

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ»



1898

В.В. Дубровська, В.І. Шкляр

ТЕРМОДИНАМІКА ТА ТЕПЛООБМІН

Навчальний посібник

Затверджено Вченою радою НТУУ „КПІ” як навчальний посібник
для студентів, які навчаються за спеціальністю «Екологія»

**Київ
НТУУ «КПІ»
2016**

Дубровська, В.В.

Термодинаміка та теплообмін: навч. посіб. / В.В. Дубровська, В.І. Шкляр – К.: НТУУ «КПІ», Вид-во «Політехніка», 2016. – 152 с.

Гриф надано Вченою радою НТУУ „КПІ”

(Протокол № 7 від 6 червня 2016 р.)

Рекомендовано вченою радою

Інституту енергозбереження та енергоменеджменту, НТУУ „КПІ”

(Протокол № 5 від 30 листопада 2015 р.)

Термодинаміка та теплообмін

Навчальний посібник

для студентів спеціальності 101 «Екологія»

Розглянуті основні закони термодинаміки, термодинамічні процеси, цикли теплових машин, властивості ідеальних газів, водяної пари та вологого повітря/. Описано явища явище теплопровідності, конвективного теплообміну і теплового випромінювання. Наведена класифікація теплообмінних апаратів та основи теплового розрахунку рекуперативного теплообмінника.

Посібник складається з трьох розділів, які містять задачі з методикою їх розв’язання та контрольні питання. В додатках наведено теплофізичні властивості теплоносіїв, h-s діаграма водяної пари та h-d діаграма для вологого повітря.

Автори: В.В. Дубровська, канд. техн. наук, доц.
В.І. Шкляр, канд. техн. наук, доц.

Відповідальний редактор В.І. Дешко, д-р. техн. наук, проф.

Рецензент С.М. Василенко, д-р. техн. наук, проф.
І.С. Долгополов, канд. техн. наук, доц.

За редакцією авторів

Зміст

Вступ.....	4
Розділ 1 Термодинаміка.....	5
1.1 Основні поняття.....	5
1.2 Теплота і робота та їх визначення.....	15
1.3 Перший закон термодинаміки.....	24
1.4 Другий закон термодинаміки.....	28
1.5 Цикл Карно. Теореми Карно.....	33
1.6 Властивості і процеси з ідеальними газами.....	42
1.7 Газові суміші.....	51
1.8 Реальні гази. Основні поняття і визначення.....	57
1.9 Цикл Ренкіна.....	67
1.10 Вологе повітря. Основні поняття і визначення.....	69
Розділ 2 Теплообмін.....	82
2.1 Основні поняття і визначення.....	82
2.2 Теплопровідність.....	83
2.3 Конвективний теплообмін.....	101
2.4 Теплообмін при агрегатних перетвореннях рідини.....	112
2.5 Теплообмін випромінюванням.....	120
Розділ 3 Теплообмінні апарати.....	133
3.1 Класифікація теплообмінних апаратів.....	133
3.2 Основні рівняння теплового розрахунку рекуперативного теплообмінного апарату.....	134
Література.....	139
Додатки.....	140

Вступ

В навчальному посібнику систематично викладені основні питання термодинаміки та теорії теплообміну для полегшення вивчення студентами екологами дисципліни «Термодинаміка та теплообмін в екосистемах», які навчаються за спеціальністю 101 «Екологія».

В першому розділі посібника розглянуті основні закони термодинаміки, термодинамічні процеси, цикли теплових машин, властивості ідеальних газів, водяної пари та вологого повітря [1-6].

У другому розділі викладені закони теплопровідності, елементи теорії подібності і конвективний теплообмін та випромінювання [7-8].

У третьому розділі наведені основи розрахунку теплообмінних апаратів.

Кожний розділ містить задачі з методикою їх розв'язку та контрольні питання. В додатку наведені теплофізичні властивості теплоносіїв, h - s діаграма водяної пари та h - d діаграма для вологого повітря.

Навчальний посібник призначений для студентів вищих навчальних закладів, які навчаються за спеціальностями не енергетичного спрямування.

