

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ВНУТРІШНІХ СПРАВ
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

Циклова комісія технічного обслуговування авіаційної техніки

ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ

навчальної дисципліни
«Термодинаміка та теплопередача»
обов'язкових компонент
освітньо-професійної програми першого (бакалаврського) рівня вищої
освіти

272 Авіаційний транспорт
(Технології робіт та технологічне обладнання аеропортів)

Тема 3. Другий закон термодинаміки.

Кременчук 2023

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 22.02.2024 р. № 2

СХВАЛЕНО

Методичною радою
Кременчуцького льотного коледжу
ХНУВС
Протокол від 17.01.2024 р. № 6

ПОГОДЖЕНО

Секцією науково-методичної ради
ХНУВС з технічних дисциплін
Протокол від 22.02.2024 р. № 2

Розглянуто на засіданні циклової комісії технічного обслуговування авіаційної техніки, протокол від 12.12.2023 р. № 8

Розробники:

1. Викладач циклової комісії технічного обслуговування авіаційної техніки , спеціаліст вищої категорії Яніцький А.А.

Рецензенти:

Завідувач кафедри технологій аеропортів Національного авіаційного університету, д.т.н., професор Тамаргазін О.А.

Викладач циклової комісії технічного обслуговування авіаційної техніки Кременчуцького льотного коледжу Харківського національного університету внутрішніх справ, к.т.н., с.н.с. Тягній В.Г.

Тема 3. Другий закон термодинаміки

План лекції

1. Оборотні та необоротні процеси;
2. Кругові процеси (цикли);
3. Формулювання другого закону термодинаміки;
4. Цикл Карно і теореми Карно. Термічний ККД циклу теплової машини;
5. Наведена теплота і нерівність Клазіуса;
6. Ентропія і її властивості. Властивості ентропії в оборотних процесах. Особливості зміни ентропії в необоротних процесах. Ентропія ізольованої системи. Ентропія ідеального газу;
7. T,s -координати. Зображення основних оборотних термодинамічних процесів з ідеальним газом в T,s -координатах. Цикл Карно в T,s -координатах. i,s -координати.

Рекомендована література (основна, допоміжна), інформаційні ресурси в Інтернеті

Основна:

1. Котовський В. Н. Технічна термодинаміка : тексти лекцій, 2015. 88 с.
2. Котовський В. Н. Теплопередача : тексти лекцій, 2015. 76 с.

Допоміжна:

3. Базаров І. П. Термодинаміка : підручник. 2010. 384 с.
4. Баранов В. М., Коньков А. Ю. Термодинаміка і теплопередача: навчальний посібник; 2-е видання, перероблене. 2004. 91 с.

Інформаційні ресурси в інтернеті:

5. URL : <http://klk.univd.edu.ua/uk/dir/177/biblioteka>
6. URL : <http://www.dstu.dp.ua/Portal/Data/6/29/6-29-kl76.pdf>
7. URL : <https://www.youtube.com/watch?v=rFOI3PwO194>

Тема 3. Другий закон термодинаміки

3.1 Оборотні та необоротні процеси

У термодинаміки розрізняють також оборотні і необоротні процеси.

Оборотним процесом називають будь-який процес, який може проходити як в прямому, так і в протилежному напрямку. Притому при зворотному процесі система проходить через все ті ж стану, що й в прямому процесі, але в зворотному порядку і так, що в самій системі або навколишньому середовищу не виникають ніяких змін.

Процеси, які не задовольняють вище сказаним умов, називаються необоротними.

Як незворотних процесів можна навести процеси передачі тепла між тілами з різною температурою. Процес не може бути оборотним, так як тепло мимоволі переходить від тіла з вищою температурою до тіла з низькою. Для переходу тепла навпаки необхідно затратити роботу.

Іншим прикладом може служити процес розширення газу в вакуум. При розширенні в порожнечу робота не витрачається, тобто дорівнює нулю, а при стисненні необхідно затратити роботу на подолання опору і тертя. Це вже веде до зміни зовнішнього середовища.

