

Міністерство освіти і науки України
Мирогощанський аграрний коледж



$$dS_P = \frac{C_P}{T} dT$$

Методичні
рекомендації
з дисципліни
«Основи теплотехніки і гідравліки»

Тема: Другий закон термодинаміки. Дослідження
термодинамічних процесів.

Тема: Другий закон термодинаміки. Дослідження термодинамічних процесів.

План лекції:

1. Зміст закону і його формулювання.
2. Колові процеси або цикли. Прямий і зворотний цикли.
3. Термічний і холодильний к.к.д. циклу. Цикл Карно, загальні властивості оборотних необоротних циклів.
4. Аналітичний вираз другого закону термодинаміки.
5. Порядок і методи дослідження термодинамічних процесів та їх зображення в PV і TS координатах.
6. Політропний процес.

Мета: зрозуміти зміст другого закону термодинаміки та вивчити його формулювання, а також засвоїти порядок і методи дослідження термодинамічних процесів.

Матеріальне забезпечення: методичні рекомендації до вивчення даної теми, плакати, підручник.

Використана література:

1. Черняк О.В., Рибчинська Г.Б. **Основи теплотехніки і гідравліки.** - Київ: Вища школа, 1982р.-223с.
2. Драганов Б.Х., Бессараб О.С. **Теплотехніка.** - Київ: Фірма «ІНОКС», 2005.- 400с.
3. Дідур В.А., Стручаєв М.І. **Теплотехніка, теплопостачання і використання теплоти в сільському господарстві.** - К.:Аграрна освіта, 2008.-233с.
4. Драганов Б.Х., Міщенко А.В., Борхаленко Ю.О., **Основи теплотехніки і гідравліки:** Навчальний посібник /За ред. Б.Х. Драганова. - Київ.: Аграрна освіта , 2010. – 495 с.

ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Зміст закону і його формулювання

Як і перший закон, другий закон термодинаміки — це узагальнення практики. На підставі безлічі спостережень і експериментів у різноманітних галузях науки, техніки і побуту встановлені специфічні властивості теплоти, у тому числі особливості взаємного перетворення теплоти і роботи, що виявляються при макрофізичному підході до вивчення природи.

Перший закон термодинаміки, стверджуючи взаємоперетворюваність теплоти і роботи, не вказує на обмеження.

Різні форми передачі енергії нерівноцінні. Енергія теплового руху прагне в більшій мірі, ніж інші види енергії, зберегтися, або навіть збільшитися за рахунок якої-небудь іншої енергії. Так, природні (самочинні) процеси мають визначену спрямованість, а саме, вони протікають у бік досягнення системою рівноважного стану. На практиці не виявлено випадків самочинного переходу теплоти від тіла з більш низькою температурою до тіла з більш високою температурою. Досвід

показує, що в круговому процесі при безперервному перетворенні теплоти в роботу (що є основою теплових двигунів) не вся підведена до робочого тіла теплота як практично, так і теоретично може бути перетворена в роботу.

Другий закон термодинаміки узагальнює особливості теплоти як форми передачі енергії, виявлені при макрофізичному підході до явищ природи. Він виражає закон про існування ентропії і визначає закономірності її зміни при протіканні оборотних і необоротних процесів в ізольованих системах.

Природний процес передачі теплоти спрямований убік тіл з меншою температурою. Для передачі теплоти від менш нагрітого тіла до більш нагрітого повинна бути витрачена деяка робота. Констатація цієї особливості дозволяє сформулювати другий закон термодинаміки. Так, **некомпенсований перехід (тобто без витрати деякої роботи) теплоти від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою неможливий** (формулювання Р. Клаузіуса).

Другий закон термодинаміки вказує на умови, при яких теплота може бути перетворена в роботу як завгодно довго працюючим двигуном. Розглянемо круговий процес $A-B-C-D$ у pV -координатах і $a-b-c-d$ у Ts -координатах (рис.3.1). На ділянці $A-B-C$ робоче тіло одержує від нагрівача (джерела теплоти) деяку кількість теплоти, у результаті чого робить роботу розширення $l_{1пл.}=A-B-C-E-F-A$. Потім на ділянці стиску $C-D-A$ воно повертається у вихідний стан, обумовлений точкою A . Для здійснення цього процесу від робочого тіла необхідно відвести визначену кількість теплоти. Робота стиску l_2 на ділянці $C-D-A$ негативна. Отже, робота циклу дорівнює $l_u=l_1-l_2=пл.$ $A-B-C-D-A$, тобто площі обмеженої діаграмою циклу. Помітимо, що в даному випадку при протіканні циклу по ходу годинникової стрілки робота $l_u>0$, тому що позитивна робота розширення l_1 більше негативної роботи стиску l_2 . Такий цикл називають **прямим**.

