

Львівський державний університет безпеки життєдіяльності

Лозинський Р.Я.

**ТЕПЛОФІЗИКА
ТА ПОЖЕЖНА БЕЗПЕКА**

Частина I. Термодинаміка

Навчальний посібник

**Львів
2019**

УДК 697.98
ББК 31+38
Л 72

Лозинський Р.Я. Теплофізика та пожежна безпека. Частина І. Термодинаміка. – Львів, 2019. – 96 с.

Рецензенти: *М.М. Семерак, доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри теплоенергетики, теплових і атомних електричних станцій Національного університету «Львівська політехніка»;*
В.В. Ковалишин, доктор технічних наук, професор, завідувач кафедри ліквідації наслідків надзвичайних ситуацій Львівського державного університету безпеки життєдіяльності

В посібнику ґрунтовно розкриваються основи термодинаміки та їх використання в пожежній безпеці. Вказується методика розв'язування задач по конкретних темах, більшість яких складена автором і які стосуються практичної діяльності працівників оперативно-рятувальної служби.

Охоплюючи всі розділи термодинаміки посібник добре слугуватиме курсантам, студентам і слухачам закладів вищої освіти, які навчаються за спеціальностями «Пожежна безпека» та «Цивільний захист».

Рекомендовано до друку Вченою радою Львівського державного університету безпеки життєдіяльності для внутрішнього користування (протокол № від «4» 23 листопада 2018 р.)

© Лозинський Р.Я., 2019
© ЛДУБЖД, 2019

ВСТУП

Як відомо прогрес у всіх галузях економіки тісно пов'язаний з новими науковими досягненнями, які модернізують виробничі процеси.

Зважаючи на те, що практично всі технологічні процеси відбуваються на засадах енергообміну в теоретичну базу якої входить термодинаміка, треба вважати, що термодинаміка посідає чільне місце в комплексі тих дисциплін, котрі стають провідними. Потреба в посібнику, який ставить за мету навчити читача основ термодинаміки та їх використання в пожежній справі, вказує методику розв'язання задач з тих тем, доволі велика, оскільки бібліографія праць з цього предмету обмежена. Разом з тим термодинаміка і теплопередача належать до фундаментальних дисциплін і є основою для вивчення дисциплін пожежно-технічного профілю.

В цьому посібнику поєднуються теоретичні основи тем з термодинаміки та методика розв'язування задач з цих тем.

Курсантові (студентові, слухачеві) під час самостійного вивчення теми необхідно спочатку ознайомитись з теоретичним матеріалом, який викладено в посібнику, а потім вивчити методику розв'язування задач з цієї теми.

Задачі підібрані так, що дають можливість набути необхідних навиків у використанні загальних теорем і методів для розв'язування конкретних прикладних завдань. Автор намагався зробити викладення кожної конкретної теми незалежним від інших тем, що дозволяє читачеві здійснювати вибіркоче вивчення окремих тем і методики розв'язування задач.

Посібник рекомендовано курсантам (студентам) закладів вищої освіти денної та заочної форми навчання, а також для самостійного вивчення основ термодинаміки та використання цих основ в пожежній справі.

ЧАСТИНА I. ТЕРМОДИНАМІКА

Тема 1. Основні параметри робочого тіла

Термодинаміка – це наука, яка вивчає закони перетворення теплової енергії в інші види енергії (механічну роботу, електричну енергію, хімічну і т.д.) під час різноманітних фізичних, хімічних та інших процесів.

Кожна тепла машина приводиться в дію в результаті зміни параметрів стану речовини, яку називають робочим тілом.

Робоче тіло – це речовина, яка бере участь в термодинамічних перетвореннях.

Наприклад. В парових машинах робочим тілом є водяна пара, в двигунах внутрішнього згорання, переважно, – продукт згорання бензину, дизельного палива.

Тіла перебувають в твердому, рідкому та газоподібному станах.

В твердих тілах віддалі між молекулами, порівняно з розмірами молекул, незначні, тому сили зчеплення між молекулами є доволі великі і сили зчеплення забезпечують зберігання форми та об'єму тіла.

В рідких тілах віддалі між молекулами є співрозмірні з розмірами молекул, тому сили зчеплення між молекулами забезпечують тільки зберігання об'єму тіла, але їх величина є недостатня для забезпечення форми тіла.

В газоподібних тілах віддалі між молекулами, значно більші за розмірами молекул, тому сили зчеплення між молекулами незначні та не здатні забезпечувати зберігання об'єму та форми тіла. Газоподібна речовина займає весь простір посудини в якій вона знаходиться. Вивчення властивостей речовин в газоподібному стані з врахуванням сил взаємодії, розмірів молекул та маси молекул є надзвичайно складною задачею і на сьогодні розв'язання цієї задачі практично неможливе, тому введено поняття ідеального газу.

Ідеальний газ – це уявний газ у якого відсутні сили взаємодії між молекулами, розмірами молекул нехтують і враховують лише масу молекул.

Кожний стан газу характеризується певними величинами, котрі називають **параметрами стану**.

Основними параметрами стану є температура, тиск, об'єм, питомий об'єм, ентропія і внутрішня енергія. Окрім основних параметрів стану є **допоміжні параметри**: теплоємність, теплопровідність, ентальпія і т.д. Газоподібне тіло, внаслідок своєї здатності до великого розширення під час нагрівання, найкраще підходить для використання його в якості робочого тіла.

Температура, шкали вимірювання, засоби вимірювання

Температура – це міра нагрятості тіла, величина якої дає можливість визначати напрямок течії теплоти від одного тіла до другого при їх контакт. Температура характеризує інтенсивність руху молекул. Там де вища температура молекули рухаються з більшими швидкостями.

Відповідно до молекулярно-кінетичної теорії, температура речовини прямо пропорційна середній кінетичній енергії поступального руху молекул, тобто температура є статистичний параметр, що визначає середню кінетичну енергію системи в конкретний момент часу і дорівнює:

$$T = \frac{2}{3k} \frac{mw^2}{2},$$

де k – стала Больцмана і $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$; $\frac{mw^2}{2}$ – середня кінетична енергія поступального руху молекул.

Для одного кіломоля ідеального газу його кінетична енергія і температура перебувають в залежності

$$E = \frac{2}{3} RT,$$

де E – кінетична енергія одного кіломоля молекул; R – універсальна газова стала; T – абсолютна температура.

Існують різні шкали вимірювання температури, які відрізняються між собою вибором реперних точок та величиною поділу температурного проміжку між реперними точками. Реперна (repere – французькою мовою мітка, позначка) точка – це точка, яку можна відтворити. Реперна точка для температури – температура, яку легко відтворити у будь – який момент часу.

В 1742 році шведський вчений Цельсій за реперні точки взяв температуру плавлення льоду та температуру кипіння води при тиску 760 мм рт. ст. Першу температуру позначив за 0°C а другу – 100°C . Отже, 1°C – це одна сота температурного інтервалу між плавленням льоду і кипінням води.

Фаренгейт за реперні точки взяв температуру суміші льоду, солі, нашатирного спирту, взятих в рівних пропорціях, яку позначив за 0°F , та температуру тіла людини, яку позначив за 96°F . За шкалою Фаренгейта температура плавлення льоду 32°F , а температура кипіння води – 212°F .

Реомюр за реперні точки взяв температуру плавлення льоду, яку позначив за 0°R , та температуру кипіння води, яку позначив за 80°R .

Кельвін за реперні точки взяв температуру плавлення льоду, яку позначив за $273,15 \text{ K}$, та температуру кипіння води, яку позначив за $373,15 \text{ K}$.

Взаємозалежності між температурними шкалами Цельсія, Фаренгейта та Кельвіна такі:

$$t^{\circ}\text{C} = \frac{5}{9}(t^{\circ}\text{F} - 32^{\circ}\text{F}); T, \text{K} = t^{\circ}\text{C} + 273,15; t^{\circ}\text{C} = 1,25t^{\circ}\text{R}.$$

Зауваження. Практично у всі формули термодинаміки необхідно підставляти числове значення температури, виражене в кельвінах.

Для вимірювання температури застосовують спеціальні пристрої, які називають термометрами. Дія термометрів базується на теплових властивостях, які типові для деяких газів, рідин, твердих тіл тощо.

На основі об'ємного розширення рідини під час зміни температури побудовані ртутні і спиртові термометри, діапазон вимірювання яких лежить в межах від -190°C до 500°C .

На властивості зміни тиску речовини в замкнутому об'ємі від зміни температури побудовані газові, манометричні термометри, діапазон вимірювання яких від -120°C до 600°C .

Ґрунтуючись на властивості зміни інтенсивності випромінення нагрітих тіл під час зміни температури тіла побудовані оптичні та радіаційні термометри, діапазон вимірювання яких від $+600^{\circ}\text{C}$ до 6000°C .

Тиск, одиниці тиску, засоби вимірювання

Тиски рідин і газів відіграють важливу роль в техніці і повсякденному житті. Велике значення має тиск і в практиці оперативно-рятувальної служби. В технологічних процесах промислових підприємств профілактичні заходи зосереджені на контроль за величиною тиску в технологічних апаратах для запобігання пожежам та вибухам.

Тиск – це величина відношення нормальної складової сили до величини площі на яку діє сила.

$$p = \frac{F_n}{S}.$$

В газоподібних речовинах молекули перебувають в хаотичному русі з дуже великими швидкостями, тому тиск газу – це сумарний результат силової дії молекул газу на внутрішню поверхню стінок посудини. Залежність між тиском газу і швидкістю молекул, відповідно до молекулярно-кінетичної теорії, описує співвідношення:

$$p = \frac{2}{3} n \frac{mw^2}{2},$$

де n – кількість молекул в одиниці об'єму; $\frac{mw^2}{2}$ – середня кінетична енергія поступального руху молекули газу.

В технічній термодинаміці розрізняють атмосферний (барометричний) тиск, надлишковий (манометричний) тиск, розрідження (вакуум), абсолютний тиск.

Атмосферний (барометричний) тиск – гідростатичний тиск який чинить атмосфера на всі предмети, які в ній знаходяться, та позначається – $p_{\text{атм}}$.

Надлишковий (манометричний) тиск – тиск який створюється з допомогою компресорів, та позначається – $p_{\text{надл}}$. Він вказує на скільки тиск в посудині перевищує атмосферний тиск.

Розрідження (вакуум) – це тиск який створюється відповідною установкою, та позначається – $p_{\text{розр}}$. Він вказує наскільки тиск в посудині менший від атмосферного тиску.

Абсолютний тиск газу є усереднений наслідок силової дії молекул на стінки посудини, та позначається – $p_{\text{абс}}$.

Абсолютний тиск дорівнює сумі атмосферного (барометричного) та надлишкового тисків, тобто:

$$p_{\text{абс}} = p_{\text{атм}} + p_{\text{надл}}.$$

Абсолютний тиск дорівнює різниці між атмосферним (барометричним) та тиском розрідження, тобто:

$$p_{\text{абс.}} = p_{\text{атм.}} - p_{\text{розр.}}$$

В системі СІ тиск вимірюється в Паскалях, де

$$1 \text{ Па} = 1 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$$

$$1 \text{ кПа} = 1000 \text{ Па} = 10^3 \text{ Па}, \quad 1 \text{ МПа} = 1000000 \text{ Па} = 10^6 \text{ Па} = 1000 \text{ кПа}.$$

Інколи тиск вимірюють в технічних одиницях: атм., мм. рт. ст., мм. вод. ст. Залежності між ними та системою СІ такі:

$$1 \text{ атм} = 760 \text{ мм рт. ст.} = 1 \frac{\text{кгс}}{\text{см}^2} = 101325 \text{ Па}, \quad 1 \text{ мм рт. ст.} = 133,322 \text{ Па},$$

$$1 \text{ мм вод. ст.} = 9,81 \text{ Па}, \quad 1 \text{ бар} = 750 \text{ мм рт. ст.} = 100000 \text{ Па}.$$

Для вимірювання атмосферного тиску використовують барометри. Манометри, тягонапорометри використовуються для вимірювання надлишкового тиску. З допомогою вакуумметра вимірюють розрідження в посудині. Мановакуумметром вимірюють як надлишковий тиск, так і тиск розрідження.

Питома густина та питомий об'єм речовини

Об'ємом речовини називають частину простору, який займає речовина. **Питомий об'єм** речовини – це об'єм робочого тіла, маса якого 1 кг, тобто відношення повного об'єму тіла до його маси.

$$v = \frac{V}{m},$$

де V – об'єм, який займає речовина, $[V] = \text{м}^3$; m – маса речовини, $[m] = \text{кг}$.

Розмірність питомого об'єму речовини $[v] = \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Питома густина речовини – це маса одиниці об'єму, який займає речовина.

$$\rho = \frac{m}{V}.$$

Розмірність питомої густини речовини $[\rho] = \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$.

Питома густина і питомий об'єм речовини взаємно обернені величини, тобто:

$$\rho \cdot v = 1 \quad \text{або} \quad \rho = \frac{1}{v}.$$

Питома густина і питомий об'єм газоподібних тіл суттєво залежать від температури і тиску речовини.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Манометр, встановлений на паровому котлі, показує тиск 3 кгс/см^2 . Атмосферний тиск 740 мм рт. ст. . Визначити абсолютний тиск в паровому котлі в системі СІ.

Манометр показує надлишковий тиск, тому абсолютний тиск визначаємо за формулою $p_{\text{абс.}} = p_{\text{атм.}} + p_{\text{надл.}}$. Вкажемо надлишковий тиск в Па. $p_{\text{надл.}} = 3 \text{ кгс/см}^2 = 3 \cdot 101325 \text{ Па} = 303975 \text{ Па}$. Атмосферний тиск дорівнює $p_{\text{атм.}} = 740 \text{ мм рт. ст.} = 740 \cdot 133,322 \text{ Па} = 98658 \text{ Па}$. Абсолютний тиск в паровому котлі дорівнює $p_{\text{абс.}} = p_{\text{атм.}} + p_{\text{надл.}} = 98658 + 303975 = 402633 \text{ Па}$.

Задача 2. На пожежній відцентровій pompі встановлено вакуумметр, який показує розрідження 500 мм рт. ст. . Визначити абсолютний тиск, якщо атмосферний тиск дорівнює 750 мм рт. ст.

Оскільки помпа створює розрідження, то абсолютний тиск визначаємо за формулою $p_{\text{абс.}} = p_{\text{атм.}} - p_{\text{розр.}}$. Атмосферний тиск в системі СІ дорівнює $p_{\text{атм.}} = 750 \text{ мм рт. ст.} = 750 \cdot 133,322 \text{ Па} = 99991,5 \text{ Па}$. Тиск розрідження становитиме $p_{\text{розр.}} = 500 \text{ мм рт. ст.} = 500 \cdot 133,322 \text{ Па} = 66661 \text{ Па}$. Абсолютний тиск у відцентровій pompі дорівнює $p_{\text{абс.}} = p_{\text{атм.}} - p_{\text{розр.}} = 99991,5 - 66661 = 33330,5 \text{ Па}$.

Задача 3. Визначити теоретичну висоту підймання води автопомпою із водойми, якщо помпа може створювати розрідження $0,32 \text{ атм.}$

Визначимо величину тиску розрідження в системі СІ: $p_{\text{розр.}} = 0,32 \text{ атм} = 0,32 \cdot 101325 \text{ Па} = 32424 \text{ Па}$. Висота підймання води h буде такою, щоб водяний стовпчик цієї висоти створював тиск рівний величині тиску розрідження, тобто $h \text{ мм вод. ст.} = 32424 \text{ Па}$. Отримаємо таку залежність $h \text{ мм вод. ст.} = h \cdot 9,81 \text{ Па} = 32424 \text{ Па}$. Звідси отримаємо $h = \frac{32424}{9,81} = 3305,5 \text{ мм}$. Отже, висота підймання води автопомпою становитиме $h = 3305,5 \text{ мм} = 3,3 \text{ м}$.

Задача 4. В балоні апарата АСП-2 місткістю 4 літри міститься $0,9 \text{ кг}$ стиснутого повітря з температурою 17°C . Визначити абсолютну температуру, питомий об'єм та питому густину повітря в балоні.

Абсолютна температура стиснутого повітря дорівнює $T = t + 273 = 17 + 273 = 290 \text{ К}$. Питомий об'єм стиснутого повітря в балоні визначаємо за формулою $v = \frac{V}{m} = \frac{4 \cdot 10^{-3}}{0,9} = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3 / \text{кг}$. Питома густина стиснутого в балоні повітря дорівнює $\rho = \frac{m}{V} = \frac{0,9}{4 \cdot 10^{-3}} = 0,225 \cdot 10^3 = 225 \text{ кг/м}^3$.

Тема 2. Основні стани матеріальних тіл. Основні закони ідеальних газів

В реальному світі всі тіла матеріальні і постійно перебувають в русі. Рух є видимий і невидимий. Видимий рух фіксуємо як переміщення одного тіла відносно іншого. Невидимий рух матеріальних тіл виявляємо з допомогою різноманітних приладів.

Наприклад. Оскільки температура газу залежить від швидкостей з якими рухаються молекули газу в середовищі, то величину середньої швидкості руху молекул газу можна виявити з допомогою термометра.

Матеріальні тіла можуть перебувати в трьох станах: твердому, рідкому і газоподібному. Вважається, що повністю або частково іонізований газ (плазма) є четвертим станом речовини.

За певних умов стан тіла може змінюватись і тіло може переходити з одного стану в інший. Типові способи переходу однокомпонентної речовини з одного стану в інший показано на діаграмі (рис. 1.1). Можливі три зони: I – зона твердого стану речовини; II – зона рідкого стану речовини; III – зона газоподібного стану речовини.

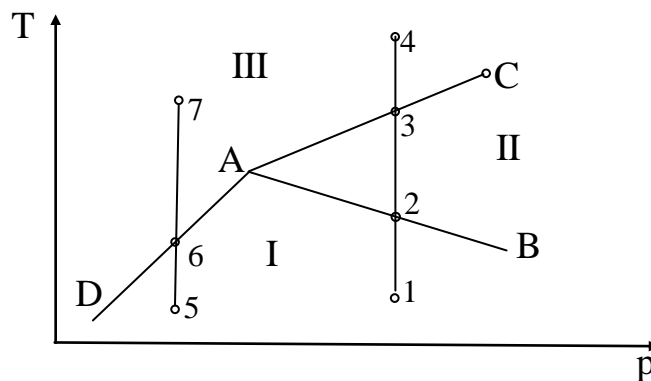


Рис. 1.1. Фазова діаграма однокомпонентної речовини

Якщо взяти речовину в твердому стані (точка 1) і змінювати тільки температуру тіла, то тіло із твердого стану поступово перейде в рідкий стан. Точка 2 (точка **плавлення** тіла) – характеризує момент переходу стану тіла із твердого в рідкий. При подальшому нагріванні тіло з рідкого стану перейде в газоподібний (точка 4). Точка 3 (точка **випаровування**) – характеризує момент переходу стану тіла з рідкого в газоподібний. Можливий варіант, що тіло із твердого стану (точка 5), може відразу перейти в газоподібний (точка 7), минаючи рідкий стан. Це можливо якщо процес нагрівання відбувається при наявності малого тиску. Точка 6 (точка **сублімації**) – момент переходу тіла із твердого стану в газоподібний. Можливе таке співвідношення величин тиску і температури (точка A), при якому тіло одночасно перебуватиме в трьох станах: твердому, рідкому та газоподібному. **Точка A** – потрібна точка речовини. Для води потрібна точка існує, якщо вода має температуру $T=273,16\text{ K}$ і перебуває під тиском $p=610,8\text{ Па}$.

На даній діаграмі (рис. 1.1) лінію *AB* називають лінією плавлення, лінію *AC* – лінією випаровування, а лінію *AD* – лінією сублімації. Лінія *AB* не

завершується навіть при надвисоких тисках. Крива випаровування AC завершується точкою C , яку називають критичною точкою. В **критичній** точці між рідким і газоподібним станами речовини немає відмінностей. Значення температури і тиску в цій точці називають **критичною температурою** і **критичним тиском**. Для води критична температура $T_{кр}=647\text{ K}$ і критичний тиск $p_{кр}=22,1\text{ МПа}$, для вуглекислоти відповідно – $T_{кр}=304\text{ K}$ і $p_{кр}=7,41\text{ МПа}$.

Кількість речовини, молярна маса, молярний об'єм. Число Авогадро

Маса речовини – це фізична величина, що характеризує інертність тіла.

Інертність – це властивість тіла чинити опір зміні його швидкості.

Кількість речовини n вимірюють в молях та визначають числом структурних частинок. 1 моль – це кількість речовини, число структурних частинок якої дорівнює числу атомів, що міститься у ^{12}C масою $0,012\text{ кг}$. Частіше кількість речовини вимірюють в кіломолях, де $1\text{ кмоль}=1000\text{ моль}$.

Числом Авогадро назвали число атомів, що міститься в 1 кмоль ^{12}C :

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{26} \frac{1}{\text{кмоль}}.$$

В довільній речовині кількістю 1 кмоль число молекул дорівнює числу Авогадро.

Молярна маса μ – це величина відношення маси речовини до її кількості.

$$\mu = \frac{m}{n}.$$

Одиницею вимірювання молярної маси є $[\mu] = \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$ або $[\mu] = \frac{\text{г}}{\text{моль}}$.

Молярний об'єм V_μ – це величина відношення об'єму речовини до кількості речовини.

$$V_\mu = \frac{V}{n}.$$

Одиницею вимірювання молярного об'єму є $[V_\mu] = \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$ або

$$[V_\mu] = \frac{\text{л}}{\text{моль}}.$$

Молярний об'єм будь-якого ідеального газу з температурою $T = 273,15\text{ K}$ і тиском $p = 101325\text{ Па}$ дорівнює:

$$V_\mu = 22,4 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}} \text{ або } V_\mu = 22,4 \frac{\text{л}}{\text{моль}}.$$

Закон Авогадро. В рівних об'ємах різних ідеальних газів за однакових умов (температури та тиску) міститься однакове число молекул.

Отже, молярні об'єми будь яких ідеальних газів з однаковою температурою та тиском рівні між собою.

Основні закони ідеальних газів

Основні закони ідеальних газів спочатку були отримані експериментальним шляхом а згодом підтверджені з використанням молекулярно-кінетичної теорії. Отримані закони для ідеальних газів можна з достатньою точністю застосовувати і до реальних газів.

Закон Бойля-Маріотта. Для сталої маси ідеального газу із сталою температурою добуток абсолютного тиску на об'єм газу є величина стала, тобто:

$$p \cdot V = \text{const} . \quad (1.1)$$

Термодинамічний процес, який відбувається за сталої температури речовини $T = \text{const}$ називають **ізотермічним** процесом. Із співвідношення (1.1) можна записати залежність між параметрами двох станів газу:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2 . \quad (1.2)$$

Оскільки між об'ємом та питомим об'ємом газу існує залежність $V_i = m v_i$, то з (1.2) отримаємо $p_1 m v_1 = p_2 m v_2$ або

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 . \quad (1.3)$$

Отже, для сталої маси газу в ізотермічному процесі добуток абсолютного тиску на питомий об'єм газу є величина стала.

Закон Гей-Люссака. Для сталої маси ідеального газу, яка перебуває під сталим тиском, існує залежність між об'ємом та абсолютною температурою газу:

$$V = \frac{V_0 T}{273} . \quad (1.4)$$

Термодинамічний процес, який відбувається при сталому тиску $p = \text{const}$, називають **ізобарним** процесом. V_0 – об'єм ідеального газу з температурою $T = 273\text{K}$ або $t = 0^\circ\text{C}$. Враховуючи (1.4) запишемо:

$$\frac{V}{T} = \frac{V_0}{273} = \text{const} .$$

А для двох станів газу в ізобарному процесі між його параметрами існує залежність

$$\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2} . \quad (1.5)$$

Оскільки $V_i = m \cdot v_i$, то співвідношення (1.5) набере вигляду $\frac{m v_1}{T_1} = \frac{m v_2}{T_2}$ або

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2} . \quad (1.6)$$

Отже, для кожної маси ідеального газу в ізобарному процесі відношення питомого об'єму газу до його абсолютної температури є величина стала.

Закон Шарля. Для сталої маси ідеального газу, об'єм якого сталий, залежність між тиском та температурою газу така:

$$p = \frac{p_0 T}{273} , \quad (1.7)$$

де p_0 – абсолютний тиск газу з температурою $T=273K$ або $t=0^{\circ}C$.

Термодинамічний процес, який відбувається зі сталим об'ємом, називають **ізохорним** процесом. З рівняння (1.7) отримуємо співвідношення:

$$\frac{P}{T} = \frac{P_0}{273} = const.$$

Для двох станів газу в ізохорному процесі існує залежність між його параметрами:

$$\frac{P_1}{T_1} = \frac{P_2}{T_2}. \quad (1.8)$$

Отже, для кожної маси ідеального газу в ізохорному процесі відношення абсолютного тиску до абсолютної температури газу є величина стала.

Рівняння Клапейрона-Менделєєва

Розглянемо робоче тіло (ідеальний газ) масою l кг, термодинамічний стан якого описується параметрами (p_1, v_1, T_1) і його термодинамічний стан на рис. 1.2 вказано точкою 1, де: p_1 – абсолютний тиск, v_1 – питомий об'єм газу, T_1 – абсолютна температура газу. Переведемо робоче тіло в термодинамічний стан з параметрами (p_2, v_2, T_2) . Термодинамічний стан його на рис. 1.2 вказано точкою 2. Встановимо залежність між початковими і кінцевими параметрами.

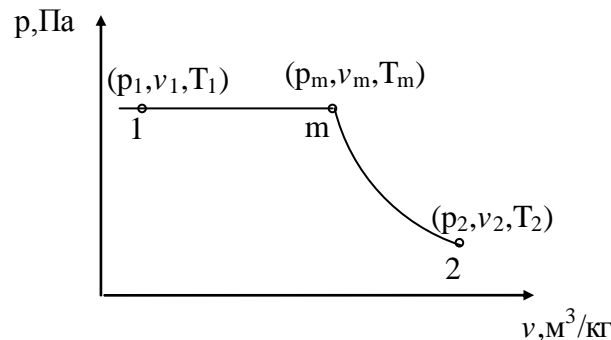


Рис. 1.2. Динаміка зміни термодинамічного стану робочого тіла

Нехай спочатку відбувається термодинамічний процес з сталим тиском, тобто змінюється питомий об'єм робочого тіла та його температура. Завершимо його тоді, коли абсолютна температура газу досягне величини T_2 , тобто $T_m = T_2$. Отже, термодинамічний стан робочого тіла в точці m описується параметрами (p_m, v_m, T_m) , де $p_m = p_1$ і $T_m = T_2$. Оскільки відбувався ізобарний процес, то за законом Гей-Люссака, враховуючи (1.6), отримуємо:

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_m}{T_m}. \quad (1.9)$$

На другому етапі термодинамічного процесу зафіксуємо температуру газу, тобто $T = T_2 = const$, а змінюємо тиск та питомий об'єм тіла. Завершення другого етапу настає тоді, коли тиск і питомий об'єм досягнуть величин

(p_2, v_2). Оскільки мав місце ізотермічний процес, то згідно із законом Бойля-Маріотта, враховуючи (1.3), має місце рівність:

$$p_m v_m = p_2 v_2. \quad (1.10)$$

Із співвідношення (1.10) отримаємо, що:

$$v_m = \frac{p_2 v_2}{p_m}.$$

Підставляючи цю залежність у співвідношення (1.9), запишемо:

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_m T_m}.$$

Враховуючи, що $p_1 = p_m$ і $T_m = T_2$, отримаємо:

$$\frac{v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 T_2} \text{ або } \frac{p_1 v_1}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{T_2}.$$

Оскільки параметри ($p_1, v_1, T_1, p_2, v_2, T_2$) довільні, то можна твердити, що

$$\frac{pv}{T} = const. \quad (1.11)$$

Для кожного ідеального газу значення $const$ своє і тому надалі позначимо її величину через R_1 . Отже, залежність між параметрами стану газ набере вигляду:

$$\frac{pv}{T} = R_1, \quad (1.12)$$

де p – абсолютний тиск, v – питомий об'єм газу, T – абсолютна температура газу, R_1 – питома газова стала.

Співвідношення (1.12) називають **I-ою формою рівняння стану** ідеального газу. Для кожного ідеального газу величина питомої газової сталої різна. Рівняння (1.12) записане для газу масою 1 кг . Помножимо праву і ліву частини рівняння (1.12) на довільну масу газу m . Але $mv = V$, тому дійсна залежність:

$$pV = mR_1T, \quad (1.13)$$

де m – маса ідеального газу, V – об'єм, який займає газ.

Залежність (1.13) називають **II-ою формою рівняння стану** ідеального газу.

Отже, величина добутку молярної маси на питому газову сталу для всіх газів має одне і те ж значення. Величину, яка дорівнює добутку молярної маси на питому газову сталу, називають **універсальною газовою сталою** і позначають буквою R , тобто:

$$R = \mu \cdot R_1 = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}. \quad (1.14)$$

Із співвідношення (1.14) отримуємо, що питому газову сталу можна визначити за формулою:

$$R_1 = \frac{R}{\mu}. \quad (1.15)$$

Враховуючи (1.15) залежність (1.13) набере вигляду:

$$pV = m \frac{R}{\mu} T. \quad (1.16)$$

Рівняння (1.16) називають **III-ою формою рівняння стану** ідеального газу або **рівнянням Клапейрона-Менделєєва**.

Методика розв'язування задач

Задача 1. В циліндрі об'ємом $V_1 = 0,3 \text{ м}^3$ міститься газова суміш під тиском $p_1 = 0,3 \text{ МПа}$. Визначити тиск в циліндрі, якщо газову суміш стиснули до об'єму $V_2 = 0,1 \text{ м}^3$. Термодинамічний процес був ізотермічним.

Оскільки термодинамічний процес відбувався зі сталою температурою, тобто процес ізотермічний, використаємо закон Бойля-Маріотта у кому вигляді:

$$p_1 V_1 = p_2 V_2. \text{ З цього співвідношення отримаємо, що } p_2 = \frac{p_1 V_1}{V_2}.$$

Підставляючи значення величин отримаємо: $p_2 = \frac{300000 \cdot 0,3}{0,1} = 900000 \text{ Па} = 0,9 \text{ МПа}$.

Задача 2. Внаслідок згорання метану в хатній печі утворилась газова суміш об'ємом $V_1 = 6 \text{ м}^3$ з температурою $t_1 = 727^\circ \text{C}$. Виходячи з комина, газова суміш мала температуру $t_2 = 67^\circ \text{C}$. Визначити, який об'єм газової суміші вийшов з комина.

Оскільки термодинамічний процес відбувається під дією атмосферного тиску, то можна вважати, що відбувався ізобарний процес. Використаємо закон Гей-Люссака у вигляді $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$.

Отже, величина об'єму суміші газів на виході з комина дорівнює $V_2 = \frac{V_1 T_2}{T_1}$.

Визначаємо абсолютні температури суміші газів на початку та в кінці термодинамічного процесу $T_1 = 273 + 727 = 1000 \text{ К}$,

$T_2 = 273 + 67 = 340 \text{ К}$. Підставимо значення величин в попередню формулу і отримаємо, що $V_2 = \frac{6 \cdot 340}{1000} = 2,04 \text{ м}^3$

Задача 3. Тиск повітря, з температурою $t_1 = 17^\circ \text{C}$, в гумовому човні рятувальної служби становить 1200 мм рт. ст. . Яким буде тиск повітря в човні, якщо температура повітря піднялась до $t_2 = 63^\circ \text{C}$.

