються на її поверхні. У паровому просторі при цьому рівноважному стані перебуває максимально можливе при даній температурі число молекул. При збільшенні температури кількість молекул, що володіють енергією, достатньою для вильоту в паровий простір, збільшується. Рівновага відновлюється за рахунок зростання тиску пари, яка веде до збільшення його щільності і, отже, кількості молекул, в одиницю часу, що конденсуються на поверхні води.

Питомий об'єм і температура сухої насиченої пари є функціями тиску. Тому стан сухої пари можна задати кожним з параметрів – тиском, питомим об'ємом або температурою.

Масова частка сухого насиченого пари у вологому називається **ступенем сухості пари** і позначається буквою  $x$ .

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

де  $m'$  – маса рідини,

$m''$  – маса пари.

Масова частка киплячої води у вологій парі дорівнює  $(1 - x)$ , називається **ступенем вологості**. Для киплячої рідини  $x = 0$ , а для сухої насиченої пари  $x = 1$ . Стан вологої пари характеризується двома параметрами: тиском (або температурою насичення, що визначає цей тиск) і ступенем сухості пари.

При наданні сухій парі теплоти при тому ж тиску її температура буде збільшуватися, пара буде перегріватися. Точка  $f$  зображує стан перегрітої пари і залежно від температури пари може лежати на різних відстанях від точки  $g$ . Таким чином, **перегрітим** називається пара, температура якої перевищує температуру насиченої пари того ж тиску. Оскільки питомий об'єм перегрітої пари при тому ж тиску більше, ніж насиченої, то в одиниці об'єму перегрітої пари утримується менша кількість молекул, виходить, він має меншу щільність.

Якщо розглянути процес паротворення при більш високому тиску, то можна помітити наступні зміни. Точка  $c$  залишається майже на тій же вертикалі, тому що вода практично нестислива. Точка  $b$  зміщується вправо, тому що з ростом тиску збільшується температура кипіння, а рідина при підвищенні температури розширюється. Що ж стосується пари (точка  $g$ ), те, незважаючи на збільшення температури кипіння, питомий об'єм пари все-таки падає через більш сильний вплив зростаючого тиску. Оскільки питомий об'єм рідини росте, а пари падає, то при постійнім збільшенні тиску ми досягнемо такої точки, у якій питомі об'єми рідини і пари зрівняються. Ця точка називається **критичною**. У критичній точці відмінності між рідиною і паром зникають. Для води параметри критичної точки  $K$  становлять:

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



**Критична температура** – це максимально можлива температура співіснування двох фаз: рідини і насиченої пари. При температурах, більших критичної, можливе існування тільки однієї фази. Чим вище температура перегріву (при даному тиску), тим ближче пар по своїх властивостях до ідеального газу.

Найменшим тиском, при якому ще можлива рівновага води і насиченої пари, є тиск, відповідний до потрійної точки. Під нею розуміється той єдиний стан, у якому можуть одночасно перебувати в рівновазі пара, вода і лід (точка *a*). Параметри потрійної точки для води:

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

При більш низьких тисках пара може співіснувати лише в рівновазі зі льодом. Процес утвору пари безпосередньо з льоду називається **сублімацією**.

Тепер з'єднаємо однойменні точки плавними кривими.

Лінія, проведена по точках *c*, називається **лінією затвердіння**. Правіше її тверда фаза існувати не може.

Нижня (ліва) прикордонна крива є граничною для існування пари. Точки кривої визначають стан киплячої води. Вліво від кривої до лінії затвердіння лежить область не киплячої однофазної рідини, вправо – область вологої пари.

Верхня прикордонна крива дає залежність питомого об'єму сухого насиченого пари від тиску.

Усі точки горизонталей між нижньої і верхньої прикордонними кривими відповідають станам вологої насиченої пари.

Параметри, відповідні до станів рідини на нижній прикордонній кривій позначаються з одним штрихом, на верхній – із двома штрихами.

Процес паротворення досить суттєво відрізняється від процесів зміни стану ідеального газу. Якщо у останніх властивості речовини змінюються поступово, то при фазовім перетворенні мала підведена (або відведена) кількість теплоти  $dq$  міняє властивості тільки малої частини  $dm$  речовини, причому ці властивості міняються не монотонно, а стрибком. Стрибок питомого об'єму видний на  $vp$ -діаграмі, а стрибок питомої ентропії – на  $sT$ -діаграмі (рис. 8.3).

Процес паротворення на  $sT$ -діаграмі також відображається горизонтальною лінією  $bg$  (значення  $T$  і  $p$  постійні). Область двофазного стану (вологої пари) розташована нижче лінії  $T = T_{\text{кр}}$ . Точка *a* перетинання нижньої прикордонної кривої з віссю ординат відповідає параметрам потрійної точки. Прийнято вважати, що в цій точці  $s = 0$  і  $i = 0$ . При малих і помірних тисках ізобари майже збігаються з нижньою прикордонною кривою.

Площа під ізотермою  $bg$  (рис. 8.3) являє собою **питому теплоту паротворення**  $r$ , яка визначає кількість теплоти, необхідну для перетворення одного кілограма води в суху насичену пару тієї ж температури.

З першого закону термодинаміки:

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

при ізобарному процесі очевидно, що

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

Тобто  $r$  складається із двох доданків:

$(u'' - u')$  називають теплотою (роботою) дисгрегації (витрачається на подолання сил внутрішнього зчеплення між молекулами в процесі паротворення),  
 $p(v'' - v')$  – робота при розширенні в процесі паротворення.

А оскільки  $i = u + pv$ , то

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

або

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

де  $T_s$  – температура насичення.

$T, K$

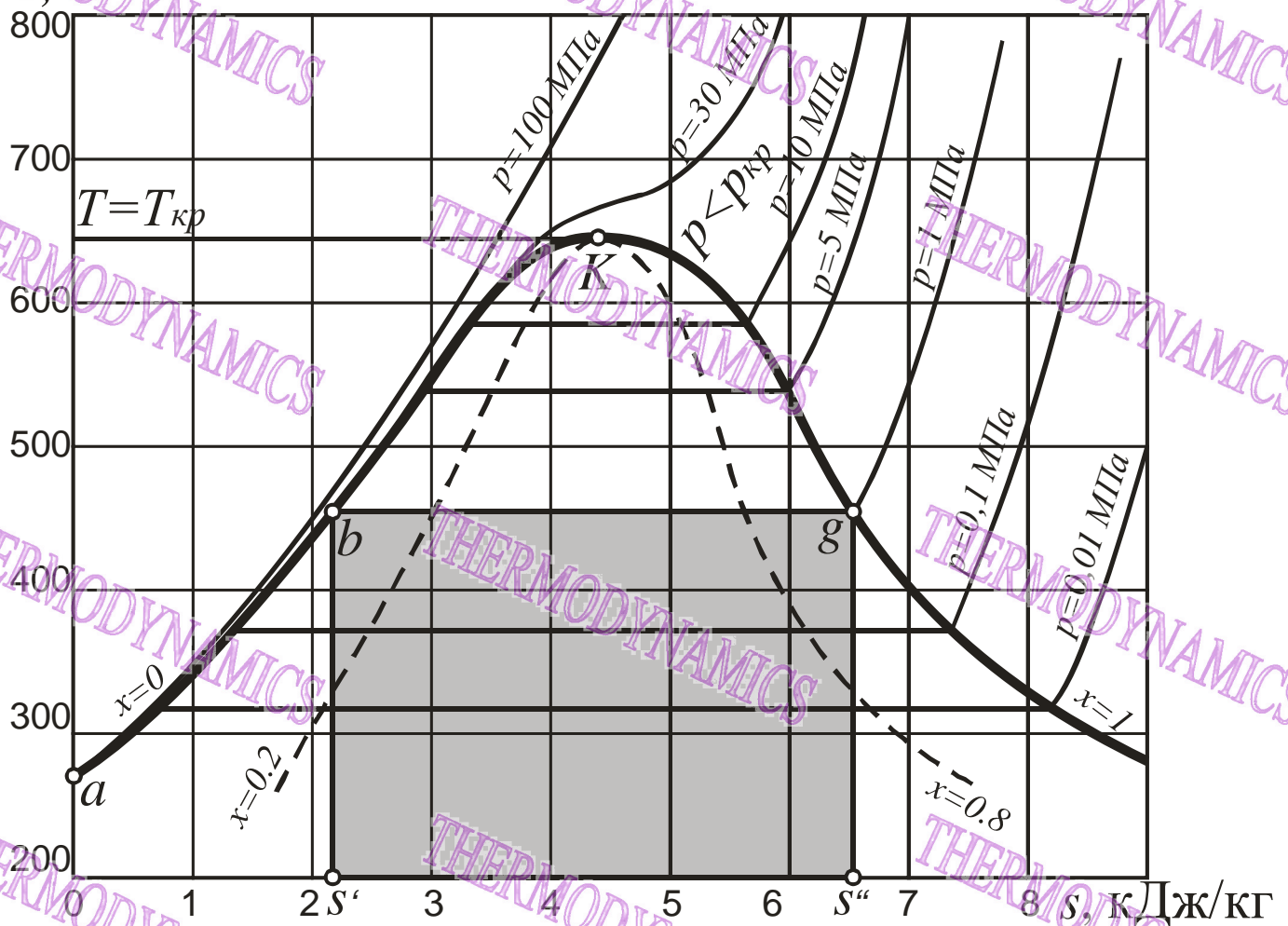


Рис. 8.3 – sT-діаграма реальної речовини

Термодинамічні параметри киплячої води і сухої насиченої пари беруться з таблиць теплофізичних властивостей води і водяної пари. Стан води визначається двома параметрами, тому таблиці складені так, що по  $p$  і  $T$  легко знайти  $v$ ,  $i$ ,  $s$ . Інші параметри знаходяться по термодинамічним співвідношенням. Стан киплячої води і сухої насиченої пари визначається одним параметром, тому таблиці складені так, що за значенням  $p$  визначаються величини  $v'$ ,  $i'$ ,  $s'$ ,  $v''$ ,  $i''$ ,  $s''$ ,  $r$ .