Розділ 1. ТЕРМОДИНАМІКА

1.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ

Термодинаміка – наука, яка вивчає процеси закономірності перетворення енергії, властивості тіл і систем, що беруть участь в цих процесах.

Об'єктами вивчення термодинаміки (ТД) є різні термодинамічні системи (ТДС), які являють собою сукупність макроскопічних матеріальних тіл, що обмінюються енергією або речовиною між собою і навколишнім (зовнішнім) середовищем (НС), яке лежить поза його межами. Окреме тіло може розглядатися як ТДС. Поверхня, яка відокремлює ТДС від НС, називається **контрольною**.

ТДС поділяються на (рис. 1.1):

Закриті – немає обміну речовиною з навколишнім середовищем через контрольну поверхню ($m=\text{const}$). Наприклад, продукти згоряння двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ) в процесі розширення.

Відкриті – є обмін речовиною і енергією з навколишнім середовищем через контрольну поверхню ($m \neq \text{const}$). Наприклад, процес виштовхування відпрацьованих газів в ДВЗ.

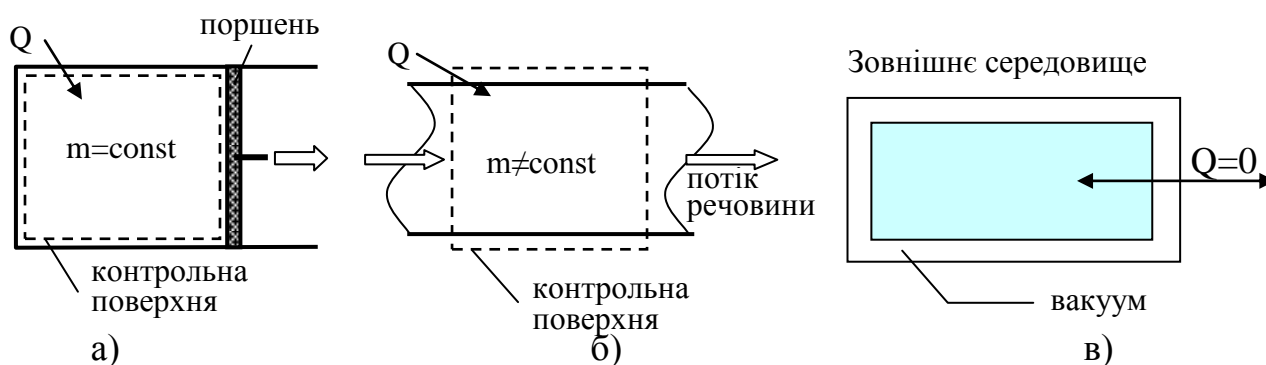


Рис. 1.1. Закрита (а), відкрита (б) та адіабатна (в) ТДС.

Ізольовані – не обмінюються енергією і речовиною з навколишнім середовищем ($m=\text{const}$).

Адіабатні або теплоізольовані – відсутній теплообмін з навколишнім середовищем (наприклад, газ знаходиться в посудині (ємності, стінки якої вкриті ідеальною тепловою ізоляцією, що виключає теплообмін з навколишнім середовищем).

В закритій ТДС енергетичні взаємодії між частинами якої (або з іншими системами) обмежуються механічною роботою або теплообміном. Відкриті ТДС більш складні але основні положення термодинаміки справедливі для обох типів систем.

Екосистема - це сукупність організмів і неживих компонентів, які взаємодіють разом і пов'язані потоками речовини і енергії.

До екосистеми входять фізичне середовище Землі (біотоп), біоценоз (включає в себе всі популяції на певній ділянці) і нооценоз (людське суспільство зі своїми засобами праці і продуктами праці). Це рівноправні компоненти, які взаємно впливають на властивості один одного і необхідні для існування та функціонування системи.

Найбільша на Землі екосистема - це біосфера - сфера життя. Біосфера охоплює заселені живими організмами нижню частину атмосфери (до границі озонового шару), всю гідросферу і верхню частину літосфери.

Всі екосистеми є термодинамічними відкритими системами: вони отримують і віддають енергію і речовину.