Оскільки під час нагрівання човна його об'єм суттєво не зміниться, то можна вважати, що має місце ізохорний процес. Використаємо закон Шарля у вигляді $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ для визначення тиску в човні в кінці термодинамічного процесу.

Звідки отримаємо, що $p_2 = \frac{p_1 T_2}{T_1}$.

Визначаємо абсолютні температури на початку та в кінці термодинамічного процесу $T_1 = 273 + 17 = 290 \text{ К}$,

$T_2 = 273 + 63 = 336 \text{ К}$. Запишемо величину тиску повітря на початку термодинамічного процесу в системі СІ, тобто $p_1 = 1200 \cdot 133,322 = 159986,4 \text{ Па}$.

Підставимо значення величин в попередню формулу і отримаємо, що $p_2 = \frac{159986,4 \cdot 336}{290} = 185363,6 \text{ Па}$.

Задача 4. В балоні апарата АСП–2 міститься стиснуте повітря з температурою $t_1=15^{\circ}\text{C}$ під тиском $p_1=230\text{ атм}$. Визначити масу повітря, яка міститься в балоні. Умовна молярна маса повітря $28,96\text{ кг/кмоль}$.

Для визначення маси повітря використаємо рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$. З даного рівняння отримаємо, що $m = \frac{pV\mu}{RT}$. Об'єм одного балона апарата АСП–2 може бути 4 л або $4,5\text{ л}$. Візьмемо балон з об'ємом 4 л , тобто $V=0,004\text{ м}^3$. Тиск в балоні запишемо в Па $p_1 = 230 \cdot 101325 = 23304750\text{ Па}$. Визначаємо абсолютну температуру повітря в балоні $T = 273 + 15 = 288\text{ К}$. Підставимо значення величин в попередню формулу і отримаємо $m = \frac{23304750 \cdot 0,004 \cdot 28,96}{8314 \cdot 288} = 1,127\text{ кг}$.

Задача 5. Визначити питомий об'єм та питому густину метану (CH_4), який знаходиться під тиском $p_1=740\text{ мм рт. ст.}$, якщо його температура дорівнює $t_1=23^{\circ}\text{C}$.

Для визначення питомого об'єму метану використаємо першу форму запису рівняння стану газу $pv = R_1 T$, де R_1 – питома газова стала метану, яка дорівнює $R_1 = \frac{R}{\mu_{\text{CH}_4}} = \frac{8314}{16} = 519,6$. З цього рівняння отримаємо, що питомий

об'єм дорівнює $v = \frac{R_1 T}{p}$. Вкажемо тиск в Па $p_1 = 740 \cdot 133,322 = 98658,3\text{ Па}$.

Абсолютна температура метану дорівнює $T = 273 + 23 = 296\text{ К}$. Підставимо значення величин в попередню формулу та визначимо питомий об'єм метану

$v = \frac{519,6 \cdot 296}{98658,3} = 1,559\text{ м}^3/\text{кг}$. Питома густина метану дорівнює

$\rho = \frac{1}{v} = 0,641\text{ кг}/\text{м}^3$.

Задача 6. Балон з киснем ємкістю 60 л під тиском 8 МПа опинився в зоні горіння. Маса кисню $6,3\text{ кг}$. Визначити який буде тиск в балоні, якщо температура кисню збільшилась до $t=353^{\circ}\text{C}$. Зробити аналіз величини тиску на предмет руйнування балона, якщо допустимий тиск в балоні $p_{\text{дон.}}=15\text{ МПа}$.

Для визначення тиску в балоні при температурі $t=353^{\circ}\text{C}$ використаємо рівняння Клапейрона–Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$, звідки отримаємо $p = \frac{mRT}{V\mu}$.

Абсолютна температура кисню в зоні горіння дорівнює $T = 273 + 353 = 626\text{ К}$. Молярна маса кисню $\mu = 16 \cdot 2 = 32\text{ кг}$. Підставимо в попереднє рівняння

значення величин $p = \frac{6,3 \cdot 8314 \cdot 626}{0,06 \cdot 32} = 17077475\text{ Па} = 17\text{ МПа}$. Оскільки

допустимий тиск в балоні $p_{\text{дон.}}=15\text{ МПа}$, то можна стверджувати, що балон зазнає руйнування.

Задача 7. В апараті ємкістю $0,8\text{ м}^3$ містився ацетилен (C_2H_2) під тиском 800 кПа з температурою 18°C . Внаслідок аварії газ розповсюдився в приміщенні об'єм якого 150 м^3 . Який об'єм займе ацетилен, якщо його температура не змінилась і атмосферний тиск дорівнює 750 мм рт. ст. . Зробити аналіз на можливість вибуху, який ймовірний при концентрації ацетилену в суміші від $2,5\%$ до 81% .

Оскільки термодинамічний процес відбувався зі сталою температурою, то використаємо закон Бойля-Маріотта у формі $p_1V_1 = p_2V_2$ для визначення об'єму V_2 який займе ацетилен після витікання з апарата. З цього рівняння

отримаємо, що $V_2 = \frac{p_1V_1}{p_2}$. Вкажемо атмосферний тиск в Па

$p_{\text{атм.}} = p_2 = 750 \cdot 133,322 = 99991,5\text{ Па}$. Підставимо значення величин в попереднє

рівняння $V_2 = \frac{800000 \cdot 0,8}{99991,5} = 6,4\text{ м}^3$. Визначимо концентрацію ацетилену в

приміщенні у відсотках $\frac{V_{\text{C}_2\text{H}_2} \cdot 100\%}{V} = \frac{640}{150} = 4,27\%$. Концентрація ацетилену в

приміщенні у відсотках дорівнює $4,27\%$. Отже, для цієї концентрації ацетилену в приміщенні вибух можливий.

Задача 8. Визначити масу повітря використаного вогнеборцем з апарата АСП-2 під час гасіння пожежі. На початку використання тиск у балоні апарата дорівнював $p_1 = 180\text{ атм}$ і температура повітря $t_1 = 20^\circ\text{C}$, а після завершення роботи – $p_2 = 40\text{ атм}$ і $t_2 = 35^\circ\text{C}$. Умовна молярна маса повітря

$$\mu_{\text{нов.}} = 28,96\text{ кг/кмоль.}$$

Апарат АСП-2 складається з двох балонів об'ємом 4 л або $4,5\text{ л}$. Вважаємо, що в наявності балони ємкістю 4 л , тоді сумарний об'єм балонів 8 л . Вкажемо значення тисків в системі СІ $p_1 = 180 \cdot 101325 = 18238500\text{ Па}$, $p_2 = 40 \cdot 101325 = 4053000\text{ Па}$. Абсолютна температура повітря дорівнює $T_1 = 273 + 20 = 293\text{ К}$, $T_2 = 273 + 35 = 308\text{ К}$. Використовуючи рівняння

Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$, визначимо масу повітря, яка містилась в

балонах до початку користування $m_1 = \frac{p_1 V \mu_{\text{нов.}}}{T_1 R}$. Підставляючи значення

величин отримаємо, що $m_1 = \frac{18238500 \cdot 0,008 \cdot 28,96}{8314 \cdot 293} = 1,735\text{ кг}$. Під час виходу

вогнеборця із зони пожежі маса повітря, яка залишалась в балонах, дорівнює

$m_2 = \frac{p_2 V \mu_{\text{нов.}}}{T_2 R} = \frac{4053000 \cdot 0,008 \cdot 28,96}{308 \cdot 8314} = 0,367\text{ кг}$. Отже, вогнеборець використав

за період роботи повітря масою $\Delta m = m_2 - m_1 = 1,735 - 0,367 = 1,368\text{ кг}$.

Тема 3. Газові суміші

Як правило в термодинаміці в якості робочого тіла використовується не один газ, а суміш.

Газовою сумішшю називають суміш різних газів, які за своїми властивостями розглядаються як ідеальні і не вступають в хімічну взаємодію між собою.

Компонентом газової суміші називають окремий газ, який міститься в суміші. На газові суміші накладаються умови:

- компоненти газової суміші не вступають між собою в хімічні реакції;
- кожний газ, який входить в суміш, розповсюджується рівномірно по всьому об'єму, що займає суміш;
- температура компонента газової суміші дорівнює температурі суміші;
- компоненти газової суміші підкоряються основним законам ідеальних газів.

Наприклад. Газовою сумішшю є сухе повітря, компонентами якого є азот, кисень та інших 12 газів. Склад сухого повітря за об'ємом: 79% азоту та 21% кисню; за масою: 77% азоту та 23% кисню. Газовою сумішшю є продукти згорання.

Закон Дальтона

Кожний газ, який знаходиться в суміші, розповсюджуючись рівномірно по всьому об'єму посудини, чинить тиск на його стінки.

Парціальний тиск – це тиск газу на стінки посудини за умовою, що він займає весь об'єм суміші і має її температуру.

Зв'язок між тиском суміші газів і парціальними тисками компонентів суміші газів дослідним шляхом встановив Джон Дальтон.

Закон Дальтона. Сума парціальних тисків газів в суміші дорівнює абсолютному тиску суміші.

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n. \quad (1.17)$$

Часткове доведення. Нехай в посудині відокремлено розміщено два гази з однаковою температурою T і їх тиски однакові та дорівнюють p (початковий стан).

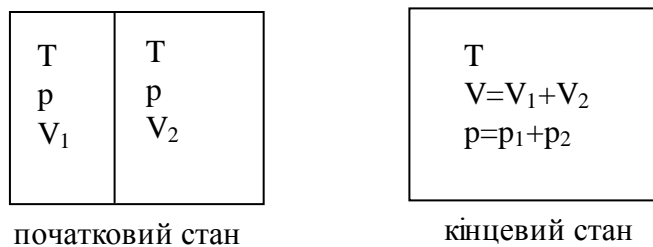


Рис. 1.3. Схематичне зображення посудини до і після утворення суміші газів

V_1 – парціальний об'єм першого компонента суміші газів. V_2 – парціальний об'єм другого компонента суміші газів.

Парціальний об'єм – це та частина об'єму суміші газів, яку займав би даний газ маючи температуру суміші і перебуваючи під тиском, який створює суміш газів.

$$pV_1 = p_1V \text{ та } pV_2 = p_2V.$$

Звідси отримуємо:

$$V_1 + V_2 = V; \quad p = p_1 + p_2.$$

Умовна молярна маса суміші газів

Суміші газів задаються в масових, об'ємних та мольних частках.

Масовою часткою i -ого компонента суміші газів g_i називають величину, яка характеризує відношення маси компонента суміші газів m_i до маси всієї суміші газів $m_{\text{сум}}$, тобто:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{сум}}},$$

де m_i – маса i -ого компонента суміші газів; $m_{\text{сум}} = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ – маса суміші газів.

Додаючи масові частки всіх компонентів суміші газів, отримуємо:

$$g_1 + g_2 + \dots + g_n = \frac{m_1}{m_{\text{сум}}} + \frac{m_2}{m_{\text{сум}}} + \dots + \frac{m_n}{m_{\text{сум}}} = \frac{m_1 + m_2 + \dots + m_n}{m_{\text{сум}}} = \frac{m_{\text{сум}}}{m_{\text{сум}}} = 1.$$

Отже, сума масових часток всіх компонентів суміші газів дорівнює одиниці, тобто

$$\sum_{i=1}^n g_i = 1. \quad (1.18)$$

Об'ємною часткою i -ого компонента суміші газів r_i називають величину, яка характеризує відношення парціального об'єму i -ого компонента суміші газів V_i до об'єму всієї суміші газів $V_{\text{сум}}$, тобто:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{сум}}},$$

де V_i – об'єм i -ого компонента суміші газів; $V_{\text{сум}} = V_1 + V_2 + \dots + V_n$ – об'єм суміші газів. Сумуючи об'ємні частки всіх компонентів суміші газів, отримуємо:

$$\sum_{i=1}^n r_i = 1. \quad (1.19)$$

Мольною часткою i -ого компонента суміші газів r'_i називають величину, яка характеризує відношення кількості речовини i -ого компонента суміші газів n_{μ_i} до кількості всієї суміші газів n_{μ_c} , тобто:

$$r'_i = \frac{n_{\mu_i}}{n_{\mu_c}},$$

де n_{μ_i} – кількість молей i -ого компонента суміші газів; $n_{\mu_c} = n_{\mu_1} + n_{\mu_2} + \dots + n_{\mu_n}$ – кількість молей суміші газів.

Якщо суміш газів задана в масових частках g_i , то:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{\text{сум}}} = \frac{\rho_i V_i}{\rho_{\text{сум}} V_{\text{сум}}}, \quad (1.20)$$

де ρ_i – питома маса i -ого компонента суміші газів, $\rho_{\text{сум}}$ – питома маса суміші газів, V_i – парціальний об'єм i -ого компонента.

Враховуючи закон Авогадро, що в рівних об'ємах довільних ідеальних газів з однаковими температурою і тиском міститься одна і та ж кількість речовини, можна твердити, що відношення молярних мас ідеальних газів дорівнює відношенню їх питомих мас, тобто:

$$\frac{\mu_i}{\mu_{\text{сум}}} = \frac{\rho_i}{\rho_{\text{сум}}},$$

де μ_i – молярна маса i -ого компонента суміші газів, $\mu_{\text{сум}}$ – умовна молярна маса суміші газів.

Підставляючи цю пропорцію у співвідношення (1.20), отримаємо:

$$g_i = \frac{\mu_i}{\mu_{\text{сум}}} r_i \quad (1.21)$$

або
$$r_i = \frac{\mu_{\text{сум}}}{\mu_i} g_i. \quad (1.22)$$

Співвідношення (1.21) і (1.22) вказують залежність між масовими та об'ємними частками.

Оскільки парціальні об'єми компонентів суміші газів мають одну і ту ж температуру та тиск, то об'єми кіломолей довільних газів та умовного кіломоля суміші газу однакові. Отже, можна записати співвідношення:

$$V_i = V_{\mu} \cdot n_{\mu_i} \quad \text{та} \quad V_{\text{сум}} = V_{\mu} \cdot n_{\mu_c},$$

де V_{μ} – об'єм одного умовного кіломоля з відповідною температурою та під відповідним тиском; n_{μ_i} – кількість речовини i -ої компоненти суміші газів; n_{μ} – кількість речовини в суміші газів.

Об'ємна частка i -ого компонента суміші газів, враховуючи попередні залежності, дорівнює:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{\text{сум}}} = \frac{V_{\mu} \cdot n_{\mu_i}}{V_{\mu} \cdot n_{\mu_c}} = \frac{n_{\mu_i}}{n_{\mu_c}} = r'_i.$$

Аналізуючи цю залежність можна твердити, що мольні та об'ємні частки мають для кожного з газів, які входять в суміш, однакові числові значення. Отже, **об'ємні та мольні способи задання суміші газів тотожні.**

Для визначення умовної молярної маси суміші газів використаємо властивість, що сума i -их компонентів суміші дорівнює одиниці, підставивши сюди співвідношення (1.21), отримаємо:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\mu_i}{\mu_{\text{сум}}} r_i = 1.$$

Отже, умовна молярна маса суміші газів та об'ємні частки суміші газів поєднані залежністю:

$$\mu_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n \mu_i r_i. \quad (1.23)$$

Оскільки $\sum_{i=1}^n r_i = 1$, то враховуючи залежність (1.22), отримаємо:

$$\sum_{i=1}^n \frac{\mu_{\text{сум}}}{\mu_i} g_i = 1, \quad \text{або} \quad \mu_{\text{сум}} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i} \right)^{-1}. \quad (1.24)$$

Це співвідношення встановлює зв'язок між умовною молярною масою суміші газів та масовими частками компонентів суміші газів.

Враховуючи, що умовна питома газова стала дорівнює:

$$R_{\text{сум}} = \frac{R}{\mu_{\text{сум}}},$$

і використовуючи залежність (1.23), отримаємо:

$$R_{\text{сум}} = R \left(\sum_{i=1}^n \mu_i r_i \right)^{-1}.$$

Оскільки питомі газові сталі та молярні маси компонентів суміші газів поєднані залежністю $\mu_i = \frac{R}{R_i}$, то підставляючи їх в попереднє рівняння, отримаємо:

$$R_{\text{сум}} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i} \right)^{-1}. \quad (1.25)$$

Це рівняння встановлює залежність між питомою газовою сталою суміші газів та об'ємними частками компонентів суміші газів.

Оскільки $\mu_i = \frac{R}{R_i}$ та $\mu_{\text{сум}} = \frac{R}{R_{\text{сум}}}$, то підставляючи їх у співвідношення (1.24), отримаємо:

$$\frac{R}{R_{\text{сум}}} = \left(\sum_{i=1}^n \frac{g_i R_i}{R} \right)^{-1} \quad \text{або} \quad R_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n g_i R_i. \quad (1.26)$$

Ця залежність встановлює зв'язок між питомою газовою сталою суміші газів та масовими частками компонентів суміші газів.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Суміш газів, яка складається із 20 кг CH_4 , 6 кг CO_2 та 0,5 кмоль N_2 , з температурою $t=20^\circ\text{C}$ міститься в резервуарі під тиском $p=20$ атм. Визначити який об'єм займає суміш газів.

Визначимо масу азоту, який міститься в резервуарі, $m_{\text{N}_2} = 0,5 \mu_{\text{N}_2} = 0,5 \cdot 28 = 14$ кг. Маса суміші газів дорівнює $m_{\text{сум}} = m_{\text{CH}_4} + m_{\text{CO}_2} + m_{\text{N}_2} = 20 + 6 + 14 = 40$ кг. Визначаємо масові частки компонентів

$$\text{суміші газів } g_{\text{CH}_4} = \frac{m_{\text{CH}_4}}{m_{\text{сум.}}} = \frac{20}{40} = 0,5; \quad g_{\text{CO}_2} = \frac{m_{\text{CO}_2}}{m_{\text{сум.}}} = \frac{6}{40} = 0,15; \quad g_{\text{N}_2} = \frac{m_{\text{N}_2}}{m_{\text{сум.}}} = \frac{14}{40} = 0,35.$$

Умовну молярну масу суміші газів визначаємо за формулою (1.24). Підставляючи значення величин, отримуємо

$$\mu_{\text{сум}} = \frac{1}{\frac{0,5}{16} + \frac{0,15}{44} + \frac{0,35}{28}} = \frac{1}{0,04716} = 21,2 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}.$$

Абсолютна температура суміші газів дорівнює $T = 273 + 20 = 293 \text{ К}$. Суміш газів створює тиск $p = 20 \cdot 101325 = 2026500 \text{ Па}$. Для визначення об'єму, який займає суміш газів, використаємо рівняння Клапейрона-Менделєєва

$$pV = m \frac{R}{\mu_{\text{сум}}} T.$$

Розв'язуючи рівняння відносно об'єму і підставляючи значення

$$\text{величин, отримуємо } V = \frac{mRT}{p\mu_{\text{сум}}} = \frac{40 \cdot 8314 \cdot 293}{2026500 \cdot 21,2} = 2,268 \text{ м}^3.$$

Задача 2. В балоні ємкістю 500 л міститься суміш газів CO_2 , O_2 та N_2 під тиском 6,2 МПа та з температурою $t = 190^\circ \text{C}$. Парціальні об'єми компонентів суміші газів такі: $V_{\text{CO}_2} = 61,5 \text{ л}$, $V_{\text{O}_2} = 36 \text{ л}$, $V_{\text{N}_2} = 402,5 \text{ л}$. Визначити масу суміші газів, питомий об'єм та питому густину суміші газів.

$$\text{Визначаємо об'ємні частки компонентів суміші газів } r_{\text{CO}_2} = \frac{V_{\text{CO}_2}}{V_{\text{сум}}} = \frac{61,5}{500} = 0,123;$$

$$r_{\text{O}_2} = \frac{V_{\text{O}_2}}{V_{\text{сум}}} = \frac{36}{500} = 0,072; \quad r_{\text{N}_2} = \frac{V_{\text{N}_2}}{V_{\text{сум}}} = \frac{402,5}{500} = 0,805.$$

Умовну молярну масу суміші газів визначаємо за формулою (1.23). Підставляючи значення величин, отримуємо $\mu_{\text{сум}} = 44 \cdot 0,123 + 32 \cdot 0,072 + 28 \cdot 0,805 = 30,256 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$.

Використаємо рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu_{\text{сум}}} T$ для

визначення маси суміші газів. Розв'язуючи рівняння відносно маси та

$$\text{підставляючи дані, отримуємо } m = \frac{pV\mu_{\text{сум}}}{RT} = \frac{6200000 \cdot 0,5 \cdot 30,256}{8314 \cdot 463} = 24,366 \text{ кг}.$$

$$\text{Питомий об'єм суміші газів дорівнює } v = \frac{V}{m} = \frac{0,5}{24,366} = 0,0205 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}} \text{ і}$$

$$\text{питома густина суміші газів } - \rho = \frac{m}{V} = \frac{24,366}{0,5} = 48,732 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

Задача 3. Продукти згорання палива мають такий склад в молях: $n_{\text{H}_2\text{O}} = 60,3$; $n_{\text{N}_2} = 849,5$; $n_{\text{CO}_2} = 73,9$; $n_{\text{O}_2} = 123,2$. Який об'єм займе суміш газів під тиском 748 мм рт. ст., маючи температуру $t = 80^\circ \text{C}$.

$$\begin{aligned} \text{Визначаємо масу компонентів суміші газів } m_{\text{H}_2\text{O}} &= 60,3 \cdot 0,018 = 1,0854 \text{ кг}; \\ m_{\text{N}_2} &= 849,5 \cdot 0,028 = 23,786 \text{ кг}; & m_{\text{CO}_2} &= 73,9 \cdot 0,044 = 3,2516 \text{ кг}; \\ m_{\text{O}_2} &= 123,3 \cdot 0,032 = 3,9424 \text{ кг}. \end{aligned}$$

Маса суміші газів дорівнює $m_{\text{сум.}} = m_{\text{H}_2\text{O}} + m_{\text{CO}_2} + m_{\text{N}_2} + m_{\text{O}_2} = 32,0654 \text{ кг}$.

Визначимо кількість молей в суміші газів $n_{\text{сум.}} = n_{\text{H}_2\text{O}} + n_{\text{CO}_2} + n_{\text{N}_2} + n_{\text{O}_2} = 1106,9$ молей. Визначаємо мольні частки компонентів

суміші газів $r'_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{n_{\text{H}_2\text{O}}}{n_{\text{сум}}} = \frac{60,3}{1106,9} = 0,054476$; $r'_{\text{N}_2} = 0,767459$; $r'_{\text{O}_2} = 0,1113$;

$r'_{\text{CO}_2} = 0,06676$. Оскільки об'ємні частки та мольні частки компонентів суміші газів тотожні, то: $r'_{\text{H}_2\text{O}} = r_{\text{H}_2\text{O}}$; $r'_{\text{N}_2} = r_{\text{N}_2}$; $r'_{\text{O}_2} = r_{\text{O}_2}$; $r'_{\text{CO}_2} = r_{\text{CO}_2}$. Умовну молярну масу суміші газів визначаємо за формулою (23). Підставляючи значення даних, отримаємо $\mu_{\text{сум}} = 18 \cdot 0,054476 + 28 \cdot 0,767459 + 32 \cdot 0,1113 + 44 \cdot 0,06676 = 28,97 \text{ кг/кмоль}$.

Вкажемо тиск суміші газів в системі СІ $p = 750 \cdot 133,322 = 99991,5 \text{ Па}$. Абсолютна температура суміші газів $T = 273 + 80 = 353 \text{ К}$. Використаємо рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu_{\text{сум}}} T$ для визначення об'єму, який

займає суміш газів $V = \frac{mRT}{p\mu_{\text{сум}}} = \frac{32,0654 \cdot 8314 \cdot 353}{99991,5 \cdot 28,97} = 32,487 \text{ м}^3$.

Задача 7. Суміш газів складається з таких компонентів: кисень $m_{\text{O}_2} = 0,2 \text{ кг}$, азот – $m_{\text{N}_2} = 1,4 \text{ кг}$, вуглекислий газ – $m_{\text{CO}_2} = 0,2 \text{ кг}$. Маючи температуру $t = 77^\circ \text{C}$, суміш газів створює тиск $p = 0,8 \text{ МПа}$. Визначити парціальні тиски та парціальні об'єми компонентів суміші газів.

Абсолютна температура суміші газів $T = 77 + 273 = 350 \text{ К}$.

Парціальний об'єм кисню, азоту та вуглекислого газу відповідно дорівнюють:

$$V_{\text{O}_2} = \frac{m_{\text{O}_2} RT}{p\mu_{\text{O}_2}} = \frac{0,2 \cdot 8314 \cdot 350}{800000 \cdot 32} = 0,023 \text{ м}^3, \quad V_{\text{N}_2} = \frac{m_{\text{N}_2} RT}{p\mu_{\text{N}_2}} = \frac{1,4 \cdot 8314 \cdot 350}{800000 \cdot 28} = 0,182 \text{ м}^3,$$

$$V_{\text{CO}_2} = \frac{m_{\text{CO}_2} RT}{p\mu_{\text{CO}_2}} = \frac{0,2 \cdot 8314 \cdot 350}{800000 \cdot 44} = 0,016 \text{ м}^3.$$

Суміш газів займає об'єм $V_{\text{сум}} = 0,023 + 0,182 + 0,016 = 0,221 \text{ м}^3$.

Величини парціальних тисків кисню, азоту та вуглекислого газу такі:

$$p_{\text{O}_2} = \frac{m_{\text{O}_2} RT}{V\mu_{\text{O}_2}} = \frac{0,2 \cdot 8314 \cdot 350}{0,221 \cdot 32} = 82294 \text{ Па},$$

$$p_{\text{N}_2} = \frac{m_{\text{N}_2} RT}{V\mu_{\text{N}_2}} = \frac{1,4 \cdot 8314 \cdot 350}{0,221 \cdot 28} = 658348 \text{ Па},$$

$$p_{\text{CO}_2} = \frac{m_{\text{CO}_2} RT}{V\mu_{\text{CO}_2}} = \frac{0,2 \cdot 8314 \cdot 350}{0,221 \cdot 44} = 59850 \text{ Па}.$$

Сумарний тиск суміші газів дорівнює $p_{\text{сум}} = p_{\text{O}_2} + p_{\text{N}_2} + p_{\text{CO}_2} = 82294 + 658348 + 59850 = 800492 \text{ Па}$, що відповідає вказаному в умові задачі.

Тема 4. Теплоємність ідеального газу та суміші газів

Кількість теплоти затраченої на зміну температури робочого тіла на величину ΔT визначається за формулою:

$$Q = cm\Delta T,$$

де c – питома теплоємність речовини, яка для твердих та рідких тіл не залежить суттєво від навколишніх умов; m – маса робочого тіла; ΔT – зміна температури робочого тіла.

Розрізняють істинну та середню теплоємності речовини.

Істинна теплоємність – це теплоємність речовини при даній температурі.

Середня теплоємність – це теплоємність речовини для певного температурного проміжку.

Теплоємністю речовини називають величину відношення кількості теплоти Q затраченої на нагрівання речовини від температури T_1 до T_2 . Тобто:

$$C = \frac{Q}{T_2 - T_1}.$$

Для газу величина теплоємності суттєво залежить від навколишніх умов, оскільки газ при нагріванні може змінювати свій об'єм і тим самим частина теплоти йде на виконання газом роботи а частина теплоти – на зміну температури робочого тіла. Для газу використовують три види теплоємності.

Масова питома теплоємність c – це кількість теплоти необхідної для нагрівання 1 кг газу на 1 K . Масова питома теплоємність має розмірність:

$$[c] = \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}.$$

Об'ємна питома теплоємність c' – це кількість теплоти необхідної для нагрівання 1 м^3 на 1 K . Об'ємна питома теплоємність c' має розмірність:

$$[c'] = \frac{\text{Дж}}{\text{м}^3 \cdot \text{K}}.$$

Кіломольна питома теплоємність C – це кількість теплоти необхідної для нагрівання 1 кмоль газу на 1 K . Кіломольна питома теплоємність C має розмірність:

$$[C] = \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{K}}.$$

Між даними теплоємностями існують залежності. Оскільки 1 кмоль газу містить $\mu \text{ кг}$, то між кіломольною C та масовою c питомими теплоємностями дійсне співвідношення:

$$C = \mu \cdot c. \quad (1.27)$$

За нормальних умов, якщо 1 кмоль газу займає об'єм $22,4 \text{ м}^3$, тому між кіломольною C та об'ємною c' питомими теплоємностями речовини за цих умов дійсна залежність:

$$C = 22,4c'.$$

Ізохорна та ізобарна теплоємність газу

В залежності від умов, в яких перебуває термодинамічна система, теплоємність газу може змінюватись в широких межах. У зв'язку з цим, теплоємність газу визначають для сталих параметрів. Якщо термодинамічний процес відбувається при сталому об'ємі, то такий процес називають **ізохорним**. Теплоємність газу в ізохорному процесі називають **ізохорною теплоємністю** і позначають з індексом V , тобто C_V, c_V, c'_V .

В ізобарному процесі газ перебуває під сталим тиском і теплоємність газу, в цьому випадку, називають **ізобарною теплоємністю** та позначають з індексом p , тобто C_p, c_p та c'_p .

Між ізобарною та ізохорною теплоємностями існує таке співвідношення:

$$C_p = C_V + R \text{ або } C_V = C_p - R. \quad (1.28)$$

Вираз (1.28) називають **рівнянням Майєра**, яке стверджує, що різниця між кіломолярними теплоємностями газу під сталим тиском і з сталим об'ємом є величина стала і дорівнює універсальній газовій сталій.

Молекулярно-кінетична теорія теплоємності газів встановлює значення теплоємностей тільки залежно від атомності газів і не враховує залежності теплоємності ідеальних газів від температури. Відношення теплоємності газу ізобарної до теплоємності газу ізохорної називають **показником адіабати**:

$$k = \frac{C_p}{C_V}.$$

Значення показника адіабати k для реальних газів є доволі наближене, оскільки теплоємність реального газу суттєво залежить від температури.

Істинна теплоємність газів визначається експериментальним шляхом. В довідниковій літературі у таблицях вказана середня теплоємність газів на проміжку $[0^\circ\text{C}; t^\circ\text{C}]$.

Кількість теплоти, необхідної для нагрівання газу масою m від 0°C до $t^\circ\text{C}$, під сталим тиском, визначається за формулою:

$$Q = C_p \frac{m}{\mu} t, \quad (1.29)$$

де C_p – середня кіломолярна теплоємність газу при сталому тиску на інтервалі від 0°C до $t^\circ\text{C}$ (додаток 1), m – маса газу, μ – молярна маса газу.

Кількість теплоти необхідної для нагрівання газу від температури $t_1^\circ\text{C}$ до $t_2^\circ\text{C}$ визначається із співвідношення:

$$Q = C_{p2} \frac{m}{\mu} t_2^\circ\text{C} - C_{p1} \frac{m}{\mu} t_1^\circ\text{C}, \quad (1.30)$$

де C_{p2} – середня кіломолярна теплоємність газу на інтервалі $[0^\circ\text{C}; t_2^\circ\text{C}]$, C_{p1} – середня кіломолярна теплоємність газу на інтервалі $[0^\circ\text{C}; t_1^\circ\text{C}]$.

Теплоємність суміші газів

Нехай суміш газів складається з n компонентів масою (m_1, m_2, \dots, m_n) . Під час нагрівання на 1°C сумарна кількість теплоти, яку отримає суміш, дорівнює сумі величин теплоти затраченої для нагрівання кожного компонента газу на 1°C , тобто:

$$Q = Q_1 + Q_2 + \dots + Q_n, \quad (1.31)$$

де $Q_i = c_i m_i$, c_i – питома масова теплоємність i -ого компонента газу; m_i – маса i -ого компонента суміші газів.