У Ts -координатах (рис. 3.1, б) на ділянці $a-b-c$, що протікає при $\Delta s>0$, до робочого тіла від джерела теплоти підводиться кількість теплоти $q_1=пл. a-b-c-e-f-a$. Для повернення у вихідний стан A необхідно відвести від робочого тіла (на ділянці $c-d-a$ при $\Delta s<0$) кількість теплоти $q_2=пл. c-d-a-f-e-c$. Звідси випливає, що кількість теплоти, перетвореної в циклі в роботу, дорівнює $q_u=q_1-q_2=пл. a-b-c-d-a>0$. З виконаного аналізу можна зробити висновок, що для здійснення кругового процесу необхідна наявність трьох елементів: джерела теплоти (нагрівача) з температурою T_1 охолоджувача з температурою $T_2<T_1$ і робочого тіла, що послідовно вступає в теплообмін з нагрівачем і охолоджувачем. На основі викладеного можна сформулювати другий закон термодинаміки і так:

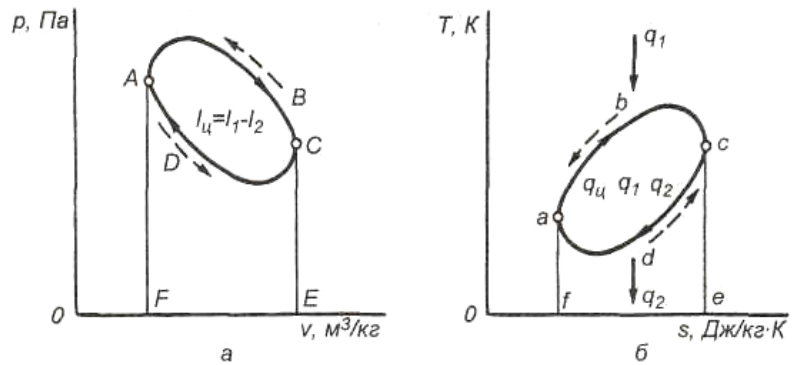


Рис. 3.1. Графічне зображення циклу а – в pV - і б – Ts -координатах

1. *неможливо побудувати періодично діючу машину, що робить механічну роботу і відповідно охолоджує джерело теплоти (формулювання В. Томсона);*
2. *для одержання з теплоти роботи необхідно мати різницю температур (формулювання С. Карно).*

Циклічно працюючий тепловий двигун, у результаті дії якого можна було б одержати роботу тільки за рахунок надходження теплоти від нагрівача, тобто без відводу теплоти до охолоджувача, називається **вічним двигуном другого роду Томсона-Планка**. Другий закон термодинаміки можна тому сформулювати і так: *неможливо побудувати вічний двигун другого роду*. Рівноважний етап системи більш ймовірний, і тому природні (самовільні) процеси прагнуть до рівноважного стану. Це дозволило Д. Больцману дати наступне формулювання другого закону термодинаміки: ***природа прагне до переходу від менш ймовірних станів до більш ймовірних***.

На закінчення зазначимо, що в теплових двигунах (двигуни внутрішнього згоряння, газові і парові турбіни й ін.) джерелами теплоти служать реакції горіння палива або внутрішньоядерні реакції. У якості нижнього джерела теплоти (охолоджувача) використовується навколишнє середовище, тобто атмосфера, а як робоче тіло — гази (продукти згоряння палива) або пара.

ТЕРМІЧНИЙ ККД. ХОЛОДИЛЬНИЙ КОЕФІЦІЄНТ

Термічним коефіцієнтом корисної дії (ККД) називається відношення роботи l_u , здійсненої двигуном протягом циклу, до кількості теплоти q_1 , підведеної до робочого тіла за цей цикл від джерела теплоти:

$$\eta_t = l_u / q_1 = (q_1 - q_2) / q_1 \quad (3.1)$$

Термічним ККД оцінюється ступінь досконалості циклу теплового двигуна. Чим вище ККД, тим більша робота, отримана при заданому підведенні теплоти q_1 тобто тепла ефективність двигуна вище.