В ТД розглядаються головним чином системи, за допомогою яких відбувається взаємне перетворення теплоти і роботи. Цей розділ термодинаміки відносять до технічної термодинаміки.

В теплових двигунах перетворення теплоти в роботу здійснюється за допомогою так званого робочого тіла. *Робочим тілом* називається фізична речовина – носій енергії. В якості робочого тіла використовуються гази і пара, які здатні значно змінювати свій об'єм при зміні зовнішніх умов. Наприклад, в двигунах внутрішнього згоряння та газотурбінних установках (ГТУ) розглядаються процеси, в яких робочим тілом є газ. В парових двигунах розглядаються процеси, де робочим тілом є пара, яка легко переходить з пароподібного стану в рідкий і навпаки.

Термодинамічні параметри

Сукупність властивостей робочого тіла називається термодинамічним станом. Фізичні величини, які однозначно визначають стан ТДС, називаються термодинамічними параметрами або функціями стану та поділяються на *інтенсивні* (незалежні від маси робочого тіла), наприклад, температура та тиск, і *екстенсивні* – пропорційні масі робочого тіла, наприклад, об'єм.

Термодинамічні параметри

↙			↘		
Термічні			Калоричні		
p	Абсолютний тиск	Па	U	Внутрішня енергія	кДж
v	Питомий об'єм	м ³ /кг	u		кДж/кг
T	Абсолютна температура	К	H	Ентальпія	кДж
			h		кДж/кг
			S	Ентропія	кДж/К
			s		кДж/кг·К

Всі термодинамічні параметри введені людиною для зручності вивчення навколишнього світу. Однак не всі параметри піддаються вимірюванню приладами.

Термічні параметри піддаються безпосередньому вимірюванню простими технічними засобами.

Питомим об'ємом v однорідної речовини – називається об'єм, який займає одиниця маси даної речовини:

$$v = \frac{V}{m} \quad [\text{м}^3/\text{кг}],$$

де V - об'єм довільної кількості речовини, м³;

m - маса даної речовини, кг.

Густина тіла визначається як маса одиниці об'єму:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{1}{v} \quad [\text{кг}/\text{м}^3].$$

Абсолютний тиск обумовлений взаємодією молекул робочого тіла з поверхнею посудини, в якій міститься газ, і чисельно дорівнює силі, яка діє на одиницю площі поверхні по нормалі до неї.

В системі СІ тиск вимірюється в Па. $1\text{Па} = 1\text{Н/м}^2$, $1\text{кПа} = 10^3\text{Па}$; $1\text{МПа} = 10^6\text{Па}$. Крім одиниць СІ в техніці використовуються й інші одиниці виміру тиску (див. таблицю Д1).

Вимірювання тиску в техніці засноване на показах різних приладів, що діють за принципом відображення на шкалі величини, чисельно рівної різниці тисків у місці виміру і тиску навколишнього середовища.

В техніці для вимірювання тиску застосовують прилади: барометри, манометри і вакуумметри. Барометрами вимірюють атмосферний тиск $p_{\text{АТМ}}$. Манометрами – тиск, який перевищує атмосферний, тобто так званий надлишковий тиск $p_{\text{НАД}}$. Для вимірювання розрідження застосовують вакуумметри $p_{\text{ВАК}}$.

Термодинамічним параметром є тільки абсолютний тиск.

При визначенні абсолютного тиску розрізняють 2 випадки (рис.1.2):

1. Коли тиск в апараті більше $p_{\text{АТМ}}$. $p_{\text{АБС}} = p_{\text{НАД}} + p_{\text{АТМ}}$.
2. Коли тиск в апараті менше $p_{\text{АТМ}}$. $p_{\text{АБС}} = p_{\text{АТМ}} - p_{\text{ВАК}}$.

