

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»

К. С. Єпіфанов

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛООБМІН

Частина 1

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

Конспект лекцій

Харків «ХАІ» 2021

УДК 536.7
Є-67

Рецензенти: д-р техн. наук, проф. О. В. Кравченко,
канд. техн. наук Є. П. Ганжа

Єпіфанов, К. С.

Є-67 Термодинаміка і теплообмін. Ч. 1. Технічна термодинаміка
[Текст] : консп. лекцій / К. С. Єпіфанов. – Харків : Нац. аерокосм. ун-т
ім. М. Є. Жуковського “Харків. авіац. ін-т”, 2021. – 96 с.

ISBN 978-966-662-829-2

Викладено основні поняття і закони термодинаміки. Розглянуто методики математичного опису політропних термодинамічних процесів. Наведено опис процесів течії газів і машин для стиснення і розширення газів з огляду на термодинаміку. Проаналізовано основні цикли теплових машин.

Для студентів, що навчаються за галузями знань «Механічна інженерія», «Транспорт».

Іл. 62. Табл. 1. Бібліогр.: 5 назв

УДК 536.7

ISBN 978-966-662-829-2

© Єпіфанов К. С., 2021
© Національний аерокосмічний
університет ім. М. Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут», 2021

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, ІНДЕКСІВ І СКОРОЧЕНЬ

- C – теплоємність, Дж/К
D – абсолютна вологість, кг/м³
E – енергія, Дж
G – масова витрата, кг/с
I – ентальпія, Дж; питома тяга, м/с
L – робота, Дж
M – число молей, кмоль
N_A – число Авогадро
Q – теплота, Дж;
R – питома газова стала, Дж/(кг·К); тяга, Н
R_μ – універсальна газова стала, Дж/(кмоль·К)
S – ентропія, Дж/К
T – температура, К
U – внутрішня енергія, Дж
V – об'єм, м³
W – швидкість, м/с
a – перша поправка Ван-дер-Ваальса, Па·м⁶/кг²
b – друга поправка Ван-дер-Ваальса, м³/кг
c – питома теплоємність, Дж/(кг·К)
c* – об'ємна теплоємність, Дж/(м³·К)
d – вологовміст, кг/кг
f – площа, м²
g – масова частка; прискорення вільного падіння, м²/с
i – питома ентальпія, Дж/кг
k – стала Больцмана, Дж/К; показник адіабати
m – маса, кг
n – показник політропи
p – тиск, Па
q – питома теплота, Дж/кг
r – об'ємна частка
s – питома ентропія, Дж/(кг·К)
u – питома внутрішня енергія, Дж/кг
v – питомий об'єм, м³/кг
x – лінійний розмір, м; коефіцієнт ефективності вилучення енергії
y – мольна частка
z – висота, м
α – диференціальний температурний ефект дроселювання

β – перепад тиску
 ε – холодильний коефіцієнт
 π – зведений тиск, ступінь підвищення тиску
 ρ – густина, кг/м^3
 μ – молярна маса газу, кг/кмоль
 μc – молярна теплоємність, $\text{Дж}/(\text{кмоль}\cdot\text{K})$
 μU – молярна внутрішня енергія, Дж/кмоль
 μv – молярний об'єм речовини, $\text{м}^3/\text{кмоль}$
 η – коефіцієнт корисної дії
 τ – зведена температура
 φ – опалювальний коефіцієнт; відносна вологість, %; коефіцієнт швидкості

e – ефективний
 i – ізоентальпійний процес
 \max – максимальний
 \min – мінімальний
 n – політропний процес
 p – ізобаричний процес
 t – термічний; ізотермічний процес
 s – адіабатичний процес; сумарний
 sat – насичений
 v – ізохорний процес
 v – вхід
 $v.g$ – випускні гази
 vc – всмоктування
 вишт – виштовхування
 $г$ – газ
 дис – дисипація
 інв – інверсія
 k – компресор
 $k.z$ – корисна зовнішня (робота)
 кін – кінетичний
 кр – критичні параметри
 m – молекула
 нагр – нагрівач
 необор – необоротний
 обор – оборотний
 охол – охолоджувач
 p – пар; політ
 $p.g$ – енергія палива, що підводиться до газу

пит – питомий
пот – потенціальний
пр – (робота) проштовхування
р – рідина
р.тіло – робоче тіло
с – сопло
сер – середній
ст – стиснення
сум – суміш
техн – технічний
ц – цикл
1 – початок процесу; підведення теплоти
2 – кінець процесу; відведення теплоти

ГТУ – газотурбінна установка
ДВЗ – двигун внутрішнього згоряння
ККД – коефіцієнт корисної дії
ПуВРД – пульсуючий повітряно-реактивний двигун
РРД – рідинний ракетний двигун
СЕС – соняшна електростанція
ТРД – турбореактивний двигун
ТРДД – двоконтурний турбореактивний двигун
ТРДФ – турбореактивний двигун з форсуванням
ТПРД – твердопаливний ракетний двигун

Лекція 1. ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТА ЇЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ

1.1. Загальні відомості про термодинаміку

Термодинаміка – це розділ фізики, що вивчає закони взаємоперетворення і передачі енергії [1].

Під енергією розуміють кількісну міру руху речовини. Кожне тіло має запас енергії (у тому числі внутрішньої), цією енергією тіло може обмінятися з іншим, обмін відбувається в усіх процесах у природі. Розглянемо для прикладу теплову електростанцію. Горіння палива – це процес хімічних перетворень речовини, що супроводжується виділенням енергії. У паровому котлі відбувається процес передачі теплоти від продуктів згоряння води, тобто теплота перетворюється на внутрішню енергію. У турбіні енергія пари перетворюється на механічну роботу. В електрогенераторі механічна робота перетворюється на електричну енергію.

Технічна термодинаміка вивчає перетворення теплоти і роботи в теплових машинах [2].

У термодинаміці не розглядається корпускулярна будова речовини (наявність окремих молекул і атомів). Це дозволяє отримувати практично цінні залежності, але обмежує їх застосування. Термодинаміка розглядає тільки тіла, що складаються з великої кількості молекул (макроскопічні системи). Для врахування впливу поведінки окремих молекул на систему необхідно скористатися іншими дисциплінами, наприклад *статистичною фізикою*.

1.2. Термодинамічна система та її стан

Термодинамічна система – це тіло або сукупність тіл, виділених з матеріального світу, які є об'єктами дослідження.

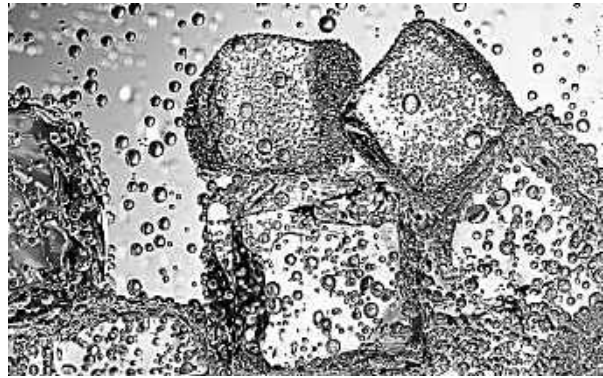
Термодинамічна система має межі (реальні або умовні). Відповідно, нескінченний Всесвіт не може вважатися термодинамічною системою і бути дослідженим інструментами термодинаміки як єдине ціле.

Виділяють різні типи термодинамічних систем.

Гомогенна система – однорідна система, *хімічний склад* і *фізичні властивості* якої в усіх частинах однакові або змінюються безперервно (між частинами системи немає поверхонь розділу). Складові частини гомогенної системи не можна відокремити одну від одної механічним шляхом. У кожній точці гомогенної системи в умовах *рівноваги* мають місце однакові значення *тиску*, *температури* та *концентрації* (рис. 1.1).



а



б

Рис. 1.1. Термодинамічні системи: а – яблучний сік як приклад гомогенної системи; б – газувана вода – приклад гетерогенної системи, що складається з трьох фаз – води, газу, льоду

Гомогенними сумішами є змішані гази та істинні розчини, а також суміші деяких рідин і твердих речовин, наприклад сплави.

Гетерогенна система — неоднорідна система, що складається з однорідних частин (фаз), розділених поверхнею розділу. Однорідні частини (фази) можуть відрізнятися одна від одної за складом і властивостями. Фази гетерогенної системи можна відокремити одна від одної механічними методами (відстоюванням, фільтруванням, магнітною сепарацією і т. п.). Прикладами гетерогенних систем можуть бути: рідина — насичена пара; насичений розчин з осадом; багато сплавів.

Ізольована термодинамічна система – це незалежна система, яка абсолютно не взаємодіє з навколишнім середовищем.

У термодинаміці постулюється, що з плином часу вона завжди приходить у стан термодинамічної рівноваги і ніколи не може з нього вийти. Рівноважний стан термодинамічної системи характеризується при постійних зовнішніх умовах незмінними параметрами у часі і відсутністю в системі потоків речовини, енергії, імпульсу, заряду тощо.

Теплоізолювана (адіабатна) термодинамічна система – це система, що не обмінюється з навколишнім середовищем енергією у вигляді теплоти. На практиці відносна адіабатична ізоляція досягається укладанням системи в адіабатичну оболонку (наприклад, посудина Дьюара). Реальний процес може також вважатися адіабатичним, якщо він відбувається досить швидко, так, що за короткий час теплообмін з оточуючими тілами є незначним.

Закрита термодинамічна система – система, яка не обмінюється з навколишнім середовищем речовиною.

Відкрита термодинамічна система – система, що обмінюється з навколишнім середовищем речовиною.

Робоче тіло – термодинамічна система в межах теплової машини, що змінює в робочому процесі свій фізичний стан.

1.3. Термодинамічний процес

Термодинамічний процес – це змінення стану системи, який відбувається під впливом зовнішніх діянь.

Теплові процеси можна поділити на *рівноважні* і *нерівноважні*. Рівноважні термодинамічні процеси – процеси, в яких система проходить ряд послідовних рівноважних станів. Такий процес приблизно реалізується у тих випадках, коли змінення відбуваються досить повільно, тобто процес є *квазістатичним*.

У нерівноважному процесі система не знаходиться в стані рівноваги, тобто різні частини системи мають різну температуру, тиск, концентрації тощо.

Процес переходу системи з нерівноважного стану в рівноважний називається *релаксацією*. *Час релаксації* — період часу, за який амплітудне значення збурення у виведеній з рівноваги фізичній системі зменшується в e раз. Релаксація не є термодинамічним процесом, оскільки термодинамічний процес спричиняється зовнішніми діяннями, а релаксація – внутрішньою незрівноваженістю.

Теплові процеси також можна поділити на *оборотні* та *необоротні*. Оборотним називається процес, який можна провести в протилежному напрямку через всі ті ж самі проміжні стани.

Процеси, в яких збігаються початкові і кінцеві параметри, що визначають стан робочого тіла, називають *циклами*.

1.4. Параметри стану

Величини, що характеризують стан термодинамічної системи, називаються *параметрами стану*.

Вимірювання термодинамічних параметрів обумовлено так званим *нульовим законом термодинаміки*: якщо дві системи, що знаходяться порізно в термодинамічній рівновазі з третьою системою, то вони знаходяться в рівновазі між собою. (Тобто якщо, наприклад, при вимірюванні термометром температури в двох місцях показання термометра однакові, то в точках вимірювання температура однакова).

Параметри стану можна поділити на *зовнішні*, які характеризують стан системи в зовнішніх силових полях і швидкість змінення її положення, і *внутрішні*, що визначають внутрішній стан системи.

Внутрішні параметри стану, в свою чергу, поділяють на *інтенсивні*, які не залежать від розмірів системи і кількості речовини (температура, тиск), і *екстенсивні*, що залежать від розмірів системи (об'єм, маса).

Крім того, внутрішні параметри стану поділяють на *термічні* (тиск, температура і питомий об'єм) і *калоричні* (енергетичні параметри – внутрішня енергія, ентальпія, ентропія тощо.).

1.5. Термічні параметри стану

1.5.1. Тиск

Тиск – це величина, що чисельно дорівнює силі, яка діє по нормалі до поверхні тіла, і припадає на одиницю площі цієї поверхні.

У молекулярно-кінетичній теорії отримано вираз для розрахунку тиску ідеального газу

$$p = n \frac{m_M \overline{W}^2}{3} = \frac{2}{3} \cdot \frac{N_A}{\mu V} \cdot \frac{m_M \overline{W}^2}{2}, \quad (1.1)$$

де $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ кмоль⁻¹ – число Авогадро;

m_M – маса молекули, кг;

μV – молярний об'єм речовини, м³/кмоль;

\overline{W}^2 – середнє значення квадрата швидкості.

Одиниця виміру тиску в СІ: 1 Па = 1 Н/м².

Інші одиниці вимірювання:

1 МПа = 10⁶ Па;

1 кПа = 10³ Па;

1 бар = 10⁵ Па;

1 кг/см² = 1 ат = 9,8067 · 10⁴ Па;

1 мм рт. ст. = 133,32 Па;

1 мм вод. ст. = 9,8067 Па;

1 psi = 6894,76 Па.

Прилади, призначені для вимірювання тиску: барометри, манометри і вакуумметри.

Барометри вимірюють абсолютне значення тиску, *манометри* – надлишковий тиск – позитивну різницю між абсолютним і барометричним тиском, *вакуумметри* – прилади, що вимірюють розрідження (тиск нижче атмосферного).

1.5.2. Температура

Температура – це міра нагрівання тіла.

Температуру, яку відлічують від *абсолютного нуля*, називають *абсолютною* температурою, а від деякої точки відліку – *емпіричною*.

Абсолютну термодинамічну температуру ідеального газу визначають за формулою

$$T = \frac{2}{3 \cdot k} \cdot \frac{m_M \overline{W}^2}{2}, \quad (1.2)$$

де $k = 1,3805 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана.

Одиницею вимірювання температури в СІ є *градус Кельвіна* (К).

Альтернативні системи вимірювання:

градуси Цельсія (С): $T \text{ К} = T \text{ }^\circ\text{C} + 273,15$;

градуси Фаренгейта (F): $T \text{ К} = (5/9) \cdot T \text{ }^\circ\text{F} + 241,15$;

градуси Ранкіна (R): $T \text{ К} = (5/9) \cdot T \text{ }^\circ\text{R}$.

1.5.3. Густина, питомий об'єм

Густина – величина, яка визначається як відношення маси тіла до об'єму, який займає це тіло:

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (1.3)$$

У термодинаміці частіше використовується *питомий об'єм* – відношення об'єму, який займає тіло, до маси цього тіла:

$$v = \frac{m}{V} = \frac{1}{\rho}. \quad (1.4)$$

1.6. Термічне рівняння стану ідеального газу

Для хімічно однорідної термодинамічної системи за відсутності зовнішніх силових полів рівноважний стан системи визначають два довільних термічних параметри стану. Термічне рівняння стану для *закритої термодіформаційної системи* пов'язує між собою її тиск, об'єм і температуру:

$$f(p, v, T) = 0. \quad (1.5)$$

Термічне рівняння стану утворює в просторі термічних параметрів стану поверхню, яка називається *поверхнею стану* (рис. 1.2, а).

Оскільки аналізувати тривимірні поверхні не завжди зручно, для аналізу частіше використовують проекції поверхні стану на площину, яка перпендикулярна до однієї з осей. Ці графіки називають *діаграмами стану* (рис. 1.2, б).

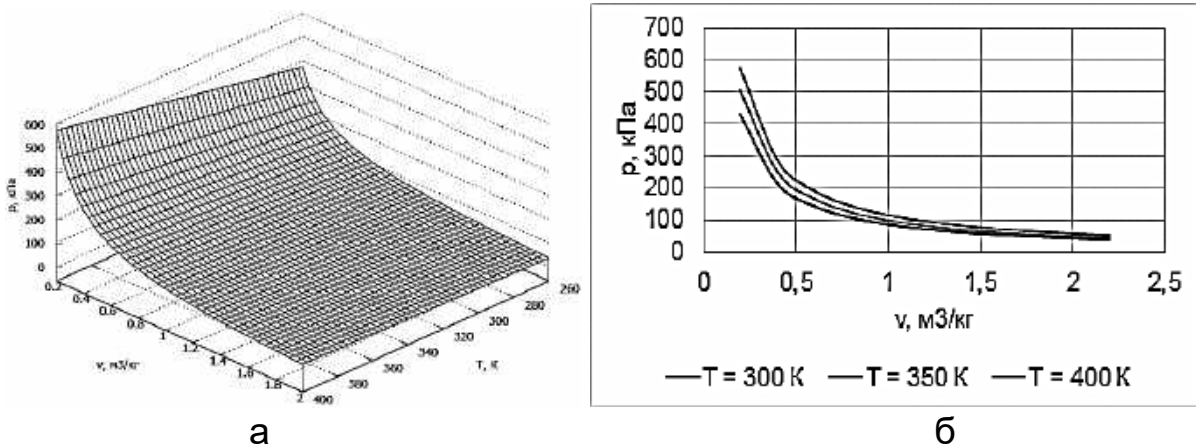


Рис. 1.2. Поверхня стану ідеального газу (а) і діаграма стану ідеального газу (б) для повітря

Ідеальний газ — теоретична математична модель газу, в якій нехтують розмірами частинок газу, не враховують сили взаємодії між частинками газу, припускаючи, що середня кінетична енергія частинок набагато більше енергії їх взаємодії, і вважають, що зіткнення частинок газу між собою і зі стінками посудини абсолютно пружні.

Рівняння стану ідеального газу об'єднують рівняння газових законів *Бойля–Маріотта* і *Гей–Люссака*:

$$pv = RT, \quad (1.6)$$

де $R = R_{\mu}/\mu$ – питома газова стала, Дж/(кг·К);

$R_{\mu} = 8314$ Дж/(кмоль·К) – універсальна газова стала;

μ – молярна маса газу, кг/кмоль.

Якщо густина газу підвищується, то зіткнення молекул починають відігравати все більшу роль і нехтувати розмірами і взаємодією молекул стає неможливим. Поведінка такого газу погано описується моделлю ідеального газу, у зв'язку з чим його називають *реальним газом*.

Одним з варіантів рівнянь стану, що описують газ у станах, коли модель ідеального газу не прийнятна, є *рівняння Ван-дер-Ваальса*:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot (v - b) = R \cdot T, \quad (1.7)$$

де $a = \frac{27}{64} \cdot \frac{R^2 \cdot T_{кр}^2}{p_{кр}}$ – перша поправка Ван-дер-Ваальса, Па·м⁶/кг²;

$b = v_{кр}/3$ – друга поправка Ван-дер-Ваальса, м³/кг;

$T_{кр}$ – критична температура (див. підрозд. 7.1);

$p_{кр}$ – критичний тиск (див. підрозд. 7.1).

Лекція 2. ГАЗОВІ СУМІШІ

На практиці найчастіше доводиться зустрічатися не з чистими газами, а з їх механічними сумішами, однією з найважливіших сумішей є повітря, що являє собою суміш азоту і кисню (з домішкою аргону, вуглекислого газу і водяної пари). Для виконання розрахунків газових сумішей необхідно визначити параметри, що характеризують їх стан.

Нехай є суміш з n ідеальних газів. Температура газової суміші T , тиск $P_{\text{см}}$, об'єм $V_{\text{см}}$, маси газів, що знаходяться в суміші, дорівнюють відповідно m_1, m_2, \dots, m_n ; число молей окремих компонентів суміші – M_1, M_2, \dots, M_n .

Тиск, що створюється молекулами одного з компонентів газової суміші, називається *парціальним тиском*. Парціальний тиск – це тиск, який мав би кожен газ, що входить до складу суміші, якби цей газ знаходився один в тій же кількості, в тому ж об'ємі і при тій же температурі, що і в суміші.

Газова суміш ідеальних газів підкоряється *закону Дальтона*: загальний тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків окремих газів, що складають суміш:

$$P_{\text{см}} = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_{j=1}^n p_j, \quad (2.1)$$

де p_1, p_2, \dots, p_n – парціальний тиск.

Газова суміш може бути задана масовими, об'ємними і мольними частками.

Масовою часткою називається відношення маси кожного газу до загальної маси суміші:

$$g_j = m_j / m_{\text{сум}}, \quad (2.2)$$

де m_j – маса j -го компонента суміші;

$m_{\text{сум}}$ – маса усієї суміші.

Сума масових часток суміші дорівнює одиниці:

$$\sum_{j=1}^n g_j = 1. \quad (2.3)$$

Мольною часткою називається відношення кількості речовини компонента до загальної кількості речовини суміші:

$$y_j = M_j / M_{\text{сум}}, \quad (2.4)$$

де M_j – кількість кіломолей j -го компонента суміші;

$M_{\text{сум}}$ – кількість кіломолей всієї суміші.

Парціальним об'ємом називається об'єм, який займав би цей газ, якби його температура і тиск дорівнювали температурі і тиску суміші газів.

Парціальний об'єм компонента суміші можна визначити за законом Бойля–Маріотта:

$$V_j = p_j V_{\text{сум}} / p_{\text{сум}} \cdot \quad (2.5)$$

Склавши парціальні об'єми компонентів, отримуємо вираз закону Амага:

$$V_1 + V_2 + \dots + V_n = \sum_{j=1}^n V_j = V_{\text{сум}}. \quad (2.6)$$

Це дозволяє ввести поняття *об'ємної частки компонента*, яка дорівнює відношенню парціального об'єму суміші до об'єму суміші:

$$r_j = V_j / V_{\text{сум}} \cdot \quad (2.7)$$

Масові, об'ємні і молярні частки пов'язані між собою:

$$r_j = y_j, \quad g_j = \frac{\mu_j r_j}{\sum_{j=1}^n (\mu_j r_j)}, \quad r_j = \frac{g_j / \mu_j}{\sum_{j=1}^n (g_j / \mu_j)}. \quad (2.8)$$

Компоненти газової суміші підкоряються рівнянню стану:

$$p_{\text{сум}} V_j = p_j V_{\text{сум}} = m_j R_j T, \quad (2.9)$$

де $R_j = R_{\mu} / \mu_j$ – газова стала j -го компонента;

$R_{\mu} = 8314$ Дж/(кмоль·К) – універсальна газова стала;

μ_j – молярна маса j -го компонента.

З цього рівняння випливає, що

$$p_j = p_{\text{сум}} r_j \cdot \quad (2.10)$$

Суміш ідеальних газів також підпорядковується рівнянню стану:

$$p_{\text{сум}} V_{\text{сум}} = m_{\text{сум}} R_{\text{сум}} T = \frac{m_{\text{сум}}}{\mu_{\text{сум}}} R_{\mu} T = M_{\text{сум}} R_{\mu} T, \quad (2.11)$$

де $R_{\text{сум}}$ – газова стала суміші, яка визначається за формулою

$$R_{\text{сум}} = \sum_{j=1}^n (g_j \cdot R_j); \quad (2.12)$$

$\mu_{\text{сум}}$ – позірна молярна маса суміші:

$$\mu_{\text{сум}} = \sum_{j=1}^n (r_j \cdot \mu_j). \quad (2.13)$$

Лекція 3. ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ СИСТЕМИ

3.1. Закон еквівалентних перетворень

Енергія – міра руху матерії. Існує багато видів енергії, кількісну оцінку яким можна дати за допомогою *закону еквівалентних перетворень*: якщо різні види енергії взяті в таких кількостях, що вони спричиняють одне і те ж змінення стану певної закритої системи, то вони еквівалентні.

3.2. Внутрішня енергія

У термодинаміці повна енергія термодинамічної системи дорівнює

$$E = E_{\text{пот}} + E_{\text{кін}} + U, \quad (3.1)$$

де $E_{\text{пот}}$ – потенціальна енергія системи у зовнішніх силових полях;

$E_{\text{кін}}$ – кінетична енергія системи як єдиного цілого;

U – внутрішня енергія.

Значення потенціальної і внутрішньої енергій визначаються відповідно до законів механіки. *Внутрішня енергія* – це сума всіх видів енергій руху і взаємодії частинок, що складають систему.

Внутрішня енергія є функцією внутрішніх параметрів стану (температури, тиску, складу системи) і однозначно визначає стан системи, тобто є функцією стану.

Якби внутрішня енергія в одному стані мала б два значення, то різницю між цими значеннями можна було б відвести від системи без змінення її стану. Це дозволило б побудувати *вічний двигун першого роду*.

Відношення внутрішньої енергії системи до її маси називається питомою внутрішньою енергією u , Дж/кг:

$$u = U/m. \quad (3.2)$$

Питома внутрішня енергія також є функцією стану:

$$u = u(T, v). \quad (3.3)$$

Оскільки внутрішня енергія є функцією стану, її змінення в термодинамічному процесі не залежить від самого процесу і визначається тільки її значеннями в кінцевому і початковому станах:

$$\Delta U = U_2 - U_1. \quad (3.4)$$

Внутрішня енергія – адитивна, тобто сума внутрішніх енергій всіх підсистем дорівнює внутрішній енергії всієї термодинамічної системи:

$$U = \sum_{j=1}^n U_j. \quad (3.5)$$

3.3. Робота і теплота

Змінення кількості енергії в системі може статися тільки в тому випадку, якщо вона взаємодіє з навколишнім середовищем і передасть їй частину енергії або навпаки, отримає енергію. Передати енергію без передачі речовини можна двома шляхами: виконанням роботи або теплообміном. Різниця між ними полягає в тому, що виконання роботи дозволяє змінити енергію будь-якого виду (кінетичну, потенціальну або внутрішню), а теплота без попереднього перетворення змінює лише внутрішню енергію.

І робота, і теплота не є параметрами стану, а є характеристиками процесу.

Прийнято вважати теплоту, що підводиться до термодинамічної системи, і роботу, що здійснюється системою, позитивними.

3.4. Деформаційна робота

Робота сил тиску при зміні об'єму системи називається *деформаційною роботою*.

Нехай газ знаходиться в циліндрі з поршнем, що рухається без тертя (рис. 3.1). Тиск на початку процесу стиснення дорівнює p , в кінці – $p + \delta p$, площа поршня – f , а його переміщення при стисненні – dx .

Елементарна робота стиснення

$$dL = (p + \delta p/2) \cdot f \cdot dx .$$

При нескінченно малому переміщенні $p + \delta p/2 \approx p$, тоді

$$dL = p \cdot f \cdot dx = p \cdot dV ,$$

а роботу при стисненні від положення 1 до положення 2 можна визначити як

$$L = \int_1^2 p \cdot dV . \quad (3.6)$$

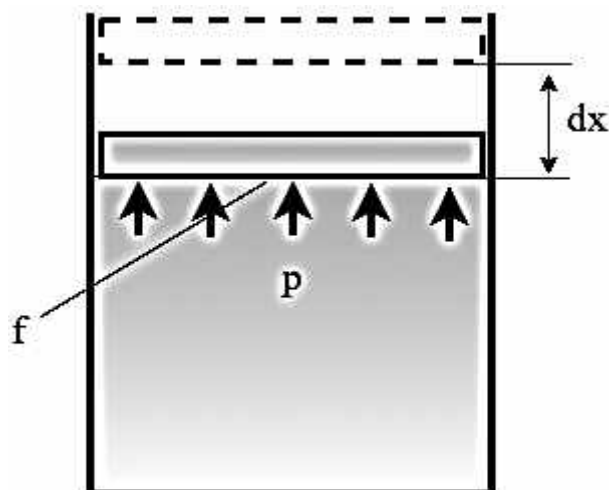


Рис. 3.1. Циліндр з поршнем

3.5. Ентальпія

Розглянемо зображену на рис. 3.1 систему, що складається з газу і поршня з вантажем $P = p \cdot f$, який зрівноважує тиск газу зсередини. Така система називається *розширеною*.

Ентальпія, або повна енергія розширеної системи, дорівнює внутрішній енергії газу плюс потенціальна енергія поршня з вантажем:

$$I = U + pV. \quad (3.7)$$

Ентальпія є сумою внутрішньої енергії тіла і роботи, яку необхідно затратити, щоб тіло об'ємом V увести в навколишнє середовище, що має тиск p і знаходиться з тілом у зрівноваженому стані.

Як і внутрішня енергія, ентальпія є функцією стану. Також можна увести поняття питомої ентальпії:

$$i = I/m. \quad (3.8)$$

Питома ентальпія теж є функцією стану:

$$i = i(p, T). \quad (3.9)$$

Оскільки ентальпія є функцією стану, її змінення у термодинамічному процесі не залежить від самого процесу, і визначається тільки її значеннями в кінцевому і початковому станах:

$$\Delta I = I_2 - I_1. \quad (3.10)$$

Ентальпія – адитивна, тобто сума внутрішніх енергій всіх підсистем дорівнює внутрішній енергії всієї термодинамічної системи:

$$I = \sum_{j=1}^n I_j. \quad (3.11)$$

3.6. Теплоємність

Теплоємністю називається похідна від кількості теплоти, поглиненої тілом у певному термодинамічному процесі:

$$C = \frac{dQ}{dT}. \quad (3.12)$$

Одиниця виміру теплоємності – Дж/К.

Залежно від кількісної одиниці тіла, до якої належить теплота, виділяють:

- питому теплоємність $c = C/m$, Дж/(кг·К);
- молярну теплоємність $\mu c = C/M$, Дж/(кмоль·К);
- об'ємну теплоємність $c^* = C/V$, Дж/(м³·К).

Тут m – маса; M – кількість кіломолей речовини; V – об'єм.

Питомі величини пов'язані між собою:

$$c = \mu c / \mu, \quad c^* = \mu c / (22,4 \text{ м}^3/\text{кмоль}).$$

Теплоємність залежить від процесу теплообміну:

$$C_x = \left(\frac{\partial Q}{\partial T} \right)_x, \quad (3.13)$$

де x – характеристика процесу. Зокрема, виділяють теплоємності при ізобаричному (C_p) та ізохоричному (C_v) процесах. Значення цих питомих теплоємностей ідеального газу підкоряються *співвідношенню Майєра*:

$$c_p - c_v = R, \quad \mu c_p - \mu c_v = R_\mu. \quad (3.14)$$

3.7. Теплоємність ідеального газу

З молекулярно-кінетичної теорії випливає вираз для тиску ідеального одноатомного газу:

$$p = kN_A T / \mu v,$$

де $k = 1,38064852 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – стала Больцмана;

μv – питомий мольний об'єм, м³/кмоль.

Відповідно,

$$p \cdot \mu v = k \cdot N_A \cdot T = \frac{2}{3} \cdot N_A \cdot \frac{m_M \overline{W}^2}{2}, \quad (3.15)$$

де вираз $N_A \cdot \frac{m_M \overline{W}^2}{2}$ – внутрішня кінетична енергія всіх молекул 1 кмоль ідеального газу в поступальному русі, тобто μU .

