МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Тернопільський національний технічний університет
імені І. Пулюя

Конспект лекцій з дисципліни
«ТЕПЛОТЕХНІКА»

для студентів денної та заочної форми навчання,
спеціальності 181 «Харчові технології»

Розробив ст. викл., к.т.н. Кравець О.І.

Розглянуто методичною комісією каф.
обладнання харчових технологій
Протокол № 5 від 22 березня 2017 р.

Затверджено на засіданні кафедри
обладнання харчових технологій
Протокол № 10 від 22 березня 2017 р.

З М І С Т

ЛЕКЦІЯ № 1.		**ТЕМА 1**		**МЕТА ВИВЧЕННЯ КУРСУ. ІСТОРІЯ ВИВЧЕННЯ. ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ.**		**ст. 2**
				1.1. Мета вивчення курсу. 1.2.Історія вивчення. 1.3. Питомий об'єм. 1.4. Тиск. *1.4. Температура.* 1.6. Теплоємність. 1.7. Ентропія. 1.8. Ексергія.		
ЛЕКЦІЯ № 2.		**ТЕМА 2**		**ОСНОВИ ТЕПЛООБМІНУ**		**ст. 9**
				2.1. Теплопровідність. *2.1.1. Закон Фур'є.* *2.1.2. Диференціальне рівняння теплопровідності.* *2.1.3. Теплопровідність плоскої стінки.* *2.1.4. Теплопровідність багатошарової стінки.* *2.1.5 Теплопровідність через циліндричну стінку .* *2.1.6. Теплопровідність тіл з внутрішнім джерелом теплоти.* 2.2. Конвективний теплообмін *2.2.1. Закон Ньютона-Ріхмана* *2.2.2. Вільна та вимушена конвекція* *2.2.3. Основні поняття теорії подібності*		
ЛЕКЦІЯ № 3.		**ТЕМА 2**		**ОСНОВИ ТЕПЛООБМІНУ (продовження)**		**ст. 21**
				2.3. Променистий (радіаційний) теплообмін. *2.3.1. Закони променистого теплообміну.* *2.3.2. Теплообмін між двома тілами.* 2.4. Теплопередача. 2.4.1 Теплопередача через плоску стінку. *2.4.2 Теплопередача через циліндричну стінку.* *2.4.3. Шляхи інтенсифікації теплопередачі.* *2.4.4. Принцип розрахунку теплообмінних апаратів.*		
ЛЕКЦІЯ № 4.		**ТЕМА 3**		**ІДЕАЛЬНІ ГАЗИ І ГАЗОВІ СУМІШІ**		**ст. 37**
				3.1. Вивід основного рівняння кінетичної теорії газів 3.2. Газова стала та її фізична суть 3.3. Суміші ідеальних газів		
ЛЕКЦІЯ № 5.		**ТЕМА 4**		**РЕАЛЬНІ ГАЗИ. ВЛАСТИВОСТ ТА ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ВОДЯНОЇ ПАРИ**		**ст. 42**
				4.1. Властивості реальних газів.		

ЛЕКЦІЯ № 6.		**ТЕМА 4**		**РЕАЛЬНІ ГАЗИ. ВЛАСТИВОСТІ І ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ВОДЯНОЇ ПАРИ (продовження)**		**ст. 45**
				4.2. Властивості і процеси водяної пари. *4.3 Термодинамічні процеси у водяній парі.*		
ЛЕКЦІЯ № 7.		**ТЕМА 5**		**ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВОЛОГОГО ПОВІТРЯ**		**ст. 51**
				5.1. Параметри вологого повітря. *5.2. Температура мокрого термометра.* *5.3. H-d діаграма вологого повітря.* *5.4 Визначення вологості повітря за температурою мокрого і сухого термометрів.*		
ЛЕКЦІЯ № 8.		**ТЕМА 6**		**ПАЛИВО І ПРОЦЕСИ ГОРІННЯ ПАЛИВА.**		**ст. 56**
				6.1 Основні характеристики. *6.2. Горіння палива.* 6.3. Витрати повітря для горіння палива.		
ЛЕКЦІЯ № 9.		**ТЕМА 7**		**ГАЗОТУРБІННІ І ПАРОСИЛОВІ УСТАНОВКИ**		**ст. 61**
				7.1. Принцип дії паросилових установок. *7.2. Цикл Ренкіна паросилової установки.* *7.3. Цикл з вторинним перегрівом пари.* *7.4. Теплофікаційний цикл.*		

ЛЕКЦІЯ № 1.

ТЕМА 1. МЕТА ВИВЧЕННЯ КУРСУ. ІСТОРІЯ ВИВЧЕННЯ. ОСНОВНІ ВИЗНАЧЕННЯ.

План

1.1. Мета вивчення курсу.

1.2.Історія вивчення.

1.3. Питомий об'єм.

1.4. Тиск.

1.4. Температура.

1.6. Теплоємність.

1.7. Ентропія.

1.8. Ексергія.

1.1. Мета вивчення курсу

Теплотехніка - наука, яка вивчає методи отримання, перетворення, передачі і використання теплоти, а також принципи дії та конструктивні особливості теплових машин, апаратів і пристроїв. Теплота використовується у всіх областях діяльності людини. Для встановлення найбільш раціональних способів його використання, аналізу економічності робочих процесів теплових установок і створення нових, найбільш досконалих типів теплових агрегатів необхідна розробка теоретичних основ теплотехніки. Розрізняють два принципово різних напрямки використання теплоти - енергетичне і технологічне. При енергетичному використанні, теплота перетворюється в механічну роботу, за допомогою якої в генераторах створюється електрична енергія, зручна для передачі на відстань. Теплоту при цьому отримують спалюванням палива в котельних установках або безпосередньо в двигунах внутрішнього згоряння. При технологічному - теплота використовується для спрямованого зміни властивостей різних тіл (розплавлення, затвердіння, зміни структури, механічних, фізичних, хімічних властивостей).

1.2. Історія вивчення

Теплотехніка, як наука вивчає методи використання хімічної енергії палива, закони перетворення цієї енергії в теплову, речовини, які приймають участь в цих перетвореннях, а також принципи роботи і конструкції машин і апаратів, які служать для перетворення хімічної енергії в теплову і механічну.

Теоретичною основою теплотехніки є термодинаміка і теорія теплообміну.

Основна задача технічної термодинаміки- вивчення закономірності перетворення теплоти в роботу.

Першою роботою, яка положила початок розвитку термодинаміки була робота С.Карно. "Роздуми про рушійну силу вогню і про машини, які можуть розвивати цю силу".

Карно поставив питання: "чи обмежена рушійна сила теплоти чи вона не має границь; чи має межу можливе удосконалення машини, межу, яку неможливо перейти по самій природі речей ніяким чином, або ж навпаки ці покращення можуть бути безмежно продовженими."

Технічна термодинаміка є феноменологічною теорією макроскопічних процесів, які супроводжуються перетворенням енергії і вивчає властивості тіл не опираючись на будь-які

представлення про їх структуру. Вона не розглядає механізм явищ, не цікавиться внутрішньою будовою тіл. Вона досліджує явища які безпосередньо спостерігаються на практиці і проходять з тілами, масштаби яких звичні для людини і оперує тільки з такими величинами, які можуть бути безпосередньо виміряні, або вивчені за допомогою інших залежностей.

При розгляді процесів перетворення теплоти в роботу із сукупності матеріальних тіл виділяють термодинамічну систему - тіла, які знаходяться в тепловій і механічній взаємодії між собою і з навколишнім середовищем і є об'єктом вивчення.

За участю окремих тіл, які входять в термодинамічну систему, їх поділяють на робочі тіла (*РТ*), джерела теплоти (*ДТ*) і об'єкти роботи (*ОР*).

Повністю стан тіла може бути охарактеризований трьома параметрами стану:

υ – питомий об'єм, $м^3/кг$;

T – абсолютна температура, $К$;

p – тиск, $Па$.

1.3. Питомий об'єм

Питомий об'єм – це об'єм, який займає 1 кг речовини і є величиною оберненою до густини тіла.

$$\upsilon = \frac{1}{\rho}. \tag{1.1}$$

1.4. Тиск

Тиск з точки зору молекулярно-кінетичної теорії є середнім результатом ударів молекул газу, які перебувають в неперервному хаотичному русі:

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m \cdot w^2}{2}, \tag{1.2}$$

де n – число молекул в одиниці об'єму;

m – маса молекул, кг;

w- швидкість руху, м/с.

Отже, тиск дорівнює 2/3 кінетичної енергії поступального руху молекул в одиниці об'єму.

Для вимірювання тиску використовують наступні одиниці вимірювання: Паскаль (*Па*), $Н/м^2$; фізична атмосфера (*ф.атм*); бар; технічна атмосфера (*ат*); міліметри ртутного стовпчика (*мм.рт.ст.*), міліметри водного стовпчика (*мм.вод.ст*).

При переводі в $н/м^2$ показів ртутних барометрів потрібно враховувати те, що з підвищенням температури повітря, ртуть розширюється. Тому необхідно робити приведення показів барометра до 0^0С.

$$B_0 = B\left(1 - 0{,}000172t\right),$$

де B– висота стовпа ртуті при $t\ ^0$С.

Співвідношення між величинами для вимірювання тиску наступні:

1 $ат = 1\ кГ/см^2$;

1 *ф.ат.* = 1,033 $кГ/см^2$ = 760мм.рт.ст. = 1,013 бар– середній атмосферний тиск на рівні моря при $t^0=0^0$; (нормальний атмосферний тиск)

1 *ат.* = 735,6 *мм.рт.ст.* = 10 *м.вод.ст.*;

1 *бар* = 10^5 $Н/м^2$ = 750 *мм.рт.ст.* = 10200 *мм.вод.ст*.

Прилади для вимірювання тиску, рівного тиску навколишнього середовища називають барометрами, надлишкового тиску манометрами, а різниці тиску між тиском навколишнього середовища і робочого тіла вакуумметрами.

Параметром стану є абсолютний тиск.

1.4. Температура

Температура – характеризує степінь нагрітості тіл і є мірою середньої кінетичної енергії руху молекул.

Параметром стану є абсолютна температура.

$$\frac{m \cdot w^2}{2} = \frac{3 \cdot k \cdot T}{2}, \tag{1.3}$$

де k – постійна Больцмана $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *Дж*.

Для вимірювання температури використовуються дві термодинамічні шкали: термодинамічна шкала, основана на другому законі термодинаміки (градуси Кельвіна) і міжнародна практична шкала, яка одержана за допомогою реперних (опорних) точок. За 0 ^{0}C прийнято температуру танення льоду, за 100 ^{0}C – температуру кипіння води.

Крім стоградусної шкали в США користуються шкалою Фаренгейта ^0F. Температура танення льоду відповідає 32 ^0F, а кипіння води – 212 ^0F.

$$t\,^0C = \frac{t^0F - 32}{1{,}8}.$$

Основні термодинамічні параметри стану p, υ, T взаємозв'язані $F(p, \upsilon, T) = 0$.

Під рівновагою системи розуміють такий стан, при якому у всіх точках об'єму тиск, температура, питомий об'єм та всі інші властивості одинакові

Врівноваженим термодинамічним станом називається стан робочого тіла, який не змінюється в часі без зовнішньої енергетичної дії.

Якщо термодинамічна система не взаємодіє з навколишнім середовищем, то її називають ізольованою або замкнутою

Якщо зовнішні умови, в яких знаходиться термодинамічна система змінюється, то буде змінюватися і стан системи.

Послідовність змін стану системи складає *термодинамічний процес*.

Порушення рівноваги спричиняє виникнення в середині системи процесів, які протидіють відхиленню від стану рівноваги.

Якщо в процесі виконання роботи система послідовно проходить через врівноважені стани, то такий процес називається врівноваженим.

Якщо нескінченно мале розширення системи проходить в зовнішньому середовищі, яке знаходиться під одним і тим же тиском p, то збільшення об'єму системи супроводжується виконанням роботи.

Оборотним називається процес, який може проходити як в прямому так і в зворотному напрямі так, що при зворотному напрямі система проходить всі ті ж врівноважені стани, що і при прямому. В ході прямого і зворотного процесу як в навколишній системі так і в самому тілі не виникає ніяких залишкових змін. Процеси, які не задовольняють цій умові називають необоротними.

Оборотний процес, зокрема, характеризується тим, що виконаної в ході цього процесу роботи достатньо для того, щоб повернути систему при тих же самих зовнішніх умовах в попередній стан. Мірою необоротності процесу може послужити величина додаткової зовнішньої дії, яка необхідна для того, щоб повернути робоче тіло в попередній стан.

Оборотним процесом може бути тільки процес врівноважений.

Теплота і робота представляють дві форми передачі енергії від одного тіла або системи до іншого.

1.6. Теплоємність

Під питомою теплоємністю або просто теплоємністю розуміють кількість теплоти, яку можна надати (або відняти) одиниці речовини (1 *кг*, 1 $м^3$, 1 *кмоль*), щоб змінити його температуру на 1 ^0C.

Тепломісткість тіла, яка відповідає безконечно малій зміні температури, називається істинною теплоємністю:

$$C = \frac{\delta Q}{dt}.$$

Теплоємність тіла, яка відповідає зміні температури на кінцеву величину називається середньою теплоємністю.

$$C_m = \frac{Q}{t_2 - t_1}.$$

Якщо теплоємність відноситься до 1 *кг* газу, таку теплоємність прийнято називати масовою теплоємністю і позначати буквою *c*.

Теплоємність 1 $м^3$ при нормальних умовах називають об'ємною теплоємністю, позначається c', $Дж/м^3 \cdot К$.

Теплоємність 1 *кмоля* тіла називається мольною теплоємністю μc, $\frac{Дж}{кмоль \cdot К}$.

Із цих визначень витікає наступний зв'язок:

$$c = \frac{\mu c}{\mu}, \quad c' = \frac{\mu c}{22{,}4}.$$

Оскільки теплота залежить від процесу, то теплоємність є функція процесу.

Теплоємність в ізохорному процесі позначають з індексом υ, в ізобарному з індексом *p*.

Наприклад:

μc_υ – мольна середня теплоємність при постійному об'ємі.

Ізобарна та ізохорна теплоємність зв'язані між собою рівнянням Майєра.

$$c_p = c_\upsilon + R.$$

Відношення теплоємностей позначається буквою *k* і називається показником адіабати.

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

Для одноатомних газів $k = 1{,}67$, двоатомних – $k = 1{,}4$, трьохатомних – $k = 1{,}29$.

Для визначення теплоємності газової суміші необхідно знати склад газової суміші і теплоємності компонентів.

Очевидно, що для збільшення температури газової суміші на 1^0 необхідно збільшити на 1^0 температуру кожного газу суміші.

На нагрів кожного газу в суміші необхідна кількість тепла рівна $c_i M_i$,

де c_i – теплоємність *i*-го елементу;

M_i – маса *i*-го елементу.

Тоді

$$M_m c_m = \sum_{i=1}^{i=n} M_i c_i,$$

де M_m – маса суміші;

c_m – теплоємність суміші.

Розділивши ліву і праву частини на M_m одержимо:

$$c_m = \sum_{i=1}^{i=n} g_i \cdot c_i .$$

Якщо склад суміші заданий об'ємними долями, то об'ємну теплоємність суміші можна визначити за формулою:

$$c'_m = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \cdot c_i ,$$

де $c_i^{'}$ – об'ємна теплоємність *k*-го газу, який входить в суміш.

Мольна теплоємність суміші:

$$\mu c_m = \sum_{i=1}^{i=n} r_i \cdot (\mu c)_i .$$

1.7. Ентропія

Якщо в рівнянні першого закону термодинаміки (1.17) ліву і праву частину поділити на *T*, одержимо:

$$\frac{\delta q}{T} = \frac{du}{T} + \frac{p d\upsilon}{T}$$

Як буде показано далі, для ідеального газу $du = c_\upsilon dT$, а вираз $\frac{p d\upsilon}{T}$ із рівняння стану ідеального газу можна представити, як $R\frac{d\upsilon}{\upsilon}$.

Тоді $$\frac{\delta q}{T} = c_\upsilon \frac{dT}{T} + R\frac{dV}{V} .$$

Вираз $\frac{\delta q}{T}$ при врівноваженому стані є повний диференціал деякої функції стану, яка називається ентропією, для одного кілограму газу позначається через *s* і вимірюється в *Дж/(кг·К)*.

$$ds = \frac{\delta q}{T}$$

Подібно до довільної іншої функції стану ентропія може бути представлена в вигляді функції довільних двох параметрів стану:

$$S = f(p,\upsilon);\ S = f(p,T);\ S = f(\upsilon,T).$$

Значення ентропії для заданого стану визначається інтегруванням рівняння

$$S = \int \frac{\delta q}{T} + S_0 ,$$

де S_0 – константа інтегрування.

При температурах, близьких до абсолютного нуля, всі відомі речовини знаходяться в конденсованому стані.

В Нернст (1906р) експериментально встановив, а М.Планк (1912р) повністю сформулював наступний принцип: при температурі, яка прямує до абсолютного нуля, ентропія речовини, яка знаходиться в конденсованому стані з впорядкованою кристалічною структурою прямує до нуля. $S_0 = 0$ при $T = 0$ *K*.

Цей закон називається третім законом термодинаміки або тепловою теоремою Нернста.

1.8. Ексергія

Для оцінки ефективності термодинамічних машин необхідно знати, яку максимальну роботу можна одержати. Очевидно, що максимальна кількість роботи буде одержана при оборотному переході робочого тіла із початкового стану p_1, T_1 в кінцевий стан p_0, T_0, який знаходиться в рівновазі з навколишнім середовищем.

Така максимальна робота одержала назву – ексергія.

Ексергія речовини є максимальна робота, яку може виконати робоче тіло в оборотному процесі з навколишнім середовищем в якості джерела дармової теплоти, якщо в кінці цього процесу всі враховані в ньому види матерії переходять в стан термодинамічної рівноваги зі всіма компонентами навколишнього середовища.

Види ексергії. Ексергія ділиться на два основних види: ексергія видів енергії, яка не характеризується ентропією, для якої вона рівна самій енергії $e=E$ (механічна, електрична та інш.) і ексергія видів енергії, які характеризуються ентропією (внутрішня енергія, енергія випромінювання, термомеханічна, нульова).

Ексергія останніх видів енергії поділяється на ексергію речовини в замкнутому об'ємі, ексергію потоку речовини і ексергію потоку енергії.

Ексергія речовини в замкнутому об'ємі e_υ розглядається в закритих системах. Визначимо максимальну роботу, яку може здійснити речовина з початковими параметрами P, υ, T, u, h, S при оборотному переході в рівновагу з навколишнім середовищем, яке має параметри $P_0, \upsilon_0, T_0, u_0, h_0, S_0$. Для того, щоб речовина прийшла в рівновагу з навколишнім середовищем, необхідно змінити її внтрішню енергію за рахунок підведення (або відведення) до неї теплоти або за рахунок виконання нею роботи.

В оборотному процесі підведення теплоти до речовини проходить при постійній температурі, рівній температурі навколишнього середовища. Тоді ексергія речовини в замкнутому об'ємі de_υ ,буде рівна роботі dl зменшеній на роботу, яку необхідно затратити на подолання тиску навколишнього середовища $p_0 d\upsilon$,

$$de_\upsilon = \delta l - p_0 d\upsilon = \delta q - du - p_0 d\upsilon,$$

або після інтегрування

$$e_\upsilon = T_0\left(S_0 - S\right) - \left(U_0 - U\right) - p_0\left(\upsilon_0 - \upsilon\right) = \left(u - u_0\right) - T_0\left(S - S_0\right) + p_0\left(\upsilon - \upsilon_0\right).$$

Рівняння можна записати так

$$e_\upsilon = u - T_0 S + p_0\upsilon + e_0$$

де $e_0 = -u_0 + T_0 S_0 - p_0\upsilon_0 = const$, і відповідно, є параметром стану речовини і середовища – ексергатичною функцією.

Для визначення термомеханічної ексергії потоку речовини необхідно знайти максимальну роботу його при оборотному переході від даного стану, який характеризується параметрами p, υ, T, u, h і s до врівноваженого стану, тобто з параметрами $p_0, \upsilon_0, T_0, u_0, h_0$ і s_0.

Ця робота буде рівна роботі $p\upsilon$ мінус робота $p_0\upsilon$, затрачена на подолання тиску середовища,

$$p\upsilon - p_0\upsilon = \upsilon\left(p - p_0\right).$$

Відповідно, ексергія потоку речовини

$$e = e_\upsilon + \upsilon\left(p - p_0\right).$$

Підставляючи в рівняння значення e_υ, одержимо

$$e = \left(u + p\upsilon\right) - T_0 S - u_0 + T_0 s_0 + p_0\upsilon.$$

$$e = h - T_0 S + e_0,$$

де $e_0 = -u_0 + T_0 S_0 - p_0\upsilon_0$

$$\Delta e = \Delta h - T_0 \Delta S . \quad (7.4)$$

Нульова ексергія e_0 зв'язана із встановленням рівності хімічних потенціалів між відповідними компонентами речовини і навколишнього середовища і вимірюється кількістю роботи, яка може бути одержана в оборотному процесі встановлення рівноваги компонентів речовини із відповідними компонентами навколишнього середовища.

Ексергія теплового потоку *q* розраховується за рівнянням

$$e_q = \sum_{i=1}^{i=n} \delta q_1 \frac{T_1 - T_0}{T_i} = \sum_{i=1}^{i=n} \delta q \tau_{ei} ,$$

де $t_{ei} = 1 - \left(T_0 / T\right)$ називається ексергетичною температурною функцією.

Зокрема при *T*=*idem* і $\tau_e = 1$ формула (7.5) буде мати вигляд.

$$e_q = q\tau_e .$$

Функція τ_e має універсальне значення: вона придатна для оцінки максимальної роботоздатності в кругових і розімкнутих термодинамічних процесах.

Зміна ексергії потоку робочого тіла в ізобарному процесі рівна ексергії e_q зв'язаного з цим процесом теплового потоку.

Ексергія випромінювання e_E визначається максимальною роботою, яка може бути виконана в оборотному процесі приведення цього випромінювання в стан рівноваги з навколишнім середовищем.

$$eE = Ec_0 \left\{ \left(\frac{T}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^4 - \frac{4}{3} T_0 \left[\left(\frac{T}{100} \right)^3 - \left(\frac{T_0}{100} \right)^3 \right] \right\},$$

де *E* – степінь чорноти поверхні;

C_0 – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

ЛЕКЦІЯ № 2.

ТЕМА 2. ОСНОВИ ТЕПЛООБМІНУ

План

2.1. Теплопровідність.

2.1.1. Закон Фур'є.

2.1.2. Диференціальне рівняння теплопровідності.

2.1.3. Теплопровідність плоскої стінки.

2.1.4. Теплопровідність багатошарової стінки.

2.1.5 Теплопровідність через циліндричну стінку .

2.1.6. Теплопровідність тіл з внутрішнім джерелом теплоти.

2.2. Конвективний теплообмін

2.2.1. Закон Ньютона-Ріхмана

2.2.2. Вільна та вимушена конвекція

2.2.3. Основні поняття теорії подібності

2.1. Теплопровідність

Якщо у твердому тілі, нерухомій рідині або газі температура в різних точках не однакова, то теплота буде переходити від ділянки тіла з більшою температурою до ділянки тіла з меншою температурою. Такий процес передачі теплоти називається теплопровідністю. Теплота при цьому передається за рахунок руху і взаємодії елементарних частинок - електронів.

Необхідною умовою процесу теплопровідності є різниця температури в різних точках тіла. В загальному випадку температура є функцією координат і часу:

$$t = f(x, y, z, \tau).$$

Сукупність значень температури для всіх точок простору в даний момент часу називається температурним полем.

Якщо температура тіла не змінюється в часі, то таке температурне поле називається стаціонарним, якщо змінюється – не стаціонарним.

Температура може бути функцією однієї, двох або трьох координат. Відповідно цьому температурне поле може бути одновимірним, двовимірним і тривимірним.

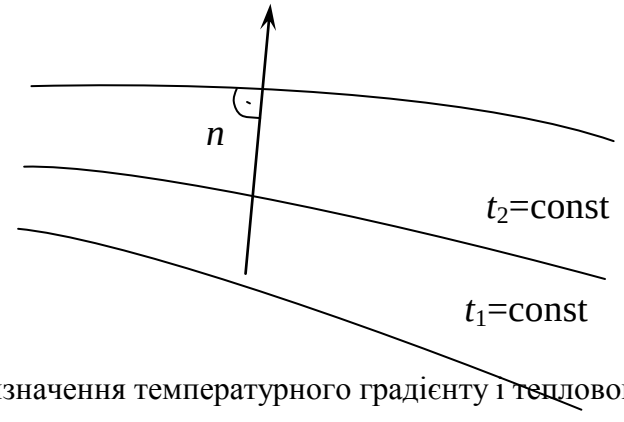


Рис. 2.1. До визначення температурного градієнту і теплового потоку.

