

11. ТЕРМОДИНАМІКА ПОТОКУ. ТЕЧІЯ І ДРОСЕЛЮВАННЯ ГАЗІВ ТА ПАРІВ

- Основні поняття та характеристики відкритих систем
- Перший закон термодинаміки для стаціонарного потоку, робота проштовхування, технічна робота
- Адіабатне витікання газу з каналів, основні закономірності
- Течія газу в соплі та дифузори. Сопло Лавалю
- Аналіз процесів витікання водяної пари за допомогою $h-s$ -діаграми
- Фізичні основи та основні умови процесу дроселювання

Теорія течії газів та пари має велике прикладне значення у сучасній теплоенергетиці. Цілу низку технічних розрахунків засновують на закономірностях, які випливають із дослідження термодинаміки витікання та течії рухомих середовищ. З цими закономірностями зустрічаються при вивченні процесів у теплових двигунах, газових та парових турбінах, реактивних двигунах тощо.

Не менш важливими є питання дроселювання (зминання) газових та парових потоків. Це явище зустрічається у багатьох технологічних процесах та теплових двигунах. Процес дроселювання спостерігають при проходженні газового або парового потоку через місцеві звуження у трубопроводах (через вентилі, засувки тощо), що погіршує його термодинамічний стан (знижує тиск). Але в окремих випадках процес дроселювання можна використовувати як метод регулювання потужності теплових двигунів.

З урахуванням цих особливостей розглянемо більш детально основи термодинамічної теорії витікання та течії, а також дроселювання газових або парових потоків.

11.1. Основні поняття та характеристики відкритих систем

Необхідно відмітити, що поняття відкритої термодинамічної системи є одним із основних понять не тільки у термодинаміці, особливо нерівноважній, а й в багатьох інших областях знань – статистичній фізиці, квантовій механіці, синергетиці тощо. Такі системи активно взаємодіють з навколишнім середовищем, однак цю взаємодію відслідкувати повністю неможливо, через що вони характеризуються невизначеністю.

Раніше ми розглядали термодинамічні системи, у яких робоче тіло не мало видимого переміщення відносно своєї контрольної оболонки, і можна було вважати, що воно знаходиться у стані спокою, маючи тільки енергетичну взаємодію з навколишнім середовищем. Такі системи називають закритими і для них можна застосовувати закономірності **статики газів** та загальні термодинамічні вирази щодо визначення їх параметрів. Однак у багатьох областях теплотехніки та інженерної практики досить часто використовують системи, у яких робоче тіло (газ чи рідина) знаходиться в безперервному русі – в одному місці воно вводиться з певною швидкістю w_1 , маючи параметри p_1 , v_1 , t_1 , а в іншому – виводиться зі швидкістю w_2 та параметрами p_2 , v_2 , t_2 , тобто цей рух супроводжується

додатковою зміною його стану. Ці системи називають відкритими, а процеси зміни стану робочого тіла в них розглядає **динаміка газів**, яка передбачає використання **рухомої системи координат**.

Важливість їх вивчення обумовлена тим, що велика низка технічних розрахунків ґрунтується на закономірностях, отриманих при дослідженні термодинамічних процесів течії робочих тіл. Такі процеси мають місце у поршневих двигунах при запуску свіжого заряду і вихлопу відпрацьованих газів, у проточних камерах згорання, ежекторах та інших пристроях. Більшість відомих агрегатів – парові та газові турбіни, реактивні двигуни, компресори, газопроводи, теплообмінники, канали змінного перерізу тощо являють собою приклади цих систем, і їх робочий процес повністю засновується на цих закономірностях. Принципова схема таких конструкцій наведена на рис. 11.1.

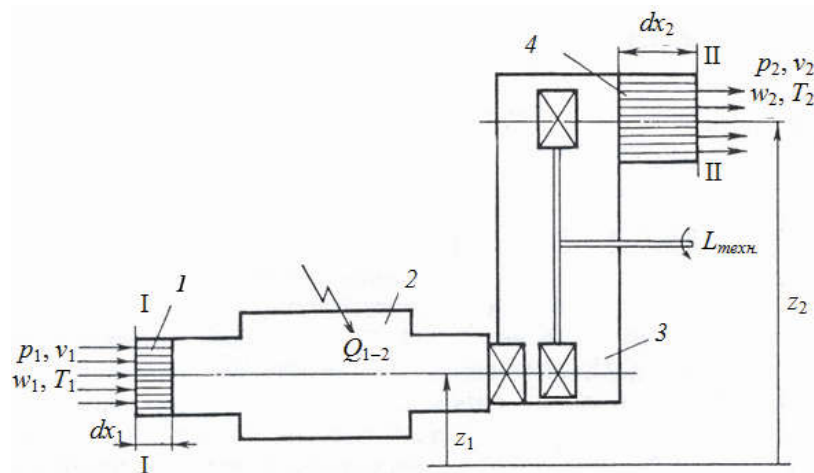


Рис. 11.1 – Загальна схема відкритої термодинамічної системи:
1 – трубопровід; 2 – камера; 3 – тепломеханічний агрегат
(двигун, паровий котел, компресор тощо); 4 – вихідний патрубок

Ці системи мають певні особливості, які враховують при їх термодинамічному аналізі і до яких відносять наступне:

- коли тіло рухається вздовж стінок обладнання або каналу, особливо якщо при цьому змінюється переріз каналу, то його швидкість руху змінюється від нуля на поверхні стінок (ефект прилипання) до максимального значення на середній осі каналу. Крім цього, швидкість руху тіла може змінюватись і вздовж довжини стінок обладнання. Це викликано як силою тертя між тілом і стінками обладнання, так і силами взаємодії між окремими молекулами робочого тіла. Нескладно встановити, що при цьому фактичні параметри потоку замінюються усередненими величинами;
- оскільки робоче тіло має певну швидкість переміщення, то воно крім внутрішньої енергії, має ще й кінетичну енергію руху відносно стінок каналу;
- у деяких випадках підведення або відведення робочого тіла здійснюється на різних висотах від прийнятого умовного нульового рівня, тому необхідно враховувати наявність зміни його потенціальної енергії при переміщенні в каналі;
- внутрішня енергія тіла є функцією стану і її величина визначається його параметрами, які є різними в різних перерізах системи. Тому, щоб ввести робоче тіло в обладнання і вивести із нього, необхідно виконати на вході **роботу виштовхування** в апарат, **роботу проштовхування** між перерізами, а на виході вже робоче тіло виконує **роботу виштовхування** проти сили тиску зовнішнього середовища;

• у загальному випадку потік може виконувати деякі інші види роботи на шляху між різними перерізами обладнання, наприклад, обертати колесо турбіни або, якщо це потік електропровідної рідини в поперечному магнітному полі, – віддавати електроенергію у зовнішнє коло за рахунок магнітогідродинамічного ефекту. Ці види роботи, не пов'язані з деформацією тіла, мають назву **технічної роботи** (або механічної). Вона може не тільки відводитись від потоку, але й підводитись до нього, наприклад, у випадку нагнітання газів центробіжним насосом чи перекачування рідини електромагнітним насосом.

Ці обставини свідчать про незворотність термодинамічних процесів у потоці. Оскільки незворотні процеси розраховувати складно, то використовують низку спрощень, що дозволяють розглядати течію газу чи рухомого робочого тіла як рівноважний процес.



Одномірне переміщення рідини або газу називають течією, а якщо воно проходить без теплообміну з навколишнім середовищем і без тертя, то його називають адіабатною течією.

Окремим випадком цього процесу можна розглядати варіант, коли тіло переходить із одного перерізу в інший і параметри середовища та швидкості при цьому залишаються незмінними у часі. Якщо такий процес відбувається за нескінченно малої різниці температури ($\partial t / \partial \tau = 0$) без тертя і без теплових втрат, його вважають **рівноважним**, а сам потік називають **усталеним** або **стаціонарним**. При цьому необхідно мати на увазі, що розглядається просторово однорідний потік, в якому параметри тіла змінюються тільки в напрямку вектора швидкості (одномірна модель потоку).

Для визначення параметрів потоку в кожному виділеному поперечному перерізі по довжині каналу при цих допущеннях необхідно розв'язати наступну систему рівнянь:

- енергії (ним виступає рівняння першого закону термодинаміки для потоку);
- руху (відоме із гідродинаміки як рівняння Бернуллі);
- нерозривності (його ще називають рівнянням витрати або суцільності);
- стану (для ідеального газу це $p v = R T$, а для нестискуваної рідини – $v = \text{const}$).

Перші три рівняння справедливі для рідин та газів, а останнє – визначає, в якому стані – рідкому чи газоподібному, знаходиться термодинамічна система і у випадку, коли робочим тілом виступає нестискувана рідина, в загальну систему рівнянь не входить.

Відмітимо, що у подальшому будемо розглядати лише **одномірні стаціонарні** потоки, у яких параметри залежать тільки від однієї координати, яка збігається з напрямком вектора швидкості і не залежить від часу. Для такого потоку справедливий вираз:

$$m = \frac{w_1 \cdot f_1}{v_1} = \frac{w_2 \cdot f_2}{v_2} = \text{const}, \quad (11.1)$$

де m – масова витрата, кг/с; w_1 та w_2 – середня швидкість потоку для заданих перерізів, м/с, відповідно; f_1 та f_2 – площа відповідних перерізів, м²; v_1 та v_2 – питомий об'єм речовини для заданих перерізів, м³/кг.

Вираз (11.1) отримав назву **формули витрати**, яка враховує зв'язок між площею перерізу каналу і швидкістю потоку. Це співвідношення засновується на законі збереження маси і у такому вигляді або у варіанті $m v = f w$, має назву **рівняння нерозривності** або **суцільності потоку**.

Якщо взяти логарифм від цього рівняння, а потім продиференціювати отриманий вираз при $m = \text{const}$, то отримаємо рівняння суцільності у диференціальному вигляді:

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}. \quad (11.2)$$

З цього рівняння випливають наступні висновки:

1. Якщо відносна зміна швидкості dw/w більша за відносну зміну об'єму dv/v , то їх різниця менша нуля, а відносна зміна площі перерізу також буде менша нуля, тобто канал у напрямку руху потоку звужується.

2. Якщо $dw/w < dv/v$, то $df/f > 0$ – канал розширюється.

3. Якщо $dw/w = dv/v$, то $df/f = 0$, тобто площа поперечного перерізу каналу залишається без змін.

Як правило, залежності (11.1) та (11.2) розглядають одночасно і використовують для визначення площі **прохідних перерізів каналів**.

Для нестискуваного потоку густина речовини $\rho = \text{const}$ і з рівняння (11.1) випливає, що добуток $w \cdot f = \text{const}$, тобто із зростанням поперечного перерізу каналу швидкість потоку зменшується і навпаки.

Значно складніша картина при аналізі течії стискуваного газу. У цьому випадку профіль каналу для заданої секундної витрати газу $m = \text{const}$ буде залежати не тільки від характеру зміни швидкості w , але й від густини ρ (або питомого об'єму v), які змінюються за законом адіабатного процесу.

11.2. Перший закон термодинаміки для стаціонарного потоку, робота проштовхування, технічна робота

Раніше рівняння першого закону термодинаміки як закону збереження енергії було отримано для закритих систем, у яких єдиним видом роботи є робота розширення об'єму $p \cdot dv$. Однак цей закон носить загальний характер і є справедливим для будь-яких систем: як нерухомих, так і тих, що переміщуються у просторі, або обмінюються з ними масою. Як приклад такої системи розглянемо течію рідини або газу у каналі довільної форми і запишемо при цьому рівняння енергії для усталеного потоку.

При розгляді рухомого потоку необхідно враховувати наявність ще одного чинника – його кінетичну енергію:

$$E_{\text{кін}} = \frac{mw^2}{2}, \quad (11.3)$$

де m – маса деякої фіксованої кількості речовини у потоці; w – швидкість потоку.

Якщо між двома перерізами по довжині каналу (позначимо їх цифрами 1 та 2) швидкість потоку змінюється, то і кінетична енергія потоку також змінюється на величину:

$$\Delta E_{\text{кін}} = m \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right). \quad (11.4)$$

Розглянемо раніш отримане рівняння першого закону термодинаміки у вигляді:

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + L_{1-2}$$

і проаналізуємо, з чого складається для потоку записана в ньому величина L_{1-2} , а для цього з'ясуємо, які види роботи виконує рухомий потік газу або рідини.

Площу перерізу каналу 1 позначимо через f_1 , а перерізу 2 – f_2 . Тиск рухомого середовища в перерізах 1 та 2 позначимо через p_1 та p_2 , відповідно. Кількість речовини, що проходить поперечним перерізом в одиницю часу (масова витрата) позначимо m (рис. 11.2).