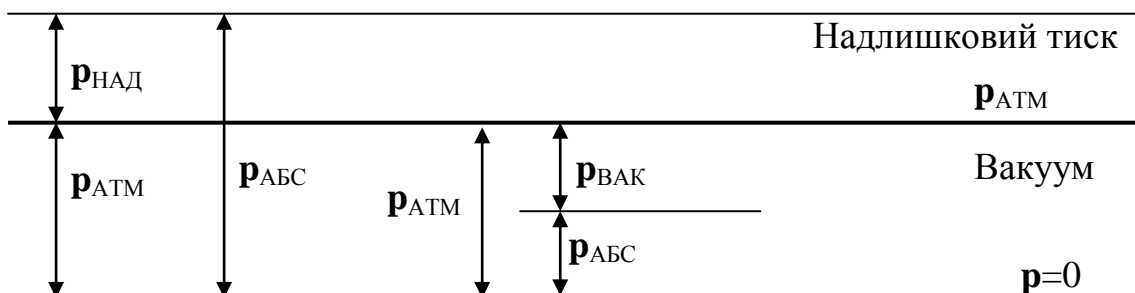


Рис. 1.2. Визначення абсолютного тиску.

Задачі

1. В конденсаторі парової турбіни підтримується абсолютний тиск $p = 0,003\text{МПа}$. Що показує вакуумметр, якщо покази барометра $p_{\text{БАР}} = 735\text{мм рт.ст.}$?

Розв'язок

Барометричний тиск: $p_{\text{БАР}} = 735\text{мм рт.ст.} = 0,98 \cdot 10^5\text{Па} = 0,098\text{МПа}$.

Покази вакуумметра: $p_{\text{ВАК}} = p_{\text{БАР}} - p = 0,098 - 0,003 = 0,095\text{МПа}$.

2. Тиск у паровому котлі за манометром $p_{\text{НАД}} = 2$ МПа, розрідження в конденсаторі за вакуумметром $p_{\text{ВАК}} = 600$ мм рт. ст. Визначити абсолютний тиск в котлі і конденсаторі, якщо покази барометра $p_{\text{БАР}} = 735$ мм рт. ст.

Розв'язок

- 1) Абсолютний тиск в конденсаторі:

$$p_{\text{К}} = p_{\text{БАР}} - p_{\text{ВАК}} = 735 - 600 = 135 \text{ мм рт.ст.} = 135 \cdot 133,322 = 0,018 \text{ МПа.}$$

- 2) Абсолютний тиск в котлі:

$$p_{\text{КА}} = p_{\text{НАД}} + p_{\text{БАР}} = 2 \cdot 10^6 + 735 \cdot 133,322 = 2,197 \text{ МПа.}$$

Температурою називається фізична величина, яка характеризує ступінь нагрівання тіла. Згідно з молекулярно-кінетичною теорією **абсолютна температура T** є мірою інтенсивності теплового руху молекул тіла і визначається середньою кінетичною енергією руху молекул газу. Безпосередньо виміряти кінетичну енергію руху молекул практично неможливо. Тому для вимірювання температури використовують залежність від неї якої-небудь властивості речовини (наприклад, теплове розширення, е.р.с. між дотичними металами, електричний опір, інтенсивність випромінювання).

Кожний прилад для вимірювання температури відградуваний у відповідності з встановленою температурною шкалою. Чисельне значення температури залежить від обраної шкали температур. Поняття шкали температур включає 2 елементи: нуль відліку і значення 1 градуса. Універсальною шкалою температур, яка не залежить від яких-небудь властивостей термометричної речовини є **абсолютна термодинамічна шкала температур – шкала Кельвіна, що** має єдину експериментальну, реперну (опорну) точку - температуру потрійної точки води (стан рівноваги льоду, води і пари), якій приписується числове значення 273,16 К. За нуль відліку – $T_{\text{min}} = 0$ К (практично недосяжний стан спокою молекул).

Термодинамічна шкала температур лежить в основі Міжнародної практичної температурної шкали - шкали Цельсія, за нуль відліку в якій прийнята температура танення льоду, а за 100°C – температура кипіння води за $p_{\text{норм}} = 101,325$ кПа (760 мм рт.ст.). Температурі потрійної точки води 273,16К відповідає $0,01^{\circ}\text{C}$.