З іншої сторони, кількість теплоти, затраченої на нагрівання суміші газів на 1°C , дорівнює:

$$Q = c_{\text{сум}} m_{\text{сум}}, \quad (1.32)$$

де $c_{\text{сум}}$ – питома масова теплоємність суміші газів;

$m_{\text{сум}} = m_1 + m_2 + \dots + m_n$ – маса суміші газів.

Враховуючи попередні залежності, співвідношення (1.32) набере вигляду:

$$c_{\text{сум}} m_{\text{сум}} = c_1 m_1 + c_2 m_2 + \dots + c_n m_n. \quad (1.33)$$

Розділивши попереднє рівняння на масу суміші газів, отримаємо:

$$c_{\text{сум}} = c_1 \frac{m_1}{m_{\text{сум}}} + c_2 \frac{m_2}{m_{\text{сум}}} + \dots + c_n \frac{m_n}{m_{\text{сум}}} \quad \text{або} \\ c_{\text{сум}} = c_1 g_1 + c_2 g_2 + \dots + c_n g_n. \quad (1.34)$$

Співвідношення (1.34) дозволяє визначати питому масову теплоємність суміші газів, якщо суміш газів задана в масових частках.

Запишемо співвідношення (1.43) у вигляді:

$$\frac{\mu_{\text{сум}} c_{\text{сум}} m_{\text{сум}}}{\mu_{\text{сум}}} = \frac{\mu_1 c_1 m_1}{\mu_1} + \frac{\mu_2 c_2 m_2}{\mu_2} + \dots + \frac{\mu_n c_n m_n}{\mu_n}.$$

Оскільки кіломольна теплоємність i і питома масова теплоємність поєднані залежністю $C_i = c_i \mu_i$, то це рівняння набере вигляду:

$$C_{\text{сум}} \frac{m_{\text{сум}}}{\mu_{\text{сум}}} = C_1 \frac{m_1}{\mu_1} + C_2 \frac{m_2}{\mu_2} + \dots + C_n \frac{m_n}{\mu_n}, \quad (1.35)$$

або

$$C_{\text{сум}} = \mu_{\text{сум}} \left(C_1 \frac{g_1}{\mu_1} + C_2 \frac{g_2}{\mu_2} + \dots + C_n \frac{g_n}{\mu_n} \right). \quad (1.36)$$

Спростивши рівняння (1.46) отримуємо:

$$C_{\text{сум}} = C_1 r_1' + C_2 r_2' + \dots + C_n r_n'. \quad (1.37)$$

Залежність (1.37) дозволяє визначати кіломольну теплоємність суміші газів, якщо суміш газів задана в мольних частках. Задання суміші газів в об'ємних частках або мольних частках є тотожними, оскільки $r_i = r_i'$. Отже, середню кіломольну теплоємність суміші газів, якщо суміш газів задана в об'ємних частках, визначаємо за формулою:

$$C_{\text{сум}} = C_1 r_1 + C_2 r_2 + \dots + C_n r_n. \quad (1.38)$$

Тема 5. Перший закон термодинаміки

Термодинамічна система та термодинамічні процеси

Термодинамічна система – це сукупність тіл, між якими можлива енергетична взаємодія у формі тепла і роботи. Всі інші тіла, що не входять в термодинамічну систему, називають навколишнім середовищем.

Наприклад, якщо досліджуємо поведінку газу в балоні, то термодинамічною системою є газ, а стінки балона – навколишнє середовище.

Ізольована термодинамічна система – це така система, в якій відсутня енергетична взаємодія з навколишнім середовищем.

Термодинамічний стан системи є **зрівноваженим**, якщо температура і тиск однакові у всіх точках термодинамічної системи. Рівняння зрівноваженого стану:

$$pV = m \frac{R}{\mu} T.$$

Термодинамічна система залишається в зрівноваженому стані доти, поки не почнеться обмін енергією з навколишнім середовищем. Обмін енергією починається тільки тоді, коли виникає різниця температур або тисків між термодинамічною системою і навколишнім середовищем.

Термодинамічним процесом називають зміну стану термодинамічної системи, яка відбувається внаслідок обміну енергією між термодинамічною системою і навколишнім середовищем у вигляді роботи, теплоти.

Термодинамічний процес є **зрівноваженим**, якщо він складається із безперервної послідовності зрівноважених станів

Термодинамічні процеси бувають зворотними та незворотними. **Зворотними термодинамічними процесами** називають процеси в яких термодинамічна система може бути повернена в початковий стан і не залишиться змін в навколишньому середовищі (іншими словами, втрата енергії в процесі повернення термодинамічної системи з кінцевого стану в початковий стан не спостерігається).

В **незворотних термодинамічних процесах** неможливо повернути термодинамічну систему з кінцевого положення в початкове без додаткового зовнішнього впливу. В природі процеси незрівноважені і незворотні та відбуваються при значній різниці температур та тисків

В довільному зрівноваженому термодинамічному процесі можуть змінюватись всі параметри системи: маса, об'єм, тиск і температура.

Рівнянням термодинамічного процесу називають математичний вираз, який поєднує між собою параметри стану в конкретному процесі. Рівняння термодинамічного процесу, при одночасній зміні всіх параметрів стану, отримати доволі складно і тому, переважно, розглядають процеси, коли деякі параметри термодинамічного стану стали.

Внутрішня енергія і робота термодинамічної системи

Енергія – це кількісна міра всіх форм руху матерії. Енергія є внутрішня та зовнішня.

Зовнішня енергія термодинамічної системи складається із суми кінетичної енергії, внаслідок руху всієї системи відносно тіл навколишнього середовища, та потенціальної енергії системи, обумовленої положенням системи в полі сил.

Внутрішня енергія – це запас енергії в робочому тілі, що визначається кінетичною та потенціальною складовими частинами енергії.

З точки зору термодинаміки можна виключити з розгляду типи енергій, які не змінюються у термодинамічних процесах. Оскільки визначити внутрішню енергію термодинамічної системи неможливо, то при дослідженні термодинамічних процесів відслідковують лише зміну внутрішньої енергії системи:

$$\Delta U = U_2 - U_1,$$

де U_2 , U_1 – внутрішні енергії системи в кінцевому і початковому станах.

Через відсутність в ідеальному газі сил взаємодії між молекулами зміна внутрішньої енергії в ньому визначається тільки зміною температури.

Закон Джоуля. Для ідеального газу внутрішня енергія є функцією тільки температури.

Перший закон термодинаміки. Енергія не виникає і не зникає, вона може лише в різних формах переходити від одного тіла до іншого, але загальна кількість енергії в ізольованій термодинамічній системі є величина стала.

В термодинаміці можна твердити: величина енергії передана термодинамічній системі навколишнім середовищем, у вигляді теплоти, дорівнює сумі приросту внутрішньої енергії системи та термодинамічній роботі газу, тобто:

$$Q = \Delta U + L, \quad (1.39)$$

де Q – кількість теплоти підведеної до системи; ΔU – зміна внутрішньої енергії термодинамічної системи; L – величина виконаної робочим тілом роботи.

Кількість тепла Q вважається додатною, якщо вона збільшує внутрішню енергію системи, тобто теплота підводиться із навколишнього середовища до робочого тіла.

Механічна робота – це енергетична характеристика процесу переміщення або деформації робочого тіла під дією сил.

Робота є механічною формою передачі енергії. Кількість роботи є мірою зміни кількості енергії. При здійсненні роботи всі частинки робочого тіла (молекули газу) поряд з хаотичним рухом здійснюють рух в напрямку переміщення робочого тіла, тому робота є формою передачі енергії впорядкованого, скерованого руху частинок робочого тіла.

Кількість механічної роботи L вважається додатною, якщо вона зменшує внутрішню енергію термодинамічної системи, тобто коли система здійснює роботу проти сил навколишнього середовища.

Робота, виконана газом, дорівнює добутку сили на величину переміщення, тобто:

$$dl = pdV. \quad (1.40)$$

Робота, здійснена робочим тілом при зміні його об'єму від величини V_1 до величини V_2 , визначається шляхом інтегрування попереднього виразу, тобто:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} p(V) dV.$$

Для того, щоб визначити роботу за даною формулою необхідно знати залежність зміни тиску від зміни об'єму робочого тіла для даного термодинамічного процесу, тобто:

$$p = f(V).$$

Робота, на відміну від зміни внутрішньої енергії термодинамічної системи, котра повністю визначається тільки початковим та кінцевим термодинамічними станами системи, є функцією процесу, тобто залежить від способу протікання термодинамічного процесу.

Розглянемо газ масою l кг. Кількість теплоти dq підведеної до газу можна визначити за масою спаленого палива та його питомою теплотою згорання. На основі першого закону термодинаміки $dq = du + dl$, або враховуючи (1.40) отримаємо, що

$$dq = du + pdv. \quad (1.41)$$

Для ідеального газу елементарна зміна внутрішньої енергії дорівнює:

$$du = c_v dT,$$

де c_v – масова питома теплоємність газу зі сталим об'ємом.

Отже, рівняння (1.41) набере вигляду:

$$dq = c_v dT + pdv. \quad (1.42)$$

Рівняння (1.42) встановлює залежність між кількістю підведеної теплоти та питомою теплоємністю газу зі сталим об'ємом. Між питомою теплоємністю газу зі сталим об'ємом та питомою теплоємністю газу під сталим тиском існує залежність $c_v = c_p - R_1$, де R_1 – питома газова стала. Підставляючи цю залежність в рівняння (1.42), отримаємо співвідношення:

$$dq = (c_p - R_1) dT + pdv. \quad (1.43)$$

Диференціюючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pv = R_1 T$, отримаємо рівняння:

$$pdv + vdp = R_1 dT.$$

Підставляючи цю залежність в рівняння (1.43), отримаємо:

$$dq = c_p dT - pdv - vdp + pdv \text{ або}$$

$$dq = c_p dT - vdp. \quad (1.44)$$

Рівняння (1.44) встановлює залежність між кількістю підведеної теплоти та питомою теплоємністю газу під сталим тиском.

Згідно із законом збереження енергії, енергія не може бути ні створена, ні знищена, а може бути тільки перетворена з одного виду в інший. Отже, перший закон термодинаміки можна сформулювати так: **теплота, надана одиниці маси газу в довільному термодинамічному процесі, витрачається**

на збільшення його внутрішньої енергії та на виконання роботи розширення, тобто $dq = du + dl$. Враховуючи, що $du = dq - dl$ перший закон термодинаміки можна сформулювати таким чином: **зміна внутрішньої енергії газу дорівнює різниці між кількістю теплоти, підведеної до системи, та кількістю виконаної газом роботи.** Здійснивши запис першого закону термодинаміки у вигляді $dl = dq - du$, можна твердити, що газ може виконувати роботу завдяки підведеній теплоті до термодинамічної системи або завдяки зменшенню своєї внутрішньої енергії.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Яку кількість теплоти потрібно, щоб нагріти 4 м^3 повітря під сталим тиском $p=3\text{ атм}$ від 100°C до 500°C . Умовна молярна маса повітря $\mu_{\text{нов}} = 28,96\text{ кг/кмоль}$. Визначити об'єм повітря з температурою $t_2=500^\circ\text{C}$.

Визначимо масу повітря, що міститься в об'ємі $V=4\text{ м}^3$ з температурою $t_1=100^\circ\text{C}$ під тиском $p=3\text{ атм}$, використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu_{\text{нов}}} T$, тобто $m = \frac{pV\mu_{\text{нов}}}{RT_1}$. Підставляючи значення величин,

$$\text{отримаємо } m = \frac{3 \cdot 101325 \cdot 4 \cdot 28,96}{8314 \cdot 373} = 11,355\text{ кг}.$$

Кількість теплоти, необхідної для нагріву повітря від 0°C до 100°C під сталим тиском, визначається за формулою

$$Q_1 = m \frac{C_p}{\mu_{\text{нов}}} (100^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C}) = 11,355 \cdot \frac{29,15}{28,96} \cdot 100 = 1143\text{ кДж},$$
 де C_p – середня

кіломольна теплоємність повітря під сталим тиском на інтервалі $(0^\circ\text{C}; 100^\circ\text{C})$.

Кількість теплоти, необхідної для нагріву повітря від 0°C до 500°C під сталим тиском, визначається за формулою

$$Q_2 = m \frac{C_p}{\mu_{\text{нов}}} (500^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C}) = 11,355 \cdot \frac{30,11}{28,96} \cdot 500 = 5903\text{ кДж},$$
 де C_p – середня

кіломольна теплоємність повітря під сталим тиском на інтервалі $(0^\circ\text{C}; 500^\circ\text{C})$.

Кількість теплоти, затраченої на нагрівання повітря від 100°C до 500°C , дорівнює $\Delta Q = Q_2 - Q_1 = 5903 - 1143 = 4760\text{ кДж}$.

Оскільки відбувся ізобарний процес, то можна використати закон Гей-Люссака $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$ для визначення об'єму повітря після завершення

термодинамічного процесу. Звідки отримаємо $V_2 = \frac{V_1 T_2}{T_1}$. Підставляючи

$$\text{значення величин, отримаємо } V_2 = \frac{4 \cdot 773}{373} = 8,29\text{ м}^3.$$

Задача 2. Балон ємністю 40 л містить кисень з температурою $t_1=122^\circ\text{C}$ під тиском $p_1=12\text{ МПа}$. Визначити кількість теплоти підведеної до робочого тіла, якщо його температура досягла $t_2=420^\circ\text{C}$, та величину тиску в балоні.

Визначимо масу кисню з температурою $t=122^\circ\text{C}$, що міститься в об'ємі $V=40\text{ л}$ під тиском $p_1=12\text{ МПа}$, використовуючи рівняння Клапейрона-

Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu_{O_2}} T$, тобто $m = \frac{p_1 V \mu_{O_2}}{RT_1}$. Підставляючи значення величин, отримаємо $m = \frac{12000000 \cdot 0,04 \cdot 32}{8314 \cdot 395} = 4,677 \text{ кг}$.

Кількість теплоти, яку отримав кисень, під час його нагрівання в ізохорному процесі від 0°C до 122°C , дорівнює $Q_1 = m \frac{C_{V1}}{\mu_{O_2}} (122^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C})$, де C_{V1} – середня кіломольна теплоємність кисню зі сталим об'ємом на інтервалі $(0^\circ\text{C}; 122^\circ\text{C})$. Згідно з формулою Майєра, кіломольна теплоємність кисню зі сталим об'ємом дорівнює $C_V = C_p - R$. Підставляючи значення величин, отримаємо $C_{V1} = 29,55 - 8,314 = 21,236 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$. Отже, кількість теплоти, необхідної для нагрівання кисню від 0°C до 122°C , дорівнює $Q_1 = \frac{4,677 \cdot 21,236 \cdot 122}{32} = 379 \text{ кДж}$.

Кількість теплоти, яку отримав кисень під час його нагрівання в ізохорному процесі від 0°C до 420°C , дорівнює $Q_2 = m \frac{C_{V2}}{\mu_{O_2}} (420^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C})$, де C_{V2} – середня кіломольна теплоємність кисню зі сталим об'ємом на інтервалі $(0^\circ\text{C}; 420^\circ\text{C})$. Підставляючи значення величин у рівняння Майєра, отримаємо $C_{V2} = 30,8965 - 8,314 = 22,582 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$. Отже, кількість теплоти, необхідної для нагрівання кисню від 0°C до 420°C , дорівнює $Q_2 = \frac{4,677 \cdot 22,582 \cdot 420}{32} = 1386 \text{ кДж}$.

Кількість теплоти, затраченої на нагрівання кисню від 122°C до 420°C , дорівнює $\Delta Q = Q_2 - Q_1$, тобто $\Delta Q = 1386 - 379 = 1007 \text{ кДж}$.

Оскільки відбувся ізохорний процес, то можна використати закон Шарля $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ для визначення тиску після завершення термодинамічного процесу. Звідки отримаємо $p_2 = \frac{p_1 T_2}{T_1}$. Підставляючи значення величин,

отримаємо $p_2 = \frac{12000000 \cdot 693}{395} = 21,053 \text{ МПа}$.

Задача 3. Визначити кількість теплоти, необхідної для нагрівання суміші газів від 400°C до 600°C під сталим тиском $p = 12 \text{ атм}$, та об'єм суміші газів після завершення термодинамічного процесу. В початковий момент часу суміш газів займала об'єм $V = 0,4 \text{ м}^3$, а об'ємні частки компонентів суміші газів такі: $r_{CO_2} = 0,145, r_{O_2} = 0,065, r_{N_2} = 0,79$.

Визначаємо умовну молярну масу суміші газів за формулою $\mu_{\text{сум}} = \sum \mu_i r_i$. Підставляючи дані отримаємо

$$\mu_{\text{сум}} = \mu_{CO_2} r_{CO_2} + \mu_{O_2} r_{O_2} + \mu_{N_2} r_{N_2} = 44 \cdot 0,145 + 32 \cdot 0,065 + 28 \cdot 0,79 = 30,58 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}$$

Використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu_{\text{сум}}} \cdot T$, визначаємо масу суміші газів з температурою $t=400^{\circ}\text{C}$, що міститься в об'ємі $V=0,4 \text{ м}^3$ під тиском $p=12 \text{ атм}$, тобто $m = \frac{pV\mu_{\text{сум}}}{RT_1}$. Підставляючи значення

$$\text{величин, отримаємо } m = \frac{12 \cdot 101325 \cdot 0,4 \cdot 30,58}{8314 \cdot 673} = 2,658 \text{ кг}.$$

Визначаємо кіломольну теплоємність суміші газів під сталим тиском за формулою (1.38), тобто $C_{\text{сум}} = C_{\text{CO}_2} r_{\text{CO}_2} + C_{\text{O}_2} r_{\text{O}_2} + C_{\text{N}_2} r_{\text{N}_2}$. Кіломольна теплоємність суміші газів під сталим тиском на інтервалі $(0^{\circ}\text{C}, 400^{\circ}\text{C})$ дорівнює

$$C_{\text{сум1}} = 43,25 \cdot 0,145 + 30,896 \cdot 0,065 + 29,64 \cdot 0,79 = 31,695 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}, \text{ а на інтервалі } (0^{\circ}\text{C}, 600^{\circ}\text{C}) \text{ дорівнює } C_{\text{сум2}} = 45,82 \cdot 0,145 + 31,79 \cdot 0,065 + 30,19 \cdot 0,79 = 32,56 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Кількість теплоти, необхідної для нагрівання суміші газів від 0°C до 400°C під сталим тиском, визначається за формулою $Q_1 = m \frac{C_{\text{сум1}}}{\mu_{\text{сум}}} (400^{\circ}\text{C} - 0^{\circ}\text{C}) = 2,658 \cdot \frac{31,695}{30,58} \cdot 400 = 1102 \text{ кДж}$, де $C_{\text{сум1}}$ – середня кіломольна теплоємність суміші газів під сталим тиском на інтервалі $(0^{\circ}\text{C}; 400^{\circ}\text{C})$.

Кількість теплоти, необхідної для нагрівання суміші газів від 0°C до 600°C під сталим тиском, визначається за формулою $Q_2 = m \frac{C_{\text{сум2}}}{\mu_{\text{сум}}} (600^{\circ}\text{C} - 0^{\circ}\text{C}) = 2,658 \cdot \frac{32,56}{30,58} \cdot 600 = 1698 \text{ кДж}$, де $C_{\text{сум2}}$ – середня кіломольна теплоємність суміші газів під сталим тиском на інтервалі $(0^{\circ}\text{C}; 600^{\circ}\text{C})$.

Кількість теплоти затраченої на нагрівання суміші газів від 400°C до 600°C дорівнює $\Delta Q = Q_2 - Q_1 = 1698 - 1102 = 596 \text{ кДж}$.

Оскільки мав місце ізобарний процес, то об'єм суміші газів з температурою 600°C визначаємо використовуючи закон Гей-Люссака $\frac{V_1}{T_1} = \frac{V_2}{T_2}$.

$$\text{Звідки отримаємо, що } V_2 = \frac{V_1 T_2}{T_1} = \frac{0,4 \cdot 873}{673} = 0,519 \text{ м}^3.$$

Задача 4. Суміш газів з температурою $t_1=20^{\circ}\text{C}$, яка складається з 10 кг CO_2 , 3 кг O_2 та $0,25 \text{ кмоль N}_2$, міститься в резервуарі під тиском $p=20 \text{ атм}$. Визначити величину теплоти необхідну для нагрівання суміші газів в ізохорному процесі до температури $t_2=120^{\circ}\text{C}$ та величину тиску в резервуарі при цій температурі.

Визначаємо масу азоту, що міститься в резервуарі $m_{\text{N}_2} = n_{\text{N}_2} \mu_{\text{N}_2} = 0,25 \cdot 28 = 7 \text{ кг}$. Маса суміші газів дорівнює

$$m_{\text{сум}} = m_{\text{CO}_2} + m_{\text{O}_2} + m_{\text{N}_2} = 10 + 3 + 7 = 20 \text{ кг}. \text{ Масові частки компонентів суміші}$$

газів дорівнюють $g_{\text{CO}_2} = \frac{m_{\text{CO}_2}}{m_{\text{сум}}} = \frac{10}{20} = 0,5$, $g_{\text{O}_2} = 0,15$, $g_{\text{N}_2} = 0,35$. Умовну

молярну масу суміші газів визначаємо за формулою (1.24), тобто

$$\mu_{\text{сум}} = \frac{I}{\frac{g_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{CO}_2}} + \frac{g_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} + \frac{g_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}}} = \frac{I}{\frac{0,5}{44} + \frac{0,15}{32} + \frac{0,35}{28}} = \frac{I}{0,02855} = 35,02 \frac{\text{кг}}{\text{кмоль}}.$$

Середню кіломольну теплоємність суміші газів під сталим тиском визначаємо за формулою (1.46). Для нашого випадку формула набере вигляду

$$C_{\text{сум}} = \mu_{\text{сум}} \left(\frac{C_{\text{CO}_2}}{\mu_{\text{CO}_2}} g_{\text{CO}_2} + \frac{C_{\text{O}_2}}{\mu_{\text{O}_2}} g_{\text{O}_2} + \frac{C_{\text{N}_2}}{\mu_{\text{N}_2}} g_{\text{N}_2} \right).$$

Середня кіломольна теплоємність суміші газів під сталим тиском на інтервалі ($0^\circ\text{C}; 120^\circ\text{C}$) дорівнює

$$C_{\text{сум}2} = 35,02 \left(\frac{38,27}{44} 0,5 + \frac{29,55}{32} 0,15 + \frac{29,21}{28} 0,35 \right) = 32,87 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Середня кіломольна теплоємність суміші газів під сталим тиском на інтервалі ($0^\circ\text{C}; 20^\circ\text{C}$) дорівнює

$$C_{\text{сум}1} = 35,02 \left(\frac{36,06}{44} 0,5 + \frac{29,28}{32} 0,15 + \frac{29,2}{28} 0,35 \right) = 31,94 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Оскільки нагрів відбувається зі сталим об'ємом, то, згідно з рівнянням Майєра, середню кіломольну теплоємність суміші газів зі сталим об'ємом визначаємо за формулою $C_V = C_p - 8,314$. Підставляючи дані отримаємо

$$C_{V2} = C_{\text{сум}2} - 8,314 = 32,87 - 8,314 = 24,56 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}, \text{ а}$$

$$C_{V1} = C_{\text{сум}1} - 8,314 = 31,94 - 8,314 = 23,626 \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}.$$

Кількість теплоти, необхідної для нагрівання суміші газів від 0°C до 20°C зі сталим об'ємом визначається за формулою

$$Q_1 = m_{\text{сум}} \frac{C_{V1}}{\mu_{\text{сум}}} (20^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C}) = 20 \cdot \frac{23,626}{35,02} \cdot 20 = 270 \text{кДж}.$$

Кількість теплоти необхідної для нагрівання суміші газів від 0°C до 120°C зі сталим об'ємом, визначається за формулою

$$Q_2 = m_{\text{сум}} \frac{C_{V2}}{\mu_{\text{сум}}} (120^\circ\text{C} - 0^\circ\text{C}) = 20 \cdot \frac{24,56}{35,02} \cdot 120 = 1683 \text{кДж}.$$

Отже, кількість теплоти, затраченої на нагрівання суміш газів від 20°C до 120°C , дорівнює $\Delta Q = Q_2 - Q_1 = 1683 - 270 = 1413 \text{кДж}$.

Оскільки відбувся ізохорний процес, то можна використати закон

Шарля $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$ для визначення величини тиску при температурі $t_2 = 120^\circ\text{C}$,

тобто $p_2 = \frac{p_1 T_2}{T_1}$. Підставляючи значення величин отримаємо

$$p_2 = \frac{20 \cdot 101325 \cdot 393}{293} = 2718138 \text{Па} = 2,72 \text{МПа}.$$

Тема 6. Термодинамічні газові процеси

Ентропія

Розглянемо рівняння першого закону термодинаміки у вигляді:

$$dq = c_V dT + p dv.$$

Розділимо ліву і праву частини рівняння на абсолютну температуру T , з урахуванням Рівняння Клапейрона-Менделєєва для газу масою l кг, попереднє рівняння набере вигляду:

$$\frac{dq}{T} = c_V \frac{dT}{T} + R_1 \frac{dv}{v}. \quad (1.45)$$

Права частина даного рівняння є повний диференціал деякої функції змінних T і v . Позначимо цю функцію через s і отримаємо:

$$ds = c_V \frac{dT}{T} + R_1 \frac{dv}{v}. \quad (1.46)$$

Зінтегрувавши рівняння (1.46), отримаємо:

$$s(T, v) = c_V \ln T + R_1 \ln v + C, \quad (1.47)$$

де C – стала величина.

Якщо маса газу m , то ентропія визначається за формулою:

$$s(T, V) = c_V \ln T + R_1 \ln V + C.$$

Функцію $s(T, v)$ або $s(T, V)$ називають **ентропією** робочого тіла. Абсолютне значення ентропії не має потреби знати при вивченні термодинамічних процесів і тому для ідеального газу вважають, що ентропія робочого тіла дорівнює нулеві при нормальних умовах.

Враховуючи рівняння (1.45) і (1.46), отримаємо залежність:

$$ds = \frac{dq}{T}. \quad (1.48)$$

Ентропія – це параметр стану газу, диференціал якого дорівнює зведеній теплоті оборотного процесу.

Зінтегрувавши рівняння (1.46), отримаємо:

$$s_2 - s_1 = c_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R_1 \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Отже, зміна ентропії не залежить від характеру термодинамічного процесу, а залежить від початкового та кінцевого значень параметрів стану.

Одним з важливих питань термодинаміки є підрахунок роботи виконаної робочим тілом та кількості теплоти підведеної до двигуна або відведеного від нього. За рівнем спожитої теплоти визначають його економічність. Це питання можна розв'язати графічним зображенням термодинамічного процесу в системі координат p, v та T, s . Нехай робоче тіло, що перебуває під тиском p і займає об'єм V , внаслідок термодинамічного процесу збільшує свій об'єм на величину dV . Елементарна робота газу дорівнює добуткові тиску на величину зміни об'єму, тобто $dL = pdV$. Величина dL графічно дорівнює величині площі заштрихованої смужки на

рис 1.4а. Термодинамічний стан робочого тіла в кожний момент часу на p, V – діаграмі позначається точкою, а термодинамічний процес кривою 1–2. Очевидно, що робота газу під час переходу від стану 1 до стану 2 залежить від характеру кривої термодинамічного процесу і величина роботи дорівнює площі фігури обмеженої кривою процесу 1–2 та віссю абсцис.

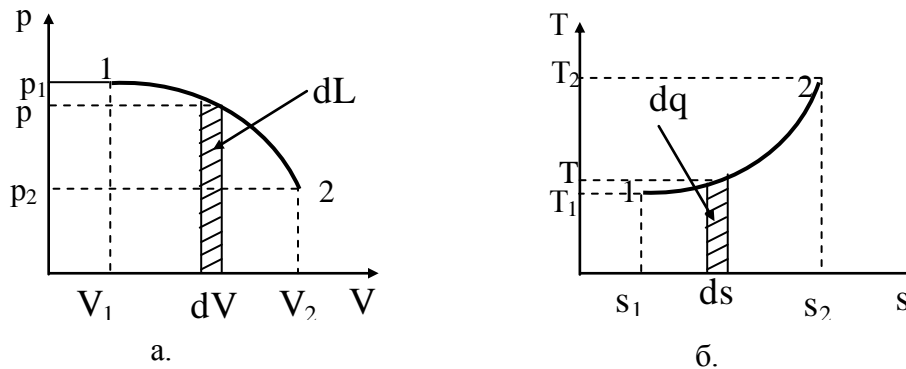


Рис. 1.4. Схематичне зображення виконаної роботи і підведеної теплоти

Підрахунок підведеної до термодинамічної системи теплоти можна здійснювати використовуючи зображення термодинамічного процесу в системі T, s координат (рис. 1.4б), де по осі абсцис відкладають значення ентропії s , а по осі ординат – значення абсолютної температури T . Термодинамічний стан робочого тіла в кожний момент часу на T, s – діаграмі позначається точкою, а термодинамічний процес – лінією. Кількість теплоти підведеної або відведеної під час термодинамічного процесу на T, s – діаграмі визначається площею фігури обмеженої кривою 1–2 та віссю абсцис. Дійсно, якщо лінія 1–2 на T, s – діаграмі зображує довільний термодинамічний процес, то елементарна кількість теплоти процесу dq дорівнює Tds і за величиною дорівнює площі заштрихованої смужки на рисунку 1.4б. T, s – діаграма дає можливість робити висновок відносно ступеня використання теплоти.

Основні процеси зміни стану робочого тіла

З усіх можливих термодинамічних процесів розглянемо тільки такі, в яких певний параметр залишається сталим. До таких процесів відносять:

1. ізохорний – термодинамічний процес зі сталим об'ємом ($V = const$);
2. ізобарний – термодинамічний процес під сталим тиском ($p = const$);
3. ізотермічний – термодинамічний процес зі сталою температурою ($T = const$);
4. адіабатний – термодинамічний процес без теплообміну з навколишнім середовищем ($dq = 0$);
5. політропний – термодинамічний процес в якому теплоємність робочого тіла вважається сталою величиною ($C = const$).

Розгляд таких процесів є важливим, оскільки в багатьох випадках реальні процеси збігаються з вищевказаними.

В подальших викладах розглядаємо тільки зворотні процеси і рівняння записуємо для термодинамічних процесів газу масою 1 кг .

Ізохорний процес

Ізохорним термодинамічним процесом називають таку зміну термодинамічного стану газу в якому його об'єм залишається сталим ($V = const$).

Даний процес можна реалізувати, нагріваючи або охолоджуючи газ в замкнутому об'ємі. Рівняння процесу: $V = const$, тобто в p, v – координатах процес позначається прямими лініями 1 – 2 або 1 – 2' паралельними до осі ординат (рис. 1.5а).