З наведених прикладів випливає, що будь-який *нерівноважний процес зміни стану системи є незворотним, а рівноважний процес - зворотним.*

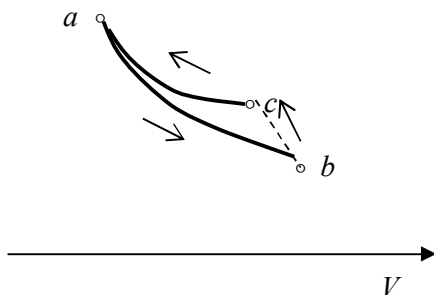
У термодинаміки прийнято застосовувати наступну термінологію: якщо процес відбувається в замкнутій системі, то вживають терміни «оборотний» і «незворотний», якщо в незамкненою - «рівноважний» і «нерівноважний».

4.2 Кругові процеси (цикли)

Задамося метою створити робочий цикл двигуна. Це можливо лише в одному випадку: спочатку піддати одне з тіл термодинамічної системи адіабатне розширення, наприклад, з'єднати два тіла системи з однією температурою, але різним тиском далі під'єднати третій тіло з більш високою температурою і нагріти все тіла до вихідної температури. Після цього, щоб здійснити круговий процес, необхідно перше тіло ізотермічно стиснути до вихідного стану. Такий цикл зображений на рис. 11.

де: ab - адіабата; bc - лінія неравновесного нагріву; ca - ізотерма.

На ділянці bc відбувається передача тепла від гарячого тіла. В результаті цього температура його зменшується. Тому при здійсненні повторного



циклу тіла системи неможливо нагріти до вихідної температури, отже, система тіл не прийде в початковий стан, тобто в точку ^a. Так як процес підведення тепла від гарячого тіла незворотній, то за таким циклу двигун постійно працювати не зможе.

Крім того, такий цикл відбувається проти годинникової стрілки. Тому робота двигуна буде негативна, або дорівнює нулю.

3.3 Формулювання іншого закону термодинаміки

Перша формулювання II закону термодинаміки

Згідно з першим законом термодинаміки будь-який процес, який суперечить Закону збереження і перетворення енергії, може існувати до природі.

Як приклад такого процесу можна привести процес передачі тепла від одного тіла іншому тілу. З практики ми знаємо, що мимовільно тепло переходить від більш нагрітого тіла до менш нагрітого тіла. Однак перший закон термодинаміки який суперечить і мимовільної передачі тепла від менш нагрітого тіла до більш нагрітого тіла, що в природі не спостерігається.

Спрямованість передачі тепла характеризує другий закон термодинаміки:

Тепло мимоволі переходить від тіла з вищою температурою до тіла з більш низькою температурою, але ніколи навпаки; некомпенсований перехід тепла від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою неможливий.

З формулювання випливає, що ніщо не може змусити тепло довільно перейти від гарячого тіла до холодного тіла і при цьому, не змінивши зовнішнє середовище. Як такої зміни зовнішнього середовища може бути вчинена робота по перенесенню тепла. Прикладом може служити холодильна установка, в якій тепло з морозильної камери переноситься в навколишнє середовище за рахунок роботи електродвигуна компресора. На це витрачається електрична енергія, тобто відбувається компенсація переходу тепла.

З іншого боку тепло без всяких змін зовнішнього середовища переходить від гарячого тіла до холодного. Але при цьому тіло не може повернутися самостійно в початкове положення, що означає: *мимовільний процес передачі тепла від одного тіла до іншого є строго одностороннім незворотнім процесом.*

Друге формулювання II закону термодинаміки

Зі сказаного можна зробити висновок у вигляді другої формулювання II закону термодинаміки:

Неможливо здійснити такий постійно діючий двигун, протягом кожного циклу якого відбувалася б позитивна робота тільки за рахунок охолодження одного тіла, при цьому, щоб в системі і навколишньому середовищу не відбувалися б якісь зміни.

Формулювання другого закону термодинаміки дозволяє отримати визначення вічного двигуна другого роду: - *це двигун, який безперервно виконує*

корисну роботу тільки за рахунок охолодження одного джерела тепла.

Другий закон термодинаміки також дозволяє зробити характеристику і постійно діючому двигуну.

ТЕПЛОВИЙ ДВИГУН

Другий закон термодинаміки вказує, що для безперервної виробництва роботи необхідно мати, принаймні, два тіла з різною температурою. Однак цього ще мало для перетворення тепла в роботу. Так як в цьому випадку тепло від гарячого тіла мимоволі перейде до холодного тіла, не зробивши роботи. Для створення теплового двигуна, який би здійснював безперервно роботу, необхідно мати третє тіло. Це тіло повинно здійснювати круговий процес між тілами системи.