Перерахунок температур з шкали Цельсія в шкалу Кельвіна проводять за рівнянням:

$$T [K] = t [^{\circ}C] + 273,15.$$

$$\text{Очевидно, що } \Delta T [K] = \Delta t [^{\circ}C].$$

Вимірювання температури здійснюється за допомогою контактного та безконтактного методів. До приладів, в яких реалізовано контактний метод вимірювання, відносяться рідинні термометри, термометри опору, термоелектричні термометри (термопари). Тепловізори та пірометри реалізують безконтактний метод вимірювання температури.

Термодинамічний процес

Розрізняють рівноважні і нерівноважні стани.

Під **рівноважним** станом тіла розуміють такий, при якому у всіх точках його об'єму тиск, температура, питомий об'єм і всі інші фізичні властивості однакові. Це стійкий стан і за відсутності зовнішніх дій може зберігатися довго.

Термодинамічним процесом (т/д) називається послідовна зміна стану робочого тіла, що відбувається в результаті його енергетичної взаємодії з навколишнім середовищем. **В термодинамічному процесі обов'язково змінюється хоча б один параметр.**

Процес зміни стану системи може бути рівноважним і нерівноважним. Якщо процес протікає так, що він проходить через рівноважні стани, то він називається **рівноважним**. Рівноважний процес можна здійснити при нескінченно повільній зміні зовнішніх умов або коли зміни параметрів, що характеризують стан системи, нескінченно малі в порівнянні із значенням самих параметрів.

Рівноважні процеси зміни стану термодинамічної системи можна зображати графічно. В термодинаміці частіше використовуються системи координат **p-v** і **T-s**. На рис. 1.3 показані рівноважні стани (A, A', A'') і рівноважний процес АВ.

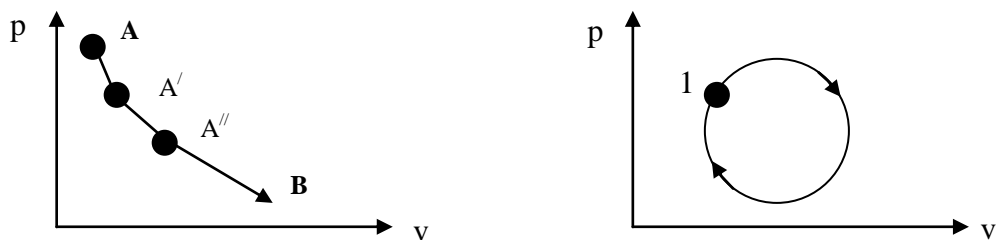


Рис. 1.3. Рівноважний та круговий процес.

Оборотні і необоротні процеси

Оборотним процесом називається такий т/д процес, який протікає через одні і ті ж рівноважні стани в прямому (А-В) і зворотному (В-А) напрямках так, що в робочому тілі і оточуючому середовищі не відбувається залишкових змін.

Процеси, що не задовольняють цій умові, називаються **необоротними**.

Умови здійснення оборотного процесу:

1. *Умова зовнішньої оборотності* – теплова і механічна рівновага, тобто рівність температур і тиску робочого тіла і навколишнього середовища в кожному стані процесу.
2. *Умова внутрішньої оборотності* – відсутність тертя, завихрення і інших односторонньо направлених процесів.

Оборотні процеси в чистому вигляді в природі і техніці не зустрічаються, оскільки реальні процеси завжди протікають з кінцевими швидкостями і з кінцевими різницями температур і в робочому тілі не встигають встановлюватися рівноважні стани. Проте, вивчення оборотних процесів грає важливу роль, оскільки багато реальних процесів близькі до них. Крім того, оборотні процеси приводять до максимальної ефективності перетворення енергії в теплових машинах і слугують мірою порівняння і оцінки реальних необоротних процесів.

Найпростішими, або основними, т/д процесами (рис.1.4) є:

- $v = \text{const}$ – *ізохорний*;
- $p = \text{const}$ – *ізобарний*;
- $T = \text{const}$ ($pv = \text{const}$) – *ізотермічний*;
- $dq=0$ та $q=0$ ($pv^k = \text{const}$) – *адіабатний*.