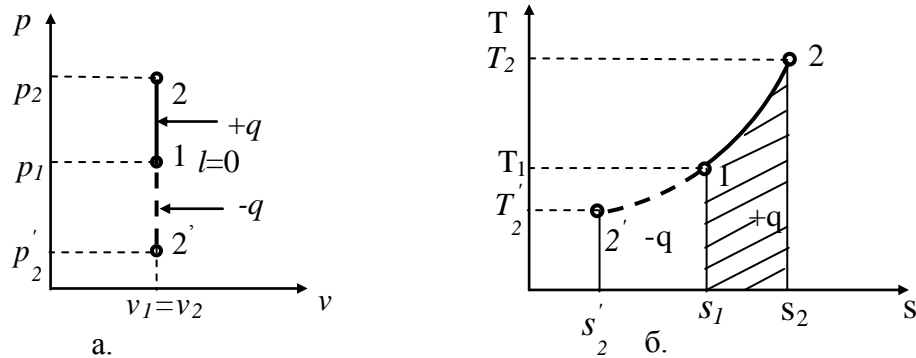


Рис. 1.5. Зображення ізохорного процесу в p, v та T, s діаграмах

В ізохорному процесі, при наданні теплоти робочому тілу, тиск газу зростає і лінія процесу йде догори, до точки 2. При забиранні теплоти від робочого тіла тиск газу спадає і лінія процесу йде донизу, до точки 2' (рис. 1.5а).

Використаємо запис першого закону термодинаміки для визначення рівняння ізохорного процесу в T, s – координатах. Оскільки в ізохорному процесі $V = const$, то рівняння набирає вигляду:

$$dq = c_v dT.$$

Використавши залежність (1.48) і зінтегрувавши дане рівняння за умови, що $c_v = const$, отримаємо:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

На (рис. 1.5б) показано ізохорний процес в T, s – координатах. Процес 1 – 2 відбувається з отриманням теплоти ($ds > 0$), а процес 1 – 2' – із забиранням теплоти ($ds < 0$). Вся теплота процесу чисельно дорівнює площі під кривою 1 – 2 або 1 – 2'.

Залежність між змінними параметрами стану визначаємо із рівняння стану ідеального газу, написаного для початкового та кінцевого станів. Розділивши друге рівняння на перше, отримаємо:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1} \tag{1.49}$$

тобто, в ізохорному процесі тиск газу змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі.

Оскільки робота газу пов'язана із зміною його об'єму, то в ізохорному процесі робота виконана газом дорівнює нулеві:

$$dL = pdV = 0.$$

Отже, в ізохорному процесі все тепло йде на нагрівання газу:

$$q = u_2 - u_1 = c_v(T_2 - T_1). \quad (1.50)$$

Для газу масою m , кількість теплоти отриманої ним в ізохорному процесі, дорівнює:

$$Q = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 - C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1, \quad (1.51)$$

де C_{v2}, C_{v1} – відповідно середні кіломолярні теплоємності газу зі сталим об'ємом на інтервалах $(\theta^{\circ}C; t_2^{\circ}C)$ та $(\theta^{\circ}C; t_1^{\circ}C)$.

Ізобарний процес

Ізобарним термодинамічним процесом називають такий процес зміни стану газу, в якому тиск залишається сталим ($p = const$).

Здійснити цей процес можна нагріваючи або охолоджуючи газ в циліндрі з рухомих поршнем, навантаженим сталою силою.

При наданню теплоти робочому тілу, в ізобарному процесі, температура газу зростає і його об'єм збільшується, а при забиранні теплоти – спадає температура і зменшується об'єм. Рівняння процесу в p, v – координатах позначається прямими лініями 1 – 2 або 1 – 2' паралельними до осі абсцис (рис. 1.6а).

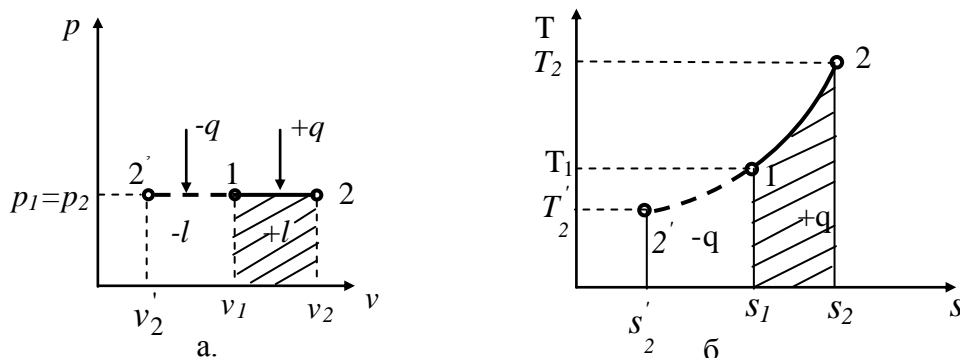


Рис. 1.6. Зображення ізобарного процесу в p, v та T, s координатах

Використаємо запис першого закону термодинаміки для визначення рівняння ізобарного процесу в T, s – координатах. Оскільки в ізобарному процесі $p = const$, то попереднє рівняння набирає вигляду:

$$dq = c_p dT.$$

Використавши залежність (1.48) і зінтегрувавши дане рівняння за умови, що $c_p = const$, отримаємо:

$$\Delta s = s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}.$$

На (рис. 1.6б) показано ізобарний процес в T, s – координатах. Процес 1 – 2 відбувається з отриманням теплоти ($ds > 0$), а процес 1 – 2' – із забиранням теплоти ($ds < 0$). Вся теплота процесу чисельно дорівнює площі під кривою 1 – 2 або 1 – 2' (рис. 1.6б).

Залежність між змінними параметрами термодинамічного стану визначаємо використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва для ідеального газу написане для початкового та кінцевого станів. Розділивши друге рівняння на перше, та враховуючи, що $p_1 = p_2$, отримаємо:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \quad \text{або} \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{T_2}{T_1}, \quad (1.52)$$

Отже, в ізобарному процесі об'єм газу змінюється прямо пропорційно його абсолютній температурі.

Величина роботи в ізобарному процесі вказана на p, v – діаграмі площею фігури нижче прямих $1-2$ або $1-2'$ (рис. 1.6а) і дорівнює:

$$l = p_1(v_2 - v_1). \quad (1.53)$$

Цьому рівнянню можна надати іншого вигляду якщо врахувати, що $p_1 v_1 = R_1 T_1$, $p_2 v_2 = R_1 T_2$ і $p_1 = p_2$, то:

$$l = R_1(T_2 - T_1). \quad (1.54)$$

Величина теплоти надана робочому тілу в ізобарному процесі визначається за формулою:

$$q = c_p(T_2 - T_1). \quad (1.55)$$

Величину теплоти отриману газом масою m можна визначати за формулами:

$$Q = \Delta U + L, \quad (1.56)$$

де $\Delta U = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 - C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1$, а $L = p(V_2 - V_1)$, або:

$$Q = Q_2 - Q_1, \quad (1.57)$$

де $Q_i = C_{pi} \frac{m}{\mu} t_i$, C_{pi} – кіломольна ізобарна теплоємність газу з температурою t_i .

Ізотермічний процес

Ізотермічним термодинамічним процесом називають таку зміну термодинамічного стану газу за якого температура його залишається сталою величиною ($T = const$).

Цей процес в p, v – координатах позначається рівнобічною гіперболою (рис. 1.7а).

При підведенні теплоти до робочого тіла його об'єм збільшується (крива $1-2$ на рис. 1.7а), а при забиранні теплоти – об'єм газу зменшується (крива $1-2'$ на рис. 1.7а).

В T, s – координатах ізотермічний процес позначається прямою лінією $1-2$ або $1-2'$, паралельною до осі абсцис (рис. 1.7б), тобто рівняння процесу в T, s –змінних має вигляд $T = const$. Лінія $1-2$ характеризує процес збільшення об'єму газу, а лінія $1-2'$ – процес стискання газу (рис. 1.7б).

Залежність між параметрами в ізотермічному процесі описується законом Бойля-Маріотта:

$$\frac{V_2}{V_1} = \frac{p_1}{p_2}. \quad (1.58)$$

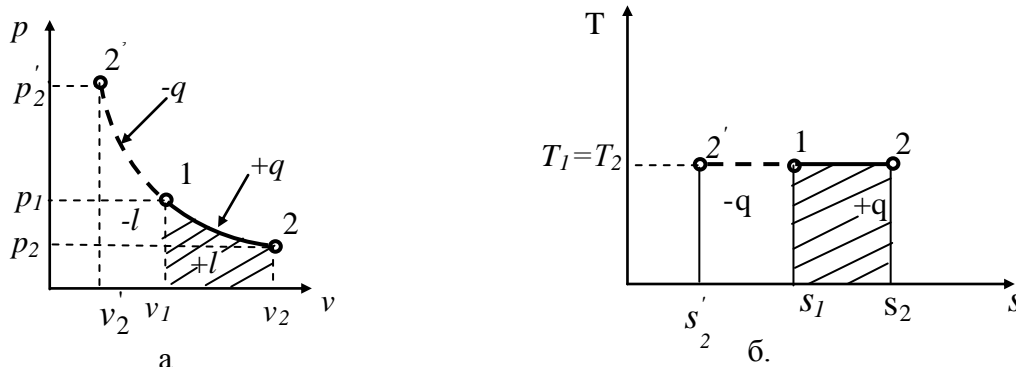


Рис. 1.7. Зображення ізотермічного процесу в p, v та T, s координатах

Оскільки робота дорівнює: $l = p(v_2 - v_1)$, а врахувавши рівняння Клапейрона-Менделєєва для l кг газу і те, що в ізотермічному процесі $R_1 T = const$, то отримаємо:

$$l = R_1 T \ln \frac{v_2}{v_1} \quad (1.59)$$

або

$$l = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (1.60)$$

Оскільки в ізотермічному процесі $T = const$ тобто $dT = 0$, то зміни внутрішньої енергії газу в ізотермічному процесі не спостерігається, тобто $\Delta u = 0$. Звідси випливає, що в ізотермічному процесі вся підведена теплота витрачається на виконання роботи:

$$q = l = R_1 T \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}. \quad (1.61)$$

На (рис. 1.7б) вказано, що кількість підведеної теплоти в процесі 1 – 2 дорівнює $q = T(s_2 - s_1)$. Отже, зміна ентропії в ізотермічному процесі дорівнює

$$s_2 - s_1 = \frac{q}{T} = R_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = R_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Для газу масою m кількість теплоти отриманої ним в ізотермічному процесі дорівнює роботі, тобто:

$$Q = L. \quad (1.62)$$

Адіабатний процес

Адіабатним термодинамічним процесом називають процес, який відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем ($q = 0$ або $dq = 0$) і теплоємність газу вважається сталою величиною.

Адіабатний процес можна реалізувати в циліндрі з рухомим поршнем, якщо циліндр та поршень виготовлені з абсолютно теплоізоляційного матеріалу. В реальному житті таке неможливе, але якщо процеси в циліндрі будуть відбуватись швидко, то процес можна з достатньою точністю вважати адіабатним.

Для отримання рівняння адіабатного процесу використаємо перший закон термодинаміки. Оскільки, в адіабатному процесі $dq = 0$, то отримаємо:

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

Розділивши ліву і праву частини одного рівняння на ліву і праву частини другого рівняння отримаємо:

$$\frac{c_p}{c_v} = -\frac{v dp}{p dv}.$$

Відношення масової питомої теплоємності газу під сталим тиском до масової питомої теплоємності зі сталим об'ємом називають **показником адіабати**, тобто:

$$\frac{c_p}{c_v} = k.$$

Врахувавши попереднє рівняння і зінтегрувавши його за умови, що $k = const$, отримаємо $\ln p v^k = const$. Це рівняння запишемо у вигляді:

$$p V^k = const. \quad (1.63)$$

Рівняння (1.63) називають **рівнянням адіабати**.

В p, v – координатах адіабатний процес виразиться гіперболою $p = const \cdot v^{-k}$. Оскільки $c_p > c_v$, тобто $k > 1$, то гіпербола є нерівнобічною (рис. 1.8а). Адіабатний процес $1 - 2$ є процесом розширення газу, а процес $1 - 2'$ – процесом стискування газу (рис. 1.8а).

В T, s – координатах рівняння адіабатного процесу отримаємо із співвідношення $ds = dq/T$. Оскільки в адіабатному процесі $dq = 0$, то і $ds = 0$. Отже, зворотній адіабатний процес відбувається при сталій ентропії $s = const$. В T, s – координатах (рис. 1.8б) адіабатний процес зображується прямою паралельною до осі ординат. Пряма $1 - 2$ дійсна під час розширення газу, а пряма $1 - 2'$ ілюструє процес стискування газу (рис. 1.8б).

Залежність між параметрами термодинамічного стану отримаємо із рівняння адіабати $p v^k = const$. Для двох довільних точок справедлива рівність $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$. Враховуючи цю залежність запишемо, що:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{v_2}{v_1} \right)^k \quad \text{або} \quad \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^k. \quad (1.64)$$

Це рівняння встановлює залежність між тиском та об'ємом в адіабатному процесі для двох термодинамічних станів робочого тіла.

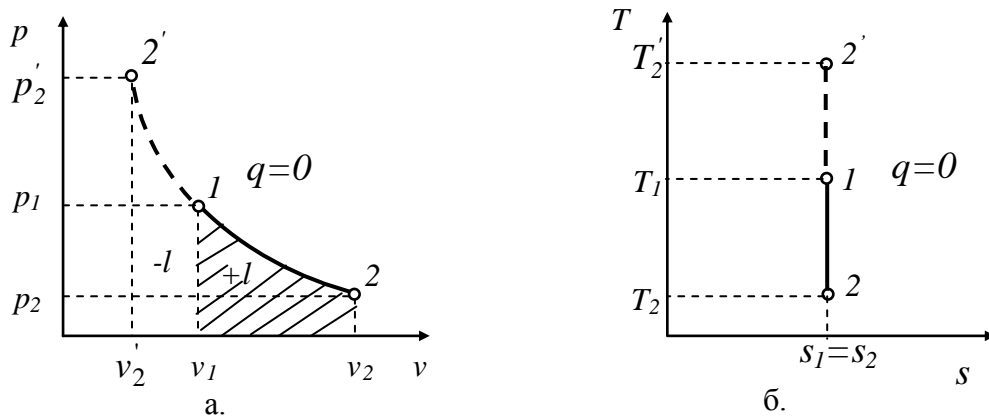


Рис. 1.8. Зображення адіабатного процесу в p, v та T, s координатах

Запишемо рівняння Клапейрона-Менделєєва для газу масою l кг в двох термодинамічних станах. Поділивши одне рівняння на інше, отримаємо:

$$\frac{p_1 v_1}{p_2 v_2} = \frac{T_1}{T_2}.$$

Враховуючи залежність між тиском та питомим об'ємом (1.64), отримаємо:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1}. \quad (1.65)$$

Це співвідношення описує залежність між абсолютними температурами газу та його об'ємами в адіабатному процесі. Враховуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва та залежність (1.64), отримаємо:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (1.66)$$

Це співвідношення вказує залежність між абсолютними температурами та тисками газів в адіабатному процесі.

Згідно з першим законом термодинаміки, $q = \Delta u + l$. Оскільки в адіабатному процесі немає притоку теплоти, то $q = 0$. Отже, виконання роботи в адіабатному процесі можливе лише завдяки зменшенню внутрішньої енергії робочого тіла, тобто:

$$l = \frac{R_1 T_1}{k-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1} \right) = \frac{R_1 T_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]. \quad (1.67)$$

або враховуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва для газу масою l кг виконана робота визначається із співвідношення:

$$l = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2). \quad (1.68)$$

Величина виконаної газом роботи в адіабатному процесі описується площею нижче кривої 1-2 або 1-2' (рис. 1.8а).

В адіабатному процесі робоче тіло не отримує і не витрачає теплоти, тобто $q = 0$. Зміна внутрішньої енергії, для газу масою m , обчислюється за формулою:

$$\Delta U = C_{V2} \frac{m}{\mu} t_2 - C_{V1} \frac{m}{\mu} t_1, \quad (1.69)$$

а робота виконана газом масою m дорівнює:

$$L = \frac{m}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2). \quad (1.70)$$

Необхідно враховувати, що в адіабатному процесі термодинамічна система теплоізолювана, тому:

$$\Delta U + L = 0.$$

Внаслідок того, що робота в адіабатному процесі здійснюється завдяки внутрішній енергії, то при розширенні газу відбувається зменшення внутрішньої енергії і тому його температура знижується, а при стисканні газу відбувається зростання внутрішньої енергії і тому його температура зростає.

Політропні процеси

Політропними термодинамічними процесами називають такі процеси в яких теплоємність газу вважається сталою ($c = const$).

В реальності теплоємність ідеальних і тим більш реальних газів залежить від температури. Отже, умова сталої теплоємності ідеальних газів є певним припущенням. Однак введення поняття політропного процесу дозволяє якісно описати одним рівнянням доволі велику кількість різноманітних термодинамічних процесів і провести узагальнений аналіз різних властивостей цих процесів.

Для довільного термодинамічного процесу справедлива залежність

$$dq = cdT. \quad (1.71)$$

Розглянемо робоче тіло (газ) масою 1 кг . Згідно з першим законом термодинаміки, справедливі залежності $dq = c_V dT + pdv$ та $dq = c_p dT - vdp$. Враховуючи (1.71) отримаємо:

$$(c - c_V) dT = pdv \text{ та } (c - c_p) dT = -vdp.$$

Поділивши друге рівняння на перше, отримаємо:

$$\frac{c - c_p}{c - c_V} = - \frac{vdp}{pdv}.$$

де відношення $\frac{c - c_p}{c - c_V} = n$, і називають **показником політропи**.

Враховуючи це позначення і зінтегрувавши попереднє диференціальне рівняння, отримаємо:

$$pv^n = const \quad \text{або} \quad pV^n = const. \quad (1.72)$$

Рівняння (1.72) описують політропний процес в змінних (p, v) і (p, V) , тобто цими рівняннями описується велика кількість термодинамічних процесів.

Якщо $n = 0$, то рівняння (1.72) набуває вигляду $pV^0 = p = const$, тобто має місце ізобарний процес.

При $n=1$ рівняння (1.72) набуває вигляду $pV^1 = pV = const$, тобто відбувається ізотермічний процес.

Для випадку якщо $n=k$ рівняння (1.72) набуває вигляду $pV^k = const$, тобто відбувається адіабатний процес.

Для випадку якщо $n=\infty$, це рівняння набуває вигляду $p^0V = const$, а це відбувається в ізохорному процесі.

Оскільки рівняння політропи (1.72) аналогічне рівнянню адіабати (1.63), то замінивши відповідно показник адіабати k на показник політропи n , параметри стану газу в політропному процесі можна поєднати рівняннями:

$$\frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^n, \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1}, \quad \frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}. \quad (1.73)$$

Кількість теплоти, отриману робочим тілом масою l кг в політропному процесі, визначаємо використовуючи формулу $dq = cdT$. Якщо відомі значення показників політропи і адіабати, то теплоємність газу дорівнює:

$$c = \frac{c_v(n-k)}{n-1}.$$

Отже, попереднє рівняння набере вигляду:

$$q = c_v \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1). \quad (1.74)$$

Виконану роботу газом у політропному процесі визначаємо аналогічно як і для адіабатного процесу замінивши тільки показник адіабати k на показник політропи n , тобто:

$$l = \frac{R_1 T_1}{n-1} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{R_1 T_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}\right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}\right]. \quad (1.75)$$

Для газу масою m , кількість теплоти отриманої ним в політропному процесі визначаємо за формулою:

$$Q = C_v \frac{m}{\mu} \frac{n-k}{n-1} (T_2 - T_1) \quad (1.76)$$

або за формулами

$$Q = \Delta U + L, \quad (1.77)$$

де $\Delta U = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 - C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1$; $L = \frac{l}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2)$;

C_{vi} – середня кіломолярна теплоємність робочого тіла зі сталим об'ємом.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Повітря масою 10 кг охолоджується в закритій посудині від 100°C до 10°C . Визначити тиск повітря після охолодження та кількість забраної теплоти, якщо початковий тиск повітря $1,5$ атм. Умовна молярна маса повітря $\mu=28,96$ кг/кмоль.

Оскільки повітря охолоджують в закритій посудині, то відбувається ізохорний процес. Використовуючи закон Шарля $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$ визначаємо тиск повітря в посудині після завершення термодинамічного процесу

$$p_2 = \frac{p_1 T_2}{T_1} = \frac{1,5 \cdot 101325 \cdot 283}{373} = 115315 \text{ Па.}$$

Зміну внутрішньої енергії повітря внаслідок ізохорного процесу визначаємо за формулою $\Delta U = U_2 - U_1$: де

$$U_1 = C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1 = (29,15 - 8,314) \frac{10}{28,96} 100 = 719,47 \text{ кДж,}$$

$$U_2 = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 = (29,14 - 8,314) \frac{10}{28,96} 10 = 71,91 \text{ кДж.}$$

Отже, зміна внутрішньої енергії повітря, внаслідок ізохорного процесу, становить $\Delta U = 71,91 - 719,47 = -647,56 \text{ кДж}$.

В ізохорному процесі газ не виконує роботи, тому $L = 0$.

Кількість теплоти наданої повітрю від навколишнього середовища під час ізохорного процесу визначаємо за формулою $Q = \Delta U + L$. Підставляючи значення величин отримаємо $Q = -647,56 + 0 = -647,56 \text{ кДж}$. Знак (-) вказує на те, що в цьому ізохорному процесі відбулося поглинання теплоти навколишнім середовищем, тобто дану кількість теплоти повітря віддало навколишньому середовищу.

Задача 2. Кисень, що має масу 2 кг та температуру 177°C , під час охолодження зменшив свій об'єм в 1,5 раза під сталим тиском 3 атм. Визначити скільки теплоти забраної під час охолодження кисню, зміну внутрішньої енергії газу і виконану ним роботу.

Визначимо об'єм кисню на початку ізобарного процесу, використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$. Підставляючи

значення величин, отримаємо $V_1 = \frac{mRT_1}{p_1 \mu} = \frac{2 \cdot 8314 \cdot 450}{3 \cdot 101325 \cdot 32} = 0,769 \text{ м}^3$. Оскільки, за

умовою задачі, об'єм кисню зменшився в 1,5 раза, то його об'єм після завершення ізобарного процесу дорівнює $V_2 = \frac{V_1}{1,5} = 0,513 \text{ м}^3$.

Температуру кисню після завершення ізобарного процесу визначимо, використовуючи закон Гей-Люссака $\frac{V_2}{T_2} = \frac{V_1}{T_1}$, тобто $T_2 = \frac{T_1 V_2}{V_1} = \frac{450 \cdot 0,513}{0,769} = 300 \text{ К}$

або $t_2 = 300 - 273 = 27^{\circ}\text{C}$.

Зміну внутрішньої енергії кисню, внаслідок ізобарного процесу, визначаємо за формулою $\Delta U = U_2 - U_1$, де

$$U_1 = C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1 = (29,94 - 8,314) \frac{2}{32} 177 = 239,24 \text{ кДж,}$$

$$U_2 = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 = (29,28 - 8,314) \frac{2}{32} 27 = 35,38 \text{ кДж.}$$

Отже, зміна внутрішньої енергії кисню, після завершення ізобарного процесу, становить $\Delta U = 35,38 - 239,24 = -203,86$ кДж.

Величина виконаної роботи киснем, під час ізобарного процесу, визначається за формулою $L = p(V_2 - V_1)$. Підставляючи значення величин, отримаємо

$$L = 3 \cdot 101325(0,513 - 0,769) = -77818 \text{ Дж} = -77,8 \text{ кДж}.$$

Оскільки, сумарна кількість теплоти наданої кисню йшла на зміну внутрішньої енергії газу та на виконання ним роботи, то $Q = \Delta U + L$. Підставляючи значення величин, отримаємо $Q = -203,86 - 77,82 = -281,68$ кДж. Знак (-) вказує на те, що в цьому ізобарному процесі відбулося поглинання теплоти навколишнім середовищем.

Задача 3. 0,25 кг кисню під початковим тиском 100 кПа стискається компресором ізотермічно до тиску 20 МПа. Визначити кінцевий об'єм газу, виконану роботу і кількість забраної теплоти, якщо температура кисню після завершення ізотермічного процесу дорівнювала 27°C.

Використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$

визначимо кінцевий об'єм кисню, тобто $V_2 = \frac{mRT_2}{p_2\mu} = \frac{0,25 \cdot 8314 \cdot 300}{20 \cdot 10^6 \cdot 32} = 0,000974 \text{ м}^3$.

Оскільки, мав місце ізотермічний процес, то використаємо закон Бойля-Маріотта $p_1V_1 = p_2V_2$ для визначення початкового об'єму кисню

$$V_1 = \frac{p_2V_2}{p_1} = \frac{20 \cdot 10^6 \cdot 0,000974}{0,1 \cdot 10^6} = 0,195 \text{ м}^3.$$

Зміна внутрішньої енергії кисню, внаслідок ізотермічного процесу не відбулась, оскільки в ізотермічному процесі температура робочого тіла стала, тобто $\Delta U = 0$.

Величину виконаної роботи в ізотермічному процесі визначаємо за формулами $L = m \frac{R}{\mu} T \ln \frac{V_2}{V_1}$ або $L = m \frac{R}{\mu} T \ln \frac{p_1}{p_2}$. Підставляючи значення величин отримаємо $L = \frac{0,25 \cdot 8314 \cdot 300}{32} \ln \frac{0,000974}{0,195} = -103243 \text{ Дж} = -103,243 \text{ кДж}$.

Кількість наданої теплоти газу, під час ізотермічного процесу, визначаємо за формулою $Q = \Delta U + L$. Підставляючи значення величин отримаємо $Q = 0 - 103,243 = -103,243$ кДж. Знак (-) вказує на те, що в цьому ізотермічному процесі відбулося поглинання теплоти навколишнім середовищем.

Задача 4. В циліндрі дизельного двигуна внутрішнього згорання відбувається адіабатне стискання 1 кг повітря з температурою 17°C та яке створює тиск 0,1 МПа. Ступінь стискання дорівнює 14. Визначити температуру і тиск повітря після завершення адіабатного процесу, а також роботу виконану повітрям. Показник адіабати взяти $k = 1,4$. Умовна молярна маса повітря $\mu = 28,96$ кг/кмоль.

Використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$ визначимо початковий об'єм повітря, тобто $V_1 = \frac{mRT_1}{p_1\mu} = \frac{1 \cdot 8314 \cdot 290}{0,1 \cdot 10^6 \cdot 28,96} = 0,8325 \text{ м}^3$. Знаємо, що за умовою задачі ступінь стискання повітря дорівнює 14, отже об'єм повітря після завершення його стискання дорівнює $V_2 = V_1/14 = 0,05946 \text{ м}^3$.

Температуру повітря, після завершення адіабатного процесу, визначаємо за формулою $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{k-1}$. Підставляючи значення величин отримаємо $T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{k-1} = 290 \left(\frac{0,8325}{0,05946}\right)^{1,4-1} = 290 \cdot 2,8738 = 833,4 \text{ К}$ або $t_2 = 560,4^\circ \text{С}$.

Величину тиску повітря, після завершення адіабатного процесу, визначаємо за формулою $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{k-1}{k}}$, звідки отримаємо $p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}} = 0,1 \cdot 10^6 \left(\frac{833,4}{290}\right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 4023410 \text{ Па} = 4,02 \text{ МПа}$.

Зміну внутрішньої енергії повітря, внаслідок термодинамічного процесу, визначаємо за формулою $\Delta U = U_2 - U_1$ де

$$U_1 = C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1 = (29,14 - 8,314) \frac{1}{28,96} 17 = 12,254 \text{ кДж},$$

$$U_2 = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 = (30,42 - 8,314) \frac{1}{28,96} 560,4 = 427,77 \text{ кДж}.$$

Отже, зміна внутрішньої енергії повітря після завершення адіабатного процесу дорівнює $\Delta U = 427,77 - 12,254 = 415,52 \text{ кДж}$.

З іншої сторони, оскільки під час адіабатного процесу немає притоку або відтоку теплоти від робочого тіла, то $L + \Delta U = 0$. Отже, виконання роботи можливе лише завдяки зміні внутрішньої енергії, тому виконана робота дорівнює $L = -\Delta U = -415 \text{ кДж}$. Знак (-) вказує на те, що відбулось стискання робочого тіла, тобто роботу виконало навколишнє середовище а не робоче тіло. Розбіжність в отриманих результатах є наслідком того, що в адіабатному процесі теплоємність газів вважають сталою величиною.

Задача 5. Повітря масою 2 кг стискається по політропі із зменшенням об'єму в 5 разів. Показник політропи $n = 1,3$. На початку термодинамічного процесу температура повітря становила $t_1 = 17^\circ \text{С}$, а тиск – 2 атм. Визначити зміну внутрішньої енергії, виконану роботу та кількість підведеної теплоти після завершення політропного процесу.

Визначимо об'єм повітря на початку політропного процесу використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $pV = m \frac{R}{\mu} T$. Підставляючи

значення величин отримаємо $V_1 = \frac{mRT_1}{p_1\mu} = \frac{2 \cdot 8314 \cdot 290}{2 \cdot 101325 \cdot 28,96} = 0,8217 \text{ м}^3$. Згідно з умовою задачі, об'єм повітря після завершення політропного процесу зменшився в 5 разів, тому $V_2 = V_1/5 = 0,1643 \text{ м}^3$.

Температуру повітря, після завершення політропного процесу, визначаємо за формулою $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{n-1}$. Підставляючи значення величин отримаємо $T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{n-1} = 290 \left(\frac{0,8217}{0,1643}\right)^{1,3-1} = 290 \cdot 1,62077 = 470 \text{ К}$ або $t_2 = 197^\circ \text{ С}$.

Величину тиску повітря, після завершення політропного процесу, визначаємо за формулою $\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{n-1}{n}}$. Звідки отримаємо

$$p_2 = p_1 \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{n}{n-1}} = 2 \cdot 101325 \left(\frac{470}{290}\right)^{\frac{1,3}{1,3-1}} = 1642275 \text{ Па} = 1,64 \text{ МПа}.$$

Зміну внутрішньої енергії повітря визначаємо за формулою $\Delta U = U_2 - U_1$; де $U_1 = C_{v1} \frac{m}{\mu} t_1 = (29,14 - 8,314) \frac{2}{28,96} 17 = 24,45 \text{ кДж}$,
 $U_2 = C_{v2} \frac{m}{\mu} t_2 = (29,29 - 8,314) \frac{2}{28,96} 197 = 285,38 \text{ кДж}$. Отже, зміна внутрішньої енергії внаслідок термодинамічного процесу становить $\Delta U = 285,38 - 24,45 = 260,93 \text{ кДж}$.

Величину виконаної роботи газом за час політропного процесу, визначаємо використовуючи формулу $L = \frac{1}{n-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2)$. Підставляючи значення величин, отримаємо $L = \frac{1}{1,3-1} (202650 \cdot 0,8217 - 1642130 \cdot 0,1643) = -344775 \text{ Дж} = -345 \text{ кДж}$.

Кількість отриманої теплоти газом під час політропного процесу дорівнює $Q = \Delta U + L$. Підставляючи значення величин отримаємо $Q = 261 - 345 = -84 \text{ кДж}$. Знак (-) вказує, що відбулося поглинання теплоти навколишнім середовищем.

Кількість отриманої теплоти газом в політропному процесі можна визначити використовуючи формулу $Q = \frac{m C_V (n - k)}{\mu (n - 1)} (T_2 - T_1)$.

Враховуючи значення величин, отримаємо

$$Q = \frac{2 \cdot (29,29 - 8,314) (1,3 - 1,4)}{28,96 (1,3 - 1)} (470 - 290) = -86,92 \text{ кДж}.$$

Отримані розбіжності обумовлені тим, що теплоємність газу суттєво залежить від величини температури і є величиною змінною а не сталою.