Тіло, яке здійснює багаторазово круговий процес під час роботи теплового двигуна називають *робочим тілом*.

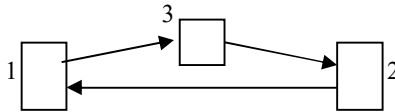


Рис.12

Робоче тіло 3 (див. Рис.12), перебуваючи в зіткненні з тілом 1, що має вищу температуру, приймає від нього тепло. Частина цього тепла воно витрачає на виробництво роботи по переходу від тіла 1 до тіла 2. Прийшовши в зіткнення з тілом 2, робоче тіло скидає в нього залишок теплової енергії і переходить в початковий стан, тобто переміщається до тілу 1. Там воно знову приймає тепло і цикл повторюється.

Внутрішня енергія робочого тіла за цикл не змінює свого значення - $U = \text{const}$, а значить $dU = 0$. Тоді робота, здійснена системою за цикл, відповідно до першого закону термодинаміки дорівнює:

$$AL = Q_1 - Q_2$$

Тобто створюється таке враження, що тепло, отримане робочим тілом пройшовши ряд перетворень, передається холодному тілу. Із цього формується важливий наслідок другого закону термодинаміки:

Перетворення тепла в роботу завжди супроводжується компенсуючим переходом деякої кількості тепла від більш нагрітого тіла до менш нагрітого тіла.

У циклах реальних двигунів робоче тіло не робить круговий процес, а періодично оновлюється, тобто замінюється рівним за кількістю і в тому ж термодинамічному стані. Відбувається як би повернення робочого тіла в початковий стан. А цикли двигунів практично нічим не відрізняються.

3.4 Цикл Карно и теореми Карно

Найпростішим циклом теплового двигуна у термодинаміці називають цикл з двома джерелами тепла.

Введемо поняття «джерело тепла».

Джерело тепла - це тіло або система тіл з рівною температурою, яке здатне віддавати іншим тілам або приймати від них тепло, причому так, що температура його при цьому не змінюється.

Залежно від того віддає або бере тепло джерело, його називають тепловіддавач або теплоприємником.

Так як температура джерела тепла при здійсненні процесу передачі тепла не змінюється, то цей процес буде ізотермічним. Через те, що в циклі інших джерел води немає, зміна температури робочого тіла в циклі від першої ізотерми до іншої і навпаки, буде проходити по адіабати. Слід зазначити, що для того щоб процес був оборотним необхідно, щоб він проходив повільно.

Оборотний цикл, який має два джерела тепла, називається оборотним циклом Карно.

Розглянемо цикл Карно, в якому робоче тіло - газ, що знаходиться під поршнем в циліндрі (рис.13).

Ділянка 1-2 - до системи підведений теплової джерело 1, відбувається підведення тепла і ізотермічний розширення робочого тіла.

Ділянка 2-3 - теплове джерело 1 відведений, робоче тіло продовжує розширюватися по адіабати.

Ділянка 3-4 - до системи підведений джерело тепла 2, відбувається відведення тепла і ізотермічний стиск робочого тіла.

Ділянка 4-1 - теплове джерело 2 відведено, робоче тіло продовжує стискатися по адіабати до вихідного стану 1.

Далі цикл повторюється.