Цикл, що протікає в зворотному напрямку, тобто проти ходу годинникової стрілки, називається **зворотним**. На рис. 3.1 спрямованість зворотного циклу показана штриховими лініями зі стрілками. У такому циклі робота L негативна: $l_u = q_2 - q_1$, де l_u , q_2 , q_1 — абсолютні величини.

За рахунок зовнішньої роботи l_u , що витрачається на здійснення зворотного циклу, можна передати теплоту від джерела з низькою температурою до джерела з більш високою температурою. При цьому від джерела з низькою температурою відбирається кількість теплоти q_2 високотемпературне джерело одержить кількість теплоти

$$q_1 = q_2 + l_u$$

За зворотним циклом працюють холодильні машини. У цих машинах бажано, щоб при мінімальній витраті зовнішньої роботи кількість теплоти, що відводиться від менш нагрітого тіла до більш нагрітого, була якомога більша. Тому ефективність зворотного циклу оцінюється холодильним коефіцієнтом ϵ_x :

$$\varepsilon_x = q_2 / l_y = q_2 / (q_1 - q_2). \quad (3.2)$$

ЦИКЛ КАРНО

Прямий цикл Карно, запропонований у 1824 р. французьким ученим С. Карно, є ідеальним циклом теплового двигуна, тому що забезпечує найбільш повне перетворення теплоти в роботу.

Цикл Карно складається з оборотних процесів, а саме: із двох ізотерм ($a-b$ і $c-d$) і двох адіабат ($b-c$ і $d-a$) (рис. 3.2). На ділянці розширення $a-b$ до робочого тіла підводиться від нагрівача кількість теплоти q_1 при сталій температурі T_1 . Надалі на ділянці $b-c$ відбувається адіабатне розширення зі спаданням температури від T_1 до температури T_2 . На ділянці $c-d$ відбувається ізотермний стиск. При цьому від робочого тіла відводиться до охолоджувача кількість теплоти q_2 при сталій температурі T_2 . У результаті подальшого адіабатного стиску на ділянці $d-a$ робоче тіло повертається у вихідний стан. Помітимо, що на ділянках $a-b$ і $c-d$ (ізотерми) зміна внутрішньої енергії дорівнює нулеві і підведена (відведена) теплота дорівнює роботі. На ділянках $b-c$ і $d-a$ немає підведення (відводу) теплоти і робота відбувається за рахунок зміни внутрішньої енергії (у процесі стиску $d-a$ витрачена робота йде на збільшення внутрішньої енергії робочого тіла).

Користуючись зображенням циклу в Ts -координатах, визначимо термічний ККД циклу Карно

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1 \quad (3.3)$$

Підвищити ККД циклу Карно можна або за рахунок збільшення температури T_1 джерела теплоти, або за рахунок зменшення температури T_2 охолоджувача. Одержати ККД, який дорівнював би одиниці, можна лише в тих випадках, коли $T_1 \rightarrow \infty$ або $T_2 \rightarrow 0$, що недосяжно. Цикл Карно з температурою охолодження $T_2 = 0\text{ K}$ здійснити неможливо, тому що це суперечить другому законові термодинаміки. Насправді в такому випадку кількість теплоти q_1 , підведеної до робочого тіла від нагрівача, цілком перетворилася б у замкнутому процесі в роботу. Другому законові термодинаміки не суперечить досягнення температури 0 K , але здійснення циклу Карно з температурою охолоджувача $T_2 = 0\text{ K}$ в принципі неможливо. Якщо відсутній перепад температури ($T_1 = T_2$), то термічний ККД дорівнює нулеві.

Порядок і методи дослідження термодинамічних процесів та їх зображення в PV і TS координатах

Зміною двох параметрів стану визначається зміна стану системи, а отже, і інших параметрів. Однак суттєвий практичний інтерес становлять частинні термодинамічні процеси: ізохорний ($dv=0$), що протікає при постійному об'ємі;