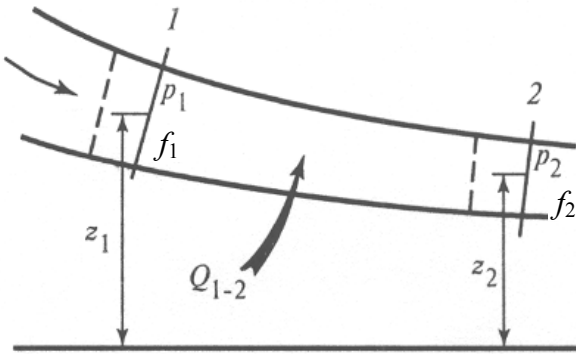


Рис. 11.2 – До виведення першого закону термодинаміки для потоку

в загальному випадку змінюється, то цей умовний поршень також є змінним, але ця умовність не впливає на отримані результати). Для того, щоб перемістити цей поршень на відстань x_1 , необхідно виконати роботу, яка дорівнює добутку сили, що діє на поршень (ця сила відповідає добутку $p_1 \cdot f_1$) на довжину шляху, яку він проходить за одиницю часу: $L_1 = p_1 \cdot f_1 \cdot x_1$ (зрозуміло, що x_1 тут виступає як швидкість потоку в перерізі 1).

Позначимо через $V_1 = f_1 \cdot x_1$, де V_1 – об'єм газу, що поступив у виділену ділянку каналу за одиницю часу. Очевидно, що $V_1 = v_1 \cdot m$, де v_1 – питомий об'єм газу у перерізі 1, а m – масова витрата газу в каналі. Таким чином, остаточно отримаємо:

$$L_1 = -p_1 \cdot v_1 \cdot m. \quad (11.5)$$

Уточнимо, що L_1 – це робота, яку необхідно підвести до виділеної порції газу, щоб “вштовхнути” її у переріз f_1 (цьому протидіє сила тиску газу, який уже знаходиться в ньому), тобто це робота, яка виконується над потоком і тому вона приймається від’ємною.

Роботу, яку переміщуючись виконує поршень 2, розміщений у перерізі 2, через який витікає газ із виділеної ділянки каналу, визначається аналогічним чином:

$$L_2 = p_2 \cdot v_2 \cdot m. \quad (11.6)$$

Ця робота вважається додатною.

Із виразів (11.5) та (11.6) випливає, що при течії газу з витратою m через довільно прийняті перерізи 1 та 2, за одиницю часу здійснюється робота, яка дорівнює алгебраїчній сумі роботи L_2 , яку виконує поршень 2, та роботи L_1 , яка виконується над поршнем 1:

$$L_{\text{прошт.}} = L_1 + L_2 = (p_2 v_2 - p_1 v_1) m. \quad (11.7)$$

Ця робота носить назву **роботи проштовхування** і вона виступає **першою** частиною роботи, яку здійснює потік.

Якщо швидкість потоку w_2 у перерізі 2 відрізняється від швидкості w_1 у перерізі 1, то для зміни кінетичної енергії потоку, яка визначається виразом (11.4), також має бути надана (або відібрана) певна енергія. Це буде **другою** складовою роботи, що здійснює потік.

За умови, що перерізи 1 та 2 будуть розташовані на різній висоті (відповідно z_1 та z_2), то має бути затрачена робота для того, щоб підняти виділену порцію газу з висоти z_1 на висоту z_2 . Ця робота дорівнює зміні потенціальної енергії порції газу масою m :

$$L_{\text{потен.}} = mg(z_2 - z_1),$$

і є **третьою** складовою частиною роботи, що здійснює потік.

Визначимо роботу, що здійснює потік.

Для того, щоб ввести у виділену ділянку через переріз 1 за одиницю часу порцію газу (рідини) масою m , необхідно виконати деяку роботу, яка витрачається на те, щоб виштовхнути із цієї ділянки каналу таку саму порцію газу і вивільнити при цьому місце для нової наступної порції. Позначимо як x_1 довжину шляху, яку проходить виділена порція газу за одиницю часу через переріз f_1 . Переріз цієї порції газу можна наочно представити як поршень, що переміщується без тертя каналом (оскільки переріз каналу

У загальному випадку потік може виконувати й інші види роботи на шляху між перерізами 1 та 2, наприклад, крутити колесо турбіни. Ці види роботи називають **технічною роботою** $L_{\text{техн.}}$. Технічна робота (або механічна) може не тільки відбиратися від потоку, але й підводитися до нього: потік може нагнітатися центробіжними чи електромагнітними насосами. Технічна робота виступає **четвертою** частиною роботи, яку здійснює потік.

Останньою, **п'ятою** складовою частини роботи потоку, є робота, яка затрачується рухомих середовищем проти сил тертя на стінках каналу або між його окремими шарами $L_{\text{тер.}}$.

Отже, робота, яку здійснює рухомий потік газу чи рідини і яка є еквівалентною роботі розширення об'єму, в загальному випадку записується наступним чином:

$$L_{1-2} = m(p_2 v_2 - p_1 v_1) + m \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + mg(z_2 - z_1) + L_{\text{техн.}} + L_{\text{тер.}} \quad (11.8)$$

Підставляючи це співвідношення у рівняння першого закону термодинаміки, як частковий випадок рівняння енергії, отримаємо:

$$Q_{1-2} = (U_2 - U_1) + m(p_2 v_2 - p_1 v_1) + m \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + mg(z_2 - z_1) + L_{\text{техн.}} + L_{\text{тер.}} \quad (11.9)$$

Якщо розділити обидві частини рівняння (11.9) на величину m , отримаємо співвідношення для одиниці маси потоку (тобто, для питомих масових величин):

$$q_{1-2} = (u_2 - u_1) + (p_2 v_2 - p_1 v_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн.}} + l_{\text{тер.}} \quad (11.10)$$

У диференціальній формі це рівняння набуває вигляду:

$$\Delta q = du + d(pv) + wdw + gdz + \Delta l_{\text{техн.}} + \Delta l_{\text{тер.}} \quad (11.11)$$

З урахуванням того, що $h = u + pv$, отримаємо:

$$q_{1-2} = (h_2 - h_1) + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + g(z_2 - z_1) + l_{\text{техн.}} + l_{\text{тер.}}; \quad (11.12)$$

$$\delta q = dh + wdw + gdz + \delta l_{\text{техн.}} + \delta l_{\text{тер.}} \quad (11.13)$$

Рівняння (11.12) та (11.13) – це запис першого закону термодинаміки для потоку.



Кількість енергії у формі теплоти, підведеної до рухомого робочого тіла ззовні, витрачається на збільшення його ентальпії, зростання кінетичної енергії потоку та виконання технічної роботи.

Необхідно підкреслити, що у випадку течії потоку з тертям, робота потоку, що затрачується на протидію тертю, повністю перетворюється на теплоту, яку сприймає потік. Тому величина теплоти, яка фігурує в лівій частині цих рівнянь, при течії з тертям представляє собою суму теплоти, що підводиться до потоку ззовні (позначимо її $q_{\text{зовн.}}$) і теплоти тертя $q_{\text{тер.}}$. Тоді рівняння (11.13) можна переписати у наступному вигляді:

$$\delta q_{\text{зовн.}} + \delta q_{\text{тер.}} = du + d(pv) + wdw + gdz + \delta l_{\text{техн.}} + \delta l_{\text{тер.}} \quad (11.14)$$

Оскільки $\delta q_{тер.} = \delta l_{тер.}$, то вони у рівнянні (11.14) взаємно знищуються, і тоді воно набуде вигляду:

$$\delta q_{зовн.} = du + d(pv) + wdw + gdz + \delta l_{техн.}, \quad (11.15)$$

або, що те саме:

$$\delta q_{зовн.} = dh + wdw + gdz + \delta l_{техн.}. \quad (11.16)$$

Порівняємо тепер диференціальне рівняння першого закону термодинаміки у формі $dq = du + pdv$, записане у загальному вигляді для довільної системи, з частковим випадком цього рівняння для потоку (11.11). За своєю суттю вони ідентичні і тому можна порівняти праві частини цих виразів. Тоді:

$$pdv = d(pv) + wdw + gdz + \delta l_{техн.} + \delta l_{тер.}. \quad (11.17)$$

Це співвідношення показує, що робота, яка затрачена на проштовхування потоку $d(pv)$, зміну кінетичної енергії потоку wdw , зміну потенціальної енергії потоку gdz , переборення сил тертя $\delta l_{тер.}$ і технічна робота $\delta l_{техн.}$ виконується за рахунок роботи розширення газу (рідини) pdv , що рухається в потоці. Це й зрозуміло – якщо газ у потоці розширяється (тобто зростає його питомий об'єм), то обов'язково виконується робота, диференціал якої дорівнює pdv .

Оскільки $d(pv) = pdv + vdp$, то із (11.17) випливає, що для будь-якого потоку завжди

$$wdw = -vdp - gdz - \delta l_{техн.} - \delta l_{тер.}. \quad (11.18)$$

Рівняння (11.18) є записом першого закону термодинаміки для потоку газу у механічній формі (його ще називають **рівнянням Бернуллі**) і яке виступає в нашому випадку як рівняння руху. Нагадаємо, що рівняння Бернуллі давно відомо в гідродинаміці, де воно виводиться із законів Ньютона. Це рівняння має велике практичне значення, оскільки всі рідини за невеликих тисків, а в деяких випадках і гази, можна вважати практично нестискуваними.

У випадку, коли потік не виконує технічної роботи (нерухомий потік, $\delta l_{техн.} = 0$), отримаємо:

$$wdw = -vdp - gdz - \delta l_{тер.}. \quad (11.19)$$

Якщо висотою перерізів також можна знехтувати ($dz = 0$), то отримаємо:

$$wdw = -vdp - \delta l_{тер.}. \quad (11.20)$$

Для горизонтальних каналів ($dz = 0$) при течії без тертя ($\delta l_{тер.} = 0$) та відсутності механічних агрегатів ($\delta l_{техн.} = 0$), отримаємо:

$$wdw = -vdp. \quad (11.21)$$

Рівняння (11.21) можна подати в інтегральній формі, отримавши при цьому зв'язок між швидкістю потоку та тиском:

$$\int_{w_1}^{w_2} d\left(\frac{w^2}{2}\right) = \int_{p_1}^{p_2} -vdp,$$

Поняття наявної роботи та її фізичний зміст доречні тільки для потоку. Дійсно, для закритої термодинамічної системи у процесі ізохорного охолодження (нагріву) робота розширення дорівнює нулю. Застосувавши це поняття до закритої системи, отримаємо на-

ступний інтеграл: $\int_{p_1}^{p_2} v dp = v(p_1 - p_2)$, хоча ніякої роботи насправді не виконується. Тому,

розглядаючи термодинамічні процеси, слід вказувати, рухається робоче тіло чи знаходиться в стані спокою, оскільки саме наявність приросту кінетичної енергії руху може бути перетворене у роботу.

Розглянемо застосування рівняння енергії як часткового випадку першого закону термодинаміки для потоку, на прикладі різних типів теплотехнічного обладнання.

1. Теплообмінні апарати. Вони призначені для передачі теплової енергії від гарячого до холодного носія. Для них технічна робота $l_{\text{техн}} = 0$; швидкості потоку на вході і виході несуттєво відрізняються одна від одної, тому зміною кінетичної енергії можна знехтувати, а закон прийме вигляд:

$$q = h_2 - h_1. \quad (11.26)$$

Цей вираз справедливий не тільки в ізобарному процесі, але й у процесах з тертям, і коли тиск середовища змінюється із-за опору вздовж прохідної частини апаратів.

2. Теплові двигуни. В цих агрегатах тепла енергія може бути перетворена в механічну роботу двома шляхами:

- робоче тіло високого тиску та температури, розширюючись, виконує корисну роботу (двигун внутрішнього згорання);
- робоче тіло високого тиску та температури розширюється в каналах так, що його швидкість зростає і кінетична енергія потоку перетворюється у механічну роботу (парові та газові турбіни).

Зазвичай зміна кінетичної енергії незначна порівняно з технічною роботою,

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \ll l_{\text{техн.}}$$

і тому робоче тіло виконує технічну роботу за рахунок зміни ентальпії $l_{\text{техн.}} = h_1 - h_2$.

Величину $h_2 - h_1$ називають **наявним теплоперепадом**, а перший закон набуде вигляду:

$$l_{\text{техн.}} = h_1 - h_2 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (11.27)$$

Порівнюючи ці вирази між собою, можна зробити висновок, що для двигуна технічна робота дорівнює наявній.

3. Машини для стиснення газу (компресор). Якщо процес стиску в них відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем ($\delta q_{\text{зовн.}} = 0$), а швидкості на вході і виході приблизно однакові, то можна записати:

$$l_{\text{техн.}} = h_1 - h_2 = - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (11.28)$$

На відміну від попереднього випадку, тут $h_1 < h_2$, тобто технічна робота в адіабатному процесі стискування у компресорі витрачається на збільшення ентальпії газу. Якщо

порівняти вирази (11.27) та (11.28), то можна зробити висновок, що для цих агрегатів інтеграл $\int_{p_1}^{p_2} v dp$ представляє собою технічну роботу, яка дорівнює наявному теплоперепаду. В ідеальному випадку наявний теплоперепад відповідає максимуму технічної роботи, іншими словами, **ентальпія потоку відіграє роль термодинамічного потенціалу**.

Отже, якщо в апараті відбувається зменшення тиску (турбіна) $dp < 0$, то інтеграл (11.28) більший нуля $l_{техн.} > 0$ – технічна робота виконується робочим тілом. Якщо ж $dp > 0$ (компресор), то інтеграл (11.28) менший нуля і $l_{техн.} < 0$ – тобто, технічна робота виконується над робочим тілом завдяки зовнішньому джерелу.