Тема 7. Другий закон термодинаміки

На основі першого закону термодинаміки одержано ряд кількісних зв'язків і характеристик термодинамічних процесів перетворення теплоти в механічну роботу. З точки зору першого закону термодинаміки в природі можливий довільний процес, який не суперечить закону збереження енергії. Напрямок течії процесу ним не контролюється, головне, щоб виконувалось рівняння $Q = \Delta U + L$. Напрямок і якісна оцінка теплових процесів вказується другим законом термодинаміки, який був встановлений пізніше від першого закону і який стверджує принцип однобічності теплових процесів. В реальному житті теплота переходить від тіла з вищою температурою до тіла з нижчою температурою. Робоче тіло (система) завжди намагається здійснити процес скерований на вирівнювання тисків і температури по всьому об'єму тіла, тобто до рівноважного стану.

Узагальнюючи класифікацію фізичних процесів, можна так сформулювати **другий закон термодинаміки**: довільні процеси необоротні.

Щодо процесів теплообміну, то за **другим законом** в ізольованій термодинамічній системі тепло від менш нагрітих тіл не може переходити до більш нагрітих без компенсації.

Перетворення роботи в теплову енергію відбувається без зовнішніх чинників, а для перетворення теплоти в роботу необхідне впорядкування руху молекул, тобто необхідний посередник, який здійснює це впорядкування. Таким чином, перетворення теплоти в роботу є складнішим термодинамічним процесом в порівнянні з перетворенням роботи в теплоту.

Кругові процеси або цикли

Умови, за яких теплота перетворюється в роботу, і фактори, що впливають на коефіцієнт корисної дії (К.К.Д.) теплової машини, вперше встановив С. Карно.

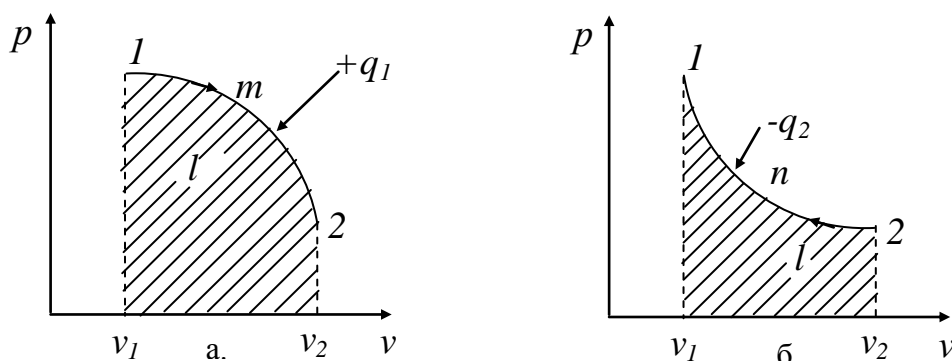


Рис. 1.9. Схема елементів циклу

За цих умов газ, замкнений в циліндрі з поршнем, може виконувати роботу в будь-якому процесі розширення газу завдяки підведенню теплоти або завдяки зменшенню внутрішньої енергії робочого тіла. Оскільки ці процеси пов'язані з безперервним рухом поршня в одному напрямі, то величина роботи l_1 , яка на рис.1.9а описується площею фігури нижче від кривої 1- m -2, обмежується реальними розмірами циліндра або інших елементів машини. Щоб

отримати роботу в теплових машинах, треба періодично повторювати процес розширення, тобто повертати газ (поршень) у початковий стан. Це можна здійснити за допомогою стискання робочого тіла ($2-n-1$), який виконує навколишнє середовище, здійснюючи роботу l_2 , яка на рис.1.9б описується площею фігури нижче від кривої $2-n-1$.

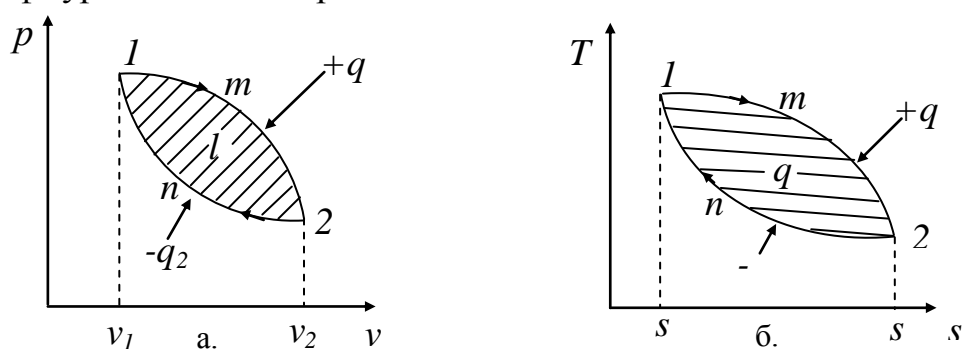


Рис. 1.10. Схема кругового циклу

Якщо робота виконана робочим тілом під час розширення l_1 більша від роботи, яку виконує навколишнє середовище під час стиску робочого тіла l_2 , то внаслідок об'єднання обох процесів отримаємо додатну роботу l_0 , яка на (рис. 1.10а) описується площею фігури обмеженої кривою $1-m-2-n-1$, і її величина дорівнює:

$$l_0 = l_1 - l_2,$$

де l_0 – корисна робота.

Термодинамічний процес, під час якого робоче тіло переходить через певну послідовність термодинамічних процесів, які не збігаються між собою, та повертається в початкове положення, називається **круговим процесом** або **циклом**. Під час розгляду кругових процесів вважається, що робоче тіло не змінює свого хімічного складу, теплота підводиться від зовнішніх джерел теплоти, котрі називають тепловіддавачами, і відводиться до зовнішніх приймачів теплоти (теплоприймачі). В T,s – діаграмі (рис. 1.10б) процес розширення газу $1-m-2$ супроводжується підведенням теплоти q_1 , величина якої описується площею фігури нижче від кривої $1-m-2$, та зростанням ентропії, оскільки $ds = T^{-1}dq$ і $dq \geq 0 \Rightarrow ds \geq 0$. Процес повернення робочого тіла в початковий стан ($2-n-1$) супроводжується зменшенням ентропії, оскільки $dq \leq 0 \Rightarrow ds \leq 0$ та відводом теплоти від робочого тіла, величина якого q_2 описується площею фігури нижче від кривої $2-n-1$ (рис.1.10б). Кількість теплоти, відданої навколишнім середовищем в круговому процесі, дорівнює $q_0 = q_1 - q_2$, величина якої описана площею фігури всередині кривої $1-m-2-n-1$ (рис. 1.10б).

Отже, щоб здійснити круговий процес, покладений в основу роботи теплових машин, треба поруч з підведенням теплоти q_1 до робочого тіла від гарячого джерела здійснювати відведення теплоти q_2 до холодного джерела теплоти. Згідно з першим законом термодинаміки, для процесу $1-m-2$ кількість підведеної теплоти до робочого тіла витрачається на зміну внутрішньої енергії робочого тіла та виконання роботи газом, тобто:

$$q_1 = \Delta u_{12} + l_1.$$

Для процесу 2–n–1 справедливе рівняння:

$$q_2 = \Delta u_{21} + l_2.$$

Оскільки в круговому процесі 1–m–2–n–1 кінцевий і початковий стани робочого тіла збігаються, то зміна внутрішньої енергії робочого тіла на довільному круговому процесі є нульовою, тобто:

$$\Delta u_{12} + \Delta u_{21} = 0.$$

Отже, для кругового процесу кількість втраченої теплоти еквівалентна величині виконаної роботи, тобто:

$$q_1 - q_2 = l_1 - l_2 \text{ або } q_0 = l_0.$$

Термічним коефіцієнтом корисної дії циклу η_t називають величину відношення перетвореної в роботу теплоти q_0 до теплоти q_1 , підведеної до робочого тіла за цикл, тобто:

$$\eta_t = \frac{q_0}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}.$$

Отже, для перетворення теплоти в роботу необхідно дотримуватись таких умов:

- теплова машина повинна бути періодично діюча, тобто зміна стану робочого тіла в ній повинна відбуватись по круговому процесу;
- для здійснення кругового процесу необхідно мати гаряче і холодне джерела теплоти, які б мали різницю температур.

У зв'язку з тим, що в довільному термодинамічному процесі частина теплоти q_2 неминуче повинна бути віддана холодному джерелу теплоти, то к.к.д. довільного термодинамічного циклу завжди буде менший від одиниці.

Цикл С. Карно

Кругові процеси (цикли) можуть складатись з найрізноманітніших термодинамічних процесів. Найпростішим буде цикл з двома джерелами теплоти, що мають температури T_1 і T_2 . Виходячи з цього і умов зворотності та економічності С. Карно встановив, що ділянки циклу на яких робоче тіло дістає і віддає теплоту повинні бути ізотермічні. Проте дві ізотерми не можуть утворити круговий процес. Якщо виключити подальший теплообмін, то здійснити круговий процес можна тільки з'єднавши дві ізотерми T_1 і T_2 двома відрізками адіабат. Це і є цикл С. Карно.

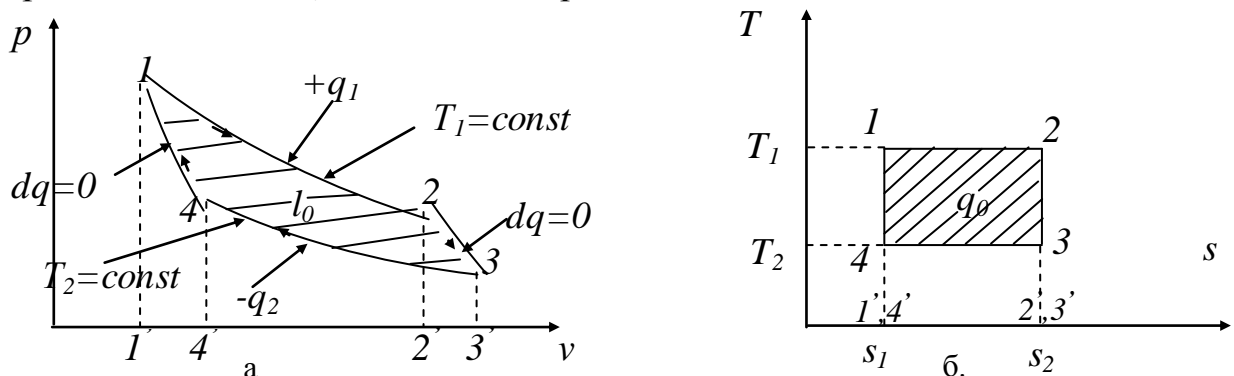


Рис. 1.11. Схема прямого циклу С. Карно

Отже, найпростіший прямий цикл має складатись з двох ізотерм $1-2$ і $3-4$, та двох адіабат $2-3$ і $4-1$ (рис. 1.11). На ділянці $1-2$ робоче тіло дістає тепло q_1 від гарячого джерела теплоти T_1 . На p, v – діаграмі (рис. 1.11а) виконана робота при розширенні газу описується площею фігури $1'-1-2-2'$.

У T, s – діаграмі (рис. 1.11б) процес підведення теплоти описується прямою $1-2$, а величина підведеної теплоти q_1 дорівнює площі прямокутника $1'-1-2-2'$ і $q_1 = T_1(s_2 - s_1)$. Після завершення процесу $1-2$ робоче тіло роз'єднується із джерелом теплоти і розширення продовжується адіабатно $2-3$ (без теплообміну із навколишнім середовищем). На p, v – діаграмі (рис. 1.11а) виконана робота під час адіабатичного розширення газу описується площею фігури $2'-2-3-3'$. На T, s – діаграмі (рис. 1.11б) адіабатний процес описується прямою $2-3$ і підведення теплоти відсутнє. Наступна зміна стану пов'язана з поверненням робочого тіла в початковий стан і процес відбувається по ізотермі $3-4$ з відведенням до холодного джерела теплоти (енергії) q_2 зі сталою температурою $T_2 = const$. На p, v – діаграмі (рис. 1.11а) від'ємна робота виконана газом описується площею фігури $4'-4-3-3'$. На T, s – діаграмі (рис. 1.11б) ізотермічний процес описується прямою $3-4$. Величина відведеної теплоти до холодного джерела описується площею прямокутника $4'-4-3-3'$ і дорівнює $q_2 = T_2(s_1 - s_2)$. У точці 4 робоче тіло ізолюється від холодного джерела теплоти і подальше стискання газу відбувається по адіабаті $4-1$. На p, v – діаграмі (рис. 1.11а) від'ємна робота, виконана газом під час адіабатного розширення газу, описується площею фігури $1'-1-4-4'$. На T, s – діаграмі (рис. 1.11б) адіабатний процес описується прямою $4-1$ і підведення теплоти відсутнє.

Термічний коефіцієнт корисної дії кругового процесу для прямого циклу С. Карно дорівнює:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1)} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Отже, термічний коефіцієнт корисної дії прямого циклу С. Карно залежить від абсолютних температур гарячого і холодного джерел теплоти і не залежить від властивостей робочого тіла, тобто не залежить від того буде робоче тіло ідеальним чи реальним газом. Коефіцієнт корисної дії циклу С. Карно завжди менший за одиницю. При рівності температур гарячого і холодного джерел теплоти теплова машина зупиняється.

Прямий цикл С. Карно має найвищий термічний коефіцієнт корисної дії в порівнянні з довільним іншим зворотним циклом здійсненим в тому ж температурному діапазоні.

Для незворотного циклу С. Карно, що складається із незворотних процесів у роботу перетворюється менше теплоти q_0' , ніж у зворотному циклі, тому для незворотного циклу термічний коефіцієнт корисної дії дорівнює

$$\eta_{tkn} = \frac{q_1 - q_2'}{q_1} < 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Обернений цикл С. Карно

В оберненому циклі С. Карно (рис. 1.12) всі процеси зміни стану робочого тіла відбуваються в зворотній послідовності до прямого циклу С. Карно.

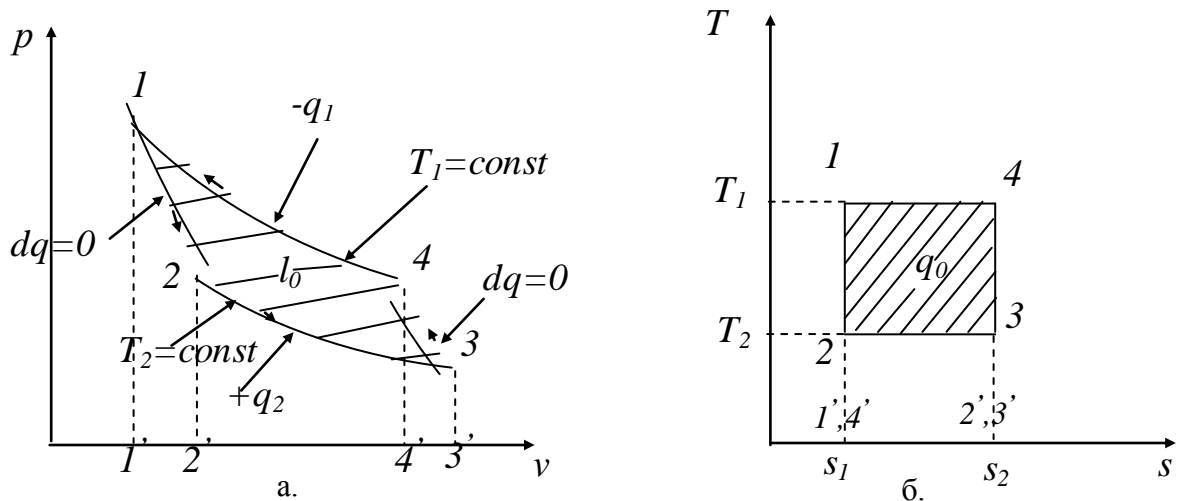


Рис. 1.12. Схема оберненого циклу С. Карно

Після адіабатного розширення робочого тіла в процесі 1–2 температура тіла зменшується від T_1 до температури T_2 (рис 1.12б). На другому етапі робоче тіло ізотермічно розширюється від стану 2 до стану 3. Цей процес відбувається із поглинанням теплоти $+q_2$ від холодильника. На етапі 3–4 робоче тіло стискається адіабатно і одночасно спостерігається зростання температури робочого тіла від температури T_2 до температури T_1 . Ізотермічний процес 4–1 характеризується стисканням робочого тіла із одночасною віддачею теплоти q_1 верхньому джерелу теплоти. Внаслідок оберненого циклу теплота від холодного тіла переходить до гарячого завдяки роботі, виконаній навколишнім середовищем. Холодильним коефіцієнтом оберненого циклу називають величину

$$\varepsilon = \frac{q_2}{l_0} = \frac{q_2}{q_1 - q_2} \quad \text{або} \quad \varepsilon = \frac{T_2(s_2 - s_1)}{T_1(s_2 - s_1) - T_2(s_2 - s_1)} = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Аналітичний вираз другого закону термодинаміки

Ентропія робочого тіла визначається за формулою:

$$s(T, V) = c_V \ln T + R_1 \ln V + C,$$

де C – стала величина.

Абсолютне значення ентропії немає потреби знати під час вивчення термодинамічних процесів, і тому для ідеального газу вважають, що його ентропія дорівнює нулеві при таких значеннях тиску і температури: $p=101325\text{Па}$, $t=0^\circ\text{C}$ або $T=273\text{К}$.

Ентропія – це параметр стану диференціал якого дорівнює відношенню нескінченно малої кількості теплоти до абсолютної температури тіла, яка на нескінченно малому проміжку є величина стала. Тобто:

$$ds = \frac{dq}{T}.$$

Зміна ентропії не залежить від характеру термодинамічного процесу, а залежить тільки від початкового та кінцевого значень параметрів стану, тобто:

$$s_2 - s_1 = c_V \ln \frac{T_2}{T_1} + R_1 \ln \frac{V_2}{V_1}.$$

З виразу для термічного к.к.д. прямого циклу С. Карно отримаємо для його зворотного циклу, що

$$1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \text{ або } \frac{q_1}{T_1} = \frac{q_2}{T_2}.$$

Якщо врахувати знаки теплоти ($q_1 > 0$ і $q_2 < 0$) будемо мати:

$$\frac{q_1}{T_1} + \frac{q_2}{T_2} = 0 \text{ або } \sum \frac{q}{T} = 0.$$

Відношення теплоти до абсолютної температури, при якій вона підведена до тіла або забрана від нього, називають **зведеною теплотою**. Для зворотного циклу С. Карно алгебраїчна сума зведених теплот дорівнює нулеві. Цей висновок справедливий і для будь-якого зворотного циклу. Отже, ентропію можна вважати як зведену теплоту зворотного процесу і зміна ентропії тіла в круговому зворотному процесі дорівнює нулеві. Ентропія є параметром стану, а ds – повний диференціал функції стану s .

Якщо довільний круговий процес буде незворотним, то для незворотного циклу С. Карно:

$$\sum \frac{q}{T} < 0.$$

Враховуючи результати для зворотного і незворотного процесів, отримаємо, що для безмежно великого числа елементарних незворотних циклів С. Карно, виконується співвідношення:

$$\sum \frac{dq}{T} \leq 0.$$

Дане рівняння є **математичним виразом другого закону термодинаміки** для кругових процесів, де знак рівності відноситься до зворотних процесів, а знак менше – до незворотних кругових процесів.

Тема 8. Цикли двигунів внутрішнього згорання

З термодинамічної точки зору двигун внутрішнього згорання (ДВЗ), як будь-який тепловий двигун, повинен був би працювати за циклом С. Карно, який має найвищий термічний к.к.д. в заданому діапазоні температур. Проте через конструктивні труднощі, ДВЗ, в якому подання і відведення теплоти відбувалось би по ізотермах, побудувати не вдалося. Для гарячого джерела теплоти із температурою $1800\text{ }^{\circ}\text{C}$ і холодного джерела теплоти із температурою $15\text{ }^{\circ}\text{C}$, що наявне в сучасних двигунах, здійснення циклу С. Карно пов'язане із забезпеченням тиску порядку 300 МПа і доволі великими розмірами двигуна. В реальних двигунах тиск досягає величини $4\text{--}5\text{ МПа}$. Найзручніше виявилось підводити теплоту по ізохорах, по ізобарах або змішано, здійснюючи поєднання ізохорного та ізобарного процесів. Відповідно до цього, для ДВЗ розроблені три теоретичні цикли, що мають практичне значення:

- цикл з ізохорним підведенням теплоти ($V=\text{const}$);
- цикл з ізобарним підведенням теплоти ($p=\text{const}$);
- цикл із змішаним підведенням теплоти при $V=\text{const}$ або $p=\text{const}$.

Для термодинамічного аналізу циклів в ДВЗ реальні процеси в циліндрі двигуна, з наявністю тертя і теплообміном, умовно замінюються зворотними процесами. Вважається, що робочим тілом є ідеальний газ та у двигуні відбувається замкнений круговий процес, тоді як у реальних двигунах робоче тіло не повертається кожного разу в початковий стан, а видаляється з циліндра в навколишнє середовище і замінюється новим, відбувається процес всмоктування.

Цикл з підведенням теплоти при сталому об'ємі

Він з достатньою точністю описує термодинамічні процеси в двигунах з побічним запалюванням (від електричної іскри). Суттєва особливість таких двигунів – стискання горючої суміші (суміш пари палива та повітря). Ступінь стискання горючої суміші знаходиться в межах:

$$4 \leq \frac{V_1}{V_2} \leq 8,$$

де V_1 – об'єм горючої суміші до стискання; V_2 – об'єм горючої суміші після стискання.

Хід поршня від верхньої мертвої точки (в.м.т.) до нижньої мертвої точки (н.м.т.) називають тактом. Двигун називають чотиритактним, якщо повний термодинамічний цикл здійснюється за чотири такти поршня. Цикл з підведенням теплоти при сталому об'ємі складається з двох адіабат та двох ізохор. На рис. 1.13а вказано реальну діаграму тиску і ходу поршня в (д.в.з.) з підведенням теплоти при сталому об'ємі. На рис. 1.13б вказано ідеалізовану інтерпретацію даного процесу.

Стиск горючої суміші 1–2 (рис. 1.13а) можна вважати адіабатним, оскільки за період стиску суміш не встигає передати стінкам циліндра великої кількості теплоти. На p, V – діаграмі (рис. 1.13б) від'ємна робота горючої

суміші описується площею фігури 2'-2-1-1'. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі (рис. 1.13в). Параметри стану горючої суміші змінюються.

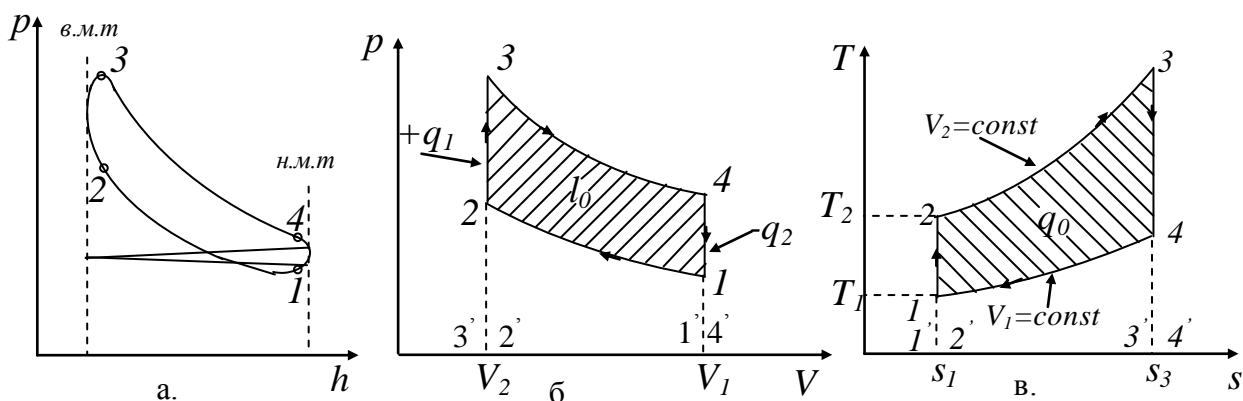


Рис. 1.13. Схема циклу з підведенням теплоти при сталому об'ємі

Характеристикою такту є **ступінь стиску суміші**, який дорівнює:

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2}.$$

Величина тиску в точці 2 дорівнює:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k.$$

Температура суміші зростає і дорівнює:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

При завершенні такту 1-2 тиск газів в циліндрі сягає 0,9 – 1,5 МПа, а їх температура – 330 – 380°C.

Ізохорний процес 2-3 характеризується згоранням суміші, тобто підведенням теплоти q_1 . Внаслідок згорання суміші спостерігається суттєве зростання тиску та температури. На p, V – діаграмі вказано, що робота горючої суміші є нульова, оскільки не відбувається зміни об'єму робочого тіла. На T, s – діаграмі величина підведеної теплоти описана площею фігури 2'-2-3-3'. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі:

$$V_3 = V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon};$$

$$p_3 = p_2 \lambda \text{ або } p_3 = p_1 \varepsilon^k \lambda,$$

де λ – ступінь зростання тиску;

$$T_3 = T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

При завершенні такту температура газів може сягати величини 2200 – 2500°C, а тиск становить – 3,0 – 5,0 МПа.

Адіабатний процес 3–4 характеризується розширенням суміші газів (продуктів згорання горючої суміші), які рухають поршень. На p, V – діаграмі додатна робота суміші газів описується площею фігури 3'–3–4–4'. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі. Параметри стану продуктів згорання в точці 4 такі:

$$V_4 = V_1;$$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^k = p_3 \varepsilon^{-k} = p_1 \varepsilon^k \lambda \varepsilon^{-k} = p_1 \lambda;$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = T_3 \left(\frac{V_2}{V_1} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1} \varepsilon^{1-k} = T_1 \lambda.$$

Процес розширення продуктів згорання супроводжується зменшенням тиску до $0,4 - 0,5$ МПа і зменшенням температури газів до $650 - 850^\circ\text{C}$.

Ізохорним процесом 4–1 описується заміна відпрацьованих газів на нову горючу суміш. Відпрацьовані гази роботи не виконують, але заміна робочого тіла супроводжується відведенням теплоти. На T, s – діаграмі величина відведеної теплоти описана площею фігури 1'–1–4–4'.

Термічний коефіцієнт корисної дії для даного циклу, із врахуванням отриманих результатів, дорівнює:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_V(T_4 - T_1)}{c_V(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{\lambda T_1 - T_1}{\lambda T_2 - T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_2} = 1 - \frac{T_1}{T_1 \varepsilon^{k-1}} = 1 - \varepsilon^{1-k}.$$

Отже, характеристикою циклу з підведенням теплоти при сталому об'ємі є величина стиску горючої суміші ε , від величини якої залежить термічний К.К.Д. Збільшення ступеня стиску ε обмежується можливістю передчасного самозагорання горючої суміші, що може порушити нормальну роботу двигуна і привести до його руйнації.

Цикл з підведенням теплоти при сталому тиску

Він подібний до робочого процесу в двигунах з важким паливом, які називаються дизельними. Суттєва особливість таких двигунів – стискання повітря. Ступінь стискання повітря міститься в межах:

$$12 \leq \frac{V_1}{V_2} \leq 18,$$

де V_1 – об'єм повітря до його стискання; V_2 – об'єм повітря після стискання.

Цей цикл складається з двох адіабат, ізохори та ізобари. На рис. 1.14а вказано реальну діаграму тиску і ходу поршня. На рис. 1.14б вказано ідеалізовану інтерпретацію даного процесу. На першому етапі повітря стискається по адіабаті 1–2, внаслідок чого температура повітря підвищується від T_1 до T_2 , до температури самозаймання горючої суміші. На p, V – діаграмі (рис. 1.14б) від'ємна робота повітря описується площею фігури 2'–2–1–1'. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі (рис. 1.14в).

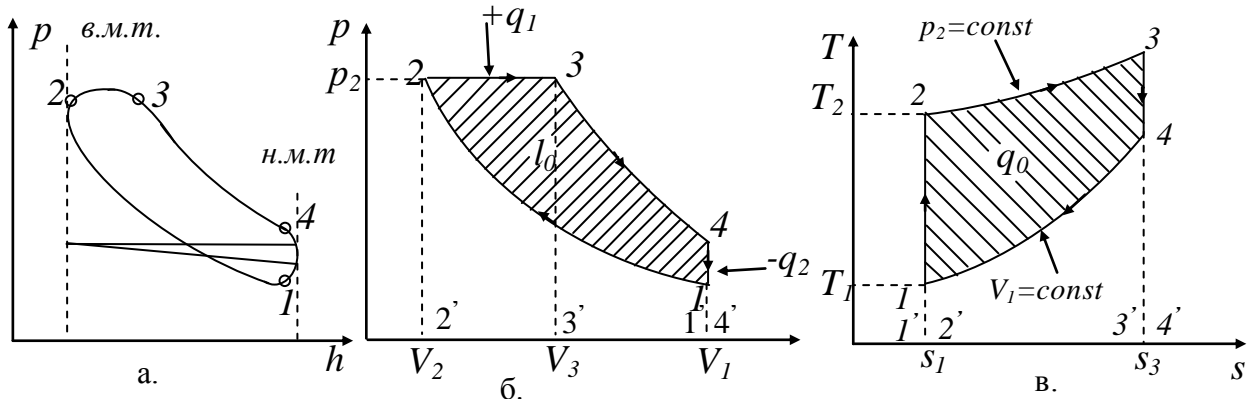


Рис. 1.14. Схема циклу з підведенням теплоти при сталому тиску

Параметри стану робочого тіла в точці 2 такі:

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon}; \quad p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k; \quad T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

При завершенні такту температура повітря сягає величини $600 - 700^{\circ}\text{C}$.

На етапі 2–3 відбувається подача пального і його згорання при сталому тиску, тобто етап 2–3 інтерпретуємо, як ізобарний процес на якому відбувається підведення теплоти q_1 . Даний етап називають попереднім розширенням і **ступінь попереднього розширення** ρ визначають за відношенням об'ємів:

$$\rho = \frac{V_3}{V_2},$$

де V_3 — сумарний об'єм повітря і пального, після його згорання.

На p, V – діаграмі додатна робота горючої суміші описується площею фігури 2'–2–3–3'. На T, s – діаграмі величина підведеної теплоти описана площею фігури 2'–2–3–3'. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі:

$$V_3 = V_2 \rho = V_1 \rho \varepsilon^{-1}; \quad p_3 = p_2 = p_1 \varepsilon^k; \quad T_3 = T_2 \left(\frac{V_3}{V_2} \right) = T_1 \varepsilon^{k-1} \rho.$$

Наступний етап 3–4 адіабатний, на якому відбувається подальше розширення продуктів згорання, які виконують роботу. На p, V – діаграмі додатна робота продуктів згорання суміші описується площею фігури 3'–3–4–4'. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі. Параметри стану робочого тіла в точці 4 такі:

$$V_4 = V_1; \quad p_4 = p_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = p_3 \left(\frac{\rho}{\varepsilon} \right)^k = p_1 \rho^k; \quad T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} = T_1 \rho^k.$$

При завершенні такту температура відпрацьованих газів зменшується до величини $350 - 450^{\circ}\text{C}$.

Ізохорний процес 4–1 характеризується викиданням в атмосферу продуктів згорання, тобто відбувається відведення теплоти q_2 . На p, V – діаграмі робота горючої суміші описується нульовою площею. На T, s – діаграмі величина відведеної теплоти описана площею фігури 1'–1–4–4'.