При довільному температурному полі в тілі можна знайти точки з однаковою температурою. Геометричне місце таких точок утворює ізотермічну поверхню (рис. 2.1). Очевидно, що передача теплоти може відбуватися тільки від поверхні з більшою температурою до іншої з меншою температурою. Кількість переданої теплоти буде залежати від різниці температур між цими ізотермічними поверхнями і від віддалі між ними.

Границя відношення зміни температур Δt між двома ізотермічними поверхнями до віддалі між ними Δn взятій по нормалі називається температурним градієнтом.

$$\lim_{\Delta n \to 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n} = grad\ t\,.$$

Температурний градієнт є вектором, направленим по нормалі до ізотермічної поверхні в сторону збільшення температури.

Теплота поширюється в сторону протилежну градієнту температури, тобто в сторону меншої температури. Кількість теплоти, яка переноситься через будь-яку ізотермічну поверхню за одиницю часу називається тепловим потоком Q [$Вт$]

Тепловий потік віднесений до одиниці площі називається густиною теплового потоку q. Густина теплового потоку величина векторна і направлена в сторону поширення тепла.

2.1.1. Закон Фур'є

Фур'є експериментально встановив, що *кількість переданої теплоти пропорційна падінню температури, часу і площі січення, перпендикулярно направленого напряму поширення теплоти.*

$$Q = \lambda F \tau\ grad\ t\,, \tag{2.3}$$

Для густини теплового потоку закон Фур'є буде мати вигляд:

$$\vec{q} = -\lambda\ \vec{grad}\ t\,, \tag{2.4}$$

де λ – називається коефіцієнтом теплопровідності, $\frac{Вт}{м \cdot К}$.

Знак "–" показує, що напрям поширення теплового потоку і напрям градієнту температури – протилежні.

Коефіцієнт теплопровідності є фізичною властивістю речовини і характеризує її здатність проводити тепло:

$$\lambda = -\frac{(\vec{q})}{gradt} = \frac{Q}{F\tau\ gradt}.$$

Значення коефіцієнта теплопровідності представляє собою кількість теплоти, яка проходить через одиницю площі ізотермічної поверхні за одиницю часу при температурному градієнті рівному одиниці.

Для різних матеріалів коефіцієнт теплопровідності різний і в загальному випадку залежить від структури, густини, температури, вологості і тиску.

В зв'язку з тим, що в процесах теплообміну температура тіла змінюється і неоднакова в різних частинах тіла, то в першу чергу необхідно знати залежність коефіцієнту теплопровідності від температури. Для металів ця залежність майже лінійна

$$\lambda = \lambda_0[1 + b(t - t_0)],$$

де λ_0 – коефіцієнт теплопровідності при температурі t_0;

b – постійна, яка визначається дослідним шляхом.

Коефіцієнт теплопровідності газів лежить в межах $0{,}005 \div 0{,}5$ *Вт/м·К*. З підвищенням

температури коефіцієнт теплопровідності росте.

Коефіцієнт теплопровідності краплевих рідин лежить в межах $0{,}08 \div 0{,}7 Вт/м{\cdot}К$. З підвищенням температури зменшується, за виключенням води і гліцерину.

Коефіцієнт теплопровідності металів лежить в межах $20 \div 400 Вт/м{\cdot}К$. Найбільш теплопровідним металом є срібло (λ=410) потім чиста мідь (λ=395), золото (λ=300), алюміній (λ=210).

Для більшості металів при збільшенні температури коефіцієнт теплопровідності падає. Коефіцієнт теплопровідності падає при наявності в металі різних домішок. Так коефіцієнт теплопровідності для чистої міді
λ = 395$Вт/м{\cdot}К$, а для міді зі слідами миш'яку λ=142$Вт/м{\cdot}К$.

2.1.2. Диференціальне рівняння теплопровідності

Розглянемо передачу теплоти за рахунок теплопровідності через елементарний кубик з гранями *dx, dy, dz*, приймаючи, що коефіцієнт теплопровідності λ, питома теплопровідність *Ср* і густина ρ постійні (рис. 2.2).

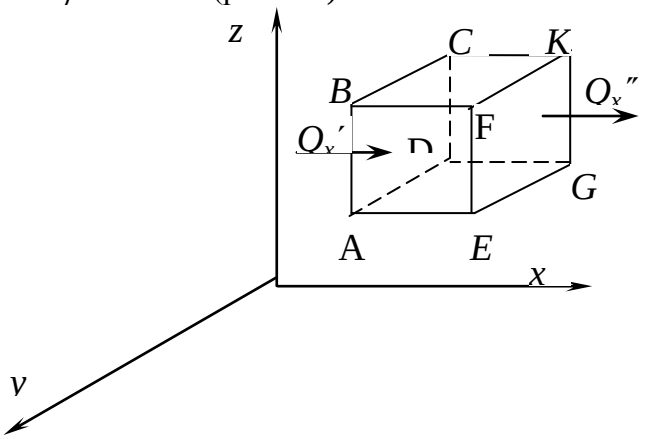


Рис. 2.2. До виводу диференціального рівняння теплопровідності.

Визначимо потік теплоти через грані елемента в результаті теплопровідності. Згідно закону Фур'є кількість теплоти, яка проходить через грань *АВСД* в направленні осі *Х* рівна

$$Q_ч = -\lambda \frac{\partial t}{\partial x}\, dy\, dz\, d\tau, \tag{2.7}$$

а через грань *EFGK*, яка має температуру $t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$ за цей же час

$$Qx'' = -\lambda \frac{\partial}{\partial x}\left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) dy\, dz\, d\tau \cdot \tag{2.8}$$

Віднімаючи від рівняння (2.7) рівняння (2.8) одержимо:

$$dQx = Qx' - Qx'' = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2}\, dx\, dy\, dz\, d\tau . \tag{2.9}$$

Аналогічно в напрямі осей *У* і *Z*

$$dQy = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2}\, dx\, dy\, dz\, d\tau, \tag{2.10}$$

$$dQz = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}\, dx\, dy\, dz\, d\tau \quad . \tag{2.11}$$

Кількість теплоти, яка залишилася в цьому об'ємі:

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \left(\lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dx\, dy\, dz\, d\tau . \tag{2.12}$$

В результаті цього температура тіла зміниться

$$dQ = Cp\rho \frac{Dt}{d\tau}\, dx\, dy\, dz\, d\tau , \tag{2.13}$$

а значить

$$Cp\rho \frac{Dt}{d\tau}\, dx\, dy\, dz\, d\tau = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) \cdot dx\, dy\, dz\, d\tau \cdot$$

Після скорочення одержимо:

$$\frac{Dt}{d\tau} = \frac{\lambda}{Cp\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a\nabla^2 t , \tag{2.14}$$

де $a = \dfrac{\lambda}{Cp\rho}$ - коефіцієнт температуропровідності.

$\nabla^2 t$ – оператор Лапласа.

Одержане рівняння називається диференційним рівнянням теплопровідності Фур'є–Кірхгофа.

Для того, щоб розв'язати рівняння теплопровідності в кожному конкретному випадку необхідно поставити умови однозначності. Умови однозначності включають:

- геометричні умови, які характеризують розміри і положення системи;
- фізичні умови, які визначають теплофізичні параметри тіла (коефіцієнт теплопровідності, густина, теплоємність);
- початкові умови, які описують розприділення температури в тілі в початковий момент часу;
- граничні умови, які описують стан тіла на граничних поверхнях.

Граничні умови бувають трьох родів.

Граничні умови першого роду задають температуру на граничних поверхнях:

$$t = f\left(x, y, \tau\right).$$

Граничні умови другого роду задають тепловий потік на граничних поверхнях:

$$q = f(x, y, \tau) .$$

Граничні умови третього роду задають коефіцієнт тепловіддачі α і температуру навколишнього середовища $t_н$.

2.1.3. Теплопровідність плоскої стінки

Розглянемо одношарову необмежену плоску стінку, товщиною δ, з коефіцієнтом теплопровідності λ (рис. 2.3).

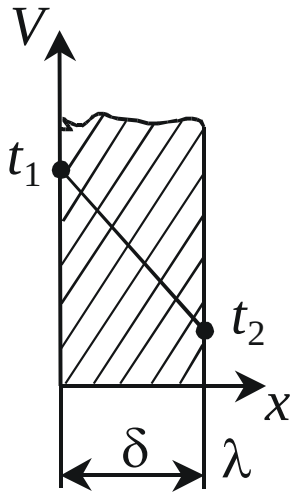


Рис. 2.3. До визначення теплопровідності плоскої стінки

Розглянемо стаціонарний процес теплопровідності

(температура не змінюється).

Диференціальне рівняння теплопровідності $\frac{\partial t}{\partial \tau} = a\frac{\partial^2 t}{\partial x^2}$ буде мати вигляд:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0 \ , \ \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0 .$$

При граничних умовах:

$$\begin{matrix} x = 0 & x = \delta \\ t = t_1 \ , & t = t_2 \ . \end{matrix}$$

Після інтегрування одержимо:

$$\frac{dt}{dx} = c_1 ; \qquad t = c_1 x + c_2 .$$

Визначимо постійні інтегрування, використовуючи граничні умови (2.15).

$$\begin{matrix} x = 0 & x = \delta & \\ c_2 = t_1 \ ; & t_2 = c_1\delta + t_1 \ ; & c_1 = \frac{t_2 - t_1}{\delta} . \end{matrix}$$

Отже розподілення температури в стінці $t = t_1 - \frac{t_1 - t_2}{\delta} x$ буде мати лінійний характер.

Визначити тепловий потік через плоску одношарову стінку можна, використовуючи закон Фур'є.

Проінтегрувавши рівняння від t_1 до t_2, одержимо:

$$q = \lambda \frac{t_1 - t_2}{\delta} .$$

$\frac{\lambda}{\delta}$ - називають теплопровідністю плоскої стінки.

$\frac{\delta}{\lambda} = R$ - термічний опір теплопровідності одношарової стінки.

2.1.4. Теплопровідність багатошарової стінки

Розглянемо теплопровідність багатошарової плоскої стінки з товщиною шарів δ_1, δ_2, δ_3 і коефіцієнтами теплопровідності λ_1, λ_2, λ_3 (рис. 2.3).

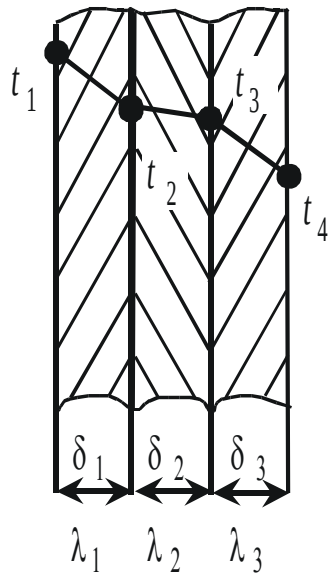


Рис. 2.3. До визначення теплового потоку через багатошарову стінку.

Тепловий потік через кожний шар становить

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1}(t_1 - t_2),$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2}(t_2 - t_3),$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3}(t_3 - t_4).$$

Визначимо різницю температур в кожному із рівнянь:

$$t_1 - t_2 = \frac{\delta_1}{\lambda_1} q,$$

$$t_2 - t_3 = \frac{\delta_2}{\lambda_2} q,$$

$$t_3 - t_4 = \frac{\delta_3}{\lambda_3} q.$$

Після додавання лівих і правих частин рівнянь, одержимо:

$$t_1 - t_4 = q\left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}\right);$$

$$q = \frac{t_1 - t_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}};$$

для *n* шарів

$$q = \frac{t_1 - t_{n+1}}{\sum \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

2.1.5 Теплопровідність через циліндричну стінку

Розглянемо стаціонарний процес теплопровідності (рис. 2.4).

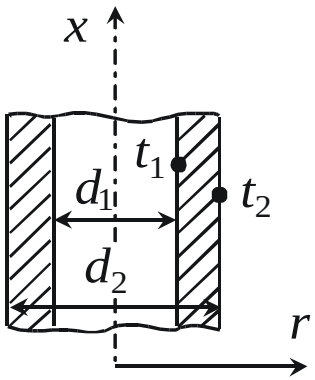


Рис. 2.4. До визначення теплового потоку через циліндричну стінку.

Тепловий потік.

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r l .$$

При граничних умовах:

$$r = r_1; \quad t = t_1;$$

$$r = r_2; \quad t = t_2 .$$

Розділимо змінні в диференціальному рівнянні:

$$dt = -\frac{Q}{2\pi l \lambda} \cdot \frac{dr}{r} .$$

Проінтегруємо рівняння:

$$t = -\frac{Q}{2\pi l \lambda} \cdot ln r + c .$$

Підставимо граничні умови в рівняння.

$$t_1 = -\frac{Q}{2\pi l \lambda} \cdot \ln r_1 + c ,$$

$$t_2 = -\frac{Q}{2\pi l \lambda} \cdot ln r_2 + c ,$$

$$t_1 - t_2 = -\frac{Q}{2\pi l \lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1} .$$

Теплопровідність через циліндричну стінку:

$$Q = \frac{(t_1 - t_2) l}{\frac{1}{2\pi\lambda} \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} .$$

$\frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{r_2}{r_1} = \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} = R$ – термічний опір теплопровідності через циліндричну стінку.

Для багатошарової циліндричної стінки тепловий потік рівний:

$$Q = \frac{(t_1 - t_{n+1}) l}{\sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2\pi\lambda_1} ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} .$$

2.1.6. Теплопровідність тіл з внутрішнім джерелом теплоти

Розглянемо стінку товщиною - 2δ коефіцієнтом теплопровідності - λ (рис. 2.6.). В стінці діє внутрішнє джерело з об'ємною густиною теплового потоку q_v.

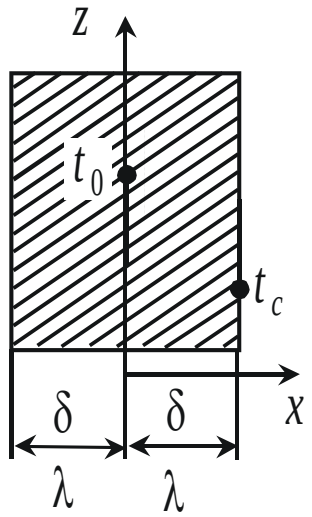


Рис. 2.6. До визначення теплопровідності тіл з внутрішнім джерелом теплоти

Граничні умови:

$$x = 0, \quad x = \delta,$$

$$t = t_0, \quad t = t_{cm}$$

Густина теплового потоку рівна:

$$q_x = q_V x = -\lambda \frac{dt}{dx}.$$

$$Q = q_x \cdot F, \quad Q = q_V \cdot F \cdot x.$$

Розділимо змінні:

$$xdx = -\frac{\lambda}{q_V} dt,$$

$$dt = -\frac{q_V}{\lambda} xdx.$$

Інтегруємо рівняння: $t = -\frac{q_V}{\lambda}\frac{x^2}{2} + C.$

Підставимо граничні умови: $x = 0, \ t_0 = C.$

Одержимо: $t_x = t_0 - \frac{q_V x^2}{2\lambda}$ – рівняння зміни температури в плоскій стінці з внутрішнім джерелом теплоти.

2.2. Конвективний теплообмін

Конвекцією називається процес поширення теплоти за допомогою руху макрочастинок рідини.

В інженерній практиці найчастіше розглядають теплообмін між рухомою рідиною і твердою поверхнею, який називається конвективним теплообміном, або тепловіддачею.

2.2.1. Закон Ньютона-Ріхмана

Згідно закону Ньютона-Ріхмана тепловий потік Q від рідини до стінки пропорційний площі поверхні теплообміну і різниці температур між твердою стінкою t_c і рідиною t_p.

$$Q = \alpha F(t_c - t_p),$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі $Вт/м^2К$.

Фізичний зміст коефіцієнта тепловіддачі можна визначити як кількість теплоти, яка проходить через одиницю площі ізотермічної поверхні за одиницю часу при різниці температур між стінкою і поверхнею рівною 1^0C.

Процес конвективного теплообміну нерозривно зв'язаний з рухом рідини. Розрізняють два види руху – вимушений і вільний.

2.2.2. Вільна та вимушена конвекція

Вільний рух рідини виникає в результаті дії масових сил; вимушений – при дії сторонніх збудників (насоси, вентилятори). На процес конвективного теплообміну впливає і режим руху – ламінарний чи турбулентний. При ламінарному русі течія має спокійний характер, при турбулентному – утворюються завихрення. Але при любому режимі руху рідини в тонкому шарі біля поверхні стінки рух рідини в результаті дії сил тертя сповільнюється і швидкість падає до нуля. Тонкий шар рідини біля поверхні тіла, в якому відбувається зміна швидкості рідини від значення швидкості не збудженого потоку подалі від стінки до нуля безпосередньо на стінці називається динамічним пограничним шаром.

Тонкий шар рідини, безпосередньо біля стінки, рух в якому має ламінарний характер, називають в'язким підшаром. Якщо температури стінки і рідини неодинакові, то біля стінки утворюється тепловий пограничний шар, в якому відбувається вся зміна температури рідини. За пограничним шаром температура рідини постійна і рівна t_0. В загальному випадку товщини теплового і динамічного шару можуть не співпадати. Співвідношення товщини динамічного і теплового пограничних шарів визначається безрозмірним числом Прандля:

$$Pr = \frac{\nu}{a},$$

де ν – кінематична в'язкість рідини;

a – коефіцієнт температуропровідності.

Безпосередньо біля стінки в ламінарному підшарі перенесення теплоти до стінки здійснюється теплопровідністю і може бути виражене законом Фур'є:

$$\delta Q = -\lambda \cdot dF \cdot \left(\frac{dt}{dn}\right)_{n \to o},$$

де n – нормаль до поверхні тіла.

Цю ж кількість теплоти можна виразити законом Ньютона-Ріхмана:

$$dQ = \alpha \cdot dF \cdot \left(t_p - t_c\right).$$

Прирівнюючи ці рівняння одержимо:

$$-\lambda \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{n \to o} = \alpha \cdot {}_{\Delta}t; \quad \alpha = \left(\frac{-\lambda}{{}_{\Delta}t}\right) \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial n}\right)_{n \to o}.$$

Диференціальне рівняння, що описує умови теплообміну на поверхні каналу (n = 0) називається рівнянням теплопередачі.

По своїй фізичній суті конвективний теплообмін є дуже складним процесом і залежить від великого числа факторів, які визначають процес тепловіддачі. В загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі є функцією фізичних параметрів рідини, характеру руху, форми і розмірів тіла.

Звідси коефіцієнт тепловіддачі:

$$\alpha = f(\lambda, l, \rho, \nu, \upsilon, \beta, \Phi, a).$$

Рівняння (22.4) показує, що коефіцієнт тепловіддачі – складна величина і для її визначення неможливо дати загальну формулу. Як правило для визначення α необхідно використовувати експериментальні дослідження.

2.2.3. Основні поняття теорії подібності

При вивченні різних фізичних явищ використовують два методи досліджень, які дозволяють одержати кількісні закономірності. В першому методі використовується експериментальне дослідження конкретних властивостей одиничного явища, в другому – виходять з теоретичного дослідження даної проблеми. Перевагою експериментального методу дослідження є достовірність одержаних результатів. Але результати даного

експерименту не можуть бути використані стосовно другого явища, яке в деталях відрізняється від вивченого.

Другий метод досліджень для знаходження кількісних характеристик використовує найбільш загальні закони природи, які в свою чергу є результатом надзвичайно широкого узагальнення дослідних даних.

Будь-яке диференціальне рівняння є математичною моделлю цілого класу явищ.

Таким чином, під *класом* розуміють таку сукупність явищ, які характеризуються *основним механізмом процесів* і однаковою фізичною природою.

Явища, які входять в клас, підпорядковуються однаковим рівнянням як по формі, так і по фізичному змісту величин, які в нього входять. Наприклад, диференціальне рівняння теплопровідності.

До кожного диференціального рівняння необхідно поставити умови однозначності.

В багатьох випадках знайти рішення диференціального рівняння, яке б відповідало конкретним умовам однозначності неможливо.

Об'єднання двох методів здійснюється *теорією подібності*.

Крім класу явищ і одиничного явища теорія подібності вводить поняття групи явищ.

Групою явищ називають сукупність фізичних процесів, які описуються однаковими по формі і змісту диференціальними рівняннями і однаковими по формі і змісту розмірними умовами однозначності.

Поняття про подібність явищ зустрічається ще в шкільному курсі, коли ми говоримо про подібність трикутників. В даному випадку мова йде про геометричну подібність. Можна також говорити про подібність картини руху двох потоків рідини – кінематичну подібність, подібність поля розподілу сил – динамічну подібність, подібність розподілу температур – теплову подібність.

В загальному вигляді поняття подібності явищ зводиться до наступних положень:

1. Поняття про подібність у відношенні до фізичних явищ можна тільки застосовувати до явищ фізично однорідних, які описуються однаковими по формі і по змісту аналітичними рівняннями.
2. Обов'язковою умовою подібності явищ є геометрична подібність.
3. При аналізі подібних явищ співставляти між собою можна тільки однорідні величини у відповідних точках простору і у відповідний момент часу.

Однорідними називаються величини, які мають однаковий фізичний зміст і однакову розмірність.

Відповідними точками геометрично подібних систем називаються такі точки, координати яких задовольняють умові:

$$\frac{X_1}{X_2} = C_l;\ \frac{Y_1}{Y_2} = C_l;\ \frac{Z_1}{Z_2} = C_l.$$

Два проміжки часу називаються відповідними, якщо вони мають спільний момент відліку і зв'язані між собою співвідношенням:

$$\frac{\tau_1}{\tau_2} = C_\tau.$$

4. Подібність двох фізичних явищ означає подібність всіх величин, які характеризують дане явище.

Це означає, що у відповідних точках простору і у відповідний момент часу для любих однорідних фізичних величин справедлива рівність:

$$X_1 = C \cdot X_2.$$

Коефіцієнт пропорційності C називається константою подібності, або постійною подібності.

Постійні подібності не можна встановлювати або вибирати випадково. Між ними існує зв'язок, який виводиться із математичного опису процесу. Співвідношення між постійними подібності встановлює існування особливих величин, які називаються числами подібності.

Числа подібності встановлюються з розв'язку диференціальних рівнянь або шляхом узагальнення експериментальних даних. Наприклад, розглянемо рівняння теплопередачі:

$$\lambda_1 \cdot \frac{dt_1}{dn_1} = \alpha_1 \cdot \left(t_{-m} - t_p\right)_1 = \alpha_1 \cdot {}_\Delta t_1;$$

$$\lambda_2 \cdot \frac{dt_2}{dn_2} = \alpha_2 \cdot \left(t_{-m} - t_p\right)_2 = \alpha_2 \cdot {}_\Delta t_2 \cdot$$

Позначимо константи подібності:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = C_\lambda;\ \frac{t_1}{t_2} = C_t;\ \frac{\alpha_1}{\alpha_2} = C_\alpha;\ \frac{n_1}{n_2} = C_n \cdot$$

Звідси:

$\lambda_1 = C_\lambda \cdot \lambda_2;\ \ t_1 = C_t \cdot t_2$ і т.д., підставляючи ці співвідношення в рівняння і скоротивши на C_t одержимо:

$$\frac{C_\lambda \cdot \lambda_2}{C_l \cdot l_2} = C_\alpha \cdot \alpha_2 \cdot$$

$$\frac{C_\alpha \cdot C_n}{C_\lambda} = 1; \quad \frac{\alpha_1 \cdot l_1 \cdot \lambda_2}{\alpha_2 \cdot l_2 \cdot \lambda_1} = 1,$$

де $\frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ – число Нуссельта – характеризує теплообмін в пограничному шарі.

Безрозмірні числа подібності представляють собою нові змінні. Кількісний зв'язок між числами подібності визначається дослідним шляхом. Вказівку на те, в якому напрямку вести експеримент дає теорія подібності.

В основу теорії подібності покладені три теореми.

Перша теорема: Подібні між собою явища мають одинакові критерії подібності.

Теорема вказує на те, що при виконанні дослідів необхідно і достатньо вимірювати лише ті величини, які входять в числа подібності явища, яке ми вивчаємо.

Друга теорема подібності: Залежність між змінними величинами, які характеризують процес, може бути подана у вигляді залежності між числами подібності.