4. Сопла та дифузори. Спеціально профільовані канали для збільшення швидкості потоку і надання йому певного напрямку, називають **соплами** (інша назва – **конфузор**). Канали, призначені для гальмування потоку і підняття тиску називають **дифузорами**. Технічна робота в них не виконується, тому рівняння першого закону термодинаміки буде мати вигляд:

$$q = h_2 - h_1 + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}. \quad (11.29)$$

З іншого боку, для об'єму, що рухається у потоці без тертя, можна використати вираз першого закону для закритої системи:

$$q = h_2 - h_1 - \int_{p_1}^{p_2} v dp. \quad (11.30)$$

Прирівнявши праві частини рівнянь (11.29) та (11.30), отримаємо:

$$w dw = -v dp. \quad (11.31)$$

Очевидно, що dw та dp завжди мають різні знаки і, відповідно, збільшення швидкості в каналі ($dw > 0$) можливе тільки при зменшенні тиску ($dp < 0$). Навпаки, гальмування потоку ($dw < 0$) приводить до збільшення тиску ($dp > 0$).

Оскільки довжина сопла і дифузора невелика, а швидкість течії середовища в них достатньо велика, теплообміном між стінками каналу і середовищем при малому значенні часу контакту можна знехтувати, а сам процес вважати адіабатним ($\delta q = 0$). При цьому рівняння першого закону термодинаміки набуде вигляду:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = h_1 - h_2, \quad (11.32)$$

звідки випливає, що прискорення та збільшення швидкості адіабатного потоку відбувається за рахунок зниження ентальпії, а його гальмування викликає її зростання.

Проінтегрувавши вираз (11.31) і порівнявши його з рівнянням (11.32), отримаємо, що для рівноважного адіабатного потоку:

$$h_1 - h_2 = \int_{p_1}^{p_2} v dp \text{ при } q = 0 \text{ та } q_{мер} = 0$$

або наявна робота при цьому також дорівнює наявному теплоперепаді.

11.3. Адіабатне витікання газу з каналів, основні закономірності

Експериментально встановлено, що в каналах, навіть за незначної різниці тиску газу і зовнішнього середовища виникає досить велика швидкість течії робочого тіла. З малої довжини каналу теплообмін між стінками каналу і газом при невеликому часу їх контакту настільки незначний, що ним можна знехтувати, а сам процес течії вважати адіабатним.

Розглянемо процес рівноважного (без тертя) адіабатного витікання газу через канал з резервуара необмеженого об'єму, де він має параметри T_1, v_1, p_1, h_1 , а його швидкість на вході в канал – w_1 . Витікання газу відбувається у середовище з тиском p_2 . Тиск навколишнього середовища дорівнює p_c , при цьому $p_2 \geq p_c$. Умова витікання: $p_1 > p_c$. Крім того, розглядаємо нерухомі канали, отже $l_{техн.} = 0$. Необхідно вказати, що резервуаром необмеженого об'єму є посудина, в якій протягом всього часу течії початкові параметри робочого тіла залишаються незмінними. Це досягається шляхом постійного відновлення втрати робочого тіла (наприклад, паровий котел, де відбувається постійне пароутворення).

Розрахунок каналу полягає у визначенні швидкості, масової витрати газу на виході із нього, знаходження площі поперечного перерізу та вибору його форми.

1. Швидкість витікання визначають з рівняння (11.32) у формі:

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2) + w_1^2}. \quad (11.33)$$

Враховуючи те, що витікання здійснюється з резервуара необмеженого об'єму, то можна прийняти, що $w_1 = 0$ (газ нерухомий) і тоді вираз спрощується:

$$w_2 = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2h_0} = \sqrt{2l_0}, \quad (11.34)$$

де $h_0 = h_1 - h_2$ – наявний теплоперепад, який у цьому випадку дорівнює наявній роботі.

Рівняння (11.33) та (11.34) є слушні для будь-якого робочого тіла – рідини чи газу.

Для ідеального газу наявний теплоперепад можна виразити через зміну внутрішньої енергії: $\Delta h_0 = h_1 - h_2 = u_1 - u_2 + (p_1 v_1 - p_2 v_2)$.

В адіабатному процесі зміну внутрішньої енергії визначають за формулою:

$$u_1 - u_2 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

тому:

$$\Delta h_0 = \frac{1}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2) + (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2), \quad (11.35)$$

де $k = c_p/c_v$ – показник адіабати.

Тоді остаточно отримаємо:

$$w_2 = \sqrt{\frac{2k}{k-1}(p_1 v_1 - p_2 v_2)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left(1 - \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1}\right)} = \sqrt{\frac{2k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]}. \quad (11.36)$$

Отже, швидкість потоку газу на зрізі каналу визначається його параметрами стану p_1, v_1, T_1 , фізичними властивостями (k) і тиском на виході з каналу p_2 (т.зв. протитиск).

Очевидно, що швидкість витікання газу з каналу буде тим більша, чим менше значення відношення p_2/p_1 (цю величину називають *глибиною* або *ступенем розширення газу*).

2. Масову витрату газу через канал (кг/с) визначають з рівняння суцільності:

$$m = \frac{f_2 \cdot w_2}{v_2},$$

де f_2, w_2, v_2 – відповідно площа поперечного перерізу, швидкість витікання і питомий об'єм газу на виході з каналу.

Підставивши в це рівняння вираз для визначення швидкості витікання, одержимо:

$$m = f_2 \sqrt{\frac{2k}{k-1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}. \quad (11.37)$$

Як бачимо з виразу, масова витрата газу залежить від його фізичних властивостей (k), початкових параметрів на вході p_1 та v_1 , відношення тисків $\beta = p_2/p_1$ і площі вихідного перерізу каналу f_2 .

За допомогою рівняння (11.37) можна розв'язати і обернену задачу – знайти, якою повинна бути площа вихідного перерізу каналу f_2 для того, щоб забезпечити задану витрату m через канал, для заданих параметрів газу на вході та на виході з нього.

За рівнянням (11.37) можна побудувати графічну залежність $m = f(\beta)$. Відповідно до рівняння, при постійних p_1 та v_1 залежність має вигляд кривої $a-b-c$ (рис. 11.4, а), у якій ліва пунктирна частина – крива $a-b$ не відповідає реальній картині витрати газу.

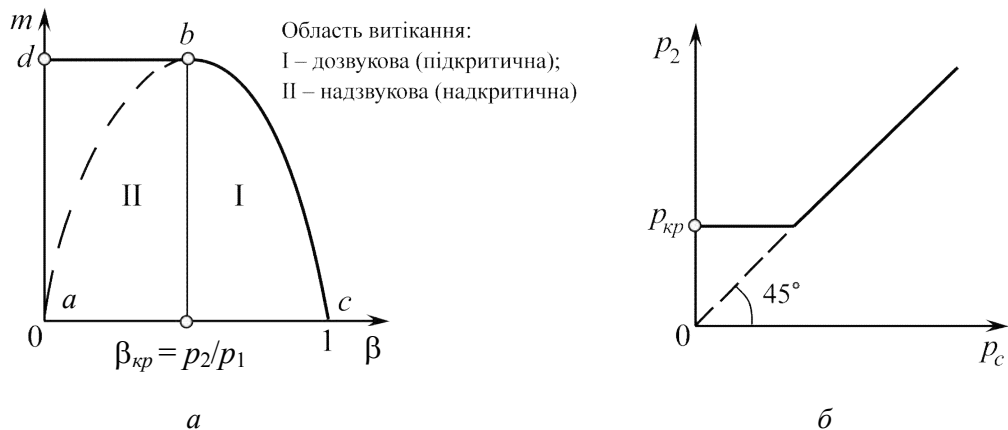


Рис. 11.4 – Зміна масової витрати газу і співвідношення тисків на зрізі каналу

Коли $\beta = 1$, тобто $p_1 = p_2$ і за відсутності перепаду тисків, витрата дорівнює нулю. Зі зменшенням тиску середовища p_2 , витрата газу зростає і досягає максимуму при відношенні $\beta_{kp} = p_2/p_1$. При подальшому зменшенні відношення p_2/p_1 , значення витрати зменшується і при відношенні $p_2/p_1 = 0$, також стає рівним нулю.

Однак, порівняння теоретичних і дослідних даних показує, що коли $\beta_{kp} < \beta < 1$, результати повністю збігаються (ділянка $b-c$ або область I); коли $\beta_{kp} < \beta < 0$ – повністю розходяться (ділянка $a-b$ або область II). Реальна витрата газу на цій ділянці залишається постійною (лінія $d-b$). Область I носить назву **підкритична область течії** (дозвукова), область II – **надкритична область течії** (надзвукова).

Для того, щоб пояснити це розходження теорії з експериментом, Адемар Жан Клод Сен-Венан у 1839 р. висунув гіпотезу про те, що в каналі, який звужується, неможливо отримати тиск газу нижчий деякого критичного значення $p_{кр}$, якому відповідає максимальна витрата газу через канал. Як би не понижували тиск середовища p_2 , куди відбувається витікання, тиск на виході з каналу залишається постійним і буде дорівнювати $p_{кр}$. Все зазначене ілюструється графіком на рис. 11.4, б. Як видно з нього, при $p_2 > p_{кр}$ тиск газу у вихідному перерізі каналу дорівнює тиску середовища p_c , в яке витікає газ.

Це явище пов'язане з тим, що збурення зовнішнього середовища (у нашому випадку – зниження тиску), поширюються з певною, можливою тільки для нього, швидкістю. Отже, при досягненні на зрізі сопла швидкості течії, яка відповідає цій максимальній швидкості збурення зовнішнього середовища, не можуть проникати всередину каналу і тим самим викликати зміну режиму течії за рахунок перерозподілу тиску.

Для порівняльної оцінки числових значень швидкості витікання та масової витрати можна рекомендувати пропорційні залежності, які мають наступний вигляд

– область I (дозвукова, $\beta_{кр} < p / p^* < 1$):

$$w \sim \left(\sqrt{RT}; \frac{1}{\beta} \right), m \sim \left(\frac{p}{\sqrt{RT}}; \frac{1}{\beta} \right);$$

– область II (надзвукова, $0 \leq p / p^* \leq \beta_{кр}$):

$$w \sim \left(\sqrt{RT} \right), m \sim \left(\frac{p}{\sqrt{RT}} \right).$$

Для того, щоб знайти максимум функції $m = f(\beta)$ при постійному тиску на вході, яка відповідає значенню $\beta_{кр}$, знайдемо першу похідну виразу (11.37) і прирівняємо її до нуля:

$$\frac{d}{dp} \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right] = \frac{2}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}-1} = 0.$$

Після спрощення дістанемо:

$$\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}. \quad (11.38)$$

Як бачимо параметр $\beta_{кр}$ є сталою величиною і залежить тільки від показника адіабаты, тобто природи робочого тіла, але така залежність є слабкою (табл. 11.1).

Таблиця 11.1 – Залежність критичного степеня розширення газу від його природи

Параметр	Одноатомний газ	Двохатомний газ і повітря	Трьохатомний газ і перегріта пара	Суха насичена пара
k	1,66	1,40	1,3	1,135
$\beta_{кр}$	0,490	0,528	0,546	0,577

Для попередньої оцінки і орієнтовних розрахунків приймають $\beta_{кр} = 0,5$, тобто можна зробити висновок, що при витіканні ідеального газу через канал, що звужується, його тиск не може зменшитись більше, ніж у два рази.

3. Критична швидкість встановлюється на зрізі каналу при витіканні в зовнішнє середовище з тиском, який дорівнює або менший критичного і визначається з виразу (11.36):

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} p_1 v_1} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT} . \quad (11.39)$$

Величина критичної швидкості визначається фізичними властивостями і початковими параметрами газу. Оскільки процес витікання приймаємо адіабатним, то із рівняння Пуассона отримаємо:

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{p_{кр}}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} .$$

Замінивши у ньому відношення $p_{кр}/p_1$ відповідно до рівняння (11.38), отримаємо:

$$v_1 = v_{кр} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \text{ та } p_1 = p_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}} .$$

Знайдемо добуток цих величин $p_1 \cdot v_1$ і підставимо його у рівняння (11.39):

$$p_1 v_1 = p_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}} v_{кр} \left[\frac{p_{кр}}{p_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)^{\frac{k}{k-1}}} \right]^{\frac{1}{k}} . \quad (11.40)$$

Після перетворення і спрощень знаходимо:

$$p_1 v_1 = p_{кр} v_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right) . \quad (11.41)$$

Тоді

$$w_{кр} = \sqrt{\frac{2k}{(k+1)} p_{кр} v_{кр} \left(\frac{k+1}{2} \right)} = \sqrt{k \cdot p_{кр} \cdot v_{кр}} = a_{зв} . \quad (11.42)$$

Числові значення швидкості звуку для різних газів, визначених за формулою (11.42) при температурі 20 °С наведені у таблиці 11.2.