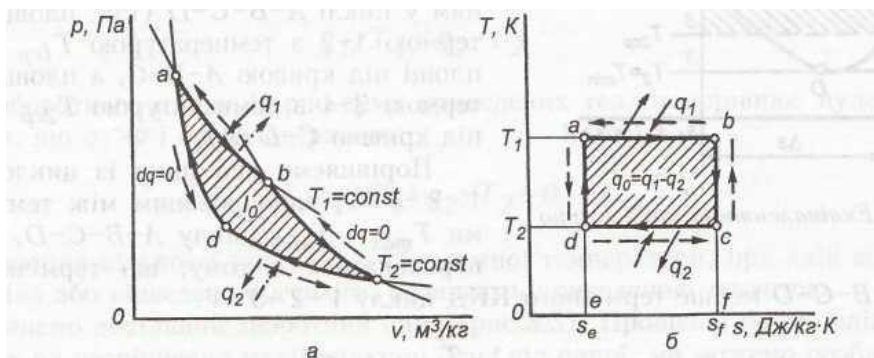


Рис. 3.2. Цикл Карно: а – в $p-v$ -координатах; б – в Ts -координатах

ізобарний ($dp = 0$) — при постійному тиску; ізотермний ($dT = 0$) — при постійній температурі; адіабатний ($\delta q = 0$), що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем. Узагальнюючим процесом, що охоплює всю сукупність можливих термодинамічних процесів, є політропний процес.

Задача аналізу термодинамічного процесу — виявити закономірності зміни параметрів стану робочого тіла та особливості перетворення енергії в даному процесі.

Ізохорний процес визначається умовою $dv = 0$, тобто $v = \text{const}$. Графіки процесу представлені на рис. 2.5. З рівняння стану випливає, що $R/v = p/T = \text{const}$, тобто, тиск ідеального газу пропорційний його абсолютній температурі.

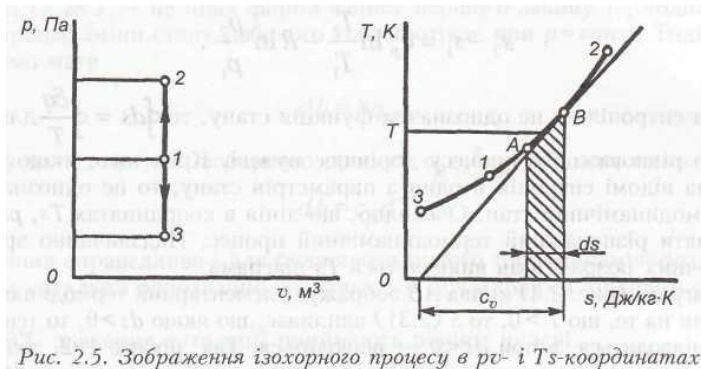


Рис. 2.5. Зображення ізохорного процесу в p - v - і T - s -координатах

Тому при $dv = 0$ робота розширення-стиску не відбувається. З першого закону термодинаміки з урахуванням рівняння (2.32) будемо мати

$$\delta q = Tds = c_v dT = du, \quad (2.38)$$

тобто уся підведена (відведена) теплота йде на зміну внутрішньої енергії тіла. Приймаючи, що $c_v = \text{const}$, одержимо

$$q = \Delta u = c_v(T_2 - T_1). \quad (2.39)$$

З рівняння (2.33), з огляду на те, що в даному випадку $v_1 = v_2$ випливає, що

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln(T_2/T_1), \quad (2.40)$$

тобто у T - s -координатах ізохорний процес описується логарифмічною залежністю. При $ds > 0$ (процес 1-2) теплота підводиться до робочого тіла; при $ds < 0$ (процес 1-3) теплота відводиться. Під дотичною (відрізок $c_v \cdot dv$ на осі абсцис) визначається величина теплоємності. Площа під кривою процесу в T - s -координатах (заштрихована площа) пропорційна кількості теплоти, що підводиться в цьому процесі (з урахуванням масштабу діаграми).

Ізобарний процес характеризується постійним значенням тиску ($p = \text{const}$). З рівняння стану ідеального газу одержимо

$v/T = R/p = \text{const}$, тобто в ізобарному процесі об'єм газу пропорційний його абсолютній температурі.

Робота 1 кг газу дорівнює

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p(v_2 - v_1). \quad (2.41)$$

У p - v - координатах робота l пропорційна площі під кривою процесу 1-2 (рис. 2.6). На рис. 2.6 лінія 1-2 зображує процес розширення (робота позитивна), а лінія 1-3 — процес стиску (робота негативна).