З другої теореми подібності випливає, що результати любого експерименту можна описати у вигляді критеріїв подібності і залежність між ними подати у вигляді рівнянь подібності.

Третя теорема подібності вказує необхідні умови для того, щоб явища виявилися подібними один одному.

Третя теорема може бути сформульована наступним чином – подібні ті процеси, умови однозначності яких подібні, і числа подібності, складені з умов однозначності, чисельно одинакові.

Тобто визначальне значення мають числа подібності складені з величин, які входять в умови однозначності. Такі числа подібності називаються критеріями подібності.

Таким чином, теорія подібності дозволяє не інтегруючи диференціальне рівняння одержати з них числа подібності і встановити рівняння подібності, які справедливі для всіх подібних процесів.

Конвективний теплообмін характеризується такими числами подібності:

число Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$ характеризує теплофізичні параметри речовини.

число Грасгофа $Gr = \frac{\beta \cdot g \cdot l^3 \Delta t}{\nu^2}$,

де β – коефіцієнт об'ємного розширення;

g – прискорення вільного падіння;

l – характерний лінійний розмір;

ν – кінематична в'язкість;

Δt – різниця температур між стінкою і рухомим середовищем.

Число Грасгофа характеризує кінематичну подібність явищ при вільній конвекції.

Число Рейнольдса: $Re = \frac{\omega \cdot l}{\lambda}$,

де ω – швидкість руху.

Число Рейнольдса характеризує гідродинамічну подібність явищ.

В теорії теплообміну часто використовують також числа подібності:

число Фур'є $Fo = \frac{a \cdot \tau}{l^2}$,

де τ – час процесу, характеризує нестаціонарні явища теплопровідності;

число Біо $Bi = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$,

де λ – коефіцієнт теплопровідності твердого тіла.

Число Біо характеризує поширення теплоти в тілі при нестаціонарній теплопровідності;

число Пекле $Pe = \frac{\omega \cdot l}{a}$ характеризує співвідношення між швидкістю руху джерела теплоти і швидкістю поширення теплоти.

Залежність між критеріями подібності представляється у вигляді критеріальних рівнянь.

Загальний вигляд критеріального рівняння вимушеної конвекції можна записати так:

$$Nu = f(Re, Pr).$$

Визначальним є критерій Рейнольдса. По його величині можна вибирати показник степеня і коефіцієнти в рівнянні.

Для вільної конвекції критеріальне рівняння має вигляд:

$$Nu = f(Gr, Pr),$$

де визначальним є критерій Грасгофа.

Для вільно-вимушеної конвекції:

$$Nu = f(Gr, Re, Pr).$$

Для вибору теплофізичних параметрів при розрахунку критеріїв подібності при вільній конвекції визначальною є середня температура між стінкою і рухомим середовищем, при вимушеній – середня температура рідини.

ЛЕКЦІЯ № 3.
ТЕМА 2. ОСНОВИ ТЕПЛООБМІНУ (продовження)

План

2.3. Променистий (радіаційний) теплообмін.

2.3.1. Закони променистого теплообміну.

2.3.2. Теплообмін між двома тілами.

2.4. Теплопередача.

2.4.1 Теплопередача через плоску стінку.

2.4.2 Теплопередача через циліндричну стінку.

2.4.3. Шляхи інтенсифікації теплопередачі.

2.4.4. Принцип розрахунку теплообмінних апаратів.

2.3. Променистий (радіаційний) теплообмін

Променистий теплообмін – це процес поширення теплоти за допомогою електромагнітних хвиль.

Випромінювання характеризується довжиною хвилі λ і частотою υ. Теплове випромінювання має однакову природу з іншими видами випромінювання і відповідає діапазону довжин хвиль від $0{,}8\cdot10^{-6} < \lambda < 0{,}8\cdot10^{-3}$ м. Роль теплового випромінювання особливо велика в процесах з високою температурою. Між процесами теплопровідності, конвекції і променистим теплообміном існує суттєва різниця. В процесах променистого теплообміну суцільність середовища необов'язкова. За рахунок променистого теплообміну тепло поширюється і в вакуумі.

Величина теплового випромінювання, яка відповідає дуже вузькому інтервалу зміни довжини хвилі від λ до λ + dλ, який можна характеризувати даним значенням довжини хвилі λ, називається потоком монохроматичного випромінювання Qλ.

Потік випромінювання, який відповідає всьому спектру в межах від нуля до ∞, називається інтегральним або повним променистим потокомQ.

Потік, який випромінюється з одиниці поверхні по всіх напрямках напівсферичного простору називається густиною теплового потоку.

Випромінювання, яке визначається природою даного тіла називається власним. Енергія електромагнітних хвиль $(E_{пад})$, які попадають на навколишні тіла, частково поглинаються ними $(Å_{ïîã})$. При цьому частина енергії випромінювання переходить у внутрішню енергію поглинального тіла, частина відбивається $(E_{від})$ і частина проходить крізь нього $(Å_{ïð})$.

Згідно закону збереження енергії:

$$Å_{ïàä} = Å_{ïîã} + Å_{â³ä} + Å_{ïð}\cdot \qquad (23.1)$$

Позначимо $\frac{E_{пог}}{E_{пад}} = A$, $\frac{E_{від}}{E_{пад}} = R$, $\frac{E_{пр}}{E_{пад}} = Д$,

де: A – коефіцієнт поглинання;

R – коефіцієнт відбивання;

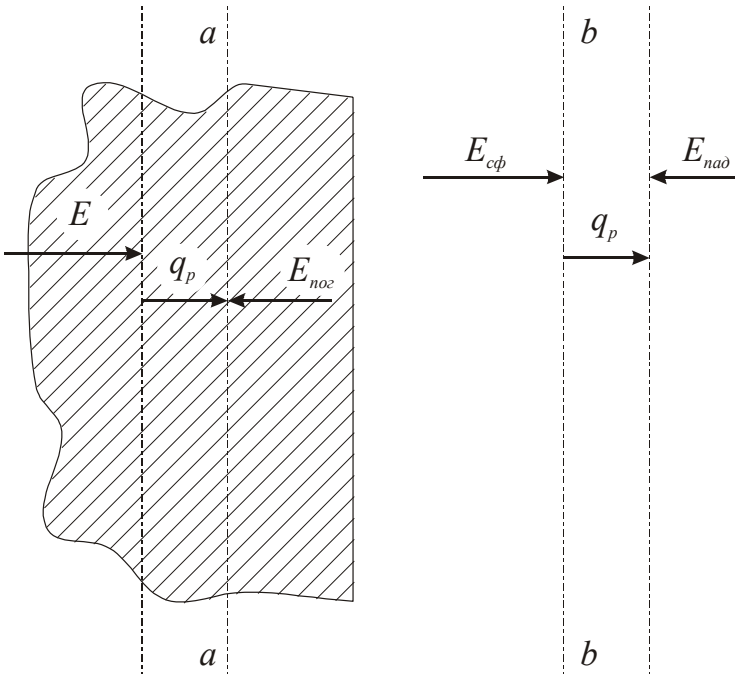
$Д$ – коефіцієнт пропускання.

$$À + R + Ä = 1\cdot$$

Якщо тіло поглинає всі падаючі на нього промені, тобто A=1, $Д$=0, R=0, то воно називається абсолютно чорним. Коли вся падаюча енергія відбивається, R=1, A=0, $Д$=0, то тіло називається дзеркальним. Якщо $Д$=1, A=0, R=0, то таке тіло називається прозорим. Тіло, яке приймає участь в теплообміні крім власного випромінювання буде відбивати падаючу на нього енергію:

$$E_{â³ä} = RE_{ïàä} \cdot \tag{23.2}$$

Сума енергії власного і відбитого випромінювання становить ефективне випромінювання



При розрахунку променистого теплообміну між тілами важливе значення має результуюче випромінювання. Для визначення густини потоку результуючого випромінювання q_p складемо рівняння балансу енергії, яка проходить через площину *a-a* і площину *b-b*, одна з яких розташована всередині, а друга ззовні цього тіла (рис. 23.1).

Для площини *a-a*:

$$q_p = E - E_{ïîã} = E - AE_{ïàä}, \tag{23.4}$$

Для площини *b-b*:

$$q_p = E_{еф} - E_{пад}\ q_p = E_{åô} - E_{ïàä} \cdot \tag{23.5}$$

Із рівняння (23.4):

$$E_{еф} = q_p + E_{пад}\ E_{åô} = q_p + E_{ïàä} \cdot \tag{23.6}$$

в свою чергу з (23.4):

$$E_{пад} = \frac{E - q_p}{A}$$

підставляючи вираз для $Å_{ïàä}$ в рівняння (23.6) одержимо:

$$E_{еф} = q_p \cdot \left(1 - \frac{1}{A}\right) + \frac{E}{A} \cdot \tag{23.7}$$

2.3.1. Закони променистого теплообміну

Залежність між спектральною інтенсивністю випромінювання абсолютно чорного тіла і довжиною хвилі встановлює *закон Планка*:

$$J_{o\lambda} = c_1 \cdot \lambda^{-5} \cdot \left(e^{-\frac{c_2}{\lambda T}} - 1\right)^{-1}, \tag{23.8}$$

де $\tilde{n}_1 = 3{,}74 \cdot 10^{-16}$ Âò · ì ^{2};

$\tilde{n}_2 = 1{,}44 \cdot 10^{-2}$ ì · ãðàä·

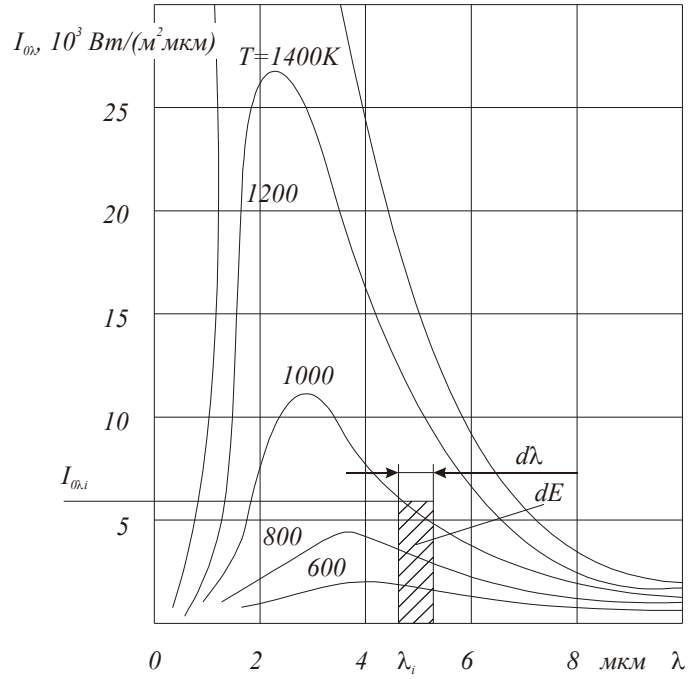


Рис. Спектральна густина потоку випромінювання як функція довжини хвиль при різних температурах.

При декому значенні λ_m залежність має максимум. Для всіх довжин хвиль інтенсивність випромінювання тим вища, чим вища температура. Максимум кривих з підвищенням температури зміщується в сторону більш коротких довжин хвиль.

Згідно закону зміщення Віна:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2{,}898 \cdot 10^{-3} \text{ì} \cdot \hat{E} \cdot \qquad (23.9)$$

Якщо проінтегрувати залежність (23.8) по всьому інтервалі хвиль одержимо закон Стефана-Больцмана. Густина інтегрального випромінювання для абсолютно чорного тіла пропорційна температурі в четвертій степені:

$$\text{Å} = \sigma_0 \text{Ò}^4, \qquad (23.10)$$

де $\sigma_0 = 5{,}67 \cdot 10^{-8}$ Âò / ì $^2 \hat{E}^4$ – постійна Стефана-Больцмана.

Для сірих тіл:

$$\text{Å} = \varepsilon\sigma\text{Ò}^4, \qquad (23.11)$$

де ε – ступінь чорноти – відношення випромінювальної здатності сірого тіла до випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при цій же температурі.

Згідно закону *Кірхгофа* відношення густини потоку випромінювання сірого тіла до його поглинальної властивості не залежить від природи тіла і рівне густині потоку випромінювання абсолютно чорного тіла при цій же температурі.

Розглянемо систему двох тіл, які мають необмежені плоскі поверхні, повернуті одна до іншої (рис. 23.1.2). Поверхня 1 належить сірому тілу, а поверхня 2 - абсолютно чорному.

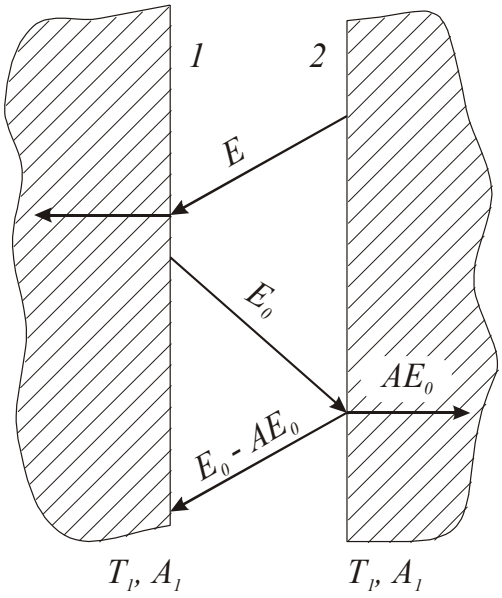


Рис. 23.1.2. Взаємообмін енергіями між сірим і абсолютно чорним тілами.

Густина потоку ефективного (повного) випромінювання сірого тіла:

$$Å_{åô} = Å + (1 - À)Å_0 \cdot$$

Для абсолютно чорного тіла:

$$Å_{åô\,2} = Å_0 \cdot$$

В умовах термодинамічної рівноваги:

$$Å_{åô1} = Å_{åô\,2}, \quad Å + (1 - À)Å_0 = Å_0 \cdot$$

Тобто:

$$Å_0 = \frac{Å}{À} \cdot$$

Із закону Кірхгофа випливає, що $\varepsilon = À$. Розподіл енергії випромінювання для абсолютно чорного тіла по всіх напрямках неоднаковий і визначається законом косинусів Ламберта:

$$d\,E_{\varphi O} = \frac{E_O}{\pi} \cdot d\Omega \cdot cos(\varphi),$$

де $Å_{\varphi O}$ – густина потоку випромінювання, яка відповідає куту φ;

$d\Omega$ – елементарний тілесний кут.

2.3.2. Теплообмін між двома тілами

Як правило, тіло в процесі променистого теплообміну взаємодіє з іншими тілами. Розглянемо процес теплообміну між двома *плоскопаралельними поверхнями* (рис. 23.2.1). Для кожної поверхні задані постійні в часі температури $Ò_1$ і $Ò_2$ $(Ò_1 > Ò_2)$, поглинальні властивості тіл A_1 і A_2.

Падаючий на пластину променистий потік рівний ефективному випромінюванню першої пластини і навпаки.

Тоді результуючий тепловий потік:

$$Q_{1-2} = E_{åô1} - E_{åô\,2} \cdot \tag{23.14}$$

В свою чергу за формулою (23.7):

$$E_{eф1} = q_{12} \cdot \left(1 - \frac{1}{A_1}\right) + \frac{E_1}{A_1};$$

$$E_{eф2} = q_{21} \cdot \left(1 - \frac{1}{A_2}\right) + \frac{E_2}{A_2}.$$

Враховуючи, що $Q_{12} = -Q_{21}$ і підставляючи в значення для q_{12} одержимо:

$$q_{12} = \left(1 - \frac{1}{A_1}\right) \cdot q_{12} + \frac{E_1}{A_1} + \left(1 - \frac{1}{A_2}\right) \cdot q_{12} - \frac{E_2}{A_2} \cdot$$

Звідси:

$$q_{12} = \frac{\frac{E_1}{A_1} - \frac{E_2}{A_2}}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1} \cdot$$

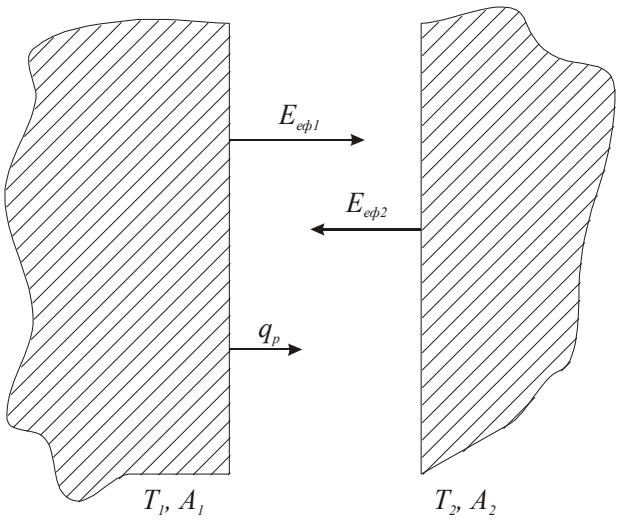


Рис. 23.2.1 Схема теплового випромінювання між двома плоскопаралельними стінками.

Згідно закону Кірхгофа і Стефана-Больцмана:

$$\frac{E}{A} = c_O \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4 \cdot$$

Звідси:

$$q_{12} = A_{12} \cdot c_O \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right);$$

$$A_{12} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1} \cdot$$

Розглянемо променистий теплообмін *між двома тілами, одне з яких знаходиться в порожнині іншого*. Поверхня внутрішнього тіла F_1 випукла, зовнішнього F_2 – ввігнута – відповідне значення температур поверхонь $\dot{O}_1$ і $\dot{O}_2 (\dot{O}_1 > \dot{O}_2)$, поглинальні властивості тіл $\dot{A}_1$ і $\dot{A}_2$. Результуючий тепловий потік, який передається від першого тіла до другого, визначається рівнянням:

$$Q_{12} = \int_{F_1} q_{12} \cdot dF = Q_{еф1} - \varphi_{21} \cdot Q_{еф2}, \qquad (23.17)$$

де φ_{21} – середній кутовий коефіцієнт випромінювання, який характеризує частину випромінювання зовнішньої поверхні, яка попадає на внутрішню.

Частина енергії, яка залишилася, проходить повз внутрішнє тіло і знову попадає на зовнішню поверхню.

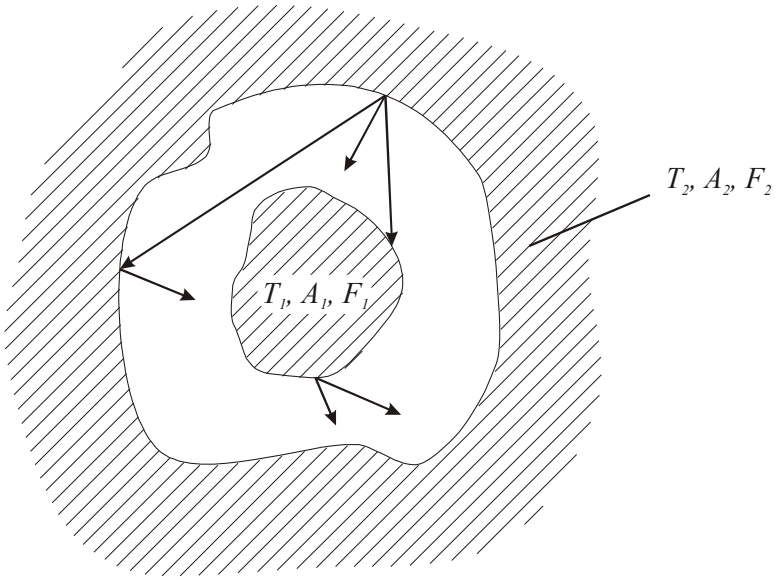


Рис. 23.2.2. Схема променистого теплообміну між тілами в замкнутому просторі.

Повні потоки ефективного випромінювання визначаються співвідношеннями:

$$Q_{ef1} = Q_{12} \cdot \left(1 - \frac{1}{A_1}\right) + \frac{Q_1}{A_1}; \qquad (23.18)$$

$$Q_{ef2} = Q_{21} \cdot \left(1 - \frac{1}{A_2}\right) + \frac{Q_2}{A_2};$$

Враховуючи, що $Q_{12} = -Q_{21}$, а також співвідношення (23.17) і (23.18) одержимо:

$$Q_{12} = \frac{\frac{Q_1}{A_1} - \varphi_{21} \cdot \frac{Q_2}{A_2}}{\frac{1}{A_1} + \varphi_{21} \cdot \left(\frac{1}{A_2} - 1\right)}.$$

Замінивши співвідношення $\frac{Q}{A}$ виразом $\frac{Q}{A} = F \cdot c_o \cdot \left(\frac{T}{100}\right)^4$ одержимо:

$$Q_{12} = \frac{c_o \cdot \left(\frac{T_1}{100}\right)^4 \cdot F_1 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 F_2 \cdot \varphi_{21}}{\frac{1}{A_1} + \varphi_{21} \cdot \left(\frac{1}{A_2} - 1\right)}.$$

Для визначення величини φ_{21} приймаємо $T_1 = T_2$ і отже $Q_{12} = 0$.

В цьому випадку $F_1 - \varphi_{21} \cdot F_2 = 0$, звідси $\varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2}$. Кінцевий вираз для результуючого потоку:

$$Q_{12} = F_1 \cdot A_{12} \cdot c_o \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4\right). \qquad (23.19)$$

де: $A_{12} = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{F_1}{F_2} \cdot \left(\frac{1}{A_2} - 1\right)}$ – приведена поглинальна здатність системи.

При випромінюванні тіла в необмежений простір з температурою T_2 приймемо $F_2 >> F_1$. Тоді:

$$Q_{12} = F_1 \cdot A_1 \cdot c_o \cdot \left(\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right). \quad (23.20)$$

При наявності екранів поглинальна здатність:

$$A = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + 2 \cdot \sum \frac{1}{A_{ei}} + \frac{1}{A_2} - (n+1)}, \quad (23.21)$$

де A_1 і A_2 – поглинальна здатність тіл;

A_{ei} – поглинальна здатність *i*-го екрану;

n – кількість екранів.

2.4. Теплопередача

Теплопередачу можна розглядати як теплопровідність при граничних умовах третього роду.

Теплопередача включає в себе: тепловіддачу від більш гарячої рідини до стінки, теплоповідність в стінці, тепловіддачу від стінки до більш холодного середовища.

Теплопередача – це передача тепла від одного рухомого середовища до іншого через розділюючу стінку до іншого.

2.4.1 Теплопередача через плоску стінку

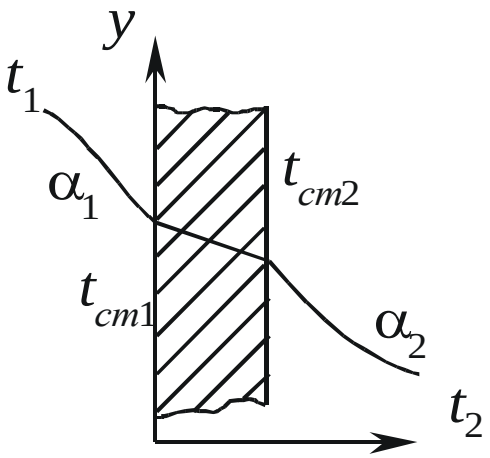


Рис. До виводу рівняння теплопередачі.

Розглянемо теплопередачу через одношарову стінку (рис.). Нехай стінка має товщину δ. Зміна температури відбувається лише в напрямку осі *x*. Густина теплового потоку від гарячої рідини до стінки визначається рівнянням:

$$q = \alpha_1 \cdot (t_1 - t_{c1}).$$

При стаціонарному тепловому режимі тепловий потік через стінку:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{c1} - t_{c2}). \quad (24.2)$$

Той же тепловий потік передається від стінки до холодного середовища

$$q = \alpha_2 \cdot (t_{c2} - t_{p2}).$$

Рівняння можна записати у вигляді:

$$q \frac{1}{\alpha_1} = t_{p1} - t_{c1},$$

$$q\frac{\delta}{\lambda} = t_{c1} - t_{c2}, \tag{24.3}$$

$$q\frac{1}{\alpha_2} = t_{c2} - t_{p2}.$$

Якщо просумувати всі рівняння отримаємо:

$$q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}\right) = t_{p1} - t_{p2}.$$

Тепловий потік становить:

$$q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \tag{24.4}$$

Величину $k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}$ називають коефіцієнтом теплопередачі, $\left[\frac{Вт}{м^2 \cdot К}\right]$.

Рівняння можна записати у вигляді:

$$q = k\left(t_{p1} - t_{p2}\right), \frac{Вт}{м^2}. \tag{24.5}$$

Величина, обернена до коефіцієнта теплопередачі, називається повним термічним опором теплопередачі: $R = \frac{1}{k}$.