Таким чином,

$$p \cdot \mu v = \frac{2}{3} \cdot \mu U; \quad (3.16)$$

$$\mu U = \frac{3}{2} \cdot p \cdot \mu v = \frac{3}{2} \cdot R_\mu \cdot T. \quad (3.17)$$

З іншого боку, якщо теплота, підведена в ізохоричному процесі до 1 кмоль ідеального газу, буде витрачена на змінення внутрішньої енергії, то

$$dQ = \mu c_v dT = d(\mu U); \quad (3.18)$$

$$\mu c_v = \frac{dQ_v}{dT} = \frac{d(\mu U)}{dT} = \frac{3}{2} \cdot R_\mu. \quad (3.19)$$

Згідно зі співвідношенням Майєра (3.14)

$$\mu c_p = \mu c_v + R_\mu = \frac{5}{2} \cdot R_\mu. \quad (3.20)$$

Отже, питома мольна теплоємність ідеального газу – стала і не залежить від його виду. Експерименти з одноатомними газами підтверджують отримані результати. Експерименти з двоатомними і багатоатомними газами підтверджують постійність молярних теплоємностей, але самі значення не відповідають формулам (3.19), (3.20). Ця розбіжність пояснюється тим, що молекули двохатомних і багатоатомних

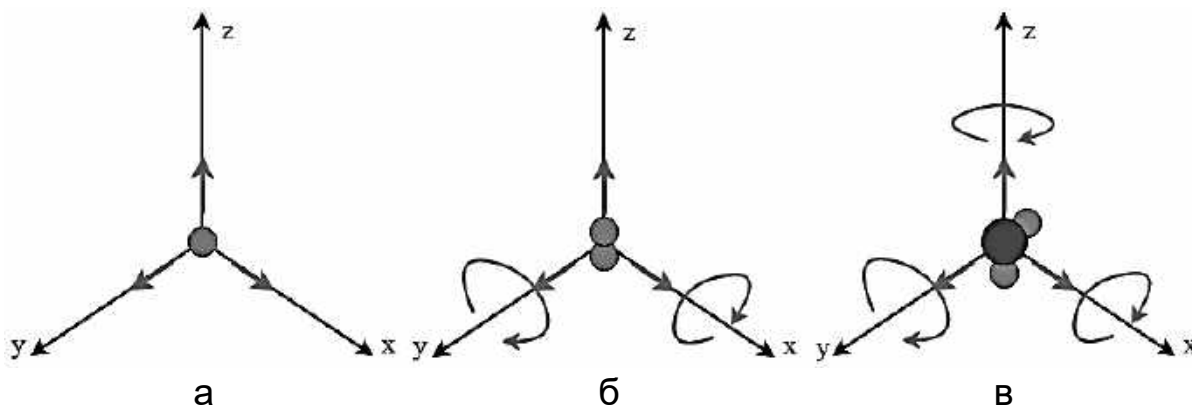


Рис. 3.2. Ступені свободи молекули: а – одноатомної; б – двоатомної; в – багатоатомної

газів являють собою більш складні системи, де потрібно враховувати не тільки поступальний рух, а й обертальний.

Установлений Максвеллом і Больцманом закон про рівномірний розподіл енергії стверджує, що на кожний ступінь свободи руху молекули витрачається однакова кількість енергії. Це дає можливість звести формули (3.19), (3.20) до такого вигляду:

$$\mu c_v = \frac{z}{2} \cdot R_\mu; \quad (3.21)$$

$$\mu c_p = \frac{z+2}{2} \cdot R_\mu, \quad (3.22)$$

де z – число ступенів свободи молекули; $z = 3$ для одноатомних газів, $z = 5$ для двоатомних газів і $z = 6$ для багатоатомних газів (рис. 3.2).

Лекція 4. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Перший закон термодинаміки – це закон збереження енергії для термодинамічної системи.

4.1. Вираз першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи

Внутрішню енергію ізольованої термодинамічної системи змінити неможливо, тобто

$$\Delta U = 0. \quad (4.1)$$

Для термодинамічної системи в абсолютно жорсткій оболонці деформаційна робота дорівнює нулю ($L = 0$) і змінити внутрішню енергію такої системи можна тільки за допомогою теплообміну:

$$\Delta U = Q. \quad (4.2)$$

Для адіабатної термодинамічної системи ($Q = 0$) змінення внутрішньої енергії відповідає деформаційній роботі

$$\Delta U = -L. \quad (4.3)$$

Об'єднавши вирази (4.2) і (4.3), отримаємо вираз для розрахунку змінення внутрішньої енергії

$$Q = \Delta U + L, \quad (4.4)$$

або у диференціальній формі:

$$\delta Q = dU + \delta L. \quad (4.5)$$

З урахуванням того, що $\delta L = p \cdot dV$, отримаємо вираз для розрахунку змінення внутрішньої енергії, яка є математичним записом першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи:

$$\delta Q = dU + p \cdot dV. \quad (4.6)$$

Для питомих параметрів вираз (4.6) має вигляд

$$\delta q = du + p \cdot dv. \quad (4.7)$$

З урахуванням того, що

$$di = d(u + p \cdot v) = du + p \cdot dv + v \cdot dp, \quad (4.8)$$

отримаємо альтернативний вираз першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи:

$$\delta q = di - v \cdot dp. \quad (4.9)$$

Вираз (4.6) дозволяє сформулювати *перший закон термодинаміки для закритої термодинамічної системи*: теплота, що підводиться ззовні, витрачається на змінення внутрішньої енергії і роботу розширення.

4.2. Теплоємність довільного термодинамічного процесу

З виразу (4.7) можна отримати вираз для розрахунку теплоємності довільного термодинамічного процесу.

Диференціал питомої внутрішньої енергії

$$du = du(v, T) = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \cdot dT + \left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T \cdot dv, \quad (4.10)$$

а елементарну теплоту процесу можна записати як

$$dq = c_x \cdot dT. \quad (4.11)$$

Підставивши (4.10) і (4.11) в (4.9), отримаємо

$$c_x \cdot dT = \left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v \cdot dT + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \cdot dv. \quad (4.12)$$

З урахуванням того, що $\left(\frac{\partial u}{\partial T} \right)_v = c_v$, отримаємо вираз для питомої теплоємності довільного процесу:

$$c_x = c_v + \left[\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T + p \right] \cdot \frac{dv}{dT}. \quad (4.13)$$

Питома внутрішня енергія ідеального газу залежить тільки від температури $\left(\left(\frac{\partial u}{\partial v} \right)_T = 0 \right)$, що дозволяє спростити вираз (4.13):

$$c_x = c_v + p \cdot \frac{dv}{dT}. \quad (4.14)$$

Аналогічний вираз можна отримати, перетворивши вираз (4.9):

$$c_x \cdot dT = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p \cdot dT + \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - v \right] \cdot dp. \quad (4.15)$$

З урахуванням того, що $\left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p = c_p$, отримуємо вираз для питомої теплоємності довільного процесу:

$$c_x = c_p + \left[\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T - v \right] \cdot \frac{dp}{dT}. \quad (4.16)$$

Питома ентальпія ідеального газу залежить тільки від температури $\left(\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = 0 \right)$, що дозволяє спростити вираз (4.16):

$$c_x = c_p - v \cdot \frac{dp}{dT}. \quad (4.17)$$

4.3. Запис першого закону термодинаміки для відкритої термодинамічної системи

Виведемо вираз першого закону термодинаміки для відкритої термодинамічної системи А (рис. 4.1). Вона може обмінюватися з навколишнім середовищем як енергією у формі теплоти dQ або здійснення роботи dL , так і масою (dm_i). Будемо вважати масу, що надходить у систему, позитивною, а масу, що виходить із системи А, негативною.

Для того, щоб скористатися виразом (4.5), об'єднаємо термодинамічну систему А з термодинамічною системою В таким чином, щоб разом вони утворювали розширену закриту термодинамічну систему А + В. При цьому система В не обмінюється з навколишнім середовищем теплотою і масою.

Вираз першого закону термодинаміки для системи A + B має вигляд

$$dQ_{(A+B)} = dU_{(A+B)} + dL_{(A+B)}, \quad (4.18)$$

де $dQ_{(A+B)} = dQ$;

$$dU_{(A+B)} = (U + dU) - (U + u_j dm_j) =$$

$$= dU - u_j dm_j;$$

$$dL_{(A+B)} = dL - p_j v_j dm_j;$$

$p_j v_j dm_j$ – енергія потоку при перетинанні межі відкритої системи внаслідок надходження в неї речовини.

Тоді отримуємо

$$dQ = dU - u_j dm_j + dL - p_j v_j dm_j = dU - i_j dm_j + dL. \quad (4.19)$$

Якщо потік речовини не поодинокий, запис першого закону термодинаміки для відкритої термодинамічної системи набуває вигляду

$$dQ + \sum_{j=1}^n i_j dm_j = dU + dL. \quad (4.20)$$

4.4. Запис першого закону термодинаміки для потоку

Розглянемо течію газу в каналі (рис. 4.2). Газ втікає в канал через переріз 1 і виходить з нього через переріз 2, має місце теплообмін між газом і стінками каналу.

Прийmemo такі допущення:

– вся область руху газу може бути розділена по потоку на елементарні ділянки, причому по всьому перерізу параметри газу постійні (має місце стаціонарна або усталена течія);

– змінення параметрів руху газу від перерізу до перерізу нескінченно мала порівняно зі значеннями самих параметрів;

– параметри газу в усіх перерізах потоку не залежать від часу.

Якщо має місце стаціонарна течія, то маса газу в каналі залишається незмінною і масова витрата газу G через усі поперечні перерізи каналу однакова:

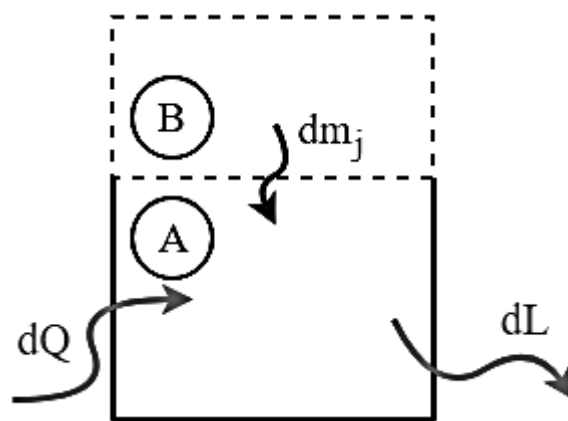


Рис. 4.1. Відкрита система

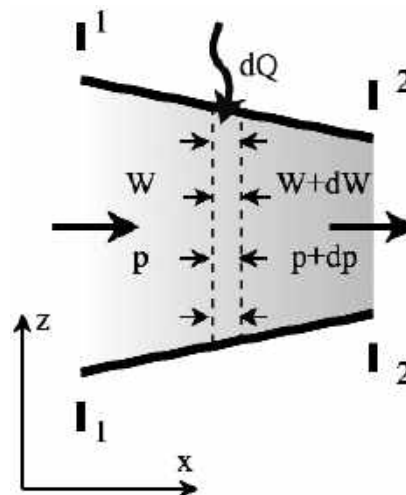


Рис. 4.2. Канал

$$G = \frac{FW}{v} = \frac{F_1 W_1}{v_1} = \frac{F_2 W_2}{v_2}. \quad (4.21)$$

Рівняння першого закону термодинаміки для G кг газу для нескінченно малої ділянки каналу матиме вигляд

$$dQ = dU + dL + Gd\left(\frac{W^2}{2}\right) + Ggdz, \quad (4.22)$$

де $g = 9,81 \text{ м}^2/\text{с}$ – прискорення вільного падіння;

z – вертикальна координата середини перерізу, м;

dL – елементарна робота руху газу проти дії зовнішніх сил (тиску) – диференціал *роботи проштовхування*:

$$dL = (p + dp)(F + dF)(W + dW) - pFW. \quad (4.23)$$

Нехтуючи складовими другого та третього порядків малості, отримаємо

$$dL = pFdW + FWdp + pWdF = pd(FW) + FWdp. \quad (4.24)$$

З рівняння нерозривності (4.21) і постійності масової витрати випливає, що

$$FW = Gv; \quad (4.25)$$

$$d(FW) = Gdv. \quad (4.26)$$

Тоді рівняння (4.23) перетвориться на вигляд

$$dL = G(pdv + vdp) = Gd(pv). \quad (4.27)$$

Отже, диференціал питомої роботи проштовхування можна визначити за формулою

$$dl_{\text{пр}} = pdv + vdp = d(pv), \quad (4.28)$$

де vdp – елементарна робота, виконана переміщенням об'єму газу dv за умови нестисливості середовища;

pdv – елементарна деформаційна робота під дією рівномірно розподіленого тиску.

Підставивши отриманий вираз (4.27) у вираз (4.22), отримаємо:

$$dQ = dU + Gd(pv) + Gd\left(\frac{W^2}{2}\right) + Ggdz. \quad (4.29)$$

Записавши рівняння (4.29) у питомих величинах, отримаємо *основне рівняння першого закону термодинаміки для потоку газу*:

$$dq = du + d(pv) + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + gdz = di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + gdz. \quad (4.30)$$

Таким чином, теплота, яка передається газу, що рухається, витрачається на приріст ентальпії, кінетичної і потенціальної енергії.

Це рівняння справедливе як за наявності, так і за відсутності тертя в потоці газу. Для течій з тертям рівняння (4.30) доповнюється в лівій частині диференціалом елементарної питомої роботи сил тертя $\delta l_{тр}$, а в правій – диференціалом питомого тепловиділення від сил тертя $\delta q_{тр}$. Оскільки робота сил тертя повністю перетворюється на теплоту, яка сприймається потоком, то $\delta l_{тр} = \delta q_{тр}$ і в рівнянні (4.30) вони взаємно спрощуються. Таким чином, наявність сил тертя не може порушити загального балансу енергії.

При адіабатичній течії газу ($dq = 0$), нехтуючи зміненням потенціальної енергії, рівняння (4.30) набуває вигляду

$$di + d\left(\frac{W^2}{2}\right) = 0; \quad (4.31)$$

$$i_1 + \frac{W_1^2}{2} = i_2 + \frac{W_2^2}{2} = i^*, \quad (4.32)$$

де i^* – *питома ентальпія загальмованого потоку*.

Уведемо поняття температури гальмування (повної температури):

$$T^* = T + \frac{W^2}{2 \cdot c_p}. \quad (4.33)$$

Такої температури набуває ідеальний газ при повному адіабатичному гальмуванні.

4.5. Рівняння першого закону термодинаміки в механічній формі

Рівняння (4.30) справедливе у разі, якщо газ здійснює роботу розширення і не робить корисної (технічної) роботи $L_{техн}$.

Технічна робота газу – це робота, якою газ обмінюється з технічними пристроями (вентиляторами, турбінами тощо).

Для потоку газу при $L_{техн} \neq 0$ (рис. 4.3)

$$\delta q = du + d(pv) + \delta l_{техн} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + gdz. \quad (4.34)$$

З іншого боку, для цього елемента потоку в супутній (рухомій) системі координат справедливим є вираз, подібний до формули (4.7):

$$\delta q = du + p \cdot dv - \delta l_{дис}, \quad (4.35)$$

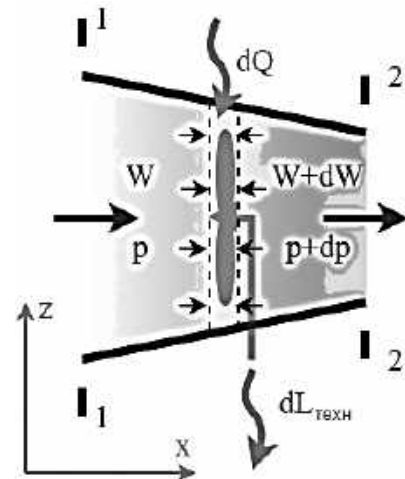


Рис. 4.3. Канал турбіни

де $\delta l_{\text{дис}}$ – питома робота дисипації, Дж/кг (для оборотних процесів $\delta l_{\text{дис}} = 0$).

Дисипація енергії — перетворення частини енергії упорядкованих процесів на енергію неупорядкованих процесів, зрештою – на теплоту.

Прирівнявши праві частини виразів (4.34) і (4.35), отримуємо

$$du = pdv + \delta l_{\text{дис}} = du + d(pv) + \delta l_{\text{техн}} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + gdz; \quad (4.36)$$

$$\delta l_{\text{техн}} = pdv - d(pv) - d\left(\frac{W^2}{2}\right) - gdz - \delta l_{\text{дис}}; \quad (4.37)$$

$$l_{\text{техн}} = \int_1^2 pdv + p_1v_1 - p_2v_2 + \frac{W_1^2 - W_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) - l_{\text{дис}}. \quad (4.38)$$

Таким чином, технічна робота складається з роботи деформації, різниці робіт витиснення на вході і виході з машини, різниці кінетичної і потенціальної енергій на вході і виході з машини за вирахуванням роботи дисипації.

Вираз (4.37) в оборотному процесі за умови постійності потенціальної і кінетичної енергій потоку набуває вигляду

$$\delta l_{\text{техн}} = -vdp = dl_{\text{к.з}}, \quad (4.39)$$

де $dl_{\text{п.з}}$ – диференціал питомої корисної зовнішньої роботи потоку.

Перетворивши формулу (4.37), можна дати визначення *корисної зовнішньої (наявної) роботи* – це робота потоку, що витрачається на змінення кінетичної і потенціальної енергій потоку, здійснення технічної роботи і на роботу дисипації:

$$\delta l_{\text{к.з}} = \delta l_{\text{техн}} + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + gdz + \delta l_{\text{дис}}. \quad (4.40)$$

Визначити питому корисну зовнішню роботу можна за формулою

$$l_{\text{к.з}} = -\int_1^2 vdp. \quad (4.41)$$

Згідно з формулами (3.6) та (4.41) деформаційну і корисну зовнішню роботу процесу можна подати як площі під кривою і лівіше кривої процесу на діаграмі v – p (рис. 4.4).

Якщо перенести у праву частину формули (4.37) диференціал деформаційної роботи, можна зробити висновок про те, що робота, яка витрачається на проштовхування потоку через канал $d(pv)$, змінення

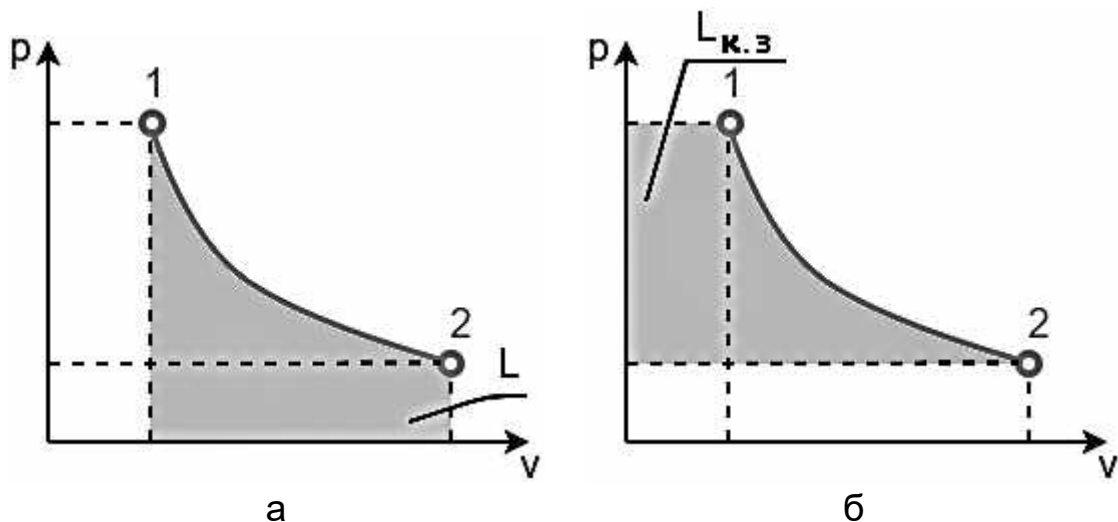


Рис. 4.4. Роботи на діаграмі тиск – питомий об'єм: а – деформаційна робота; б – корисна зовнішня робота

кінетичної і потенціальної енергій потоку, технічна робота і робота дисипації відбуваються внаслідок роботи розширення газу, що рухається в потоці:

$$pdv = d(pv) + d\left(\frac{W^2}{2}\right) + g dz + \delta l_{\text{техн}} + \delta l_{\text{дис}}. \quad (4.42)$$

Лекція 5. ПОЛІТРОПНІ ПРОЦЕСИ

5.1. Рівняння політропного процесу

При термодинамічному розрахунку реальні процеси в газах заміняють ідеалізованими оборотними процесами, що дозволяє виконати їх кількісний аналіз.

Розглянемо процеси, в яких частка теплоти, що витрачається на змінення внутрішньої енергії на всіх стадіях процесу, залишається постійною:

$$\varphi = \frac{du}{\delta q} = \text{const}. \quad (5.1)$$

Коефіцієнт φ називають *коефіцієнтом розгалуження теплоти*. У різних процесах цей коефіцієнт може набувати значень $-\infty < \varphi < +\infty$.

Процес, що відбувається при постійному значенні коефіцієнта розгалуження теплоти, називають *політропним*.

З рівняння (4.1) випливає сталість теплоємності ідеального газу c_n у політропному процесі:

$$\varphi = \frac{du}{\delta q} = \frac{c_v dT}{c_n dT} = \text{const}, \quad (5.2)$$

$$c_n = c_v / \varphi. \quad (5.3)$$

Формула (5.3) дає можливість визначити політропний процес в ідеальному газі як процес, що відбувається з постійною теплоємністю.

Отримаємо рівняння політропного процесу.

Рівняння першого закону термодинаміки (4.7), (4.9) для ідеального газу можна подати у вигляді

$$c_n dT = c_v dT + p dv; \quad (5.4)$$

$$c_n dT = c_p dT - v dp; \quad (5.5)$$

$$(c_n - c_v) dT = p dv; \quad (5.6)$$

$$(c_n - c_p) dT = -v dp. \quad (5.7)$$

Розділимо (5.7) на (5.6):

$$\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = -\frac{v dp}{p dv}. \quad (5.8)$$

Позначимо $n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$ – показник політропи. Тоді

$$n = -\frac{v dp}{p dv}. \quad (5.9)$$

Проінтегрувавши (5.9), отримаємо зв'язок між тиском і питомим об'ємом у процесі:

$$p v^n = \text{const}. \quad (5.10)$$

Використавши рівняння стану ідеального газу $p v = R T$, отримаємо зв'язок інших термічних параметрів стану в політропному процесі:

$$T v^{n-1} = \text{const}; \quad (5.11)$$

$$T p^{(1-n)/n} = \text{const}. \quad (5.12)$$

За допомогою формул (5.10) – (5.12) можна записати зв'язок між параметрами газу в процесі:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^n, \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/n}; \quad (5.13)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1}, \quad \frac{v_2}{v_1} = \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{\frac{1}{n-1}}; \quad (5.14)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}}. \quad (5.15)$$

5.2. Енергетичні характеристики політропного процесу

Змінення внутрішньої енергії та ентальпії ідеального газу визначається лише зміненням температури:

$$\Delta u_{1-2} = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1); \quad (5.16)$$

$$\Delta i_{1-2} = i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1). \quad (5.17)$$

Деформаційну роботу можна виразити таким чином:

$$l_{1-2} = \int_1^2 p dv = \int_1^2 \frac{pv^n}{v^n} dv = \int_1^2 \frac{p_1 v_1^n}{v^n} dv = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1} \right]; \quad (5.18)$$

$$l_{1-2} = \frac{RT_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{R}{n-1} [T_1 - T_2]. \quad (5.19)$$

З (5.9) випливає, що корисна зовнішня робота газу визначається формулою

$$l_{к.з 1-2} = n \cdot l_{1-2}. \quad (5.20)$$

Теплоємність політропного процесу визначимо з (5.8):

$$c_n = c_v \frac{n-k}{n-1}. \quad (5.21)$$

На рис. 5.1 як приклад показано залежність питомої теплоємності повітря від показника політропи.

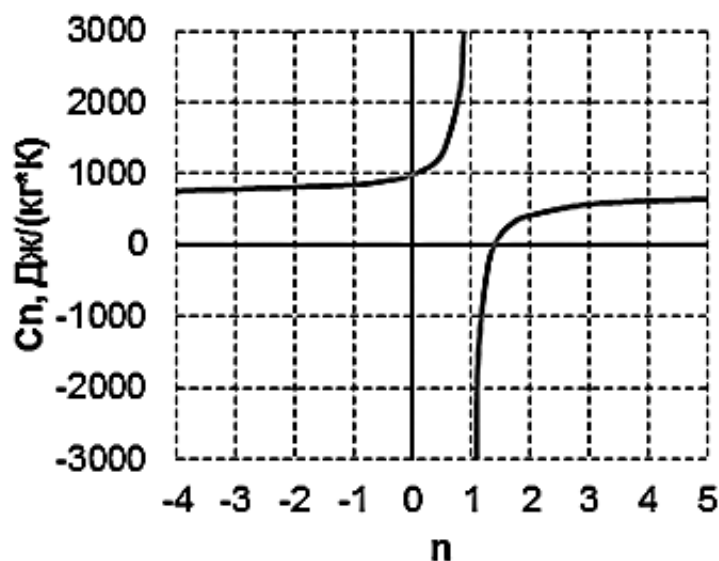


Рис. 5.1. Питома теплоємність повітря

Питому теплоту політропного процесу обчислюють за формулою

$$q_{1-2} = \int_1^2 c_n dT = c_n (T_2 - T_1) = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (5.22)$$

5.3. Окремі випадки політропного процесу

Використовуючи різні значення показника політропи, можна отримати безліч конкретних процесів, що характеризуються різними значеннями коефіцієнта розгалуження теплоти. Наприклад, задавши $n = 0$, отримуємо ізобаричний процес

$$pv^0 = p = \text{const}. \quad (5.23)$$

При $n \rightarrow \pm\infty$ політропа збігається з ізохоричним процесом:

$$p^{(1/n)}v = p^0v = v = \text{const}. \quad (5.24)$$

Умова $n = 1$ відповідає ізотермічному процесу:

$$pv = RT = \text{const}, \text{ тобто } T = \text{const}. \quad (5.25)$$

Якщо задати $n = c_p/c_v = k$, отримуємо рівняння адіабатичного процесу:

$$pv^k = \text{const}. \quad (5.26)$$

За графічним зображенням політропного процесу на v - p - та s - T -діаграмах легко якісно проаналізувати характер змінення енергетичних параметрів стану і енергообмін у процесі. Зі співвідношень

$$\delta l = pdv; \delta l_0 = -vdp; \delta q = Tds; \delta u = c_v dT; \delta i = c_p dT \quad (5.27)$$

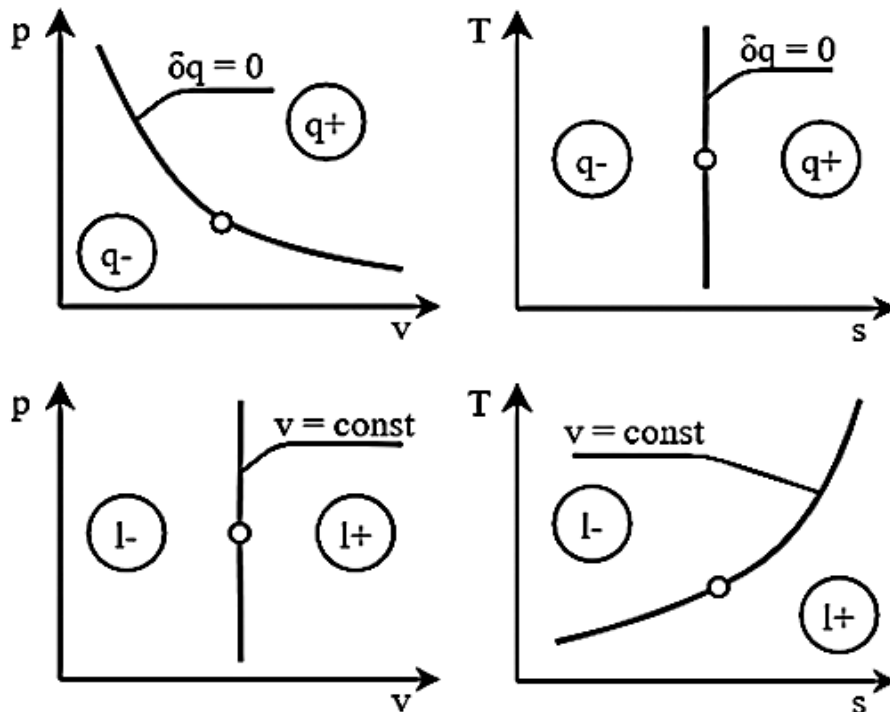


Рис. 5.2. Знак теплоти та деформаційної роботи процесу

впливає, що знаки енергетичних характеристик процесу визначаються знаками відповідних диференціалів у правій частині наведених співвідношень. На рис. 5.2 та 5.3 наведено знаки деяких енергетичних характеристик процесів.

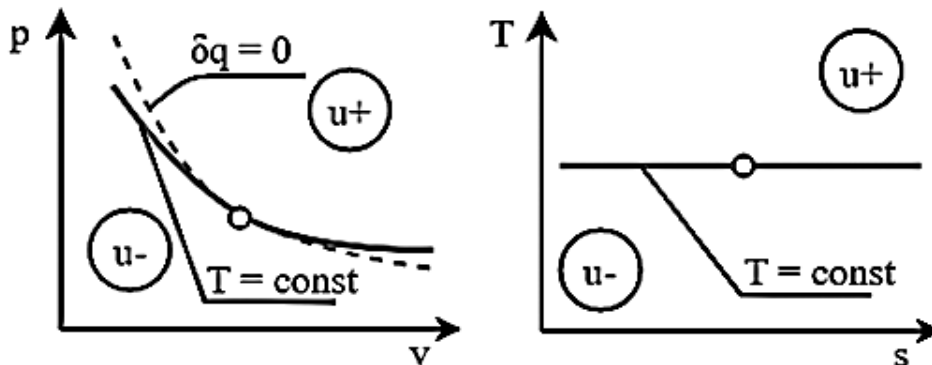


Рис. 5.3. Знак зміни внутрішньої енергії у політропному процесу

Лекція 6. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

6.1. Основні формулювання другого закону термодинаміки

Перший закон термодинаміки характеризує кількісну сторону процесів перетворення енергії. У ньому стверджується незмінність загальної кількості енергії. Другий закон термодинаміки характеризує якісну сторону цих процесів.

Першому закону термодинаміки не суперечить самочинний перехід теплоти від холодного тіла до теплого, течія газу від балона з меншим тиском у балон з більшим тиском тощо.

Твердження про неможливість отримання роботи внаслідок енергії тіл, що знаходяться в термодинамічній рівновазі є основним положенням *другого закону термодинаміки*.

Наведемо декілька формулювань другого закону термодинаміки:

- тепло не може мимовільно переходити від менш нагрітого тіла до більш нагрітого;
- неможливим є процес, єдиний результат якого полягав у поглинанні теплоти від нагрівача і повному перетворенні цієї теплоти на роботу;
- неможливо побудувати періодично діючу машину, єдиним результатом роботи якої було б підняття вантажу завдяки охолодженню теплового резервуара.