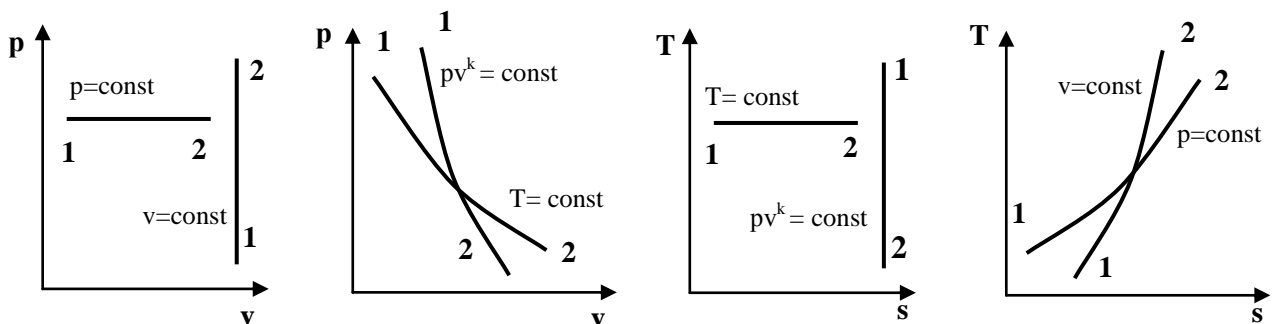


Рис. 1.4. Термодинамічні процеси.

Робоче тіло

Спрощеною моделлю робочого тіла (**р.т.**) є ідеальний газ. В ідеальних газах відсутні сили взаємного притягання і відштовхування між молекулами, а об'ємом самих молекул можна знехтувати, вважаючи його нескінченно малою величиною в порівнянні з об'ємом, в якому вони розміщені. Ідеальні гази підпорядковані законам Бойля-Маріотта, Гей-Люссака і Шарля:

$$pV = \text{const} - \text{Бойля-Маріотта,}$$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad - \text{Гей-Люссака (} p = \text{const)}, \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad - \text{Шарля (} V = \text{const)}.$$

Параметри стану **p, v, T** однорідного тіла в рівноважному стані пов'язані між собою функціональною залежністю $\phi(p, v, T) = 0$, яка називається **термічним рівнянням стану**.

Найпростішим рівнянням стану є рівняння Клапейрона – Менделєєва для ідеального газу:

$$pV_\mu = R_\mu T,$$

де **p** - абсолютний тиск; **v_μ**- об'єм 1 кмоль газу; **T** – абсолютна температура.

R_μ = 8314 Дж/кмоль · К – універсальна газова стала однакова для всіх газів.

Якщо обидві частини рівняння розділити на молярну масу **μ**, то отримаємо рівняння для 1 кг ідеального газу:

$$pV = RT,$$

де **R** = **R_μ** / **μ** = 8314 / **μ** - питома газова стала, залежна від хімічної структури газу і має для кожного газу своє значення, Дж/кг К.

Фізичний зміст питомої газової сталої – це робота розширення 1 кг газу при нагріванні його на 1 градус:

$$R_\mu = \frac{pV_\mu}{T} \left(\frac{\text{Нм}^3}{\text{м}^2 \text{кмольК}} \right) = \frac{10325 \cdot 22,4}{273} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмольК}}.$$

Для **m** кг газу рівняння стану має вигляд:

$$pV = mRT.$$

Задача

Який питомий об'єм займає 1 кг газу азоту при температурі $t = 70^\circ\text{C}$ і тиску $p = 0,2 \text{ МПа}$?

Молекулярна маса азоту $\mu_{\text{N}_2} = 28,026 \text{ кг / кмоль}$.

Розв'язок

$$pv = RT.$$

$$v = \frac{RT}{p} = \frac{8314 \cdot 343}{0,2 \cdot 10^6 \cdot 28,026} = 0,51 \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}.$$

Калоричні параметри стану

До параметрів стану відносяться також внутрішня енергія U , ентальпія H і ентропія S , які називаються *калоричними параметрами*.