Оскільки загальний термічний опір складається з часткових термічних опорів, то у випадку багатошарової стінки необхідно враховувати опір всіх складових:

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{1}{\alpha_2}, \tag{24.6}$$

Густина теплового потоку через багатошарову стінку:

$$q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{1}{\alpha_2}}. \tag{24.7}$$

Температури поверхонь: $t_{c1} = t_1 - q\frac{1}{\alpha_1}$; $t_{c2} = t_1 - q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda}\right)$.

На межі двох шарів температуру можна визначити за формулою:

$$t_c\left(n+1\right) = t_1 - q\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^{n}\frac{\delta_1}{\lambda_1}\right). \tag{24.8}$$

2.4.2 Теплопередача через циліндричну стінку

Розглянемо однорідну циліндричну стінку довжиною l зі сталим коефіцієнтом теплопровідності λ (рис. 24.2.1). Температури рухомих середовищ відповідно t_{p1} і t_{p2}; постійні коефіцієнти тепловіддачі на внутрішній і зовнішній поверхнях труби α_1 і α_2.

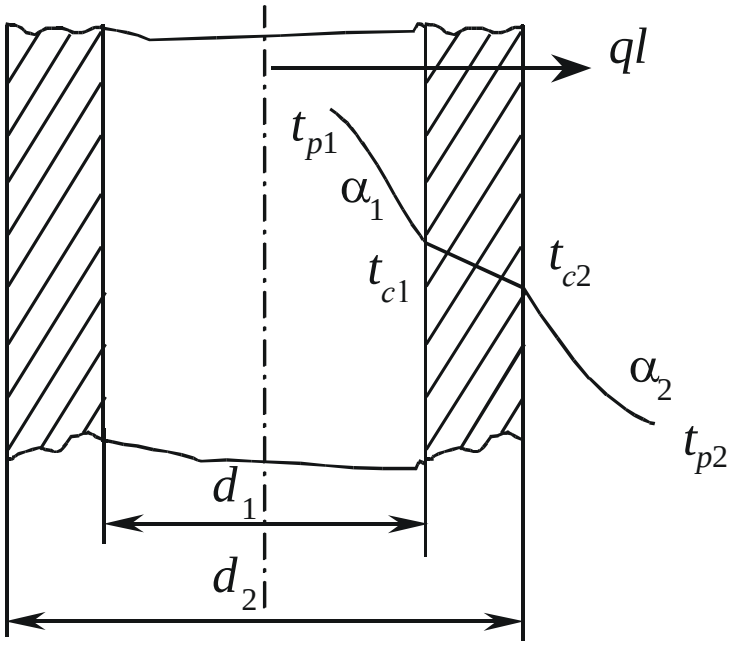


Рис. 24.2.1. До визначення теплового потоку через циліндричну стінку.

Допустимо, що довжина труби велика порівняно з товщиною стінки. Тому втратами з торця труби можна знехтувати.

Кількість тепла, яке поступає від рухомого середовища до стінки і від стінки до другого середовища буде одна і та ж.

Від середовища до стінки:

$$q_l = \alpha_1 \cdot \pi \cdot d_1 \cdot \left(t_{p1} - t_{c1}\right).$$

Тепловий потік через стінку:

$$q_l = \frac{\pi \cdot (t_{c1} - t_{c2})}{\frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot ln\frac{d_2}{d_1}}.$$

Від стінки до другого середовища:

$$q_l = \alpha_2 \cdot \pi \cdot d_2 \cdot \left(t_{c2} - t_{p2}\right).$$

Запишемо рівняння наступним чином:

$$t_{p1} - t_{c1} = \frac{q_l}{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_2},$$

$$t_c - t_{c2} = \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot q_l \cdot ln\frac{d_2}{d_1} \cdot \frac{1}{\pi},$$

$$t_{c2} - t_{p2} = \frac{q_l}{\pi} \cdot \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}.$$

Просумуємо рівняння і одержимо:

$$t_{p1} - t_{p2} = \frac{q_l}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2} \right).$$

Звідси:

$$q_l = \frac{\left(t_{p1} - t_{p2}\right) \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}}.$$

Позначимо:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}} \cdot$$

Рівняння запишеться:

$$q_l = k_l \cdot \pi \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right), Âò / ì \cdot Ê.$$

Значення k_1 чисельно рівне кількості теплоти, яка проходить через стінку довжиною 1*м* за одиницю часу від одного середовища до іншого при різниці температур між ними в один градус.

Величина $R_l = \frac{1}{k_l}$ – обернена до лінійного коефіцієнта теплопередачі називається лінійним термічним опором теплопередачі.

Окремі доданки повного термічного опору представляють собою:

$\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1}$, $\frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}$ - термічні опори тепловіддачі на відповідних поверхнях;

$\frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln \frac{d_2}{d_1}$ - термічний опір теплопровідності стінки.

Якщо тепловий потік через циліндричну стінку віднести до внутрішньої або зовнішньої поверхні стінки, то отримаємо густину теплового потоку $Âò / ì^2$, віднесену до одиниці відповідної поверхні труби:

$$q_1 = \frac{Q}{\pi \cdot d_1 \cdot l} = \frac{k_l}{d_1} \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right),$$

$$q_2 = \frac{Q}{\pi \cdot d_2 \cdot l} = \frac{k_l}{d_2} \cdot \left(t_{p1} - t_{p2}\right).$$

Тобто:

$$k_l = d_1 \cdot k_1 = d_2 \cdot k_2.$$

Формули для k_1 і k_2 мають вигляд:

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{\alpha_2 \cdot d_2}},$$

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_2} + \frac{d_2}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{d_2}{\alpha_1 \cdot d_1}}.$$

У випадку теплопередачі через багатошарову стінку система рівнянь повинна бути замінена системою, яка враховує опір теплопровідності всіх шарів:

$$q_l = \frac{\left(t_{p1} - t_{p2}\right) \cdot \pi}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2 \cdot \lambda_1} \cdot Ln\frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_{n+1}}}.$$

З рівняння отримаємо, що:

$$t_{c1} = t_{p1} - \frac{q_l}{\alpha_1 \cdot \pi \cdot d_1},$$

$$t_{c2} = t_{c1} - \frac{q_l}{\pi} \cdot \left(\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_1} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1} \right),$$

$$t_{c3} = t_{c2} - \frac{q_l}{2 \cdot \pi} \cdot \sum_{i=1}^{n} \frac{1}{2 \cdot \lambda_1} \cdot Ln\frac{d_{i+1}}{d_i}.$$

Критичний діаметр теплопередачі через циліндричну стінку. Розглянемо вплив зміни зовнішнього діаметра на термічний опір однорідної циліндричної стінки:

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}.$$

При постійних значеннях α, d, λ та α_2 – повний термічний опір циліндричної стінки буде залежати від зовнішнього діаметра.

При збільшенні d_2 вираз $\frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1}$ буде зростати, а $\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1}$ — зменшуватись.

Дослідимо R_l, як функцію d_2 на екстремум:

$$\frac{d\left(R_l\right)}{d\left(d_2\right)} = \frac{1}{2 \cdot \lambda} \cdot \frac{1}{d_2} - \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2^2} = 0.$$

При $d_2 = \frac{2 \cdot \lambda}{\alpha_2}$ – термічний опір теплопередачі буде мінімальним.

Значення зовнішнього діаметра труби, яке відповідає мінімальному критичному опорові теплопередачі називається критичним діаметром і позначається $d_{êð}$:

$$d_{кр} = \frac{2 \cdot \lambda}{\alpha_2}.$$

Якщо труба має ізоляцію зовнішнім діаметром d_3, то термічний опір для такої труби буде:

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_l} \cdot Ln\frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2 \cdot \lambda_{из}} \cdot Ln\frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 \cdot d_3}.$$

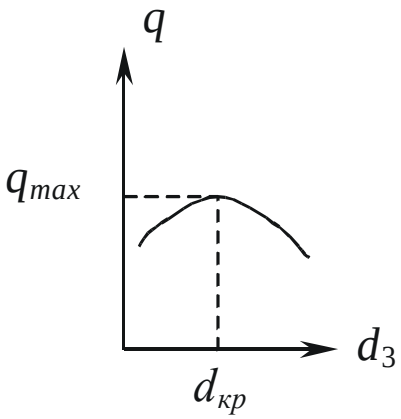


Рис. 24.2.1. До визначення максимального теплового потоку.

При збільшенні зовнішнього діаметра ізоляції d_3 – тепловий потік буде збільшуватися і при $d_3 = d_{êð}$ буде мати місце максимум. При подальшому збільшенні ізоляції тепловий потік буде знижуватися (рис. 24.2.1).

Якщо вибираємо теплову ізоляцію, то необхідно розрахувати критичний діаметр за формулою для заданих $\lambda_{ç}$ і α_2.

В області $d_2 < d_3 < d_{êð.ç}$ при збільшенні товщини ізоляції буде спостерігатися збільшення теплових втрат

2.4.3. Шляхи інтенсифікації теплопередачі

Розглянемо шляхи інтенсифікації теплопередачі:

а) інтенсифікація теплопередачі шляхом збільшення коефіцієнтів тепловіддачі.

З рівняння теплопередачі $Q = kF\Delta t$ слідує, що при заданих розмірах стінки і температурах рідини величиною, яка визначає тепловий потік, є коефіцієнт теплопередачі *k*. Але оскільки при теплопередачі *k* є характеристикою складною, то необхідно проаналізувати всі складові:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

При $\frac{\delta}{\lambda} = 0$ (для тонких стінок):

$$k' = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_2}{\frac{\alpha_2}{\alpha_1} + 1}.$$

Із рівнянь видно, що коефіцієнт теплопередачі не може бути більшим найменшого α.

При $\alpha_2 \to \infty, k \to \alpha_1$,

при $\alpha_1 \to \infty, k \to \alpha_2$.

Якщо $\alpha_1 << \alpha_2$ збільшення більшого з коефіцієнтів теплопередачі α_2 практично не дає збільшення *k*. Збільшення меншого з коефіцієнтів α_1 в 2–5 разів дає збільшення *k* в 2,5 разів.

б) інтенсифікація теплопередачі за рахунок оребрення стінок.

При передачі теплоти через циліндричну стінку термічний опір $\frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1}$ і $\frac{1}{\alpha_2 \cdot d_2}$ визначається не лише коефіцієнтом тепловіддачі, але і розмірами самих поверхонь. Таким

чином, якщо α мале, то термічний опір можна збільшити шляхом збільшення відповідної поверхні.

Збільшити поверхню плоскої стінки, можна шляхом оребрення. При використанні методу оребрення необхідно керуватися наступним:

якщо $\alpha_1 << \alpha_2$, то оребрення поверхні доцільно проводити зі сторони α_1 до тих пір, поки $\alpha_1 F_1$ не досягне значення $\alpha_2 F_2$. Подальше збільшення поверхні F_1 малоефективне.

Теплопередача через ребристу стінку.

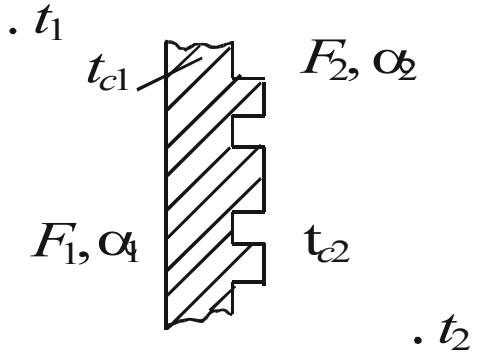


Рис. До виводу рівняння теплопередачі через оребрену стінку.

Тепловий протік через ребристу стінку):

$$Q = \frac{t_1 - t_2}{\frac{1}{\alpha_1 \cdot F_1} + \frac{\lambda}{\delta} \cdot F_1 + \frac{1}{\alpha_2 \cdot F_2}} \cdot$$

Величина $\frac{F_2}{F_1} = m$ називається коефіцієнтом оребрення.

в) інтенсифікація теплопередачі можлива за рахунок збільшення Δt.

Це можна досягнути змінюючи температуру теплоносія, або схему руху.

2.4.4. Принцип розрахунку теплообмінних апаратів

По принципу дії всі теплообмінники можуть бути розділені на три групи: рекуперативні, регенеративні і змішувальні.

В рекуперативних теплообмінниках теплообмін здійснюється через розділяючи перегородку.

В регенеративних теплообмінниках передача теплоти здійснюється почерговим омиванням поверхні гарячим і холодним теплоносієм.

В теплообмінниках змішування теплообмін здійснюється безпосереднім змішуванням гарячого і холодного теплоносія.

Зупинимося на розрахунку рекуперативних теплообмінників, які найчастіше зустрічаються в техніці. При розрахунку теплообмінників можуть зустрітися наступні задачі:

1) визначення поверхні нагріву F, яка забезпечує передачу заданої кількості теплоти;
2) визначення кількості теплоти *Q*, яке може бути передане при відомій поверхні *F*;
3) визначення кінцевих температур теплоносіїв при відомих значеннях *F* і *Q*.

Основними розрахунковими рівняннями для рішення поставлених задач є рівняння теплопередачі:

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t_{\text{ñð.}},$$

і рівняння теплового балансу:

$$Q = G_1 c_1 \left(t_1' - t_1''\right) = G_2 c_2 \left(t_2'' - t_2'\right),$$

де G_1 і G_2 – витрати гарячого і холодного теплоносіїв;

c_1 і c_2 – відповідно теплоємності теплоносіїв;

t_1' і t_1'', а також t_2' і t_2'' – початкова і кінцева температура гарячого і холодного теплоносіїв.

Оскільки температури гарячого і холодного теплоносіїв змінюється, то відповідно змінюється різниця температур. Тому в формулі (24.12) використовують Δt_{cp} – середню різницю температур. Середня різниця температур залежить від схеми руху теплоносіїв.

Якщо робочі середовища рухаються вздовж поверхні нагріву в одному напрямі такий потік руху рідин називається прямотечійним, зустрічний паралельний рух рідин називається протитоком. Якщо в різних поверхнях нагріву є обидва випадки руху, такий рух називається змішаним і якщо обидва теплоносії рухаються в взаємно перпендикулярних площинах, такий рух називається перехресним.

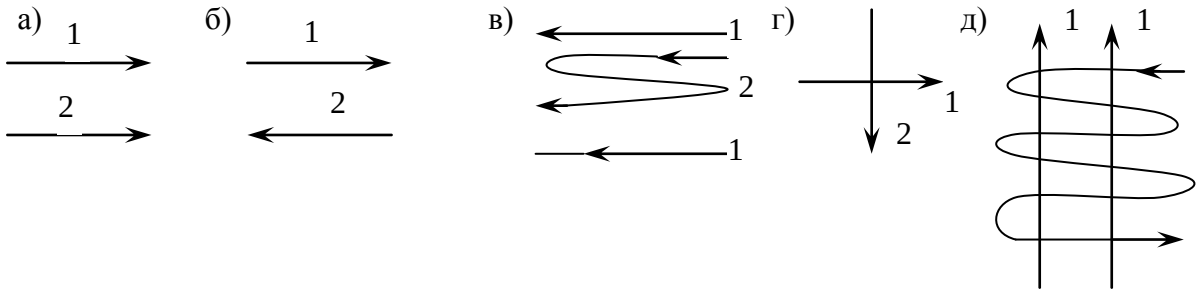


Рис. Схема руху рідин в теплообмінниках.
а) прямотечійний; б) протитечійний; в) змішаний; г, д) перехресний:

1 – гарячий теплоносій; 2 – холодний теплоносій.

Середній температурний напір. Розглянемо теплообмінний апарат, який працює за схемою прямотоку.

Нехай в довільному перерізі температури теплоносіїв t' і t''. Температурний напір:

$$t' - t'' = \tau$$

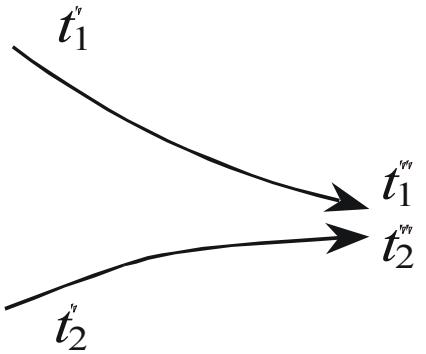


Рис. Схема руху теплових потоків при прямотоці.

Кількість теплоти, яка передається через елементарну площадку поверхні:

$$dQ = kdA \cdot \tau,$$

де dA – елементарна площадка.

При передачі теплоти, температура гарячого теплоносія понизиться на dt', а холодного підвищиться на dt'':

$$\delta Q = -m_1 \cdot c_{p1} \cdot dt' = m_2 \cdot c_{p2} \cdot dt'',$$

або

$$dt' = \frac{-\delta Q}{m_1 \cdot c_{p1}}, \quad dt'' = \frac{\delta Q}{m_2 \cdot c_{p2}}.$$

Продиференціюємо рівняння (24.13), підставивши в нього значення dt' і dt'':

$$d\tau = -\frac{\delta Q}{m_1 \cdot c_{p1}} - \frac{\delta Q}{m_2 \cdot c_{p2}},$$

$$\delta Q = -\frac{d\tau}{\frac{1}{m_1 \cdot c_{p1}} + \frac{1}{m_2 \cdot c_{p2}}}.$$

Позначимо:

$$\frac{1}{m_1 \cdot c_{p1}} + \frac{1}{m_2 \cdot c_{p2}} = n.$$

Тоді:

$$\delta Q = -\frac{d\tau}{n}. \qquad (24.15)$$

Підставивши значення δQ із (24.15) в рівняння (24.14), одержимо:

$$-\frac{d\tau}{n} = k \cdot dA \cdot \tau \quad \text{або} \quad -\frac{d\tau}{\tau} = k \cdot dA \cdot n.$$

Інтегруємо рівняння в межах від $t_1' - t_2' = \tau_1$ до $t_1'' - t_2'' = \tau_2$ і від 0 до A знаходимо:

$$-\int_{\tau_1}^{\tau_2} \frac{d\tau}{\tau} = n \cdot k \cdot \int_0^A dA; \qquad Ln\frac{\tau_1}{\tau_2} = n \cdot k \cdot A.$$

Звідки:

$$n = Ln\frac{\tau_1}{\tau_2} \cdot k \cdot A. \qquad (24.16)$$

Проінтегруємо рівняння (24.15):

$$Q = (\tau_1 - \tau_2)n,$$

і підставимо в нього значення n з рівняння (24.16):

$$Q = \left[\frac{(\tau_1 - \tau_2)}{Ln\frac{\tau_1}{\tau_2}}\right] \cdot k \cdot A,$$

де $\tau_1 = t_1' - t_2 = \Delta t_{\max}$ – максимальний перепад температур для даного теплообмінника.

$\tau_2 = t_1'' - t_2'' = \Delta t_{\min}$ – мінімальний перепад температур.

Середній температурний напір можна записати так:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{max} - \Delta t_{min}}{Ln\frac{\Delta t_{max}}{\Delta t_{min}}}.$$

Аналогічну формулу можна одержати якщо розглядати протитечійну схему руху.

При $\frac{\Delta t_{max}}{\Delta t_{min}} \le 2$ Δt_{cp} можна визначити за формулою:

$$\Delta t_{cp} = \frac{\Delta t_{max} + \Delta t_{min}}{2}.$$

ЛЕКЦІЯ № 4.

ТЕМА 3. ІДЕАЛЬНІ ГАЗИ І ГАЗОВІ СУМІШІ

План

3.1. Вивід основного рівняння кінетичної теорії газів

3.2. Газова стала та її фізична суть

3.3. Суміші ідеальних газів

Робоче тіло, яке використовується в теплових машинах, в основному буває в газоподібному стані .

Ідеальними називаються гази, в яких сили міжмолекулярної взаємодії малі і їх можна прирівняти до нуля, об'єм, який займає молекула малий, порівняно з міжмолекулярним проміжком і молекули можна представити як матеріальні точки.

3.1. Вивід основного рівняння кінетичної теорії газів

Розглянемо кубик із довжиною сторони *l*. В кубику рухається N молекул, які створюють тиск *p* на грані. Маса газу рівна *m*.

Оскільки тиск на стінки посудини є результатом ударів молекул, то при виведенні рівняння зробимо такі припущення:

1) швидкість руху всіх молекул однакова і дорівнює їх середній швидкості *w*;
2) тиск молекул здійснюється паралельно до ребер кубика в трьох взаємно перпендикулярних напрямках.

Кожна молекула при ударі об стінку змінює свій напрям на протилежний – *w* і виникає зміна імпульсу сили:

$$\int f \cdot dt = m \cdot w - \left(-m \cdot w\right) = 2 \cdot m \cdot w .$$

Кожна молекула, якщо вона рухається з швидкістю w, за одиницю часу здійснить $\frac{w}{2l}$ ходів.

При кількості молекул N/3 сума імпульсів буде $\frac{N}{3} \cdot \frac{w}{2 \cdot l} \cdot 2 \cdot m \cdot w$ і буде рівна загальному тиску на грань:

$$\frac{N}{3} \cdot \frac{w}{2 \cdot l} \cdot 2 \cdot m \cdot w = p \cdot l^2 ,$$

$$p = \frac{2}{3} \cdot \frac{N}{l^3} \cdot \frac{m \cdot w^2}{2} ,$$

де $n = \frac{N}{l^3}$ - число молекул в одиниці об'єму.

$$p = \frac{2}{3} \cdot n \cdot \frac{m \cdot w^2}{2} . \qquad (3.1)$$

Як уже відомо, кінетична енергія пропорційна абсолютній температурі газу:

$$\frac{m \cdot w^2}{2} = a \cdot T . \qquad (3.1a)$$

a – коефіцієнт пропорційності.

Якщо помножити ліву і праву частини рівняння (2.1) на повний об'єм газу V і підставити замість $\frac{m \cdot w^2}{2}$ його значення з (2.1а), то одержимо:

$$p \cdot V = \frac{2}{3} \cdot n \cdot V \cdot a \cdot T = \frac{2}{3} \cdot Na \cdot T,$$

де $nV = N$,

$$\frac{p \cdot V}{T} = \frac{2}{3} \cdot Na = const;$$

$$pV = mRT. \qquad d\ (3.2)$$

де R – питома газова стала.

Рівняння одержало назву – рівняння стану ідеального газу, або рівняння Клапейрона. Із рівняння (2.2) можна одержати відомі закони для ідеальних газів:

при T = const – закон Бойля-Маріотта;

p = const – закон Гей-Люсака;

V = const – закон Шарля.

3.2. Газова стала та її фізична суть

Якщо уявити собі, що газ вагою 1 кг при тиску p знаходиться в циліндрі з площею поршня dS , то при нагріванні об'єм збільшиться і перейде з υ_1 в об'єм υ_2. При цьому виконається робота рівна силі на шлях (рис 4.1).

Сила, з якою газ діє на поршень рівна добутку тиску на площу поршня dF :

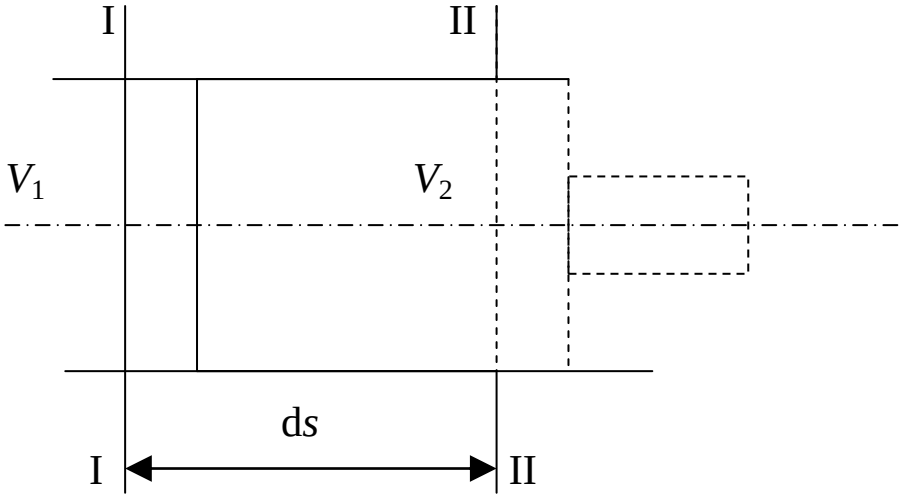


Рис.3.1. До вияснення фізичного змісту газової сталої.