Другий закон термодинаміки виключає можливість побудови *вічного двигуна другого роду*, що одержує енергію внаслідок енергії тіл, що знаходяться в тепловій рівновазі.

6.2. Теплові машини

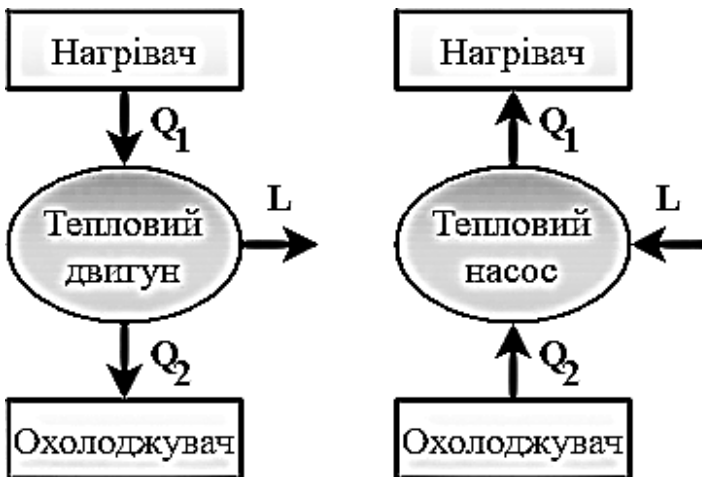


Рис. 6.1. Тепловий двигун і тепловий насос

закону термодинаміки, для забезпечення періодичної дії теплового двигуна частина підведена до нього теплоти має бути відведена до джерела з більш низькою температурою (охолоджувача) (рис. 6.1).

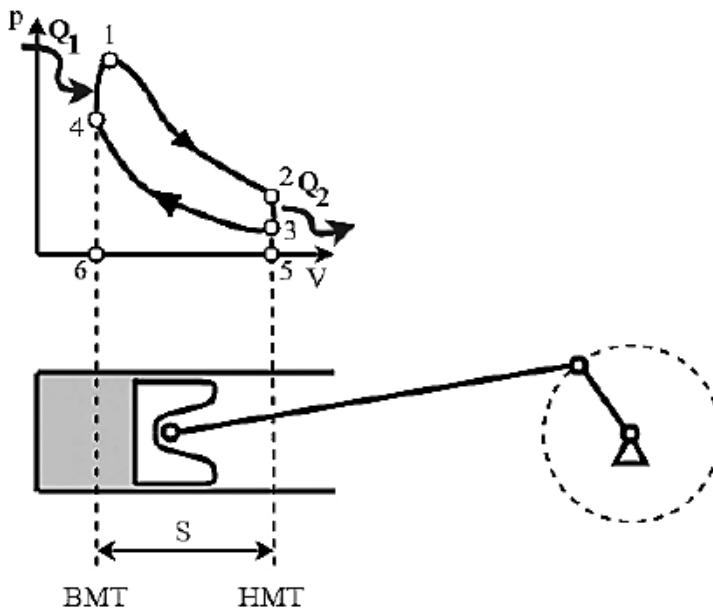


Рис. 6.2. Поршневий двигун

(нижньої мертвої точки, НМТ), до положення, що відповідає найменшому об'єму (верхньої мертвої точки, ВМТ), відбувається стиснення робочого тіла (процес 3–4 на рис. 6.2). Потім до робочого тіла підводиться теплота Q_1 (процес 4–1). При зворотному русі поршня робоче тіло розширюється, здійснюючи роботу (процес 1–2). Для того, щоб повернути

Уведення формулювань другого закону термодинаміки потребує визначення теплової машини.

Теплова машина – це періодично діючий пристрій, що здійснює часткове перетворення теплоти на роботу.

Тепловий двигун – теплова машина, що здійснює перетворення теплоти на механічну роботу.

Виходячи з другого

Розглянемо роботу теплової машини на прикладі поршневого теплового двигуна (рис. 6.2).

У просторі, обмеженому стінками циліндра і поршнем, що називається робочою порожниною, знаходиться речовина, яка називається робочим тілом. Кривошипно-шатунний механізм забезпечує зворотно-поступальний рух поршня. При переміщенні поршня від положення, що відповідає найбільшому об'єму робочої порожнини

робоче тіло у початковий стан, необхідно здійснити компенсувальний процес – відвести від нього теплоту Q_2 (процес 2–3).

Робота розширення, що відповідає площі 1–2–3–5–6–4–1 на рис. 6.2, більше роботи розширення, що відповідає площі 4–3–5–6–4. Їх різниця відповідає роботі циклу $L_{ц}$. Відповідно до першого закону термодинаміки

$$L_{ц} = Q_1 - Q_2. \quad (6.1)$$

Ефективність циклу теплового двигуна визначається *термічним коефіцієнтом корисної дії* (термічним ККД), який визначається як відношення роботи циклу до підведеної у циклі теплоти:

$$\eta_t = L_{ц} / Q_1 = 1 - Q_2 / Q_1. \quad (6.2)$$

Термічний ККД не перевищує одиниці: $\eta_t < 1$.

Тепловий насос — пристрій для перенесення теплоти від джерела низькопотенціальної теплової енергії (охолоджувача) з низькою температурою до споживача (нагрівача) з більш високою температурою (див. рис. 6.1). З точки зору термодинаміки тепловий насос еквівалентний *холодильній машині*.

Ефективність циклу холодильної машини оцінюється *холодильним коефіцієнтом*, який визначається як відношення відведеної від низькопотенціального джерела теплоти (охолоджувача) до витраченої на її передачу роботи:

$$\varepsilon = Q_2 / L_{ц} = Q_2 / (Q_1 - Q_2). \quad (6.3)$$

Холодильний коефіцієнт може бути більше одиниці.

Ефективність теплового насоса визначається *опалювальним коефіцієнтом*, що розраховується як відношення підведеної до високопотенціального джерела теплоти (нагрівача) до витраченої на її передачу роботи:

$$\varphi = Q_1 / L_{ц} = Q_1 / (Q_1 - Q_2) = \varepsilon + 1. \quad (6.4)$$

6.3. Цикл Карно

Цикл, що дає максимальне значення термічного ККД при фіксованих значеннях мінімального і максимального значень температури циклу, називається *циклом Карно*.

Прямий цикл Карно складається з чотирьох процесів (рис. 6.3): адіабатичного стиснення а–с, ізотермічного процесу підведення теплоти с–z при температурі T_1 , адіабатичного процесу розширення z–e і ізотермічного процесу охолодження e–a при температурі T_2 . Робочим тілом є ідеальний газ.

Визначимо термічний ККД циклу. За визначенням

$$\eta_t = l_{ц} / q_1; \quad (6.5)$$

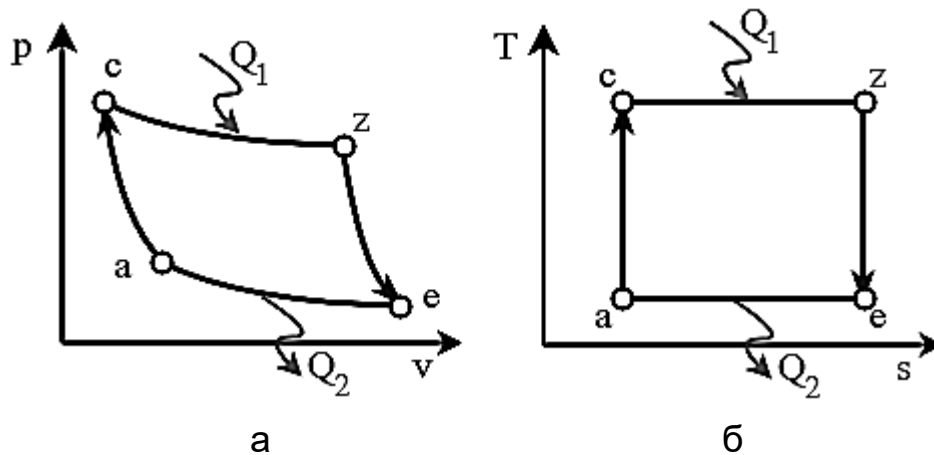


Рис. 6.3. Цикл Карно: а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

$$l_{\text{ц}} = l_{a-c} + l_{c-z} + l_{z-e} + l_{e-a}; \quad (6.6)$$

$$l_{a-c} = \frac{R}{k-1} \cdot (T_1 - T_2); \quad (6.7)$$

$$l_{c-z} = R \cdot T_1 \cdot \ln\left(\frac{v_z}{v_c}\right); \quad (6.8)$$

$$l_{z-e} = \frac{R}{k-1} (T_1 - T_2); \quad (6.9)$$

$$l_{e-a} = R \cdot T_2 \cdot \ln\left(\frac{v_a}{v_e}\right) = -R \cdot T_2 \cdot \ln\left(\frac{v_e}{v_a}\right); \quad (6.10)$$

$$l_{\text{ц}} = l_{a-c} + l_{c-z} + l_{z-e} + l_{e-a} = R \cdot \left(T_1 \cdot \ln\left(\frac{v_z}{v_c}\right) - T_2 \cdot \ln\left(\frac{v_e}{v_a}\right) \right). \quad (6.11)$$

З урахуванням того, що

$$q_1 = q_{c-z} = l_{c-z} = R \cdot T_1 \cdot \ln\left(\frac{v_z}{v_c}\right); \quad (6.12)$$

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{R \cdot T_1 \cdot \ln(v_z/v_c) - R \cdot T_2 \cdot \ln(v_e/v_a)}{R \cdot T_1 \cdot \ln(v_z/v_c)}, \quad (6.13)$$

спростимо вираз. Зв'язок параметрів в адіабатичному процесі z - e :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_e}{v_z}\right)^{k-1}. \quad (6.14)$$

Зв'язок параметрів в адіабатичному процесі a - c :

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_a}{v_c} \right)^{k-1}. \quad (6.15)$$

Прирівнявши рівняння (6.14) і (6.15), отримаємо

$$\left(\frac{v_e}{v_z} \right) = \left(\frac{v_a}{v_c} \right). \quad (6.16)$$

Після підстановки (6.16) вираз (6.13) спрощується:

$$\eta_t = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}. \quad (6.17)$$

Формула (6.17) показує, що термічний ККД циклу Карно прямує до одиниці при $T_2 \rightarrow 0$ або $T_1 \rightarrow \infty$.

6.4. Теорема Карно

У розглянутому в підрозд. 6.3 циклі Карно робочим тілом був ідеальний газ. Покажемо, що термічний ККД оборотного циклу, який діє між нагрівачем і охолоджувачем, однозначно визначається температурами T_1 і T_2 теплових джерел і не залежить від робочого тіла циклу, а також те, що термічний ККД будь-якого необоротного циклу $\eta_t^{\text{необор}}$, що проходить між тими ж тепловими джерелами, менше термічного ККД оборотного циклу $\eta_t^{\text{обор}}$.

Розглянемо дві поєднані теплові машини, що працюють за циклом Карно (рис. 6.4), причому в тепловому двигуні I робочим тілом є ідеальний газ, а в тепловому насосі II – довільна речовина. Обидві машини мають загальний нагрівач і охолоджувач з температурами T_1 і T_2 . Тепловий двигун I використовується для приводу теплового насоса II.

Якщо припустити, що $Q'_1 = Q_1$, то з цього випливає, що $Q'_2 = Q_2$ і $\eta'_t = \eta_t$.

Якщо припустити, що $\eta'_t < \eta_t$, то при спільній роботі теплових машин це буде призводити до перенесення теплоти $Q'_2 - Q_2$ від охолоджувача до нагрівача без компенсувальних процесів, що суперечить другому закону термодинаміки.

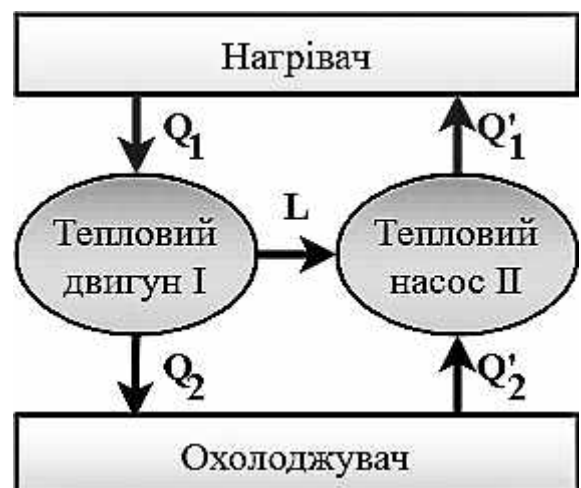


Рис. 6.4. Поєднані теплові машини

Таким чином, припущення про те, що можна змінити термічний ККД машини, взявши іншу не з ідеальним газом, а з довільною речовиною, неправомірне. Це дозволяє сформулювати *теорему Карно*: термічний ККД циклу з двома джерелами теплоти не залежить від властивостей робочого тіла циклу.

Зовнішня необоротність циклу буде відповідати скінченній різниці температур між джерелами теплоти і робочим тілом:

$$T_{1,\text{р.тіло}} = T_{\text{нагр}} - \Delta T_1, \quad T_{2,\text{р.тіло}} = T_{\text{охол}} + \Delta T_2. \quad (6.18)$$

Тому інтервал температур, в яких здійснюється цикл, стає менше, а це зменшує термічний ККД циклу.

У циклах, крім зовнішньої необоротності, може існувати ще й внутрішня необоротність: тертя, випромінювання в навколишнє середовище, хвильові втрати тощо. Всі ці втрати призведуть до подальшого зменшення термічного ККД циклу.

Таким чином, у будь-якому незворотному циклі

$$\eta_t^{\text{необор}} < \eta_t^{\text{обор}}. \quad (6.19)$$

6.5. Інтеграл Клаузіуса

Для будь-якого циклу

$$\eta_t = 1 - Q_2 / Q_1. \quad (6.20)$$

Для оборотного циклу Карно

$$\eta_t = 1 - T_2 / T_1. \quad (6.21)$$

Дорівнюючи (6.20) та (6.21), отримуємо:

$$T_2 / T_1 = Q_2 / Q_1, \quad Q_1 / T_1 = Q_2 / T_2. \quad (6.22)$$

Якщо врахувати, що $Q_2 < 0$:

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = \sum \frac{Q_j}{T_j} = 0, \quad (6.23)$$

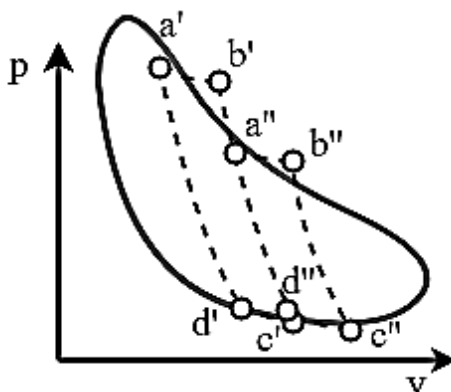


Рис. 6.5. До виведення інтеграла Клаузіуса

де Q_j/T_j – *зведена теплота*.

В оборотному циклі Карно сума зведеної теплоти дорівнює нулю. Покажемо, що це є справедливим для будь-якого оборотного циклу.

Довільний оборотний цикл можна поділити на велику кількість елементарних циклів Карно, що складаються з двох адіабат і двох малих відрізків ізотерм (рис. 6.5).

Для елементарного циклу Карно $a'-b'-c'-d'-a'$

$$\sum \frac{\Delta Q'}{T'} = 0; \quad (6.24)$$

для циклу a''-b''-c''-d''-a'':

$$\sum \frac{\Delta Q''}{T''} = 0. \quad (6.25)$$

Підсумувавши вирази для окремих елементарних циклів, отримаємо

$$\sum_{j=1}^n \frac{\Delta Q_j}{T_j} = 0. \quad (6.26)$$

При нескінченному збільшенні кількості елементарних циклів отримаємо

$$\oint \frac{dQ}{T} = 0. \quad (6.27)$$

Інтеграл (6.27) називається *інтегралом Клаузіуса*.

Для необоротних процесів унаслідок механічних і теплових втрат отримуємо вираз (6.19), з якого випливає

$$\oint \frac{dQ}{T} < 0. \quad (6.28)$$

Об'єднавши вирази (6.27) і (6.28), отримаємо

$$\oint \frac{dQ}{T} \leq 0. \quad (6.29)$$

6.6. Ентропія

З рівності нулю інтеграла Клаузіуса (6.27) в оборотному процесі випливає, що підінтегральний вираз являє собою повний диференціал деякої функції. У термодинаміці ця функція називається *ентропією* (S). Таким чином,

$$dS = dQ/T, \quad dQ = TdS. \quad (6.30)$$

Ентропія є параметр, що визначає стан речовини, і є функцією стану.

Одиниця виміру ентропії – Дж/К. Існує питома ентропія (s) – відношення ентропії речовини до її маси. Одиниця виміру питомої ентропії – Дж/(кг·К).

На рис. 6.6 зображено оборотний цикл, для якого вирази (6.27) можна подати у вигляді суми двох інтегралів:

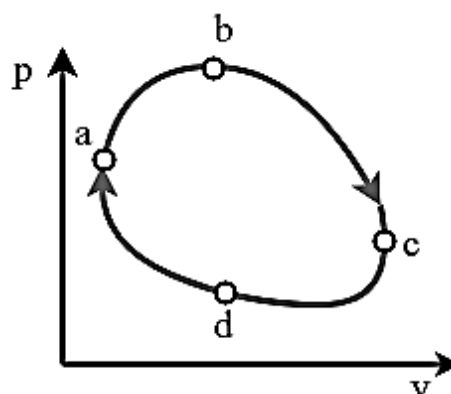


Рис. 6.6. До виведення поняття ентропії

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} + \int_{c-d-a} \frac{dQ}{T} = 0; \quad (6.31)$$

$$\int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} = \int_{a-d-c} \frac{dQ}{T} = \int_a^c dS = S_c - S_a. \quad (6.32)$$

Таким чином, незалежно від шляху переходу з точки а в точку с інтеграл дає одну і ту ж змінну ентропії газу.

Можна математично об'єднати вирази першого і другого законів термодинаміки в одне рівняння.

Перший закон термодинаміки:

$$dQ = dU + dL; \quad (6.33)$$

другий закон термодинаміки:

$$dQ = TdS; \quad (6.34)$$

об'єднаний вираз (*термодинамічна тотожність*):

$$TdS = dU + dL; \quad (6.35)$$

Нехай у зображеному на рис. 6.6 циклі процес а–d–с оборотний, а процес с–b–а необоротний. Для всього циклу

$$\oint \frac{dQ}{T} = \int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} + \int_{c-d-a} \frac{dQ}{T} < 0; \quad (6.36)$$

$$\int_{a-b-c} \frac{dQ}{T} < \int_{a-d-c} \frac{dQ}{T} = S_c - S_a, \quad (6.37)$$

тобто в необоротному процесі значення інтеграла завжди менше, ніж змінення ентропії. Отже, для оборотних і необоротних процесів

$$\frac{dQ}{T} \leq dS. \quad (6.38)$$

Для адіабатних замкнутих систем $dS \geq 0$, тобто ентропія адіабатної замкнутої системи при оборотних процесах залишається без змінення, а при незворотних – зменшується.

У політропному оборотному процесі 1–2 змінення питомої ентропії визначається формулою

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = \int_1^2 \frac{c_n dT}{T} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \frac{n-k}{n-1} \ln \frac{T_2}{T_1}, \quad (6.39)$$

в ізотермічному процесі –

$$\Delta s_{1-2} = s_2 - s_1 = (c_p - c_v) \ln \frac{V_2}{V_1} = (c_p - c_v) \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (6.40)$$

Питому теплоту оборотного процесу зручно аналізувати на діаграмі s – T . Оскільки $dq = T \cdot ds$, то питома теплота оборотного процесу являє собою площу під кривою процесу (рис. 6.7). Відповідно площа оборотного циклу на діаграмі ентропія–температура дорівнюватиме різниці підведених і відведених теплот, тобто роботі циклу. Це дозволяє наочно зображувати і порівнювати теплоти процесів і термічні роботи циклів.

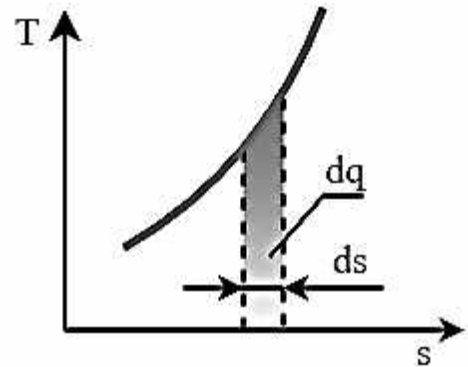


Рис. 6.7. Питома теплота

Лекція 7. РЕАЛЬНІ ГАЗИ І ПАРИ

7.1. Рівняння стану реальних газів

Всі газы є парами тих чи інших рідин, причому чим ближче газ до переходу в рідкий стан, тим більше відхилення властивостей газу від властивостей ідеального газу.

Якщо стискати газ при постійній температурі (процес 1–2–3–4 на рис. 7.1), можна досягти стану насиченої пари (точка 2). При подальшому стисненні пара буде конденсуватися, поки повністю не перетвориться на рідину (точка 3, стан насиченої рідини). При стисненні за іншої температури будуть отримані інші точки початку і кінця конденсації.

Якщо всі точки стану насиченої рідини на діаграмі об'єднати, отримаємо *криву киплячої рідини* (червона лінія а–кр на рис. 7.1), а сукупність точок стану насиченої пари утворює *криву сухої пари* (синя лінія б–кр на рис. 7.1).

При збільшенні тиску ці криві зближуються, поки не з'єднаються в так званій *критичній точці*, якій відповідають термічні параметри стану $p_{кр}$, $T_{кр}$, $v_{кр}$. При критичному стані параметри рідини і пари збігаються, тобто не буде відмінностей між рідиною і паром. При температурі вище критичної випаровування і конденсація є неможливими.

Для опису властивостей газу в цій області слід користуватися іншими рівняннями стану газу, наприклад рівняннями *газу Ван-дер-Ваальса* (1.7),



Рис. 7.1. Стани рідини і пари на v – p -діаграмі

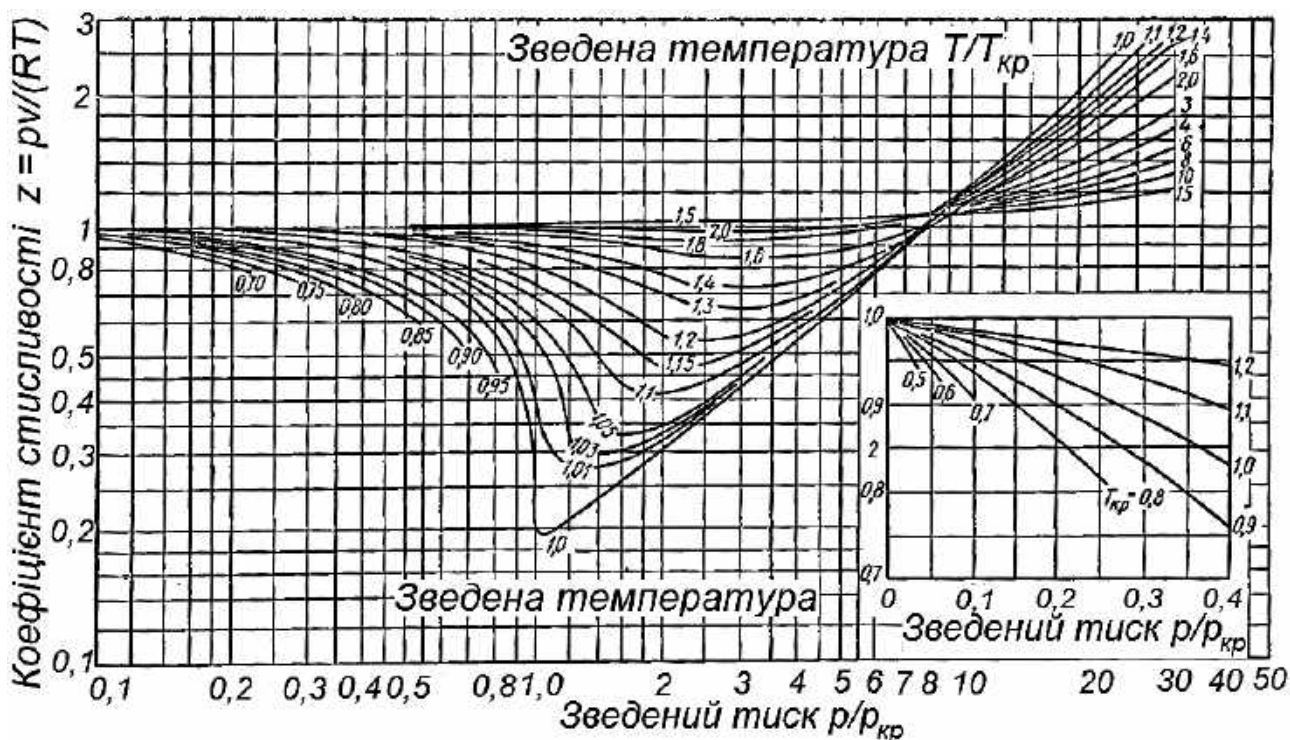


Рис. 7.2. Коефіцієнт стисливості реального газу [1]

Бітті–Бріджмена, Бенедикта–Вебба–Рубіна, Вукаловича-Новікова. Крім того, можна скористатися емпіричним рівнянням стану реального газу

$$pv = zRT, \quad (7.1)$$

де z – коефіцієнт стисливості, який визначається за діаграмами (рис. 7.2) залежно від зведеного тиску $\pi = p/p_{кр}$ і зведеної температури $\tau = T/T_{кр}$.

Стан вології насиченої пари (двофазної суміші) неможливо однозначно задати, вказавши тиск і температуру, оскільки тиск насичених парів є функцією температури. Для визначення стану вології насиченої пари, що являє собою суміш пари і рідини, часто використовується масовий паровміст (ступінь сухості пари):

$$x = m_p / (m_p + m_r), \quad (7.2)$$

де m_p – маса парової фази у двофазній суміші;

m_r – маса рідкої фази у двофазній суміші.

7.2. Змінення агрегатного стану

Перехід з одного агрегатного стану в інший зручно розглядати на T – p –діаграмі (рис. 7.3).

На діаграмі крива a – $кр$ є залежність між тиском насиченої пари і температурою кипіння, що закінчується на критичній точці. Перетин цієї лінії в термодинамічному процесі супроводжується *пароутворенням* (перетворенням рідини на пару) або *конденсацією* (перетворенням пари на рідину).

При цьому витрачається або вивільняється теплота, яка називається *теплотою пароутворення*.

Крива a–d на рис. 7.3 відповідає станам речовини, в яких тверда фаза (лід) знаходиться у термодинамічній рівновазі з рідиною. Процес, що перетинає цю криву, супроводжується плавленням (перетворенням льоду на рідину) або затвердінням (перетворенням рідини на лід). При цьому витрачається або вивільняється теплота, яка називається *теплотою плавлення*.

Крива a–b на рис. 7.3 відповідає станам речовини, в яких тверда фаза (лід) знаходиться в термодинамічній рівновазі з паром. Процес, що перетинає цю криву, супроводжується *сублімацією* (перетворенням льоду на пару) або *десублімацією* (перетворенням пари на лід). При цьому витрачається або вивільняється теплота, яка називається *теплотою сублімації*.

Всі три криві рівноваги перетинаються в точці a, яка називається *потрійною точкою*, а зображуваний нею стан – фундаментальним. У цьому стані тверда, рідка і газоподібна фази знаходяться у термодинамічній рівновазі.

Слід нагадати, що якщо речовина має кілька варіантів фаз, то фазова діаграма має вигляд більш складний, ніж наведений на рис. 7.3. Як приклад можна навести фазову діаграму води (рис. 7.4).

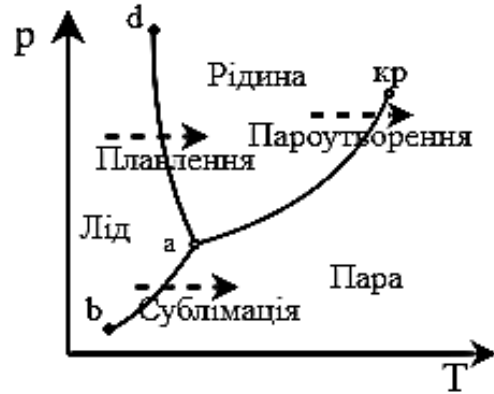


Рис. 7.3. Фазова діаграма

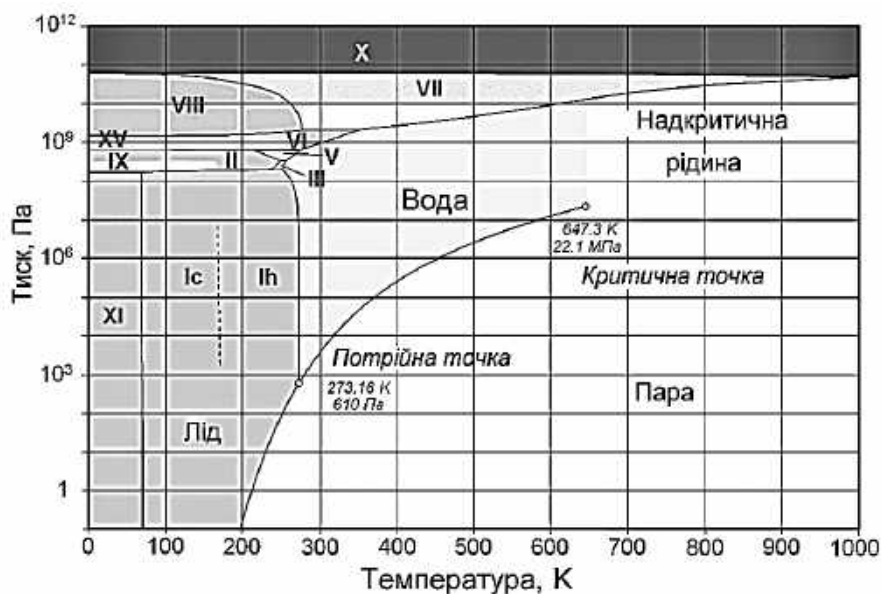


Рис. 7.4. Фазова діаграма води

7.3. Парогазова суміш

Суміш, що складається з сухого газу і перегрітої пари, називається *ненасиченим вологим газом*, а суміш з сухого газу і насиченої пари – *насиченим вологим газом*.

При охолодженні вологого газу до певної температури (*температури точки роси*) пара стає насиченою, а в подальшому може і сконденсуватися.

Вважаючи, що перегріта пара будь-якої рідини наближається за своїми властивостями до газів, можна розглядати вологий газ як газову суміш.

За *законом Дальтона* тиск суміші ідеальних газів $p_{\text{сум}}$ дорівнює сумі парціальних тисків:

$$p_{\text{сум}} = p_{\text{г}} + p_{\text{п}}, \quad (7.3)$$

де $p_{\text{г}}$ – парціальний тиск сухого газу;

$p_{\text{п}}$ – парціальний тиск пари.