### Вологе повітря

У сушильній техніці в якості робочого тіла широко використовують вологе повітря, що представляє собою суміш сухого повітря і водяної пари.

Зміст водяної пари в атмосфернім повітрі залежить від метеорологічних умов, а також від наявності джерел випару води і коливається в широких межах: від малих часток до 4 % (по масі). Суміш сухого повітря і насиченої водяної пари називається **насиченим вологим повітрям**. Суміш сухого повітря і перегрітої водяної пари називається **ненасиченим вологим повітрям**. Температура, до якої необхідно охолоджувати ненасичене вологе повітря, щоб перегріта пара, що утримується в ньому, стала насиченою, називається **температурою точки роси**. При подальшій



охлажденні вологого повітря відбувається конденсація водяної пари. Тому температуру точки роси часто використовують як міру змісту в повітрі води в пароподібному стані.

Маса пари в  $1 \text{ м}^3$  вологого повітря називається **абсолютною вологістю**. Вона чисельно дорівнює щільності пари  $\rho_n'$  при своєму парціальному тиску  $p_n$  і температурі суміші:

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

Відношення дійсної абсолютної вологості повітря  $\rho_n'$  до максимально можливої абсолютної вологості  $\rho_n'$  при тій же температурі називають **відотною вологістю** і позначають через  $\varphi$ , виражають у відсотках або частках одиниці:

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

де  $p_n$  – парціальний тиск водяної пари у вологій повітрі;

$p_n$  – максимально можливий парціальний тиск водяної пари при даній температурі.

Для сухого повітря  $\varphi = 0$ , для насиченого  $\varphi = 100 \%$ .

Відносна вологість сама по собі повністю не характеризує зміст пари у вологій повітрі, потрібно ще знати температуру вологого повітря, що однозначно визначає величину  $p_n$ .

Більш об'єктивне значення  $\varphi$  може бути отримане при проведенні вимірів за допомогою психрометра. Він складається із двох термометрів, резервуар із ртуттю одного з них обмотаний тканиною, яку перед виміром змочують. Цей термометр називають мокрим, другий – сухим. Температура води при цьому дорівнює температурі повітря. З досвіду відомо, що парціальний тиск пари в тонкому шарі, що прилягає до поверхні рідини, дорівнює тиску насиченого пари при температурі поверхні рідини. Якщо при цьому у вологій повітрі, що оточує поверхню води, парціальний тиск пари виявиться менше тиску насиченого пари, вода почне випаровуватися. На випар рідини витрачається теплота, що відбирається в початковий момент від води, і температура мокрого термометра почне падати. Внаслідок різниці температур повітря і води, теплота почне передаватися від повітря до води. Зниження температури води припиниться тільки тоді, коли кількість внутрішньої енергії, що витрачається рідиною на випар, виявиться рівним кількості теплоти, одержуваному рідиною від навколишнього повітря. Температура поверхні рідини, досягнута в результаті розглянутого процесу встановлення рівноваги, називається **температурою мокрого термометра**. Знайшовши різницю показань сухого і мокрого термометрів (психрометрична різниця), можна визначити  $\varphi$  по спеціально прикладеній таблиці або номограмі.

Відношення маси водяної пари  $m_n$ , що утримується у вологій повітрі, до маси сухого повітря  $m_e$ , називається **вологовістом** повітря і вимірюється в кілограмах на кілограм:

$$d = m_n / m_e.$$

Визначаючи маси сухого повітря і водяної пари з рівняння стану ідеального газу, перетворимо це вираження до виду:

$$d = \frac{p_n V}{R_n T} \cdot \frac{p_e V}{R_e T} = \frac{R_e p_n}{R_n p_e} = \frac{\mu_n p_n}{\mu_e (p - p_n)}.$$

Якщо  $p_n = \varphi p_n$ ;  $\mu_n = 18,016 \text{ кг/кмоль}$  і  $\mu_e = 28,96 \text{ кг/кмоль}$ , 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 можливий вологовміст (при  $\varphi = 1$ ):

$$d_n = 0,622 \frac{P_n}{p - p_n}.$$

Величина  $\psi = d / d_n$  називається **ступенем насичення повітря**.

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

Величини  $p_n$  і  $p_n$  малі в порівнянні з  $p$ , тому  $\psi \approx \varphi$ .

При відомих об'ємних частках сухого повітря і пари у вологій повітрі **молярна маса**, що здається, вологого повітря може бути обчислена по формулі

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

Оскільки

$$r_i = \frac{V_i}{V_{cm}} = \frac{P_i}{P_{cm}},$$

то

$$\mu = \mu_s \frac{P_s}{p} + \mu_n \frac{P_n}{p} = \mu_s \frac{p - P_n}{p} + \mu_n \frac{P_n}{p} = \mu_s - (\mu_s - \mu_n) \frac{P_n}{p}.$$

Таким чином

$$\mu = 28.96 - 10.94 \frac{P_n}{p} \quad \text{або} \quad \mu = 28.96 - 10.94 \frac{\varphi \cdot P_n}{p}.$$

**Газову постійну вологого повітря** можна визначити співвідношенням

$$R = \frac{\tilde{R}}{\mu_s \left( 1 - 0.378 \frac{\varphi \cdot P_n}{p} \right)} = \frac{R_s}{1 - 0.378 \frac{\varphi \cdot P_n}{p}}.$$

При відомому вологовмісті газову постійну вологого повітря можна визначити по наступним вираженню:

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

де 287 і 461 – величини газової постійної, відповідно до сухого повітря і чистої водяної пари.

З урахуванням того, що

$$R = 8314 / \mu = 8314 / \left( 28.96 - 10.94 \frac{P_n}{p} \right),$$

рівняння стану вологого повітря може бути записане у вигляді

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

звідки щільність вологого повітря

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

або з рівняння стану ідеального газу ( $pV = mRT$ ):

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

При відомому вологовмісті:

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



де  $R_n = 461$  Дж/(кг К) – газова постійна чистої водяної пари.

**Ізобарну теплоємність вологого повітря**  $c_p$  зазвичай відносять до 1 кг сухого повітря, тобто до  $(1+d)$  кг вологого повітря. Вона дорівнює сумі теплоємностей 1 кг сухого повітря і  $d$  кг пари:

$$c_p = c_{pv} + d c_{pn}.$$

У приблизних термодинамічних розрахунках процесів з вологим повітрям у невеликому діапазоні температур можна застосовувати питому ізобарну теплоємність сухого повітря  $c_{pv} = 1005$  Дж/(кг К)  $\approx 1$  кДж/(кг К), питому ізобарну теплоємність водяної пари  $c_{pn} = 1930$  Дж/(кг К)  $\approx 1,93$  кДж/(кг К).

**Ентальпія вологого повітря** визначається як ентальпія газової суміші, що складається з 1 кг сухого повітря і  $d$  кг водяної пари, тобто

$$i = i_g + d i_n.$$

Ентальпія 1 кг сухого повітря:

$$i_g = c_{pv} t = t \quad (\text{тому що } c_{pv} = 1).$$

Ентальпія 1 кг пари, досить точно може бути обчислена по формулі, у якій теплота випару води при 0 °С прийнята рівною 2501 кДж/кг, а теплоємність пари 1,93 кДж/(кг К):

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

Тоді

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

У загальному випадку, коли вологе повітря крім водяної пари містить воду (туман) і лід (сніг), у правій частині формули з'являться ще два доданки:  $d_{ж} i_{ж}$  і  $d_{л} i_{л}$ , у яких  $d_{ж}$  і  $d_{л}$  – зміст рідкої і твердої фази у вологій повітрі.

$i_{ж} = c_{ж} t = 4,19 t$  і  $i_{л} = 2,1 t - 335$  – ентальпія води і льоду відповідно.