Тоді робота рівна $dL = dF \cdot p \cdot dS,$

де $dF \cdot p$ – сила,

dF – площа,

dS – шлях,

Але $dF \cdot dS = d\upsilon,$ тоді

$$L = p \cdot \int_{\upsilon_1}^{\upsilon_2} d\upsilon = p \cdot (\upsilon_2 - \upsilon_1). \qquad (3.3)$$

До початку розширення характеристичне рівняння матиме такий вигляд:

$$p \cdot \upsilon_1 = R \cdot T_1, \tag{3.4}$$

в кінці:

$$p \cdot \upsilon_2 = R \cdot T_2, \tag{3.5}$$

Із рівняння (2.3), (2.4) і (2.5):

$$R = \frac{p \cdot (\upsilon_2 - \upsilon_1)}{T_2 - T_1} = \frac{L}{T_2 - T_1}.$$

Тобто газова стала являє собою роботу розширення, яку виконує 1кг газу при нагріванні на 1^0С при p = const.

Італійський вчений Авогадро довів, що при однакових температурах і тисках в рівних об'ємах ідеальних газів міститься однакова кількість молекул, або 1 моль газу при нормальних умовах займає однаковий об'єм.

Для одного моля газу рівняння стану має вигляд:

$$p \cdot V_m = \mu \cdot R \cdot T$$

$$\mu \cdot R = R_0 = \frac{pV_m}{T}$$

де V_m – об'єм однієї молекули;

μ – молекулярна маса.

$\mu R = R_0$ – універсальна газова стала.

При нормальних умовах

(P = 101325 Па, T = 273,15 *К*, $V_m = 22{,}4 \cdot 10^{-3}$ *м*^{3}*/моль*)

R_0 = 8314 *Дж/моль·К*.

Знаючи універсальну газову сталу можна визначити питому:

$$R = 8314/\mu.$$

3.3. Суміші ідеальних газів

Під газовою сумішшю розуміють суміш окремих газів, які не вступають між собою в хімічні реакції.

Кожний із газів, які входять в суміш можна розглядати як ідеальний газ і саму суміш можна розглядати як ідеальний газ. Англійський фізик Дальтон сформулював в 1809 році наступний закон для суміші ідеальних газів: кожний із компонентів газової суміші поширений в цілому об'ємі простору, займаючи весь простір, при температурі суміші.

Із вищесказаного можна зробити наступні висновки:

кожний газ, який входить в суміш, має таку ж температуру як і вся суміш;

кожний з газів займає об'єм, який займає суміш;

кожний з газів підпорядковується своєму характеристичному рівнянню, а суміш - своєму характеристичному рівнянню стану;

загальний тиск суміші газів рівний сумі парціальних тисків окремих газів, які складають суміш.

$$P = p_1 + p_2 + ... + p_n,$$

де $p_1, p_2, p_3, \ldots, p_n$ – парціальний тиск окремих компонентів газу.

Парціальний тиск – це тиск, який би мав кожний газ, що входить в суміш, коли б цей газ знаходився один в тій же кількості і займав той же об'єм і при тій же температурі, що і суміш.

Склад газової суміші визначають ваговими, об'ємними або мольними частками.

Масовою або ваговою часткою називається відношення маси окремого компоненту газу до маси всієї суміші.

$$g_1 = \frac{m_1}{m}..., $$

де m_1, m_2, …, m_n – маса окремого компоненту.

m – маса суміші.

$$g_1 + g_2 + ... + g_n = 1.$$

Об'ємною часткою називається відношення парціального об'єму окремого компонента газу до загального об'єму суміші газів.

Парціальним об'ємом газу називається об'єм, який займав би цей газ, якщо б він знаходився при температурі і тиску суміші.

$$r_1 = \frac{V_1}{V}..., $$

де V_1, V_2, …, V_n – парціальний об'єм окремого компоненту;

V – об'єм суміші.

$$r_1 + r_2 + ... + r_n = 1.$$

Мольною часткою називається відношення кількості молей окремого компоненту газу до кількості молей всієї суміші.

$$x = \frac{n_1}{n}..., $$

де n_1, n_2, n_3, …, n_n – кількість молей окремого компоненту.

n – кількість молей суміші.

Завдання суміші мольними частками рівносильне завданню її об'ємними.

Уявну молекулярну маса суміші можна визначити за рівняннями:

$$\mu_{сум} = r_1 \cdot \mu_1 + r_2 \cdot \mu_2 + ... + r_n \cdot \mu_n,$$

$$\mu_{сум} = \frac{1}{\frac{g_1}{\mu_1} + ... + \frac{g_n}{\mu_n}}.$$

Відповідно газова постійна суміші:

$$R_{сум} = \frac{8314}{\mu_{сум}} = \frac{R}{r_1 \cdot \mu_1 + r_2 \cdot \mu_2 + ... + r_n \cdot \mu_n}.$$

Допустимо, що ми маємо суміш газів $m_{сум}$.

Складові компоненти m_1, m_2... . Для кожного складового компоненту можна записати:

$$\begin{aligned} P_1 \cdot V_{сум} &= m_1 \cdot R_1 \cdot T_{сум} \\ P_2 \cdot V_{сум} &= m_2 \cdot R_2 \cdot T_{сум} \\ &\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ P_n \cdot V_{сум} &= m_n \cdot R_n \cdot T_{сум} \end{aligned},$$

Додавши ліві і праві частини рівняння одержимо:

$$\left(P_1 + P_2 + ... + P_n\right) \cdot V_{сум} = \left(m_1 \cdot R_1 + ... + m_n \cdot R_n\right) \cdot T_{сум},$$

$$P_{сум} \cdot V_{сум} = \left(m_1 \cdot R_1 + ... + m_n \cdot R_n\right) \cdot T_{сум}.$$

З іншої сторони:

$$P_{сум} \cdot V_{сум} = m_{сум} \cdot R_{сум} \cdot T_{сум}.$$

Оскільки ліві частини рівнянь рівні, то повинні бути рівні і праві:

$$m_{сум} \cdot R_{сум} \cdot T_{сум} = \left(m_1 \cdot R_1 + ... + m_n \cdot R_n\right) \cdot T_{сум},$$

$$R_{сум} = \frac{m_1}{m_{сум}} \cdot R_1 + ... + \frac{m_n}{m_{сум}} \cdot R_n,$$

$$R_{сум} = g_1 \cdot R_1 + ... + g_n \cdot R_n. \qquad (3.3)$$

Зв'язок між масовими та об'ємними частками можна встановити наступним чином:

$$q_i = \frac{m_i}{m_{сум}} = \frac{\mu_1 \cdot r_1}{\mu_{сум} \cdot r_{сум}} = \frac{\mu_1}{\mu_{сум}} \cdot r_i,$$

або:

$$g_i = \frac{m_i}{m_{сум}} = \frac{r_i \cdot \mu_i}{\sum r_1 \cdot \mu_i} \cdot r_i = \frac{\mu_i}{\mu_{сум}} \cdot r_i. \qquad (3.4)$$

Для перерахунку масових часток в об'ємі використовують наступні співвідношення:

$$r_i = \frac{V_i}{V_{сум}},$$

але:

$$V_i = \frac{m_i}{\mu_i},$$

тоді:

$$r_i = \frac{\frac{m_i}{\mu_i}}{\frac{m_1}{\mu_1} + \frac{m_2}{\mu_2} + \ldots + \frac{m_n}{\mu_n}},$$

розділивши чисельник і знаменник на $m_{сум}$, одержимо:

$$r_i = \frac{\frac{g_i}{\mu_i}}{\sum_1^n \frac{g_i}{\mu_i}}$$

ЛЕКЦІЯ № 5.

ТЕМА 4. РЕАЛЬНІ ГАЗИ. ВЛАСТИВОСТІ І ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ВОДЯНОЇ ПАРИ

План

4.1. Властивості реальних газів.

4.1. Властивості реальних газів

Реальні гази відрізняються від ідеальних тим, що молекули цих газів мають кінцеві власні об'єми і зв'язані між собою силами взаємодії, які мають електромагнітну і квантову природу. Рівняння стану $PV = RT$ для реальних газів не виконується.

$$\frac{PV}{RT} = C \ ,$$

де C – коефіцієнт стисливості – виражає відхилення властивостей реального газу від властивостей ідеального газу.

Суттєвою відмінністю реального газу від ідеального є також те, що реальний газ в залежності від зовнішніх умов може знаходитися в газоподібному, рідкому і твердому агрегатному стані.

Згідно правила фаз Гіббса, число інтенсивних параметрів стану N (тиск, температура, концентрація), які можуть незалежно змінюватись без зміни фаз, складає

$$N = m - r + 2 \ ,$$

де m – число компонентів,

r – число фаз.

Тому для чистої речовини ($m = 1$) в однофазному стані ($r = 1$) може незалежно мінятися два параметри (тиск і температура), в двофазному ($r = 2$) – один параметр, в трифазному ($r = 3$) $N = 0$, тобто три фази можуть знаходитись в рівновазі тільки при визначеній температурі і тиску (потрійна точка води).

Ван-Дер-Ваальс ввів дві поправки, які враховують відхилення реального газу від ідеального.

Перша поправка - враховує об'єм, який займають молекули.

З рівняння Клапейрона одержуємо

$$V = \frac{RT}{P}.$$

При зростанні P до нескінченності, V падає до нуля.

Для реального газу найменший об'єм рівний об'єму молекул $\upsilon_{мол}$ плюс об'єм проміжку між молекулами $\upsilon_{заз}$.

b - найменша величина, до якої можна стиснути газ

$$b = \upsilon_{мол} + \upsilon_{заз} \ .$$

Тоді вільний об'єм буде рівний $\upsilon - b = \frac{RT}{P}$.

При $P \to \infty, \ \upsilon \to b$ або $\upsilon - b = 0$.

Оскільки тиск ідеального газу за рівнянням Клапейрона визначається як $P = \frac{RT}{\upsilon}$, а для реального $P = \frac{RT}{\upsilon - b}$, то при однаковій температурі тиск в реальних газах буде більший.

Друга поправка враховує вплив сил взаємодії між молекулами.

В реальному газі сила ударів об стінку посудини буде менша в результаті того, що всі молекули притягуються сусідніми. Поправка ΔP пропорційна як числу молекул, що притягують, так і тих, що притягуються, тобто пропорційна квадрату густини газу, або обернено пропорційна квадрату його питомого об'єму.

$$\Delta p = a\Delta^2 = a/\upsilon^2\Delta$$

де a – коефіцієнт пропорційності, який не залежить від параметрів стану.

Враховуючи другу поправку, одержимо

$$P = RT/(\upsilon - b) - \Delta p, \qquad (4.1)$$

або $(p \Delta\Delta a/\upsilon^{\Delta 2})(\upsilon - b) = RT$ – рівняння Ван-Дер-Ваальса.

Вираз $a/\upsilon^{\Delta 2}$ називають внутрішнім тиском. Для води при t = 295 ^{o}K (20 ^{o}C) $a/\upsilon^{\Delta 2}\Delta\Delta\Delta$1080 МПа.

Рівняння можна використовувати для двофазних станів.

Якщо розкрити дужки і розмістити по степенях υ, одержимо:

$$p\upsilon^3 - (bp + RT)\upsilon^2 + a\upsilon - ab = 0. \qquad (4.2)$$

Можливі випадки:

а) всі три корені різні і дійсні;

б) всі три корені дійсні і рівні між собою;

в) один корінь дійсний і два уявні.

Якщо в $p\upsilon$ – діаграмі побудувати ізотерми, які відповідають рівнянню Ван-Дер-Ваальса, то вони будуть мати вигляд показаний на рис. 9.1:

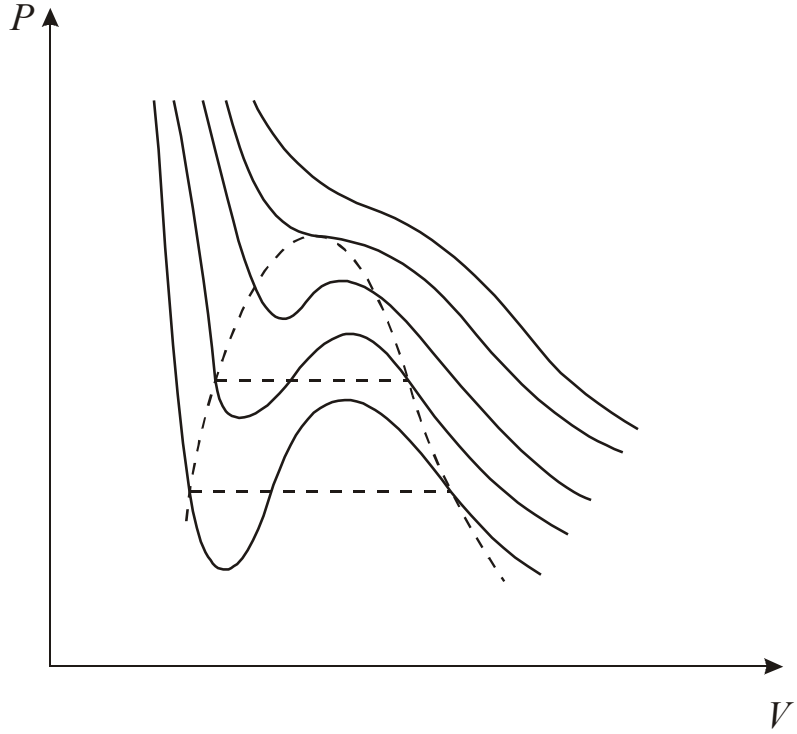


Рис. 4.1 Ізотерми, побудовані за рівнянням Ван-дер-Ваальса.

Рівняння Ван-Дер-Ваальса при великих густинах газу дає значні похибки в зв'язку з тим, що при його виведенні не враховується силова асоціація і дисоціація молекул.

Молекули утворюють комплекси із двох – трьох молекул і така частинка веде себе як окремий газ, а реальний газ – як суміш газів, які складаються із одиночних, подвійних і трійних комплексів. Це дозволяє врахувати рівняння, запропоноване Вукаловичем і Новиковим, проте і це рівняння не дозволяє проводити відповідні розрахунки, тому на практиці користуються таблицями і діаграмами.

Суттєвою відмінністю реального газу від ідеального є те, що реальний газ може переходити із одного агрегатного стану в інший.

Криві фазових переходів в Pt координатах мають вигляд показаний на рис.9.2:

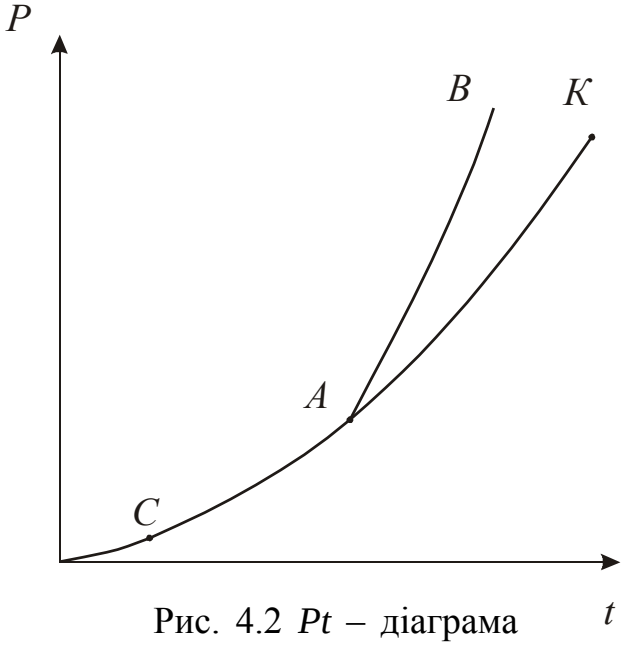


Рис. 4.2 *Pt* – діаграма

Параметри трійної точки води А такі:
$P_A = 611\ Па$;
$\upsilon_A = 0{,}001 м^3/кг$;
$t_A = 0{,}01^oC$;
AB – лінія плавлення;
AK – лінія кипіння;
AC – сублімації.

Для зображення процесів в реальних газах використовують тиск - об'єм ,температура-ентропія, ентальпія-ентропія.

ЛЕКЦІЯ № 6.

ТЕМА 4. РЕАЛЬНІ ГАЗИ. ВЛАСТИВОСТІ І ТЕРМОДИНАМІЧНІ ПРОЦЕСИ ВОДЯНОЇ ПАРИ (продовження)

План

4.2. Властивості і процеси водяної пари.

4.3 Термодинамічні процеси у водяній парі.

4.2. Властивості і процеси водяної пари

Найбільш широке використання в техніці знайшла водяна пара.

Якщо при постійному тиску підводити до води теплоту, то температура її буде підвищуватись доти, поки вона не досягне температури кипіння на рис. 9.1.1. лінія а-в. При цій температурі почнеться перехід рідини в пару. При подальшому підведені теплоти відбувається сталий процес пароутворення лінія в-с. Процес буде протікати при сталому тиску і сталій температурі, до тих пір, поки вся вода не перетвориться в пару. При подальшому підведені теплоти температура пари буде зростати.

Насиченою парою називають пару, яка знаходиться в динамічній рівновазі зі своєю рідиною. Насичена пара буває суха і волога.

Суха насичена пара - це пара, яка не містить рідини і знаходиться при температурі кипіння $t_к$. Двофазна система, яка складається із сухої насиченої пари і рідини, називається вологою насиченою парою.

Відношення маси сухої пари $m_{с.п.}$ до маси вологої пари $m_{в.п.} = m_{с.п.} + m_р$ називається ступенем сухості вологої пари.

$$x = \frac{m_{сп}}{m_{вп}} = 0 \div 1.$$

Якщо до сухої насиченої пари підводити теплоту, то її температура буде збільшуватись. Пара, температура якої при даному тиску більша від температури кипіння називається перегрітою парою.

На рис.9.1.1. зображений процес 1кг води в p-v – координатах при $p = conct$. Початковий стан води , що знаходиться під тиском p і має температуру T =273,15 K $(t = 0°C)$ і об'єм v_o зображено на діаграмі точкою A Лінія AA_1 – відповідає стану рідини при різних тисках, яка має температуру 0^oC. За початок відліку внутрішньої енергії u, ентальпії h, ентропії s для води прийнято вважати трійну точку води.

Початку процесу кипіння відповідає точка b.

Стану киплячої або насиченої рідини при різних тисках відповідає лінії AK – **нижня гранична крива**. Параметри киплячої рідини позначають буквами зі штрихами (υ', u', h', s', і т.д.). Точка c відповідає завершенню процесу кипіння тобто стану сухої насиченої пари. Параметри сухої насиченої пари позначаються буквами з двома штрихами (υ'', u'', h'', s'', і т.д.). Параметри вологої насиченої пари , яка обмежується лінією АКВ позначаються буквами з індексом x (υ_x, u_x, h_x, s_x, і т.д.).

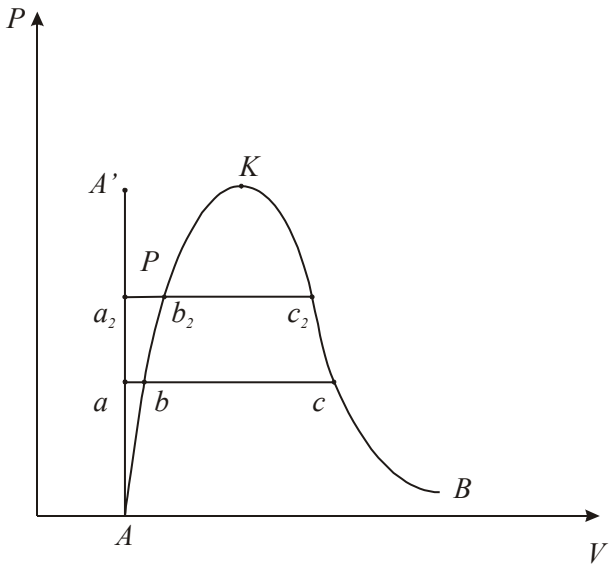


Рис. 4.1.1 $p\upsilon$ – діаграма водяної пари.

Процес пароутворення.(рис 4.1.1)

Кількість теплоти, яка необхідна для нагріву рідини до кипіння становить:

$$q_p = h' = c_p \cdot t_н.$$

Зміна внутрішньої енергії при підігріві води:

$$\Delta u_{ab} = h - p_н \cdot (\upsilon' - \upsilon_o).$$

Зміна ентропії в процесі a-b:

$$\Delta s_{ab} = s' - s_o = c_{pm} ln \frac{T_н}{273}.$$

де $t_н$, $T_н$ – температура насичення.

Процес пароутворення проходить при постійному тиску і постійній температурі, тобто є одночасно ізобарним і ізотермним.

Лінія ВК - називається верхньою граничною кривою. На лінії *ВК* x = 1, тобто суха насичена пара. Граничні криві сходяться в точці К (критична точка). Для води $p_k = 22{,}115$ МПа, $T_k 647?27K$, $v_k = 0?00317$ м^3/*k* г.

Кількість теплоти, яка витрачається на пароутворення в процесі *b – c*, називається теплотою пароутворення r.

$$r = h'' - h' = T_н (s'' - s').$$

Подібний вигляд має *T - s* діаграма водяної пари рис.9.1.2. Процес підігріву води до температури кипіння майже співпадає з лінією *АК*. Процес кипіння проходить при постійній температурі (лінія *b – c*). При подальшому підведенні теплоти температура зростає. Із діаграми (рис.9.1.2) видно, що при підвищенні температури або тиску теплота пароутворення зменшується.

Стан вологої насиченої пари може бути визначеним, якщо крім тиску $p_н$ і температури $t_н$ буде відомий склад суміші киплячої води і сухої пари, яка характеризується ступенем сухості *x*. Питомий об'єм вологої пари можна визначити за формулою:

$$\upsilon_x = x\upsilon'' + (1 - x)\upsilon'.$$

Для звичайних умов $\upsilon' << \upsilon''$, тому другим доданком можна знехтувати.

Тоді $$x = \frac{\upsilon_x}{\upsilon''},$$

тобто люба точка ділить відрізок між b і c на частини, пропорційні степені сухості і степені вологості.

Очевидно, що ентальпія і ентропія вологої насиченої пари може бути підрахована так:

$$h_x = h' + rx,$$

$$s_x = s' + \frac{r \cdot x}{T_н}.$$

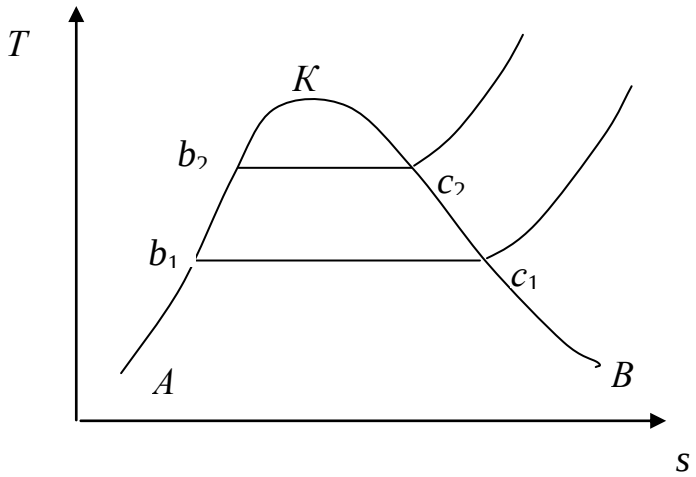


Рис. 4.1.2 *Ts* – діаграма водяної пари

Процес перегріву пари характеризується підвищенням її температури ($t > t_н$) при постійному тиску за рахунок додаткового підведення теплоти.

Стан перегрітої пари визначається не одним, а двома незалежними параметрами - тиском і температурою.

Кількість теплоти, яка необхідна для перегріву 1 кг сухої насиченої пари до необхідної температури при постійному тиску, називається теплотою перегріву $q_{пер}$:

$$q_{пер} = h - h'' = \int_{t_н}^{t} c_p dt,$$

або

$$q = h - h'' = c_{pm}(t - t_н),$$

де c_{pm} - середня теплоємність перегрітої пари в інтервалі температур від $t_н$ до t. Зміна внутрішньої енергії пари буде рівна:

$$\Delta u = q_{пер} - p(\upsilon - \upsilon'')$$

Зміна ентропії в процесі перегріву:

$$\Delta s_{пер} = s - s'' = \int_{T_н}^{T} \frac{c_p dT}{T} = c_{pm} \ln \frac{T}{T_н}.$$

h – s діаграма водяної пари. Для практичних розрахунків процесів водяної пари широке застосування одержала *h – s* діаграма, в якій ентальпія і ентропія вимірюється лінійними відрізками. За початок координат прийнятий стан води в потрійній точці (s=0, h =0. Термодинамічні параметри води, доведеної до кипіння (x=0), і сухої насиченої пари беруть з таблиць теплофізичних властивостей води і водяної пари. У критичній точці $(\partial h / \partial s) = T_k > 0,$ тому критична точка К лежить не на вершині, як це було в $p - v$ і $T - s$ - діаграмах, а на схилі граничної кривої. На *h – s* діаграмі нанесені лінії :

- постійного вологовмісту x = const;

- постійної температури t = const;
- постійного тиску p = const;
- постійного питомого об'єму υ = const.