Таблиця 11.2 – Швидкість поширення звуку для різних газів

Назва газу	Водень	Гелій	Водяна пара	Азот	Повітря	Кисень	Двоокис вуглецю	Фреон-12
μ , кг/кмоль	2,016	4,003	18,013	28,013	28,980	32,000	44,010	120,920
R , Дж/кг·К	4124,3	2077,2	461,5	296,8	287,1	259,8	188,9	68,76
k	1,41	1,66	1,33	1,40	1,40	1,40	1,31	1,14
$a_{зв}$, м/с	1305	1005	424	349	343	327	269	152

Відомо, що це співвідношення є виразом для швидкості поширення коливань у середовищі, які залежать від виду та стану газу і не залежать від їх частоти. Отже, критична

швидкість газу при витіканні, дорівнює місцевій швидкості звуку у вихідному перерізі каналу. Саме ця обставина пояснює, чому в каналі, який звужується, газ не може розширитись до тиску менше критичного, а швидкість не може бути більшою за критичну.

Дійсно, імпульс тиску (пружні коливання) поширюється в стискуваному середовищі зі швидкістю звуку, тому коли швидкість витікання менша цієї швидкості, зменшення тиску за отвором передається потоком газу всередину каналу з відносною швидкістю $w + a_{36}$ і приводить до перерозподілу тиску (за такого самого тиску p_1 перед отвором). У результаті, у вихідному перерізі каналу встановлюється тиск, який дорівнює тиску середовища.

Якщо ж швидкість витікання досягне швидкості звуку (тобто критичної), то швидкості переміщення газу в вихідному перерізі, і розповсюдження тиску в ньому, стануть однакові. Хвиля розрідження, яка виникає при подальшому пониженні тиску середовища за отвором, не може поширюватись проти течії в каналі, оскільки її відносна швидкість $(a_{36} - w)$ буде дорівнювати нулю. Тому ніякого перерозподілу тисків не відбудеться і, не дивлячись на те, що тиск середовища за отвором знизився, швидкість витікання залишиться такою самою і буде дорівнювати швидкості звуку на виході з каналу.

Пояснимо термін “місцева швидкість звуку”. Оскільки, як це випливає з виразу (11.42), швидкість звуку a_{36} різна для різних значень тисків та питомих об’ємів, а при адіабатній течії газу – його тиск і об’єм змінюються вздовж каналу, швидкість звуку в газі буде також змінюватися для різних перерізів. Тому термін використовують для позначення швидкості звуку в газі за параметрів, які відповідають певному перерізу каналу.

4. Максимальна секундна витрата газу для критичного значення $\beta_{кр}$ визначають з рівняння (11.37), якщо в нього підставити значення $\beta_{кр} = [2/(k+1)]^{k/(k-1)}$. Тоді:

$$m_{кр} = f_{\min} \sqrt{\frac{2k}{k+1} \cdot \frac{p_1}{v_1} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{2}{k-1}}} \quad (11.43)$$

Максимальна секундна витрата визначається станом газу на вході в канал, вихідним перерізом каналу $f_{\min}$ і показником адіабати газу, тобто його природою.

Наведені співвідношення наближено справедливі для витікання також з непрофільованих каналів (з отворів у резервуарі, який знаходиться під тиском). Швидкість витікання з таких отворів не може бути більшою за критичну, яка визначається рівнянням (11.42), а витрата не може бути більше тієї, яка визначається при довільному тиску в резервуарі (через значні втрати на вихори, в цьому випадку витрата газу буде меншою, ніж та, яка розрахована за наведеними формулами). Крім цього, можна сформулювати ще такий висновок:



За рахунок перепаду тисків у рівномірних каналах газ можна “розігнати” тільки до швидкості звуку, досягти надкритичних швидкостей неможливо.

Для того, щоб отримати на виході з отвору надзвукову швидкість, каналу необхідно надати спеціальної форми, яка дозволяє звести до мінімуму незворотні втрати. Тому, замість витікання з отвору використовують витікання з сопла – каналу, переріз якого плавно змінюється по довжині, а для зменшення гідравлічного опору його внутрішню поверхню ретельно полірують.

Розглянемо деякі загальні закономірності течії ідеального газу в спеціальних каналах, які, як уже зазначалося, виділено два типи – сопла та дифузори.



Канали, в яких газ, що рухається, збільшує швидкість з одночасним зменшенням тиску називають соплами.

Канали, в яких швидкість газу зменшується а тиск зростає, називають дифузорами.

11.4. Течія газу в соплі та дифузорі. Сопло Лавалю

Залежність профілю каналу від швидкості (взаємозв'язок між площею перерізу каналу і швидкістю витікання) встановлюється із співвідношення суцільності потоку:

$$m v = f w. \quad (11.44)$$

У випадку витікання нестискуваної рідини, для якої $v = \text{const}$, отримаємо просту обернено-пропорційну залежність між перерізом каналу та швидкістю.

Значно складніше при витіканні стискуваного газу. У цьому випадку переріз каналу (профіль) при певній секундній витраті газу m , буде визначатися характером зміни не тільки швидкості w , але й питомого об'єму v , для якого прийнятий адіабатний характер зміни.

Прологарифмуємо рівняння (11.44) при $m = \text{const}$ і отримаємо вираз:

$$-\ln f + \ln w - \ln v = 0,$$

після диференціювання якого отримаємо рівняння нерозривності у диференціальній формі:

$$\frac{df}{f} = \frac{dv}{v} - \frac{dw}{w}. \quad (11.45)$$

Виконаємо деякі перетворення цього рівняння.

Запишемо рівняння адіабатного процесу $p v^k = \text{const}$ і прологарифмуємо його:

$$\ln p + k \ln v = \ln \text{const}.$$

Після диференціювання отриманого виразу, будемо мати:

$$\frac{dp}{p} + \frac{k dv}{v} = 0.$$

Звідси:

$$\frac{dv}{v} = -\frac{dp}{kp}. \quad (11.46)$$

Використавши вираз для елементарної зміни наявної роботи і за умови, що канал є горизонтальним ($g \delta z = 0$) та нерухомим ($\delta l_{\text{мехн.}} = 0$), можна отримати:

$$\frac{dw^2}{2} = -v dp \quad \text{або} \quad w dw = -v dp.$$

Розділивши праву і ліву частини цього виразу на w^2 , отримаємо:

$$\frac{dw}{w} = -\frac{v dp}{w^2}. \quad (11.47)$$

Підставивши вирази (11.46) та (11.47) у формулу (11.45) одержимо:

$$\frac{df}{f} = -\frac{dp}{kp} + \frac{v dp}{w^2}. \quad (11.48)$$

Останній вираз можна переписати у вигляді:

$$\frac{df}{f} = \frac{kp v - w^2}{kw^2} \cdot \frac{dp}{p}.$$

Але оскільки $kp v = a_{36}^2$, то:

$$\frac{df}{f} = \frac{a_{36}^2 - w^2}{kw^2} \cdot \frac{dp}{p}. \quad (11.49)$$

Використаємо залежність $M = w/a_{36}$ – відношення швидкості течії до місцевої швидкості звуку, яку називають числом Маха і може змінюватися в певних межах: значення $M < 1$ – відповідає руху потоку з дозвуковою, а $M > 1$ – з надзвуковою швидкістю.

Стосовно числа Маха, то вперше воно отримало таку назву в 1929 р. Початкова назва відношення була число Берстоу, а у російськомовній науковій літературі другої половини XX ст. використовувався термін – число Маєвського, на честь засновника наукової школи зовнішньої балістики, який користувався цим співвідношенням. У деяких підручниках це відношення взагалі використовувалось без спеціальної назви, що пов'язано з тогочасною критикою філософських позицій Ернста Маха – основоположника “позитивізму”.

Введемо число Маха у рівняння (11.49) і отримаємо:

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{1}{M^2} - 1 \right) \frac{dp}{k \cdot p}. \quad (11.50)$$

Рівняння (11.50) ув'язує зміну площі поперечного перерізу каналу (для адіабатної течії, без тертя і без виконання технічної роботи, що справедливо для більшості технічно важливих задач) зі зміною тиску в потоці і числом Маха. Підставляючи в це рівняння вираз для dp отримуємо рівняння зв'язку зміни площі перерізу зі зміною швидкості потоку та числом M у наступному вигляді:

$$(M^2 - 1) \cdot \frac{dw}{w} = \frac{df}{f}. \quad (11.51)$$

Це рівняння є спрощеною формою **рівняння обернених взаємодій**. Ліва частина рівняння визначає основні показники потоку (число Маха, зміна швидкості течії), а в правій частині подані складові, які пов'язані зі зміною поперечного перерізу потоку і також можуть бути складові, які враховують зміну висоти (розташування), виконання технічної роботи, роботи тертя та теплообмін з навколишнім середовищем.

Проаналізуємо вирази (11.50) та (11.51) щодо течії через канал, що звужується (сопло). З рівняння (11.50) випливає, що при дозвукових швидкостях течії ($M < 1$) звуження каналу ($df < 0$) відповідає зниженню тиску в потоці ($dp < 0$), тобто випадку каналу, що звужується, а рівняння (11.51) показує, що в цьому випадку при звуженні каналу, як і варто було очікувати, швидкість потоку зростає ($dw > 0$).

Якщо ж при дозвуковій течії канал розширюється ($df > 0$), то швидкість потоку знижується ($dw < 0$), а тиск у ньому вздовж каналу зростає ($dp > 0$). Такий канал, який перетворює кінетичну енергію потоку у потенціальну енергію стиснення і використовується для гальмування дозвукового потоку носить назву дифузора. Вони знаходять широке використання в різних галузях техніки.

Рівняння (11.50) та (11.51) дозволяють отримати важливі висновки і у випадку течії потоку з надзвуковою швидкістю. Із них випливає, що якщо $M > 1$, то течія у каналі,

що розширюється ($df > 0$), відбувається зі зменшенням тиску вздовж потоку ($dp < 0$) та зі збільшенням швидкості ($dw > 0$). І навпаки, надзвуковий потік у каналі, що звужується ($df < 0$) гальмується ($dw < 0$), а його тиск зростає ($dp > 0$). Таким чином, профілі сопла і дифузора для надзвукового потоку якби “міняються місцями” – надзвукове сопло представляє собою канал, що розширюється, а надзвуковий дифузор – канал, що звужується.

Результати аналізу рівнянь (11.50) та (11.51) систематизовані у таблиці 11.3.

Таблиця 11.3 – Профілі каналів для різних режимів течії

Вид потоку	Вид каналу	
	<i>Сопло</i> (прискорення потоку, падіння тиску вздовж нього)	<i>Дифузор</i> (гальмування потоку, збільшення тиску вздовж нього)
Дозвуковий ($M < 1$)	Звужується	Розширюється
Надзвуковий ($M > 1$)	Розширюється	Звужується

Розкриваючи $M = w/a_{зв}$ і враховуючи, що для ідеального газу $a_{зв} = \sqrt{k \cdot p_{кр} \cdot v_{кр}}$ та $p \cdot v = RT$, можна отримати таку залежність:

$$\frac{df}{f} = \left(\frac{a_{зв}^2 - w^2}{k \cdot w^2} \right) \cdot \frac{dp}{p},$$

яку називають **рівнянням профілю каналу**.

На рис. 11.5 наводиться характер зміни швидкості, тиску потоку та місцевої швидкості звуку для сопла і дифузора (рисунок додатково ілюструє сказане раніше).

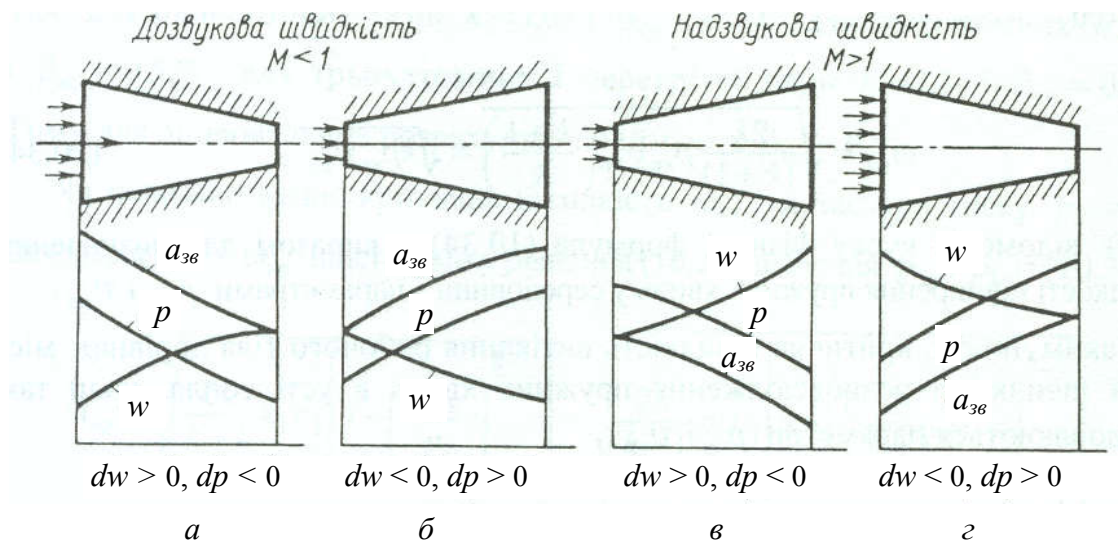


Рис. 11.5 – Зміна параметрів потоку при течії вздовж сопла і дифузорів

При дозвукових швидкостях у соплі, що звужується, (рис. 11.5, а) швидкість потоку збільшується до звукової, але досягти надзвукової не може. При такому самому русі у дифузорі (рис. 11.5, б) швидкість потоку зменшується. При надзвукових швидкостях у каналах, що розширюються (рис. 11.5, в) відбувається збільшення швидкості потоку завдяки зменшенню тиску, а в звужених каналах (рис. 11.5, г) – швидкість зменшується, а тиск збільшується.