У цьому випадку формула для розрахунків ентальпії вологого повітря одержить вид

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

При наявності рідкої або твердої фази вологовміст  $d = d_{ж} + d_{л}$ .

## ТЕМА 9.

### ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТЕПЛООБМІНУ

Теплота може поширюватися в будь-яких речовинах і навіть через вакуум (порожнечу). Ідеальних теплоізоляторів не існує.

У всіх речовинах теплота передається теплопровідністю за рахунок переносу енергії мікрочастинками. Атоми, електрони і інші мікрочастинки, з яких складається речовина, рухаються зі швидкостями, пропорційними їхній температурі. За рахунок взаємодії одна з одною, мікрочастинки, що швидко рухаються, віддають свою енергію більш повільним, переносячи в такий спосіб теплоту із зони з високою температурою в зону з більш низькою. У теорії теплообміну, як і в гідромеханіці, терміном «рідина» позначається будь-яке суцільне середовище, що має властивість плинності. Поділ на «краплинну рідину» і «газ» використовується тільки у випадку, коли агрегатний стан речовини відіграє в розглянутому процесі істотну роль.

У рідинах перенос теплоти може здійснюватися ще і за рахунок перемішування. При цьому вже не окремі молекули, а більші, макроскопічні об'єми гарячої рідини переміщуються в зони з низькими температурами, а холодна рідина попадає в зони з високими температурами. Перенос теплоти разом з макроскопічними об'ємами речовини зветься **конвекційним теплопереносом**, або просто **конвекцією**.

Слід мати на увазі, що одночасно з конвекцією завжди співіснує і теплопровідність, однак конвекційний перенос у рідинах звичайно є визначальним, оскільки він значно інтенсивніше теплопровідності.

У твердих монолітних тілах переміщення макроскопічних об'ємів відносно один одного неможливо, тому теплота переноситься в них тільки теплопровідністю. Однак при нагріванні, сушінні зернистих матеріалів (піску, зерна і т.д.) дуже часто штучно організують перемішування. Процес теплопереносу при цьому різко інтенсифікується і фізично стає схожим на конвективний теплоперенос у рідинах.

Часто доводиться розраховувати теплообмін між рідиною і поверхнею твердого тіла. Цей процес одержав спеціальну назву **конвекційна тепловіддача** (теплота віддається від рідини до поверхні або навпаки).

Третім способом переносу теплоти є **випромінювання**. Випромінюванням теплота передається через усі променепрозорі середовища, у тому числі і через вакуум, наприклад у космосі, де це єдино можливий спосіб одержання теплоти від Сонця і втрати її в міжзоряний простір. Носіями енергії при теплообміні випромінюванням є фотони, що випромінюються і поглинаються тілами, що беруть участь у теплообміні.

У більшості випадків перенос теплоти здійснюється декількома способами одночасно, хоча часто одним або навіть двома способами зневажають через їх невеликий внесок в сумарний складний теплоперенос.

Інтенсивність переносу теплоти характеризується **інтенсивністю теплового потоку**, тобто кількістю теплоти, переданої в одиницю часу через одиничну площу поверхні. Ця величина вимірюється у  $\text{Вт/м}^2$  і звичайно позначається  $q$ . (Слід звернути увагу на те, що в термодинаміці тими ж буквами позначають інші величини:  $q$  – *питома кількість теплоти*).



Кількість теплоти, передана в одиницю часу через довільну поверхню  $F$ , у теорії теплообміну прийнято називати **потужністю теплового потоку** або просто **тепловим потоком** і позначати буквою  $Q$ . Одиницею її виміру служить Дж/с, тобто Вт.

### Теплопровідність

Допільно пояснити ряд понять, що входять в основний закон теплопровідності.

**Температурне поле** – це сукупність значень температури у всіх точках тіла в даний момент часу. Математично воно описується у вигляді

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

Розрізняють стаціонарне температурне поле, коли температура у всіх точках тіла не залежить від часу, і нестаціонарне. Крім того, якщо температура змінюється тільки по одній або двом просторовим координатам, то температурне поле називають відповідно одно- або двовірним.

**Ізотермічна поверхня** – це геометричне місце точок, температура в яких однакова.

Гradient температури  $\text{grad } t$  – це вектор, спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні і чисельно рівний похідної від температури по цьому напрямку.

Згідно з **основним законом теплопровідності** – закону Фур'є (1822), вектор щільності теплового потоку, переданого теплопровідністю, пропорційний gradientу температури:

$$q = -\lambda \text{ grad } t,$$

де  $\lambda$  – коефіцієнт теплопровідності речовини, Вт/(м·К).

Знак мінус у рівнянні вказує на те, що вектор  $q$  спрямований протилежно вектору  $\text{grad } t$ , тобто убик найбільшого зменшення температури.

Тепловий потік  $dq$  через довільно орієнтований елементарний майданчик  $dF$  дорівнює скалярному добутку вектора  $q$  на вектор елементарного майданчика  $dF$ , а повний тепловий потік  $Q$  через усю поверхню  $F$  визначається інтегруванням цього добутку по поверхні  $F$ :

$$Q = \int_F q dF.$$

Коефіцієнт теплопровідності  $\lambda$  у законі Фур'є характеризує здатність даної речовини проводити теплоту. Значення  $\lambda$  приводяться в довідниках по теплофізичних властивостях речовин. Чисельно коефіцієнт  $\lambda$  дорівнює щільності теплового потоку при gradientі температури 1 К/м. У газах він залежить в основному від швидкості руху молекул, яка у свою чергу зростає зі збільшенням температури і зменшенням маси молекул. Найбільшу теплопровідність має легкий газ – водень (при кімнатних умовах  $\lambda=0,2$  Вт/(м·К)). У більш важких газів теплопровідність менше – у повітря  $\lambda=0,025$  Вт/(м·К), у двоокису вуглецю  $\lambda=0,02$  Вт/(м·К).

У металах теплопровідність забезпечується головним чином за рахунок теплового руху електронів («електронного газу»), які більш ніж в 3000 раз легше молекул найлегшого газу – водню. Відповідно і теплопровідність металів багато вище, чим газів. Найбільший коефіцієнт теплопровідності мають чисті срібло і мідь:  $\lambda=400$  Вт/(м·К). Для вуглецевих сталей  $\lambda=50$  Вт/(м·К). У рідин  $\lambda$ , як правило, менше 1 Вт/(м·К). Вода є одним із кращих рідких провідників теплоти, для неї  $\lambda=0,6$  Вт/(м·К).

Коефіцієнт теплопровідності неметалічних твердих матеріалів зазвичай нижче 10 Вт/(м К).

Пористі матеріали – пробка, різні волокнисті наповнювачі типу вати – мають найменші коефіцієнти теплопровідності  $\lambda < 0,25$  Вт/(м К), що наближаються при малій щільності набивання до коефіцієнта теплопровідності повітря, що наповнює пори.

Значний вплив на  $\lambda$  можуть виявляти температура, тиск, а у пористих матеріалів ще і вологість. У довідниках завжди приводять умови, при яких визначався коефіцієнт  $\lambda$ .

### Стаціонарна теплопровідність

Найпростішим і дуже розповсюдженим завданням, розв'язуваним теорією теплообміну, є визначення щільності теплового потоку, переданого через плоску стінку товщиною  $\delta$  (дельта), на поверхнях якої підтримуються температури  $t_{c1}$  і  $t_{c2}$  (рис. 9.1).

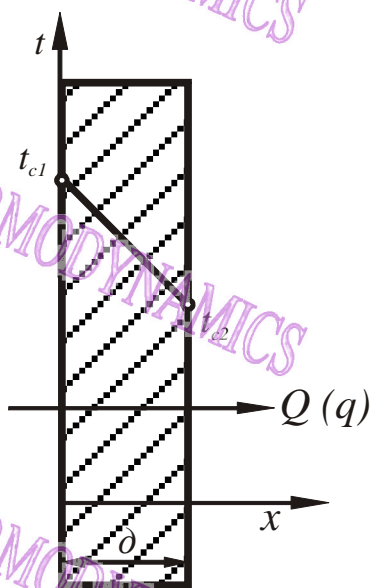


Рис. 9.1 – Стаціонарне розподілення температури по товщині плоской стінки

Температура змінюється тільки по товщині пластини – по одній координаті  $x$ . Такі завдання називаються одномірними, розв'язки їх найбільш прості.

Враховуючи, що для одномірного випадку

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

і використовуючи основний закон теплопровідності, одержуємо диференціальне рівняння стаціонарної теплопровідності для плоскої стінки:

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

У більшості практичних завдань приблизно передбачається, що коефіцієнт  $\lambda$  не залежить від температури і однаковий по всій товщині стінки. Значення  $\lambda$  знаходять у довідниках при температурі середньої між температурами поверхонь стінки:

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

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

тобто залежність температури  $t$  від координати  $x$  лінійна.