Внутрішня енергія

Під внутрішньою енергією розуміють суму запасів кінетичної і потенціальної енергії:

$$E = U_K + U_{\text{ПОТ}}.$$

U_K – визначається обертальним, поступальним і коливальним рухом молекул і залежить тільки від температури тіла T , $U_K = f(T)$.

$U_{\text{ПОТ}}$ – визначається силами взаємодії між молекулами і залежить від середньої відстані між молекулами, тобто від займаного робочим тілом питомого об'єму, $U_{\text{ПОТ}} = f(v)$. Для ідеального газу $U_{\text{ПОТ}} = 0$; $E = U_K = f(T)$.

Внутрішня енергія, віднесена до 1 кг маси робочого тіла, називається питомою внутрішньою енергією:

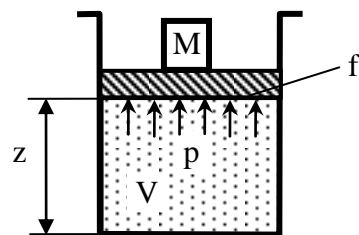
$$u = \frac{U}{m}, \left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг}} \right].$$

Оскільки U є функцією стану, то її зміна не залежить від характеру процесу, а визначається тільки початковим і кінцевим станом, тобто:

$$\Delta U = \int_1^2 dU = U_2 - U_1.$$

Ентальпія

Розглянемо повну енергію газу, що знаходиться в посудині під тиском p , який створюється вантажем масою M . В цьому випадку повна енергія E складається з внутрішньої енергії газу під поршнем U і потенціальної енергії положення вантажу, рівної $p \cdot f \cdot z = p \cdot V$, тобто $E = U + pV$. Величина pV залежить від сил, які діють на поршень та отримала назву потенціальної енергії тиску.



Таким чином, якщо газ знаходиться в середовищі з тиском p , то з будь-яким його станом пов'язана деяка енергія:

$$U + pV = H.$$

Величина $H = U + pV$ отримала назву ентальпії газу в даному стані - сума внутрішньої енергії і потенціальної енергії тиску газу.

Для питомої ентальпії:

$$h = u + pv \text{ [кДж/кг]}, \quad h = \frac{H}{m} \text{ [кДж/кг]}.$$

Оскільки величини, що входять до складу ентальпії є функціями стану, то і ентальпія є функцією стану, і її зміна не залежить від характеру процесу і визначається тільки початковим і кінцевим станом:

$$\Delta h = \int_1^2 dh = h_2 - h_1 = (u_2 + p_2 v_2) - (u_1 + p_1 v_1).$$

Ентропія

Ентропія - параметр стану, диференціал якого дорівнює відношенню нескінченно малої кількості теплоти δQ в елементарному оборотному процесі до абсолютної температури T , постійної на нескінченно малій ділянці процесу:

$$dS = \frac{\delta Q}{T} \text{ [кДж/К]}.$$

Якщо кількість теплоти віднести до 1 кг речовини, то отримаємо питому ентропію:

$$ds = \frac{\delta q}{T} \text{ [кДж/кг К]}.$$

Оскільки s є функцією стану, то її зміна не залежить від характеру процесу, а визначається тільки початковим і кінцевим станом, тобто:

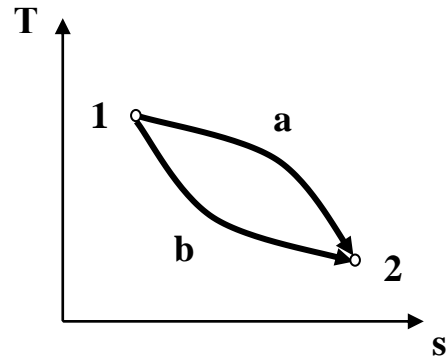
$$\Delta s = \int_1^2 \frac{\delta q}{T} = s_2 - s_1.$$

Зміна параметрів стану в процесі **1a2** та **1b2** залежить від початкового **1** і кінцевого стану **2**, і не залежить від характеру процесу:

$$Z = f(x, y), \quad \Delta Z_{1a2} = \Delta Z_{1b2} = Z_2 - Z_1.$$

В круговому процесі для будь-якого параметру стану:

$$\oint dZ = 0.$$



1.2. ТЕПЛОТА І РОБОТА ТА ЇХ ВИЗНАЧЕННЯ

Теплота і робота – це дві форми передачі енергії. Вони є характеристиками процесу, а не функціями стану.