Ця закономірність дістала назву **закону геометричного обернення впливу**. Вона показує, що зміни тиску і швидкості потоку створюються протилежною дією геометричної форми каналу на перетворення потенціальної енергії тиску в кінетичну енергію руху.

Очевидно що найбільш ефективною формою каналу є канал, який має як частину, що звужується, так і частину, що розширюється. Якщо газ з початковими параметрами p_1 та v_1 витікає в середовище з тиском $p_2 < p_{2кр.}$, а нам необхідно отримати $w_2 > w_{2кр.}$, то канал повинен спочатку звужуватись, а потім розширятись до виходу. Тоді потік досягне у найбільш вузькій частині каналу швидкості звуку і далі, рухаючись частиною каналу, що починає розширятися, перейде швидкість звуку та продовжить своє прискорення (рис. 11.6). Такий комбінований канал-сопло сконструював шведський інженер Карл Густаф Патрік де Лаваль у 1890 році для отримання надзвукових швидкостей водяної пари у парових турбінах (**сопло Лавалля**). Це сопло – практично єдиний технічний пристрій, який дозволяє розігнати потік пари або газу до надзвукових швидкостей. На сьогодні такі сопла широко застосовують у газових та деяких типах парових турбін, надзвукових реактивних двигунах літаків і ракет. Сопло Лавалля досить часто використовують у різних конструктивних елементах енерготехнологічних установок, наприклад, для подачі кисню і повітря у факел сталеплавильної печі або кисневого конвертера.

Необхідно відмітити, що сопла, в яких швидкість потоку визначається прохідним перерізом, називають **геометричними соплами**.

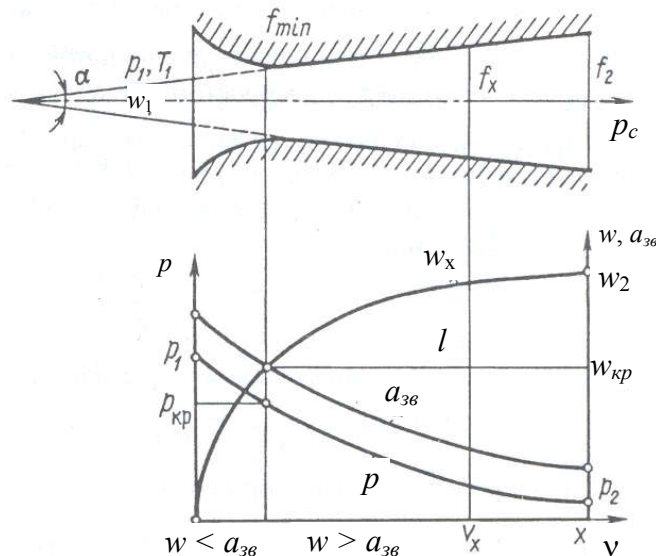


Рис. 11.6 – Комбіноване сопло Лавалля та зміна швидкості і тиску газу вздовж його осі

У такому комбінованому соплі, у найвужчому перерізі завжди встановлюється критична швидкість $w_{2кр}$ і максимальна витрата. Далі в розширювальній частині при постійній витраті $m_{\max}$ швидкість зростає до величини $w_2 > w_{2кр}$, що визначається рівнянням (11.39).

Довжина звуженої частини сопла вибирається мінімальною, а довжина розширювальної частини визначається із геометричних співвідношень:

$$l = \frac{D - d}{2 \operatorname{tg} \alpha / 2}, \quad (11.52)$$

де D – діаметр вихідного перерізу сопла; d – діаметр сопла в мінімальному перерізі; $\alpha = 8...12^\circ$ – кут конусності, який вибирається за умови безвідривного витікання.

За відомою витратою, площа мінімального перерізу сопла $f_{\min}$ розраховується за формулою (11.37) при $\beta = \beta_{кр}$, а площа вихідного перерізу f_2 визначається з рівняння:

$$f_2 = \frac{m \cdot v_2}{w}. \quad (11.53)$$

Питомий об'єм газу у вихідному перерізі сопла v_2 можна знайти за рівнянням адіабати при відомих значеннях p_1 , v_1 та p_2 :

$$v_2 = \left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{1}{k}} \cdot v_1. \quad (11.54)$$

Сопло Лавалю розраховується таким чином, щоб на виході із сопла $p_2 = p_c$. При виконанні цієї умови сопло називають **розрахунковим**. Якщо тиск p_2 не дорівнює тиску навколишнього середовища, то такі сопла є **нерозрахункові**, наприклад, для реактивного двигуна літака зі зміною висоти польоту сопло може бути і розрахункове, і нерозрахункове (мінється атмосферний тиск), що призводить до стрибків тиску в двигуні.

Розглянемо тепер рух газу і виконаємо аналіз виразу (11.49) стосовно дифузора. Дифузор – це канал, в якому $dp > 0$ і для виконання цієї рівності зміна перерізу df та місцевої швидкості ($a_{зг}^2 - w^2$) повинні мати однакові знаки. Якщо різниця $a_{зг}^2 - w^2 > 0$ та $a_{зг} < w$, то $df > 0$, тобто коли швидкість газу на вході в канал менша швидкості звуку, то дифузор розширяється в напрямку руху газу, так само як і при течії нестискуваної рідини. Якщо ж різниця $a_{зг}^2 - w^2 < 0$ та $a_{зг} > w$, то $df < 0$, тобто коли швидкість газу на вході в дифузор більша швидкості звуку – дифузор повинен звужуватись.

Процес течії адіабатного потоку в дифузорі показаний на рис. 11.7.

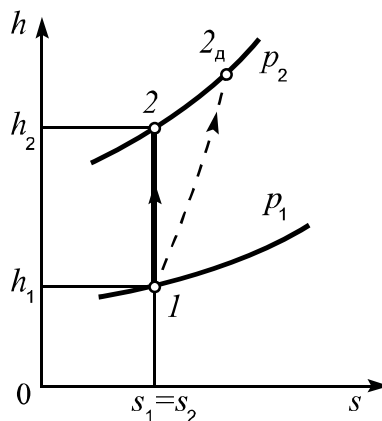


Рис. 11.7 – Оборотний (1–2) і необоротний (1–2_а) адіабатні процеси стискування у дифузорі

У випадку наявності тертя при течії газу, реальний процес у дифузорі стає незворотним, що призводить до втрат роботи. Відповідна дія сил тертя зменшує роботу розширення і збільшує її при стисненні, при цьому в обох випадках ентропія газу зростає.

Дифузори як пристрої, що за своєю дією зворотні до сопла мають широке застосування у різних галузях техніки – водо- та повітропроводах, аеродинамічних трубах, турбомашинах всіх типів, повітряно-реактивних двигунах, ежекторах. Підвищення тиску

в дифузорі відбувається за рахунок зменшення кінетичної енергії або, згідно з (11.32), приріст ентальпії потоку в дифузорі дорівнює зменшенню кінетичної енергії:

$$\Delta h = -\frac{\Delta w^2}{2}. \quad (11.53)$$

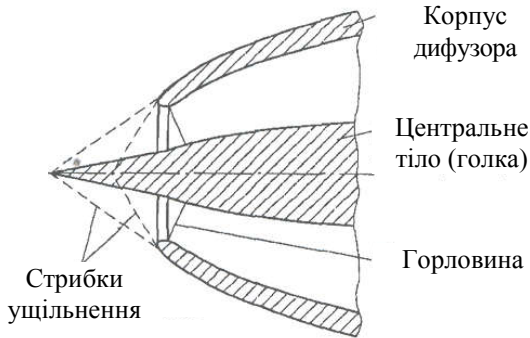


Рис. 11.8 – Геометрія реального надзвукового дифузора

Реальні надзвукові дифузори не мають частин, що звужуються, оскільки їх роль виконує стрибок ущільнення тиску (або система стрибків). За стрибками ущільнень, швидкість потоку стає рівною швидкості звуку, а подальше гальмування потоку відбувається у частині, що розширюється.

Для зменшення втрат енергії потоку повітрозабірний пристрій має спеціальну конусну голку для того, щоб прямий стрибок тиску розбивався на декілька косих стрибків ущільнень (рис. 11.8).

Окрім розглянутих, є й інші види комбінованих сопел: **теплові, механічні**, а також **випратні**, принцип роботи і детальний розрахунок яких наводиться у спеціальній літературі. У нашому випадку обмежимося тільки коротким описом їх особливостей.

Для течії у горизонтальному ($dz = 0$) каналі постійного перерізу ($df = 0$), за відсутності технічної роботи ($dl_{\text{техн}} = 0$), але при підведенні (чи відведенні) зовнішньої теплоти, перший закон термодинаміки можна записати у вигляді:

$$(M^2 - 1) \frac{dw}{w} = -\frac{1}{c_p \cdot v} \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \cdot dq_{\text{зов.}} \quad (11.54)$$

Оскільки теплоємність тіла завжди більша нуля і, зазвичай, зміна об'єму при нагріванні також більша нуля, тоді із виразу (11.54) випливає, що у дозвуковому потоці ($M < 1$) підведення теплоти приводить до прискорення потоку ($dw > 0$), відведення, навпаки, – до його гальмування. Це й очевидно, – при підведенні теплоти газ розширюється і його швидкість збільшується. Відповідно, у надзвуковому потоці ($M > 1$) підведення теплоти буде його гальмувати, а відведення – прискорювати.

На цій основі побудоване, так зване, **теплове сопло**, яким називають трубу постійного перерізу, потік газу в якій прискорюється за рахунок підведення або відведення теплоти через стінки труби (див. рис. 11.9, а). Очевидно, що до моменту, поки швидкість потоку не досягне швидкості звуку, то до нього потрібно підводити теплоту. Після того, як швидкість потоку стане звуковою, подальше прискорення потоку досягається за рахунок відведення теплоти.

Необхідно відмітити, що теплота може підводитись до потоку або відводитись від нього не тільки ззовні через стінки труби, але й за рахунок теплоти екзо- та ендотермічних хімічних реакцій, які відбуваються у потоці газу.

Для течії в горизонтальній трубі постійного перерізу, за відсутності зовнішнього теплообміну і тертя, але за наявності технічної роботи, яку здійснює потік, із аналізу рівняння (11.54) можна встановити, що при цьому, коли швидкість потоку буде дозвуковою ($M < 1$), то він буде прискорюватись. Відповідно, підведення технічної роботи до потоку

зовні буде приводити до його гальмування. Цей висновок є дещо несподіваним, оскільки це означає, що якщо в потоці розмістити крильчатку, яка буде обертатися за рахунок зовнішнього приводу, то її обертання буде приводити не до прискорення, а до уповільнення потоку. Так само, підведення до надзвукового потоку ($M > 1$) технічної роботи буде приводити до його прискорення, а виконання надзвуковим потоком роботи – до його уповільнення.

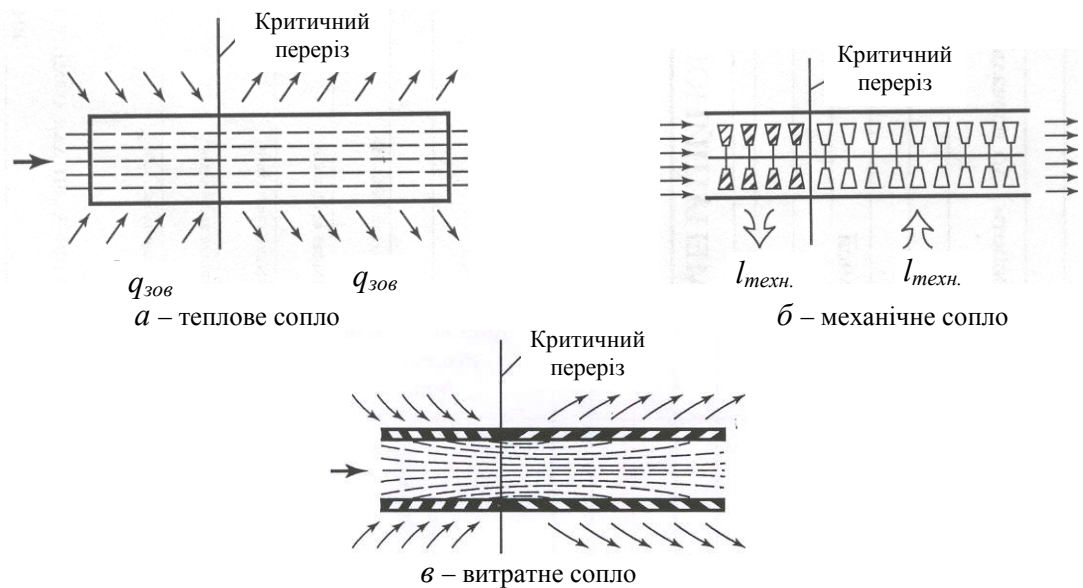


Рис. 11.9 – Принципові схеми комбінованих сопел

Цей принцип використовується у схемі, так званого, **механічного сопла** (див. рис. 11.9, б) – теплоізований трубі постійного перерізу, в якій дозвуковий потік, що рухається без тертя, прискорюється за рахунок виконання роботи на лопатках турбінних коліс, розміщених у трубі; після того, як потік досягне швидкості звуку, він подається на лопатки нагнітача, який обертається від зовнішнього приводу.