Розділивши змінні в рівнянні і проінтегрувавши по

$t$  від  $t_{c1}$  до  $t_{c2}$  і по  $x$  від 0 до  $\delta$ :

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

одержимо залежність для розрахунків щільності теплового потоку

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

або

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

Відношення  $\lambda F / \delta$  називається **тепловою провідністю** стінки, а зворотна величина  $\delta / \lambda F$  – тепловим або **термічним опором** стінки і позначається  $R_{\lambda}$ .

Користуючись поняттям термічного опору, формулу для розрахунків теплового потоку можна представити у вигляді

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



аналогічному закону Ома в електротехніці (сила електричного струму дорівнює різниці потенціалів, діленої на електричний опір провідника, по якому тече струм).

Дуже часто термічним опором називають величину  $\delta/\lambda$ , яка дорівнює термічному опору плоскої стінки площею  $1 \text{ м}^2$ .

Отриманою формулою можна користуватися і для розрахунків теплового потоку через стінку, що складається з декількох припасованих друг до друга шарів різномірних матеріалів (рис. 9.2), наприклад цегельну стінку будинку, покриту шаром штукатурки, фарби і т.д.

Термічний опір такої стінки дорівнює сумі термічних опорів окремих шарів:

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

У формулу потрібно підставити різницю температур у тих точках (поверхнях), між якими «включені» усі термічні опори, що підсумовуються, тобто в цьому випадку

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

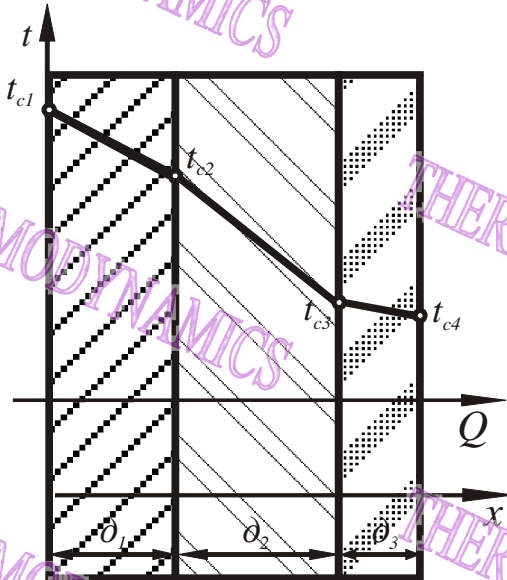


Рис. 9.2 – Распределение температуры по толщине многослойной плоской стенки

Розподіл температур у межах кожного шару – лінійний, однак у різних шарах крутість температурної залежності різна.

Більш різко температура міняється в шарах з меншою теплопровідністю. Так, у даному прикладі (рис. 9.2) найменшою теплопровідністю має матеріал другого шару, а найбільшої – третього.

Ідеально щільний контакт між окремими шарами багатшарової стінки виходить, якщо один із шарів наносять на інший у рідкому стані або у вигляді текучого розчину (цементного, гіпсового та ін.). Тверді тіла торкаються один одного тільки вершинами профілів шорсткостей. Площа контакту вершин зневажливо мала, і весь тепловий потік іде через повітряний зазор. Це створює додатковий (контактний) термічний опір  $R_K$ . Його можна приблизно оцінити, якщо прийняти, що товщина зазору  $\delta$  між тілами, що торкаються, у середньому вдвічі менше максимальної відстані  $\delta_{\text{макс}}$  між западинами шорсткостей. Для зменшення  $R_K$  необхідно заповнити зазори яким-небудь матеріалом з більш високою, ніж у повітря, теплопровідністю або хоча б склеїти.

Дуже часто теплоносії рухаються по трубах і потрібно розрахувати тепловий потік, переданий через циліндричну стінку труби (рис. 9.3).

Завдання про поширення теплоти в циліндричній стінці при відомих і постійних температурах на внутрішній і зовнішній поверхнях, також одномірне, якщо її розглядати в циліндричних координатах.

Температура змінюється тільки уздовж радіуса (по координаті  $r$ ), а по довжині труби і по її периметру залишається незмінною. У цьому випадку

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

і закон Фур'є буде мати вигляд

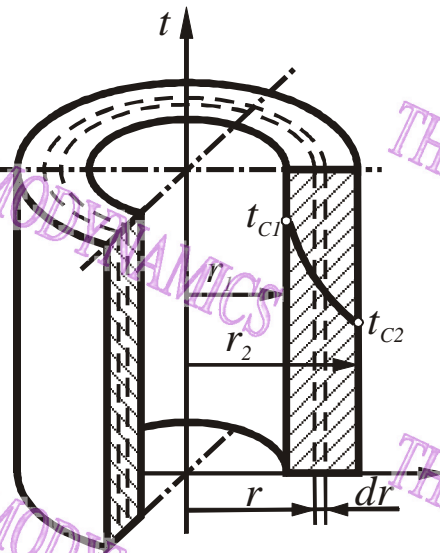


Рис. 9.3 – Изменение температуры по толщине цилиндрической стенки

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

або для труби довжиною  $l$

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

Розділимо змінні:

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

Інтеграл цього рівняння:

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

показує, що розподіл температури по радіусу стінки підкоряється логарифмічному закону. У внутрішньої поверхні, де кривизна стінки більша, температура міняється різкіше, ніж у зовнішньої.

Інтегрування рівняння в певних межах (по  $t$  від  $t_{c1}$  до  $t_{c2}$  і по  $r$  від  $r_1$  до  $r_2$ ) дає залежність для розрахунків теплового потоку через циліндричну стінку:

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

Для труб звичайно вимірюється і приводиться в умовах завдань діаметр, а не радіус, тому відношення радіусів  $r_2/r_1$  замінене відношенням діаметрів  $d_2/d_1$ . Причому при  $d_2/d_1 \approx 1$  розрахунок повинен проводитися з високою точністю, оскільки невелика погрішність, допущена при визначенні відносини  $d_2/d_1$ , у цьому випадку дає значну помилку при обчисленні логарифма. Наприклад, погрішність менш 1 % дає погрішність обчислення теплового потоку більше 10 %.

Для визначення теплового потоку через багат шарову циліндричну стінку слід, як і для багат шарової плоскої стінки, підсумувати термічні опори окремих шарів.

### Конвекційний теплообмін

Спільний процес переносу теплоти конвекцією і теплопровідністю називається **конвекційним теплообміном**.

Розрізняють вільну і змушену конвекцію. Конвекція, створювана примусовим способом (мішалкою, вентилятором і т.д.), зветься **змущеною**. Якщо ж рух елементів об'єму середовища викликаний наявністю в ній температурних різниць, а отже, різних щільностей, то така конвекція називається **вільною** або **природною**.

Процес конвекційного теплообміну між рідким середовищем, що рухається, і поверхнею омиваного твердого тіла **називається** тепловіддачею.

Рейнольдс в 1884 г. установив існування двох режимів руху рідини, один з яких одержав назву **ламінарного**, інший – **турбулентного**. При ламінарному режимі всі частки рідини рухаються паралельно один одному, не перемішуючись. Отже, перенос теплоти в цьому напрямку здійснюється тільки теплопровідністю (рис. 9.4, а). Тому для розрахунків процесів тепловіддачі можна скористатися рівнянням Фур'є. Через порівняно малі коефіцієнти теплопровідності рідин (особливо газів) теплота по всьому об'єму рідини в ламінарному потоці поширюється повільно.