Термічний коефіцієнт корисної дії для цього циклу, із врахуванням отриманих результатів, дорівнює:

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_4 - T_1)}{c_p(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}.$$

Величина термічного коефіцієнта η_t зростає із збільшенням ступеня стиску повітря ε і зменшується із збільшенням ступеня попереднього розширення ρ . Отже, характеристиками циклу з підведенням теплоти при сталому тиску є ступінь стиску повітря ε та ступінь попереднього розширення ρ , від значення величин яких залежить термічний к.к.д.

Цикл із змішаним підведенням теплоти

Він використовується для так званих безкомпресорних двигунів важкого пального з внутрішнім сумішоутворенням. p, V і T, s – діаграми якого вказано на рис. 1.15а та рис. 1.15б.

На першому етапі 1–2 відбувається адіабатне стискання горючої суміші, яке супроводжується зростанням тиску та температури робочого тіла. На p, V – діаграмі від’ємна робота виконана робочим тілом описується площею фігури 2’–2–1–1’. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі. Параметри стану робочого тіла в точці 2 такі:

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon}; \quad p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = p_1 \varepsilon^k; \quad T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = T_1 \varepsilon^{k-1},$$

де ε – ступінь стиску.

Згорання горючої суміші при сталому об’ємі має місце на етапі 2–3, яке супроводжується підведенням теплоти q_1' . Ізохорний процес 2–3 супроводжується суттєвим зростанням тиску та температури.

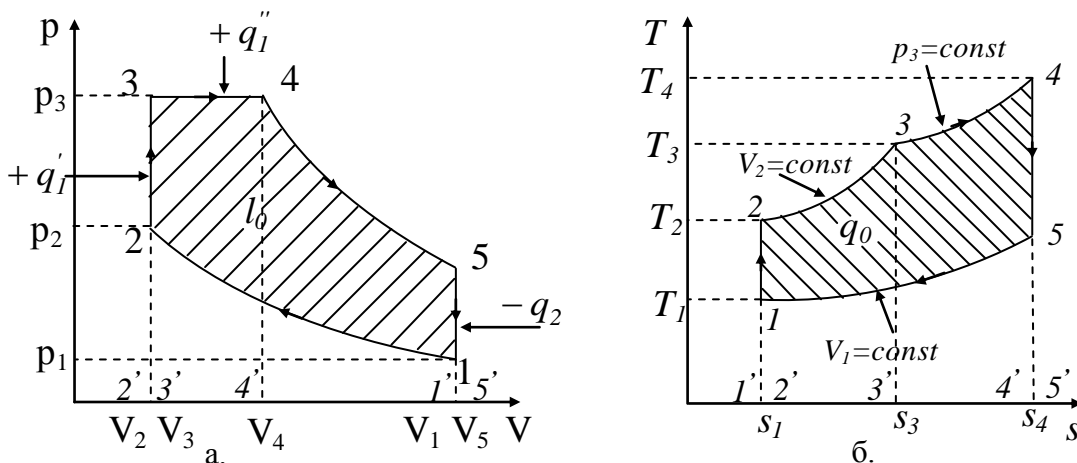


Рис. 1.15. Схема циклу із змішаним підведенням теплоти

На p, V – діаграмі вказано, що робота горючої суміші є нульова, оскільки не відбувається зміни об’єму робочого тіла. На T, s – діаграмі величина

підведеної теплоти описана площею фігури 2'-2-3-3'. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі:

$$V_3 = V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon}; \quad p_3 = p_2 \lambda \text{ або } p_3 = p_1 \varepsilon^k \lambda; \quad T_3 = T_2 \frac{p_3}{p_2} = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1},$$

де λ – ступінь зростання тиску.

На етапі 3-4 відбувається подача пального і його згорання при сталому тиску, тобто 3-4 ізобарний процес на якому відбувається підведення теплоти q_1'' . Його називають попереднім розширенням і ступінь попереднього розширення ρ визначають по відношенню об'ємів:

$$\rho = \frac{V_4}{V_3}.$$

На p, V – діаграмі додатна робота горючої суміші описується площею фігури 3'-3-4-4'. На T, s – діаграмі величина підведеної теплоти описана площею фігури 3'-3-4-4'. Параметри стану робочого тіла в точці 4 такі:

$$V_4 = V_3 \rho = V_1 \rho \varepsilon^{-1}; \quad p_4 = p_3 = p_1 \lambda \varepsilon^k; \quad T_4 = T_3 \left(\frac{V_4}{V_3} \right) = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1} \rho.$$

На даному такті тиск робочого тіла досягає величини 4,5 – 9,0 МПа, а в деяких двигунах і більше ніж 13,0 МПа.

Наступний етап 4-5 адіабатний, на якому відбувається подальше розширення продуктів згорання, які виконують роботу. На p, V – діаграмі додатна робота горючої суміші описується площею фігури 4'-4-5-5'. Оскільки процес адіабатний, то підведення теплоти нульове і це вказано на T, s – діаграмі. Параметри стану робочого тіла в точці 5 наступні:

$$V_5 = V_1; \quad p_5 = p_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^k = p_1 \lambda \rho^k; \quad T_5 = T_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^{k-1} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Ізохорний процес 5-1 характеризується викидом в атмосферу продуктів згорання, тобто відбувається відведення теплоти q_2 та заміна їх горючою сумішшю. На p, V – діаграмі робота горючої суміші описується нульовою площею. На T, s – діаграмі величина відведеної теплоти описана площею фігури 1'-1-5-5'.

Термічний коефіцієнт корисної дії для даного циклу із врахуванням отриманих результатів:

$$\eta_t = 1 - \frac{T_5 - T_1}{T_3 - T_2 + k(T_4 - T_3)} \quad \text{або} \quad \eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1))}.$$

Величина термічного коефіцієнта η_t зростає із збільшенням ступеня стиску ε і ступеня підвищення тиску λ , та зменшується із зростанням ступеня попереднього розширення ρ . Отже, характеристиками циклу із змішаним підведенням теплоти є ступінь стиску суміші ε , ступінь підвищення тиску λ та ступінь попереднього розширення ρ , від величин яких залежить термічний к.к.д.

Аналізуючи термічні коефіцієнти корисної дії циклів отримаємо, що при однакових ступенях стиску ε , цикл з ізохорним підведенням теплоти має

більший коефіцієнт корисної дії, ніж цикли із змішаним та ізобарним підведенням теплоти. Однак в двигунах, які працюють з ізохорним підведенням теплоти, величина підвищення тиску обмежена характеристиками горючої суміші і тому в двигунах з ізобарним або змішаним підведенням теплоти значно більший ступінь стиску. Отже, двигуни з ізобарним або змішаним підведенням теплоти більш економічні ніж двигуни з ізохорним підведенням теплоти.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Визначити параметри стану робочого тіла в точках циклу при ізохорному підведенні теплоти, виконану робочим тілом роботу за цикл та термічний коефіцієнт корисної дії, якщо на початку циклу параметри стану робочого тіла такі: $p_1 = 100000 \text{ Па}$, $V_1 = 2,5 \text{ л}$, $t_1 = 35^\circ \text{ C}$, ступінь стиску $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 7,4$, ступінь зростання тиску $\lambda = \frac{p_3}{p_2} = 3,4$, коефіцієнт адіабати $k = 1,35$.

Розглянемо цикл з підведенням теплоти при сталому об'ємі (рис. 1.13) Етап 1 – 2 адіабатний, він характеризується стисканням робочого тіла без теплообміну із навколишнім середовищем. Параметри стану робочого тіла в точці 2 такі:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = 100000 \cdot 7,4^{1,35} = 1490949 \text{ Па},$$

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} = 0,000338 \text{ м}^3, T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = 308 \cdot 7,4^{0,35} = 621 \text{ К} \quad \text{або} \quad t_2 = 348^\circ \text{ C}.$$

Виконану сумішню газів роботу визначаємо за формулою:

$$L_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = \frac{1}{1,35-1} (10^5 \cdot 0,0025 - 1490949 \cdot 0,000338) = -725 \text{ Дж}.$$

В ізохорному процесі 2 – 3 відбувається підведенням теплоти до робочого тіла і спостерігається зростання тиску та температури при сталому об'ємі. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі:

$$p_3 = \lambda p_2 = 3,4 \cdot 1490949 = 5069227 \text{ Па}, \quad V_3 = V_2 = 0,000338 \text{ м}^3. \quad \text{Використовуючи закон Шарля, визначаємо температуру робочого тіла після завершення етапу 2–3,} \\ T_3 = \frac{p_3}{p_2} T_2 = 3,4 \cdot 621 = 2110 \text{ К} \quad \text{або} \quad t_3 = 1837^\circ \text{ C}.$$

Суміш газів роботи не виконує, оскільки процес відбувається без зміни об'єму, тому $L_{2-3} = 0$.

Адіабатний процес 3 – 4 характеризується розширенням робочого тіла без теплообміну із навколишнім середовищем. Параметри стану робочого тіла в точці 4 такі: $V_4 = V_1 = 0,0025 \text{ м}^3$,

$$p_4 = p_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = 5069227 \cdot \left(\frac{1}{7,4} \right)^{1,35} = 340000 \text{ Па},$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = 2110 \cdot \left(\frac{1}{7,4} \right)^{0,35} = 1047 \text{ К} \quad \text{або} \quad t_4 = 774^\circ \text{ C}.$$

Виконану сумішню газів роботу визначаємо за формулою

$$L_{3-4} = \frac{1}{k-1}(p_3V_3 - p_4V_4) = 2465 \text{ Дж}.$$

На етапі 4 – 1 робоче тіло роботи не виконує, оскільки об'єм його не змінюється, тому $L_{4-1} = 0$.

Сумарна робота, виконана робочим тілом за цикл, дорівнює $L = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-1} = -725 + 0 + 2465 + 0 = 1740 \text{ Дж}$.

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу при ізохорному підведенні теплоти визначаємо за формулою $\eta_t = 1 - \varepsilon^{1-k}$. Підставляючи дані отримаємо

$$\eta_t = 1 - 7,4^{1-1,35} = 0,504.$$

Задача 2. Визначити параметри стану робочого тіла в точках циклу при ізобарному підведенні теплоти, виконану робочим тілом роботу за цикл та термічний коефіцієнт корисної дії, якщо на початку циклу параметри стану робочого тіла такі: $p_1 = 105000 \text{ Па}$, $V_1 = 2,8 \text{ л}$, $t_1 = 40^\circ \text{ C}$, ступінь стиску

$$\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 15, \text{ ступінь попереднього розширення } \rho = \frac{V_3}{V_2} = 2,4, \text{ коефіцієнт адіабати}$$

$$k = 1,38.$$

Розглянемо цикл з підведенням теплоти при сталому тиску (рис. 1.14) Перший етап циклу 1 – 2 адіабатний, він характеризується стисканням робочого тіла без теплообміну із навколишнім середовищем. Параметри стану робочого

тіла в точці 2 такі: $p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = 105000 \cdot 15^{1,38} = 4197647 \text{ Па}$,

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} = 0,000187 \text{ м}^3, T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = 313 \cdot 15^{0,38} = 876 \text{ К} \text{ або } t_2 = 603^\circ \text{ C}.$$

Виконану сумішню газів роботу визначаємо за формулою

$$L_{1-2} = \frac{1}{k-1}(p_1V_1 - p_2V_2) = -1325 \text{ Дж}.$$

На етапі 2 – 3 відбувається подача теплоти при сталому тиску суміші газів. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі:

$$V_3 = \rho V_2 = 2,4 \cdot 0,000187 = 0,000448 \text{ м}^3, \quad p_3 = p_2 = 4197647 \text{ Па}.$$

Оскільки термодинамічний процес відбувається при сталому тиску, то використаємо закон Гей-Люссака для визначення температури після завершення етапу, тобто

$$T_3 = T_2 \frac{V_3}{V_2} = 876 \cdot 2,4 = 2102 \text{ К} \text{ або } t_3 = 1829^\circ \text{ C}.$$

Виконана робота сумішню газів дорівнює

$$L_{2-3} = p_3(V_3 - V_2) = 4197647(0,000448 - 0,000187) = 1097 \text{ Дж}.$$

Адiabатний процес 3 – 4 супроводжується зростанням об'єму та виконанням роботи продуктами згорання, яка відбувається завдяки зменшенню внутрішньої енергії робочого тіла. Параметри стану робочого тіла в точці 4

$$\text{такі: } V_4 = V_1 = 0,0028 \text{ м}^3,$$

$$p_4 = p_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^k = 4197647 \cdot \left(\frac{0,000448}{0,0028} \right)^{1,38} = 334726 \text{ Па},$$

$$T_4 = T_3 \left(\frac{V_3}{V_4} \right)^{k-1} = 2102 \cdot \left(\frac{0,000448}{0,0028} \right)^{0,38} = 1047 \text{ К або } t_4 = 774^{\circ} \text{ С}.$$

Виконану сумішню газів роботу визначаємо за формулою

$$L_{3-4} = \frac{1}{k-1} (p_3 V_3 - p_4 V_4) = 2482 \text{ Дж}.$$

На етапі 4 – 1 робоче тіло роботи не виконує, оскільки об'єм його не змінюється, тобто $L_{4-1} = 0$.

Сумарна робота, виконана робочим тілом за цикл, дорівнює

$$L = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-1} = -1325 + 1097 + 2482 + 0 = 2254 \text{ Дж}.$$

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу при ізобарному підведенні

теплоти дорівнює $\eta_t = 1 - \frac{\rho^k - 1}{k\varepsilon^{k-1}(\rho - 1)}$. Підставляючи значення величин,

$$\text{отримаємо, що } \eta_t = 1 - \frac{2,4^{1,38} - 1}{1,38 \cdot 15^{1,38-1} (2,4 - 1)} = 0,566.$$

Задача 3. Визначити параметри стану робочого тіла в точках циклу із змішаним підведенням теплоти, виконану робочим тілом роботу за цикл та термічний коефіцієнт корисної дії, якщо на початку циклу $p_1 = 100000 \text{ Па}$,

$V_1 = 1,4 \text{ л}$, $t_1 = 35^{\circ} \text{ С}$, ступінь стиску $\varepsilon = \frac{V_1}{V_2} = 7,4$, ступінь зростання тиску

$\lambda = \frac{p_3}{p_2} = 3,4$, ступінь попереднього розширення $\rho = \frac{V_3}{V_2} = 1,2$, коефіцієнт

адіабати $k = 1,35$.

Розглянемо цикл із змішаним підведенням тепла (рис. 1.15) Етап 1 – 2 адіабатний, він характеризується стисканням горючої суміші без теплообміну із навколишнім середовищем. Параметри стану робочого тіла в точці 2 такі:

$$p_2 = p_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^k = 100000 \cdot 7,5^{1,35} = 1518213 \text{ Па},$$

$$V_2 = \frac{V_1}{\varepsilon} = 0,000187 \text{ м}^3, T_2 = T_1 \left(\frac{V_1}{V_2} \right)^{k-1} = 308 \cdot 7,5^{0,35} = 623 \text{ К або } t_2 = 350^{\circ} \text{ С}.$$

Виконану сумішню газів роботу визначаємо за формулою

$$L_{1-2} = \frac{1}{k-1} (p_1 V_1 - p_2 V_2) = -411 \text{ Дж}.$$

В ізохорному процесі 2 – 3 відбувається підведення теплоти до робочого тіла і спостерігається зростання тиску та температури. Параметри стану робочого тіла в точці 3 такі: $p_3 = \lambda p_2 = 3,4 \cdot 1518213 = 5161924 \text{ Па}$, $V_3 = V_2 = 0,000187 \text{ м}^3$. Оскільки термодинамічний процес відбувається при сталому об'ємі, то використовуємо закон Шарля для визначення температури

після завершення етапу, тобто $T_3 = \frac{P_3}{P_2} T_2 = 3,4 \cdot 623 = 2118\text{K}$ або $t_3 = 1845^0\text{C}$.

Суміш газів роботи не виконує, оскільки процес відбувається без зміни об'єму, тому $L_{2-3} = 0$.

На етапі 3 – 4 відбувається подача теплоти при сталому тиску суміші газів. Параметри стану робочого тіла такі:

$V_4 = \rho V_3 = 1,2 \cdot 0,000187 = 0,0002244\text{м}^3$, $p_4 = p_3 = 5161924\text{Па}$. Оскільки процес відбувається при сталому тиску, то використаємо закон Гей-Люссака для визначення температури після завершення етапу, тобто

$T_4 = T_3 \frac{V_4}{V_3} = 2118 \cdot 1,2 = 2542\text{K}$ або $t_4 = 2269^0\text{C}$. Виконана робота сумішшю газів

дорівнює $L_{3-4} = p_4(V_4 - V_3) = 5161924(0,0002244 - 0,000187) = 193\text{Дж}$.

Адіабатний процес 4 – 5 супроводжується зростанням об'єму та виконанням роботи, яка відбувається завдяки зменшенню внутрішньої енергії робочого тіла. Параметри стану робочого тіла в точці 5 такі: $V_5 = V_1 = 0,0014\text{м}^3$,

$$p_5 = p_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^k = 5161924 \cdot \left(\frac{0,0002244}{0,0014} \right)^{1,35} = 435933\text{Па},$$

$$T_5 = T_4 \left(\frac{V_4}{V_5} \right)^{k-1} = 2542 \cdot \left(\frac{0,0002244}{0,0014} \right)^{0,35} = 1339\text{K} \text{ або } t_5 = 1066^0\text{C}.$$

Виконану сумішшю газів роботу визначаємо за формулою

$$L_{4-5} = \frac{1}{k-1} (p_4 V_4 - p_5 V_5) = 1566\text{Дж}.$$

На етапі 5 – 1 робоче тіло роботи не виконує, оскільки об'єм його не змінюється, тому $L_{5-1} = 0$.

Сумарна робота виконана робочим тілом за цикл дорівнює $L = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-5} + L_{5-1} = -411 + 0 + 193 + 1566 + 0 = 1348\text{Дж}$.

Термічний коефіцієнт корисної дії циклу із змішаним підведенням теплоти визначається за формулою $\eta_t = 1 - \frac{\lambda \rho^k - 1}{\varepsilon^{k-1} (\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1))}$.

Підставляючи значення величин, отримаємо, що

$$\eta_t = 1 - \frac{3,4 \cdot 1,2^{1,35} - 1}{7,5^{1,35-1} (3,4 - 1 + 1,35 \cdot 3,4(1,2 - 1))} = 0,501.$$

Тема 9. Термодинамічні процеси компресорних машин

Компресія газів – це процес їх стиску.

Цей процес широко застосовується в техніці та технологіях різноманітних виробництв і це обумовлює ряд задач пожежної безпеки. Визначення поведінки основних параметрів газу при стиску необхідне, оскільки в більшості такі термодинамічні процеси супроводжуються суттєвим збільшенням температури робочого тіла, що може спричинити самоспалахування на поверхнях конструкцій.

Стиск газів відбувається в компресорі.

Компресор – це пристрій для нагнітання газу та підвищення тиску робочого тіла.

За принципом дії компресори є об'ємні та лопатеві. До об'ємних відносяться поршневі та ротаційні компресори. У другу групу входять відцентрові та осьові (аксіальні) компресори.

Принцип дії об'ємних компресорів полягає в тому, що стиск газу здійснюється завдяки зменшенню об'єму простору між обмежувачими газ стінками.

Якісно інший принцип дії реалізується в лопатевих компресорах. В цих машинах спочатку газу надається додатковий запас кінетичної енергії, а потім високошвидкісний потік газу скеровується в дифузор, де швидкість газового потоку спадає а величина тиску зростає.

Кількісною характеристикою компресора є його продуктивність, тобто величина об'єму газу V , яка всмоктується компресором за одиницю часу при початкових параметрах газу.

Компресори є малої продуктивності ($V \leq 10 \text{ м}^3/\text{хв}$); середньої ($10 \text{ м}^3/\text{хв} \leq V \leq 100 \text{ м}^3/\text{хв}$), великої ($V \geq 100 \text{ м}^3/\text{хв}$).

Якісною характеристикою компресора є ступінь підвищення тиску λ , який дорівнює:

$$\lambda = \frac{P_4}{P_3}$$

Залежно від ступеня підвищення тиску компресори поділяються на: вентилятори – компресори, які переміщують газ і $1 \leq \lambda \leq 1,1$; повітродувки – компресори, які створюють ступінь стиску $1,1 \leq \lambda \leq 1,4$; компресори, які створені для отримання стиснутого газу $4 \leq \lambda$.

Компресори за величиною кінцевого тиску робочого тіла поділяються на: низького тиску $p_k < 1,0 \text{ МПа}$, середнього тиску $1,0 \text{ МПа} \leq p_k \leq 10,0 \text{ МПа}$, високого тиску $10 \text{ МПа} \leq p_k \leq 100 \text{ МПа}$ та надвисокого тиску $100 \text{ МПа} \leq p_k$.

Одноступеневий поршковий компресор

Схема одноступеневого поршневого компресора наведена на рис. 1.16. Компресор (рис. 1.16а) складається із циліндра 3, поршня 4, який приводиться в рух від вала з допомогою кривошипа 5. Вал кривошипа обертається від

електричного або іншого двигуна. В кришці циліндра розташовано два клапани: всмоктувальний 2 та нагнітальний 1. Клапани відкриваються та закриваються внаслідок різниці тисків в циліндрі та трубопроводах.

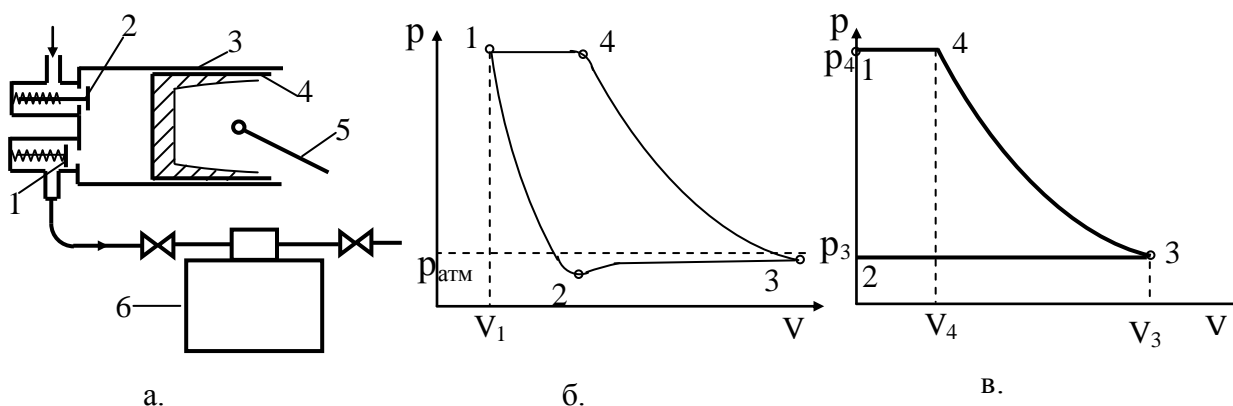


Рис. 1.16. Схема одноступеневого компресора

В момент розташування поршня в лівій мертвій точці між кришками циліндра і поршня залишається деякий простір, який називають шкідливим.

Під час руху поршня вправо відбувається всмоктування газу, а під час зворотного руху – стиск газу до необхідної величини. Після досягнення робочим тілом тиску певної величини відкривається нагнітальний клапан 1 і відбувається виштовхування газу під сталим тиском у резервуар 6.

На рис. 1.16б вказана індикаторна діаграма реального компресора. V_1 – об’єм шкідливого простору. На рис. 1.16в вказана теоретична індикаторна діаграма ідеального компресора. Процесові всмоктування завжди передують процес розширення 1 – 2 стиснених газів (рис. 1.16б), які містились в об’ємі шкідливого простору. Для ідеального компресора вважається, що шкідливий простір відсутній, тому на рис. 1.16в процес розширення газів 1 – 2 відсутній а наявне тільки зниження тиску. Виконана газом робота дорівнює $L_{1-2} = 0$. Після цього починається процес всмоктування газу 2 – 3 при тискові нижчому від атмосферного. Для реального компресора всмоктування починається пізніше (рис. 1.16б), що приводить до зниження продуктивності компресора. Отже, чим більший шкідливий простір, тим нижча продуктивність компресора. Для ідеального компресора виконана ним робота на цьому етапі дорівнює:

$$L_{2-3} = -p_2 V_3 = -p_3 V_3.$$

На етапі 3 – 4 відбувається стискання газу до величини тиску при якому відкривається нагнітальний клапан. Газ у компресорі залежно від умов підведення й відведення теплоти може стискатись по-різному. Найчастіше стиск – це складний процес, який відбувається при підведенні теплоти (від нагрітих стінок циліндра), а потім при її відведенні (через стінки циліндра в охолоджуюче середовище). Робота по стиску газу від стану (p_3, V_3) до стану (p_4, V_4) визначається за формулою:

$$L_{3-4} = - \int_{V_3}^{V_4} p dV .$$

Якщо стискання відбувається за ізотермою, тоді робота:

$$L_{3-4} = -p_3 V_3 \ln \frac{V_4}{V_3} = p_3 V_3 \ln \frac{p_4}{p_3}.$$

Під час адіабатного стискання газу, робота по його стисканню дорівнює:

$$L_{3-4} = -\frac{p_3 V_3^k}{1-k} (V_4^{1-k} - V_3^{1-k}) = \frac{1}{k-1} (p_4 V_4 - p_3 V_3) \text{ або } L_{3-4} = \frac{p_3 V_3}{k-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right).$$

Якщо стискання газу відбувається за політропою, то робота по стисканню газу визначається за формулою:

$$L_{3-4} = \frac{1}{n-1} (p_4 V_4 - p_3 V_3) = \frac{p_3 V_3}{n-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right).$$

Стиснений газ під сталим тиском, на етапі 4 – 1, нагнітається в систему споживання газу. Виконана робота по витисканні газу з циліндра дорівнює:

$$L_{4-1} = p_4 V_4.$$

Сумарна виконана робота компресором за цикл дорівнює сумі робіт виконаних на кожному етапі:

$$L = L_{1-2} + L_{2-3} + L_{3-4} + L_{4-1}.$$

Під час ізотермічного стискання газу робота компресора дорівнює:

$$L = p_3 V_3 \ln \frac{p_4}{p_3}.$$

Під час адіабатного стискання газу виконана робота компресором дорівнює:

$$L = \frac{k}{k-1} (p_4 V_4 - p_3 V_3) \text{ або } L = \frac{k p_3 V_3}{k-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right).$$

Під час стискання газу по політропі виконана робота компресором має аналогічний вигляд, як і для адіабатного процесу, тільки необхідно показник адіабати k замінити на показник політропи n , тобто:

$$L = \frac{n}{n-1} (p_4 V_4 - p_3 V_3) \text{ або } L = \frac{n p_3 V_3}{n-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right).$$

Оскільки потужність визначається як величина роботи виконаної за 1 секунду, то потужність компресора дорівнює:

$$N_k = p_3 V_3' \ln \frac{p_4}{p_3} - \text{під час ізотермічного стискання газу;}$$

$$N_k = \frac{k p_3 V_3'}{k-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right) - \text{під час адіабатного стискання газу;}$$

$$N_k = \frac{np_3V_3'}{n-1} \left(\left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right) - \text{під час стискання газу по політропі,}$$

де V_3' – величина об'єму газу, яку компресор всмоктує за 1 секунду.

Процеси ідеального багатоступеневого поршневого компресора

В одноступневих компресорах газ можна стискати до тиску $0,6 - 0,8 \text{ МПа}$. Стискання до більш високого тиску супроводжується зростанням температури газу. Якщо температура газу зростає до $160 - 180^\circ\text{C}$, то можливе самоспалахування парів оливи, якою змащують поршні компресора. Крім цього при високому стисканні газу різко зростає негативна роль шкідливого простору. Однак у виробництві інколи необхідне використання газу під високим тиском. *Наприклад:* для процесу зварювання необхідний кисень під тиском 16 МПа , під час виробництва аміаку необхідний тиск до 100 МПа . Для отримання газу під високим тиском використовують багатоступеневі поршневі компресори. На рис. 1.17а і рис. 1.17б вказана схема двоступеневого компресора та індикаторна діаграма ідеального двоступеневого компресора.

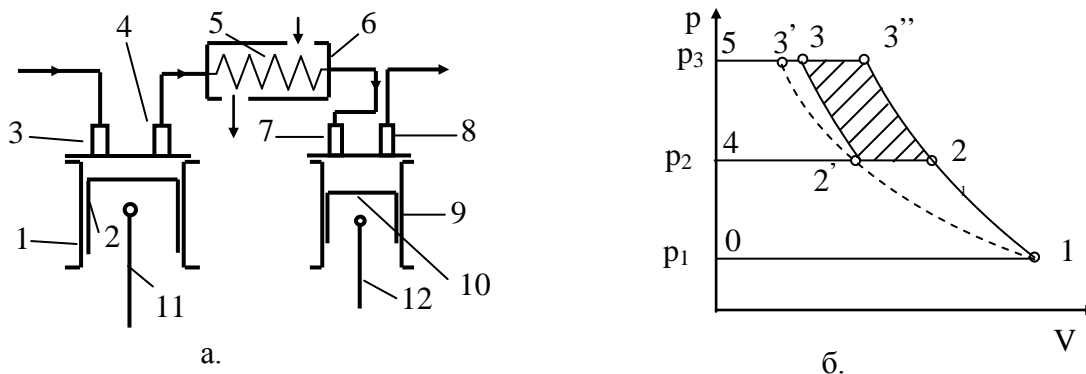


Рис. 1.17. Схема двоступеневого компресора

Принцип роботи двоступеневого компресора такий. Під час руху поршня 2 вниз через впускний клапан 3 всмоктується газ в циліндр 1. Процес всмоктування на рис.1.17б описано прямою $0-1$. Під час зворотного руху поршня 2 відбувається стискання газу і на p, V – діаграмі політропне стискання газу описується кривою $1-2$. В момент досягнення тиском величини p_2 відкривається випускний клапан 4 і відбувається нагнітання газу в холодильник 6. На p, V – діаграмі цей ізобарний процес описаний прямою $2-4$. Проходячи через змійовик 5, який розміщений в холодильнику 6, газ охолоджується під сталим тиском. Охолоджений в холодильнику газ через впускний клапан 7 поступає в другий циліндр 9, цей процес реалізується коли поршень 10 рухається вниз і всмоктує газ в циліндр. На p, V – діаграмі цей процес описаний прямою $4-2'$. Наступним процесом є політропне стискання газу до величини p_3 , яке на p, V – діаграмі описане кривою $2'-3$. В момент досягнення газом

величини тиску p_3 , відкривається випускний клапан δ і відбувається нагнітання газу в систему споживання. Пряма 3–5 на p, V – діаграмі описує процес виштовхування газу з циліндра. Проміжкове охолодження газу в холодильнику суттєво зменшує величину роботи витрачену на стискання газу на другій сходинці. Величина зекономленої роботи описана площею фігури 2 – 2' – 3 – 3''.

З p, V – діаграми видно (рис. 1.17б), якщо збільшити число ступенів стиску, то спільний процес 1 – 2 – 2' – 3 наближається до ізотермічного процесу 1 – 2' – 3', який є найбільш економним. Проте збільшення кількості ступенів стисків газу приводить до суттєвого зростання величини витрат енергії на тертя поршневої групи, тому переважно ступенів стиску газу є не більше 6.

Умовами затрати мінімальної роботи в багатоступеневих компресорах є рівність ступенів підвищення тисків на кожній сходинці. Для z ступеневого компресора тиск газу, який поступає до системи споживання, визначається за формулою:

$$p_{кін} = \lambda^z p_{поч},$$

де $p_{кін}$ – кінцевий тиск у компресорі з z ступенів, $p_{поч}$ – початковий тиск газу.