Аналогічно

$$\rho_{\text{сум}} = \rho_{\text{г}} + \rho_{\text{п}}. \quad (7.4)$$

З рівняння (7.4) випливає, що при рівності тисків густина вологого газу більша за густину сухого.

Основні характеристики парогазової суміші:

– *відносна вологість* φ – відношення парціального тиску пари до парціального тиску насичених парів при температурі суміші:

$$\varphi = p_{\text{п}} / p_{\text{sat}}(T_{\text{сум}}) = \rho_{\text{п}} / \rho_{\text{sat}}(T_{\text{сум}}), \quad (7.5)$$

де p_{sat} , ρ_{sat} – парціальний тиск і густина насичених парів;

– *абсолютна вологість* D – маса пари в 1 м³ суміші:

$$D = \rho_{\text{п}}; \quad (7.6)$$

– *вологівміст* d – це маса пари, що міститься в об'ємі 1 кг сухого газу:

$$d = \rho_{\text{п}} / \rho_{\text{г}} = D / \rho_{\text{г}}. \quad (7.7)$$

Якщо вважати, що газ і пара є ідеальними газами, то

$$d = \frac{R_{\text{г}}}{R_{\text{п}}} \cdot \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{г}}}. \quad (7.8)$$

На рис. 7.5 наведено d - i -діаграму для вологого повітря при $p = 1,01$ бар. Чорні лінії на діаграмі відповідають $i_{\text{сум}} = \text{const}$, червоні – $T = \text{const}$, сині – $\varphi = \text{const}$, зелені – $v = \text{const}$.

Виходячи з (7.7) масові частки сухого газу та пари у парогазовій суміші можуть бути визначені як

$$g_{\text{г}} = 1 / (1 + d), \quad g_{\text{п}} = d / (1 + d). \quad (7.9)$$

Газова стала парогазової суміші

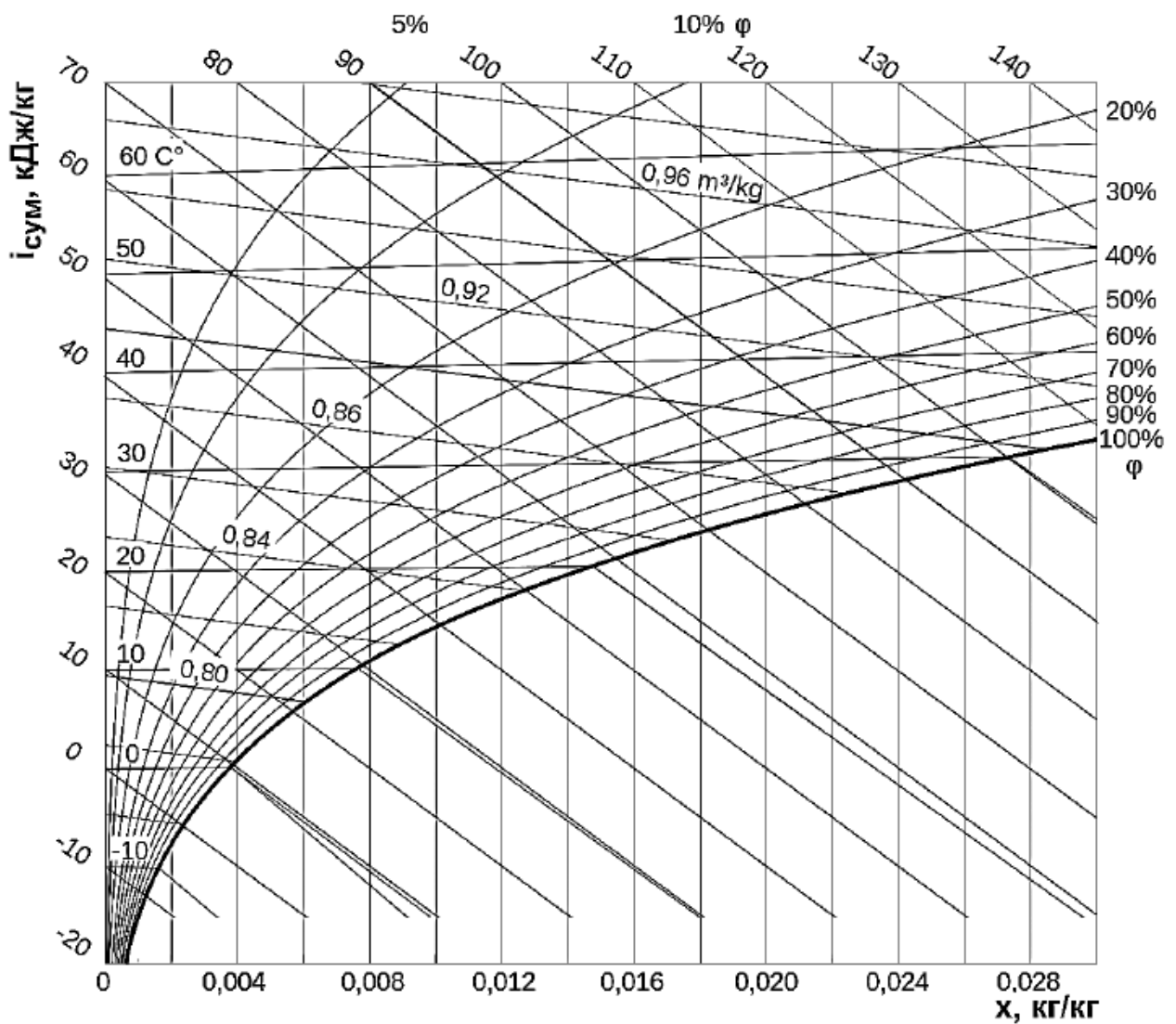


Рис. 7.5. i - d -діаграма вологого повітря

$$R_{\text{сум}} = g_{\text{r}}R_{\text{r}} + g_{\text{п}}R_{\text{п}} = (R_{\text{r}} + d \cdot R_{\text{п}})/(1 + d). \quad (7.10)$$

Питома теплоємність парогазової суміші

$$c_{\text{сум}} = g_{\text{r}}c_{\text{r}} + g_{\text{п}}c_{\text{п}} = (c_{\text{r}} + d \cdot c_{\text{п}})/(1 + d). \quad (7.11)$$

Визначимо питому ентальпію парогазової суміші:

$$i_{\text{сум}} = g_{\text{r}}i_{\text{r}} + g_{\text{п}}i_{\text{п}} = (i_{\text{r}} + d \cdot i_{\text{п}})/(1 + d). \quad (7.12)$$

Питома ентальпія ідеального газу

$$i_{\text{r}} = c_{\text{p,r}} \cdot T_{\text{сум}}. \quad (7.13)$$

Питома ентальпія пари, що перебуває у перегрітому стані, визначається формулою

$$i_{\text{п}} = i_{\text{п.sat}}(p_{\text{п}}) + c_{\text{p,п}} \cdot (T_{\text{сум}} - T_{\text{sat}}(p_{\text{п}})), \quad (7.14)$$

де $i_{\text{п.sat}}(p_{\text{п}})$ – питома ентальпія насиченої пари, що відповідає парціальному тиску пари;

$c_{\text{p,п}}$ – питома ізобарна теплоємність парів;

T_{sat} – температура насичених парів, що відповідає парціальному тиску пари.

Підставивши (7.13) і (7.14) в (7.11), отримаємо

$$i_{\text{сум}} = \{c_{p,r} T_{\text{сум}} + d [i_{\text{п. sat}}(p_{\text{п}}) + c_{p,l} (T_{\text{сум}} - T_{\text{sat}}(p_{\text{п}}))]\} / (1 + d). \quad (7.15)$$

Лекція 8. ТЕЧІЯ ГАЗІВ

8.1. Швидкість витікання і витрата газу

Змінення стану газу в потоці базується на основних законах термодинаміки і низці припущень:

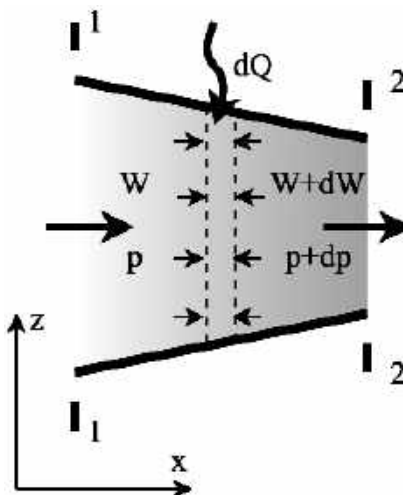


Рис. 8.1. Канал

– всю область руху газу можна розділити по потоку на елементарні ділянки, причому в кожній ділянці по всьому перерізу параметри газу залишаються постійними (стаціонарний або усталений рух газу);

– змінення параметрів рухомого газу від перерізу до перерізу нескінченно малі порівняно із значенням самих параметрів і параметри газу в різних перетинах потоку встановлюються швидко.

Основою розрахунку є рівняння першого закону термодинаміки для потоку (див. під-розд. 4.4).

Щоб визначити швидкість витікання і витрату газу через сопло (рис. 8.1), необхідно знайти наявну роботу газу

$$l_0 = \frac{W_2^2 - W_1^2}{2}. \quad (8.1)$$

Якщо знехтувати початковою швидкістю газу, то

$$W_2 = \sqrt{2l_0} = \sqrt{2(i_2 - i_1)} = \sqrt{2 \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}. \quad (8.2)$$

При витіканні у вакуум ($p_2 = 0$) швидкість руху газу досягає максимуму:

$$W_{\text{max}} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} p_1 \cdot v_1} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} R \cdot T_1}. \quad (8.3)$$

З формули (8.3) випливає, що для збільшення швидкості витікання з сопла слід збільшувати температуру на його вході. Це призводить до того, що температура на вході в сопло сучасного ракетного двигуна перевищує

3000 К, що ставить серйозні вимоги до матеріалу сопел і їх охолодження. Незважаючи на це *питома тяга* (величина, яка теоретично дорівнює швидкості витікання з сопла) сучасних рідинних ракетних двигунів (РРД) не перевищує 4600 м/с, а твердопаливних ракетних двигунів (ТПРД) – 2700 м/с, що значно нижче космічних швидкостей. Саме це призводить до того, що корисне навантаження космічної ракети-носія, яка виводиться на низьку опорну орбіту навколо Землі, невелике (1,9 % для «Циклона-3», 3,3 % для «Протона», 4,4 % для Falcon Heavy, 5 % для DARPA XS-1).

Визначимо масову витрату газів у соплі G відповідно до рівняння збереження маси

$$G = F_2 \cdot W_2 / v_2 . \quad (8.4)$$

Оскільки процес розширення адіабатичний, то

$$p_2 \cdot v_2^k = p_1 \cdot v_1^k; \quad (8.5)$$

$$v_2 = v_1 \cdot \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{1/k} . \quad (8.6)$$

Підставивши (8.2) і (8.6) в (8.4), отримаємо

$$G = F_2 \cdot \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \cdot \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} . \quad (8.7)$$

З (8.7) випливає, що витрата газу залежить від площі вихідного перерізу F_2 , параметрів на вході p_1 , v_1 і тиску у вихідному перерізі p_2 .

Проаналізуємо залежність масової витрати газів у соплі G від перепаду тиску в ньому p_2/p_1 (формула (8.7)). Графік залежності – лінія А–В–D на рис. 8.2. Видно, що ця залежність має максимум. Позначивши $\beta = p_2/p_1$, знайдемо максимум залежності $G = f(\beta)$ з умови $dG/d\beta = 0$.

Максимуму витрати відповідає

$$\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} . \quad (8.8)$$

При $k = 1,4$ $\beta_{кр} \approx 0,528$. Максимальні витрати газу

$$G_{max} = F_{min} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \cdot \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} . \quad (8.9)$$

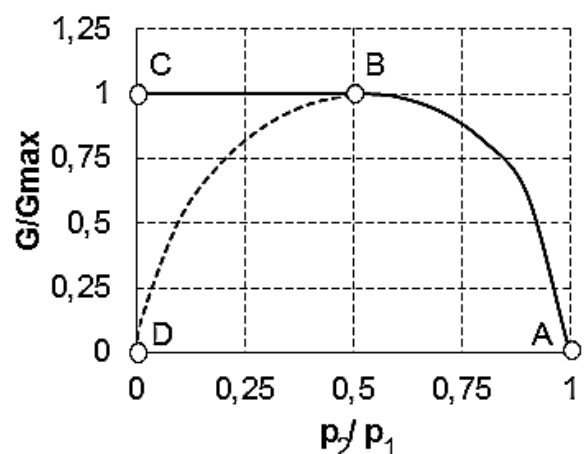


Рис. 8.2. Графік залежності витрати газів від перепаду тиску в соплі

При цьому швидкість витікання газу (так звана *критична швидкість* течії газу) дорівнює

$$W_{кр} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot p_1 \cdot v_1} = \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot R \cdot T_1}. \quad (8.10)$$

Величина критичної швидкості ідеального газу залежить тільки від його властивостей і температури в початковому стані. Критична швидкість витікання $W_{кр}$ дорівнює місцевій швидкості звуку $a_{кр}$.

Відповідно до формули Лапласа швидкість звуку визначається як

$$a = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_s} = \sqrt{-v^2 \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_s}. \quad (8.11)$$

Для ідеального газу

$$a = \sqrt{k \cdot R \cdot T}. \quad (8.12)$$

Проаналізувавши наведену на рис. 8.2 залежність масової витрати газів в соплі G від перепаду тиску в ньому, розраховану за формулою (8.7), слід зазначити, що при закритичних перепадах тисків ($\beta = 0 \dots \beta_{кр}$) вона не відповідає спостереженням. Зокрема, розрахована за цією формулою витрата газу при витіканні у вакуум ($\beta = 0$) дорівнює нулю (!). У реальності при критичному перепаді тиску в соплі відбувається так зване *замикання потоку*: швидкість звуку в найменшому перерізі дорівнює критичній. При подальшому зростанні перепаду тиску в звужуваному соплі швидкість витікання і витрата газу залишаються незмінними, тобто залежність масової витрати газів у соплі G від перепаду тиску в ньому є лінією А–В–С на рис. 8.2.

Сталість витрати при закритичному перепаді тисків можна пояснити тим, що при зниженні тиску середовища не відбувається зниження тиску на зрізі сопла. Тиск на зрізі сопла відповідає наявності критичної швидкості, причому це максимальна швидкість, яку може мати газ при витіканні через сопла, що звужуються.

Площа мінімального перерізу каналу при закритичному перепаді тисків

$$F_{min} = \frac{G}{\frac{1}{\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \sqrt{2 \cdot \frac{k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1}}}}. \quad (8.13)$$

8.2. Повне розширення газу при закритичному перепаді тисків у каналі

Проаналізуємо змінення стану газу всередині сопла при течії газу від вхідного перерізу до вихідного. Нехай газ – ідеальний, а його течія – ізоентропійна (оборотна адіабатна). Отримаємо залежність швидкості течії газу від величини прохідного перерізу.

Рівняння нерозривності (8.4) у диференціальній формі має вигляд

$$FdW + WdF = Gdv. \quad (8.14)$$

Перетворимо (8.14):

$$\frac{dW}{W} + \frac{dF}{F} = \frac{Gdv}{FW} = \frac{dv}{v}; \quad (8.15)$$

$$\frac{dF}{F} = \frac{dv}{v} - \frac{dW}{W}. \quad (8.16)$$

Рівняння адіабати

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0; \quad (8.17)$$

$$\frac{dv}{v} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p}. \quad (8.18)$$

Відповідно до першого закону термодинаміки для потоку (4.27)

$$WdW = -vdp; \quad (8.19)$$

$$\frac{dW}{W} = -\frac{v \cdot dp}{W^2}. \quad (8.20)$$

Підставивши (8.18) і (8.20) в (8.16), отримаємо

$$\frac{dF}{F} = -\frac{1}{k} \frac{dp}{p} + \frac{v \cdot dp}{W^2} = \frac{k \cdot p \cdot v - W^2}{k \cdot p \cdot W^2} \cdot dp. \quad (8.21)$$

З урахуванням того, що $k \cdot p \cdot v = a^2$,

$$\frac{dF}{F} = \frac{a^2 - W^2}{k \cdot p \cdot W^2} \cdot dp. \quad (8.22)$$

Для сопел $dp < 0$, з формули (8.22) випливає, що при дозвуковій швидкості потоку ($W < a$) канал сопла має звужуватися, а для прискорення надзвукового потоку повітря канал сопла має розширяться. Отже, для повного розширення потоку в каналі при надкритичному перепаді тиску необхідно так зване *комбіноване сопло (сопло Лаваля)* (рис. 8.3).

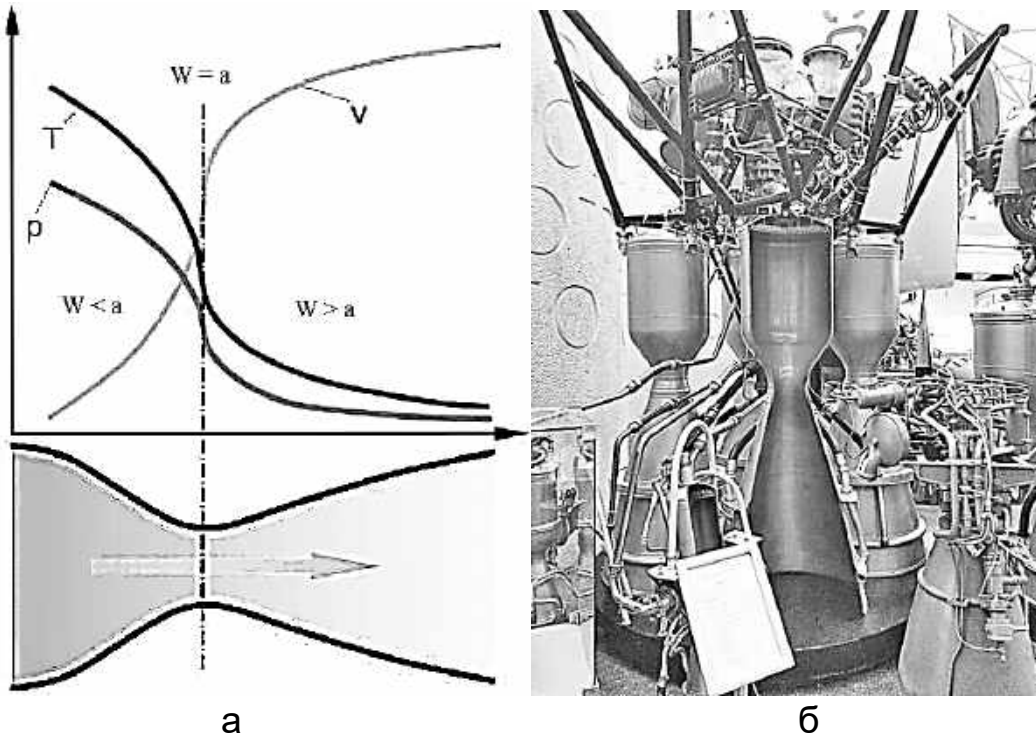


Рис. 8.3. Сопло Лавалю: а – розподіл параметрів; б – розріз сопла Лавалю РРД

8.3. Витікання газу за наявності тертя

Скориставшись рівняннями першого і другого законів термодинаміки, можна отримати систему рівнянь, що описує течію в каналі за наявності тертя:

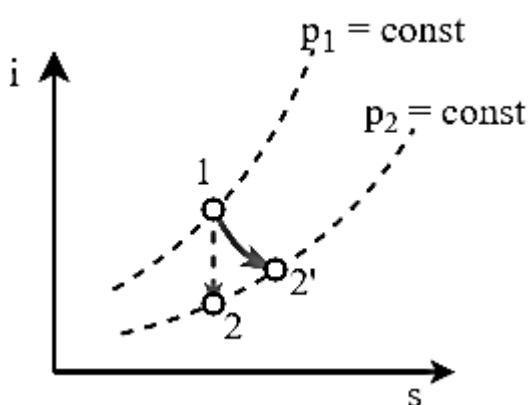


Рис. 8.4. Витікання газу за наявності тертя

$$\begin{cases} -vdp + wdw = \delta l_{\text{дис}}; \\ \delta q_{\text{тр}} = di - vdp; \\ ds > 0. \end{cases} \quad (8.23)$$

Оскільки через дію сил тертя відбувається дисипація механічної енергії і перетворення її частини на теплоту, така течія газів не буде ізоентропною. Це можна проілюструвати діаграмами. На рис. 8.4 лінія 1–2' – необоротний процес, 1–2 – оборотний процес. Змінення ентальпії в необоротному процесі менше, ніж в оборотному.

Втрата енергії, яка спричиняється внутрішніми опорами, визначається формулою

$$i_2 - i_{2'} = \Delta \left(\frac{W_2^2}{2} \right) = \frac{W_2^2}{2} - \frac{W_{2'}^2}{2} = \xi \frac{W_2^2}{2}, \quad (8.24)$$

де ξ – коефіцієнт утрати енергії.

Якщо позначити $\varphi = W_{2'}/W_2$ – коефіцієнт швидкості, де $W_{2'}$ – швидкість потоку на виході з каналу при необоротному процесі розширення, W_2 – швидкість потоку на виході з каналу при оборотному процесі розширення, то

$$\Delta \left(\frac{W_2^2}{2} \right) = (1 - \varphi^2) \frac{W_2^2}{2}; \quad (8.25)$$

$$W_2 = \varphi \sqrt{2(i_1 - i_2) + W_1^2}. \quad (8.26)$$

8.4. Дроселювання газу

Дроселювання газу – це зменшення тиску в струмені робочого тіла, що протікає через ділянку каналу, що звужується.

На рис. 8.5 наведено один з можливих варіантів процесу. Проходячи через місцеве звуження прохідного перерізу каналу, тиск газу знижується. Зменшення тиску при такому процесі пов'язане з дисипацією енергії потоку, робота розширення газу при цьому назовні не передається. Таким чином, процес дроселювання є істотно необоротним.

Оскільки процес дроселювання газу відбувається швидко, теплообміном у ньому можна знехтувати і вважати цей процес адіабатичним. У цьому випадку питома ентальпія загальмованого потоку залишається постійною:

$$i_1 + \frac{W_1^2}{2} = i_2 + \frac{W_2^2}{2}. \quad (8.27)$$

Якщо перерізи каналу на вході і виході однакові і зміненням кінетичної енергії можна знехтувати, то

$$i_1 = i_2. \quad (8.28)$$

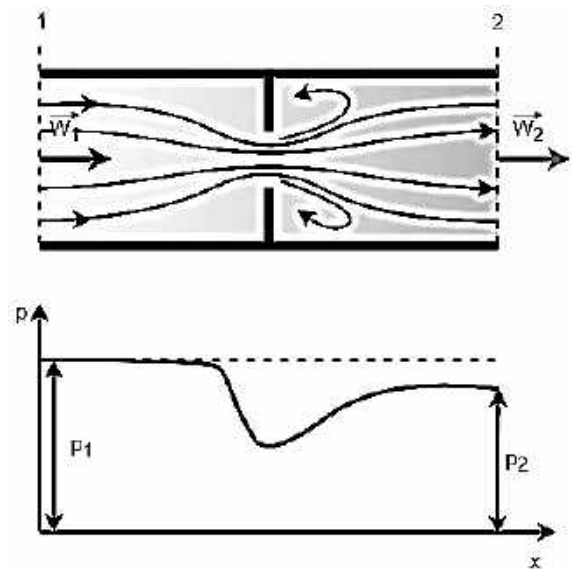


Рис. 8.5. Течія в дроселі

З (8.28) випливає, що в результаті адиабатичного дроселювання ентальпія газу не змінюється. Це є справедливим і для ідеального, і для реального газу.

Для ідеального газу питома ентальпія потоку однозначно визначається його температурою. Отже, при адиабатичному дроселюванні ідеального газу температура і питома внутрішня енергія не змінюються.

У реальному газі ентальпія залежить як від тиску, так і температури. Тому змінення тиску в адиабатичних процесах призводить до змінення температури і питомого внутрішнього об'єму.

Змінення температури при дроселюванні називається *ефектом Джоуля–Томсона*.

Визначимо змінення температури при дроселюванні реального газу. Якщо $i = i(p, T)$, то

$$di = \left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p \cdot dT + \left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T \cdot dp. \quad (8.29)$$

Перетворимо (8.29):

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i = \frac{1}{\left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p \cdot \left(\frac{\partial p}{\partial i} \right)_T} = \frac{\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T}{\left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p}. \quad (8.30)$$

З урахуванням отриманих у підрозд. 4.2 співвідношень $\left(\frac{\partial i}{\partial T} \right)_p = c_p$,

$$\left(\frac{\partial i}{\partial p} \right)_T = - \left[T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v \right]$$

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_i = - \frac{T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} = \alpha_i, \quad (8.31)$$

де α_i – *диференціальний температурний ефект дроселювання (коефіцієнт Джоуля–Томсона)*.

Для ідеального газу $\alpha_i = 0$, а для реального газу визначається рівнянням стану. Наприклад, для газу Ван-дер-Ваальса

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) \cdot (v - b) = R \cdot T; \quad (8.32)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{R}{p - \frac{a}{v^2} + \frac{2 \cdot a \cdot b}{v^3}}; \quad (8.33)$$

$$\alpha_i = \left(\frac{\partial T}{\partial p}\right)_i = -\frac{2 \cdot a / (R \cdot T) - b}{c_p}. \quad (8.34)$$

З формули (8.34) випливає, що диференціальний температурний ефект дроселювання реального газу може бути як позитивним, так і негативним. Змінення знака ефекту називається *інверсією*, а температура, при якій відбувається це явище, – *температурою інверсії* $T_{\text{інв}}$. При $T > T_{\text{інв}}$ при дроселюванні температура газу збільшується, а при $T < T_{\text{інв}}$ – зменшується.

Для повітря температура інверсії – 487 °С. При дроселюванні повітря з температурою $T_1 = 290 \text{ K}$ (17 °С) від тиску $p_1 = 200 \text{ бар}$ до $p_2 = 1 \text{ бар}$ температура зменшується на 35 °С.

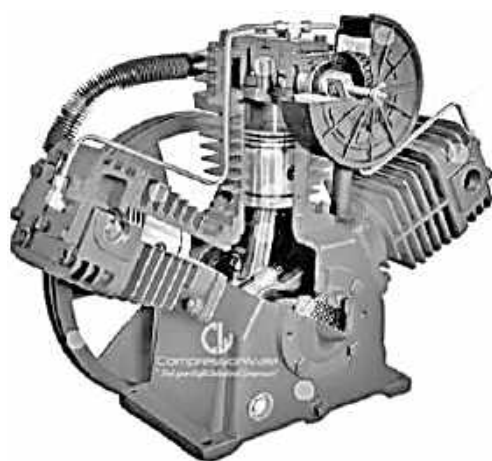
У більшості інших газів температура інверсії також велика (порядку 600 °С), за винятком водню (–73 °С) і гелію (–249,4 °С).

Лекція 9. МАШИНИ ДЛЯ СТИСНЕННЯ І РОЗШИРЕННЯ ГАЗУ

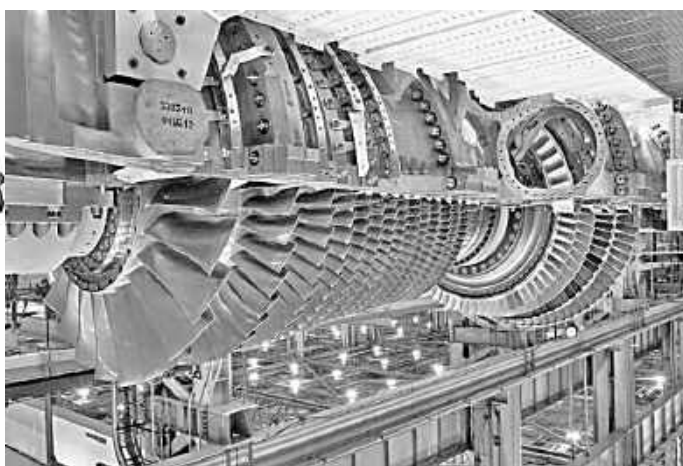
9.1. Компресор

За способом стиснення компресори можна поділити:

- на *об'ємні* (*поршневі, шестерінчасті, ротаційні, спіральні* тощо). У них тиск підвищується при безпосередньому зменшенні об'єму газу, що надійшов у робочий простір компресора (рис. 9.1, а).



а



б

Рис. 9.1. Машины для стиснення і розширення газу: а – поршковий компресор; б – осьова турбіна

- динамічні (лопатеві) компресори (відцентрові, осьові та діагональні). У цих компресорах стиснення здійснюється у два етапи. На першому етапі газ отримує деяку швидкість, набуває кінетичної енергії. На другому – відбувається перетворення кінетичної енергії на потенціальну енергію тиску (рис. 9.1, б).

Незважаючи на конструктивні відмінності з термодинамічної точки зору процеси стиснення, що відбуваються в них, однакові. Тому термодинамічні основи процесів стиснення газу розглянемо на прикладі поршневого компресора як найбільш простого.

На рис. 9.2 наведено принципову схему одноциліндрового поршневого компресора. На схемі 1 – циліндр, 2 – поршень, 3 – всмоктувальний клапан, 4 – нагнітальний клапан.

При ході поршня вправо відкривається всмоктувальний клапан і в циліндр надходить при постійному тиску газ (процес А–В на рис. 9.3). При зворотному ході поршня і закритих клапанів цей газ стискається (процес В–С на рис. 9.3). Після того, як досягається заданий тиск, відкривається нагнітальний клапан і при русі поршня вліво відбувається виштовхування стисненого газу (при постійному тиску) до споживача (процес С–D на рис. 9.3).

Оскільки процеси А–В і С–D не є термодинамічними, то сукупність процесів у компресорі не є замкнутим термодинамічним циклом.

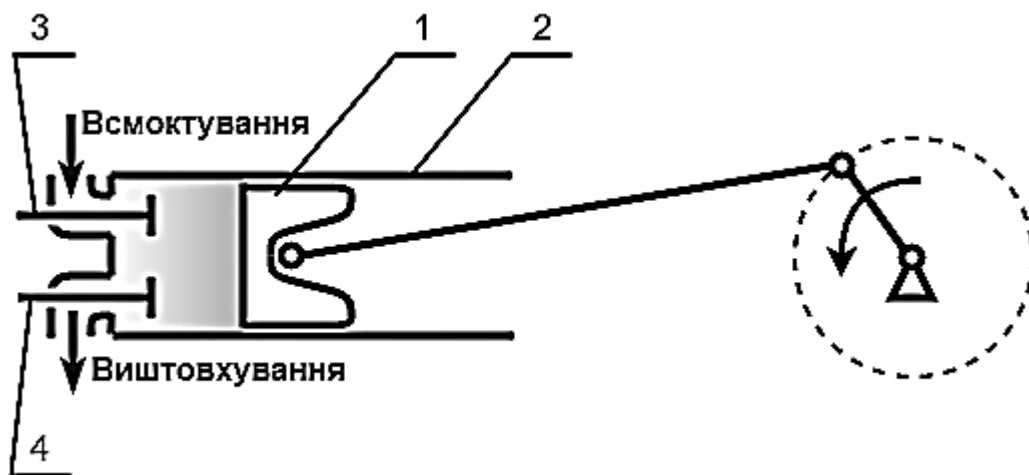


Рис. 9.2. Поршковий компресор

Робота, витрачена на стиснення 1 кг газу, графічно зображується площею ABCD на рис. 9.3, а і є алгебраїчною сумою площ:

$$\text{Пл. } ABCD = \text{пл. } CDOE + \text{пл. } BCEF - \text{пл. } ABFO,$$

де пл. $CDOE = I_{\text{вишт}} = p_2 V_2$ – робота виштовхування;

пл. BCEF = $l_{CT} = \int_{v_1}^{v_2} p dv$ – робота стиснення;

пл. ABFO = $l_{BC} = p_1 v_1$ – робота всмоктування.