Необхідно відмітити принципову можливість використання для отримання надзвукових швидкостей, так званих, комбінованих сопел, у яких дозвукова частина береться від сопла одного типу (геометричного, теплового або механічного), а надзвукова – від сопла іншого типу. Наприклад, як дозвукову частину можна використовувати геометричне сопло, що звужується, а в якості надзвукової – трубу постійного перерізу із зовнішнім підведенням теплоти.

Необхідно відмітити ще один тип сопла – так зване **витратне сопло**. Якщо розглянути звичайне геометричне сопло Лавалю, то можна відмітити, що в його дозвуковій частині густина потоку (відношення масової витрати до площі перерізу) зростає, в критичному перерізі досягає максимуму і в надзвуковій частині – зменшується. В трубі постійного перерізу такий самий ефект може бути досягнутий за рахунок зміни витрати газу шляхом вдування його через отвори у боковій поверхні каналу, що фактично еквівалентно звууженню геометричного сопла.

На цій основі і побудований принцип дії витратного сопла (див. рис. 11.9, в). Якщо збільшувати витрату, вдуваючи газ, то густина потоку буде зростати, і швидкість газу прискорюватись. Після того, як швидкість досягне звукової, можна почати відбирати частину газу, що еквівалентно розширенню каналу, а потік газу продовжить прискорення.

Ще одним цікавим випадком є варіант течії природного газу із вертикальної свердловини, переріз якої однаковий по її висоті.

Із аналізу рівняння (11.54) у випадку, коли $\delta l_{\text{техн.}} = 0$, а $dz > 0$ і за наявності втрат на тертя, можна зробити висновок, що дозвуковий ($M < 1$) потік, що піднімається вгору, прискорюється ($dw > 0$), а надзвуковий ($M > 1$) – гальмується ($dw < 0$).

Цей випадок має деякі особливості: наведені вирази df , $\delta q_{\text{техн.}}$, $\delta l_{\text{техн.}}$ та dz – можуть бути як додатними, так і від'ємними, але оскільки робота тертя при витіканні газу із свердловини може бути тільки додатною, то $\delta l_{\text{тер}} > 0$. Очевидно, що при адіабатній течії з тертям у вертикальній трубі постійного перерізу, потік може тільки прискорюватись до звукової швидкості, перейти через швидкість звуку він не може, оскільки для цього необхідно відводити теплоту, а це неможливо.

11.5. Аналіз процесів витікання водяної пари за допомогою h – s -діаграми

Раніш нами було розглянуто закономірності адіабатної течії потоку ідеального газу. Однак, на практиці досить часто зустрічаються випадки, коли в каналах протікають реальні гази, які мають відмінні особливості від розглянутих закономірностей.

Одним із типових представників реальних газів є водяна пара, яка має досить широке використання в теплотехнічному обладнанні. Однак, оскільки, водяна пара є реальним газом, виконати розрахунок процесів її течії за аналітичними формулами можна лише з певними допущеннями. Найпростіше ці розрахунки робити за допомогою h – s -діаграми водяної пари. У цьому випадку повинні бути задані початковий тиск p та температура T .

Розглянемо три основні існуючі варіанти течії водяної пари.

1. Адіабатне витікання пари без тертя. Нехай пара з певними початковими параметрами витікає у середовище з тиском p_2 . Якщо втратами енергії на тертя і тепловіддачею до стінок каналу знехтувати, то можна вважати, що процес течії відбувається при постійній ентропії (лінія 1–2, рис. 11.10).

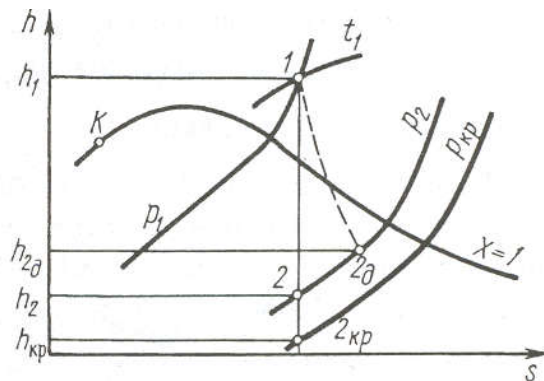


Рис. 11.10 – Процес витікання водяної пари за h – s -діаграмою

Швидкість витікання пари можна визначити за формулою (за умови, що $w_0 = 0$):

$$w = \sqrt{2(h_1 - h_2)} = \sqrt{2\Delta h}, \quad (11.55)$$

де h_1 – знаходиться на перетині ліній p_1 та t_1 , а значення h_2 – на перетині вертикалі, опущеної з точки 1 до ізобари p_2 (точка 2).

Якщо значення ентальпії будуть задаватися в одиницях системи СІ (кДж/кг), то вираз для швидкості набуде вигляду:

$$w = 44,72\sqrt{h_1 - h_2}. \quad (11.56)$$

Формула (11.55) застосовується, коли $p_2 > p_{кр}$ (або $\beta > \beta_{кр}$). Якщо процес розширення відбувається до критичного тиску $p_{кр}$ (точка $2_{кр}$) або нижче $p_2 < p_{кр}$, то у формулі (11.55) замість величини h_2 беруть $h_{кр}$. Точка $2_{кр}$ знаходиться на перетині ізоентропи $1-2_{кр}$ та ізобари $p_{кр}$ і тоді критична швидкість буде дорівнювати:

$$w_{кр} = \sqrt{2(h_1 - h_{кр})}, \quad (11.57)$$

де $h_{кр}$ – питома ентальпія водяної пари за критичного тиску (кДж/кг).

Критичний тиск можна визначити за формулою:

$$p_{кр} = p_1 \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}, \quad (11.58)$$

а потім за h - s -діаграмою знайти величину $h_{кр}$.

За останньою формулою можна розрахувати $\beta_{кр} = \frac{p_{кр}}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$, а потім знайти критичний тиск $p_{кр} = \beta_{кр} p_1$. Для перегрітої пари $k = 1,3$ і тоді $\beta_{кр} = 0,528$, а для сухої насиченої – $k = 1,35$ і $\beta_{кр} = 0,577$.

2. Адіабатне витікання пари з тертям. У реальних умовах, через наявність тертя процес витікання є нерівноважним, тобто при течії пари виділяється теплота тертя із-за чого її ентропія зростає. На рис. 11.10 нерівноважний процес адіабатного розширення пари показаний умовно штриховою лінією $1-2_d$. При такому самому перепаді тисків $\Delta p = p_1 - p_2$, різниця ентальпії $h_1 - h_{2_d}$ буде менша, ніж Δh_0 , в результаті чого зменшується швидкість витікання w_{2_d} .

Дійсна швидкість витікання пари w_{2_d} , внаслідок втрати деякої частини кінетичної енергії пари на подолання сил тертя, буде дорівнювати:

$$w_{2_d} = \sqrt{2(h_1 - h_{2_d})} = 44,72 \sqrt{\Delta h_d}. \quad (11.59)$$

Втрати енергії водяною парою можна визначити за h - s -діаграмою, за якою $\Delta h_{тер} = h_{2_d} - h_2$. Відношення дійсної втрати енергії до наявного теплоперепаду називається **коефіцієнтом втрати енергії** у каналі:

$$\xi = \frac{\Delta h_{тер}}{\Delta h_0} = \frac{\Delta(h - h_d)}{\Delta h_0} = 1 - \frac{\Delta h_d}{\Delta h_0}. \quad (11.60)$$

Для парових і газових турбін коефіцієнт втрати енергії знаходиться в межах $\xi = 4-5\%$. Із (11.60) дійсний теплоперепад можна виразити наступним чином: $\Delta h_d = \Delta h_0(1 - \xi)$, і тоді, підставляючи цей вираз у формулу (11.59), знайдемо фактичну швидкість:

$$w_{2_d} = \sqrt{(1 - \xi)\Delta h_0} = 44,72 \sqrt{(1 - \xi)(h_1 - h_2)}.$$

Коефіцієнт φ – відношення дійсної швидкості пари на виході із сопла до теоретичної швидкості, носить назву **швидкісного коефіцієнта** каналу:

$$\varphi = \frac{w_{2д}}{w_2}, \quad (\varphi = 0,92 \dots 0,98). \quad (11.61)$$

Коефіцієнт втрати енергії і швидкісний коефіцієнт взаємопов'язані між собою. Для сопел парових і газових турбін при початковій швидкості, яка дорівнює нулю, цей зв'язок має вигляд:

$$\xi = 1 - \varphi^2.$$

Коефіцієнти ξ та φ для реальних каналів, зрозуміло, не можуть бути визначені термодинамічним шляхом.

У зв'язку з тим, що дійсна швидкість $w_{2д}$ менша, ніж теоретична швидкість w_2 , то й дійсне масове витікання також буде меншим за теоретичне. Відношення дійсної масової витрати m_d до теоретичної m називається **коефіцієнтом витікання**:

$$\mu = \frac{m_d}{m}. \quad (11.62)$$

Дійсну масову витрату можна визначити за рівнянням суцільності, якщо використати значення $w_{2д}$ і дійсний питомий об'єм $v_{2д}$ у зрізі каналу: $m_d = f_2 \frac{w_{2д}}{v_{2д}}$.

Необоротний процес розширення водяної пари при витіканні із каналу завжди супроводжується збільшенням ентропії (Δs) і втратою ексергії ($\Delta e \cdot x_{\text{емп}}$):

$$\Delta s = s_{2д} - s_2,$$

$$\Delta e \cdot x_{\text{емп}} = T_{\text{ост}} \cdot \delta s.$$

Відношення реальної кінетичної енергії робочого тіла $w_d^2/2$ до теоретичної $w^2/2$ називається **коефіцієнтом корисної дії каналу**:

$$\eta_k = \frac{w_d^2/2}{w^2/2} = \frac{w_d^2}{w^2} = \frac{\varphi^2 w^2}{w^2} = \varphi^2. \quad (11.63)$$

3. Витікання пари через місцевий опір. Така течія завжди супроводжується зменшенням тиску внаслідок втрат на тертя та вихороутворення. Із-за цих втрат процес течії є необоротним і відбувається зі зростанням ентропії (такі процеси завжди відображаються пунктирною лінією). Однак із-за того, що проходження місцевого опору потоком пари досить швидкоплинне, процес вважається адіабатним.

Цю задачу найбільш просто та наочно можна розв'язати за допомогою h - s -діаграми водяної пари. Основна умова такої течії – рівність ентальпій початкової та кінцевої точок ($h_1 = h_2$) – визначає кінцевий стан пари як точку перетину горизонталі, що проходить через початкову точку 1, з ізобарою кінцевого тиску p_2 – точкою 2. При цьому необхідно врахувати, що залежно від значень початкового тиску, температури, ступеня сухості та кінцевих значень тиску, пара може бути вологою насиченою (лінія 4–5), сухою насиченою (точка 5) або перегрітою (лінія 5–6), рис. 11.11.

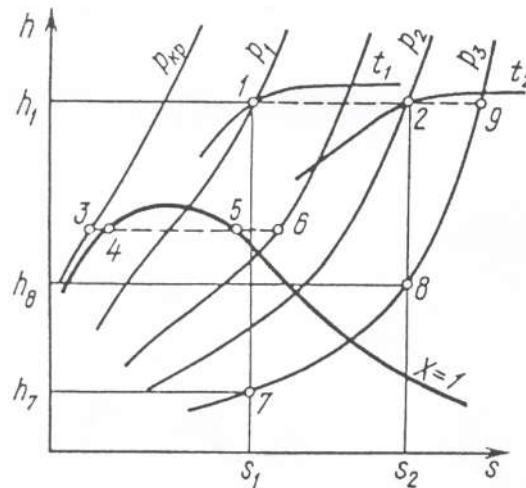


Рис. 11.11 – Зображення процесу течії (1–2) водяної пари через місцевий опір

У водяної пари критична температура $T_{кр} = 647 \text{ K}$, тому при її високих значеннях пара повністю дисоційована, і її течія через опір завжди буде супроводжуватися зниженням температури. Необхідно звернути увагу і на те, що при такій течії відбувається втрата наявного теплоперепаду. Якщо, наприклад, на початку процесу пара має ентальпію h_1 , то при адіабатному розширенні без тертя до тиску p_3 буде виконана робота $l_{1-7} = h_1 - h_7$.