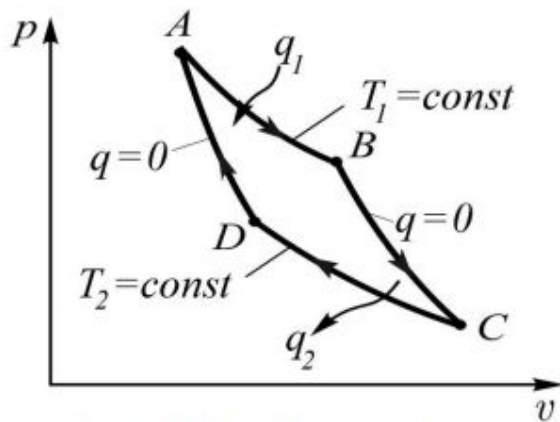


Рис. 3.6. Графік циклу Карно

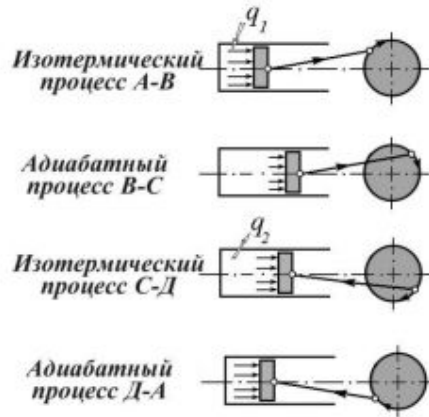


Рис. 3.7. Физическая картина явлений цикла Карно

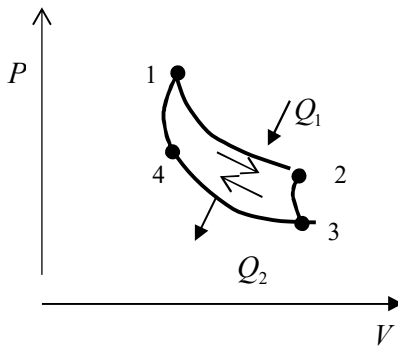


Рис.13.

Робота циклу Карно описується площею, укладеної між лініями циклу, тобто площа 1-2-3-4-1. Вона дорівнює, як уже говорилося, різниці між напругою, що підводиться і відводиться в циклі теплом.

$$AL = Q_1 - Q_2$$

Цикл Карно може проходити і проти годинникової стрілки. У цьому випадку робота, виконана за цикл, буде негативною.

$$-AL = -Q_1 + Q_2 \quad \text{або:}$$

$$Q_1 = Q_2 + AL$$

де A - тепловий еквівалент. $A = 0,002345$ ккал / кгм

У такому двигуні робота буде не проводиться, а витратиться на перенесення тепла від «холодного» джерела до «гарячого». Це буде цикл холодильної машини.

Ступінь корисного використання тепла в циклі характеризує термічний коефіцієнт корисної дії, який дорівнює:

$$\eta_t = \frac{AL}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} \quad (4.1)$$

Теорема Карно: Термічний ККД оборотного циклу Карно не залежить від природи робочого тіла, а є функцією тільки температур джерел тепла. (теорема наводиться без докази).

Термічним ККД циклу теплової машини називається відношення

роботи циклу до теплоти, підведеної до робочого тіла (від теплоотдатчика)

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Оскільки за другим законом термодинаміки $q_2 > 0$ то η_t завжди менше 1.

Отримаємо формулу ККД циклу Карно. Запишемо (4.1) в питомих одиницях:

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1};$$

де q_1 і q_2 питома теплота, підведена і відведена при ізотермічних процесах.

або:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (4.2)$$

$$\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$$

Якщо $T_1 = T_2$, то термічний ККД циклу Карно дорівнює нулю.

Отже, якщо всі тіла термодинамічної системи мають однакову температуру, т. е. перебувають в тепловому рівновазі, то перетворення теплоти в роботу неможливо.

ЛЕКЦІЯ 7

3.5 Наведіть теплота и нерівність Клазіуса

Розглянемо оборотний цикл Карно, для нього ККД можна обчислити:

$$\eta = 1 - Q_2 / Q_1 = 1 - T_2 / T_1$$

Де Q_1 - кількість тепла, підводиться до системи в процесі 1 - 2, Q_2 - відведений тепло протягом ізотермічного процесу 3 - 4 ($-Q_2$).

$$\text{або } Q_1 / T_1 + Q_2 / T_2$$

де Q / T - наведена теплота.

$\frac{Q}{T}$ наведена теплота в ізотермічному процесі,
отже

$$\sum Q / T = 0$$

Для незворотного циклу Карно $1 - Q_2 / Q_1 \neq 1 - T_2 / T_1$

$$\eta_{t\text{необр}} < \eta_{t\text{обр}} \quad \text{или} \quad 1 - \frac{q_2}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}, \quad \text{откуда} \quad \frac{q_1}{T_1} - \frac{q_2}{T_2} < 0, \quad \text{т.е.} \quad \left(\frac{q}{T}\right)_1 + \left(\frac{q}{T}\right)_2 < 0.$$

отримаємо

$$\int dQ / T < 0 \quad (\text{нерівність Клазіуса})$$

Запишемо два рівняння для оборотного і необоротного циклу

$$\int dQ / T \leq 0$$

Таким чином сума наведених теплот будь циклу ≤ 0

1.6 Ентропія и ее Властивості.

Властивості ентропії в оборотних процесах.