Отже, питома технічна робота стиснення газу в компресорі

$$l_K = l_{BC} + l_{CT} + l_{ВИШТ} = p_1 v_1 + \int_{v_1}^{v_2} p dv - p_2 v_2. \quad (9.1)$$

9.2. Робота і потужність на привід компресора

9.2.1. Ізотермічний компресор

При стисненні в компресорі по ізотермі (B–C' на рис. 9.3)

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1} = -R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}; \quad (9.2)$$

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = RT_1. \quad (9.3)$$

Підставивши (9.2) і (9.3) в (9.1), отримуємо вираз для розрахунку роботи ідеального ізотермічного компресора

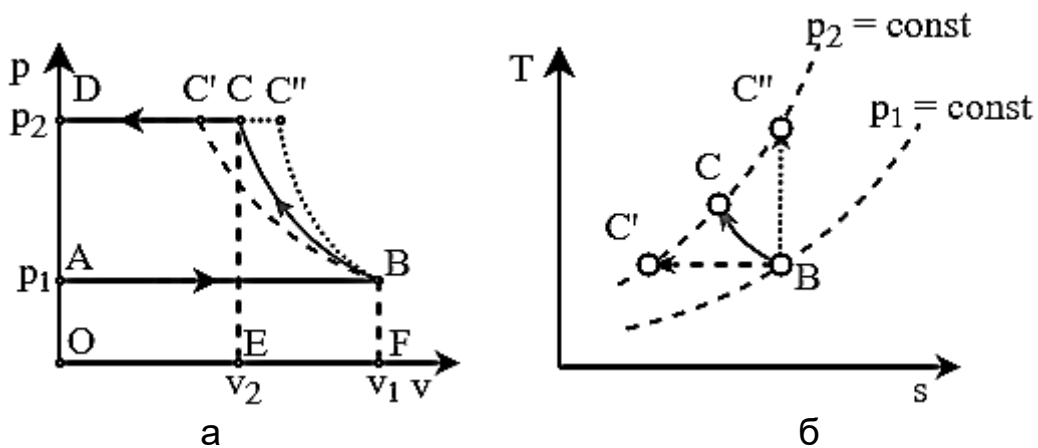


Рис. 9.3. Робочий процес у компресорі: а – v–p-діаграма; б – s–T-діаграма

$$l_{k,t} = -R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}. \quad (9.4)$$

Величину $\pi = p_2/p_1$ називають *ступенем підвищення тиску в компресорі*.

Потужність $N_{k,t}$, кВт, що витрачається під час отримання G кг/с стисненого газу, визначають за формулою

$$N_{k,t} = \frac{G \cdot |l_{k,t}|}{1000} = \frac{G \cdot R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_2}{p_1}}{1000}. \quad (9.5)$$

Досконалість компресора може бути оцінена значенням *ізотермічного ККД*

$$\eta_{k,t} = N_{k,из} / N_k, \quad (9.6)$$

де N_k – потужність, що споживається реальним компресором.

Ізотермічний ККД має значення $\eta_{k,t} = 0,6 \dots 0,85$.

9.2.2. Адіабатний компресор

При адіабатичному стисненні в компресорі (B–C'' на рис. 9.3)

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = -\frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) = -\frac{1}{k-1} p_1 v_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) = -(u_2 - u_1). \quad (9.7)$$

Підставивши (9.7) в (9.1), отримуємо вираз для розрахунку роботи ідеального адіабатного компресора

$$l_{k,s} = p_1 v_1 - \frac{1}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -\frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1); \quad (9.8)$$

$$l_{k,s} = -\frac{k}{k-1} \cdot p_1 \cdot v_1 \cdot \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) = i_1 - i_2. \quad (9.9)$$

Потужність $N_{k,s}$, кВт, що витрачається при отриманні G кг/с стисненого газу, визначають за формулою

$$N_{k,s} = \frac{G \cdot |l_{k,s}|}{1000} = \frac{G \cdot (i_2 - i_1)}{1000}. \quad (9.10)$$

Досконалість компресора може бути оцінена значенням *адіабатного ККД*

$$\eta_{k,s} = N_{k,s} / N_k, \quad (9.11)$$

де N_k – потужність, що споживається реальним компресором.

Адіабатний ККД має значення $\eta_{k,s} = 0,75 \dots 0,95$.

9.2.3. Політропний компресор

При політропному стисненні в компресорі (B–C на рис. 9.3)

$$\int_{v_1}^{v_2} p dv = -\frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1). \quad (9.12)$$

Підставивши (9.12) в (9.1), отримаємо вираз для розрахунку роботи ідеального політропного компресора

$$l_{k,n} = p_1 v_1 - \frac{1}{n-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) - p_2 v_2 = -\frac{n}{n-1} p_1 v_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right). \quad (9.13)$$

Потужність $N_{k,n}$, кВт, що витрачається при отриманні G кг/с стисненого газу, визначається формулою

$$N_{k,n} = \frac{G \cdot |l_{k,n}|}{1000}. \quad (9.14)$$

Як видно з рис. 9.3, а, пл. $ABC'D < пл. ABCD < пл. ABC''D$, тобто $|l_{k,t}| < |l_{k,n}| < |l_{k,s}|$. З огляду на витрати найменшої роботи ізотермічний процес стиснення вважається найбільш вигідним.

9.3. Багатоступінчастий компресор

Ізотермічний процес стиснення ($A-B-E''-F$ на рис. 9.3) вважається найбільш вигідним. Однак його важко здійснити, оскільки у цьому випадку стиснення газу має супроводжуватися його інтенсивним охолодженням. Адіабатичне стиснення (процес $A-B-E'-F$ на рис. 9.3) просто здійснити, але це потребує більшої потужності на привід і температура в кінці стиснення може бути неприпустимо високою. Так, при адіабатичному підвищенні тиску повітря в 40 разів температура збільшується з 20 до 563 °С, а при підвищенні в 250 разів – з 20 до 1146 °С.

Практично простіше реалізувати не одночасне, а послідовне стиснення і охолодження, що і здійснюється в багатоступінчастому компресорі.

Принципову схему двоступеневого компресора і v - p -діаграму процесів у ньому подано на рис. 9.4. Робочий процес при цьому відбувається по лінії $A-B-C-D-E-F$. Після стиснення газу в першому ступені (1 на рис. 9.4) перед надходженням в другий ступінь (2 на рис. 9.3) газ охолоджується в ізобаричному процесі у проміжному охолоднувачі (3 на рис. 9.4). Це дозволяє знизити температуру газу в кінці стиснення ($T_E < T_{E'}$) і знизити потужність, що витрачається на привід компресора. Економія потужності відповідає площі $CDEE'$.

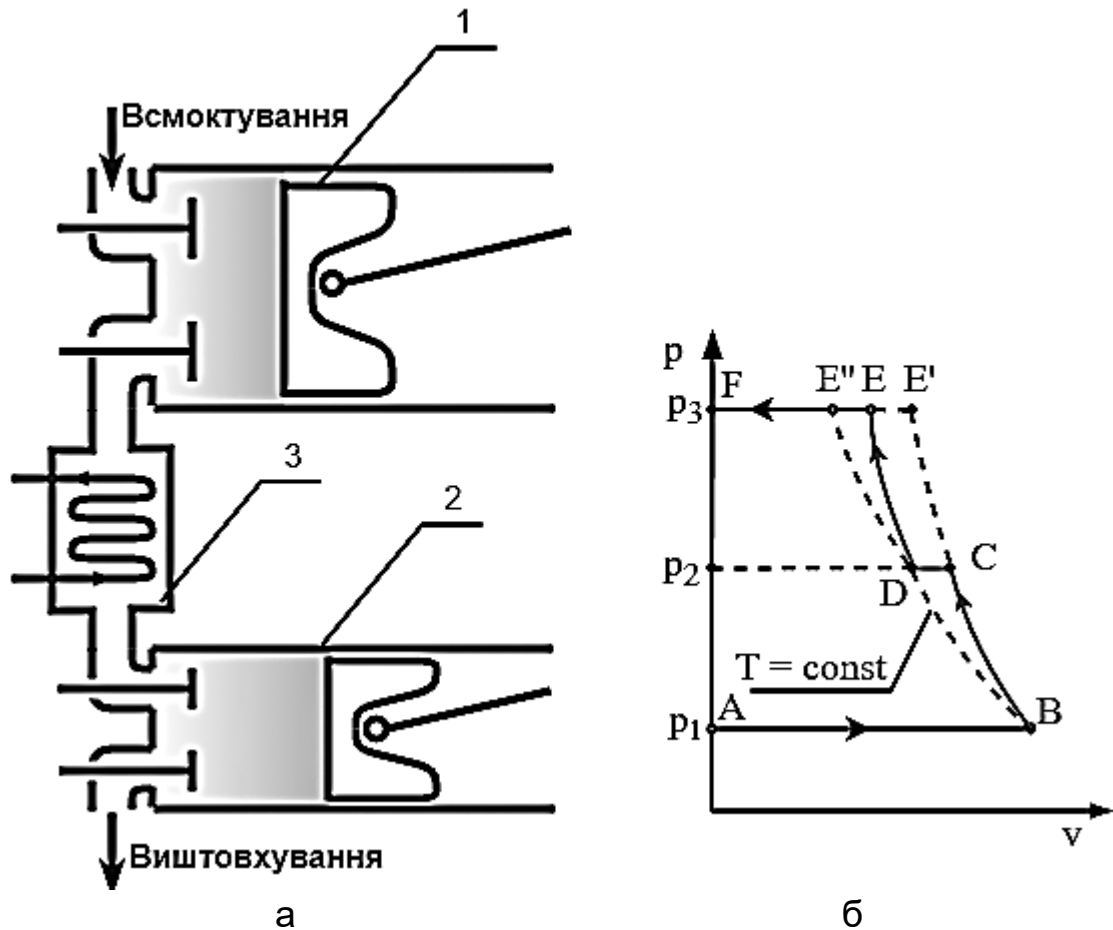


Рис. 9.4. Багатоступінчастий компресор: а – схема; б – v - p -діаграма процесу; 1 – перший ступінь; 2 – другий ступінь; 3 – проміжний охолоджувач

Визначимо роботу двоступінчастого компресора l_k . Припустимо, що в кожному процесі охолодження газ охолоджується до температури на початку процесу стиснення, а стиснення в обох рівнях відбувається з однаковим показником політропи n . Тоді

$$\begin{aligned}
 l_{k,n} &= -\frac{n}{n-1}RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) - \frac{n}{n-1}RT_1 \left(\left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) = \\
 &= -\frac{n}{n-1}RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} + \left(\frac{p_3}{p_2} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 2 \right). \quad (9.15)
 \end{aligned}$$

З (9.15) випливає, що завдання відшукування мінімуму роботи зводиться до визначення

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}} + \left(\frac{p_3}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}} \rightarrow \min.$$

Отже,

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2}. \quad (9.16)$$

З (9.16) випливає, що $p_2 = \sqrt{p_1 \cdot p_3}$.

Підставивши (9.16) в (9.15), отримуємо вираз для визначення мінімальної роботи двоступінчастого компресора

$$l_{k,\min} = -\frac{2n}{n-1} RT_1 \left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{2n}} - 1 \right). \quad (9.17)$$

Для багатоступінчастого компресора

$$l_k = -\frac{n}{n-1} RT_1 \left(\sum_{j=1}^m \pi_j^{\frac{n-1}{n}} - m \right), \quad (9.18)$$

де m – кількість ступенів компресора;

π_j – ступінь підвищення тиску в j -му ступені компресора.

Мінімум роботи стиснення досягається при $\pi_j = \sqrt[m]{\pi_k}$. При цьому

$$l_{k,\min} = -\frac{m \cdot n}{n-1} RT_1 \left(\left(\sqrt[m]{\pi_k}\right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right). \quad (9.19)$$

9.4. Детандери

Машини, в яких відбувається розширення робочих тіл, називаються детандерами. До таких машин належать: *пневматичні двигуни, парові і газові турбіни* тощо.

Термодинамічні основи всіх детандерів одні й ті ж. Робочі процеси в детандері наведено на рис. 9.5. На рисунку: А–В – процес заповнення, В–С – процес розширення, С–D – процес виштовхування.

З огляду на отримання роботи найбільш вигідним є ізотермічний процес. Однак його важко здійснити, і процеси в реальних детандерах близькі до адіабатичних. Питома технічна робота розширення газу

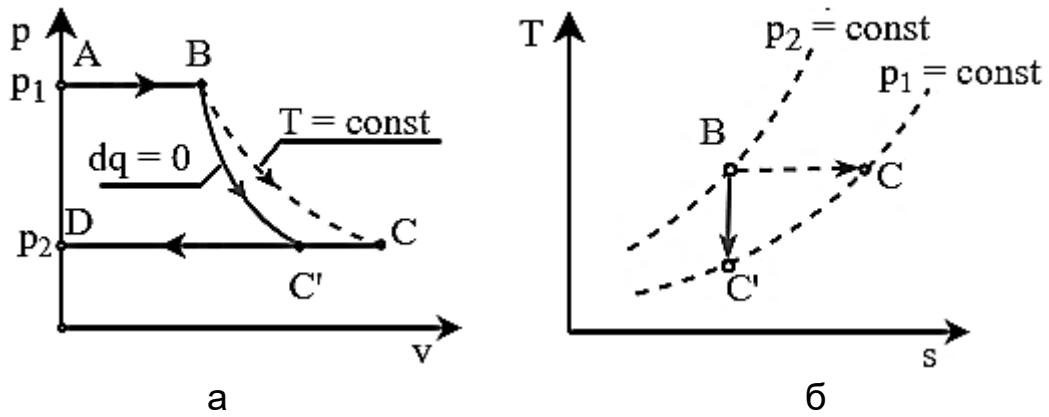


Рис. 9.5. Робочий процес в детандері: а – v - p -діаграма, б – s - T -діаграма

$$\begin{aligned}
 I_{\text{д}} = i_1 - i_2 &= c_p \cdot (T_1 - T_2) = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -p_1 v_1^k \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{\rho^{1/k}} = \\
 &= \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (9.20)
 \end{aligned}$$

Робота детандера при ізотермічному процесі розширення

$$I_{\text{д}} = - \int_{p_1}^{p_2} v \cdot dp = -R \cdot T_1 \cdot \int_1^2 \frac{dp}{p} = R \cdot T_1 \cdot \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (9.21)$$

Потужність детандера $N_{\text{д}}$, кВт, визначають за формулою

$$N_{\text{д}} = \frac{G \cdot I_{\text{д}}}{1000}. \quad (9.22)$$

Досконалість роботи детандера може бути оцінена значенням *відносного ККД*

$$\eta_{\text{д}} = N_e / N_{\text{д}}, \quad (9.23)$$

де N_e – дійсна потужність, що знімається з вала детандера. Для сучасних детандерів $\eta_{\text{д}} = 0,82 \dots 0,9$.

Лекція 10. ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ МАШИН

10.1. Принципи аналізу циклів теплових машин

Циклом теплового двигуна називають круговий термодинамічний процес, в якому теплота перетворюється на роботу.

Існує велика різноманітність типів теплових двигунів. Найбільш поширеними є двигуни внутрішнього згорання (ДВЗ).

Двигун внутрішнього згорання – це двигун, в якому хімічна енергія палива, що згорає безпосередньо в робочому тілі двигуна, перетворюється на механічну роботу.

Крім ДВЗ існують *двигуни зовнішнього згорання* – клас двигунів, де джерело тепла або процес згорання палива відокремлені від робочого тіла. До цього класу належать *парові машини, парові турбіни, двигуни Стірлінга*, а також інші типи двигунів.

Принципи аналізу циклів теплових двигунів розглянуто в роботах [4, 5]. Нагадаємо основні моменти наведеного матеріалу.

При аналізі ефективності циклів двигунів вирішують такі завдання:

– визначають, від яких чинників залежить ККД оборотного термодинамічного циклу, і встановлюють, які процеси можна удосконалювати з метою підвищення ККД циклу;

– знаходять ступінь необоротності процесів дійсного циклу і встановлюють, які процеси доцільно удосконалювати з метою зменшення необоротних утрат і підвищення ККД циклу.

Основним показником, що визначає термодинамічну ефективність оборотного циклу, є термічний ККД циклу.

Термічним ККД циклу двигуна η_t називають відношення роботи оборотного термодинамічного циклу L_t до теплоти, підведеної до робочого тіла від гарячого джерела Q_1 :

$$\eta_t = \frac{L_t}{Q_1} = 1 - \frac{Q_2}{Q_1} \text{ або } \eta_t = \frac{l_t}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (10.1)$$

де $l_t = L_t/G$ – питома робота оборотного термодинамічного циклу двигуна;

$q_1 = Q_1/G$ – питома теплота, підведена до робочого тіла від гарячого джерела;

G – маса робочого тіла, що бере участь у процесах циклу теплового двигуна.

Техніко-економічні показники двигуна визначаються не тільки витратами палива, що залежить від ККД циклу, але й габаритними розмірами і масою двигуна. Введемо параметри, що характеризують потужність двигуна щодо його габаритних розмірів. Відношення параметра, похідного від потужності двигуна, до параметра, який визначає його розміри або масу, дозволить порівнювати ступінь форсування двигунів різних потужностей і типів.

Середнім тиском термодинамічного циклу p_t називається відношення роботи оборотного термодинамічного циклу L_t до різниці між максимальним і мінімальним об'ємами газу в циклі:

$$p_t = L_t / (V_{\max} - V_{\min}). \quad (10.2)$$

При дослідженні оборотних термодинамічних циклів припускають таке:

- використовуваний у циклах газ є ідеальним газом;
- маса робочого тіла постійна і однакова в усіх процесах;
- теплоємність робочого тіла не залежить ні від тиску, ні від температури;
- підведення теплоти до робочого тіла здійснюється її віддачею від гарячого джерела;
- процеси газообміну замінюються оборотним процесом з відведенням теплоти від робочого тіла до холодного джерела;
- процеси стиснення і розширення вважають адіабатичними.

10.2. Цикли поршневих двигунів

10.2.1. Класифікація циклів поршневих двигунів

Ідеалізовані цикли поршневих двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ) поділяють на такі види:

- зі змішаним підведенням і відведенням теплоти як при постійному об'ємі, так і при постійному тиску (близький до *циклу Аткінсона*);
- з підведенням теплоти при постійному об'ємі (*цикл Отто*);
- з підведенням теплоти при постійному тиску (*цикл Дизеля*);
- зі змішаним підведенням теплоти як при постійному об'ємі, так і постійному тиску і відведенням теплоти при постійному об'ємі (*цикл Тринклера*).

Цикли Отто і Аткінсона характерні для поршневих ДВЗ з примусовим запалюванням, цикли Дизеля і Тринклера – для дизельних двигунів. Цикл із змішаним підведенням теплоти – узагальнювальний для всіх циклів ДВЗ.

10.2.2. Цикл зі змішаним підведенням теплоти

Розглянемо цикл зі змішаним підведенням теплоти. Він складається з таких процесів (рис. 10.1): $a-c$ – адіабатичне стиснення; $c-z'$ – ізохоричний процес підведення теплоти; $z'-z$ – ізобаричний процес підведення теплоти; $z-b$ – адіабатичне розширення; $b-g$ – ізохоричний процес відведення теплоти; $g-a$ – ізобаричний процес відведення теплоти.

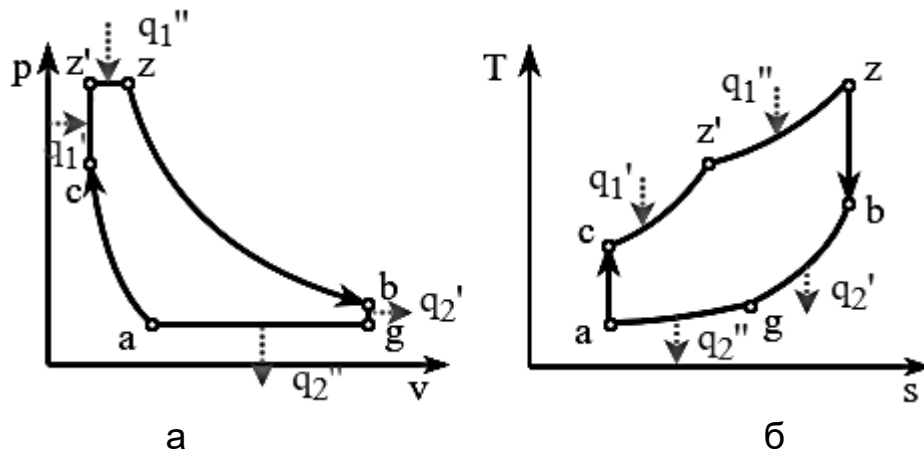


Рис. 10.1. Цикл зі змішаним підведенням теплоти:
а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

Цикл визначається заданням початкового стану в точці а і параметрами циклу:

- ступенем стиснення $\varepsilon = v_a/v_c$;
- ступенем ізохоричного підвищення тиску $\lambda = p_{z'}/p_c$;
- ступенем попереднього (ізобаричного) розширення $\rho = v_z/v_{z'}$;
- ступенем зменшення об'єму $\varphi = v_g/v_a$;
- ступенем зниження тиску $\lambda_p = p_g/p_a$.

Теплота q_1 , що підводиться в циклі, визначається як сума теплоти, підведеної в ізохоричному процесі q_1' та ізобаричному q_1'' :

$$q_1 = q_1' + q_1'' = c_v T_a \varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]. \quad (10.3)$$

За аналогією теплота, що віддана холодному джерелу

$$q_2 = q_2' + q_2'' = c_v T_a (\varphi(\lambda_p - 1) + k(\varphi - 1)). \quad (10.4)$$

Після підстановки (10.3) і (10.4) в (6.2) отримаємо

$$\eta_t = 1 - \frac{\varphi(\lambda_p - 1) + k(\varphi - 1)}{\varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]}. \quad (10.5)$$

Середній тиск циклу знаходимо з (10.2):

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{v_h} = \frac{p_a [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)] \eta_t}{(k-1)(\varepsilon - 1)}. \quad (10.6)$$

10.2.3. Цикл Отто

Цикл зі змішаним підведенням теплоти вироджується в цикл Отто при $\rho = 1$, $\varphi = 1$. Тоді ККД циклу Отто (рис. 10.2) визначається формулою

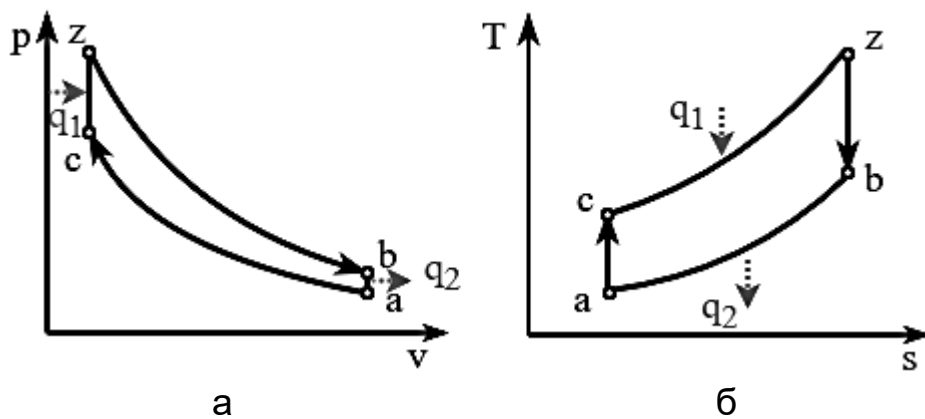


Рис. 10.2. Цикл Отто: а – v–р-діаграма; б – s–Т-діаграма

$$\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad (10.7)$$

Середній тиск циклу

$$p_t = \frac{p_a \varepsilon^k (\lambda - 1) \eta_t}{(k - 1)(\varepsilon - 1)}. \quad (10.8)$$

10.2.4. Цикл Дизеля

У циклі Дизеля теплота підводиться при постійному тиску, а відводиться при постійному об'ємі ($\lambda = 1$, $\varphi = 1$) (рис. 10.3). Для такого циклу формула (10.5) набуває вигляду

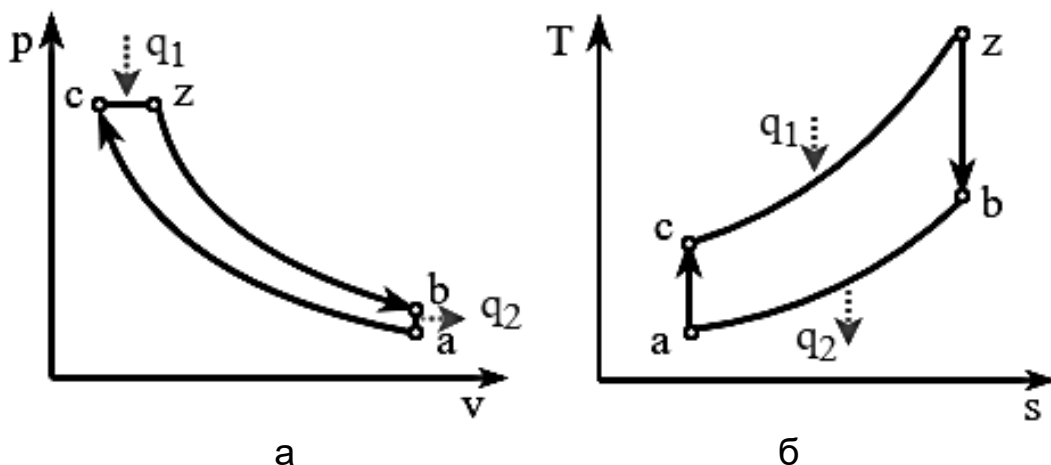


Рис. 10.3. Цикл Дизеля: а – v–р-діаграма; б – s–Т-діаграма

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k \varepsilon^{k-1} (\rho - 1)}, \quad (10.9)$$

а (10.6) –

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{v_h} = \frac{p_a k \varepsilon^k (\rho - 1) \eta_t}{(k - 1)(\varepsilon - 1)}. \quad (10.10)$$

10.2.5. Цикл Трінклера

ККД циклу Трінклера ($\varphi = 1$) (рис. 10.4)

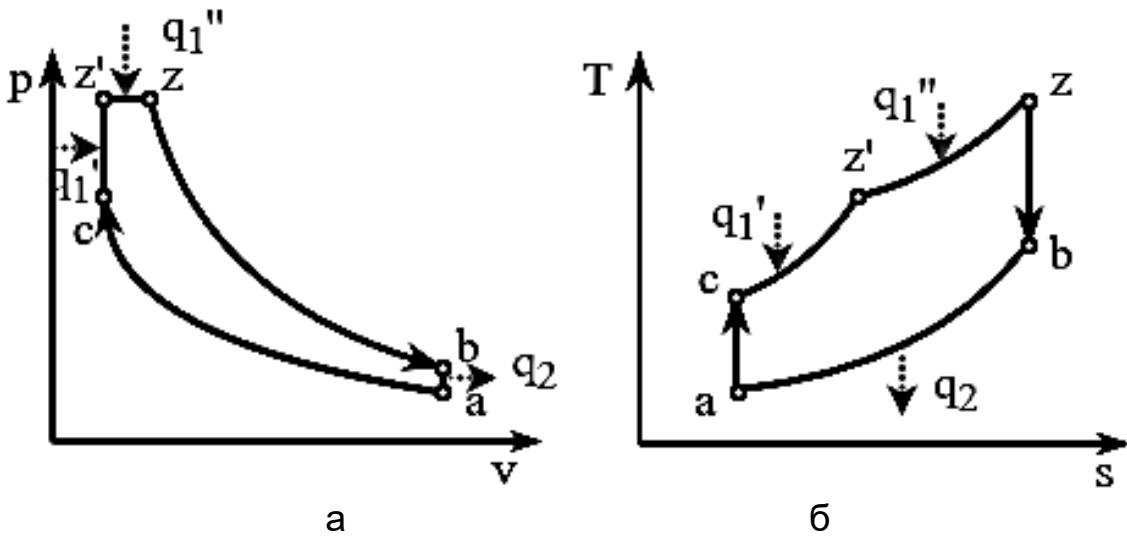


Рис. 10.4. Цикл Трінклера: а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

$$\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k \lambda (\rho - 1)]}. \quad (10.11)$$

Середній тиск циклу Трінклера визначається формулою (10.6):

$$p_t = \frac{q_1 \eta_t}{v_h} = \frac{p_a [\lambda - 1 + k \lambda (\rho - 1)] \eta_t}{(k - 1)(\varepsilon - 1)}.$$

10.2.6. Вплив ступеня стиснення на ефективність циклів

Проаналізуємо змінення η_t і p_t , а також максимальну температуру і тиск у циклі Отто при змінення ступеня стиснення і умови $q_1 = \text{const}$. Для цього скористаємося формулами (10.5), (10.6) і такими залежностями:

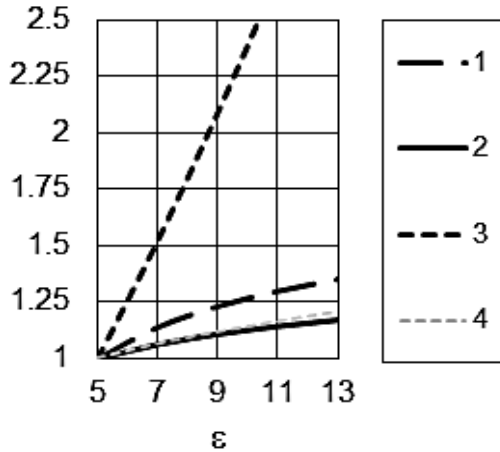


Рис. 10.5. Змінення параметрів циклу Отто при змінній ступеня стиснення:

- 1 – $\eta_t = \eta_t / (\eta_t)_{\varepsilon=5}$;
- 2 – $p_t = p_t / (p_t)_{\varepsilon=5}$;
- 3 – $\pi_c = p_z / (p_z)_{\varepsilon=5}$;
- 4 – $T_z = T_z / (T_z)_{\varepsilon=5}$

$$T_z = T_a \varepsilon^{k-1} + \frac{q_1}{c_v}; \quad (10.12)$$

$$p_z = p_a \varepsilon^k \frac{T_z}{T_a \varepsilon^{k-1}}. \quad (10.13)$$

Результати аналізу показано на рис. 10.5, звідки видно, що термічний ККД і середній термодинамічний тиск циклу зі збільшенням ступеня стиснення монотонно зростають. Однак це призводить до значного збільшення максимального тиску, в той час як максимальна температура зростає незначно. Це не суперечить другому початку термодинаміки, оскільки ККД циклу визначається не максимальними температурами підведення і відведення теплоти, а їх середніми значеннями, тобто

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_{2\text{сер}}}{T_{1\text{сер}}}. \quad (10.14)$$

Згідно з (10.14) термодинамічний ККД циклу дорівнюватиме ККД циклу Карно, який здійснюється між ізотермами $T_{1\text{сер}}$ і $T_{2\text{сер}}$.