Попередня формула дозволяє визначити кількість ступенів поршневого компресора, оскільки ступінь підвищення тиску газу:

$$\lambda = \frac{p_{i+1}}{p_i}$$

визначають із умови максимального зростання температури під час політропного стискання газу. Враховуючи, що:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

можна визначити максимальний ступінь підвищення тиску газу:

$$\lambda = \left(\frac{T_4}{T_3} \right)^{\frac{n}{n-1}}.$$

Якщо робота одноступеневого поршневого компресора дорівнює L_1 , то повна робота z – ступеневого компресора дорівнює:

$$L_z = zL_1.$$

Аналогічно і теоретична потужність z – ступеневого компресора дорівнює:

$$N_z = zN_1,$$

де N_1 – теоретична потужність необхідна для одноступеневого компресора.

Осьовий компресор

В осьовому компресорі рух газу скеровано паралельно до повздовжньої осі. Завдяки більш короткому і менш покрученому шляху, що проходить газ, осьові компресори є доволі компактними та мають високий коефіцієнт корисної дії. На рис. 1.18 вказана схема осьового компресора.

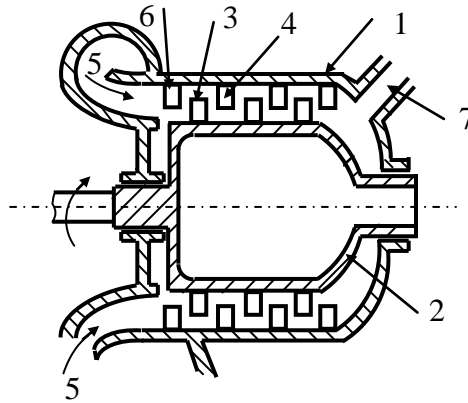


Рис. 1.18. Схема осьового компресора

Компресор складається з корпусу 1, всередині якого розташований ротор 2, який має форму порожнистого барабана. На поверхні ротора розташовані робочі лопатки 3, а між ними розташовані нерухомі лопатки 4 – 6, прикріплені до корпусу компресора. Перший рядок робочих лопаток 3 і перший рядок нерухомих робочих лопаток 4 створюють перший ступінь стиску. Газ подається в компресор через вхідний патрубок 5 і через додатковий скеровуючий апарат 6 поступає на перший ступінь стиску, потім на другий, на третій і т. д. Газ прискорюється робочими лопатками і виходить з осьового компресора через вихідний патрубок 7. У каналах із нерухомих лопаток його швидкість зменшується, а тиск зростає. Кожен ряд робочих лопаток з наступним рядом нерухомих лопаток утворює один ступінь підвищення тиску. Переважно осьовий компресор має 5 – 10 ступенів підвищення тиску, а в окремих випадках їх число може досягати 15 – 20. В осьових компресорах газ рухається вздовж осі ротора. Осьові компресори використовуються переважно в газотурбінних установках.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Одноступеневий компресор політропно ($n=1,26$) стискає 1 кг азоту від 1 атм до 6 атм. Початкова температура азоту 10°C . Визначити повну роботу компресора та кінцеву температуру газу.

Використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва визначаємо початковий об'єм газу $V_3 = \frac{mRT_3}{p_3\mu_{N_2}} = \frac{1 \cdot 8314 \cdot 283}{101325 \cdot 28} = 0,8293 \text{ м}^3$. Об'єм газу після

завершення політропного процесу визначаємо з рівняння $\frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^n$, тобто

$$V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{1}{n}}. \quad \text{Підставляючи значення величин, отримаємо}$$

$$V_4 = 0,8293 \left(\frac{101325}{607950}\right)^{\frac{1}{1,26}} = 0,2 \text{ м}^3. \quad \text{Температура газу після завершення}$$

$$\text{термодинамічного процесу дорівнює } T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{n-1}{n}}, \quad \text{тобто}$$

$$T_4 = 283 \left(\frac{607950}{101325}\right)^{\frac{1,26-1}{1,26}} = 410 \text{ К} \quad \text{або} \quad t_4 = 137^\circ \text{С}. \quad \text{Визначаємо повну роботу}$$

компресора використовуючи формулу $L = \frac{n}{n-1}(p_4V_4 - p_3V_3)$. Підставляючи значення величин, отримаємо

$$L = \frac{1,26}{1,26-1}(6 \cdot 101325 \cdot 0,2 - 101325 \cdot 0,8293) = 182027 \text{ Дж}.$$

Задача 2. Визначити величину роботи, яку здійснив двоступеневий компресор після прокачування 2 кг повітря. На початку стискання температура повітря $t_3 = 18^\circ \text{С}$ а тиск $p_3 = 0,1 \text{ МПа}$. Ступінь підвищення тиску газу $\lambda = 6,8$. Умовна кіломолярна маса повітря $\mu_{\text{нов}} = 28,96 \text{ кг/кмоль}$. Показник політропи $n = 1,25$.

Початковий об'єм повітря визначаємо використовуючи рівняння Клапейрона-Менделєєва $V_3 = \frac{mRT_3}{p_3\mu_{\text{нов}}} = \frac{2 \cdot 8314 \cdot 291}{100000 \cdot 28,96} = 1,671 \text{ м}^3$. Об'єм газу після завершення першого ступеня стиску політропного процесу визначаємо з

$$\text{рівняння } \frac{p_4}{p_3} = \left(\frac{V_3}{V_4}\right)^n, \quad \text{тобто} \quad V_4 = V_3 \left(\frac{p_3}{p_4}\right)^{\frac{1}{n}}. \quad \text{Підставляючи значення величин і}$$

$$\text{враховуючи, що } \lambda = \frac{p_4}{p_3}, \quad \text{отримаємо } V_4 = 1,671 \left(\frac{1}{6,8}\right)^{\frac{1}{1,25}} = 0,3605 \text{ м}^3. \quad \text{Температура}$$

$$\text{газу після завершення термодинамічного процесу дорівнює } T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3}\right)^{\frac{n-1}{n}},$$

$$\text{тобто } T_4 = 291 \cdot 6,8^{\frac{1,25-1}{1,25}} = 427 \text{ К} \quad \text{або} \quad t_4 = 154^\circ \text{С}. \quad \text{Після завершення першого ступеня стискання тиск газу становить } p_4 = \lambda p_3 = 680000 \text{ Па}.$$

Робота, яку виконає компресор під час перекачування повітря на першому ступені, визначається за формулою $L_1 = \frac{n}{n-1}(p_4V_4 - p_3V_3)$.

Підставляючи значення величин отримаємо $L_1 = \frac{1,25}{1,25-1}(680000 \cdot 0,3606 - 100000 \cdot 1,671) = 390400$ Дж.

В холодильнику відбувається охолодження повітря до початкової температури під сталим тиском. Використовуючи закон Гей-Люссака визначаємо об'єм газу V_3' , який поступає в другий циліндр компресора з рівняння $\frac{V_4}{V_3} = \frac{T_4}{T_3}$, тобто $V_3' = V_4 \frac{T_3'}{T_4} = 0,3606 \cdot \frac{291}{427} = 0,2457 \text{ м}^3$. Повітря поступає

в другий циліндр компресора під тиском $p_3' = p_4 = 680000 \text{ Па}$ з температурою $T_3' = 291 \text{ К}$. Після завершення другого ступеня стискання повітря параметри

стану будуть такі: $V_4' = V_3' \left(\frac{p_3'}{p_4'} \right)^{\frac{1}{n}} = 0,2457 \cdot \left(\frac{1}{6,8} \right)^{\frac{1}{1,25}} = 0,053 \text{ м}^3$;

$p_4' = 6,8 p_3' = 4624000 \text{ МПа}$; $T_4' = T_3' \lambda^{\frac{n-1}{n}} = 291 \cdot 6,8^{\frac{0,25}{1,25}} = 427 \text{ К}$ або $t_4' = 154^\circ \text{ С}$.

Робота, яку виконає компресор під час перекачування повітря на другому ступені, визначається за формулою $L_2 = \frac{n}{n-1}(p_4'V_4' - p_3'V_3')$.

Підставляючи значення величин отримаємо $L_2 = \frac{1,25}{1,25-1}(4624000 \cdot 0,053 - 680000 \cdot 0,2457) = 390400$ Дж. Отже, двоступеневий

поршневий компресор під час перекачування 2 кг повітря виконає роботу $L = L_1 + L_2 = 390400 + 390400 = 780800$ Дж = 781 кДж.

Задача 3. Визначити необхідний ступінь компресора для заповнення повітрям балона апарата АСП-2, якщо апарат ставиться на чергування під тиском в балоні $p_{\text{кін}} = 21 \text{ МПа}$. Атмосферний тиск повітря $p_{\text{атм}} = 0,95 \text{ атм}$. Максимальна температура повітря після охолодження в холодильнику $t_1 = 24^\circ \text{ С}$. Допустима температура для змащувальної оливи $t_2 = 165^\circ \text{ С}$. Показник політропи $n = 1,25$.

Оскільки в компресорі стиск повітря відбувається по політропі, то з умови, що температура повітря після завершення політропного процесу не може бути більша від допустимої $t_2 = 165^\circ \text{ С}$, отримуємо рівняння для

визначення ступеня підвищення тиску $\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}}$. Оскільки ступінь

підвищення тиску $\lambda = \frac{p_4}{p_3}$, то з попереднього рівняння отримаємо $\frac{T_4}{T_3} = \lambda^{\frac{n-1}{n}}$ або

$\lambda = \left(\frac{T_4}{T_3} \right)^{\frac{n}{n-1}}$. Підставляючи значення величин отримаємо, що

$\lambda = \left(\frac{438}{297}\right)^{\frac{1,25}{1,25-1}} = 1,4747^5 = 6,976$. Отже, допустимий ступінь підвищення тиску

$\lambda \leq 6,976$ В багатоступеневому компресорі між кінцевим та початковим тисками існує залежність $p_{кін} = \lambda^z p_{поч}$, де z – число ступенів компресора. З даної залежності отримаємо рівняння для визначення ступеня компресора

$$z = \frac{\ln \frac{P_{кін}}{P_{поч}}}{\ln \lambda}.$$

Підставляючи значення величин отримаємо

$$z = \frac{\ln \frac{21000000}{0,95 \cdot 101325}}{\ln 6,976} = \frac{\ln 218,16}{\ln 6,976} = \frac{5,385}{1,942} = 2,77.$$

Отже, для заповнення апарата АСП–2 повітрям необхідний триступеневий компресор. Умовою затрати мінімальної роботи в багатоступеневому компресорі є рівність ступенів підвищення тиску всіх ступенів, тому бажаний ступінь підвищення тиску для триступеневого компресора

$$\lambda = \left(\frac{P_{кін}}{P_{поч}}\right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{21000000}{0,95 \cdot 101325}\right)^{\frac{1}{3}} = 6,02.$$

Задача 4. Скільки часу необхідно для закачування повітря в апарат АСП–2, якщо продуктивність триступеневого компресора $200 \frac{\text{л}}{\text{хв}}$. Початкова температура повітря 20°C і атмосферний тиск – $p_{поч} = 0,98 \text{ атм}$. Визначити ступінь підвищення тиску. Вважати, що після завершення третього циклу працює охолоджувальна установка, яка охолоджує газ до початкової температури.

Апарат АСП–2 ставиться на чергування під тиском $p_{кін} = 21 \text{ МПа}$. Оскільки між початковим та кінцевим значеннями тисків існує залежність $p_{кін} = p_{поч} \lambda^z$, то $\lambda = \sqrt[z]{\frac{P_{кін}}{P_{поч}}}$. Підставляючи значення величин, отримаємо, що

ступінь підвищення тиску дорівнює $\lambda = \sqrt[3]{\frac{21000000}{0,98 \cdot 101325}} = 5,96$. Визначимо, яка

маса повітря міститься в апараті коли він ставиться на чергування $m = \frac{P_4 V_4 \mu_{нов}}{RT_4}$. Підставляючи значення величин отримаємо, що

$m = \frac{21000000 \cdot 0,008 \cdot 28,96}{8314 \cdot 293} = 1,997 \text{ кг}$. Визначимо початковий об'єм повітря, який

необхідно закачувати в апарат $V_3 = \frac{mRT_3}{P_3 \mu_{нов}} = \frac{1,997 \cdot 8314 \cdot 293}{0,98 \cdot 101325 \cdot 28,96} = 1,692 \text{ м}^3$.

Оскільки продуктивність компресора $200 \frac{\text{л}}{\text{хв}}$, то тривалість заповнення апарата

$$\tau = \frac{1,692}{0,2} = 8 \text{ хв } 28 \text{ с}.$$

Задача 5. Визначити необхідний ступінь компресора для заповнення повітрям балона апарата АИР–317, якщо: температура повітря 27°C , атмосферний тиск $0,98 \text{ атм}$, робочий тиск в балоні $29,4 \text{ МПа}$, допустимий ступінь підвищення тиску $\lambda \leq 5,3$, потужність компресора $300 \frac{\text{л}}{\text{хв}}$, об'єм балона 7 літрів , показник політропи $n=1,26$. Якою буде тривалість заповнення балона компресором. Здійснити перевірку на максимально допустиме значення температури стиснутого повітря, якщо $T_{\text{дон}}=140^{\circ}\text{C}$. Вважати, що після завершення четвертого циклу, працює охолоджувальна установка, яка охолоджує газ до початкової температури.

В багатоступеневому компресорі між кінцевим та початковим тисками існує залежність $p_{\text{кін}} = \lambda^z p_{\text{поч}}$, де: z – число ступенів компресора. З даної

залежності отримаємо рівняння для визначення ступеня компресора $z = \frac{\ln \frac{p_{\text{кін}}}{p_{\text{поч}}}}{\ln \lambda}$.

Підставляючи значення величин отримаємо $z = \frac{\ln \frac{29400000}{0,98 \cdot 101325}}{\ln 5,3} = \frac{5,691}{1,668} = 3,41$.

Отже, для заповнення балона апарата АИР–317 повітрям необхідний чотириступеневий компресор. Умовою затрати мінімальної роботи в багатоступеневому компресорі є рівність ступенів підвищення тиску всіх ступенів, тому бажаний ступінь підвищення тиску для чотириступеневого

компресора $\lambda = \left(\frac{p_{\text{кін}}}{p_{\text{поч}}} \right)^{1/4} = \left(\frac{29400000}{0,98 \cdot 101325} \right)^{1/4} = 4,148$. Визначимо масу повітря,

яке міститься в балоні $m = \frac{p_4 V_4 \mu_{\text{нов}}}{RT_4} = \frac{29400000 \cdot 0,007 \cdot 28,96}{8314 \cdot 300} = 2,39 \text{ кг}$. Тоді

початковий об'єм повітря, яким заповнюється балон $V_3 = \frac{mRT_3}{p_3 \mu_{\text{нов}}} = \frac{2,39 \cdot 8314 \cdot 300}{0,98 \cdot 101325 \cdot 28,96} = 2,073 \text{ м}^3$. Оскільки продуктивність

компресора $300 \frac{\text{л}}{\text{хв}}$, то тривалість заповнення балона апарата АИР–317 дорівнює $\tau = \frac{2,073}{0,3} = 7 \text{ хв}$. Після завершення першого ступеня стиску

температура повітря досягне величини $T_4 = T_3 \left(\frac{p_4}{p_3} \right)^{\frac{n-1}{n}}$, $T_4 = T_3 \lambda^{\frac{n-1}{n}}$,

$T_4 = 300 \cdot 4,148^{\frac{1,26-1}{1,26}} = 402 \text{ К}$ або $t_4 = 129^{\circ}\text{C}$. Отже, температура стиснутого повітря не досягає максимально допустимого значення $T_{\text{дон}}=140^{\circ}\text{C}$.

Тема 10. Витікання і дроселювання газів

Рух газів з великою швидкістю є суттєвим питанням для газових і парових турбін, а також у реактивних та ракетних двигунах. Процес витікання газів має значення під час розгляду питань, які пов'язані із забезпеченням пожежної безпеки. Використовуючи рівняння витікання робочого тіла можна розрахувати розміри трубопроводів, тиск в них та розміри сопел у системах гасіння пожеж інертним газом, який підводиться до осередку пожежі.

Процес витікання газів триває настільки швидко, що за час проходження газів по насадці теплообмін між ними і навколишнім середовищем виявляється незначним. Отже, витікання газів можна розглядати як адіабатний процес.

Потік газу можна зорганізувати так, щоб у міру проходження газу по насадці тиск його буде поступово знижуватися, а швидкість руху – зростати, або навпаки, тиск газу поступово зростає, а швидкість руху – спадає. В першому випадку насадки називають соплами, а в другому – дифузорами.

Ентальпія

Для аналізу термодинамічних процесів необхідним є параметр, який характеризує внутрішню енергію газу та його взаємодію із навколишнім середовищем. Таким параметром є ентальпія, яка визначається формулою

$$I = U + pV, \quad (1.78)$$

де U – внутрішня енергія робочого тіла, pV потенціальна енергія тиску.

Потенціальна енергія тиску дорівнює величині роботи, яку необхідно виконати для розміщення газу об'ємом V в середовище з тиском p .

Ентальпія, як і внутрішня енергія, має в кожному стані газу конкретне та єдине значення, тобто ентальпія є функцією стану. Зміна її величини залежить лише від параметрів робочого тіла на початку та в кінці термодинамічного процесу та не залежить від характеру термодинамічного процесу. Початок відліку ентальпії пов'язаний із початком відліку внутрішньої енергії, тому підрахунок ентальпії та внутрішньої енергії відбувається від умовного нуля, який вибирають залежно від конкретного термодинамічного процесу. Позначається ентальпія для довільної маси робочого тіла буквою I [Дж]. В термодинамічних розрахунках для 1кг робочого тіла позначають i та називають **ентальпією**, тобто:

$$i = u + pv. \quad \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right] \quad (1.79)$$

В диференціальному вигляді її можна записати так:

$$di = du + d(pv). \quad (1.80)$$

Для ідеального газу зміна його внутрішньої енергії залежить від питомої теплоємності газу при сталому об'ємі та зміни температури, тобто:

$$du = c_v dT. \quad (1.81)$$

Згідно з рівнянням Клапейрона-Менделєєва для 1кг ідеального газу:

$$pv = R_1 T, \quad (1.82)$$

де R_1 – питома газова стала для даного газу.

Враховуючи записи (1.92) і (1.93) рівняння (1.91) набере вигляду:

$$di = (c_v + R_1) dT. \quad (1.83)$$

Згідно з рівнянням Майєра, існує залежність між питомими теплоємностями при сталому тиску і сталому об'ємі, тобто:

$$di = c_p dT. \quad (1.84)$$

Отже, зміна ентальпії ідеального газу для довільного термодинамічного процесу дорівнює добутку питомої теплоємності газу при сталому тиску на зміну температури. Якщо вважати, що теплоємність ідеального газу є величина стала, то зміна ентальпії робочого тіла дорівнює:

$$\Delta i = i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1). \quad (1.85)$$

Витікання газу і ентальпія

В попередніх темах вважалось, що робоче тіло перебуває в стані спокою. Тепер розглянемо термодинамічний процес в якому робоче тіло рухається вздовж циліндричного каналу. Для вивчення таких процесів здійснимо такі припущення:

- процес руху газу є стаціонарний, тобто через довільний переріз циліндричного каналу за однакові проміжки часу протікає однакова маса газу;
- кожний параметр робочого тіла в довільній точці перерізу циліндричного каналу має однакове значення, яке не змінюється з плином часу;
- силами тертя під час руху газу вздовж каналу знехтуємо.

Під час руху робочого тіла вздовж циліндричного каналу відбувається зміна кінетичної енергії робочого тіла, виконується робота опору зовнішнім силам та робота для проштовхування робочого тіла через циліндричний канал. Отже, перший закон термодинаміки для 1кг робочого тіла, що рухається, запишемо в такому вигляді:

$$dq = du + d\left(\frac{w^2}{2}\right) + dl_{np}, \quad (1.86)$$

де dq – кількість теплоти, яка поступила до робочого тіла; du – зміна внутрішньої енергії робочого тіла; w – швидкість руху робочого тіла; dl_{np} – елементарна робота для проштовхування робочого тіла вздовж циліндричного каналу та робота опору зовнішнім силам.

Розглянемо робоче тіло між I і II перерізами (рис. 1.19).

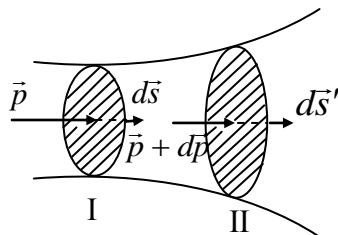


Рис. 1.19. Схема циліндричного каналу

Для визначення роботи, яку виконують сили тиску для переміщенні даного робочого тіла, розглянемо спочатку I переріз циліндричного каналу. Нехай в I перерізі тиск робочого тіла дорівнює \bar{p} , площа поперечного перерізу F та переріз за проміжок часу dt переміститься на величину $d\bar{s}$. Робота, яку виконують сили тиску робочого тіла, дорівнює:

$$dl_1 = -pFds = -pdv.$$

Знак (-) вказує, що сили тиску стискають робоче тіло.

Розглянемо II переріз циліндричного каналу. Оскільки тиск газу змінюється вздовж циліндричного каналу, то його тиск в II-ому перерізі дорівнює $\bar{p} + d\bar{p}$, площа поперечного перерізу $F + dF$ і переріз за проміжок часу dt переміститься на величину $d\bar{s}'$. Робота, яку виконують сили тиску робочого тіла, дорівнює:

$$dl_2 = (p + dp)(F + dF)ds'.$$

Знак (+) вказує, що тиск газу намагається збільшити об'єм газу.

Сумарна робота виконана газом за проміжок часу dt дорівнює:

$$dl_{np} = dl_2 + dl_1 \quad \text{або} \quad dl_{np} = pdv + vdp = d(pv). \quad (1.87)$$

Будемо розглядати короткотривале проходження газу через циліндричний канал, тому втратою теплоти внаслідок теплообміну з навколишнім середовищем знехтуємо, тобто $dq = 0$. Тоді зінтегрований запис першого закону термодинаміки для робочого тіла масою l кг набере вигляду:

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = i_1 - i_2.$$

Отже, швидкість витікання газу з циліндричного каналу можна визначити з рівняння:

$$w_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2) + w_1^2}. \quad (1.88)$$

На практиці, швидкість з якою газ входить в циліндричний канал незначна за величиною, тому швидкість витікання газу із циліндричного каналу можна визначати за формулою:

$$w_2 = \sqrt{2(i_1 - i_2)}. \quad (1.89)$$

Рівняння Бернуллі

Здиференціювавши це рівняння Клапейрона-Менделєєва для робочого тіла масою l кг і зробивши деякі перетворення отримаємо, що:

$$c_p T \left(\frac{dp}{p} + \frac{dv}{v} \right) + d \left(\frac{w^2}{2} \right) = 0. \quad (1.90)$$

Оскільки, проходження газу вздовж сопла вважаємо адіабатним процесом, то між параметрами стану дійсна залежність $pv^k = const$. Здиференціювавши це рівняння отримаємо:

$$\frac{dp}{p} + k \frac{dv}{v} = 0,$$

Враховуючи це співвідношення та після деяких перетворень рівняння (1.90) набере вигляду:

$$d\left(\frac{w^2}{2}\right) = -v dp. \quad (1.91)$$

Дане рівняння записане у вигляді:

$$w dw = -v dp. \quad (1.92)$$

називають **рівнянням Бернуллі**.

З аналізу цього рівняння отримаємо, що в газовому потоці величини dw і dp завжди мають протилежні знаки. Якщо тиск вздовж циліндричного каналу зменшується, то швидкість руху газового потоку вздовж каналу зростає і навпаки. Циліндричний канал, вздовж якого відбувається збільшення швидкості руху газу та зменшення тиску, називають **соплом**. Циліндричний канал, вздовж якого швидкість руху газу спадає а його тиск зростає, називають **дифузором**.

Число Маха

Рух газу в циліндричному каналі відбувається при нерівномірному розподілі тиску газу вздовж каналу. Відомо, що довільна зміна тиску поширюється в газовому середовищі з швидкістю звуку. Якщо в деякий момент часу відбудеться зміна тиску газу в середовищі, в яке витікає газовий потік, то ця зміна тиску буде поширюватися хвилею вздовж каналу проти руху газового потоку. Внаслідок цього відбудеться нове розподілення тиску газу вздовж каналу і зміниться швидкість витікання газу. При цьому зміна тиску буде поширюватись з відносною швидкістю, яка дорівнює різниці швидкості звуку в робочому тілі a та швидкості газового потоку w , тобто із швидкістю $a - w$. Швидкість звуку в ідеальному газі залежить від температури і дорівнює:

$$a = \sqrt{kR_1T},$$

де R_1 – питома газова стала і k показник адіабати.

Ця формула справедлива тільки для ідеального газу. Для реального газу швидкість звуку залежить не тільки від температури але і від величини тиску. Якщо швидкість газового потоку в каналі w більша від швидкості звуку a , то такі газові потоки називають **надзвуковими**, в протилежному випадку – **дозвуковими**. Відношення швидкості газового потоку до швидкості звуку називається **числом Маха**, і його позначають буквою M , тобто:

$$M = \frac{w}{a}. \quad (1.93)$$

Швидкість витікання та масова витрата робочого тіла

Зінтегрувавши рівняння (1.91) отримаємо, що:

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp, \quad (1.94)$$

де w_2 – швидкість витікання газу з циліндричного каналу; w_1 – швидкість входження газу в канал; p_1 – тиск газу на вході в циліндричний канал; p_2 – тиск газу під час виходу з каналу (рис. 1.20).

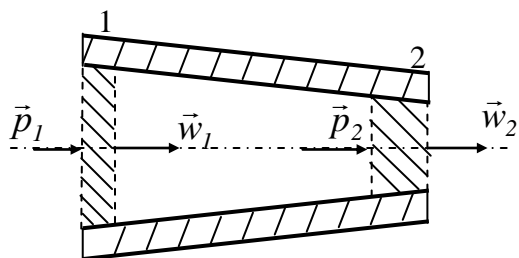


Рис. 1.20. Схематичне зображення циліндричного каналу

Із залежності між тиском газу та його питомим об'ємом в адіабатному процесі отримаємо, що:

$$v = \frac{p_1^{\frac{1}{k}} v_1}{p_1^{\frac{1}{k}}} = \frac{p_2^{\frac{1}{k}} v_2}{p_2^{\frac{1}{k}}}.$$

Підставляючи це співвідношення в (1.88) і припустивши, що в переважній більшості швидкість газу на вході в циліндричний канал незначна отримаємо, що швидкість, з якою відбувається витікання газу через переріз циліндричного каналу в навколишнє середовище, можна визначити за формулою:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} \quad (1.95)$$

або, враховуючи, що $p_1 v_1 = R T_1$ і $p_1 v_1 = \frac{R}{\mu} T_1$, отримаємо:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{R T_1}{\mu} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (1.96)$$

Масу робочого тіла, що витікає з циліндричного каналу за секунду, тобто секундну витрату робочого тіла, обчислюємо за формулою:

$$M = F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right)}, \quad (1.97)$$

або

$$M = F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1^2 \mu}{R T_1} \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right)} \quad (1.98)$$

де F_2 – площа поперечного перерізу циліндричного каналу з якого витікає газ; $F_2 w_2$ – об’єм газу, що проходить через переріз циліндричного каналу за 1 секунду; ρ_2 – питома густина робочого тіла на виході з циліндричного каналу.

Аналізуючи формулу (1.96) можна твердити, що швидкість газового потоку на виході з каналу залежить від величини відношення тисків. Якщо $p_1 = p_2$, то швидкість витікання газового потоку з перерізу циліндричного каналу нульова, витікання робочого тіла відсутнє. Із зменшенням величини відношення тисків швидкість газового потоку w_2 зростає. Отже, для визначення швидкості витікання газового потоку з циліндричного каналу необхідно знати величину тиску робочого тіла p_2 на виході з каналу. Якщо тиск в навколишньому середовищі поступово зменшувати, то швидкість витікання робочого тіла з циліндричного каналу буде поступово зростати. Цей ефект триватиме до тих пір поки швидкість потоку на виході з каналу буде менша за дозвукову. Отже, якщо швидкість газового потоку на виході з каналу дозвукова, то тиск газу на виході з каналу дорівнює тиску навколишнього середовища, тобто $p_2 = p_c$.

Після того як швидкість потоку на виході з циліндричного каналу досягне швидкості звуку, для даного робочого тіла, то зміна тиску в навколишньому середовищі не впливатиме на розподіл тиску в каналі, оскільки швидкість поширення тиску та швидкість потоку є рівними за величиною але протилежно напрямлені. Швидкість газового потоку, яка дорівнює швидкості звуку в робочому тілі на виході з каналу, називають **критичною швидкістю**. Отже, при подальшому зменшенні тиску в навколишньому середовищі, швидкість потоку на виході з каналу буде дорівнювати критичній швидкості і не буде змінюватись. В цьому випадку $p_2 \neq p_c$ і $p_2 > p_c$. Для того, щоб визначити критичне значення відношень тисків, після якого подальше зменшення тиску навколишнього середовища не сприяє зростанню швидкості витікання газу з каналу, прирівняємо праву частину формули (1.96) до значення швидкості звуку в робочому тілі на виході з каналу, тобто до $a = \sqrt{kR_1 T_2}$ і отримаємо залежність:

$$\sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{RT_1}{\mu} \left(1 - \left(\frac{p_{2кр}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} = \sqrt{kR_1 T_2}.$$

Піднісши ліву та праву частини рівняння до квадрата отримаємо:

$$\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{RT_1}{\mu} \left(1 - \beta_{кр}^{\frac{k-1}{k}} \right) = k \frac{RT_2}{\mu}. \quad (1.99)$$

де $\beta_{кр} = \frac{p_{2кр}}{p_1}$ величина відношення тисків.

Оскільки наявний адіабатний процес витікання газу, то існує залежність між параметрами стану робочого тіла. Підставляючи це співвідношення в попереднє рівняння, отримаємо:

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

Отже, відношення тисків дорівнює величині:

$$\beta_{кр} = \frac{p_{2кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (1.100)$$

Звідси величина критичного тиску на виході з циліндричного каналу дорівнює:

$$p_{2кр} = p_1 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (1.101)$$

З формули (1.100) видно, що критичне відношення тисків залежить тільки від показника адіабати. Значення k і $\beta_{кр}$ для різних газів такі:

	$k = \frac{c_p}{c_v}$	$\beta_{кр}$
– одноатомний газ	1,67	0,487
– двоатомний газ, повітря	1,40	0,528
– триатомний газ, перегріта пара	1,29	0,547.