Особливості Зміни ентропії в необоротних процесах.

Ентропія ізолюваної системи. Ентропія ідеального газу

Ентропією називається термодинамічна функція зміни наведених теплот для оборотного і необоротного циклу.

Наведеним кількістю теплом називають відношення кількості тепла, отримане тілом при оборотному ізотермічному процесі зміни стану, до абсолютної температури процесу.

Обозначається s (Дж / кг К) і дорівнює

$$\frac{q}{T}$$

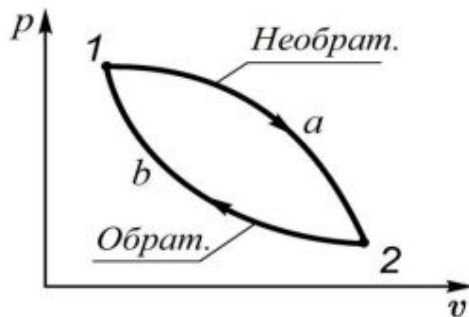
Нас цікавить зміна ентропії ds

Для оборотних процесів

$$ds = \left(\frac{dq}{T} \right)_{\text{обр}}$$

Для необоротних процесів

$$ds > \frac{dq}{T}$$



наведене тепло

З рівняння для термічного ККД циклу Карно випливає, що:

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} ;$$

або:
$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2}{T_2} = 0 ,$$

де: Q_1 - кількість тепла, отримане робочим тілом на ізотермічному ділянці циклі Карно від теплоотдавача, що має абсолютну температуру T_1 ;

Q_2 - кількість тепла, віддана на другому ізотермічному ділянці циклу Карно робочим тілом теплоприймачу, що має температуру T_2 .

Як було прийнято раніше, тепло, отримане тілом - позитивне, а віддане - негативне. Приймавши до уваги знаки теплоти, матимемо:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad (4.3)$$

Ентропія при оборотних процесах

При оборотному адіабатні процесі: - $dQ = 0$, що означає:

$$S_2 = S_1 = \text{const},$$

тобто оборотний адіабатний процес не призводить до зміни ентропії. Через це в термодинаміці Адіабатний процес називають також ізоентропічним процесом.

Ентропія при незворотних процесах

Розглянемо круговий процес $abcd$, в якому є незворотній ділянку 1-2 (рис.17).

Через незворотності ділянки 1-2 в циклі сам цикл теж буде необоротний.

Так як процес $2bcda1$ звернемо, а при адіабатні процесі - $dQ = 0$, Тому:
 $dS \geq 0$

Отже, зміна ентропії при адіабатні процесі ніколи не може бути негативним; воно або дорівнює нулю, або більше нуля.

Так як для ізольованої системи властивий Адіабатний процес, то:
ентропія ізольованої системи може або лише спадати, або залишатися постійною.

З вище сказаного можна зробити висновок, що

- а) ентропія є критерієм спрямованості процесів в системі;
- б) ентропія є мірою незворотності процесу (чим більше зміна ентропії, тим більше незворотність).

1.7 T, S-координати.

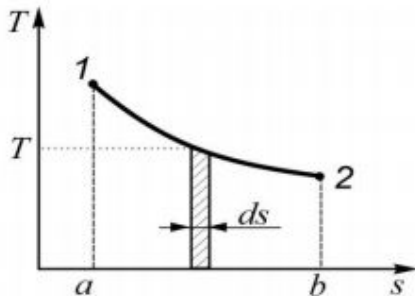
Зображення основних оборотних термодинамічних процесів з ідеальним газом в T, s-координатах.

Цикл Карно в T, s-координатах. і, s-координат та

Для аналізу термодинамічних процесів перетворення тепла в роботу особливо зручно користуватися параметрами T і S , Розглядаючи всі інші властивості тіла як функції цих параметрів.

Відкладемо по осі абсцис значення ентропії, а по осі ординат значення його абсолютної температури, то стан тіла відіб'ється на

T - S діаграмі точкою з координатами, рівними значенням температури і ентропії тіла в даному стані.



Оборотний процес зміни стану тіла від початкового стану 1 до кінцевого стану 2, відіб'ється кривою (рис.18). Кількість тепла, отримане тілом в процесі, дорівнюватиме інтегралу:

Кількість тепла, отримане тілом в процесі, дорівнюватиме інтегралу:

$$Q = \int_1^2 T dS$$

На графіку тепло зображується площею укладеної між кривою процесу і віссю ентропії. Якщо ентропія зростає $dS > 0$, то $Q > 0$; при $dS < 0$; $Q < 0$.