Кількість теплоти, що підводиться (відводиться) до робочого тіла в припущенні, що теплоємність C_p — величина постійна,

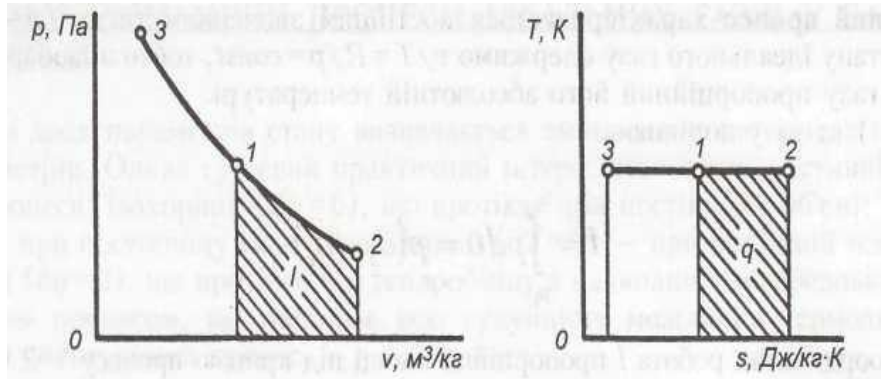


Рис. 2.7. Зображення ізотермного процесу в p - v - і T - s -координатах

$$q = \int_{T_1}^{T_2} c_p dT = c_p(T_2 - T_1). \quad (2.42)$$

З рівняння етапу випливає, що теплота в даному випадку витрачається як на здійснення роботи, так і на зміну внутрішньої енергії робочого тіла. Якщо звернутися до рівняння (2.28'), одержимо, що в даному випадку

$$\delta q = dh, \quad (2.43)$$

тобто теплота, підведена (відведена) до робочого тіла в ізобарному процесі, призводить до зміни його ентальпії.

Відповідно до рівняння (2.35) при $p = \text{const}$

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (2.44)$$

тобто, на T - s -діаграмі ізобарний процес зображується графіком логарифмічної функції. Оскільки $C_p > C_v$, то в T - s - координатах ізобара йде похиліше ізохори. На рис. 2.6 процес 1-2 протікає з підведенням теплоти ($\Delta s > 0$), а процес 1-3 — з відводом теплоти ($\Delta s < 0$).

Як вказувалося вище, кількість теплоти, підведеної до робочого тіла, пропорційна площі під кривою процесу 1-2. **Ізотермічний процес** характеризується постійною температурою. З рівняння стану випливає, що $p_1/p_2 = v_2/v_1$ тобто об'єм і тиск ідеального газу обернено пропорційні.

У p - v - координатах (рис. 2.7) ізотермний процес зображується рівнобічною гіперболою: 1-2 — процес розширення, 1-3 — процес стиску. У T - s - координатах процес 1-2 протікає з підведенням теплоти, а процес 1-3 — з відводом теплоти.

Робота процесу: $l = RT \ln \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \quad (2.45)$

Оскільки $T = \text{const}$, то з рівнянь (2.14) і (2.30) випливає, що $\Delta u = 0$ і $\Delta h = 0$. Отже, вся підведена до робочого тіла теплота витрачається на здійснення роботи:

$$q = l. \quad (2.46)$$

З рівнянь (2.33) і (2.35) випливає, що зміна ентропії в ізотермному процесі

$$s_2 - s_1 = R \ln\left(\frac{p_1}{p_2}\right) \quad (2.47)$$

Відповідно до залежності (2.12') теплоємність ізотермного процесу $C = \pm\infty$.

Адіабатний процес — це процес, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем: $\delta q = 0$.

З рівняння першого закону термодинаміки випливає, що

$$c_p dT = v dp = 0,$$

$$c_v dT = -p dv = 0.$$

Оскільки при адіабатному процесі $\delta q = 0$, то $ds = 0$, отже, $s = \text{const}$. Адіабатний оборотний процес є ізоентропним, тобто протікає при постійному значенні ентропії. На рис. 2.8 лінія 1~2 відповідає розширенню робочого тіла