Підвищення ступеня стиснення збільшує термічний ККД і середній термодинамічний тиск усіх ідеалізованих циклів поршневого ДВЗ. Однак максимально допустиме значення ε у двигунах з примусовим запалюванням обмежується детонацією при згорянні палива, а в двигунах із запалюванням від стиснення – гранично допустимими напруженнями в деталях двигуна, обумовленими максимальним тиском циклу p_z .

10.2.7. Аналіз впливу ступеня стиснення і закону підведення теплоти на показники ефективності циклу ДВЗ

Обмеження p_z у циклах з різними законами підведення теплоти відповідає різним значенням максимально допустимого загального ступеня стиснення ε_0 . Доведемо це, розглядаючи цикл ДВЗ. Візьмемо обмеження:

$p_z = \text{const}$, $q_1 = \text{const}$. Для деякого значення загального ступеня стиснення визначимо температуру і тиск у кінці процесу стиснення:

$$T_c = T_a \varepsilon_0^{k-1}, p_c = p_a \varepsilon_0^k. \quad (10.15)$$

Ступінь підвищення тиску в циліндрі

$$\lambda = p_z / p_c = \pi_c / \varepsilon_0^k, \quad (10.16)$$

де $\pi_c = p_z / p_a$ – загальний ступінь підвищення тиску в циклі.

Оскільки при взятих обмеженнях $\pi_c = \text{const}$, то у цьому випадку λ і ε_0 однозначно пов'язані між собою і кожному значенню ε_0 відповідає цілком певна кількість теплоти, підведеної в ізохоричному і ізобаричному процесах: $q_v = q'_1 / q_1$, $q_p = q''_1 / q_1$.

Теплоту q_v можна подати у такому вигляді:

$$q_v = \frac{\lambda - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)} = \frac{\pi_c / \varepsilon_0^k - 1}{\pi_c / \varepsilon_0^k - 1 + k \pi_c / \varepsilon_0^k (\rho - 1)}. \quad (10.17)$$

Ступінь попереднього розширення можна записати як

$$\rho = \frac{v_z}{v_{z'}} = \frac{T_z}{T_{z'}} = \frac{(1 - q_v)q_1}{c_p \lambda \varepsilon_0^{k-1} T_a} + 1 = \frac{(1 - q_v)q_1 \varepsilon_0}{c_p \pi_c T_a} + 1. \quad (10.18)$$

Оскільки $\pi_c = \text{const}$, $q_1 = \text{const}$, $T_a = \text{const}$, то кількість теплоти, підведеної в ізохоричному процесі, однозначно визначає загальний ступінь стиснення циклу, тобто $\varepsilon_0 = f(q_v)$.

Порівняємо ряд циклів ДВЗ: $a'c'z'zga'$ – зі змішаним підведенням теплоти; $a's_1z_1g_1a'$ – з підведенням теплоти в ізохоричному процесі;

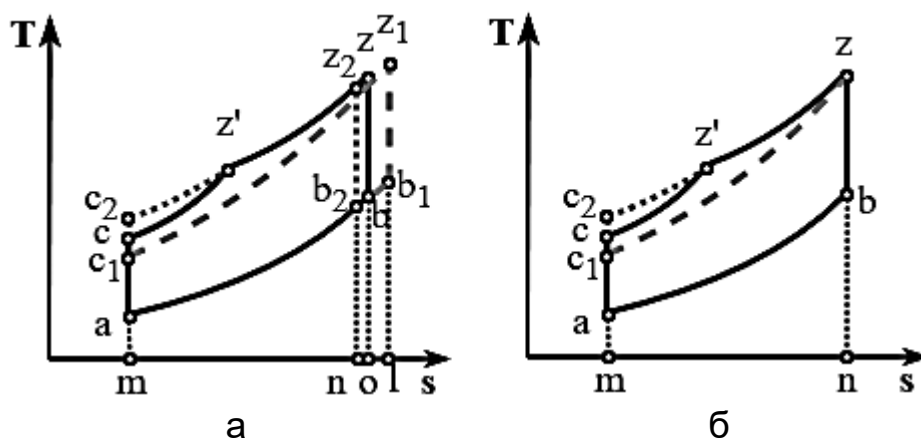


Рис. 10.6. Порівняння різних циклів ДВЗ: а – при обмеженні $p_z = \text{const}$ і $q_1 = \text{const}$; б – при обмеженні $p_z = \text{const}$ і $T_z = \text{const}$

$a'c_2z_2g_2a'$ – з підведенням теплоти в ізобаричному процесі при обмеженнях $p_z = \text{const}$ і $q_1 = \text{const}$ (рис. 10.6, а).

З обмеження $p_z = \text{const}$ випливає, що точки z, z_1, z_2 знаходяться на одній ізобарі. Вище показано, що при взятих обмеженнях залежність ступеня стиснення від закону підведення теплоти приводить до нерівності

$$p_{z_2} > p_z > p_{z_1}. \quad (10.19)$$

Оскільки підведена до робочого тіла від гарячого джерела теплота в оборотному процесі чисельно дорівнює площі під кривою процесу на s – T -діаграмі (тобто $mcz'zom$ – для циклу зі змішаним підведенням теплоти, mc_1z_1lm – для циклу з підведенням теплоти в ізохоричному процесі і mc_2z_2nm – для циклу з підведенням теплоти в ізобаричному процесі), то з обмеження $q_1 = \text{const}$ виходять нерівності

$$T_{z_2} < T_z < T_{z_1}; \quad T_{g_2} < T_g < T_{g_1}. \quad (10.20)$$

Оскільки точки g, g_1 і g_2 лежать на одній ізобарі, а відведена від робочого тіла до холодного джерела теплота в оборотному процесі чисельно дорівнює площі під кривою процесу на s – T -діаграмі (тобто $ma'gom$ – для циклу зі змішаним підведенням теплоти, $ma'g_1lm$ – для циклу з підведенням теплоти в ізохоричному процесі і $ma'g_2nm$ – для циклу з підведенням теплоти в ізобаричному процесі), то з нерівностей (10.20) випливає, що найбільша кількість теплоти відводиться від робочого тіла до холодного джерела у циклі з ізохоричним процесом підведення теплоти, а найменша – в циклі з ізобаричним процесом підведення теплоти. Згідно з формулою (10.1) за умови $q_1 = \text{const}$ більшому значенню термічного ККД відповідає менше значення q_2 . Отже, найбільше значення ККД буде в циклі з ізобаричним процесом підведення теплоти, а найменше – в циклі з ізохоричним процесом підведення теплоти, тобто

$$\eta_{tp} > \eta_{t_{3M}} > \eta_{tv}. \quad (10.21)$$

Причина такої нерівності – різні значення загального ступеня стиснення, отримані для розглянутих циклів при взятих обмеженнях і, отже, різні значення середньої температури підведення теплоти $T_{1\text{сер}}$.

Порівнюємо ці ж цикли за умов обмеження максимальних тисків і температур і при однакових процесах відведення теплоти (рис. 10.6, б), що відповідає обмеженням на міцність і термічну стійкість матеріалів деталей ДВЗ.

За таких умов $q_2 = \text{const}$ і, проаналізувавши формулу (10.1), можна зробити висновок про те, що цикл, який має найбільшу площу (і, відповідно, найбільшу підведену теплоту q_1 і найбільшу роботу циклу l_t), матиме і найбільший термічний ККД. Тоді

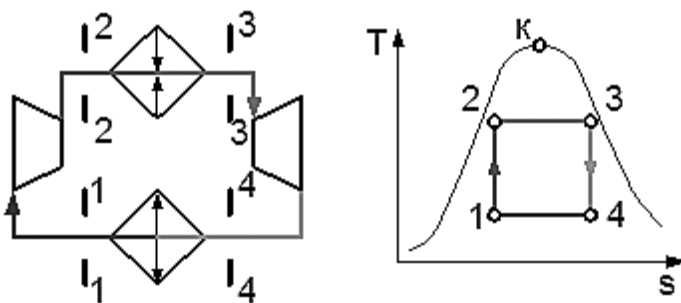
$$\eta_{tp} > \eta_{t_{3M}} > \eta_{tv}.$$

10.3. Цикл Стірлінга

10.3.1. Загальні відомості про двигуни Стірлінга

Недоліком більшості теплових машин з однофазним робочим тілом є те, що температура робочого тіла зростає з підведенням теплоти, а при відведенні теплоти – зменшується. Максимальна температура під час підведення теплоти значно вище середньої температури в ньому, а мінімальна температура під час відведення теплоти – значно нижче середньої температури в ньому. У результаті ККД такої теплової машини значно нижче максимально можливого значення ККД, яким є ККД циклу Карно (див. підрозд. 6.3) з підведенням теплоти при температурі нагрівача (максимальній температурі циклу) і відведенням теплоти при температурі охолоджувача (мінімальній температурі циклу).

Особливістю робочих процесів усіх ДВЗ є те, що робоче тіло в циклі зазнає хімічних перетворень і потребує замінення, тобто для роботи ДВЗ необхідним є або постійний контакт з атмосферою, або необхідно мати запас робочого тіла і передбачити технічні пристрої для відведення випускних газів.



а
б
Рис. 10.7. Машина Карно:
а – конструкція; б – цикл

В принципі існує можливість створити теплову машину, що працює за циклом Карно (рис. 10.7). Робочим тілом її буде двофазний теплоносій. Однак їй будуть властиві два серйозні недоліки. До її складу мають входити машини розширення і стиснення, що працюють у

двофазній області з неприпустимо малим ресурсом. Крім того, максимальна температура підведення теплоти обмежена критичною температурою робочого тіла, а для того, щоб хоч наблизитися до цього обмеження, необхідно працювати з великими максимальними тисками циклу.

Парові машини, що працюють за циклом Ранкіна (паротурбінного), завдяки деякому зменшенню ККД позбавлені першого недоліку машини Карно. Однак обмеження за максимально допустимим тиском сильно обмежує їх ККД.

Двигун Стірлінга – це газовий двигун поршневого типу, що поєднує високий ККД циклу Карно, незалежність від джерела парових машин з відсутністю жорстких обмежень за максимальною температурою робочого тіла.

10.3.2. Переваги і недоліки двигунів Стірлінга

Перевагами двигуна Стірлінга є:

- ККД, який дорівнює ККД циклу Карно, що робить ефективнішою роботу двигуна навіть при відносно невеликій різниці температур між джерелом і стоком теплоти;
- незалежність робочих процесів у двигуні від джерела теплоти;
- можливість роботи при незмінному робочому тиску;
- відносно невеликий максимальний тиск циклу;
- низький шум при роботі.

Однак двигун має і серйозні недоліки:

- оскільки джерело теплоти – зовнішнє, то двигун повільно реагує на змінення підведеного теплового потоку і, отже, у двигуні Стірлінга перехід від одного режиму роботи до іншого триває довго, що сильно ускладнює застосування двигунів такого типу в транспортних засобах;
- двигун Стірлінга потребує великих розмірів охолоджувачів порівняно з ДВЗ, він має порівняно з ДВЗ меншу питому потужність при приблизно рівному ККД;
- двигун Стірлінга дорожче аналогічного ДВЗ.

Ці недоліки призводять до того, що на нинішньому етапі технічного розвитку двигуни Стірлінга не витримують конкуренції з двигунами інших типів і використовуються там, де двигуни інших типів є малозастосовними. Нині двигуни Стірлінга використовуються:

- в теплових електростанціях малої потужності, двигун Стірлінга може ефективно працювати при малій різниці температур між джерелом і стоком теплоти. Джерелом теплоти енергії можуть бути вихлопні гази, гаряча вода технологічного походження або гейзери тощо. Електростанції такого типу успішно виробляє новозеландська компанія WhisperGen;
- сонячних електростанціях. На початку XXI століття СЕС на основі двигунів Стірлінга вважалися найбільш перспективними. Однак нині їх

застосування сильно обмежене удосконаленням фотоелектричних панелей;

- силових установках підводних човнів. Підводні човни класу «Готланд» (Швеція, серія з 1996 р.) оснащені двома двигунами Стірлінга типу V4-275R. Ці двигуни, що працюють на суміші дизельного палива та перекису водню, дозволяють човну підтримувати підводний хід човна протягом 20 діб без спливання і зв'язку з атмосферою;

- радіоізотопних силових установках космічних апаратів. Прикладом може бути силова установка ASRG (NASA, США), що створена у межах проекту *Titan Saturn System Mission*. Джерелом теплоти в ній є капсула з діоксидом плутонію-238 вагою 1,2 кг. Електрична потужність установки – 130 Вт. Тривалість роботи – не менше 14 років.

10.3.3. Ідеалізований цикл і конструкція двигуна Стірлінга

У двигуні Стірлінга як робоче тіло використовують звичайний газ. На рис. 10.8 подано його ідеалізований цикл, а можливі конструкції – на рис. 10.9.

Особливістю двигуна Стірлінга є наявність двох порожнин – гарячої, до якої підводиться теплота, і інтенсивно охолоджуваної – холодної. Ці порожнини з'єднані каналом, в якому встановлено регенератор. Під час перекачування в гарячу порожнину робоче тіло в регенераторі отримує теплоту q_1' , а в процесі перекачування в холодну порожнину – віддає теплоту q_2' , причому $q_1' = q_2'$ (див. рис. 10.8).

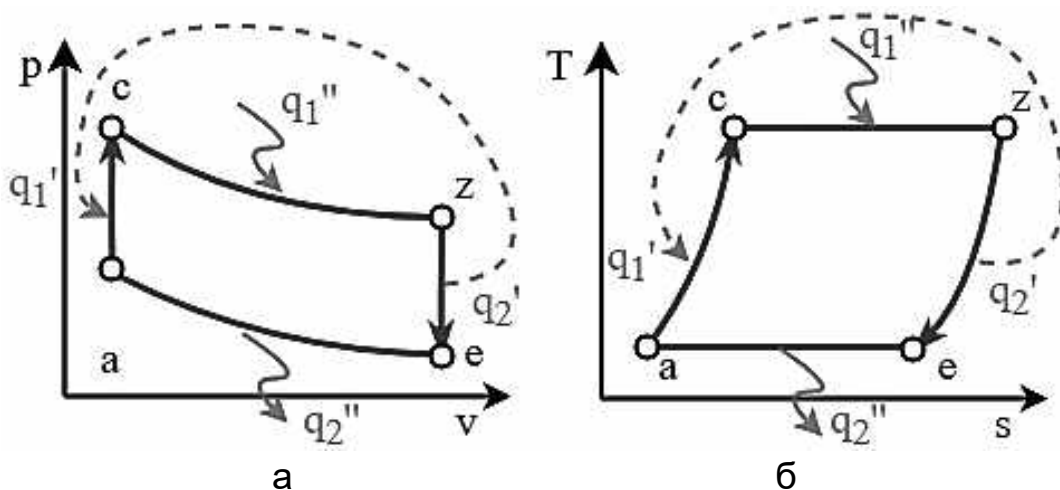


Рис. 10.8. Ідеалізований цикл Стірлінга: а – v - p -діаграма, б – s - T -діаграма

Ідеальний цикл Стірлінга складається з чотирьох процесів:

- ізохоричного процесу стиснення c–z, що відповідає витисненню робочого тіла з холодної порожнини в гарячу через регенератор;
- ізотермічного процесу підведення теплоти z–e, що відповідає підведенню теплоти до робочого тіла в гарячій порожнині;
- ізохоричного процесу розширення e–a, що відповідає витисненню робочого тіла з гарячої порожнини в холодну через регенератор;
- ізотермічного процесу відведення теплоти a–c, що відповідає відведенню теплоти від робочого тіла в холодну порожнину.

Припустимо, що робоче тіло – ідеальний газ. Тоді роботу циклу визначають за формулою

$$l_t = RT_z \ln \frac{v_c}{v_z} - RT_a \ln \frac{v_c}{v_z}. \quad (10.22)$$

Відповідно, термічний ККД циклу

$$\eta_t = \frac{l_t}{q_1''} = 1 - \frac{T_a \ln(v_a/v_c)}{T_z \ln(v_e/v_z)}. \quad (10.23)$$

Оскільки ізохори ідеального газу на s–T-діаграмі еквідистантні, то $v_a/v_c = v_e/v_z$ і

$$\eta_t = 1 - \frac{T_a}{T_z}. \quad (10.24)$$

Середній термодинамічний тиск циклу

$$p_t = l_t / (v_a - v_c) = p_a (\theta - 1) \frac{\varepsilon}{\varepsilon - 1} \ln \varepsilon, \quad (10.25)$$

де $\theta = T_z/T_a$ – ступінь нагрівання газу в циклі;

$\varepsilon = v_a/v_c$ – ступінь стиснення.

Конструктивно виділяють три основних типи двигунів Стірлінга: α -стірлінг, β -стірлінг і γ -стірлінг (див. рис. 10.9).

Двигун типу α -стірлінг містить два силових поршня в окремих циліндрах. Один поршень – гарячий, інший – холодний. Циліндр з гарячим поршнем знаходиться в теплообміннику з більш високою температурою, у той час як циліндр з холодним поршнем знаходиться в більш холодному теплообміннику. Він забезпечує найбільшу питому потужність, але через високі температури конструкції гарячого поршня рідко застосовується.

Двигун типу γ -стірлінг має поршень, витискувач і два циліндри – один холодний (там рухається поршень, з якого знімається потужність), а інший гарячий з одного кінця і холодний з іншого (там рухається витискувач). Регенератор з'єднує гарячу і холодну порожнини циліндра і одночасно з першим (холодним) циліндром. γ -стірлінг має найменшу питому потужність з усіх типів.

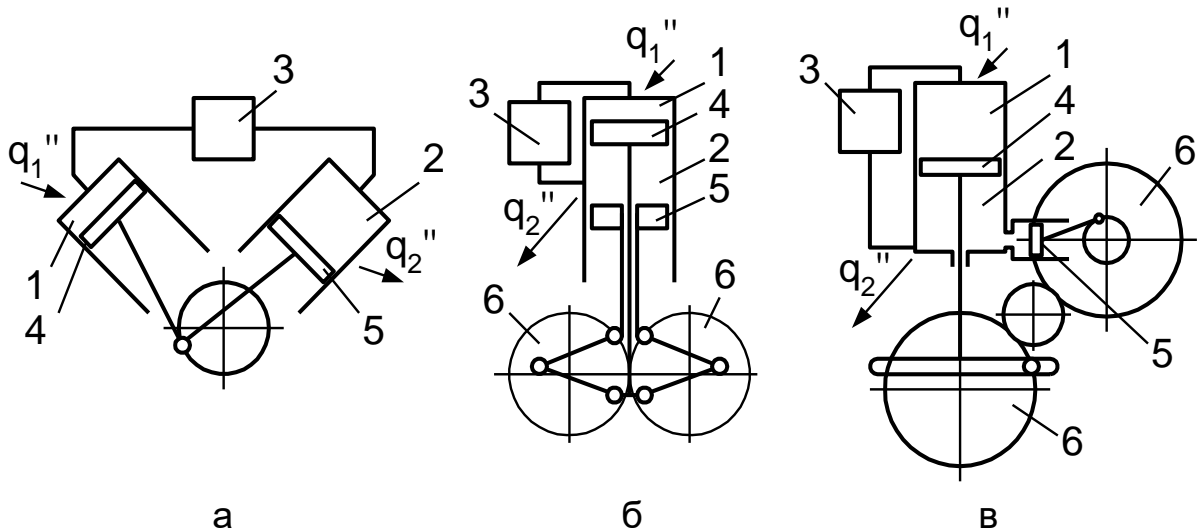


Рис. 10.9. Типи двигунів Стірлінга: а – α ; б – β ; в – γ ; 1 – гаряча порожнина; 2 – холодна порожнина; 3 – регенератор; 4 – поршень; 5 – витискувач; 6 – шестірня

Найбільш поширеними є двигуни типу β -стірлінг. Двигун β -типу має всього один циліндр, гарячий з одного кінця і холодний з іншого. Усередині циліндра рухаються поршень (з якого знімається потужність) і витискувач, що змінює об'єм гарячої порожнини. Газ перекачується з холодної частини циліндра в гарячу через регенератор. Найчастіше у двигуні такого типу використовують ромбічний привід, що забезпечує зв'язок поршня і витискувача з валом знімання потужності.

10.3.4. Робочі тіла двигуна Стірлінга

Робочим тілом у двигунах може бути будь-який газ або газова суміш. В описаних конструкціях використовувалися повітря, водень, гелій, криптон, двоокис вуглецю і двофазні суміші [3].

Повітря є найбільш дешевим робочим тілом у земних умовах. Установки з повітрям як робочим тілом найбільш прості й дешеві. Гелій і водень мають малу в'язкість і високу теплопровідність, яка майже не залежить від тиску, що дозволяє зменшувати гідравлічні втрати. На жаль, вони мають високі питомі об'єми і здатність проникати через ущільнення і конструкційні матеріали, а водень в земних умовах ще й пожежонебезпечний. Криптон і двоокис вуглецю використовувалися як хімічно інертні гази, які не здатні проникати через ущільнення гелію. Використання двофазних сумішей дозволяє отримувати великі коефіцієнти теплопередачі зі стінками і зменшити розміри теплообмінних поверхонь або прискорити робочі процеси.

При випробуваннях силової установки космічного апарата при різних робочих тілах ККД становив: для повітря – 29,4 %, для гелію – 35,1 %, для водню – 40 % [3].

10.4. Цикли газотурбінних установок

10.4.1. Загальні відомості про газотурбінні установки

Газотурбінні установки (ГТУ) – тип двигунів внутрішнього згоряння. Це тепловий двигун, в якому газ стискається і нагрівається, а потім енергія стисненого і нагрітого газу перетворюється на механічну роботу на валу газової турбіни.

На відміну від поршневого двигуна в ГТУ процеси відбуваються в потоці рухомого газу (рис. 10.10, а, б).

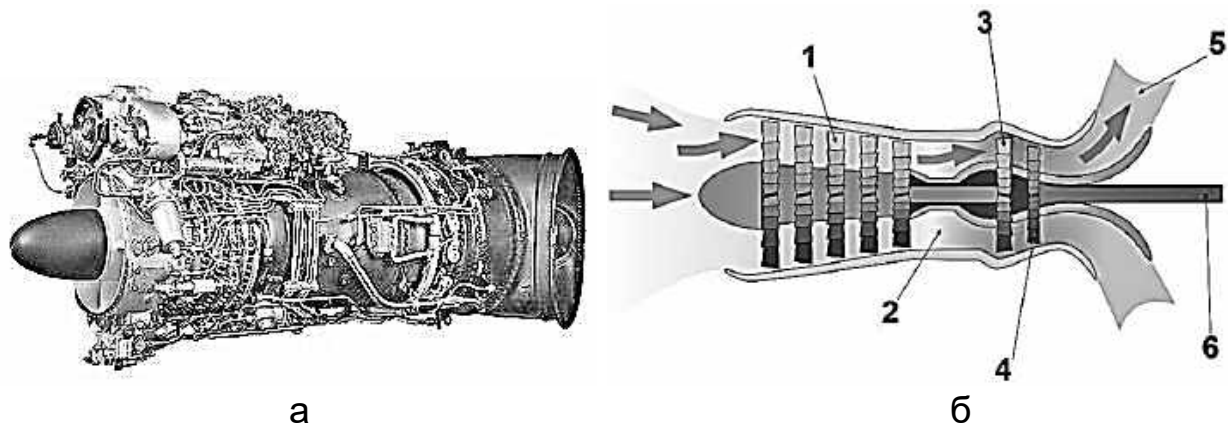


Рис. 10.10. Газотурбінна установка: а – загальний вигляд; б – принципова схема; 1 – компресор; 2 – камера згоряння; 3 – турбіна компресора; 4 – вільна турбіна; 5 – вихідний пристрій; 6 – вал вільної турбіни

Стиснене атмосферне повітря з компресора надходить в камеру згоряння, куди також подається паливо, яке, згоряючи, утворює велику кількість газоподібних продуктів згоряння під високим тиском. Потім в газовій турбіні енергія тиску продуктів згоряння перетворюється на механічну роботу внаслідок обертання лопаток, частина якої витрачається на стиснення повітря в компресорі. Інша частина роботи передається користувачу. Ця частина роботи і вважається корисною роботою двигуна.

Переваги ГТУ перед поршневими ДВЗ:

- простота силової установки;
- менша вага і габарити;
- відсутність поступально рухомих частин, що дозволяє уникати знакозмінних навантажень і отримати більший ресурс;

- можливість отримати більшу потужність в одному агрегаті;
- повне розширення в циклі, що дає можливість отримати більший термічний ККД;
- можливість використовувати безліч видів палив (бензин, гас, дизельне паливо, мазут, природний газ, суднове паливо, водяний газ, спирт і подрібнене вугілля).

Через те, що ГТУ мають найбільшу для ДВЗ питому потужність (до 6 кВт/кг), вони знайшли широке застосування в різних областях техніки, особливо в авіації.

10.4.2. Цикл ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску (цикл Брайтона)

Ідеалізований цикл Брайтона наведено на рис. 10.11, б, в. На рис. 10.11, а наведено і принципову схему одного з двигунів, який реалізує

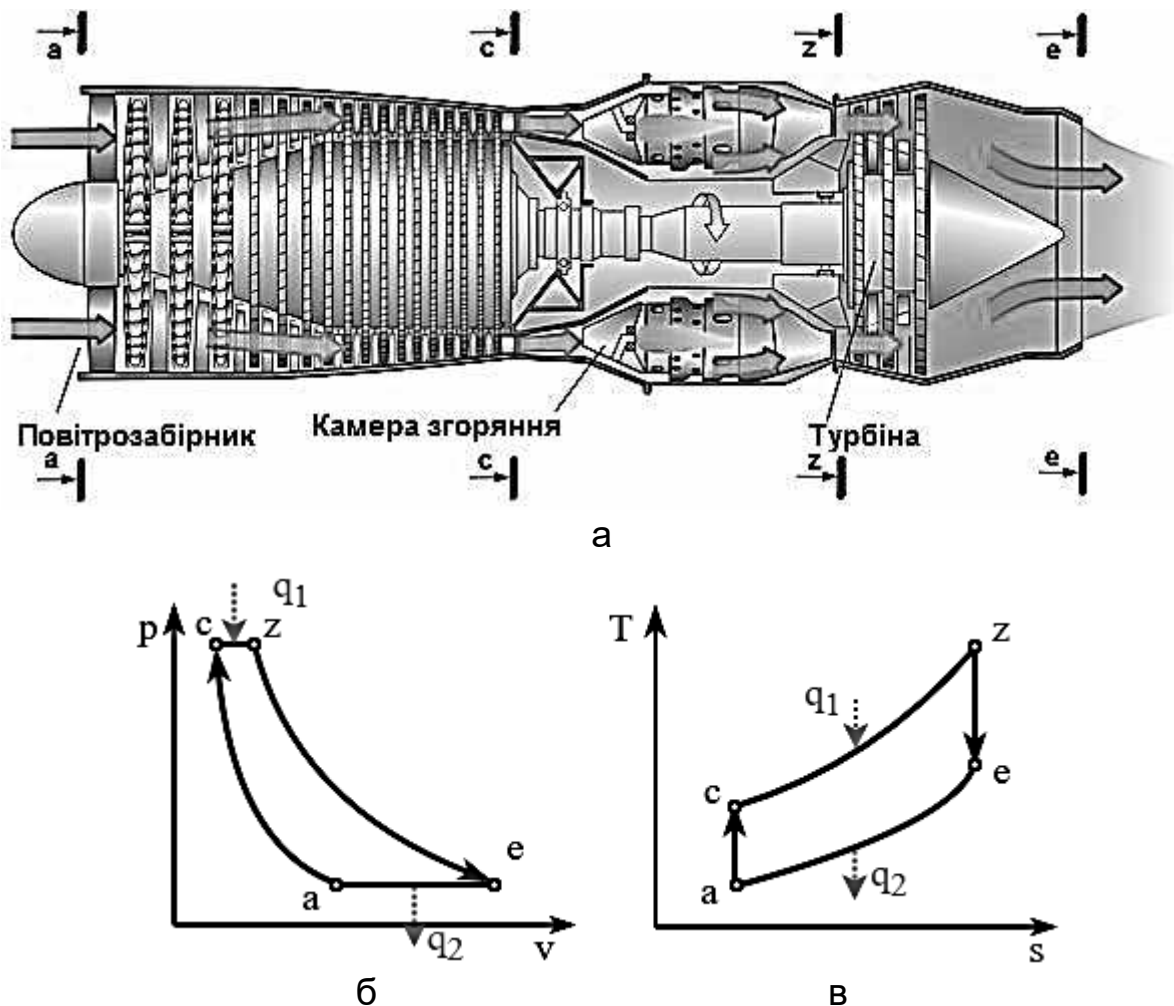


Рис. 10.11. Турбореактивний двигун: а – принципова схема; б – цикл Брайтона на v - p -діаграмі; в – цикл Брайтона на s - T -діаграмі

цей цикл – турбореактивний двигун (ТРД). Цей цикл реалізують турбореактивні, турбовальні, турбовентиляторні і турбогвинтові двигуни, а також прямооточні повітряно-реактивні двигуни.

Такий цикл складається з адіабатичного стиснення а–с, ізобаричного процесу підведення теплоти с–z, адіабатичного розширення z–e і умовного ізобаричного процесу охолодження e–a, що замикає цикл.

Цикл визначається заданням початкового положення в точці а і параметрами циклу:

- ступенем підвищення тиску $\pi = p_c/p_a$;
- ступенем попереднього (ізобаричного) розширення $\rho = v_z/v_c$.

Визначимо термічний ККД циклу із загального виразу (10.1):

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1},$$

де $q_1 = c_p \cdot (T_z - T_c)$, $q_2 = c_p \cdot (T_e - T_a)$.