Ізотермічний і Адіабатний процеси

Для адиабатного процесу маємо $dQ = 0$, отже $dS = 0$ або $S = \text{const}$. На графіку це лінія паралельна осі температури.

Ізотерма відповідно буде лінія паралельна осі ентропії.

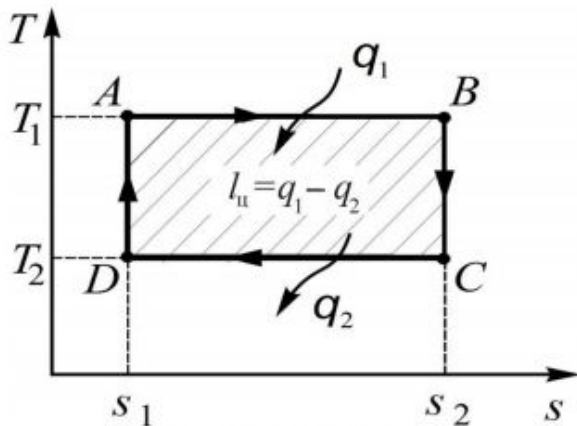


Рис. 3.19. Цикл Карно

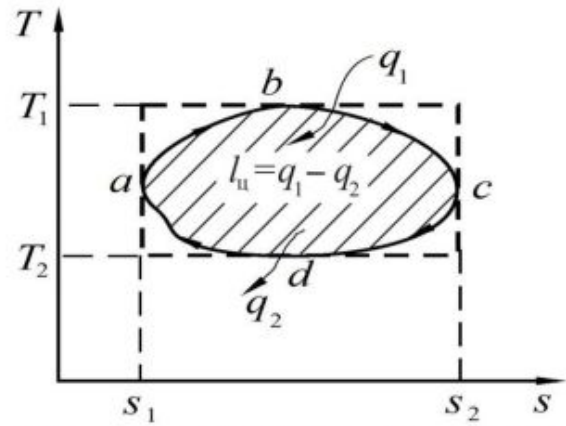


Рис. 3.20. Сравнение произвольного цикла с циклом Карно

Недоліком діаграм, побудованих в T, s - координатах є необхідність вічіслювати площі окремих ділянок діаграми при определенні теплоти q і роботи l процесу, зміни внутрішньої енергії Δu і ентальпії Δh і газу. Цього недоліку позбавлені діаграми стану, побудовані в i, s - координатах (ентальпія• ентропія), де величини $q, l, \Delta u$ і Δh обділяє по відрізках прямих. Дана особливість i, s - координат спрощує аналіз і розрахунок термодинамічних процесів.

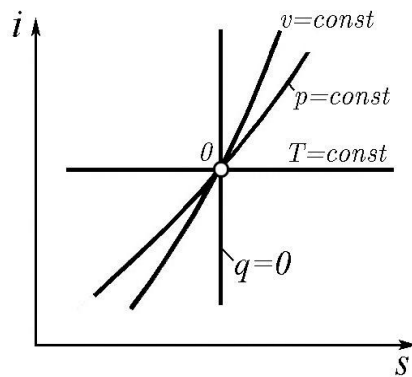


Рис. 20. Основні процеси в i, s -діаграмі

За допомогою i, s -діаграми (рис.21) можна визначити основні термодинамічні величини, що входять в формулу першого закону термодинаміки. Знаючи положення точок початку 1 і кінця 2 процесу, безпосередньо з діаграми визначаються параметри газу в цих точках p_1, v_1, p_2, v_2 .

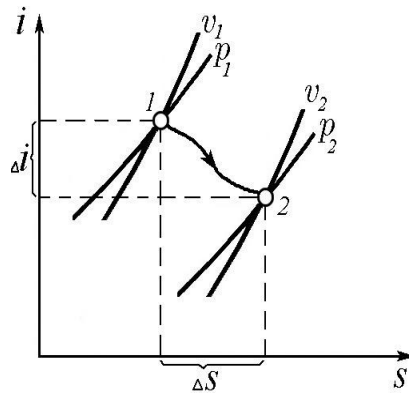


Рис. 2.1 Фрагмент i, s -діаграми