У випадку проходження через місцевий опір (точка 2) і подальшого адіабатного розширення до цього самого тиску (точка 8) буде виконана робота $l_{2-8} = h_2 - h_8 = h_1 - h_8$. Втрата працездатності при цьому становить: $\Delta l = l_{1-7} - l_{2-8} = h_1 - h_7 - h_1 + h_8 = h_8 - h_7$. Чим більший буде перепад тиску за такого процесу, тим більше зменшується енергетична цінність потоку. Якщо падіння тиску дійде до точки 9, то пара повністю втратить працездатність. Водночас, незважаючи на явище втрати потоком частини роботи, ефект проходження пари через місцевий опір має й позитивний бік – збільшення ступеня сухості пари в кінці адіабатного розширення, дозволяє покращити експлуатаційні характеристики роботи парових турбін.

Випадки течії як ідеального, так і реального газу (рідини) через канали з місцевим опором, не обмежуються тільки течією водяної пари, тому розглянемо їх більш детально.

11.6. Фізичні основи та основні умови процесу дроселювання

Із досвіду відомо, що якщо на шляху руху потоку газу або пари виникає різке звуження перерізу каналу або інша перешкода потоку (неповністю відкритий вентиль або кран, перегородка з невеликим отвором тощо), яке створює місцевий опір потоку, то в цьому місці швидкість руху потоку різко зростає, а тиск падає. За звуженням швидкість зменшується і відновлюється до початкової, але тиск відновлюється не повністю. Будь-яка перешкода, що зустрічається на шляху руху потоку, призводить до необоротності процесів, які протікають у ньому і втрати частини енергії у формі роботи.

Ефект падіння тиску потоку в результаті його проходження через місцевий опір без здійснення зовнішньої роботи, називається **дроселюванням** (м'яттям, редукуванням).



Дроселюванням називається процес зменшення тиску у рухомому усталеному потоці газу або водяної пари при проходженні його через перешкоду у вигляді вентиля, засувки, шайби, крана, клапана, діафрагми тощо.

Іноді дроселювання спеціально вводиться в цикл роботи тієї чи іншої машини, наприклад, шляхом дроселювання пари перед входом у парові турбіни регулюють їх потужність. Аналогічний процес здійснюється й у карбюраторних двигунах внутрішнього згорання, де потужність регулюється зміною положення дросельної заслінки карбюратора. Дроселювання газів і пари використовують для зниження їх тиску у спеціальних редуційних клапанах, широко застосовують у системах тепло- і паропостачання різних підприємств для отримання перегрітої пари, а також у холодильній техніці – для отримання низьких температур та зрідження газів.

У процесі дроселювання до робочого тіла може підводитись теплота.

Розглянемо процес течії газу (рідини) через канал, в якому розміщений місцевий опір, наприклад, діафрагма (рис. 11.12) і з'ясуємо основні закономірності процесу дроселювання. Переріз каналу до і після діафрагми вважаємо однаковим. Швидкість потоку до і після діафрагми приймаємо незначною, якою можна знехтувати. Це дозволяє також знехтувати значенням кінетичної енергії потоку порівняно з його ентальпією. Зовнішня робота потоком не виконується. Фізичне падіння тиску за місцевим опором обумовлено дисипацією енергії потоку, яка витрачається на подолання цього опору.

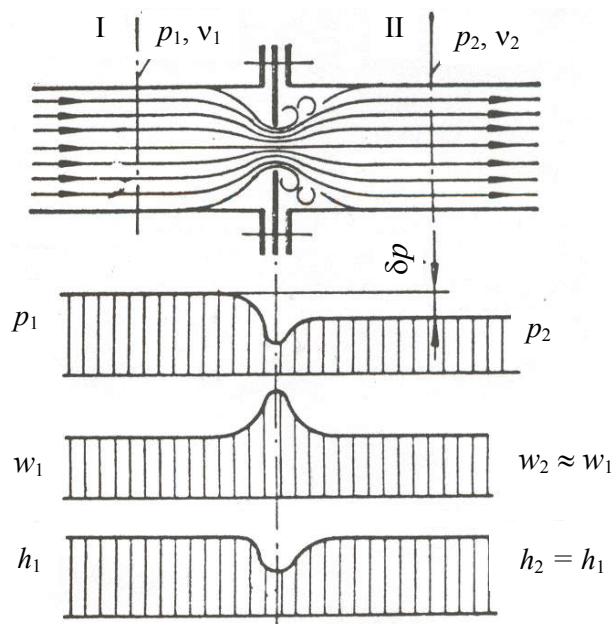


Рис. 11.12 – Особливості течії потоку газу при проходженні крізь діафрагму

1. Адіабатне дроселювання. Розглянемо у першу чергу такий процес дроселювання, у якому до нього не підводиться і не відводиться теплота. Вважаємо, що стінки каналу покриті ідеальною теплоізоляцією, яка виключає теплообмін з навколишнім середовищем.

Для кращого розуміння фізики процесу, що відбувається в потоці при дроселюванні, необхідно використати отримане раніше рівняння першого закону термодинаміки для потоку. За відсутності теплообміну ($\delta q = 0$) для горизонтального каналу ($dz = 0$) і якщо потік не виконує технічну роботу ($l_{\text{техн.}} = 0$), перший закон термодинаміки для нього набуде вигляду:

$$0 = h_2 - h_1 + \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right),$$

або

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2}, \quad (11.64)$$

де h_1 та h_2 – значення ентальпії в перерізах I та II, що віддалені від місцевого опору.

Оскільки до і після дроселювання зміна швидкості потоку досить незначна, зміною кінетичної енергії ми нехтуємо і з урахуванням нерозривності потоку, з рівняння (11.64) випливає, що:

$$h_1 = h_2, \quad (11.65)$$

тобто при адіабатному дроселюванні газу або пари ентальпія його до і після дроселювання не змінюється. Враховуючи, що для ідеального газу $h_2 - h_1 = c_p(t_2 - t_1)$, то з (11.65) можна зробити висновок, що $t_2 = t_1$, тобто при дроселюванні ідеального газу і температура має залишитися без змін. Умова (11.65) використовується при розрахунку дроселювання.

Однак після дроселювання газ не повертається у початковий стан: тиск падає ($p_2 < p_1$), питомий об'єм зростає ($v_2 > v_1$), ентропія зростає ($s_2 > s_1$). Таким чином, дроселювання реального газу є типовим необоротним процесом. При його дроселюванні температура може зменшуватись, збільшуватись або залишатися незмінною, тобто поведінка реальних газів суттєво відрізняється від поведінки ідеальних. Явище зміни температури реальних газів при дроселюванні вперше було виявлено у 1852 р. Джеймсом Прескотом Джоулем (підприємець – власник пивоварні та, одночасно, фізик-аматор) і Вільямом Томсоном та отримало назву **ефект Джоуля–Томсона**.

Рівняння (11.65) можна переписати наступним чином: $u_1 + p_1 v_1 = u_2 + p_2 v_2$ або:

$$p_2 v_2 - p_1 v_1 = l_{\text{прошт}} = u_1 - u_2. \quad (11.66)$$

Як бачимо з (11.66) робота проштовхування потоку під час дроселювання дорівнює зміні внутрішньої енергії газу. Як відомо, внутрішня енергія реального газу складається з кінетичної (функція температури) та потенціальної (функція об'єму) енергій тобто:

$$u = u_{\text{кін}} + u_{\text{ном}}.$$

Тоді зміна внутрішньої енергії потоку з врахуванням (11.66) запишеться так:

$$du = du_{\text{кін}} + du_{\text{ном}} = d(pv).$$

Отже, процес дроселювання здійснюється внаслідок дії роботи проштовхування, яка витрачається на подолання місцевого опору, перетворюючись на теплоту, що зумовлює зміну саме внутрішньої енергії речовини, оскільки, як зазначалося, відбувається адіабатний процес. Однак сама по собі рівність ентальпії не показує всіх особливостей, характерних для дроселювання. Залежно від співвідношення величин $d(pv)$, $du_{\text{ном}}$ та $du_{\text{кін}}$ можливі наступні випадки:

1. Витрата зовнішньої роботи проштовхування через звуження більша, ніж приріст внутрішньої потенціальної енергії, тобто $d(pv) > du_{\text{ном}}$. Тоді надлишок зовнішньої роботи витрачається на збільшення кінетичної енергії потоку газу і його температура при цьому зростає (**від'ємний ефект Джоуля–Томсона**).

2. Робота проштовхування витрачається тільки на розширення газу і зростання його внутрішньої енергії і тоді $d(pv) = du_{\text{ном}}$. Внутрішня кінетична енергія при цьому стала ($du_{\text{кін}} = 0$), і залишається без змін температура газу (**нульовий ефект Джоуля–Томсона**).

3. Витрата зовнішньої роботи менша, ніж приріст внутрішньої потенціальної енергії $d(pv) < du_{nom}$. У цьому випадку частина кінетичної енергії витрачається на приріст потенціальної, а температура газу знижується (**додатний ефект Джоуля–Томсона**).

Ще однією важливою характеристикою процесу дроселювання реального газу є відношення зміни температури до зміни тиску – температурний ефект дроселювання.

Розрізняють наступні ефекти дроселювання:

- диференціальний температурний, при якому температура і тиск змінюються на нескінченно малу величину;
- інтегральний температурний, коли температура і тиск змінюються на певну визначену величину.

Відношення нескінченно малої зміни температури до нескінченно малої зміни тиску при дроселюванні називають коефіцієнтом адіабатного дроселювання або **диференціальним дросель-ефектом**, запис якого має наступний вигляд:

$$\alpha_h = \left(\frac{dT}{dp} \right)_h. \quad (11.67)$$

Величину α_h часто називають коефіцієнтом Джоуля–Томсона. Вимірюючи диференціальний дросель-ефект, можна за результатами цих вимірювань побудувати h – t –діаграму досліджуваної речовини, а також визначити теплоємність c_p , питомий об'єм та інші калоричні величини (на практиці, як правило, величину α_h визначають при перепаді тисків на 1 атм.).

Кінцевий процес дроселювання характеризується **інтегральним дросель-ефектом** – як різниця температур речовини за відомими тисками до (p_1) і після (p_2) процесу дроселювання:

$$\Delta T = T_2 - T_1 = \int_{p_1}^{p_2} \alpha_h \cdot dp = \int_{p_1}^{p_2} \left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h dp = \int_{p_1}^{p_2} \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} dp \approx \alpha_h (p_2 - p_1). \quad (11.68)$$

де T_1 та T_2 – температури газу, що дроселюється, відповідно перед дроселем та за ним.

Якщо відоме рівняння стану заданої речовини, то можна провести інтегрування виразу (11.68), однак його інтегрування пов'язане зі значними труднощами.

Інтегральний дросель-ефект може мати досить велике значення. Наприклад, при адіабатному дроселюванні водяної пари від тиску 29400 кПа і температури 450 °С до тиску 98 кПа, температура пари зменшується до 180 °С, тобто падає на 270 °С. На практиці інтегральний дросель-ефект знаходять за допомогою таблиць або T – s - чи h – s -діаграм.

Використовуючи диференціальні рівняння, що зв'язують h , s , p та T , можна отримати для реального газу, для якого справедливе рівняння Ван-дер-Ваальса, наступну залежність:

$$\left(\frac{dT}{dp} \right)_h = \frac{\frac{2a}{RT} - b}{c_p}, \quad (11.69)$$

де a та b – постійні рівняння Ван-дер-Ваальса, R – газова стала, c_p – теплоємність при постійному тиску.

Оскільки при дроселюванні завжди тиск падає ($dp < 0$), а теплоємність тіла додатна ($c_p > 0$), то знак dT буде залежати від знака чисельника виразу (11.69).

При цьому для реального газу можливі такі три випадки:

- 1) $dT < 0$ при $T < 2a/Rb$;
- 2) $dT > 0$ при $T > 2a/Rb$;
- 3) $dT = 0$ при $T = 2a/Rb$.

Стан системи, в якому диференціальний дросель-ефект змінює свій знак, називається **точкою інверсії**, а температура, при якій величина $(dT/dp)_h = 0$, – **температурою інверсії**. Таким чином, температура інверсії буде дорівнювати:

$$T_{inv} = \frac{2a}{Rb}. \quad (11.70)$$

Для кожного газу існує певна температура інверсії, яка наближено складає:

$$T_{inv} = 6,75T_{кр}, \quad (11.71)$$

де $T_{кр}$ – критична температура газу, К.

Температура інверсії для всіх газів знаходиться значно вище критичної. При атмосферному тиску температура інверсії, наприклад, для водню $t_{inv} \approx -60^\circ\text{C}$, гелію $t_{inv} \approx -240^\circ\text{C}$, водяної пари $t_{inv} \approx 4097^\circ\text{C}$. При температурах $t < t_{inv}$ температура робочого тіла в процесі дроселювання зменшується.