Визначимо температури в характерних точках циклу:

$$T_c = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} ; T_z = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho ; T_e = T_a \cdot \rho. \quad (10.26)$$

Тоді термічний ККД циклу визначається формулою

$$\eta_t = 1 - \frac{c_p \cdot (T_a \cdot \rho - T_a)}{c_p \cdot \left(T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho - T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \right)} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}. \quad (10.27)$$

З (10.27) випливає, що термічний ККД циклу Брайтона при певному робочому тілі залежить тільки від ступеня підвищення тиску в компресорі, причому зі зростанням ступеня стиснення ККД циклу збільшується (рис. 10.12). Однак, оскільки зростання ступеня підвищення тиску в

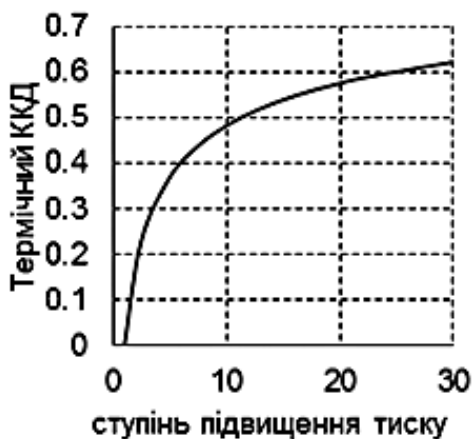


Рис. 10.12. ККД циклу Брайтона

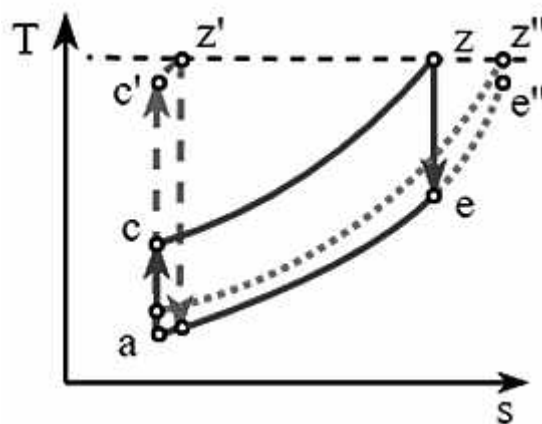


Рис. 10.13. Робота циклу

компресорі приводить до зростання температури газу на виході з компресора, а за умови постійності підвідної теплоти – і до зростання максимальної температури циклу. Оскільки вона обмежена, в реальних ГТУ ступінь підвищення тиску в компресорі не перевищує 40.

Інша ситуація з питомою роботою циклу.

На рис. 10.13 зображено цикл Брайтона при різних значеннях ступеня підвищення тиску за умови однакової максимальної температури циклу. Видно, що площа циклу, що відповідає питомій роботі циклу, залежить від ступеня підвищення тиску, причому є максимум цієї залежності. Визначимо ступінь підвищення тиску, яка відповідає цьому максимуму.

Питома робота циклу може бути визначена за формулою

$$l_{\text{ц}} = q_1 \cdot \eta_t = c_p \cdot T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot (\rho - 1) \cdot \left(1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} \right) =$$

$$= c_p \cdot T_z \cdot \left[1 - \pi^{\frac{k-1}{k}} - \tau (\pi^k - 1) \right], \quad (10.28)$$

де $\tau = T_a / T_z$.

При фіксованому значенні τ максимум питомої роботи циклу може бути визначений з виразу

$$\frac{\partial l_{\text{ц}}}{\partial \pi} = 0. \quad (10.29)$$

Розв'язок (10.29) має вигляд

$$\pi_{\text{опт}} = \tau^{\frac{k}{2 \cdot k - 1}}. \quad (10.30)$$

ГТУ зі ступенем підвищення тиску, визначеним за формулою (10.30), буде мати найбільшу питому потужність, але відносно невисокий ККД, оскільки значення ступеня підвищення тиску, що визначаються формулою (10.30), невеликі.

10.4.3. Цикл ГТУ з підведенням теплоти при постійному об'ємі (цикл Хамфрі)

Ідеалізований *цикл Хамфрі* (Гемфрі) наведено на рис. 10.14, а, б. Цей цикл реалізується у *пульсуючому повітряно-реактивному двигуні (ПувРД)* та *імпульсно-детонаційному двигуні*.

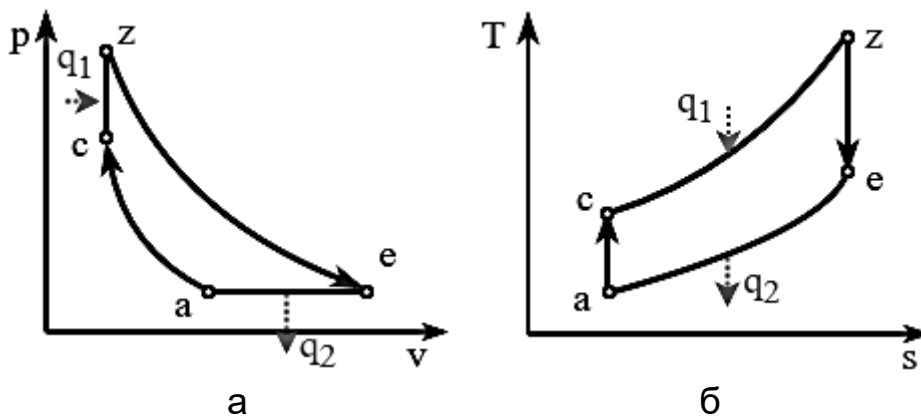


Рис. 10.14. Цикл Хамфрі: а – v - p -діаграма, б – s - T -діаграма

Зовнішній вигляд і схему пульсуючого повітряно-реактивного двигуна наведено на рис. 10.15, а. Його цикл роботи складається з таких фаз:

- після відкриття клапанів у камеру згоряння надходить повітря і паливо, утворюється повітряно-паливна суміш (1 на рис. 10.15, б);
- суміш підпалюється за допомогою іскри свічки запалювання (2 на рис. 10.15, б). Утворений надлишковий тиск закриває клапан (3 на рис. 10.15, б);
- гарячі продукти згоряння виходять через сопло, створюючи реактивну тягу і розрідження в камері згоряння (4 на рис. 10.15, б), після чого цикл повторюється. За 1 секунду роботи двигуна реалізуються до 250 циклів.

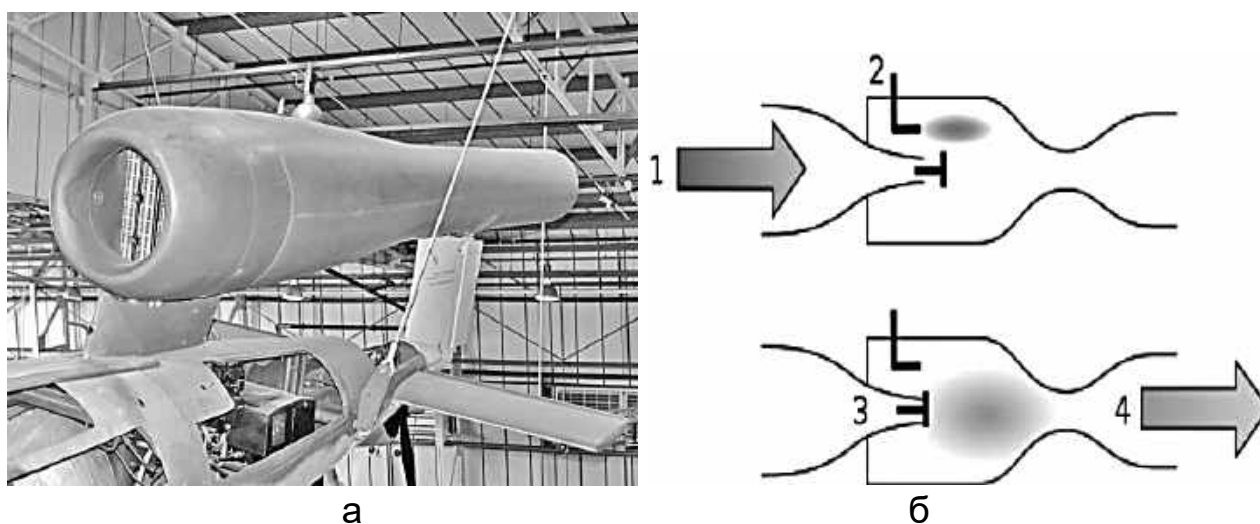


Рис. 10.15. Пульсуючий повітряно-реактивний двигун:
а – зовнішній вигляд; б – схема

Цикл Хамфрі складається з адіабатичного стиснення а–с, ізохоричного підведення теплоти с–z, адіабатичного розширення z–е і умовного ізобаричного процесу е–а, що замикає цикл.

Термічний ККД циклу Хамфрі визначається формулою

$$\eta_{t_v} = 1 - \frac{k \cdot (\lambda^{1/k} - 1)}{\pi^k \cdot (\lambda - 1)} \quad (10.31)$$

З формули (10.31) випливає, що зі зростанням ступеня підвищення тиску і ступеня ізохоричного підвищення тиску термічний ККД циклу зростає.

10.4.4. Регенеративні цикли газотурбінних установок

Одним із заходів підвищення ступеня досконалості перетворення теплоти на роботу в газотурбінній установці є застосування регенерації теплоти. Регенерація теплоти полягає у використанні теплоти відпрацьованих газів для підігрівання повітря, що надходить у камеру згоряння. Економічність ГТУ при застосуванні регенерації підвищується.

Схему установки з регенерацією подано на рис. 10.16. Стиснене у компресорі 1 повітря надходить у теплообмінник-регенератор 2, де нагрівається перед надходженням у камеру згоряння 3, що зменшує необхідну витрату палива. Відпрацьовані гази після виходу з турбіни 4 направляються у регенератор, де передають теплоту повітря. У результаті

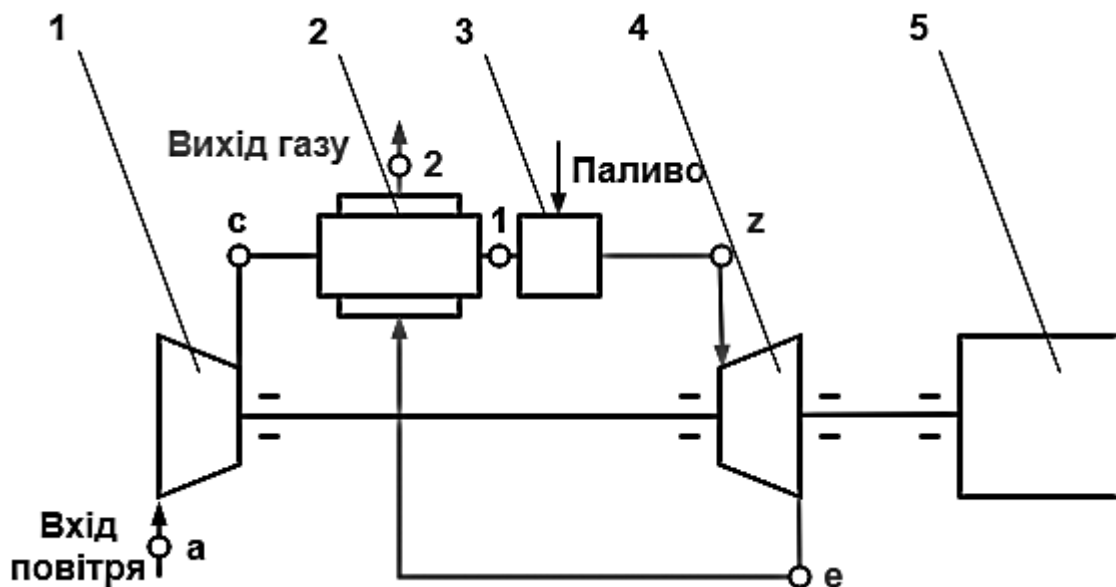


Рис. 10.16. Схема установки з регенерацією: 1 – компресор; 2 – регенератор; 3 – камера згоряння; 4 – турбіна; 5 – споживач потужності

цикл складається з таких процесів: а–с – адіабатичне стиснення в компресорі; с–1 – ізобаричне підігрівання в регенераторі; 1–z – ізобаричне підведення теплоти в камері згоряння; z–e – адіабатичне розширення в турбіні; e–2 – ізобаричне охолодження в регенераторі; 2–а – умовний ізобаричний процес охолодження, який замикає цикл (рис. 10.17).

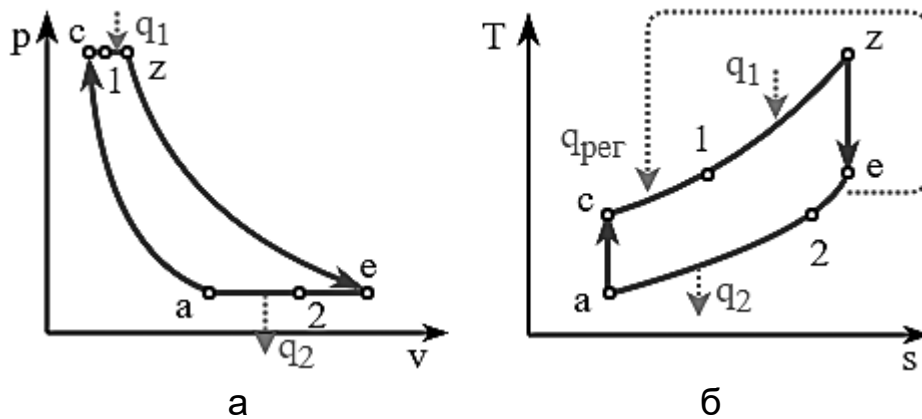


Рис. 10.17. Цикл Брайтона з регенерацією теплоти: а – v–p-діаграма; б – s–T-діаграма

Якщо припустити, що охолодження газів у регенераторі відбувається до температури повітря, що надходить до нього ($T_2 = T_c$), то регенерація буде **повною**.

Термічний ККД циклу при повній регенерації визначають за формулою

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (10.32)$$

де

$$q_1 = c_p \cdot (T_z - T_1) = c_p \cdot (T_z - T_e); \quad (10.33)$$

$$q_2 = c_p \cdot (T_2 - T_a) = c_p \cdot (T_c - T_a). \quad (10.34)$$

Підставивши (10.33) і (10.34) в (10.32), отримаємо

$$\eta_t = 1 - \frac{T_c - T_a}{T_z - T_e}. \quad (10.35)$$

У циклі Брайтона $T_c = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}}$, $T_z = T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho$, $T_e = T_a \cdot \rho$, тоді (10.35) має вигляд

$$\eta_t = 1 - \frac{T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} - T_a}{T_a \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} \cdot \rho - T_a \cdot \rho} = 1 - \frac{1}{\rho}. \quad (10.36)$$

Таким чином, при повній регенерації термічний ККД регенеративного циклу Брайтона залежить тільки від ступеня попереднього (ізобаричного) розширення, причому зі збільшенням ρ ККД зменшується.

Реальні двигуни працюють при неповній регенерації. В їх циклах $T_2 > T_c$. При цьому термічний ККД циклу має враховувати *ступінь регенерації* σ , яка визначається як відношення кількості теплоти, переданої повітрю, до тієї кількості теплоти, яке могло б бути передано при охолодженні газів до температури повітря:

$$\sigma = 1 - \frac{T_1 - T_c}{T_e - T_2}. \quad (10.37)$$

При повній регенерації $\sigma = 1$, за її відсутності $\sigma = 0$.

При неповній регенерації

$$\eta_t = \frac{(\rho - 1) \cdot \left(\pi^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right)}{(\rho - 1) \cdot \pi^{\frac{k-1}{k}} - \sigma \cdot \left(\rho - \pi^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (10.38)$$

Зі збільшенням ступеня регенерації термічний ККД зростає.

Нині незважаючи на значне збільшення ККД регенерація теплоти через велику вагу і габарити теплообмінника-регенератора знаходить практичне застосування у наземних і суднових ГТУ.

10.5. Цикли реактивних двигунів

10.5.1. Типи і параметри реактивних двигунів

Реактивний двигун — двигун, що створює необхідну для руху силу тяги за допомогою перетворення внутрішньої енергії палива на кінетичну енергію реактивного струменя робочого тіла.

Робоче тіло з великою швидкістю виходить з двигуна і відповідно до закону збереження імпульсу утворюється *реактивна сила* (тяга), що штовхає двигун у протилежному напрямку. Реактивний двигун створює тягове зусилля тільки внаслідок взаємодії з робочим тілом, без опори або контакту з іншими тілами. З цієї причини найчастіше він використовується для приведення в рух літаків, ракет і космічних апаратів.

Існує два основних класи реактивних двигунів:

– *повітряно-реактивні двигуни* – теплові двигуни, які використовують енергію окиснення пального киснем повітря, що забирається з атмосфери.

Робоче тіло цих двигунів є сумішшю продуктів горіння з іншими компонентами забраного повітря;

– *ракетні двигуни* – двигуни, що містять усі компоненти робочого тіла на борту і здатні працювати в будь-якому середовищі, у тому числі й у безповітряному просторі.

До основних типів повітряно-реактивних двигунів належать:

- *прямоточний повітряно-реактивний двигун;*
- *пульсуючий повітряно-реактивний двигун;*
- *турбореактивний двигун;*
- *двоконтурний турбореактивний двигун;*
- *турбореактивний двигун з форсуванням;*
- *турбогвинтовий двигун.*

На сталому режимі роботи, нехтуючи витратою палива, тягу повітряно-реактивного двигуна R_d можна визначити за формулою

$$R_d = G \cdot (W_c - W_n) + F_c \cdot (p_c - p_0), \quad (10.31)$$

де G – витрата повітря через двигун, кг/с;

W_c – швидкість газів на виході з сопла, м/с;

W_n – швидкість літального апарата, м/с;

F_c – площа вихідного перерізу сопла, м²;

p_c – тиск на зрізі сопла, Па, при повному розширенні $p_c = p_0$;

p_0 – тиск навколишнього середовища, Па.

Двигун також характеризується питомою тягою – відношенням тяги до витрати повітря (газу) через двигун:

$$I_{уд} = \frac{R_d}{G} = (W_c - W_n) + \frac{F_c \cdot (p_c - p_0)}{G}. \quad (10.32)$$

Питому тягу двигунів різного типу наведено в табл. 10.1. Як видно з таблиці, повітряно-реактивні двигуни поступаються перед рідинними і

Таблиця 10.1

Максимальні параметри реактивних двигунів

Тип двигуна	R_d , кН	$I_{пит}$, м/с
Турбореактивний двигун	90	1000
Турбореактивний двоконтурний двигун	400	400
Турбореактивний двигун з форсажною камерою	120	1250
Твердопаливний ракетний двигун	13800	2650
Рідинний реактивний двигун	8065	4600
Електрореактивний ракетний двигун	0,03	100000
Плазмовий ракетний двигун	0,01	290000
Іонний ракетний двигун	0,00025	30000

твердопаливними ракетними двигунами у тязі. У той же час описані в підрозд. 8.1 умови перебігу робочих процесів обмежують питому тягу рідинних і твердопаливних ракетних двигунів, що серйозно обмежує корисне навантаження космічних ракет. Подолати це обмеження внаслідок застосування інших типів ракетних двигунів нині не є можливим через їхню малу тягу.

Турбореактивний двигун і прямоточний повітряно-реактивний двигун працюють за циклом Брайтона.

Схему турбореактивного двигуна наведено на рис. 10.11. Тяга двигуна створюється розташованим за турбіною реактивним соплом. Як впливає з формули (10.27), ефективність цього типу двигуна буде визначатися ступенем підвищення тиску в дифузорі і компресорі.

Турбореактивні двигуни найбільш активно розвивалися як двигуни для різних військових і комерційних літаків до 70 – 80-х років ХХ століття. Нині турбореактивні двигуни втратили значну частину своєї ніші в авіабудуванні, будучи витісненими більш економічними двоконтурними турбореактивними двигунами.

У прямоточному повітряно-реактивному двигуні стиснення здійснюється внаслідок гальмування потоку в повітрязабірнику. Відсутність компресора дозволяє також відмовитися і від турбіни та істотно полегшити і здешевити двигун. Але ефективним такий тип двигуна стає тільки на великих швидкостях польоту. Тому в основному він використовується як двигун безпілотних літальних апаратів, що літають зі швидкостями $2 < M < 5$.

10.5.2. Цикл турбореактивного двигуна з форсажною камерою

Турбореактивні двигуни надзвукових літаків оснащують додатковою (форсажною) камерою згоряння, розташованою між турбіною і соплом (рис. 10.18, а – в). Це дозволяє збільшити площу циклу і, відповідно, тягу двигуна приблизно в 1,5 раза внаслідок значного збільшення витрати палива.

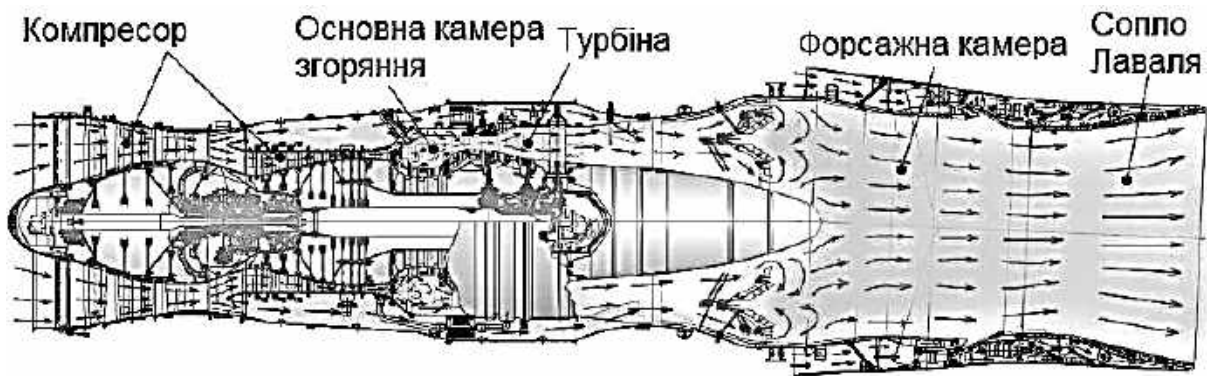
Термічний ККД цього циклу можна обчислити за формулою

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q'_1 + q''_1}, \quad (10.33)$$

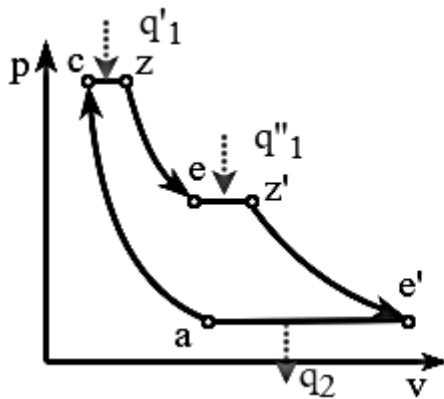
де $q'_1 = c_p \cdot (T_z - T_c)$, $q''_1 = c_p \cdot (T_{z'} - T_e)$, $q_2 = c_p \cdot (T_{e'} - T_a)$.

Питому термічну роботу циклу визначають за формулою

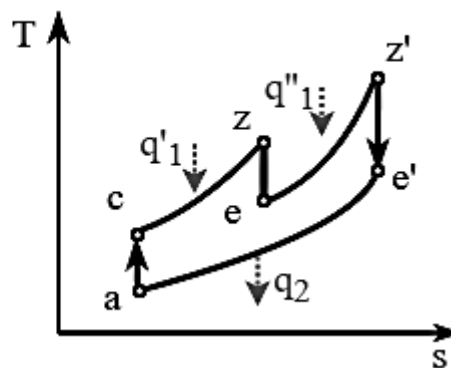
$$l_{ц} = (q'_1 + q''_1) \cdot \eta_t. \quad (10.34)$$



а



б



в

Рис. 10.18. ТРДФ: а – принципова схема; б – v - p -діаграма циклу; в – s - T -діаграма циклу

10.5.3. Цикл двоконтурного турбореактивного двигуна з роздільними потоками

Двоконтурні турбореактивні двигуни (ТРДД) є основними силовими установками в авіації. Порівняно з одноконтурними і турбогвинтовими двигунами вони мають велику економічність і тягу. Основними їх недоліками є їх велика маса і габарити.

Зовнішній вигляд і принципову схему ТРДД з роздільними потоками наведено на рис. 10.19, а його теоретичний цикл – на рис. 10.20. У внутрішньому (першому) контурі реалізується цикл Брайтона, при цьому частина роботи розширення на турбіні (процес t - c) витрачається на стиснення вентилятором повітря як внутрішнього, так і зовнішнього (другого) контурів (процес a - b). Другий контур в ТРДД виконує роль додаткового рушія.

Поділ потоків повітря в контурах ТРДД визначається *ступенем двоконтурності*

$$m = \frac{G_2}{G_1}, \quad (10.35)$$

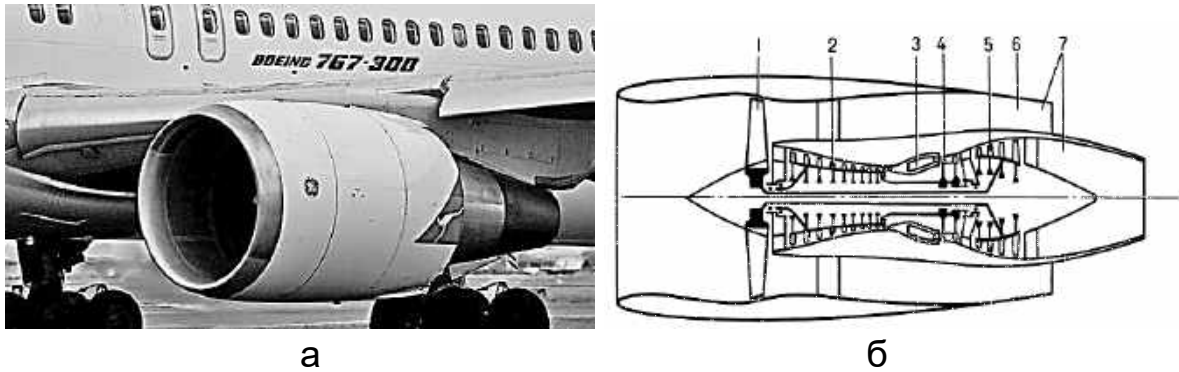


Рис. 10.19. ТРДД з роздільними потоками: а – зовнішній вигляд; б – принципова схема; 1 – вентилятор; 2 – компресор; 3 – камера згоряння; 4 – турбіна компресора; 5 – турбіна вентилятора; 6 – канал другого контуру; 7 – сопло

де G_1 – масова витрата повітря через перший контур ТРДД;
 G_2 – масова витрата повітря через другий контур ТРДД.

Ступінь двоконтурності ТРДД дозвукових літаків досягає 12, а для двигунів надзвукових літаків – не перевищує 1,5.

Робочий процес у вентиляторі характеризує ступінь підвищення тиску

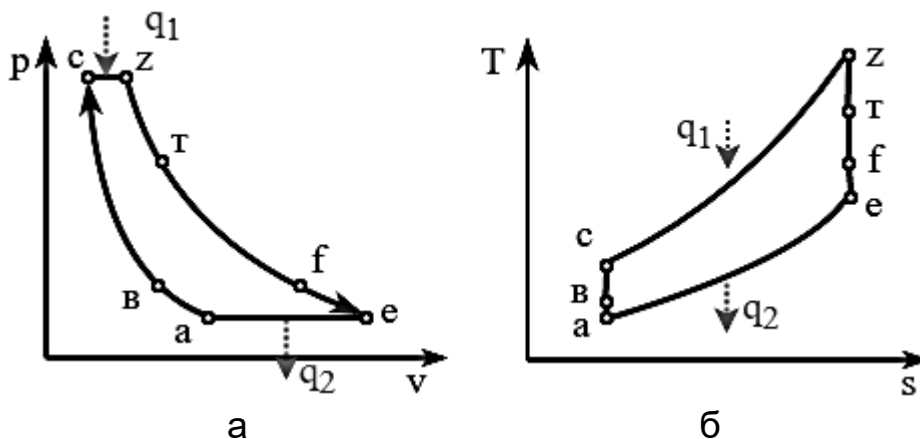


Рис. 10.20. Теоретичний цикл ТРДД з роздільними потоками: а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

у вентиляторі π_B :

$$\pi_B = \frac{p_B}{p_a}, \quad (10.36)$$

де p_a – тиск перед вентилятором (див. рис. 10.20);
 p_B – тиск за вентилятором.

Робота циклу ТРДД з роздільними контурами

$$l_{ц} = q_1 - q_2 = (i_z - i_c) - (i_e - i_a) = l_T - l_K = \\ = (i_z - i_f) + m \cdot (i_T - i_f) - (i_c - i_a) = m \cdot (i_T - i_f) - (i_f - i_e). \quad (10.37)$$

Термічний ККД циклу має вигляд

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{i_e - i_a}{i_z - i_c}. \quad (10.38)$$

Вимогам високої економічності відповідає цикл ТРДД при оптимальному виборі π , π_B , m і T_z .

10.5.4. Цикл двоконтурного турбореактивного двигуна зі змішуванням потоків

Зовнішній вигляд і принципову схему ТРДД зі змішуванням потоків наведено на рис. 10.21, а, б, а його теоретичний цикл – на рис. 10.22, а, б. У цьому циклі потік газу першого контуру за турбіною надходить в камеру змішування, де в ізобаричному процесі змішується з потоком повітря другого контуру. Тяга двигуна створюється загальним соплом.

Робота циклу ТРДД зі змішуванням потоків

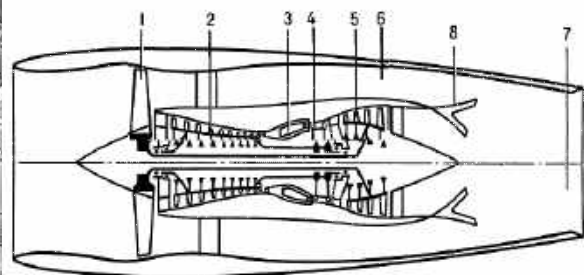
$$l_{ц} = q_1 - (m + 1) \cdot q_2 = (i_z - i_c) - (m + 1) \cdot (i_e - i_a). \quad (10.39)$$

Термічний ККД циклу має вигляд

$$\eta_t = \frac{l_{ц}}{q_1} = \frac{q_1 - (m + 1) \cdot q_2}{q_1} = 1 - \frac{(m + 1) \cdot (i_e - i_a)}{i_z - i_c}. \quad (10.40)$$



а



б

Рис. 10.21. Зовнішній вигляд і принципова схема ТРДД зі змішуванням потоків: 1 – вентилятор; 2 – компресор; 3 – камера згоряння; 4 – турбіна компресора; 5 – турбіна вентилятора; 6 – канал другого контуру; 7 – сопло; 8 – камера змішування

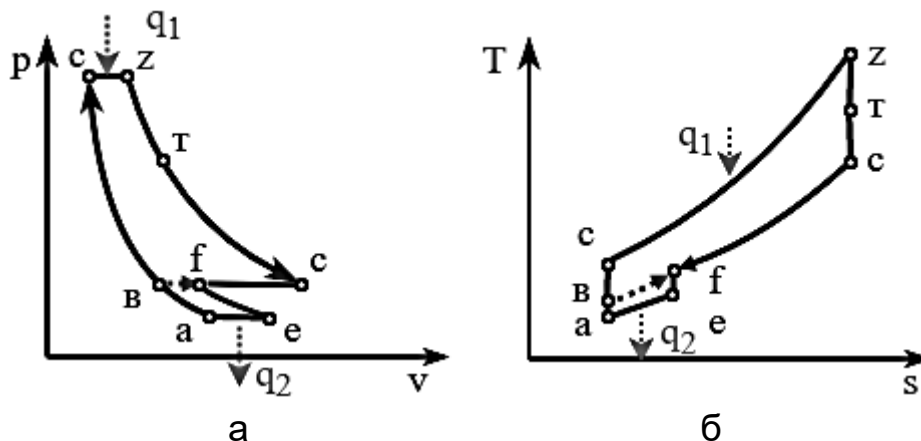


Рис. 10.22. Теоретичний цикл ТРДД зі змішуванням потоків:
а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

Термічний ККД циклу ТРДД зі змішуванням потоків вище, ніж у ТРДД з роздільними потоками, однак унаслідок збільшених утрат енергії в другому контурі і в камері змішування зараз вони не мають переваги у величині ефективного ККД, що обмежує їх застосування.