Ізотерми при великих степенях перегріву пари проходять майже паралельно осі Os, оскільки властивості водяної пари приближаються до властивостей ідеального газу.

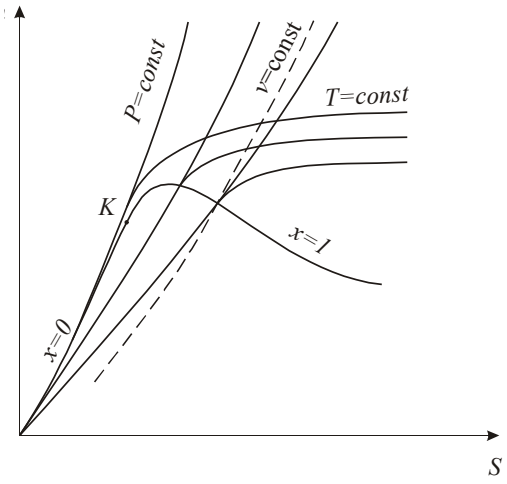


Рис. 4.1.3 *hs* – діаграма водяної пари.

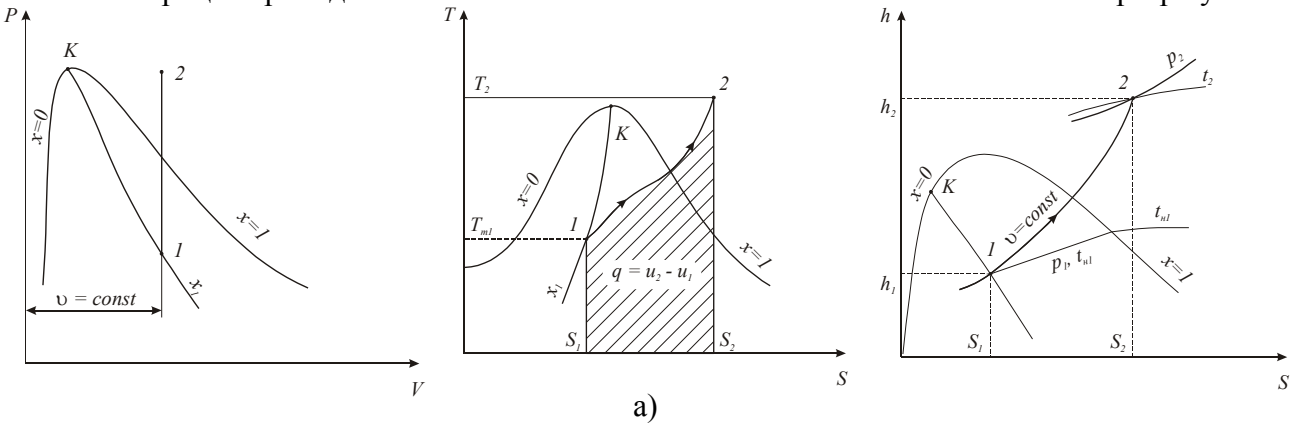
Координатну сітку діаграми утворюють лінії *h=const, S=const.*

В області вологої насиченої пари ізотерми та ізобари співпадають.

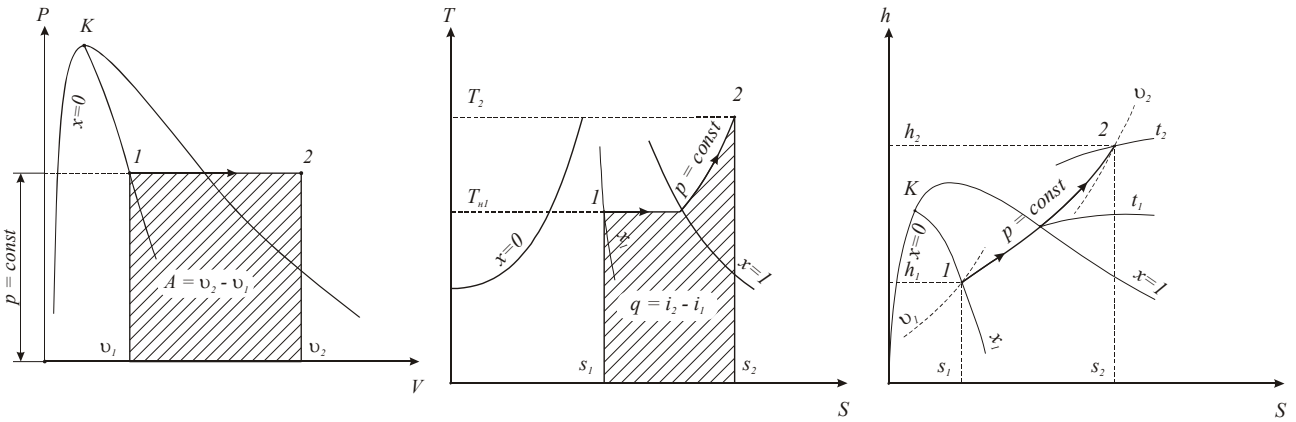
4.3 Термодинамічні процеси у водяній парі

При розгляді різних процесів зміни стану водяної пари можуть зустрітися три випадки:

1. процес проходить повністю в області насичення;
2. процес проходить повністю в області перегріву;
3. процес проходить частково в області насичення і частково в області перегріву.



а)



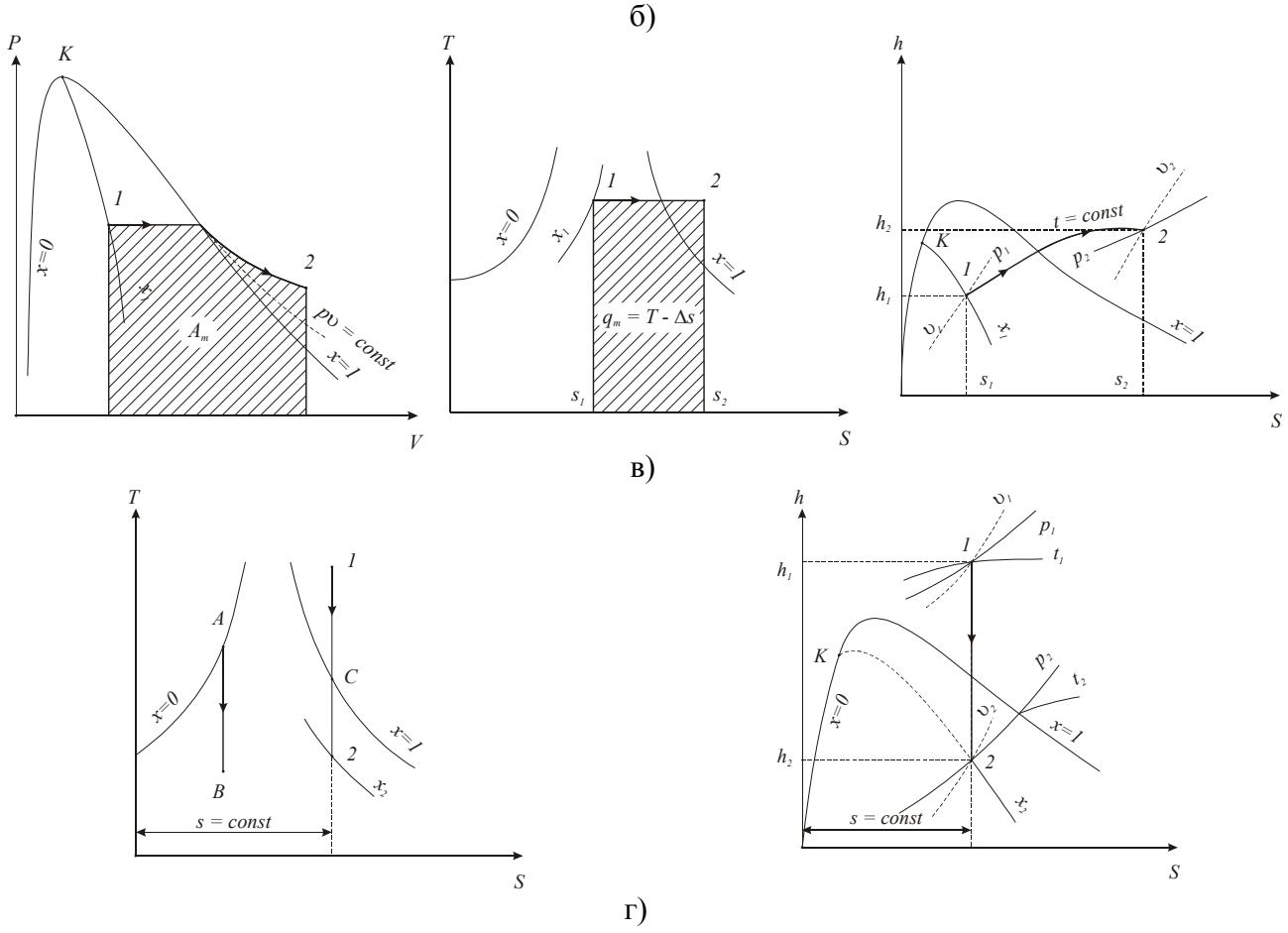


Рис. 4.1.4 Термодинамічні процеси у водяній парі.
а – ізохорний процес; б – ізобарний процес; в – ізотермічний процес;
г – адіабатний процес.

Розрахунок процесів зміни стану водяної пари, тобто визначення всіх параметрів стану на початку і в кінці процесу, визначення кількості теплоти, роботи і зміни внутрішньої енергії можна проводити аналітично і графічно.

В розрахунках в основному використовується графічний метод, який полягає в знаходженні по *hs*–діаграмі числових значень пари в початковому і кінцевому станах. На рис. 4.1.4. показані термодинамічні процеси, які проходять у водяній парі $P\upsilon$, Ts, hs – координатах.

Параметри пари в початковому і кінцевому станах всіх процесів визначають по розміщенні точок 1 і 2.

Внутрішню енергію можна визначити за формулою $u = h_2 - p\upsilon$.

Необхідно відмітити, що перший закон термодинаміки виконується завжди.

Так для ізохорного процесу робота переміщення рівна нулю $l_\upsilon = 0$, а кількість підведеної теплоти $q = \Delta u$.

В ізобарному процесі $q_p = h_2 - h_1$, а робота розширення $l_p = p(\upsilon_2 - \upsilon_1)$.

В ізотермічному процесі водяної пари $\Delta u \neq 0$. кількість підведеної теплоти можна визначити із рівняння $q = T(S_2 - S_1)$, а робота $l_T = q_T - \Delta u$.

В адіабатичному процесі робота розширення пари чисельно рівна зміні ентальпії $l_q = h_2 - h_1$.

ЛЕКЦІЯ № 7.

ТЕМА 5. ТЕРМОДИНАМІЧНІ ВЛАСТИВОСТІ ВОЛОГОГО ПОВІТРЯ

ПЛАН

5.1. Параметри вологого повітря.

5.2. Температура мокрого термометра.

5.3. H-d діаграма вологого повітря.

5.4 Визначення вологості повітря за температурою мокрого і сухого термометрів.

5.1. Параметри вологого повітря

В атмосферному повітрі завжди є певна кількість вологи у вигляді водяної пари. Суміш сухого повітря з водяною парою називається вологим повітрям.

Водяна пара у вологому повітрі може бути в насиченому або перегрітому стані. Суміш сухого повітря і насиченої водяної пари називають насиченим вологим повітрям. Суміш сухого повітря і перегрітої водяної пари називають ненасиченим вологим повітрям.

Температура, до якої необхідно охолодити ненасичене вологе повітря, щоб перегріта пара стала насиченою, називається температурою точки роси. При подальшому охолодженні вологого повітря (нижче температури точки роси) відбувається конденсація водяної пари.

В атмосферному повітрі, як правило, пара знаходиться під невеликим парціальним тиском і в перегрітому стані. Тому вологе повітря можна розглядати як суміш ідеальних газів, за винятком того, що при певних умовах буде проходити конденсація водяної пари. Згідно закону Дальтона, тиск вологого повітря, рівний барометричному $P_{бар}$, являє собою суму парціальних тисків сухого повітря $P_{пов}$ і водяної пари $P_п$, тобто:

$$P_{бар} = P_{пов} + P_п \qquad (5.1)$$

Стан перегрітої пари в суміші характеризується на $P-\upsilon$ діаграмі точкою *A* (рис. 5.1).

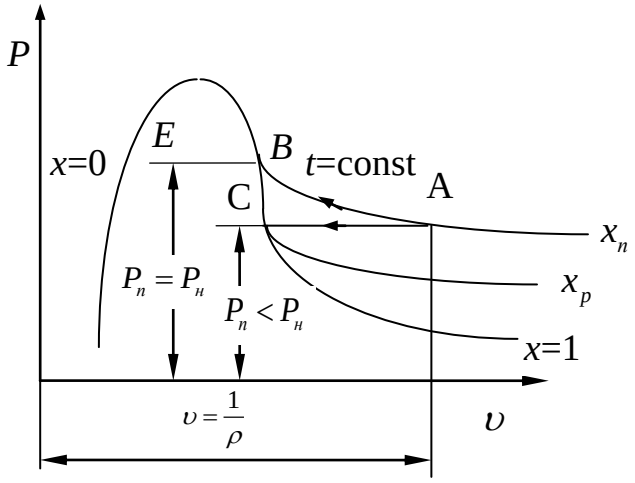


Рис. 5.1. $P\upsilon$ - діаграма водяної пари в повітрі.

Якщо при незмінній температурі *t* = const збільшувати кількість водяної пари, то її парціальний тиск буде збільшуватись до величини тиску насичення $P_н$ (процес *AB*) і пара стане сухою насиченою парою, а відповідно повітря насиченим вологим повітрям. Процес подальшого збільшення кількості водяної пари при *t* = const (процес *B–E*) буде супроводжуватись частковою конденсацією, а кількість водяної пари в вологому повітрі буде залишатись незмінною.

Таким чином, точка *B* відповідає максимально можливій кількості водяної пари у вологому повітрі при даній температурі, що є границею насичення.

Процес насичення може проходити і при незмінній кількості водяної пари, якщо охолоджувати вологе повітря при постійному парціальному тиску водяної пари P_n (процес *AC*). В точці *C* пара стає насиченою і при подальшому незначному зниженню температури створюється туман (випадання роси).

Для характеристики пароповітряної суміші необхідно знати її склад. Про склад вологого повітря судять по його вологості і вологовмісту. Розрізняють абсолютну і відносну вологість.

Абсолютною вологістю повітря називається кількість водяної пари, яка знаходиться в $1\,м^3$ вологого повітря, тобто:

$$\frac{m_n}{\upsilon_{в.п.}} = \frac{m_n}{\upsilon_n} = \rho_n . \tag{5.2}$$

Оскільки об'єм вологого повітря $\upsilon_{в.п.}$ рівний об'єму пари υ_n, то абсолютна вологість повітря рівна густині водяної пари ρ_n, яка знаходиться у вологому повітрі.

Відношення абсолютної вологості ρ_n до максимально можливої абсолютної вологості ρ_{max}, при даному тиску і температурі повітря називається *відносною вологістю.*

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{max}} \cdot 100\% . \tag{5.3}$$

Значення φ можуть змінюватися в межах від $\varphi = 0$ (сухе повітря) до $\varphi = 100\%$ (вологе насичене повітря).

Враховуючи, що пара, яка знаходиться в повітрі, розглядається як ідеальний газ, відношення густин по ізотермі *AB* можна замінити відношенням тисків

$$\varphi = \frac{\rho_n}{\rho_{пов}} = \frac{P_n}{P_{пов}} . \tag{5.4}$$

Парціальний тиск в стані насичення $P_н$ визначають із таблиць насиченої пари за температурою насиченого повітря $t_n = t_{н.пов.}$. Парціальний тиск P_n знаходять також із таблиць за температурою точки роси.

Оскільки в процесах, які проходять з вологим повітрям (підігрів, охолодження), кількість сухого повітря $m_{с.пов.}$ не змінюється, то слід всі питомі величини відносити до 1 *кг* сухого повітря. Маса водяної пари в 1 *кг* сухого повітря називається *вологовмістом.*

$$d = \frac{m_n}{m_{с.пов.}} . \tag{5.5}$$

При прийнятому допущенні про ідеальність водяної пари і повітря можна записати:

$$P_n \upsilon_n = m_n R_n T_n ; P_{пов} \upsilon_{пов} = m_{пов} R_{пов} T_{пов} .$$

Вважаючи, що $\upsilon_n = \upsilon_{пов} ; T_n = T_{пов}$, одержимо:

$$d = \frac{m_n}{m_{пов}} = \frac{R_{пов} P_n}{R_n P_{пов}} = \frac{287}{462} \cdot \frac{P_n}{P_{пов}} = 0{,}622 \frac{P_n}{P_{пов}} .$$

Враховуючи, що барометричний тиск

$$P_{бар} = P_{пов} + P_n \quad \text{і} \quad P_n = \varphi P_{пов} , \tag{5.6}$$

то:

$$d = 0{,}622 \frac{\varphi \cdot P_{пов}}{P_{бар} - \varphi \cdot P_{пов}} . \qquad \left[\frac{кг\ \ пари}{кг\ \ сух.пов.} \right] \tag{5.7}$$

Густину вологого повітря $\rho_{в.пов}$ можна визначити як суму густини пари $\rho_п$ і густини сухого повітря $\rho_{пов}$. при їх парціальних тисках. Очевидно, що

$$\rho_{в.пов} = \rho_{пов} + \rho_п = \rho_{пов}(1+d) = \rho_п \frac{1+d}{d}. \quad (5.8)$$

Ентальпію вологого повітря відносять до 1 *кг* сухого повітря або до (1 + d) *кг* вологого повітря і визначають як суму ентальпій 1 *кг* сухого повітря і *d кг* водяної пари, тобто:

$$H = h_{пов} + h_п d = c_{р.пов} t + h_п d. \quad (5.9)$$

Для температур і тисків, які застосовуються в сушильній техніці, приблизно можна вважати $C_{р.пов} = 1{,}0 кДж/(кг \cdot К)$, а для водяної пари

$$h_п = (r + c_{рт} t) = (2500 + 1{,}9 \cdot t) кДж/кг.$$

Тоді:

$$H = t + (2500 + 1{,}9 \cdot t) d \quad кДж/кг.сух.пов. \quad (5.10)$$

5.2. Температура мокрого термометра

Коли температура води не рівна температурі повітря, в залежності від вологовмісту повітря, можна спостерігати випаровування води з її поверхні, або конденсацію водяної пари з повітря на поверхню води.

Біля поверхні води повітря завжди насичене, тому його вологовміст визначається парціальним тиском насиченої водяної пари, взятої при температурі води.

При різниці температур між повітрям і водою $(t_{пов} > t_{води})$ виникає тепловий потік від повітря до води, температура останньої підвищується, що призводить до збільшення вологовмісту шару повітря, яке прилягає до поверхні води, за рахунок випаровування вологи. Одночасно збільшується різниця вологовмісту між шаром повітря, яке прилягає до поверхні води і основною масою повітря, яке знаходиться на деякій віддалі від води, що призводить до збільшення інтенсивності випаровування.

Коли теплота, яку одержує вода від повітря, стане рівною теплоті, яка витрачається на випаровування, підвищення температури води не відбувається.

Таку незмінну температуру води *називають температурою мокрого термометра.*

5.3. H-d діаграма вологого повітря

Визначення параметрів і дослідження процесів вологого повітря значно спрощується і стає наглядним, якщо використати *h – d* діаграму волого повітря, запропоновану в 1918 р. професором Л.К.Рамзіним. На цій діаграмі (рис. 5.3.) по осі ординат відкладають значення ентальпії вологого повітря *h* $кДж/кг$ сухого повітря, а по осі абсцис – вологовміст *d г/кг сух.пов*.

На діаграмі вісь абсцис направлена під кутом 135° до осі ординат. Тому лінія *h* = const нахилена під кутом 45° до горизонту. Для скорочення розмірів діаграми значення *d* з осі абсцис зносять на горизонтальну умовну вісь $O - O'$.

На діаграму наносять сітку ізотерм. Ці ізотерми являють собою прямі з невеликим нахилом вверх. На кожній з них знаходять точки з однаковими значеннями φ, а з'єднавши їх, одержують сітку кривих φ = const. Крива φ = 100% зображає стан вологого насиченого повітря і є граничною кривою. Ця крива розподіляє область ненасиченого вологого повітря (зверху) і область туману (знизу), в якій волога частково знаходиться в крапельному стані. Лінія φ = const піднімається до ізотерми $99{,}4^\circ C$ (температура насичення при *p* = 745

мм.рт.ст.), після того майже вертикально піднімається вверх, так як при $t > t_м$ величина φ залежить тільки від *d*.

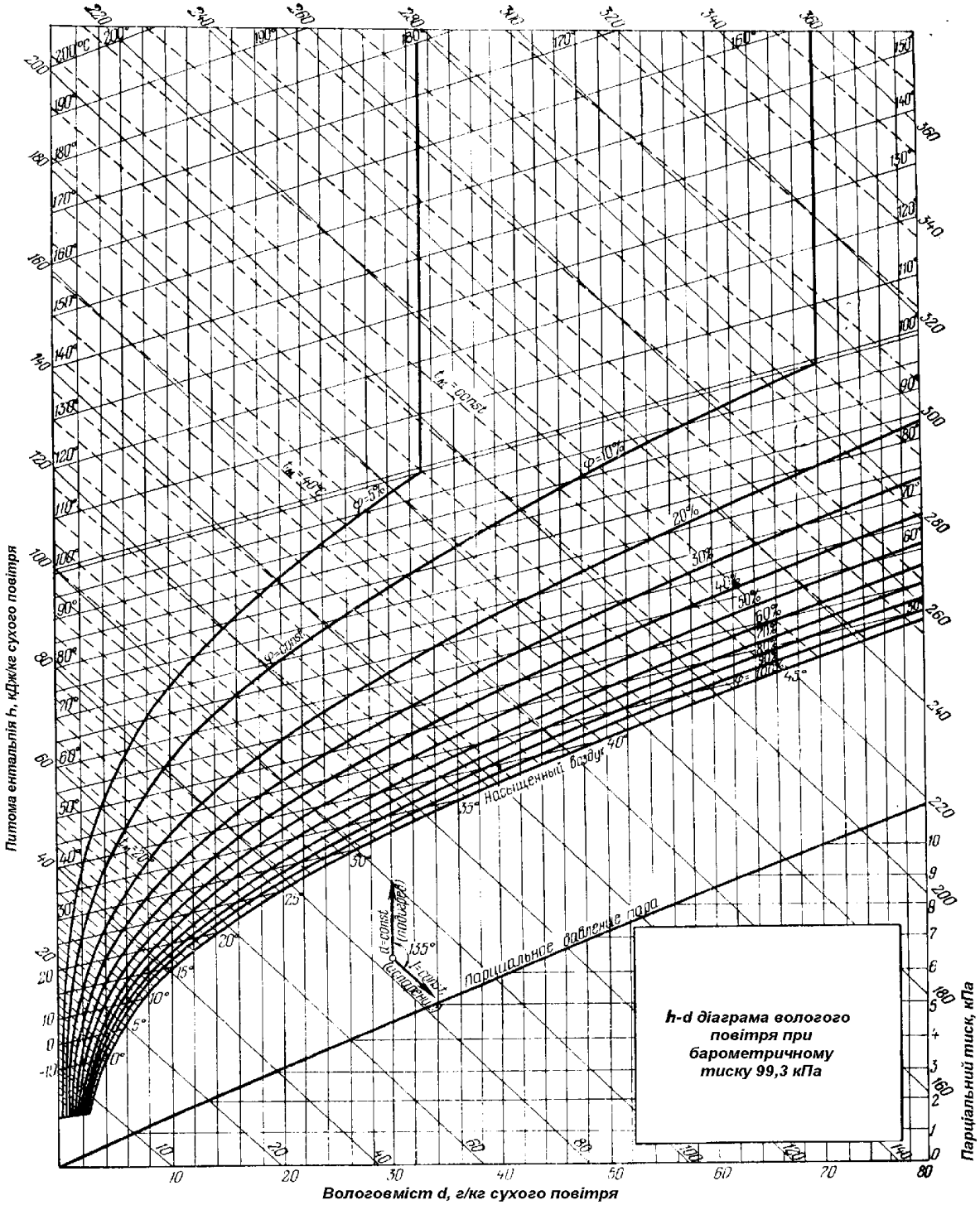


Рис.5.3. H-d діаграма вологого повітря.