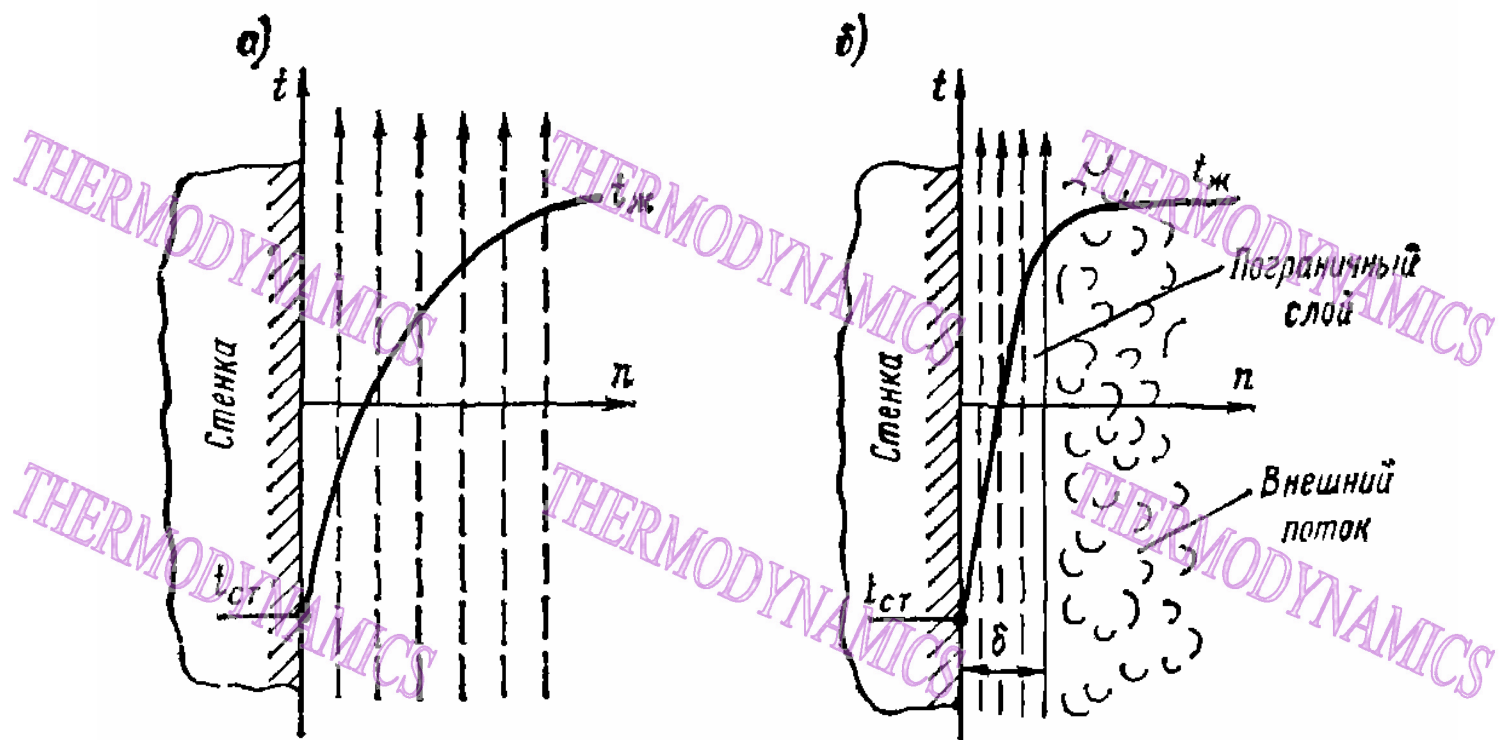


Рис. 9.4 – Тепловіддача при різних режимах плинину рідини:  
а – при ламінарному; б – при турбулентному

При турбулентному режимі часточки рідини, беручи участь у загальному поступальному русі, переміщуються хаотично, неупорядковано, з утворенням вихрів і появою нерегулярної пульсації швидкості, тиску і інших параметрів. Чим частіше утворюються вихри, тем інтенсивніше перемішування потоку, тим більше його турбулентність. Перенос теплоти в обуреному вихрами потоці здійснюється конвекцією, але поблизу стінки цього не спостерігається через «прилипання» часток рідини до поверхні тіла. На поверхні стінки в результаті дії сил в'язкості формується тонкий шар загальмованої рідини, що одержав назву гідродинамічного прикордонного шару (рис. 9.4, б), який рухається паралельно стінці.

**Товщина прикордонного шару  $\delta$**  величина умовна, тому що перехід від прикордонного шару до зовнішнього потоку не є різким. За товщину прикордонного шару  $\delta$  приймають відстань від поверхні стінки до шару рідини, швидкість якого відрізняється від швидкості зовнішнього потоку на малу, заздалегідь задану величину.

При теплообміні між стінкою і середовищем в області, що граничить із поверхнею тіла, виникає **тепловий прикордонний шар**, що представляє собою пристінний шар рідини, у якому температура міняється від температури стінки  $t_{ст}$  до температури зовнішнього потоку  $t_{ж}$ .

Термічний опір прикордонного шару  $\delta/\lambda$  у багато разів перевищує термічний опір турбулентного зовнішнього потоку і є визначальним у процесах конвекційного теплообміну. Тому зміна температури від  $t_{ж}$  до  $t_{ст}$  зосереджена в основному в межах прикордонного шару.

Встановлено, що в процесі теплообміну кількість теплоти, що віддається або одержується тілом від навколишнього середовища, прямо пропорційна площі поверхні тіла  $F$ , різниці температур поверхні тіла  $t_{ст}$  і середовища (рідини)  $t_{ж}$ , тривалості процесу, а також залежить від фізичних властивостей середовища,

характеру його руху, форми тіла і його геометричних розмірів. Для елементарного майданчика і елементарного часу процес описується рівнянням, названим основним рівнянням конвекційного теплообміну або законом Ньютона-Ріхмана:

$$dQ_{\tau} = \alpha(t_{\text{жс}} - t_{\text{см}})dF d\tau,$$

де  $(t_{\text{жс}} - t_{\text{см}})$  – температурний напір;

$\alpha$  – коефіцієнт пропорційності, названий коефіцієнтом тепловіддачі, Вт/(м<sup>2</sup> К).

З рівняння Ньютона-Ріхмана маємо

$$\alpha = dQ_{\tau} / (t_{\text{жс}} - t_{\text{см}})dF d\tau = q (t_{\text{жс}} - t_{\text{см}}),$$

тобто коефіцієнт тепловіддачі дорівнює кількості теплоти, сприйнятої (або, що віддається) одиницею поверхні в одиницю часу при різниці температур між поверхнею, і середовищем, що рухається в 1 К.

**Природна** конвекція виникає за рахунок теплового розширення рідини, нагрітої біля поверхні, що віддає тепло, в самому процесі теплообміну. Вона буде тим сильніша, чим більше різниця температур  $\Delta t = t_{\text{см}} - t_{\text{жс}}$  і температурний коефіцієнт об'ємного розширення  $\beta$ :

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

де  $v=1/\rho$  – питомий об'єм рідини.

Для газів, які в більшості випадків приблизно можна вважати ідеальними, коефіцієнт об'ємного розширення можна одержати, скориставшись рівнянням Клапейрона:

$$\beta = 1/T.$$

Температурний коефіцієнт об'ємного розширення краплинних рідин значно менше, ніж у газів. У невеликому діапазоні зміни температур (а значить, і питомих об'ємів), похідну в рівнянні можна замінити відношенням кінцевих різниць параметрів холодної (з індексом «ж») і прогрітої (без індексів) рідини:

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

Різниця щільностей  $\rho_{\text{жс}} - \rho = \beta \rho_{\text{жс}} (t - t_{\text{жс}})$  призводить до того, що на будь-який одиничний об'єм прогрітої рідини буде діяти піднімальна сила  $F_n$ , що дорівнює алгебраїчній сумі архімедової сили, що виштовхує,  $A = -\rho_{\text{жс}}g$  і сили ваги  $G = \rho g$ :

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

Піднімальна сила  $F_n$  переміщує прогріту рідину нагору без яких-небудь пристроїв, що спонукають (виникає природна конвекція). Усі міркування про виникнення природної конвекції слушні і для випадку охолодження рідини з тою лише різницею, що рідина близько холодної поверхні буде рухатися вниз, оскільки її щільність буде більше, ніж удалині від поверхні.

### Променистий теплообмін

Теплове випромінювання є результатом перетворення внутрішньої енергії тіл в енергію електромагнітних коливань. При потраплянні теплових променів (хвиль) на інше тіло, їх енергія частково поглинається ним, знову перетворюючись у внутрішню.

Теплове випромінювання, як процес поширення електромагнітних хвиль характеризується довжиною хвилі  $\lambda$  і частотою коливань  $\nu = c/\lambda$ , де  $c$  – швидкість світла (у вакуумі  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с).



Усі види електромагнітного випромінювання мають однакову природу, тому класифікація випромінювання по довжинах хвиль залежно від спричиняемого ними ефекту носить лише умовний характер. При температурах, з якими звичайно мають справу в техніці, основна кількість енергії випромінюється при  $\lambda = 0,8 - 80$  мкм. Ці промені прийнято називати тепловими (**інфрачервоними**). Більшу довжину мають радіохвилі, меншу – хвилі видимого (*світлового*:  $0,4 - 0,8$  мкм) і ультрафіолетового випромінювання.

Тепловий потік, випромінюваний на всіх довжинах хвиль із одиниці поверхні тіла в усіх напрямках, називається **поверхневою щільністю** потоку інтегрального випромінювання  $E$ , Вт/м<sup>2</sup>. Вона визначається природою даного тіла і його температурою. Це власне випромінювання тіла.

Частина енергії випромінювання  $E_{nad}$ , що падає на тіло (рис. 9.5), поглинається ( $E_A$ ), частина відбивається ( $E_R$ ) і частина проникає крізь нього ( $E_D$ ).