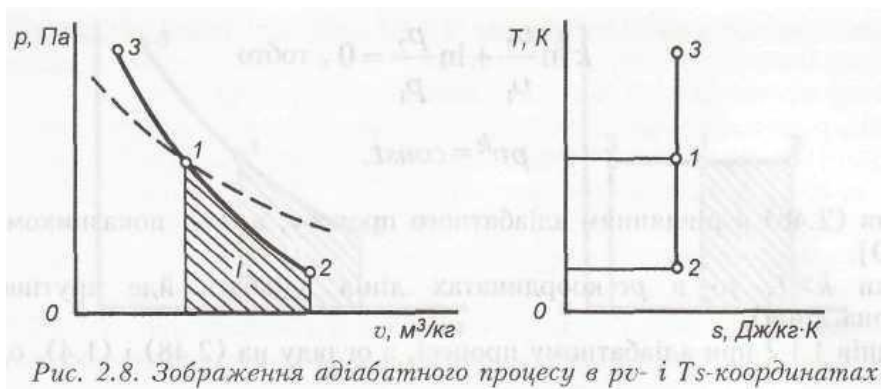


Рис. 2.8. Зображення адіабатного процесу в p - v - і T - s -координатах

(процес супроводжується зменшенням температури), а лінія 1-3 — стискові робочого тіла.

Відповідно до рівняння (2.12) при адіабатному процесі теплоємність робочого тіла дорівнює нулеві.

Політропний процес

характеризується тим, що він протікає в ідеальному газі при постійному значенні теплоємності, що може мати будь-яке числове значення від $-\infty$ до $+\infty$. Для політропного процесу частка теплоти, що витрачається на зміну внутрішньої енергії, залишається незмінною: $\Delta u/q = \text{const}$.

Політропний процес містить у собі всю сукупність основних і часткових термодинамічних процесів і тому має й узагальнююче значення. Насправді з рівнянь неважко прийти до висновку, що

- при $n = \pm\infty$ $c_n = c_v$ і $v = \text{const}$ (ізохорний процес);
- при $n = 0$ $c_n = c_p$ і $p = \text{const}$ (ізобарний процес);
- при $n = 1$ $c_n = \infty$ і $p v = \text{const}$ (ізотермний процес);
- при $n = k$ $c_n = 0$ і $p v^k = \text{const}$ (адіабатний процес).

На рис. 2.9 у pv - і Ts -координатах наведені графічні залежності різних термодинамічних процесів.

Розглянемо процес розширення газу. При зміні значення n від $-\infty$ до $+\infty$ усі розглянуті політропні процеси можна розбити на три групи.

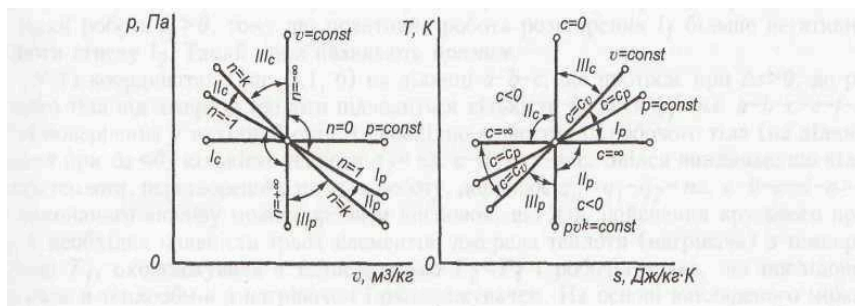


Рис. 2.9. Поеднання діаграм різних термодинамічних процесів в pv - і Ts -координатах

Для першої групи - підведена до газу кількість теплоти витрачається на здійснення роботи розширення і на збільшення внутрішньої енергії.

Для другої групи. Для термодинамічних процесів цієї групи характерно те, що робота відбувається, як за рахунок підведеного тепла, так і за рахунок внутрішньої енергії.

Для третьої групи термодинамічних процесів. У цих процесах робота розширення відбувається за рахунок внутрішньої енергії. У той же час теплота від робочого тіла відводиться в навколишнє середовище.

Подібний аналіз можна зробити для процесу стиску газу.

Користуючись зображенням термодинамічного політропного процесу на pv - і Ts -діаграмах, можна шляхом інтерполяції знайти величину показника політропи і визначити всі показники, що характерні для даного процесу: основні параметри стану, співвідношення між ними, роботу, зміни внутрішньої енергії, ентальпії і т.д.

Контрольні запитання і завдання

1. Дайте визначення другого закону термодинаміки.
2. Охарактеризуйте термічний і холодильний К.К.Д. процесу.
3. Цикл Карно і його характеристика.
4. Охарактеризуйте ізобарний термодинамічний процес.
5. Охарактеризуйте ізохорний термодинамічний процес
6. Охарактеризуйте ізотермічний термодинамічний процес
7. Охарактеризуйте адіабатний термодинамічний процес
8. Охарактеризуйте політропний термодинамічний процес