На діаграмі нанесені також лінії (показані пунктирами) постійної температури мокрого термометра, яка відповідає температурі води, якщо її поверхня обдувається потоком ненасиченого вологого повітря. Якщо поверхня води обдувається потоком насиченого повітря (φ = 100%) то температура води буде співпадати з температурою повітря. Тому на *h-d* діаграмі ізотерми вологого повітря (сухого термометра) і мокрого термометра, які відповідають одному і тому ж значенню температур, перетинаються на лінії φ = 100%.

В нижній частині діаграми побудована по рівнянню (5.7) лінія парціального тиску $P_n = f(d)$.

Стан вологого повітря на $h - d$ діаграмі (точка A) можна визначити за будь-якими двома параметрами (φ і t або P_n і t), після цього можна визначати h і d. Для визначення температури точки роси із відповідної точки проводять вертикаль (d = const) до перетину з φ = 100%. Ізотерма, що проходить через цю точку, буде відповідати температурі точки роси t_p.

На $h - d$ діаграмі показані основні процеси вологого повітря. Так, враховуючи, що в процесі підігріву вологого повітря (наприклад, в калорифері сушильної установки) кількість водяної пари не змінюється, процес підігріву буде зображатись вертикальною прямою d = const ($A - B$). При цьому температура повітря збільшується від t_A до t_B, а відносна вологість зменшується від φ_A до φ_B. Різниця ординат $h_B - h_A$ дає витрати тепла на підігрів (1 + d) *кг* вологого повітря. Теоретичний процес зволоження повітря в сушильній камері проходить по кривій h = const, так як частина ентальпії, затраченої на випаровування вологи, повертається в вигляді ентальпії водяної пари. На $h - d$ діаграмі цей процес зображається відрізком *ВД*. Різниця $d_A - d_B$ визначає кількість вологи, випареної 1 *кг* сухого повітря.

5.4 Визначення вологості повітря за температурою мокрого і сухого термометрів

Прилад для вимірювання відносної вологості повітря називається психрометром. Психрометр складається із двох однакових термометрів. Один з них сухий термометр, а другий термометр обгорнутий мокрою стрічкою.

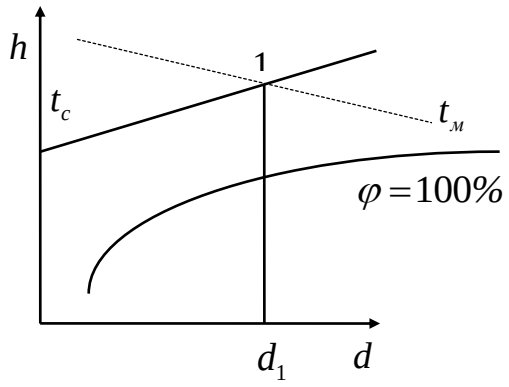


Рис. 5.4. Визначення вологості повітря за температурою мокрого і сухого термометрів.

Мокрий термометр показує нижчу температуру, ніж сухий термометр. На h–d – діаграмі на перетині температур сухого t_c і мокрого $t_м$ термометрів одержимо точку 1, по якій можна визначити відносну вологість φ і вологовміст d. Відносну вологість можна визначити якщо використовувати психрометричні таблиці.

ЛЕКЦІЯ № 8.

ТЕМА 6. ПАЛИВО І ПРОЦЕСИ ГОРІННЯ ПАЛИВА.

ПЛАН

6.1 Основні характеристики.

6.2. Горіння палива.

6.3. Витрати повітря для горіння палива.

8.1 Основні характеристики

Паливом називаються речовини, які використовуються для одержання значної кількості теплоти.

В основному використовують паливо органічного походження.

Всі види палива по агрегатному стану можуть бути розділені на тверді, рідкі, газоподібні.

По способу одержання на природні і штучні.

По способу застосування на енергетичне, промислове, побутове.

Склад палива. Паливо в тому вигляді в якому воно поступає до споживача називається робочим. Основними хімічними елементами палива є:

C– вуглець, *H*– водень, *O*– кисень, *N*– азот, *S*– сірка, *A*– попіл, *W*– вода.

Тверді негорючі домішки визначають попільність палива *A*.

Складова вартість в вагових процентах записується так:

$$C^P + H^P + O^P + N^P + S_n^P + A^P + W^P = 100\% .$$

Рівність носить умовний характер. Паливо є складною хімічною сполукою, яка розпадається на прості елементи лише в процесі горіння. Умовність такого представлення позначається символами елементів без врахування валентності їх молекул.

Паливо, з якого повністю відділена волога, називається *абсолютно сухим.*

$$C^C + H^C + O^C + N^C + S_n^C + A^C = 100\% ,$$

Формули перерахунку з робочої маси на суху мають вигляд:

$$C^c = C^p \frac{100}{100 - W^p}, \quad H^c = H^p \frac{100}{100 - W^p}.$$

Якщо із абсолютно сухого палива вилучити негорючі домішки *A*, то одержимо горючу масу палива.

$$C^\Gamma + H^\Gamma + O^\Gamma + N^\Gamma + S_n^\Gamma = 100\%$$

Сірка в паливі є в різних сполученнях – $CaSO_4$, Na_2SO_4, колчеданна – S_k, органічна – S_{op}. Сульфатна сірка не горить, її наявність враховується в негорючих домішках.

$$S_n^\Gamma = S_{op} + S_k .$$

Якщо виключити колчеданну сірку, то органічна маса палива запишеться так:

$$C^0 + H^0 + O^0 + N^0 + S^0 = 100\%$$

В більшості випадків вміст органічної сірки невеликий і масу палива представляють -

$$C^0 + H^0 + O^0 + N^0 = 100\%$$

Вид вологи і форми її зв’язку з органічною речовиною палива різноманітні. Середня вологість в робочому стані палива складає для торфу 35%, дров 30%, бурого вугілля 18–33%, кам’яного вугілля 3–5%.

Волога W^p ділиться на два види: повітряну W_B^P, яку відводять при кімнатній температурі і гігроскопічну $W_Г^P$, яка відводиться в сушильній шафі при температурі $102-105^\circ C$. Відповідно

$$W^P = W_B^P + W_Г^P.$$

Паливо, з якого відведена волога, називається *абсолютно сухим*, або *аналітичною пробою*. Так як робоче паливо відрізняється від аналітичної проби вмістом W_B^P, то

$$W_Г^P = W^a \frac{100 - W_B^P}{100}.$$

Склад аналітичної маси палива

$$C^a + H^a + O^a + N^a + S_n^a + A^a + W^a = 100\%.$$

Найбільш важливою і стабільною є горюча маса. Якщо відомо склад горючої маси зольність A^p і вологість W^P, то можна знайти елементарний склад робочого палива

$$C^P = C^Г \frac{100 - \left(A^P + W^P\right)}{100}.$$

Важливою характеристикою палива є теплота згоряння.

Теплота згорання – це кількість теплоти, яка виділяється при повному згорянні одного кілограма твердого палива і при охолодженні продуктів горіння до початкової температури процесу.

В паливі є три горючих компоненти - C, H, S.

Розрізняють вищу $Q_в^p$ і нищу $Q_н^p$ теплоту згоряння палива. Різниця між ними полягає в тому, що в вищу теплоту згорання палива входить кількість теплоти, яка може бути виділена при конденсації водяної пари, яка знаходиться в продуктах згорання палива. Тобто

$$Q_H^P = Q_B^P - Q_n^P;\ Q_n = rG_n,$$

де r – питома теплота пароутворення;

G_n – маса пари, *кг*.

В відповідності із реакцією горіння $2H_2 + O_2 = 2H_2O$. При згоранні 1*кг* водню утворюється $9\frac{H^P}{100}$ кг водяної пари плюс кількість вологи, яка міститься в паливі.

$$G_n = \frac{9H^P + W^P}{100}$$

Питома теплота пароутворення $r = 2500 кДж/кг$. Відповідно:

$$Q_n = rG_n = 25\left(9H^P + W^P\right)$$

$$Q_H^P = Q_B^P - 25\left(9H^P + W^p\right)$$

Теплота згоряння палива залежить від температури, при якій проходить процес спалювання, але як правило подають дані при температурі $20^\circ C$.

Експериментально теплоту згорання визначають шляхом спалювання в калориметрах.

Для порівняння енергетичної вартості різних видів палива вводять поняття умовного палива, теплота згорання якого прийнята рівною

$$Q_{ум} = 29{,}33 МДж/кг\ \ (7000 ккал/кг).$$

Баластом робочого палива є сірка, попіл і волога.

Сірка хоча й горить входить в склад баласту оскільки утворює шкідливі речовини.

Склад сірки в торфі, дровах, малоефірнистій нафті – 0,3-0,4%, антрациті, кам'яному і бурому вугіллі 2-6%.

Попіл, який утворюється після горіння має вигляд сипучої маси або сплавлених кусків – шлаку. При температурах горіння попіл розм'якшується, а потім плавиться.

Плавкість попелу характеризується температурами початку

деформації t_1, розм'якшення t_2, рідкого стану t_3.

В залежності від температури рідкого стану попелу розрізняють

Легкоплавкий – $t_з < 1200^\circ C$

Середньоплавкий – $t_з < 1200 \div 1400^\circ C$

Тугоплавкий – $t_з > 1400^\circ C$.

Вихід летких речовин. При нагріві палива без доступу повітря проходить термічний розклад палива з виділенням летких речовин і твердого нелеткого залишку.

В склад летких речовин входять гази: $CO_2, CO, C_m H_m, H_2 S$.

В склад нелеткого залишку входять вуглець *С* (кокс) і попіл *А*.

Вихід летких речовин коливається від 4% для антрациту, до 85% для нафти.

Процес сухої перегонки при $t = 1050 \div 1100^\circ C$ називається *коксуванням*.

Характеристики окремих видів палива. *Торф* – найбільш молоде паливо. Вихід летких речовин 70%, вологість W^p = 40…50%, нижча теплота згорання $Q_н^P = 8{,}37 \ldots 10{,}47 \dfrac{МДж}{кг}$

Буре вугілля використовується як енергетичне паливо місцевого значення.

Середній склад: $C^0 - 68\%; H^0 - 5{,}5\%;\ O^0 - 25{,}0\%; N^0 - 1{,}0\%$

Нижча теплота згорання $Q_н^P = 27200 \dfrac{кДж}{кг}$.

Характеризується високою сірчистістю, $S_n^P = 1 \div 3\%$ попільністю $A^P = 10 \div 25\%$ і вологістю $W_P = 30\%$.

Кам'яне вугілля – об'єднує багато видів палива. До числа загальних ознак, які відрізняють кам'яне вугілля від бурого і торфу відносяться: відсутність видимих неозброєним оком слідів рослинних залишків, мала гігроскопічність $W^a < 10\%$, загальна лужна реакція продуктів сухої перегонки, висока теплота згоряння.

В основу класифікації покладений вихід летких речовин $V^Г$ і характеристика нелеткого залишку. Марки палива:

Д– довгополум'яний, *Г*– газовий, *ГЖ*– газовий жирний, *Ж*– жирний, *КЖ*– коксовий жирний, *К*– коксовий, *ОС*– отощений спікний, *СС*– слабоспікний, *Т*– тощий, *ПА*– напівантрацит, *А*– антрацит.

Кам'яне вугілля класифікується також по розміру кусків, *мм*.

К– крупне (50 ÷ 100), *О*– оріх (25 ÷ 50), *М*– мілке (13 ÷ 25), *С*– сім'я (6 ÷ 13), *Ш*– штиб (< 6), *Р*– рядовий (не обмежений).

Горючі сланці представляють собою суміш сапропелітових (нафтоподібних) продуктів, утворених в результаті розкладу багатих жирами водних мікроорганізмів, які закінчили свою життєдіяльність з мінеральними речовинами, які попали в сапропелітові накопичення в результаті обвалів.

Характеризуються високим виходом летких речовин (до 85%), високим вмістом водню (до 10%) і високою попільністю (до 10%). Нижча теплота згорання $Q_н^P = 5{,}87 \div 10 \dfrac{МДж}{кг}$.

Нафта – складна система вуглеводів різного складу. Розрізняють 6 її типів. Основні із них – метанова і нафтонова.

Нафту класифікують по вмісту сірки (малосірчиста $S_n^Г < 0{,}5\%$, високосірчиста $S_n^Г < 3{,}5\%$), смолистих речовин і по температурі застигання масляної фракції (малопарафініста $t_{заст} < -16^\circ C$, парафініста $t_{заст} \div -15$ до $+20^\circ C$, високопарафініста $t_{заст} > 20^\circ C$).

Для енергетики використовують тільки відходи нафтопереробної промисловості – мазути.

Теплота згоряння мазуту $Q_н^P = 39200 кДж/кг$. Важливою характеристикою мазутів є їх відносна в'язкість, виражена в градусах Енглера. В залежності від цього мазути позначаються марками 40, 100, 200.

Газоподібне паливо. В котельних установках використовується природній і доменний газ.

Склад газоподібного палива представляють в об'ємних відсотках горючих і негорючих газів.

$$Q_н^c = 128CO_2 + 107H_2 + 355CH_4 + 628C_mH_n.$$

Природні гази поділяються на дві групи: сухі гази чисто газових родовищ і попутні "жирні гази", які супутні нафтодобуванню. Теплота згорання сухого природного $Q_н^c = 35{,}52 \div 35{,}61 \frac{МДж}{м^3}$.

8.2. Горіння палива

Горінням називають процес швидкого окислення горючого у високотемпературній зоні.

Температура запалювання – це температура, до якої необхідно нагріти паливо і необхідне для його горіння повітря, щоб почалось інтенсивне з'єднання елементів палива з киснем повітря.

Температура запалювання становить для кам'яного вугілля 300- 350^0C, метану 650-750^0C, дров 225-280^0C, антрациту 650-700^0C.

Для газоподібних палив існує межа, за границями якої горіння палива неможливе.

Основним джерелом теплоти для підігріву горючої суміші до температури запалювання є теплота продуктів згоряння.

При спалюванні твердого палива велике значення має час згорання, який впливає на розміри пічкової камери:

$$\tau_г = \tau_д + \tau_k,$$

де $\tau_д$ – час дифузійних процесів;

τ_k – час на кінетичні процеси виконання хімічних реакцій.

Швидкість протікання хімічних реакцій пропорційна концентраціям реагуючих речовин і визначається за формулою:

$$\omega = kc_1^{n_1}c_2^{n_2}$$

де c_1 і c_2 – концентрації реагуючих речовин;

k – постійна реакції.

Постійна реакції, яка залежить від природи реагуючих речовин оцінюється формулою Арреніуса:

$$k = k_0 e^{-\frac{E}{RT}},$$

де E – енергія активації, $кДж/кмоль$;

R – універсальна газова стала;

k_0 – визначається експериментально.

Енергія активації необхідна для послаблення і руйнування зв'язків.

Для газових сумішей $E = 85 - 170 \;\; кДж/кмоль$.

8.3. Витрати повітря для горіння палива

Мінімальна кількість повітря необхідна для повного згоряння палива називається *теоретичною кількістю повітря*.

Її можна визначити використовуючи реакції горіння:

$$C + O_2 = CO_2 \qquad S + O_2 = SO_2$$

$$2C + O_2 = 2CO \qquad 2H_2 + O_2 = 2H_2O$$

$$CO + O_2 = 2CO_2 \qquad CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O$$

Наприклад, із реакції повного згорання вуглецю видно, що для повного згорання вуглецю масою 12*кг* необхідно 32*кг* кисню і в результаті цього утвориться 44*кг* CO_2.

Тобто для згорання 1*кг* *C* необхідно $\frac{MO_2}{MC}$ *кг* O_2. При кількості вуглецю C^p в 1*кг* палива потрібно $\frac{MO_2}{MC} \cdot \frac{C^p}{100}$ *кг* O_2= $\frac{32}{12} \cdot \frac{C^p}{100} = \frac{8}{3} \cdot \frac{C^0}{100}$

Загальна кількість кисню визначається за формулою:

$$L^o_{O_2} = \frac{8}{3}\frac{C^p}{100} + \frac{S^p}{100} + 7{,}94\frac{H^p}{100} - \frac{O^p}{100}.$$

Враховуючи, що кисню в повітрі 0,231%, а також питому вагу сухого повітря $1{,}293\, кг/м^3$, одержимо:

$$V^o = 0{,}0889\left(C^p + 0{,}375S^p\right) + 0{,}265H^p - 0{,}0333O^p, \; м^3/кг.$$

Відношення дійсної кількості повітря до теоретично необхідної, називається *коефіцієнтом надлишку повітря*:

$$\alpha_T = \frac{V}{V^0}.$$

Цей коефіцієнт залежить від виду спалюваного палива, конструкції пічки і способу перемішування палива з повітрям.

ЛЕКЦІЯ № 9.

ТЕМА 7. ГАЗОТУРБІННІ І ПАРОСИЛОВІ УСТАНОВКИ

ПЛАН

7.1. Принцип дії паросилових установок.

7.2. Цикл Ренкіна паросилової установки.

7.3. Цикл з вторинним перегрівом пари.

7.4 Теплофікаційний цикл.

7.1. Принцип дії паросилових установок.

Можливість отримання значної потужності в одному агрегаті (до 100 тис. кВт і вище) внаслідок відсутності інерційних зусиль від мас, що рухаються зворотньо-поступально, і більш повного розширення продуктів згорання (до тиску зовнішнього повітря), а також малі габарити і низький розхід мастила та охолоджуючої рідини зумовили розвиток газотурбінних установок в різних галузях народного господарства і особливо в авіації в зв'язку з створенням реактивних двигунів. Останнє вдалося здійснити завдяки використанню сучасних досягнень аеродинаміки і металургії, бо практична реалізація цикла газотурбінної установки стає економічно вигідною лише при високих температурах робочого тіла (700-900^0C).

Газотурбінні установки можуть працювати по циклах зі згоранням при постійному об'ємі і при постійному тиску. Практикою газотурбобудування було доведено, що найкращі перспективи розвитку мають газотурбінні установки, що працюють по циклу зі згоранням при p = const.

Принципова схема найпростішої газотурбінної установки зі згоранням при p = const показана на рис. 7.1.

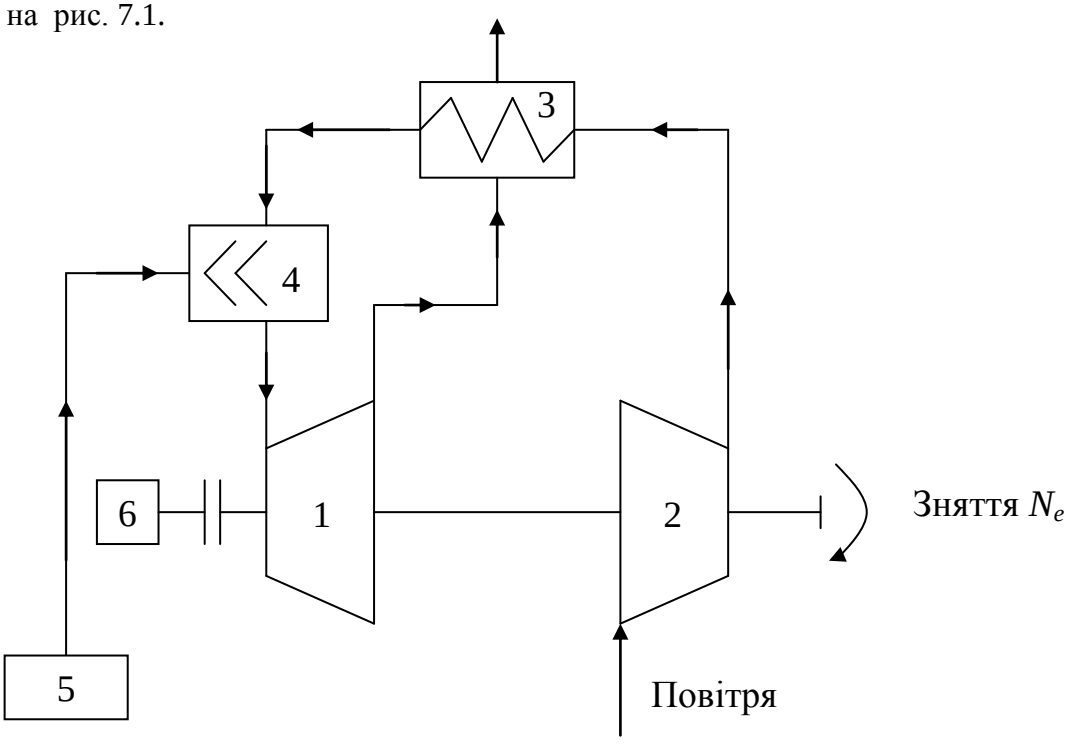


Рис 7.1. Принципова схема найпростішої газотурбінної установки.
1 – газова турбіна; 2 – повітряний компресор; 3 – регенератор; 4 –камери згорання;
5 – паливний насос; 6 – пусковий двигун.

Робота установки протікає наступним чином: пусковий двигун (найчастіше поршневий д.в.з. або електродвигун) через з'єднувальну муфту розкручує вал турбіни і барабан осьового компресора. Компресор починає засмоктувати повітря з атмосфери, стискає його і направляє в регенератор (повітрепідігрівач). В регенераторі повітря нагрівається за рахунок тепла відпрацьованих газів, що виходять з турбіни. Підігріте повітря по трубопроводу поступає в камеру згоання. Сюди ж паливний насос через форсунки подає рідке паливо. Паливо згорає неперервно при p = const.

Продукти згорання направляються по трубопроводу до сопел газової турбіни, звідки виходять з великою швидкістю (до 1000 *м/сек*) і попадають на лопатки робочого колеса, віддаючи їм більшу частину своєї кінетичної енергії, за рахунок якої і отримується механічна енергія обертання вала турбіни. Частина цієї енергії витрачається на привід компресора і паливного насоса (пусковий двигун вимикається) а решта знімається з валу у вигляді ефективної потужності N_e, що служить для приводу машини-засобу.

Відпрацьовані гази по виході з лопатевих каналів робочих коліс турбіни направляються в регенератор, де віддають частину свого тепла на підігрів повітря, що проходить з компресора в камери згорання. Камера згорання неперервно з'єднується з повітряним і паливним трубопроводами і трубопроводом, що служить для відводу продуктів згорання. Цим самим забезпечується неперервний процес горіння палива при постійному тиску.

Теплові паросилові установки дають біля 80% енергії, яка виробляється в країні. Принципова схема паросилової установки показана на рис.7.3.

В паросилових установках продукти згорання палива безпосередньо не приймають участь в робочому циклі, вони є тільки джерелом теплоти, а робочим тілом служить пара, найчастіше це водяна пара. Волога насичена пара із котла 1 поступає в пароперегрівач 2, де за рахунок теплоти димових газів нагрівається до стану перегрітої пари. Далі пара поступає в парову турбіну 3, де теплова енергія пари перетворюється в кінетичну енергію. В конденсаторі 5 проходить повна конденсація водяної пари і вода насосом 6 подається назад в котел.

Цикл Карно, який є найефективнішим для водяної пари можливий тоді, коли ізотерми співпадають з ізобарами, тобто повинен проходити в області вологої насиченої пари. Технічно здійснити такий цикл важко через громіздкість насосної установки для стиснення вологої насиченої пари (рис.7.3.).

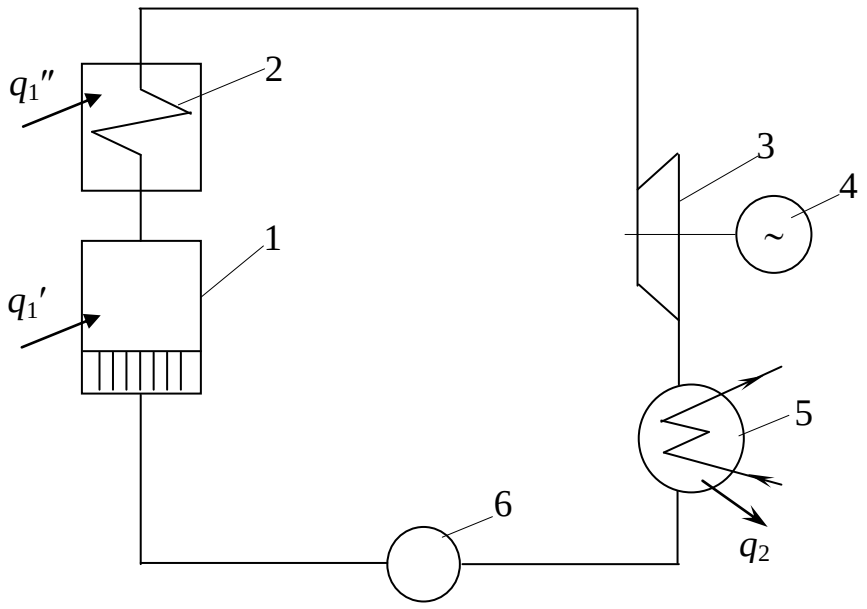


Рис. 7.3. Принципова схема паросилової установки:
1– паровий котел, 2 – пароперегрівач, 3 – парова турбіна,
4 – генератор, 5 – конденсатор, 6 – насос.