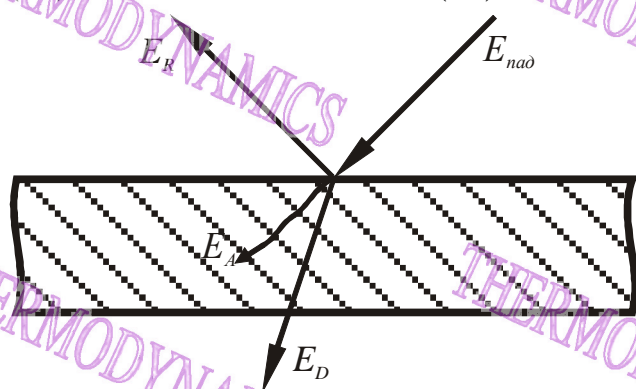


Рис. 9.5 – Распределение энергии излучения, падающей на тело

Таким чином,

$$E_A + E_R + E_D = E_{nad}.$$

Це рівняння теплового балансу можна записати в безрозмірній формі:

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

Величина  $A = E_A/E_{nad}$  називається коефіцієнтом поглинання,  $R = E_R/E_{nad}$  – коефіцієнтом відбиття,  $D = E_D/E_{nad}$  – коефіцієнтом пропущення.

Тіло, що поглинає все падаюче на нього випромінювання, називається абсолютно чорним. Для цього тіла  $A=1$ . Тіла,

для яких коефіцієнт  $A < 1$  і не залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання, називаються сірими. Для абсолютно білого тіла  $R=1$ , для абсолютно прозорого  $D=1$ .

Якщо поверхня поглинає теплові промені, але не поглинає світлові, вона не здається чорною. Більше того, наш зір може сприймати таку поверхню як білу, наприклад сніг, для якого  $A=0,98$ .

Тверді і рідкі тіла в більшості випромінюють енергію всіх довжин хвиль в інтервалі від 0 до  $\infty$ , тобто мають суцільний спектр випромінювання (хоча найбільша кількість енергії випускається в межах довжин хвиль від 0,8 до 80 мкм). Чисті (неокислені) метали і гази характеризуються **селективним випромінюванням**, тобто випромінюють енергію тільки певних довжин хвиль.

У більшості твердих і рідких тіл поглинання теплових променів завершується в тонкому поверхневому шарі, тобто не залежить від товщини тіла. Для цих тіл теплове випромінювання звичайно розглядається як поверхневе явище. У газі, у силу значно меншої концентрації молекул, процес променистого теплообміну носить об'ємний характер. Коефіцієнт поглинання газу залежить від розмірів («товщини») газового об'єму і тиску газу, тобто концентрації поглинаючих молекул.

Сума потоків власного і відбитого тілом випромінювання називається його **ефективним випромінюванням**:

$$E_{эф} = E + R E_{nad}.$$

Сумарний процес взаємного випускнення, поглинання, відбиття і пропущення енергії випромінювання в системах тіл називається **променистим теплообміном**.

Величина  $\lambda_m$  (довжина хвилі, що характеризується максимумом випромінювання) пов'язана з абсолютною температурою тіла  $T$  законом Віна:

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

З нього випливає, що з ростом температури максимум випромінювання зміщується в бік коротких хвиль. Так, у випромінюванні з поверхні Сонця ( $T \approx 5800$  К) максимум припадає на видиму частину спектра ( $\lambda_m \approx 0,5$  мкм), а у випромінюванні електронагрівника ( $T \approx 5800$  К)  $\lambda_m = 3$  мкм, причому в останньому випадку енергія видимого (світлового) випромінювання незначна в порівнянні з енергією теплового (інфрачервоного).

Поверхнева щільність потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від його температури описується законом Стефана-Больцмана:

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

де  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>) – постійна Стефана-Больцмана.

Для технічних розрахунків закон Стефана-Больцмана зазвичай записують у вигляді:

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

де  $C_0 = \sigma_0 \cdot 10^8 = 5,67$  Вт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>) зветься коефіцієнтом випромінювання абсолютно чорного тіла.

Тіла, з якими ми маємо справу на практиці, випромінюють менше теплової енергії, ніж абсолютно чорне тіло при тій же температурі.

Відношення поверхневої щільності потоку власного інтегрального випромінювання  $E$  даного тіла до поверхневої щільності потоку інтегрального випромінювання  $E_0$  абсолютно чорного тіла при тій же температурі називається **ступенем чорності** цього тіла:

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

Тут  $C$  – коефіцієнт випромінювання реального тіла, Вт/(м<sup>2</sup> К<sup>4</sup>).

Згідно із законом Кірхгоффа ступінь чорності будь-якого тіла в стані термодинамічної рівноваги чисельно дорівнює його коефіцієнту поглинання при тій же температурі, тобто  $\varepsilon = A$ . Відповідно до цього закону, відношення енергії випромінювання до коефіцієнта поглинання ( $E/A$ ) не залежить від природи тіла і дорівнює енергії випромінювання  $E_0$  абсолютно чорного тіла при тій же температурі. Чим більше коефіцієнт поглинання, тим більше і енергія випромінювання цього тіла при заданій температурі. Якщо тіло мало випромінює, то воно мало і поглинає. Абсолютно біле тіло не здатне не випромінювати, не поглинати енергію.

### Теплообмін випромінюванням системи тіл у прозорім середовищі

Розглянемо теплообмін між двома одиничними (наприклад, по 1 м<sup>2</sup>) поверхнями, розверненими друг до друга з невеликим зазором (рис. 9.6), причому  $T_1 > T_2$ . У цій системі  $E_1$  – енергія власного випромінювання першого тіла на друге,  $E_2$  – другого на перше. Через малу відстань між ними практично все випромінювання кожної з розглянутих поверхонь попадає на протилежну. Для непрозорого тіла ( $D = 0$  і  $R = 1 - A$ ):

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

Кожне з розглянутих тіл має ефективне (повне) випромінювання, відповідно,  $E_{\text{эф1}}$  і  $E_{\text{эф2}}$ . Для першого тіла  $E_{\text{эф2}}$  є падаючим випромінюванням, тому

$$E_{\text{эф1}} = E_1 + E_{\text{эф2}} (1 - A_1).$$



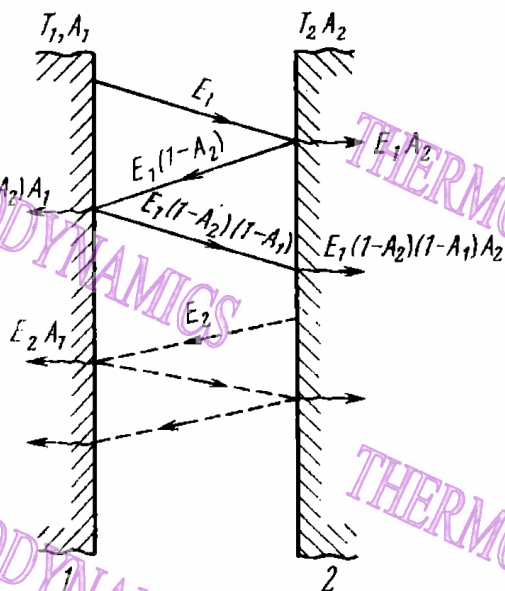


Рис. 9.6 – Схема лучистого теплообмена между двумя телами

Аналогічно для другого тіла

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

Щільність результуючого теплового потоку від першого тіла на друге дорівнює

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

Будемо вважати, що ступінь чорності обох поверхонь не міняється в діапазоні температур від  $T_1$  до  $T_2$ . Отже, за законом Кірхгоффа  $A_1 = \varepsilon_1$  і  $A_2 = \varepsilon_2$ . Заміняючи  $A$  на  $\varepsilon$  і виносячи  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, C_0$ , одержуємо

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

Величина

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

називається **наведеним ступенем чорності** системи тіл. Як видно,  $\varepsilon_{np}$  міняється від нуля до одиниці, залишаючись завжди менше і  $\varepsilon_1$  і  $\varepsilon_2$ .

З урахуванням  $\varepsilon_{np}$ , формула для повного теплового потоку має вигляд

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

де  $F$  – площа теплообмінної поверхні, однакова в нашому випадку для обох тіл.

Відповідно до цього, повний потік теплоти, переданий випромінюванням від гарячого тіла холодному, пропорційний поверхні тіла, наведеному ступеню чорності і різниці четвертих ступенів абсолютних температур тіл. На практиці часто одна теплообмінна поверхня повністю охоплюється іншою (рис. 9.7). На відміну від теплообміну між близько розташованими поверхнями з рівними площами тут лише частина випромінювання поверхні  $F_2$  попадає на  $F_1$ . Інша енергія

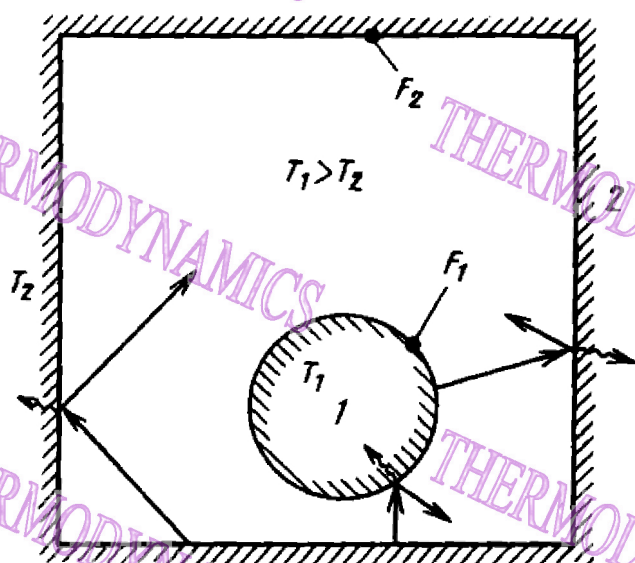


Рис. 9.7 – Схема лучистого теплообмена между телами в замкнутом пространстве

сприймається самою же поверхнею  $F_2$ . У цьому випадку

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

У випадку теплообміну між довільними тілами кожне з них випромінює на інше лише частину енергії, випромінюваної їм в усіх напрямках; інша енергія

розсіюється в просторі або попадає на інші тіла. У цьому випадку в розрахункову формулу вводиться поправочний коефіцієнт, називаний **коефіцієнтом опромінення** тіла  $\varphi_{1,2}$  і враховуючий частку випромінювання першого тіла, яка сприймається другим тілом.