10.5.5. Цикл рідинного ракетного двигуна

Рідинним ракетним двигуном (РРД) називається двигун, що створює силу тяги внаслідок витікання із сопла продуктів згоряння рідкого палива. РРД в основному використовують як силові установки *ракет*, а також для *термічного буріння*.

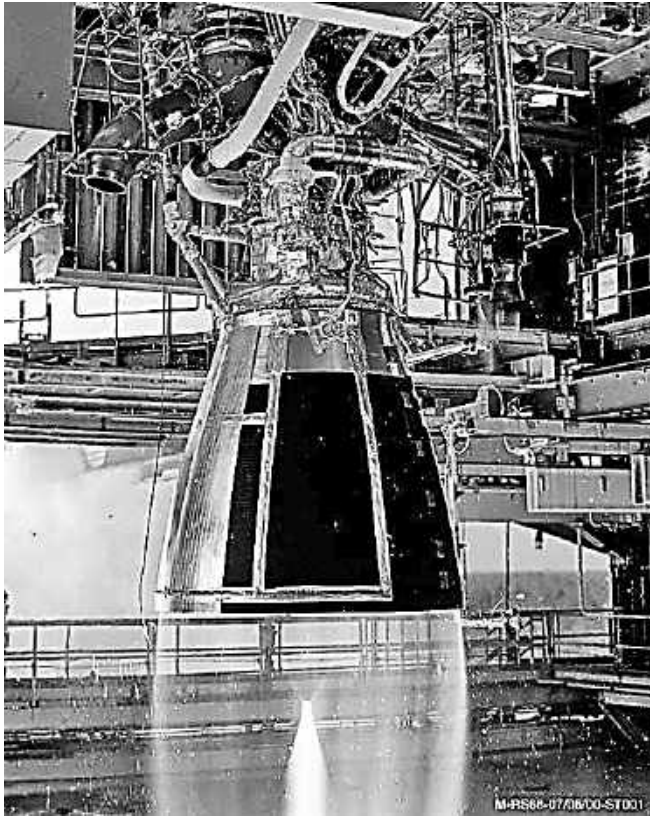
Двокомпонентний ЖРД (рис. 10.23, а, б) складається з камери згоряння 5 з соплом 7, оточеним охолоджувальною сорочкою 6, системи подачі палива, до якої входять баки, насоси палива 1 і окиснювача 3, агрегати керування 4. Паливо, нагріте при проходженні охолоджувальної сорочки сопла, подається в газогенератор, де змішується з окиснювачем і випаровується. Отримані пари подаються на турбіну 2, яка використовується для приводу насосів палива і окиснювача. Потім паливоповітряна суміш подається в камеру згоряння. Відпрацьовані гази розширюються в сопловому каналі. При цьому частина теплоти перетворюється на кінетичну енергію.

Силу тяги ракетного двигуна визначають за формулою

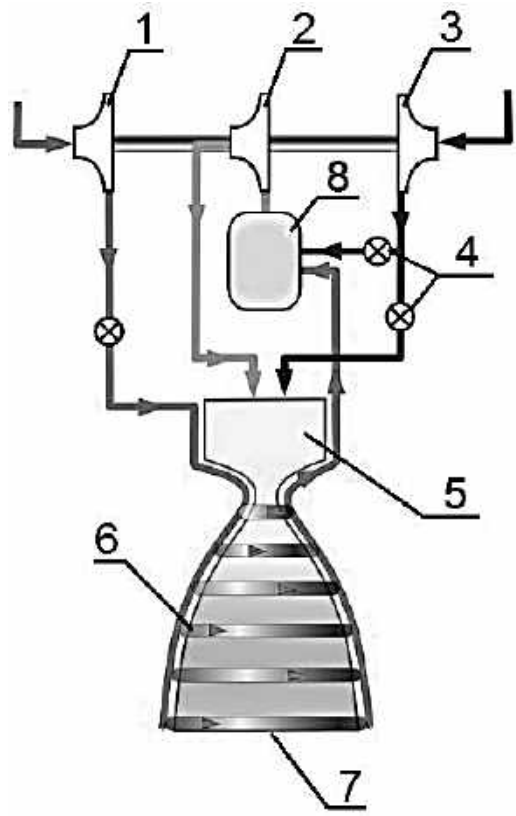
$$R_d = G \cdot W_c + F_c \cdot (p_c - p_0), \quad (10.41)$$

де G – витрата продуктів згоряння через двигун, кг/с;

W_c – швидкість газів на виході з сопла, м/с;



а



б

Рис. 10.23. РРД: а – зовнішній вигляд; б – принципова схема; 1 – паливний насос; 2 – турбіна; 3 – насос окиснювача; 4 – керуючі клапани; 5 – камера згоряння; 6 – теплообмінник; 7 – сопло; 8 – газогенератор

F_c – площа вихідного перерізу сопла, m^2 ;

p_c – тиск на зрізі сопла, Па, при повному розширенні $p_c = p_0$;

p_0 – тиск навколишнього середовища, Па.

При повному розширенні продуктів згоряння формула (10.41) набуває вигляду

$$R_d = G \cdot W_c. \quad (10.42)$$

Припустивши, що робота турбіни дорівнює роботі насосів, робочий цикл РРД можна звести до ізохоричного нагнітання палива насосом а–с, ізобаричного процесу згоряння с–z, адіабатичного процесу розширення в соплі z–е та ізобаричного процесу охолодження е–а, що замикає цикл (рис. 10.24, а, б).

Цикл характеризує ступінь розширення газу $\delta = p_e/p_z$.

Термічний ККД циклу

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1}, \quad (10.43)$$

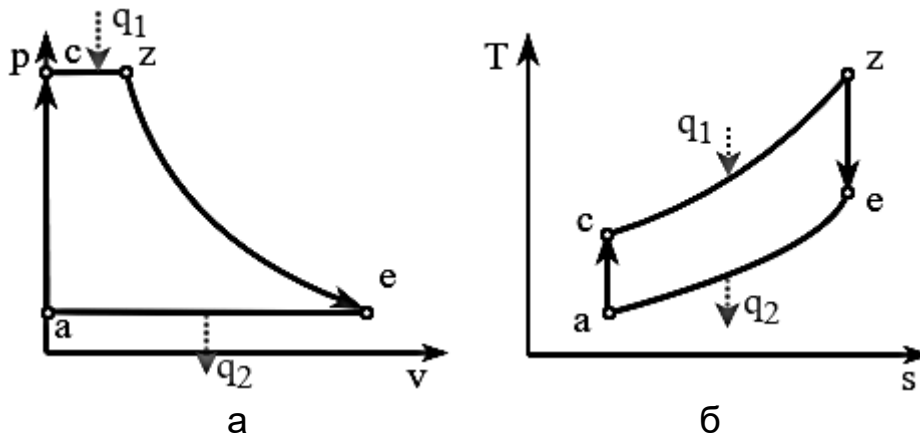


Рис. 10.24. Теоретичний цикл РРД: а – v–p-діаграма; б – s–T-діаграма

де $q_1 = c_p \cdot (T_z - T_c)$, $q_2 = c_p \cdot (T_e - T_a)$. Оскільки в ідеальному циклі T_a і T_c малі порівняно з T_z і T_e , то (10.43) перетвориться на вигляд

$$\eta_t = 1 - \frac{T_e - T_a}{T_z - T_c} \approx 1 - \frac{T_e}{T_z} = 1 - \left(\frac{p_e}{p_z} \right)^{\frac{k-1}{k}} \approx 1 - \delta^{\frac{k-1}{k}}. \quad (10.44)$$

З іншого боку, термічний ККД циклу може бути визначений як

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{W_{\text{ц}}^2}{2 \cdot (i_z - i_c)}. \quad (10.45)$$

Таким чином, термічний ККД циклу РРД визначається ступенем розширення і при збільшенні останнього збільшується. Однак у міру збільшення ступеня розширення зростання термічного ККД сповільнюється і застосування високих тисків у камері згоряння є недоцільним, оскільки це призводить до ускладнення конструкції РРД.

10.6. Цикли паросилових установок

10.6.1. Цикл Ранкіна

Цей цикл відбувається в найпростішій паросиловій установці.

Парова машина – двигун зовнішнього згоряння, що перетворює енергію пари на механічну роботу. Парові машини були першими працездатними тепловими двигунами. Вони забезпечили можливість здійснення промислової революції XVIII століття. Пізніше область застосування парових машин була значно звужена завдяки використанню ДВЗ, які мають більший ККД і велику питому потужність. Однак, як зазначалося в підрозд. 10.2, робоче тіло в ДВЗ зазнає хімічних змін і не

може бути вдруге використано. Крім того, кожен тип ДВЗ потребує використання певного виду палива. Це і визначає основну перевагу парових машин – вони, будучи двигунами зовнішнього згоряння, можуть використовувати практично будь-які джерела тепла для перетворення його на механічну роботу. Подібні характеристики також мають інші типи двигунів зовнішнього згоряння, такі, як *двигун Стірлінга* (див. підрозд. 10.3), але мають істотно більшу вагу і розміри, ніж сучасні типи парових двигунів.

Нині парові машини є основними приводами електростанцій. Приблизно 76 % виробленої в світі електроенергії *генерується* з їх використанням. Крім того, парові машини використовуються в *ядерних силових установках кораблів і підводних човнів* як перетворювачі теплової енергії, що виділяється при поділі ядер урану, на механічну роботу.

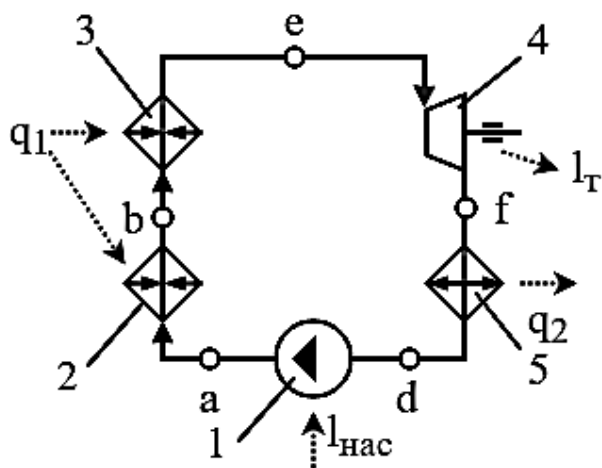


Рис. 10.25. Паросилова установка:
1 – насос; 2 – паровий котел;
3 – пароперегрівач; 4 – турбіна;
5 – конденсатор

Схему найпростішої паросилової установки наведено на рис. 10.25. Насос 1 нагнітає рідке робоче тіло в паровий котел 2, в якому відбувається випаровування робочого тіла. Пара додатково нагрівається у пароперегрівнику 3, а потім надходить у парову машину або турбіну 4. Відпрацьована пара направляєється в конденсатор, де віддає частину теплоти і конденсується.

На рис. 10.26, а, б зображено цикл Ранкіна. У цьому циклі d–a – адіабатичне підвищення

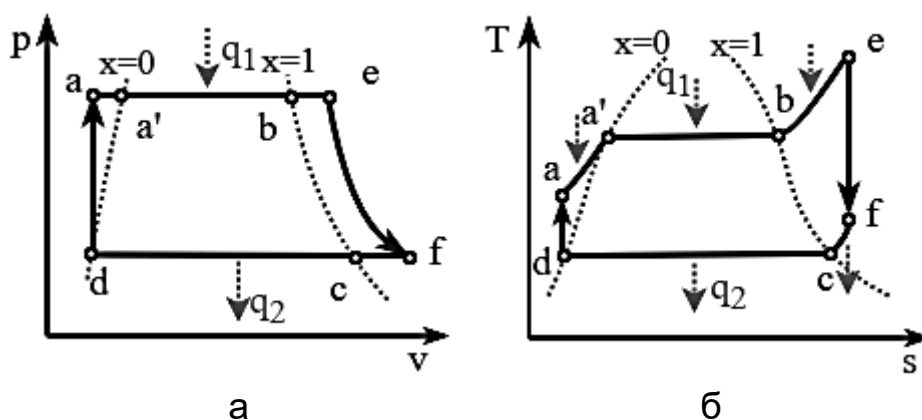


Рис. 10.26. Цикл Ранкіна: а – v–p-діаграма; б – s–T-діаграма

тиску рідини, а–b – ізобаричне нагрівання в паровому котлі, b–e – ізобаричне нагрівання пари в пароперегрівнику, e–f – адіабатичне розширення пари в турбіні, f–d – охолодження пари в конденсаторі.

Термічний ККД циклу Ранкіна

$$\eta_t = \frac{l_{\text{ц}}}{q_1} = \frac{l_T - l_{\text{нас}}}{q_1} \approx \frac{l_T}{q_1} = \frac{i_e - i_f}{i_e - i_a}. \quad (10.46)$$

Для того, щоб збільшити термічний ККД циклу, потрібно максимально наблизити значення середньої температури підведення теплоти до максимальної температури циклу, а середню температуру відведення теплоти – до температури холодильника (навколишнього середовища).

ККД парових двигунів різних типів сильно відрізняються. Паровий двигун, який випускає пару в атмосферу (що працює за розімкненим циклом без конденсатора), буде мати *ефективний ККД* $\eta_e = 1 \dots 8 \%$, двигун з конденсатором може мати ККД близько 25 % і навіть більше. Використання регенеративного підігрівання живильної води дозволяє досягти ефективного ККД $\eta_e = 30 \dots 42 \%$. ККД *комбінованих парогазотурбінних установок*, в яких енергія палива спочатку використовується для приводу газової турбіни, а потім для парової турбіни, може досягати 50...60 %. На *теплоелектроцентралі* – тепловій електростанції, яка виробляє не тільки електроенергію, але й теплову енергію для споживачів, використовується до 90 % енергії палива і тільки 10 % розсіюється в атмосфері.

Розглянемо вплив різних параметрів циклу Ранкіна на його термічний ККД, а також можливі модифікації циклу.

10.7. Цикли холодильних машин

10.7.1. Цикл газової холодильної машини (цикл Лоренца або Белла–Колемана)

Газові холодильні машини часто називають *повітряними холодильними машинами*, оскільки єдиним реально використовуваним у цих машинах робочим тілом є повітря. Головні переваги повітря як робочого тіла полягають у його абсолютній екологічній чистоті і нульовій вартості.

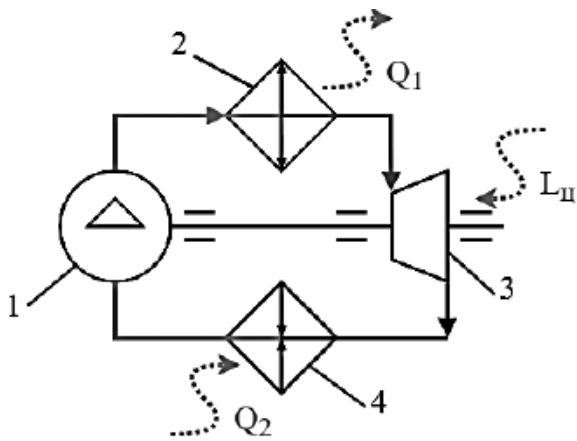


Рис. 10.27. Газова холодильна машина: 1 – компресор; 2 – холодильник; 3 – турбіна; 4 – рефрижератор

Основними елементами газової холодильної машини є (див. рис. 10.27) компресор 1, турбіна 3 і теплообмінники: холодильник 2 і рефрижератор 4. У рефрижераторі газ сприймає теплоту від охолоджуваного об'єкта. Потім газ стискається в компресорі і нагнітається в холодильник, де віддає тепло навколишньому середовищу. Охолоджений газ потрапляє в турбіну, де в результаті процесу розширення його температура значно зменшується, що дозволяє замкнути цикл.

Цикл газової холодильної машини (цикл Лоренца або Белла–Колемана) є оборотним циклом Брайтона (рис. 10.28). Як видно з рисунка, він складається з двох адіабатичних і двох ізобаричних процесів.

Визначимо холодильний коефіцієнт циклу. За визначенням

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{c_p \cdot (T_e - T_a)}{c_p \cdot (T_z - T_c) - c_p \cdot (T_e - T_a)} = \frac{1}{\frac{T_z - T_c}{T_e - T_a} - 1}. \quad (10.47)$$

Оскільки для ізобаричних процесів $z-c$ і $a-e$ $p_z = p_c$ і $p_a = p_e$, то

$$\frac{T_z}{T_e} = \frac{T_c}{T_a}; \quad \frac{T_z - T_c}{T_e - T_a} = \frac{T_c}{T_a}. \quad (10.48)$$

Для адіабатичного процесу

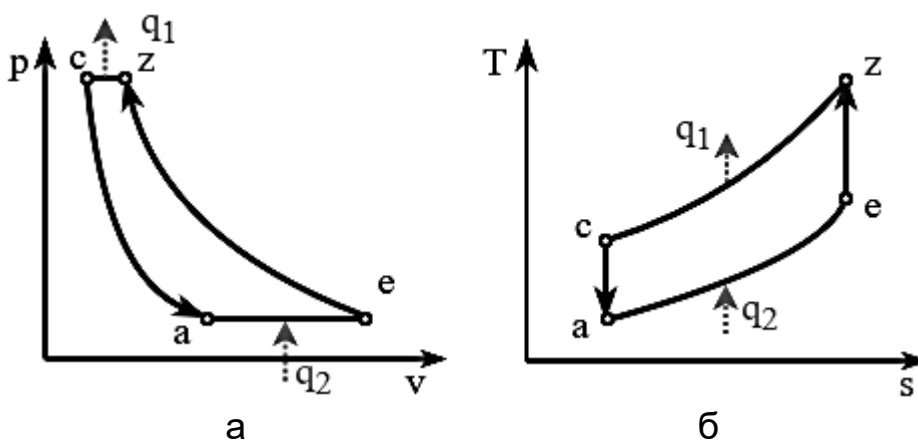


Рис. 10.28. Цикл Лоренца: а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

$$\frac{T_c}{T_a} = \left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (10.49)$$

Підставивши (10.48) і (10.49) в (10.47), отримаємо

$$\varepsilon = \frac{1}{\left(\frac{p_c}{p_a} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1}. \quad (10.50)$$

Таким чином, холодильний коефіцієнт циклу залежить тільки від співвідношення тисків p_c/p_a .

Зараз газові холодильні машини застосовуються в основному для створення холоду нижче -70°C . Як пристрої для отримання холоду при помірних температурах вони майже повністю витиснені більш економічними парокомпресорними холодильними машинами.

10.7.2. Цикл парокомпресорної холодильної машини

У парокомпресорних холодильних установках в основному здійснюються ті ж процеси, що й в газовій холодильній машині. Але завдяки тому, що робоче тіло циклу – низькокипляча рідина, можна холодильний цикл розташувати у двофазній області станів, в якій ізобаричні процеси теплообміну будуть проходити ізотермічно. Крім того, зниження тиску в циклі можна здійснити не в детандері, а в дросельному вентилі, в якому процес дроселювання вологої пари супроводжується зниженням температури.

На рис. 10.29 зображено схему парокомпресорної холодильної установки, а на рис. 10.30 – її цикл.

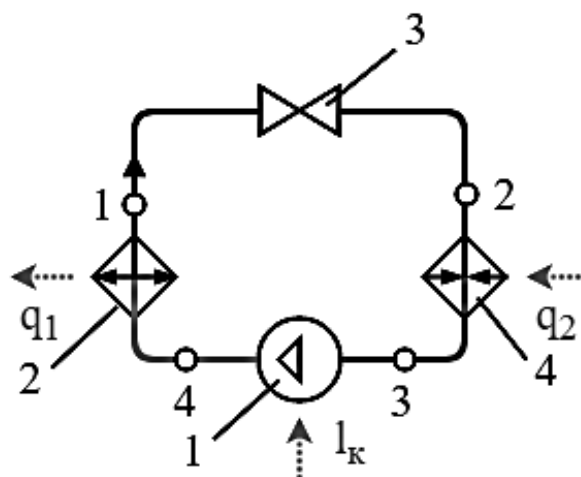


Рис. 10.29. Схема парокомпресорної холодильної машини:
1 – компресор; 2 – конденсатор; 3 – дросель; 4 – випарник

У компресорі відбувається адіабатичне стиснення пари (процес 3–4 на рис. 10.30), а потім пара направляєється в конденсатор 2, в якому

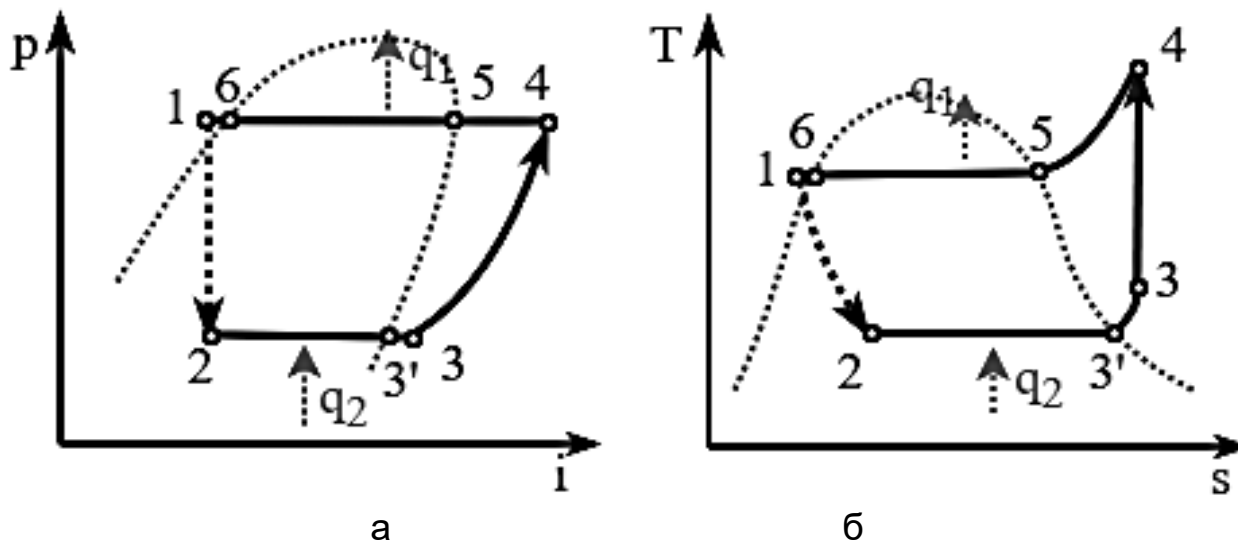


Рис. 10.30. Цикл парокompресійної холодильної машини:
а – v - p -діаграма; б – s - T -діаграма

відбувається ізобаричне охолодження перегрітої пари (процес 4–5), конденсація (процес 5–6) і переохолодження рідини при постійному тиску (процес 6–1). Потім рідина направляєється в дросель (процес 1–2). Зниження тиску в двофазній області супроводжується зниженням температури. Холодна волога пара, що виходить з дроселя, надходить у випарник, де в ізобаричному процесі випаровування сприймає теплоту (процес 2–3') і дещо перегрівається (процес 3'–3). З випарника пара направляєється знову в компресор.

Холодильний коефіцієнт цієї установки

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_{\text{ц}}} = \frac{i_3 - i_2}{i_4 - i_3}. \quad (10.51)$$

Парокompресійні холодильні машини порівняно з газовою холодильною машиною мають більш високі значення холодильного коефіцієнта.

БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК

1. Мухачев, Г. А. Термодинамика и теплопередача / Г. А. Мухачев, В. К. Шукин. – М. : Высш. шк., 1991. – 480 с.
2. Блинков, В. Н. Теоретические основы аэрокосмической техники : консп. лекций. Ч. 1. Основы термодинамики объектов аэрокосмической техники / В. Н. Блинков, Г. А. Горбенко, А. О. Костиков. – Харьков : ХАИ, 2003. – 94 с.
3. Двигатели Стирлинга : сб. статей : пер. с англ. / под ред. В. М. Бродянского. – М. : Мир, 1975. – 446 с.
4. Двигатели внутреннего сгорания. Теория поршневых и комбинированных двигателей : учеб. для втузов по специальности «Двигатели внутреннего сгорания» / Д. Н. Вырубов [и др.]. – М. : Машиностроение, 1983. – 372 с.
5. Ковалевский, В. В. Энергоустановки космических летательных аппаратов / В. В. Ковалевский. – Харьков : ХАИ, 2004. – 260 с.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, ІНДЕКСІВ І СКОРОЧЕНЬ.....	3
Лекція 1. ТЕРМОДИНАМІЧНА СИСТЕМА ТА ЇЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ.....	6
1.1. Загальні відомості про термодинаміку.....	6
1.2. Термодинамічна система та її стан	6
1.3. Термодинамічний процес	8
1.4. Параметри стану.....	8
1.5. Термічні параметри стану	9
1.5.1. Тиск.....	9
1.5.2. Температура.....	9
1.5.3. Густина, питомий об'єм.....	10
1.6. Термічне рівняння стану ідеального газу	10
Лекція 2. ГАЗОВІ СУМІШІ.....	12
Лекція 3. ЕНЕРГЕТИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕРМОДИНАМІЧНОЇ СИСТЕМИ	14
3.1. Закон еквівалентних перетворень	14
3.2. Внутрішня енергія	14
3.3. Робота і теплота	15
3.4. Деформаційна робота	15
3.5. Ентальпія.....	15
3.6. Теплоємність.....	16
3.7. Теплоємність ідеального газу	17
Лекція 4. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ.....	18
4.1. Вираз першого закону термодинаміки для закритої термодинамічної системи.....	18
4.2. Теплоємність довільного термодинамічного процесу.....	19
4.3. Запис першого закону термодинаміки для відкритої термодинамічної системи.....	20
4.4. Запис першого закону термодинаміки для потоку	21
4.5. Рівняння першого закону термодинаміки в механічній формі.....	23
Лекція 5. ПОЛІТРОПНІ ПРОЦЕСИ	25

5.1.	Рівняння політропного процесу.....	25
5.2.	Енергетичні характеристики політропного процесу	27
5.3.	Окремі випадки політропного процесу.....	28
Лекція 6.	ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ	29
6.1.	Основні формулювання другого закону термодинаміки.....	29
6.2.	Теплові машини	30
6.3.	Цикл Карно	31
6.4.	Теорема Карно.....	33
6.5.	Інтеграл Клаузіуса.....	34
6.6.	Ентропія.....	35
Лекція 7.	РЕАЛЬНІ ГАЗИ І ПАРИ	37
7.1.	Рівняння стану реальних газів	37
7.2.	Змінення агрегатного стану.....	38
7.3.	Парогазова суміш	40
Лекція 8.	ТЕЧІЯ ГАЗІВ.....	42
8.1.	Швидкість витікання і витрата газу	42
8.2.	Повне розширення газу при закритичному перепаді тисків у каналі	45
8.3.	Витікання газу за наявності тертя.....	46
8.4.	Дроселювання газу	47
Лекція 9.	МАШИНИ ДЛЯ СТИСНЕННЯ І РОЗШИРЕННЯ ГАЗУ	49
9.1.	Компресор	49
9.2.	Робота і потужність на привід компресора.....	51
9.2.1.	Ізотермічний компресор.....	51
9.2.2.	Адіабатний компресор	52
9.2.3.	Політропний компресор	52
9.3.	Багатоступінчастий компресор.....	53
9.4.	Детандери	55
Лекція 10.	ЦИКЛИ ТЕПЛОВИХ МАШИН.....	56
10.1.	Принципи аналізу циклів теплових машин	56
10.2.	Цикли поршневих двигунів	58

10.2.1. Класифікація циклів поршневих двигунів.....	58
10.2.2. Цикл зі змішаним підведенням теплоти.....	58
10.2.3. Цикл Отто	59
10.2.4. Цикл Дизеля	60
10.2.5. Цикл Трінклера.....	61
10.2.6. Вплив ступеня стиснення на ефективність циклів	61
10.2.7. Аналіз впливу ступеня стиснення і закону підведення теплоти на показники ефективності циклу ДВЗ.....	62
10.3. Цикл Стірлінга.....	65
10.3.1. Загальні відомості про двигуни Стірлінга	65
10.3.2. Переваги і недоліки двигунів Стірлінга	66
10.3.3. Ідеалізований цикл і конструкція двигуна Стірлінга	67
10.3.4. Робочі тіла двигуна Стірлінга	69
10.4. Цикли газотурбінних установок.....	70
10.4.1. Загальні відомості про газотурбінні установки	70
10.4.2. Цикл ГТУ з підведенням теплоти при постійному тиску (цикл Брайтона).....	71
10.4.3. Цикл ГТУ з підведенням теплоти при постійному об'ємі (цикл Хамфрі).....	73
10.4.4. Регенеративні цикли газотурбінних установок	75
10.5. Цикли реактивних двигунів.....	77
10.5.1. Типи і параметри реактивних двигунів.....	77
10.5.2. Цикл турбореактивного двигуна з форсажною камерою	79
10.5.3. Цикл двоконтурного турбореактивного двигуна з роздільними потоками.....	80
10.5.4. Цикл двоконтурного турбореактивного двигуна зі змішуванням потоків.....	82
10.5.5. Цикл рідинного ракетного двигуна	83
10.6. Цикли паросилових установок	85
10.6.1. Цикл Ранкіна.....	85
10.7. Цикли холодильних машин	87

10.7.1. Цикл газової холодильної машини (цикл Лоренца або Белла–Колемана)	87
10.7.2. Цикл парокомпресорної холодильної машини	89
БІБЛІОГРАФІЧНИЙ СПИСОК	91

Навчальне видання

Єпіфанов Костянтин Сергійович

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛООБМІН

Частина 1

ТЕХНІЧНА ТЕРМОДИНАМІКА

Редактор Н. М. Сікульська

Зв. план, 2021

Підписано до друку 29.09.2021

Формат 60x84 1/16. Папір офс. Офс. друк

Ум. друк. арк. 5,3. Обл.-вид. арк. 6. Наклад 20 пр.

Замовлення 221. Ціна вільна

Видавець і виготовлювач

Національний аерокосмічний університет ім. М. Є. Жуковського

«Харківський авіаційний інститут»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

<http://www.khai.edu>

Видавничий центр "ХАІ"

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

izdat@khai.edu

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи
до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів
видавничої продукції сер. ДК № 391 від 30.03.2001