З іншого боку, використавши диференціальний варіант другої форми рівняння енергобалансу, для ідеального газу можна записати:

$$\delta q = c_p dT - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p, \quad (11.72)$$

звідки отримаємо наступне співвідношення:

$$dh = c_p dT + \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp, \quad (11.73)$$

яке для випадку дроселювання, тобто при $dh = 0$, можна переписати у вигляді:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial p} \right)_h = \frac{T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v}{c_p} = \alpha_h. \quad (11.74)$$

Рівняння (11.74) також виражає коефіцієнт адіабатного дроселювання, але через інші термодинамічні параметри. Проаналізуємо його на предмет зміни знака. Оскільки $c_p > 0$, то знак коефіцієнта адіабатного дроселювання α_h визначається знаком величини, що знаходиться у чисельнику виразу (11.74). Можливі три випадки:

- 1) якщо $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p < \frac{v}{T}$, то $\alpha_h < 0$ – в процесі дроселювання температура речовини зростає;

- 2) якщо $\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p > \frac{v}{T}$, то $\alpha_h > 0$ – температура дросельованої речовини зменшується;

3) якщо $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p = \frac{v}{T}$, то $\alpha_h = 0$ – в процесі дроселювання температура речовини не змінюється.

Третій випадок є однією з характерних ознак ідеального газу, оскільки саме для нього може бути справедливим це відношення. Експерименти та розрахунки не виявили речовин, для яких $\alpha_h = 0$. Таким чином, ефект Джоуля–Томсона справедливий і має місце тільки для реальних газів.

Записавши чисельник рівняння (11.74) у вигляді:

$$T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v = 0, \quad (11.77)$$

отримаємо так зване **рівняння кривої інверсії** як геометричне місце точок інверсії (тобто точок, в яких $\alpha_h = 0$) на діаграмі стану заданої речовини. Як приклад на рис. 11.13, а наведена інверсійна крива для азоту в p – t -координатах.

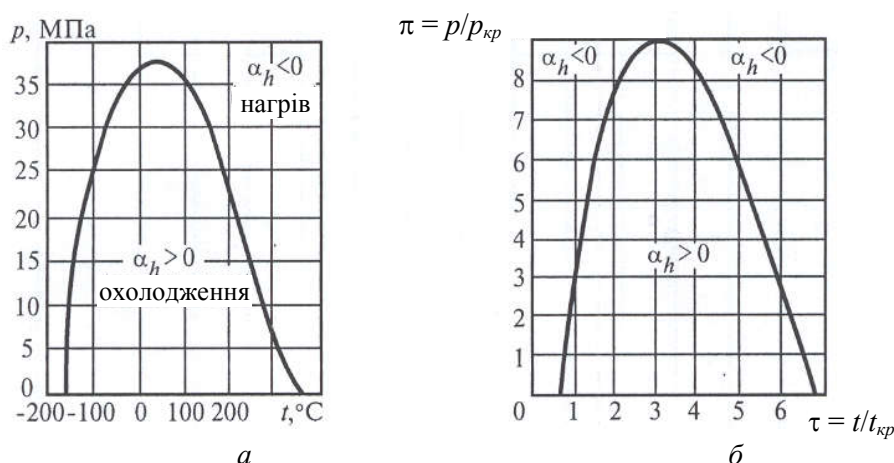


Рис. 11.13 – Криві інверсії: а) азоту в p – t -координатах; б) будь-якої речовини в узагальнених координатах

В усій області, що знаходиться під інверсійною кривою, $\alpha_h > 0$ і, таким чином, в ній при дроселюванні азот буде охолоджуватись. Зовні інверсійної кривої $\alpha_h < 0$ і тому в цій області при дроселюванні азот буде нагріватись. Таким чином, дроселювання газоподібного азоту при всіх значеннях початкової температури $t < t_{inv}$ буде супроводжуватись його охолодженням, а при $t > t_{inv}$, навпаки, – нагріванням.

Оскільки для інших робочих тіл криві інверсії мають аналогічний характер, можна стверджувати, що для всіх речовин, що знаходяться в газоподібному стані, при $t < t_{inv}$ дроселювання супроводжується охолодженням, а при $t > t_{inv}$ – нагріванням речовини. На рис. 11.13, б показана побудована в приведених координатах (π – τ) узагальнена інверсійна крива. Зрозуміло, що як і будь-яка узагальнена крива, вона має дещо наближений характер – реальні інверсійні криві різних речовин у багатьох випадках значно відхиляються від цієї узагальненої залежності, однак якісно характер кривої інверсії ця діаграма передає пра-

вильно. Як видно з неї, у досить широкій області станів величина α_h має позитивне значення, тобто більшість газів при дроселюванні повинні охолоджуватись.

Відмітимо, як уже зазначалось, що при дроселюванні ідеальних газів зміни його температури не відбувається ($\alpha_h = 0$), тому криву інверсії часом називають **лінією ідеально-газових станів**.

Якщо розглядати криву інверсії (рис. 11.14, а), то видно, що ізобари $p < p_{inv}$ пересікають її у двох точках (б та а): переміщаючись по ізобарі в область високих температур із області $\alpha_h < 0$ (нагрівання газу при дроселюванні) попадаємо в область, де $\alpha_h > 0$ (охолодження газу при дроселюванні), а потім при деяких досить високих температурах, що у декілька разів перевищують критичну, знову попадаємо в область, де $\alpha_h < 0$. При тисках $p > p_{inv}$ за будь-якої температури $\alpha_h < 0$. Точку максимуму кривої інверсії називають **критичною точкою інверсії**. Як показують розрахунки, для газу, що підпадає під рівняння Ван-дер-Ваальса, параметри критичної точки інверсії наступні:

$$p_{inv} = 9p_{кр}; \quad t_{inv} = 3t_{кр}; \quad v_{inv} = v_{кр}.$$

Крива інверсії при тиску $p = 0$ перетинається з віссю температур в двох точках: зліва – при $t_B = 0,75t_{кр}$ (область рідини) і справа – при $t_A = 6,75t_{кр}$ (область газу).

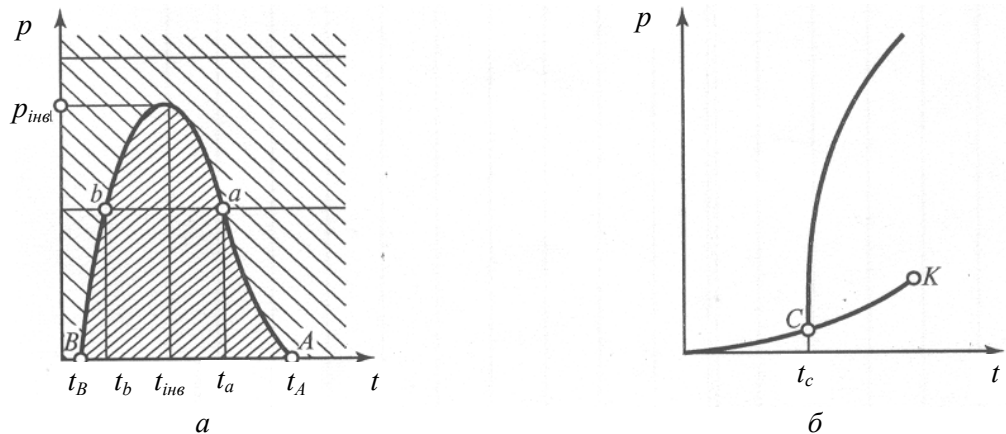


Рис. 11.14 – Характерні особливості кривої інверсії

Значення t_A для реальних газів добре узгоджується з величиною $6,75t_{кр}$, як уже раніше це відзначалося. Що стосується величини t_B , то її значення не відповідає дослідним даним.

Ліва частина кривої інверсії не доходить до осі абсцис в p - t -діаграмі, оскільки вона у деякій точці С пересікається з лінією насичення (рис. 11.14, б). Значення температур цієї точки дотику для різних речовин різні, наприклад, для води вона становить $t_C = 235^\circ\text{C}$.

Адіабатне дроселювання може бути використане як ефективний спосіб охолодження газів, зрозуміло, якщо цей процес буде здійснюватись в області під кривою інверсії.

2. Ізотермічне дроселювання. Як уже зазначалося, адіабатне дроселювання є одним із часткових випадків процесів дроселювання, які відрізняються кількістю теплоти, що підводиться до речовини в ході цих процесів. Зрозуміло, що якщо є підведення або від-

ведення теплоти через стінки каналу при дроселюванні, то умова ізоентальпійності, справедлива для адіабатного дроселювання не виконується і ентальпія газу при цьому змінюється. Цікавим частковим випадком процесу дроселювання є ізотермічне дроселювання – процес, в якому до газу (рідини) підводиться така кількість теплоти, щоб його температура за дроселем була рівна температурі перед ним. Ізотермічне дроселювання використовується, головним чином, в теплофізичних експериментах. Коефіцієнт ізотермічного дроселювання (ізотермічний дросель-ефект) визначається наступним чином:

$$\alpha_t = \left(\frac{dh}{dp} \right)_t. \quad (11.78)$$

Величина α_t характеризує зміну ентальпії речовини при зменшенні тиску в процесі ізотермічного дроселювання, тобто:

$$\alpha_t = T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p - v. \quad (11.79)$$

3. Температура адіабатного гальмування. Процеси гальмування мають свої специфічні особливості обміну енергією і вимагають окремого розгляду. Достатньо сказати, що для таких процесів існують поняття як адіабатне гальмування потоку, ентальпія та температура адіабатного гальмування тощо.

Відомо, що при зустрічі газового потоку з будь-якою перешкодою, відбувається його гальмування. При цьому кінетична енергія потоку переходить у теплову, що впливає з рівняння енергії в записі для двох довільних точок адіабатної течії:

$$h_1 + \frac{w_1^2}{2} = h_2 + \frac{w_2^2}{2} = \text{const}. \quad (11.80)$$

Якщо газ у потоці можна розглядати як ідеальний, а його теплоємність прийняти постійною і незалежною від температури, то ентальпія такого газу дорівнюватиме $h = c_p \cdot T$, і рівняння (11.80) можна записати у наступному вигляді:

$$T + \frac{w^2}{2c_p} = \text{const}. \quad (11.81)$$

З цього виразу видно, що якщо адіабатний потік ідеального газу, при температурі T , раптово повністю гальмується ($w = 0$), то температура такого зупиненого потоку (її називають **температурою адіабатного гальмування**) буде дорівнювати:

$$T_{\text{адіаб.гальм.}} = T^* = T + \frac{w^2}{2c_p}. \quad (11.82)$$

З цього рівняння випливає, що завжди $T^* > T$. Оскільки для ідеального газу показник адіабати $k = c_p/c_v$, та, відповідно до рівняння Майєра $c_p - c_v = R$, тоді:

$$c_p = \frac{k}{k-1} \cdot R. \quad (11.83)$$

Рівняння (11.82) може бути записано у наступному вигляді:

$$T^* = T + \frac{k-1}{2k \cdot R} \cdot w^2. \quad (11.84)$$

З урахуванням того, що для ідеального газу справедливий вираз $a_{36} = \sqrt{k \cdot R \cdot T}$, то залежність (11.84) для температури адіабатного гальмування може бути перетворена наступним чином:

$$T^* = T \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot M^2 \right). \quad (11.85)$$

Поняття про температуру адіабатного гальмування широко використовується у різних аеро- та газодинамічних розрахунках. Так, до прикладу, якщо розглядати політ літака на висоті 7,5 км, де температура атмосфери $T = 240$ К, зі швидкістю $M = 2$, то температура гальмування буде відповідати $T^* = 432$ К. Будь-який вимірювальний прилад, що розміщується в потоці, показує температуру, яка близька до температури адіабатного гальмування.

Контрольні питання

1. Надайте характеристику відкритих термодинамічних систем. Наведіть визначення стаціонарного потоку. Запишіть рівняння нерозривності потоку в диференціальній та інтегральній формах. Які ще використовують залежності для аналізу потоку?
2. Запишіть вираз першого закону термодинаміки для потоку. Що таке робота протитовхування? Які ще складові роботи виникають при переміщенні потоку?
3. Що таке наявна робота? Як вона зображується в p - v -координатах? Запишіть формулу для зв'язку наявної і деформаційної роботи.
4. Що таке сопло і дифузор? Для чого вони використовуються?
5. Запишіть вирази для визначення швидкості та масової витрати газу при течії каналами. Що таке глибина або степінь розширення газу?
6. Що таке критична швидкість? Чому у звужених соплах неможливо досягти швидкості, більшої за швидкість звуку? Чим відрізняються між собою сопло та дифузор?
7. Як змінюється площа поперечного перерізу сопла від швидкості витікання? Що таке число Маха? Що таке місцева швидкість звуку, від чого вона залежить?
8. Що таке сопло Лавалю? Як визначаються його геометричні розміри? За яких умов режим витікання в соплі стає неможливим для розрахунку? Чим відрізняються між собою розрахункове та нерозрахункове сопло?
9. Принцип дії комбінованих сопел: теплових, механічних та витратних.
10. Чим відрізняється оборотний і необоротний режими адіабатного витікання водяної пари? Наведіть формули визначення дійсної швидкості витікання пари. Як визначити коефіцієнт корисної дії каналу?
11. Що таке дроселювання, від'ємний, нульовий та додатний ефекти дроселювання?
12. Як довести, що процес адіабатного дроселювання ідеального газу є ізентальпійним?
13. Запишіть вираз для диференціального дросель-ефекту. Чим різняться між собою диференціальний та інтегральний дросель-ефект? Що таке температура і крива інверсії?
14. Проаналізуйте за допомогою h - s -діаграми оборотний та необоротний адіабатні процеси витікання водяної пари. Що таке коефіцієнт витікання і швидкісний коефіцієнт сопла?