Таким чином, теплообмін між двома довільно розташованими тілами може бути розрахований по формулі

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

Коефіцієнт опромінення називають також кутовим коефіцієнтом випромінювання. Це чисто геометричний фактор, що залежить тільки від форми, розмірів тіл і їх взаємного розташування. Розрізняють коефіцієнт опромінення першим тілом другого  $\varphi_{1,2}$  і коефіцієнт опромінення другим тілом першого  $\varphi_{2,1}$ . При цьому  $\varphi_{1,2} F_1 = \varphi_{2,1} F_2$ . Коефіцієнт опромінення визначається аналітично або експериментально. Для більшості окремих випадків, що мають місце в техніці, значення коефіцієнтів опромінення або відповідні формули для їх розрахунків приводяться в довідниках. Якщо все випромінювання одного тіла попадає на інше, то  $\varphi_{1,2} = 1$ . Стосовно до (рис. 9.7)  $\varphi_{1,2} = 1$ , а  $\varphi_{2,1} = F_1 / F_2$ .

У приблизних розрахунках променистого теплообміну між двома довільно розташованими тілами  $\varepsilon_{np}$  припустимо розраховувати по формулі  $\varepsilon_{np} = \varepsilon_1 \varepsilon_2$ . Помилка зростає зі зменшенням  $\varepsilon_1$  або  $\varepsilon_2$ .

### Перенос променистої енергії в поглинаючій середовищі

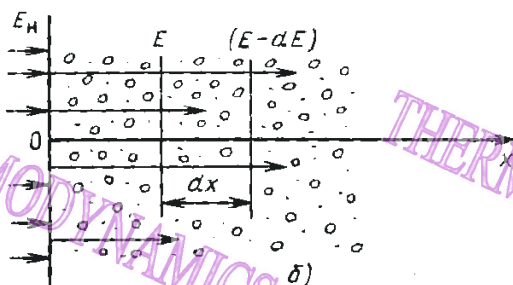
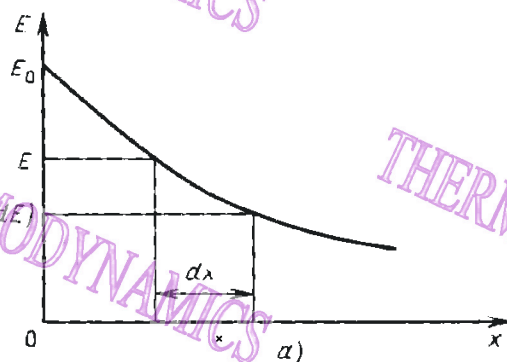


Рис. 9.8 – Ослабление плоскопараллельного излучения в запыленной среде

Розглянемо перенос енергії плоскопаралельним променем у запыленій середовищі, наприклад у продуктах згоряння твердого палива, що містять частки золи. Промінь спрямований уздовж осі  $x$  (рис. 9.8). Площу перетину променя прийемо рівною  $1 \text{ м}^2$ , тоді енергія променя на вході в середовище дорівнює  $E_n$ . Для простоти будемо вважати частки пилу сферичними однакового розміру з діаметром  $d$  і абсолютно чорними.

У шарі товщиною  $dx$  частки, що зустрілися на шляху променя, поглинають енергію в кількості  $dE$ . Поглинена енергія  $dE$  дорівнює добутку падаючої ( $E$ ) на сумарну площу поперечного перерізу всіх часток у шарі товщиною  $dx$ . У свою чергу, ця площа дорівнює добутку поперечного перерізу однієї частки  $\pi d^2/4$  на їхнє число

$n$ . Число часток  $n_l$  в одиниці об'єму середовища дорівнює відношенню їх маси  $c_q$  в одиниці об'єму ( $\text{кг/м}^3$ ) до маси однієї частки щільністю  $\rho_q$ :

$$n_l = c_q / (\rho_q \pi d^3/6).$$

Число часток в об'ємі шару товщиною  $dx$  (і площею  $1 \text{ м}^2$ ):

$$n = n_l dx.$$



Тоді

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

Звідси

$$\frac{dE}{E} = -\frac{1.5c_q}{d\rho_q} dx.$$

Інтегруючи це вираження від початкового значення  $E_n$  (при  $x = 0$ ) до поточного  $E$ , одержимо

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

Позначивши величину  $(1.5c_q) / (d\rho_q)$  через  $\chi$  (чи), а товщину шару середовища через  $l$ , одержимо

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

Цей закон експонентного ослаблення випромінювання в променепоглинаючому середовищі зветься закон Бугера: коефіцієнт ослаблення  $\chi$  збільшується з ростом масової концентрації часток і зменшенням їх розмірів.

Коефіцієнт поглинання шару запиленого середовища товщиною  $x = l$  дорівнює

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

Таким чином, коефіцієнт поглинання (а отже, і ступінь чорності) шару запиленого середовища, на відміну від твердого тіла, залежить від його товщини і концентрації пилу.

У реальних системах процес передачі променистої енергії ускладнений тим, що несферичні частки мають різні розміри, ступінь їх чорності не дорівнює одиниці, а промінь не плоскопаралельний. Тому дійсна величина  $\chi$ , а також величина  $l$ , що замінюється звичайно на величину  $l_{\text{эф}}$  (ефективна довжина променя або ефективна товщина випромінюючого шару), визначаються з експерименту і приводяться в довідниках.

## ТЕМА 10.

### СКЛАДНИЙ ТЕПЛООБМІН І ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

В реальних умовах дуже часто зустрічається складний теплообмін, при якому теплота передається двома або навіть усіма трьома способами одночасно. Найпоширенішим випадком складного теплообміну є тепловіддача від поверхні до газу (або від газу до поверхні). При цьому має місце конвективний теплообмін між поверхнею і газом, що омиває її, і, крім того, поверхня випромінює і поглинає енергію, обмінюючись потоками випромінювання з газом і навколишніми предметами. У цілому інтенсивність складного теплообміну в цьому випадку характеризують сумарним коефіцієнтом тепловіддачі:

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

Звичайно вважають, що конвекція і випромінювання не впливають один на одного. Коефіцієнт тепловіддачі конвекцією  $\alpha_k$  рахують по раніше наведених формулах, а під коефіцієнтом тепловіддачі випромінюванням  $\alpha_l$  розуміють відношення щільності теплового потоку випромінюванням  $q_l$  до різниці температур поверхні і газу:

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

Навіть при низьких температурах внесок випромінювання в теплообмін між поверхнею і газом може бути значним, особливо при низькій інтенсивності тепловіддачі конвекцією. У ряді випадків впливом однієї зі складових коефіцієнта тепловіддачі можна зневажити. Наприклад, зі збільшенням температури різко зростає тепловий потік випромінюванням, тому в топках парових котлів і печей, де швидкості плин timer газів невеликі, а  $t_g > 1000^\circ\text{C}$ , звичайно приймають  $\alpha = \alpha_l$  і, навпаки, при теплообміні поверхні з потоком краплинної рідини визначальним є конвективний теплообмін, тобто  $\alpha = \alpha_k$ .

Часто доводиться розраховувати стаціонарний процес переносу теплоти від одного теплоносія до іншого через стінку, що поділяє їх. Такий процес називається **теплопередачею**. Він поєднує всі розглянуті раніше елементарні процеси. Спочатку теплота передається від гарячого теплоносія  $t_{ж1}$  до однієї з поверхонь стінки шляхом конвективного теплообміну, який може супроводжуватися випромінюванням. Інтенсивність процесу тепловіддачі характеризується коефіцієнтом тепловіддачі  $\alpha_1$ .

Потім теплота теплопровідністю переноситься від однієї поверхні стінки до іншої. Термічний опір теплопровідності  $R_\lambda$  розраховується залежно від виду стінки. І, нарешті, теплота знову шляхом конвективного теплообміну, що характеризується коефіцієнтом тепловіддачі  $\alpha_2$ , передається від поверхні стінки до холодної рідини.