Отже, якщо відношення тиску в навколишньому середовищі p_c до тиску в резервуарі p_1 більше за $\beta_{кр}$, то витікання робочого тіла з каналу відбувається з дозвуковою швидкістю, яка визначається за формулою (1.96). Тиск в робочому тілі на виході з каналу дорівнює тиску в навколишньому середовищі $p_2 = p_c$, температура газу визначається за формулою:

$$T_2 = T_1 \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad (1.102)$$

а питомий об'єм:

$$v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_c} \right)^{\frac{1}{k}}. \quad (1.103)$$

Якщо відношення тиску в навколишньому середовищі p_c до тиску в резервуарі p_1 менше за $\beta_{кр}$, то витікання робочого тіла з циліндричного каналу відбувається з швидкістю звуку в робочому тілі на виході з каналу. Тиск газу на виході з каналу дорівнює:

$$p_2 = p_{2кр} = p_1 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}} = p_1 \beta_{кр}, \quad (1.104)$$

його температура визначається за формулою:

$$T_2 = T_1 \frac{2}{k+1}, \quad (1.105)$$

а питомий об'єм газу дорівнює:

$$v_2 = v_1 \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{1}{k-1}}. \quad (1.106)$$

Швидкість витікання робочого тіла при критичному тиску робочого тіла на виході з циліндричного каналу називають **критичною швидкістю** і позначають w_{kp} . Підставивши рівняння (1.100) в рівняння (1.96), отримаємо значення критичної швидкості:

$$w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} \quad \text{або} \quad w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{RT_1}{\mu}}. \quad (1.107)$$

Отже, критична швидкість витікання робочого тіла із циліндричного каналу повністю визначається початковими умовами (p_1, v_1, T_1) .

Масова витрата робочого тіла при критичній швидкості газового потоку буде найбільша і дорівнюватиме:

$$M_{max} = F_2 \sqrt{\frac{k p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}} \quad \text{або} \quad M_{max} = F_2 \sqrt{\frac{k p_1^2 \mu}{RT_1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{k-1}}}. \quad (1.108)$$

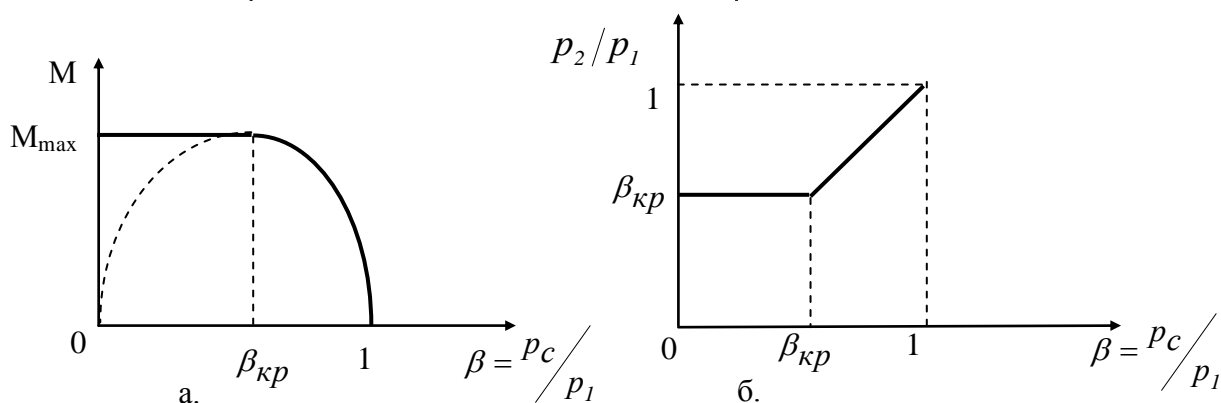


Рис.1.21. Схеми залежності витрат робочого тіла і тиску газу, на виході з каналу, від тиску навколишнього середовища

На рис. 1.21а суцільною лінією окреслена залежність витрат робочого тіла від величини β . Якщо величина β зменшуючись змінюється від 1 до β_{kp} , то масова витрата робочого тіла зростає від нульової до максимальної M_{max} . Під час подальшого зменшення величини β масова витрата робочого тіла залишається сталою і дорівнює максимальній M_{max} .

На рис. 1.21а вказана залежність тиску газу p_2 , на виході з циліндричного каналу, залежно від величини тиску навколишнього середовища p_c . Якщо величина тиску в навколишньому середовищі така, що дійсна нерівність $0 < \frac{p_c}{p_1} < \beta_{kp}$, то величина тиску робочого тіла на виході з каналу дорівнює:

$$p_2 = p_{kp} = \beta_{kp} p_1.$$

Під час подальшого зростання величини відношення $\frac{p_c}{p_1}$, то величина тиску робочого тіла на виході з каналу дорівнює тиску в навколишньому середовищі $p_2 = p_c$.

Отже, під час визначення швидкості витікання газу із циліндричного каналу необхідно спочатку визначити величину відношення тиску навколишнього середовища до тиску робочого тіла на вході в циліндричний канал. Можливі такі випадки:

I випадок. $\beta > \beta_{kp}$. В цьому випадку газ розширюється повністю і тиск на виході з циліндричного каналу дорівнює тиску навколишнього середовища $p_2 = p_c$. Швидкість витікання робочого тіла з циліндричного каналу менша від критичної і її величина визначається за формулою (1.96), масова витрата робочого тіла – (1.98), температура газу – (1.102), питомий об'єм – (1.103).

II випадок. $\beta = \beta_{kp}$. В цьому випадку тиск газу на виході із циліндричного каналу дорівнює критичному або тиску в навколишньому середовищі, тобто $p_2 = p_{2kp} = p_c$. Розширення робочого тіла повне. Швидкість газу на виході з циліндричного каналу і секундна витрата робочого тіла визначаються за формулами (1.96, (1.98) або (1.107), (1.108). Температуру газу та його питомий об'єм на виході з циліндричного каналу визначають за формулами (1.102), (1.103) або (1.105), (1.106).

III випадок. $\beta < \beta_{kp}$. В цьому випадку відбувається неповне розширення робочого тіла і тиск на виході з циліндричного каналу дорівнює $p_2 = p_{2kp} > p_c$; швидкість витікання робочого тіла із циліндричного каналу буде критичною і визначається за формулою (1.107), а витрата робочого тіла за секунду максимальною та описується залежністю (1.108). Температуру газу та його питомий об'єм на виході з циліндричного каналу визначають за формулами (1.106), (1.107).

Сопло Лаваля

Враховуючи рівняння (1.92) та залежність, отриману від диференціювання рівняння адіабати, отримаємо:

$$w dw = k p v \frac{dv}{v}.$$

Оскільки $p v = R_1 T$, то попереднє рівняння набере вигляду:

$$w dw = k R_1 T \frac{dv}{v}. \quad (1.109)$$

Якщо рух газового потоку сталий, то маса робочого тіла, яка проходить через довільний переріз, є величиною сталою і тому справедливе рівняння:

$$\rho F w = const,$$

де F – площа поперечного перерізу циліндричного каналу, ρ – питома густина робочого тіла в площині перерізу; w – швидкість газового потоку в площині перерізу.

Здиференціювавши це рівняння та поділивши його на $\rho F w$, отримаємо:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dF}{F} + \frac{dw}{w} = 0. \quad (1.110)$$

Здиференціювавши залежність $\rho v = I$, та поділивши її на ρv , і підставивши в залежність (1.110), отримаємо:

$$\frac{dv}{v} = \frac{dF}{F} + \frac{dw}{w}.$$

Звідси рівняння (1.110), враховуючи попередню залежність і зробивши деякі спрощення, набере вигляду:

$$(M^2 - 1) \frac{dw}{w} = \frac{dF}{F}. \quad (1.111)$$

Аналізуючи це рівняння отримаємо:

– якщо швидкість потоку дозвукова ($M < 1$), то для того, щоб швидкість потоку зростала ($dw > 0$), необхідно зменшувати площу поперечного перерізу каналу ($dF < 0$);

– якщо швидкість потоку дозвукова ($M < 1$), то для того, щоб швидкість потоку спадала ($dw < 0$), необхідно збільшувати площу поперечного перерізу каналу ($dF > 0$);

– якщо швидкість потоку надзвукова ($M > 1$), то для того, щоб швидкість потоку зростала ($dw > 0$), необхідно збільшувати площу поперечного перерізу каналу ($dF > 0$);

– якщо швидкість потоку надзвукова ($M > 1$), то для того, щоб швидкість потоку спадала ($dw < 0$), необхідно зменшувати площу поперечного перерізу каналу ($dF < 0$).

Отже, при дозвуковій швидкості газового потоку на вході в канал, який звужується, неможливо досягнути надзвукової швидкості потоку на виході з каналу. Максимальна швидкість, яка може бути досягнута в цьому випадку, дорівнює швидкості звуку для даного робочого тіла в момент його виходу з каналу. Неперервного збільшення швидкості потоку від дозвукової до надзвукової, при зменшенні тиску вздовж циліндричного каналу, можна досягнути тільки в комбінованому каналі. Отже, якщо швидкість потоку на вході в циліндричний канал дозвукова, то канал повинен спочатку звужуватись, а після досягнення потоком критичної швидкості канал необхідно розширювати. Таке сопло називають соплом Лавалю. Отже, **сопло Лавалю** складається з двох частин (рис. 1.22). Перша частина циліндричного каналу звужуюча і в цій частині каналу швидкість газового потоку дозвукова. В перетині, де площа перерізу каналу найменша, швидкість потоку досягає критичного значення, тобто швидкості звуку для робочого тіла в цьому перерізі.

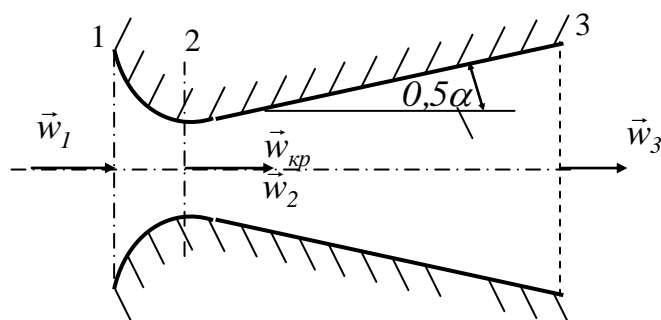


Рис. 1.22. Схема сопла Лавалю

Друга частина сопла розширена і в ній швидкість газового потоку надзвукова та робоче тіло розширюється, поки тиск в потоці зрівняється з тиском навколишнього середовища, тобто виконуватиметься рівність $p_3 = p_c$. Отже, сопло Лавалю використовує для пришвидшення газового потоку всю різницю тисків, від тиску робочого тіла на вході в сопло p_1 , до тиску в навколишньому середовищі p_c , яке повинно задовольняти умові $p_c < \beta_{кр} p_1$. При повному використанні різниці тисків швидкість потоку на виході з сопла Лавалю визначається за формулою:

$$w_3 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} \quad (1.112)$$

або

$$w_3 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{RT_1}{\mu} \left(1 - \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)}. \quad (1.113)$$

Температура робочого тіла та його питомий об'єм на виході з другої частини сопла Лавалю визначається за формулами:

$$\frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad \frac{p_c}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_3} \right)^k. \quad (1.114)$$

Якщо задана витрата робочого тіла, то площа мінімального перерізу 2 (рис. 1.22) визначається за формулою:

$$F_{min} = M \left(\frac{kp_1}{v_1} \right)^{-0,5} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{-0,5(k+1)}{k-1}}. \quad (1.115)$$

Площа поперечного перерізу 3 (рис. 1.22), сопла Лавалю, визначається за формулою:

$$F_3 = F_{min} \sqrt{\frac{k-1}{k+1}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \left(\left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{2k} - \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right)^{-0,5} \quad (1.116)$$

Величина кута конусності частини сопла Лавалю, яка розширюється, вибирається так, щоб не відбувався відрив газового потоку від стінок каналу, тобто в межах $7^\circ \leq \alpha \leq 15^\circ$.

Дроселювання газу

На практиці доволі часто в каналах, по яких рухається робоче тіло, трапляються різкі звуження поперечного перерізу. В таких місцях, за звужуванням, тиск різко зменшується, а питомий об'єм газу зростає. Крім цього, після звужування, за перешкодою, утворюються газові вихори і виникає шкідливий опір. Отже, при проходженні газу через звужування поперечного

перерізу в каналі відбуваються незворотні термодинамічні процеси, тобто відбувається перетворення кінетичної енергії робочого тіла в тепло.

Дроселювання – це зменшення тиску під час проходження робочого тіла крізь місцеве звуження в каналі.

На рис 1.23 показана зміна тиску робочого тіла під час його проходження через місцеве звуження в каналі.

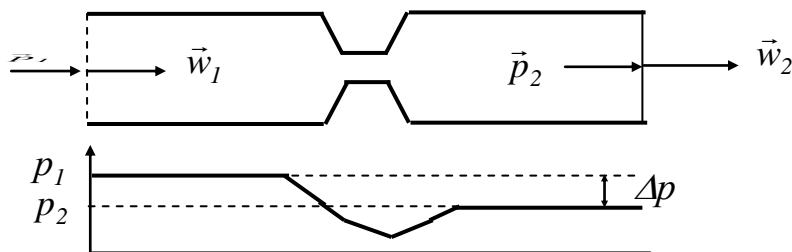


Рис. 1.23. Схема розподілу тиску вздовж каналу з дроселюючим пристроєм

Якщо припустити, що процес дроселювання відбувається беззовнішнього теплообміну до і після дроселювання, то перший закон термодинаміки набере вигляду:

$$\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} = i_1 - i_2, \quad (1.117)$$

де i – ентальпія газу масою 1 кг ; $\frac{w^2}{2}$ – кінетична енергія газу масою 1 кг .

Оскільки, швидкість потоку до і після звуження поперечного перерізу суттєво не змінюється, тобто $w_1 \approx w_2$, отримаємо, що:

$$i_1 = i_2. \quad (1.118)$$

Отже, ентальпія робочого тіла внаслідок його дроселювання не змінюється. Рівняння (1.118) називають **рівнянням процесу дроселювання**.

Для ідеального газу зміна ентальпії залежить тільки від зміни температури робочого тіла, тобто:

$$i_2 - i_1 = c_p(T_2 - T_1).$$

Оскільки, для ідеального газу під час дроселювання виконується рівність (1.118), то отримаємо:

$$T_1 = T_2 \text{ або } t_1 = t_2.$$

Отже, під час дроселювання ідеального газу його температура не змінюється.

У процесі дроселювання реального газу його температура може знижуватись, підвищуватись або залишатись сталою. Величина температури реального газу, яка після дроселювання залишається сталою, називається **температурою інверсії**. Для кожного газу є певна величина температури інверсії і приблизне значення цієї температури визначається з виразу:

$$T_{инв} = 6,75T_{кр},$$

де $T_{кр}$ – критична температура газу.

Критична температура речовини – це значення температури, при відповідному тиску, коли між рідким і газоподібним станами речовини немає відмінностей.

Якщо при цьому тиску початкова температура газу більша за температуру інверсії, то під час дроселювання температура його зростає; якщо початкова температура газу менша за температуру інверсії, то під час дроселювання температура газу спадає. Тиск в робочому тілі, під час проходження через отвір, різко зменшується а потім трохи збільшується, тобто відбувається втрата тиску на деяку величину Δp (рис. 1.23). Втрата тиску буде тим більша, чим менша площа отвору, крізь який протікає робоче тіло.

Методика розв'язування задач

Задача 1. Балон містить метан з температурою 57°C під тиском $1,6 \text{ атм}$. Визначити швидкість витікання метану і секундну масову витрату робочого тіла, що витікає через отвір площею $F = 4 \text{ мм}^2$ в навколишнє середовище, яке перебуває під тиском 100 кПа . Показник адіабати $k = 1,3$.

Визначаємо тиск в балоні в системі СІ $p_1 = 1,6 \cdot 101325 = 162120 \text{ Па}$. Для нашого випадку відношення тиску в навколишньому середовищі до тиску в балоні дорівнює $\beta = \frac{p_c}{p_1} = \frac{100000}{162120} = 0,617$. Критичне значення величини β

визначається за формулою $\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$. Підставляючи значення показника

адіабати отримаємо $\beta_{кр} = \left(\frac{2}{1,3+1}\right)^{\frac{1,3}{1,3-1}} = 0,546$. Оскільки, дійсна нерівність $\beta > \beta_{кр}$, то тиск робочого тіла на виході з циліндричного каналу дорівнює тиску в навколишньому середовищі, тобто $p_2 = p_c$.

Швидкість витікання газу через отвір визначаємо за формулою:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_1}{\mu_{\text{CH}_4}} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right)}$$

Підставляючи значення величин отримаємо, що:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,3}{1,3-1} \frac{8314 \cdot 330}{16} \left(1 - (0,617)^{\frac{1,3-1}{1,3}}\right)} = 396 \text{ м/с}$$

Секундну масову витрату робочого тіла визначаємо за формулами:

$$M = F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right)}$$

або

$$M = F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1^2 \mu_{\text{CH}_4}}{RT_1} \left(\beta^{\frac{2}{k}} - \beta^{\frac{k+1}{k}}\right)}$$

Підставляючи значення величин отримаємо:

$$M = 4 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{2 \cdot 1,3}{1,3 - 1} \cdot \frac{162210^2 \cdot 16}{8314 \cdot 330} \left((0,617)^{\frac{2}{1,3}} - (0,617)^{\frac{1,3+1}{1,3}} \right)} = 0,00103 \text{ кг/с}.$$

Температуру робочого тіла під час виходу з циліндричного сопла

визначаємо за формулою: $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$.

Підставляючи значення величин отримаємо:

$$T_2 = 330 \cdot 0,6168^{\frac{0,3}{1,3}} = 295 \text{ K} \text{ або } t_2 = 22^\circ \text{ C}.$$

Питомий об'єм метану зміниться і його величину визначаємо за

формулою: $v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$.

Підставляючи значення величин отримаємо $v_2 = v_1 \left(\frac{162120}{100000} \right)^{\frac{1}{1,3}} = 1,45 v_1$,

де: $v_1 = \frac{RT_1}{p_1 \mu_{\text{CH}_4}}$ або $v_1 = \frac{8314 \cdot 330}{162120 \cdot 16} = 1,058 \text{ м}^3/\text{кг}$.

Задача 2. В балоні міститься кисень з температурою 21°C під тиском $p_1 = 185507 \text{ Па}$. Визначити швидкість витікання кисню і секундну масову витрату робочого тіла, що витікає через отвір площею $F = 6 \text{ мм}^2$ в навколишнє середовище, яке перебуває під тиском 98 кПа . Показник адіабати $k = 1,4$.

Для нашого випадку $\beta = \frac{p_c}{p_1} = \frac{98000}{185507} = 0,52828$. Критичне значення

величини β визначається за формулою $\beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$. Підставляючи

значення показника адіабати отримаємо $\beta_{\text{кр}} = \left(\frac{2}{1,4+1} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 0,52828$. Оскільки

дійсна рівність $\beta = \beta_{\text{кр}}$, то тиск робочого тіла на виході з циліндричного каналу дорівнює тиску в навколишньому середовищі, тобто $p_2 = p_c$.

Швидкість витікання газу через отвір визначаємо за формулою:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{RT_1}{\mu_{\text{O}_2}} \left(1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right)} \text{ або } w_{\text{кр}} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{RT_1}{\mu}}.$$

Підставляючи значення величин отримаємо:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4+1} \frac{8314 \cdot 294}{32}} = 298,5 \text{ м/с}.$$

Секундну масову витрату робочого тіла визначаємо за формулами:

$$M = F_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left(\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right)} \quad \text{або} \quad M_{max} = F_2 \sqrt{\frac{kp_1^2 \mu}{RT_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k+1}{k-1}}}$$

Підставляючи значення величин отримаємо:

$$M = 6 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{1,4 \cdot 185507^2 \cdot 32}{8314 \cdot 294} \left(\frac{2}{2,4} \right)^{\frac{2,4}{0,4}}} = 0,002757 \text{ кг/с}.$$

Температуру робочого тіла під час виходу з циліндричного сопла визначаємо за формулою $T_2 = T_1 \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$.

Підставляючи значення величин отримаємо:

$$T_2 = 294 \cdot 0,52828^{\frac{0,4}{1,4}} = 245 \text{ K} \quad \text{або} \quad t_2 = -28^{\circ} \text{ C}.$$

Питомий об'єм кисню зміниться і дорівнюватиме $v_2 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}}$ або

$$v_2 = v_1 \left(\frac{185507}{98000} \right)^{\frac{1}{1,4}} = 1,58 v_1,$$

$$\text{де } v_1 = \frac{RT_1}{p_1 \mu_{O_2}} \quad \text{або} \quad v_1 = \frac{8314 \cdot 294}{185507 \cdot 32} = 0,412 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 3. В резервуарі міститься азот з температурою 18°C під тиском $p_1 = 4 \text{ атм}$. Визначити швидкість витікання азоту та секундну масову витрату робочого тіла, що витікає через отвір площею $F = 50 \text{ мм}^2$ в навколишнє середовище, яке перебуває під тиском 100 кПа . Показник адіабати $k = 1,4$.

Для нашого випадку $\beta = \frac{p_c}{p_1} = \frac{100000}{4 \cdot 101325} = 0,24673$. Критичне значення

величини β визначаємо за формулою $\beta_{кр} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$. Підставляючи значення

показника адіабати отримаємо $\beta_{кр} = \left(\frac{2}{1,4+1} \right)^{\frac{1,4}{1,4-1}} = 0,52828$. Оскільки має місце

нерівність $\beta < \beta_{кр}$, то тиск робочого тіла на виході з циліндричного каналу

дорівнює критичному тиску, тобто $p_2 = p_{кр} = p_1 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$ або $p_2 = p_1 \beta_{кр}$.

Підставляючи значення величин отримаємо

$$p_2 = 4 \cdot 101325 \left(\frac{2}{2,4} \right)^{\frac{1,4}{0,4}} = 214113 \text{ Па}.$$

Швидкість витікання газу через отвір визначаємо за формулою (1.107), тобто $w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1}$ або $w_{kp} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{RT_1}{\mu}}$. Підставляючи значення величин

$$\text{отримаємо: } w_2 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,4}{1,4+1} \frac{8314 \cdot 291}{28}} = 317,5 \text{ м/с}.$$

Секундну масову витрату робочого тіла визначаємо за формулою (1.108). Підставляючи значення величин отримаємо:

$$M = 50 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{1,4 \cdot 16 \cdot 101325^2 \cdot 28 \left(\frac{2}{2,4}\right)^{2,4}}{8314 \cdot 291}} = 0,0472 \text{ кг/с}.$$

Температура азоту під час виходу з циліндричного сопла дорівнює $T_2 = T_1 \frac{2}{k+1}$, тобто $T_2 = 291 \cdot \frac{2}{1,4+1} = 242,5 \text{ К}$ або $t_2 = -30,5^\circ \text{С}$.

Питомий об'єм азоту зміниться і дорівнюватиме $v_2 = v_1 \left(\frac{k+1}{2}\right)^{\frac{1}{k-1}}$ або

$$v_2 = v_1 \left(\frac{1,4+1}{2}\right)^{\frac{1}{1,4-1}} = 1,58 v_1, \text{ де: } v_1 = \frac{RT_1}{p_1 \mu_{N_2}} \text{ або } v_1 = \frac{8314 \cdot 291}{405300 \cdot 28} = 0,213 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Задача 4. Через сопло Лавалля витікає ацетилен з температурою 20°С , який міститься в резервуарі під тиском $p_1 = 600000 \text{ Па}$. Визначити швидкість витікання ацетилену з сопла Лавалля, секундну масову витрату робочого тіла. Площа найвужчого перерізу сопла $F_2 = 40 \text{ мм}^2$. Навколишнє середовище перебуває під тиском 95 кПа . Показник адіабати $k = 1,3$.

Для нашого випадку $\beta = \frac{p_c}{p_1} = \frac{95000}{600000} = 0,158$. Критичне значення

величини β визначаємо за формулою $\beta_{kp} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$. Підставляючи значення

показника адіабати отримаємо $\beta_{kp} = \left(\frac{2}{1,3+1}\right)^{\frac{1,3}{1,3-1}} = 0,546$. Оскільки має місце

нерівність $\beta < \beta_{kp}$, то сопло Лавалля використовує для пришвидшення газового потоку всю різницю тисків, від тиску p_1 в резервуарі (на вході в сопло) до тиску навколишнього середовища p_c .

При повному використанні різниці тисків швидкість потоку на виході з сопла Лавалля визначається за формулою (1.112) або (1.113). Підставляючи значення величин отримаємо

$$w_3 = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,3 \cdot 8314 \cdot 293}{0,3 \cdot 26} \left(1 - \left(\frac{95000}{600000}\right)^{\frac{0,3}{1,3}}\right)} = 530,4 \text{ м/с}.$$

Температура робочого тіла на виході з другої частини сопла Лавалю визначається за формулою (1.114). Підставляючи значення величин отримаємо

$$T_3 = 293 \left(\frac{95000}{600000} \right)^{\frac{0,3}{1,3}} = 191K \text{ або } t_3 = -82^{\circ}C.$$

Питомий об'єм ацетилену на виході з сопла Лавалю визначаємо за формулою (1.114). Звідки отримаємо, що $v_3 = v_1 \left(\frac{p_1}{p_c} \right)^{\frac{1}{k}}$ або

$$v_3 = v_1 \left(\frac{600000}{95000} \right)^{\frac{1}{1,3}} = 4,13v_1, \text{ де: } v_1 = \frac{RT_1}{p_1 \mu_{C_2H_2}} \text{ або } v_1 = \frac{8314 \cdot 293}{600000 \cdot 26} = 0,156 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

Секундну масову витрату робочого тіла визначимо використовуючи формулу (1.108). Підставляючи значення величин отримаємо

$$M = 40 \cdot 10^{-6} \sqrt{\frac{1,3 \cdot 36 \cdot 10^{10} \cdot 26 \left(\frac{2}{2,3} \right)^{\frac{2,3}{0,3}}}{8314 \cdot 293}} = 0,0523 \text{ кг/с}.$$

ДОДАТОК

Середня кіломольна теплоємність газів під сталим тиском

$$[C_p] = \frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$$

°C	O ₂	N ₂	H ₂	CO	CO ₂	H ₂ O	SO ₂	Повітря
0	29,28	29,20	28,64	29,13	36,06	33,40	38,85	29,14
100	29,55	29,21	28,92	29,19	38,27	33,63	40,65	29,15
200	29,94	29,29	29,08	29,33	40,23	33,97	42,33	29,29
300	30,41	29,43	29,16	29,54	41,85	34,43	43,88	29,52
400	30,896	29,64	29,20	29,81	43,25	34,92	45,22	29,79
500	31,36	29,90	29,26	30,12	44,59	35,46	46,39	30,11
600	31,79	30,19	29,33	30,45	45,82	36,01	47,35	30,42
700	32,18	30,49	29,43	30,78	46,91	36,59	48,23	30,74
800	32,53	30,79	29,54	31,11	47,89	37,18	48,94	31,04
900	32,83	31,08	29,67	31,41	49,29	37,77	49,61	31,34
1000	33,14	31,36	29,81	31,70	49,56	38,37	50,16	31,62
1100	33,40	31,62	29,97	31,97	50,28	38,96	50,66	31,88
1200	33,64	31,88	30,13	32,23	50,93	39,34	51,08	32,13
1300	33,87	32,11	30,31	32,47	51,54	40,12	–	32,36
1400	34,09	32,34	30,49	32,69	52,09	40,66	–	32,59
1500	34,29	32,55	30,67	32,89	52,60	41,19	–	32,79
1600	34,48	32,74	30,85	33,09	53,07	41,70	–	32,99
1700	34,67	32,93	31,04	33,27	53,51	42,20	–	33,17
1800	34,84	33,10	31,22	33,44	53,91	42,67	–	33,35
1900	35,02	33,26	31,40	33,60	54,29	43,12	–	33,51
2000	35,18	33,42	31,58	33,75	54,64	43,56	–	33,66

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Башкирцев М.П., Бубырь Н.Ф., Минаев Н.А., Ончуков Д.Н. Основы пожарной теплофизики: Учебник для пожарно – техн. училищ. – М.: Стройиздат, 1984. – 200с.: ил.
2. Величко Л.Д., Лозинський Р.Я., Семерак М.М. Термодинаміка та теплопередача в пожежній справі: Навчальний посібник. – Львів: Вид-во «СПОЛОМ», 2011. – 504с; іл.;табл.
3. Драганов Б.Х., Бессараб О.С., Долінський А.А., Лазаренко В.О., Міщенко А.В., Шеліманова О.В. Теплотехніка. – Київ.: Фірма «Інкос», 2005. – 400 с.: іл.
- 4 Кошмаров Ю.А. Теплотехника: учебник для вузов. – М.: ИКЦ «Академкнига», 2006. – 501 с.: ил.
5. Котов Г.В. Прикладная термодинамика. – Минск.: КИИ МЧС РБ, 2004. – 422 с.: ил.

ЗМІСТ

Вступ.....	3
Частина I. Термодинаміка	
Тема 1. Основні параметри робочого тіла.....	4
Температура, шкали вимірювання, засоби вимірювання.....	4
Тиск, одиниці тиску, засоби вимірювання.....	6
Питома густина та питомий об'єм речовини.....	7
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>8</i>
Тема 2. Основні стани матеріальних тіл. Основні закони ідеальних газів.....	9
Кількість речовини, молярна маса, молярний об'єм. Число Авогадро.....	10
Основні закони ідеальних газів.....	11
Рівняння Клапейрона-Менделєєва.....	12
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>14</i>
Тема 3. Газові суміші.....	17
Закон Дальтона.....	17
Умовна молярна маса суміші газів.....	18
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>20</i>
Тема 4. Теплоємність ідеального газу та суміші газів.....	23
Ізохорна та ізобарна теплоємність газу.....	24
Теплоємність суміші газів.....	25
Тема 5. Перший закон термодинаміки.....	26
Термодинамічна система та термодинамічні процеси.....	26
Внутрішня енергія і робота термодинамічної системи.....	27
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>29</i>
Тема 6. Термодинамічні газові процеси.....	33
Ентропія.....	33
Основні процеси зміни стану робочого тіла.....	34
Ізохорний процес.....	35
Ізобарний процес.....	36
Ізотермічний процес.....	37
Адіабатний процес.....	38
Політропні процеси.....	41
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>42</i>
Тема 7. Другий закон термодинаміки.....	47
Кругові процеси або цикли.....	47
Цикл С. Карно.....	49
Обернений цикл С. Карно.....	51
Аналітичний вираз другого закону термодинаміки.....	52
Тема 8. Цикли двигунів внутрішнього згорання.....	53
Цикл з підведенням теплоти при сталому об'ємі.....	53
Цикл з підведенням теплоти при сталому тиску.....	55
Цикл із змішаним підведенням теплоти.....	57
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>59</i>
Тема 9. Термодинамічні процеси компресорних машин.....	63

Одноступеневий поршневий компресор.....	63
Процеси ідеального багатоступеневого поршневого компресора.....	66
Осьовий компресор.....	68
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>68</i>
Тема 10. Витікання і дроселювання газів.....	73
Ентальпія.....	73
Витікання газу і ентальпія.....	74
Рівняння Бернуллі.....	75
Число Маха.....	76
Швидкість витікання та масова витрата робочого тіла.....	76
Сопло Лавалю.....	81
Дроселювання газу.....	83
<i>Методика розв'язування задач.....</i>	<i>85</i>
Додаток.....	90
Список літератури.....	91

Для нотаток

Для нотаток

Навчальне видання

Лозинський Роман Якович

**ТЕПЛОФІЗИКА
ТА ПОЖЕЖНА БЕЗПЕКА**

Частина I. Термодинаміка

Навчальний посібник

Літературний редактор: Галина Падик

Комп'ютерна верстка: Анастасія Гончар

Друк на різнографі: Маріанна Климус

Формат 60x84/16. Гарнітура Times New Roman.
Друк на різнографі. Ум. др. арк. 5,58. Зам № 886/17-04.
Папір офсетний. Наклад: 100.

Друк ЛДУ БЖД
70007, Україна м. Львів, вул. Клепарівська, 35.
Тел/факс. (233-00-88), тел.моб. (067) 352-09-59