Робота, яку необхідно виконати відповідає площі *adnm.* Тому в паросилових установках за циклом Карно зберігається лиш загальне термодинамічне значення як циклу, який має в заданому інтервалі температури найбільше значення термічного к.к.д.

7.2. Цикл Ренкіна паросилової установки

Основним циклом паросилової установки є цикл Ренкіна. Принципова схема циклу показана на рис.7.1.2. Графічне зображення циклу показано на рис.7.1.2. Процес підведення теплоти 4-5-6-1 в котлі і 6-1 в пароперегрівачу проходить при постійному тиску. В турбіні (процес 1-2) проходить адіабатне розширення пари до стану вологої насиченої пари. Конденсація пари і відведення теплоти проходить при постійному тиску і об'ємі. Процес 2-3 є одночасно ізобарним і ізотермічним.

Оскільки вода практично нестислива, то в процес подачі води 3-4 є ізохорним, в *TS* – координатах точка 3 і 4 співпадають. Робота, яка витрачається на стиснення в 3 4 8 7 є значно меншою чим в циклі Карно.

Термічний ККД циклу Ренкіна може бути визначений з загального виразу:

$$\eta_t = \frac{l}{q_1},$$

де l – робота в циклі;

q_1 – кількість підведеної теплоти.

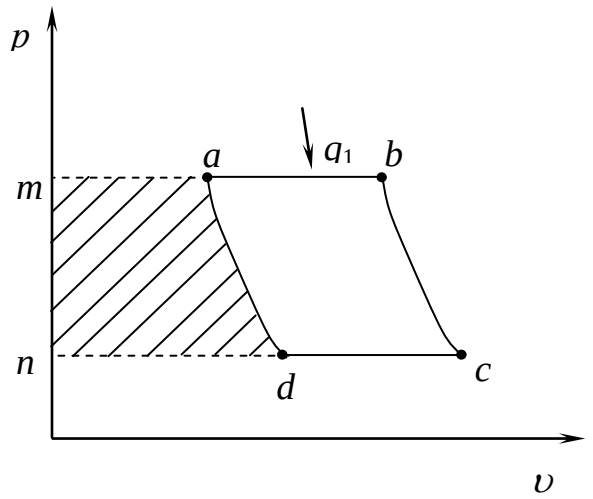


Рис. 7.1.1. Цикл Карно паросилової установки.

Теплота надається робочому тілу на ділянках 4-5-6-1 при постійному тиску. Її можна визначити як $q_1 = h_1 - h_2^{/}$,

де h_1 – ентальпія пари на вході в турбіну;

$h_2^{/}$ – ентальпія живильної води.

Теплота, віддана парою в конденсаторі при постійному тиску на ділянках 2-3 буде рівна $q_2 = h_2 - h_2^{/}$, де h_2 – ентальпія пари, яка виходить із турбіни.

$$\eta_t = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{h_1 - h_2^{/} - \left(h_2 - h_2^{/}\right)}{h_1 - h_2'} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_2'}. \qquad (7.1)$$

Зручно визначити ККД циклу паросилової установки за допомогою h-s - діаграми, де h_1 і h_2 визначаються за відомими початковими і кінцевими параметрами адіабатного процесу розширення пари в турбіні. $h_2^{/}$ - визначається за таблицями насиченої пари для тиску p_2.

Важливою розрахунковою характеристикою циклу є питомий розхід пари d_0, який представляє собою відношення часового розходу пари D_0 в ідеальному двигуні до виробленої електроенергії ***N***.

Із теплового балансу ідеального двигуна $D_0 (h_1 - h_2) = 3600N$.

$$d_0 = \frac{D_0}{N} = \frac{3600}{h_1 - h_2}. \qquad (7.2)$$

Із рівняння (7.1) неможливо вияснити характер впливу параметрів стану водяної пари на величину η_t циклу Ренкіна.

Для цього використаємо поняття еквівалентного циклу Карно, який проходить в межах середніх температур підведення і відведення тепла.

Із рівняння $\eta_t = 1 - T_{2ср}/T_{1ср}$ випливає, що із збільшенням інтервалу середніх температур циклу ($T_{2ср}$ і $T_{1ср}$) термічний ККД любого циклу збільшується. Збільшення середньої температури $T_{1ср}$ в процесі підведення теплоти в циклі Ренкіна можна здійснити двома способами.

Перший - збільшення початкового тиску підведення теплоти від 2,0 до 10,0*МПа* при одній і тій же температурі перегрітої пари $T_1 = 500°C$ і одним і тим же тиском в конденсаторі $p_2 = 0{,}004$ *МПа* підвищує ККД циклу Ренкіна від 0,368 до 0,426 тобто на 16,2 % .

Необхідно відмітити, що власне підвищення тиску ніякої переваги не дає і якщо б підвищення η_t можна було б досягнути іншим шляхом то йому необхідно було б надати перевагу. Негативним наслідком підвищення початкового тиску є збільшення степені вологості пари в процесі розширення.

Другий - підвищення температури перегрітої пари $T_1^{/} > T_1$, що також призводить до збільшення середньої температури підведення теплоти в процесі (рис.7.1.4). В зв'язку з цим найбільш сприятливі результати одержані при використанні високих початкових параметрів пари.

Мінімальна температура T_2 визначається температурою навколишнього середовища 20-30°C , що відповідає тиску p = 0,0024 – 0,0043*МПа*.

На відміну від теоретичного циклу в дійсних циклах процеси протікають необоротно. Робота тертя пари в турбіні перетворюється в теплоту, підвищує ентальпію пари в кінцевому стані від h_2 до $h_{2д}$. Тому дійсний процес адіабатного розширення пари в турбіні, протікає необоротно зі збільшенням ентропії, умовно позначиться не прямою 1-2, а кривою 1-2*д* (рис. 7.1.5) .

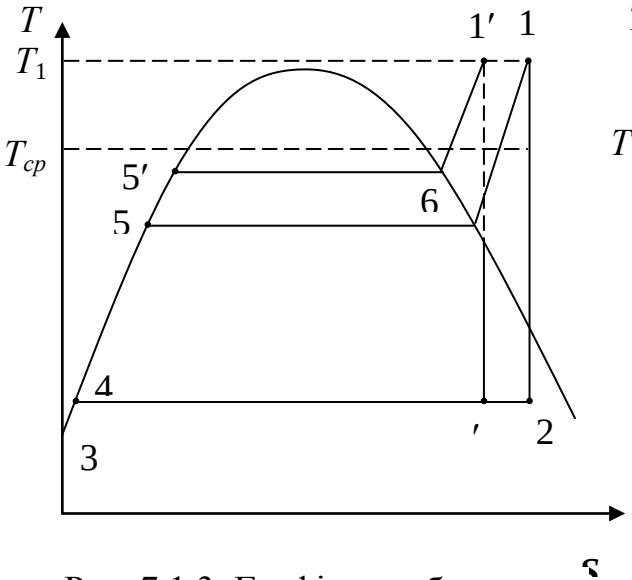


Рис. 7.1.3. Графічне зображення впливу початкового тиску на к.к.д циклу Ренкіна.

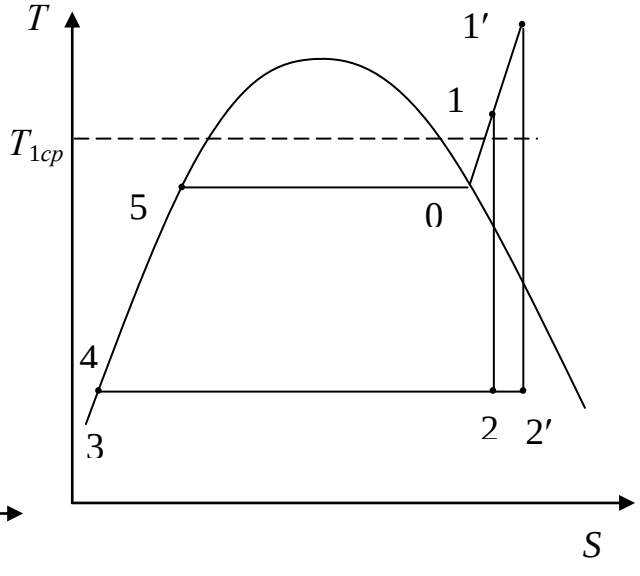


Рис. 7.1.4. Графічне зображення впливу температури перегріву T_1 на к.к.д. циклу Ренкіна.

Тоді відносний внутрішній ККД турбіни

$$\eta_{01} = \frac{l_i}{l_0} = \frac{h_i - h_{2Д}}{h_1 - h_2}, \tag{7.3}$$

η_{01} для сучасних машин складає 0,8-0,9.

Абсолютний внутрішній ККД для циклу Ренкіна:

$$\eta_1 = \frac{l_i}{q_1} = \frac{h_1 - h_{2Д}}{h_1 - h_2'}. \tag{7.4}$$

η_i - сучасних паросилових установок становить 0,35.

Для підвищення ККД паросилової установки використовують попередній підігрів живильної води за рахунок відпрацьованої пари (регенеративний цикл), вторинний перегрів пари (цикл з вторинним перегрівом), комбіноване використання тепла (теплофікаційний цикл).

Особливістю регенеративного циклу (рис. 7.1.6) є те, що конденсат після конденсатора попередньо підігрівається в спеціальних теплообмінниках парою, яку відбирають із проміжних ступенів турбіни. Практично є доцільним використання 6-8 ступіней.

При відборі пари на підігрів конденсату з однієї сторони зменшується розхід теплоти q_1 на одержання пари, але з іншої зменшується робота l_0 в турбіні. Не дивлячись на протилежний характер цих процесів відбір пари завжди підвищує η_t. Це пояснюється тим, що при підігріві живильної води за рахунок теплоти конденсації відпрацьованої пари виключається підвід теплоти від зовнішнього джерела на ділянці 4-5' – (рис.7.1.6) і таким чином середня температура підводу теплоти від зовнішнього джерела в регенеративному циклі збільшується (підведення зовнішньої теплоти здійснюється тільки на ділянці 5-6-1).

Задачі зручно вирішувати по *h-s* діаграмі. Розглянемо схему і регенеративний цикл з одним відбором (рис.7.1.6).

Із одного кілограма пари, яка поступає в турбіну, α кг пари розширяються тільки до тиску відбору p_{20}, виконуючи корисну роботу $l_1 = \alpha(h_1 - h_{20})$, а $1-\alpha$ *кг* розширюються в турбіні до кінцевого тиску p_2, виконуючи корисну роботу

$$l_2 = (1 - \alpha_1)(h_1 - h_2).$$

Загальна робота 1 кг пари в регенеративному циклі:

$l_0 = l_1 + l_2 = \alpha(h_1 - h_{20}) + (1 - \alpha)(h_1 - h_2)$ або $l_0 = h_1 - h_2 - \alpha(h_{20} - h_2)$.

Кількість теплоти, затраченої на нагрів 1 *кг* пари $q_1 = h_1 - h_{20}$.

Термічний ККД регенеративного циклу:

$$\eta_{t_{рег}} = \frac{l_0}{q_1} = \frac{h_1 - h_2 - \alpha\left(h_{20} - h_2\right)}{h_1 - h_{20}}. \tag{7.5}$$

Кількість відібраної пари визначається із балансового рівня теплоти нагрівача:

$$(1 - \alpha)(h'_{20} - h'_2) = \alpha\,(h_{20} - h'_2), \tag{7.6}$$

звідки:

$$\alpha = \frac{h_{20} - h_2'}{h_{20}' - h_2'} \tag{7.7}$$

де h_{20} – ентальпія пари при тиску відбору;

h'_{20} – ентальпія пари при тиску виходу пари із турбіни;

h'_2 – ентальпія пари при тиску в конденсаторі.

7.3. Цикл з вторинним перегрівом пари

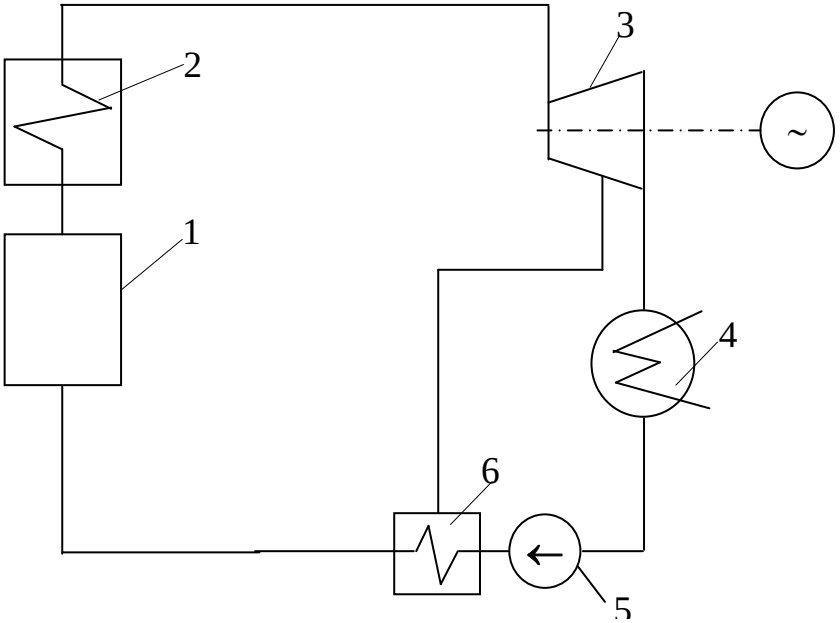


Рис. 7.1.6. Принципова схема паросилової установки з проміжним відбором пари. 1- паровий котел, 2-пароперегрівач, 3- парова турбіна.

Як було встановлено негативним наслідком підвищення початкового тиску є збільшення степені вологості пари в кінці розширення.

Щоб уникнути підвищення вологості в кінці адіабатного розширення за допустиму межу, використовують підвищення початкової температури перегрітої пари, а також вторинний або проміжний перегрів (рис.7.2.1 та 7.2.2).

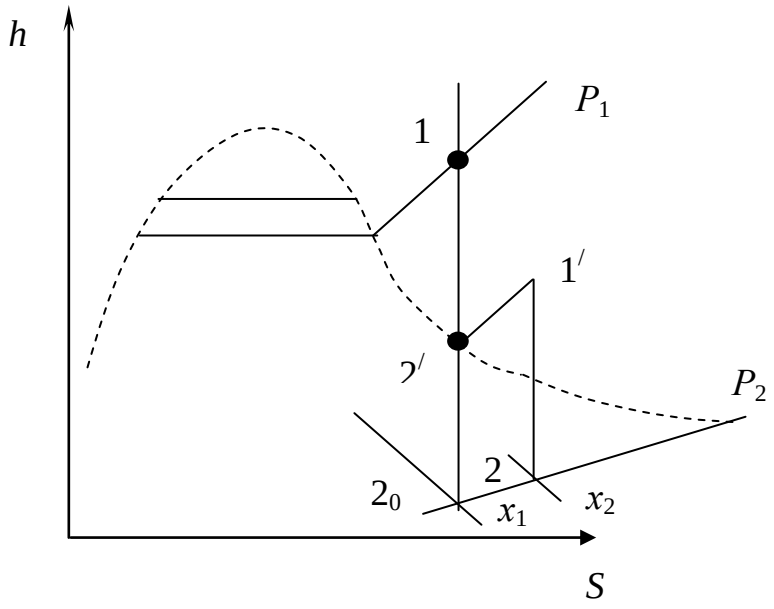


Рис. 7.2.2 Графічне зображення циклу з вторинним перегрівом пари в *hs* – координатах

Суть проміжного перегріву полягає в тому, що пару після розширення 1-$2'$ в першій ступені турбіни *I* при постійному тиску $p_{пр}$, вторинно перегрівають в другому перегрівачу

ПП$_2$ до температури $T_1^{/}$.

Потім пара поступає в наступну ступень турбіни, де проходить розширення 1′-2 до тиску в конденсаторі. В результаті вторинного перегріву степінь сухості пари збільшується з x_1 до x_2 відповідно точки 2_0 і 2. Одночасно може підвищуватись і термічний коефіцієнт циклу.

7.4 Теплофікаційний цикл

В описаних циклах значна частина теплоти (більше 50%), що надається парі в паровому котлі, відводиться в конденсаторі. Вода, яка має температуру 25-30°*C* не може бути використана в опалювальних системах або для технологічних нужд.

Щоб в подальшому використовувати теплоту необхідно підвищити її температуру, для цього необхідно підвищити тиск пари, яка виходить із турбіни. Такі установки працюють з погіршеним вакуумом або з протитиском. Поряд з виробництвом електроенергії вони відпускають теплоту в вигляді пари або гарячої води і називаються теплофікаційними(ТЕЦ). Схема і цикл показані на рисунку 7.3.1 та 7.3.2.

В цій установці відсутній конденсатор і пара після турбіни з підвищеним тиском і температурою T_n направляється до споживача теплоти *ТС*, віддаючи теплоту споживачу, пара конденсується і насосом направляється в котел.

Підвищення протитиску приводить до зменшення електричної енергії і термічного ККД, але загальне використання теплоти $q_{вих}$ при цьому значно підвищується.

$$q_{вих} = l_0 + q_2, \tag{7.8}$$

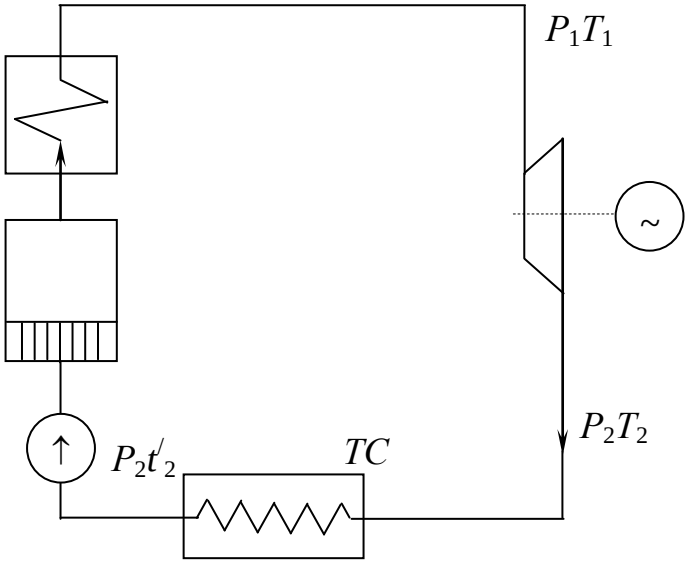


Рис. 7.3.1. Принципова схема ТЕЦ.

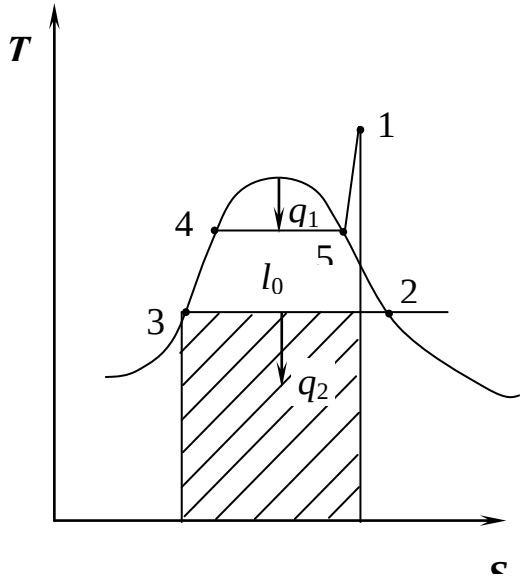


Рис. 7.3.2. Графічне зображення теплофікаційного циклу.

Комбінований спосіб виробництвом електроенергії і теплової енергії є одним з головних методів підвищення економічності теплових електростанцій і служить основою теплофікації.

Характеристикою комбінованого процесу буде служити відношення використаної енергії lо+q_2 до підведеної теплоти в процесі q_1

$$\eta_{i,T} = \frac{q_{вих}}{q_1} = \frac{\left(h_1 - h_2\right) + \left(h_2 - h_2^{/}\right)}{h_1 - h_2^{/}}. \tag{7.9}$$

В ідеальних випадках, коли вся теплота q_2 використовується η_{iT} = 100%. В дійсності η_{iT} досягає 60-80%.

Щоб в великому діапазоні міняти теплове і електричне навантаження на більшості

ТЕЦ використовують конденсаційні турбіни з проміжним відбором пари, при тиску, необхідному для споживачів теплоти.

7.4 Парогазовий цикл

Значне підвищення ефективності ПСУ можна досягнути шляхом комбінування газотурбінної установки з паросиловою (рис.7.4.1, 7.4.2). Продукти згорання після парового котла з температурою біля 700°С поступають в газову турбіну T_1. Попередній нагрів конденсату, який поступає в котел, проводиться випускними газами газової турбіни (процес *d-a*) в газоводяному підігрівачу ГВ. Пара з котла поступає в парову турбіну T_2.

Відповідно в таких умовах ефективно використовується гази, що виходять із котла, а

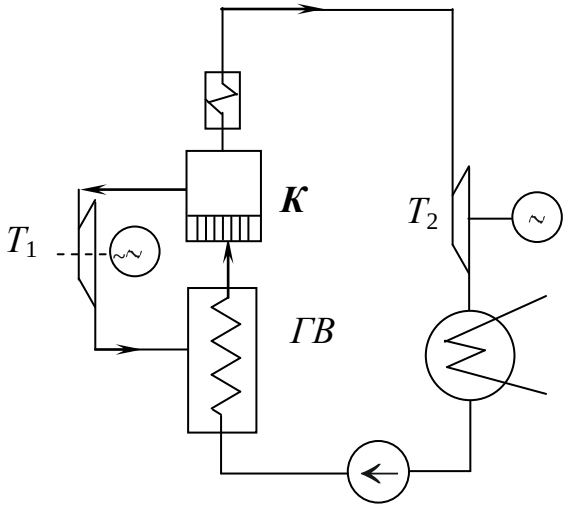


Рис. 18.4.1. Схема парогазової установки.

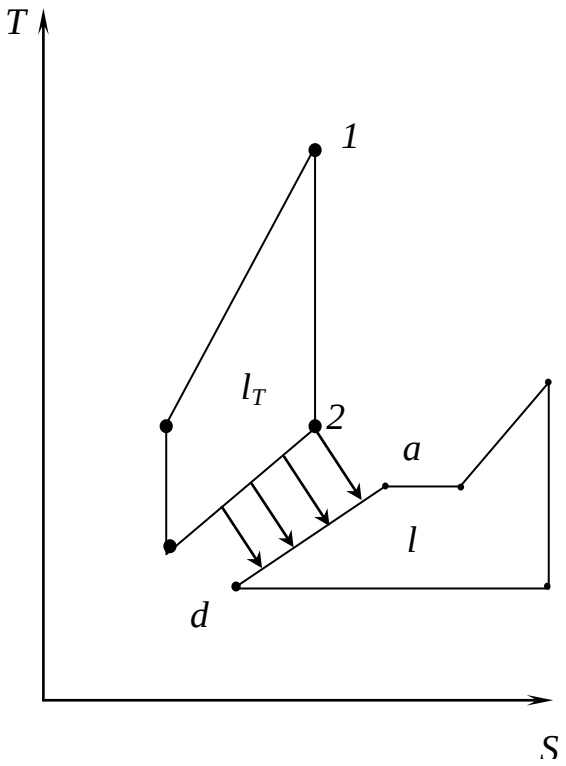


Рис. 18.4.2 Цикл парогазової установки.

також покращується використання газів, які залишають газову турбіну. Переваги газотурбінного циклу - використання більш високої температури робочого тіла. В газових турбінах до 700°*C*, в паросилових установках - 500-550°*C*. Перевага перед газовими є те, що в паровому котлі використовується більш низька температура холодного джерела. В газотурбінному температура на виході складає 150°*C*, а в паросиловому 25-30°*C*. Комбінована установка дає економію палива на 15% в порівнянні з паротурбінною.