При стаціонарному режимі тепловий потік  $Q$  у всіх трьох процесах однаковий, а перепад температур між гарячою і холодною рідинами складається із трьох складових:

1) між гарячою рідиною і поверхнею стінки. Позначимо  $R_\alpha = 1/\alpha F$ , тоді згідно із законом Ньютона-Ріхмана

$$t_{ж1} - t_{c1} = Q / (\alpha_1 F) = Q R_{\alpha_1};$$

2) між поверхнями стінки:

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



3) між другою поверхнею стінки, площа якої може бути відмінна від  $F_1$  (наприклад, для циліндричної стінки), і холодною рідиною:

$$t_{c2} - t_{ж2} = Q / (\alpha_2 F_2) = Q R_{\alpha 2}.$$

Склавши ліві і праві частини цих трьох виражень, одержимо

$$t_{ж1} - t_{ж2} = Q \left( \frac{1}{\alpha_1 F_1} + R_\lambda + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right),$$

звідки

$$Q = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + R_\lambda + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R_{\alpha 1} + R_\lambda + R_{\alpha 2}} = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{R_\kappa}.$$

Ця формула придатна для розрахунків процесу теплопередачі через будь-яку стінку (плоску, циліндричну, багат шарову і т.д.). Відмінності при цьому будуть тільки в розрахункових формулах для  $R_\lambda$ .

Величина  $R_\alpha = 1 / \alpha F$  називається **термічним опором тепловіддачі**, а сумарний термічний опір  $R_\kappa$  – **термічним опором теплопередачі**.

Тепловий потік дорівнює відношенню перепаду температур до суми термічних опорів, між якими цей перепад вимірюється (аналогічно закону Ома). У процесі передачі теплоти через стінку між двома теплоносіями тепловий потік долає три послідовно «включені» термічні опори: тепловіддачі  $R_{\alpha 1}$ , теплопровідності  $R_\lambda$  і знову тепловіддачі  $R_{\alpha 2}$ .

У випадку теплопередачі через плоску стінку (рис. 10.1), для якої  $R_\lambda = \delta / (\lambda F)$ , а площі поверхонь плоскої стінки однакові по обидва боки ( $F_1 = F_2 = F$ ), зручніше розраховувати щільність теплового потоку  $q$ . Тоді

$$q = \frac{Q}{F} = \frac{t_{ж1} - t_{ж2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = k(t_{ж1} - t_{ж2});$$

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

де  $k$  – коефіцієнт теплопередачі. Він характеризує інтенсивність процесу теплопередачі від одного теплоносія до іншого через плоску стінку, що поділяє їх. Чисельне значення коефіцієнта

теплопередачі дорівнює тепловому потоку від одного теплоносія до іншого через  $1 \text{ м}^2$  плоскої стінки, що поділяє їх при різниці температур теплоносіїв в  $1 \text{ К}$ . У випадку багат шарової стінки замість відношення  $\delta / \lambda$ , слід підставляти суму цих відносин для кожного шару.

Слід звернути увагу на відмінність між коефіцієнтами теплопровідності  $\lambda$ , тепловіддачі  $\alpha$  і теплопередачі  $k$ . Ці коефіцієнти характеризують інтенсивність різних процесів і по-різному розраховуються.

Коефіцієнт теплопередачі – чисто розрахункова величина, яка визначається коефіцієнтами тепловіддачі по обидва боки стінки і її термічним опором. Важливо

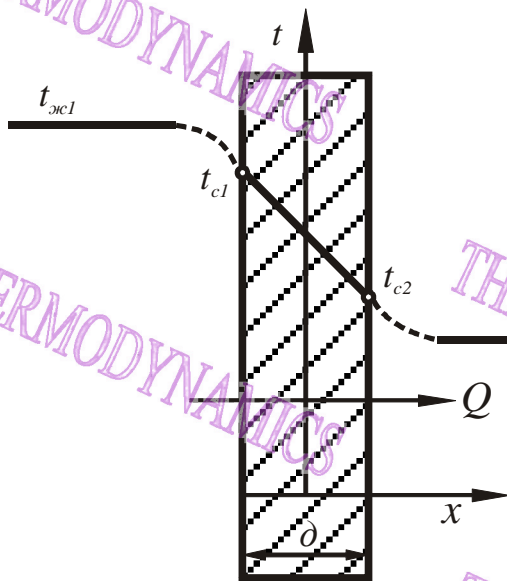


Рис. 10.1 – Распределение температуры при передаче теплоты между двумя теплоносителями через плоскую стенку

підкреслити, що коефіцієнт теплопередачі ніколи не може бути більше  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  і  $\delta/\lambda$ . Сильніше всього він залежить від найменшого із цих значень, залишаючись завжди менше його.

Коефіцієнтом теплопередачі користуються і при розрахунках теплового потоку через тонкі циліндричні стінки (труби), якщо  $d_{\text{н}}/d_{\text{вн}} < 1,5$ :

$$Q_{\text{тр}} = q F_{\text{тр}} = k (t_{\text{ж1}} - t_{\text{ж2}}) F_{\text{тр}}.$$

Площу поверхні труби  $F_{\text{тр}}$  рахують при цьому з тієї її сторони, з якої коефіцієнт тепловіддачі менше. Якщо ж коефіцієнти близькі друг до друга,  $\alpha_1 \approx \alpha_2$ , то доцільно площу рахувати по середньому діаметру труби. У цьому випадку погрішність від заміни в розрахунках циліндричної стінки на плоску буде мінімальна. Зазвичай теплові розрахунки проводять із точністю до третьої значущої цифри.

## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Техническая термодинамика: Учебник для машиностроит. спец. вузов / В.И. Крутов, С.И. Исаев, И.А. Кожин и др. Под ред. В.И. Крутова. 3-е изд. – М.: Высшая школа, – 1991. – 384 С.
2. Базаров И.П. Термодинамика: Учебник для вузов 4-е изд., перераб. – М.: Высшая школа, – 1991. – 376 С.
3. Теплотехника: Учебник для вузов / А.П. Баскаков, Б.В. Берг, О.К. Витт и др. Под ред. А. Баскакова. – 2-е изд., перераб. – М.: Энергоатомиздат, – 1991. – 224 С.
4. Гончаров С.А. Термодинамика: Учебник для вузов / Редсовет: Пучков Л.А. (пред.) и др. – М.: Изд-во Московского государственного горного университета, – 1997. – 441 С.
5. Панкратов Г.П. Сборник задач по общей теплотехнике. – М.: Высшая школа, – 1977.
6. Руководство по проектированию вентиляции угольных шахт. – К.: Основа, – 1994. – 311 С.
7. Дрыжаков Е.В., Исаев С.И., Корнейчук Н.К. и др. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче: учебное пособие для вузов - Изд. 2-е, перераб. и доп. – М.: Высшая школа, – 1968. – 371 с.
8. Методичні вказівки до вивчення дисципліни «Термодинаміка» (для студентів спеціальності 7.090301 «Підземна розробка родовищ корисних копалин») / Укл.: А.П. Тельний – Донецьк: ДонНТУ, – 2009. – 27 с.



## ЗМІСТ:

Список рекомендованої літератури .....	2
ТЕМА 1.....	2
Вступ. Термодинамічний метод дослідження.....	2
ТЕМА 2.....	4
Основні поняття термодинаміки. Термодинамічні процеси.....	4
Рівняння ідеального газу.....	8
Термодинамічні процеси.....	8
ТЕМА 3.....	10
Перший закон термодинаміки.....	10
Робота. Властивості роботи як форми обміну енергією.....	11
Теплота. Властивості теплоти як форми обміну енергією.....	12
Теплоємність.....	13
Рівняння першого закону термодинаміки для відкритих систем.....	14
ТЕМА 4.....	18
Суміші ідеальних газів.....	18
ТЕМА 5.....	22
Термодинамічний аналіз процесів ідеального газу.....	22
Ізохорний процес.....	22
Ізобарний процес.....	22
Ізотермічний процес.....	23
Адіабатний процес.....	23
Політропний процес.....	24
ТЕМА 6.....	27
Замкнені термодинамічні процеси.....	27
Цикл і теорема Карно.....	28
Узагальнений (регенеративний) цикл Карно.....	30
Зворотний цикл Карно.....	31
ТЕМА 7.....	32
Необоротність і другий закон термодинаміки.....	32
Принцип існування ентропії.....	32
Принцип зростання ентропії.....	32
ТЕМА 8.....	35
Властивості і процеси реальних газів.....	35
Водяна пара.....	36
Вологе повітря.....	39
ТЕМА 9.....	43
Основи теорії теплообміну.....	43
Теплопровідність.....	44
Стаціонарна теплопровідність.....	45
Конвекційний теплообмін.....	47
Променистий теплообмін.....	49
Теплообмін випромінюванням системи тіл у прозорім середовищі.....	51
Перенос променистої енергії в поглинаючій середовищі.....	53
ТЕМА 10.....	55
Складний теплообмін і теплопередача.....	55