Теплота (Q) – форма передачі енергії в мікросередовищі при взаємодії між структурними частинками речовини і фізично пов'язана з теплопровідністю чи тепловим випромінюванням.

Робота (L) – форма передачі енергії в макросередовищі при переміщенні або зміні об'єму тіла чи його частин. Оскільки L і Q є мірою переданої енергії, то їх кількість вимірюється в одиницях енергії, тобто в джоулях.

Розрізняють:

- 1) $\delta Q, \delta L, \delta q, \delta l$ – нескінченно мала кількість роботи і теплоти (елементарна кількість);
- 2) Повна (загальна) кількість роботи і теплоти пов'язана з елементарною кількістю наступними залежностями:

$$\int_1^2 \delta L = L_{1-2} = L, \quad \int_1^2 \delta Q = Q_{1-2} = Q.$$

\int - це сума елементарних робіт чи елементарної кількості теплоти.

d - диференціал – нескінченно мала зміна чого-небудь.

δ - нескінченно мала або елементарна кількість чого-небудь.

Обчислення роботи процесу

Термодинаміка розглядає три види роботи:

- 1) Деформаційна (термодинамічна) - робота зміни об'єму L ;
- 2) Робота переміщення чи наявна робота пов'язана зі зміною тиску $L_{\text{П}}, L_{\text{Н}}$;
- 3) Технічна робота – $L_{\text{Т}}$.

I. Робота зміни об'єму

Це механічний ефект взаємодії тіла з навколишнім середовищем, пов'язаний зі зміною об'єму, коли по всій поверхні діє рівномірно розподілений тиск навколишнього середовища рівний тиску тіла.

До газу, що знаходиться в циліндрі і займає об'єм V_1 під тиском p , підводять деяку кількість теплоти. Робоче тіло розширюється і поршень переміщується на відстань dx . При цьому воно виконає роботу, яка дорівнює силі помноженій на шлях. Оскільки тиск завжди спрямований по нормалі до поверхні, то сила, яка діє на елементарну поверхню f буде дорівнювати $p \cdot f$, а елементарна робота на шляху dx :

$$\delta L = p \cdot f \cdot dx = p \cdot dv,$$

де $dv = f \cdot dx$ - елементарний об'єм.

Повна робота тіла при зміні об'єму

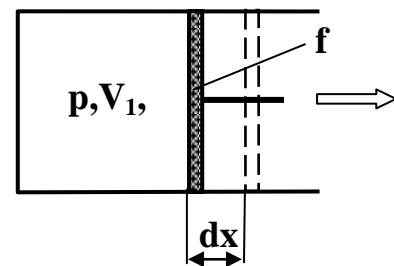
від V_1 до V_2 складе:

$$L = \int_{V_1}^{V_2} \delta L = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dV,$$

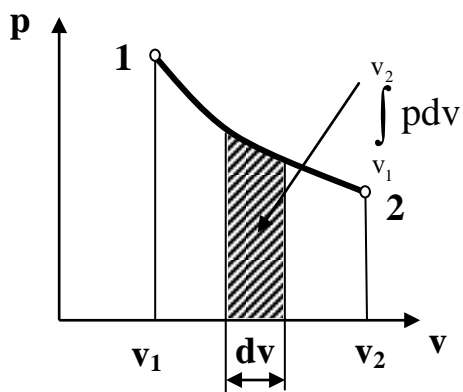
або для 1 кг газу: $\delta l = p \cdot dv$ чи $l = \int_{V_1}^{V_2} p \cdot dv,$

питома робота: $l = \frac{L}{m} \left[\frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right].$

Робота, яка виконується безпосередньо робочим тілом (процес розширення), має знак плюс, а робота, яка виконується зовнішнім середовищем



над тілом (процес стиснення) має знак мінус. На p - v діаграмі робота зображується площею, обмеженою кривою процесу, віссю питомих об'ємів і ординатами, що відповідають початку і кінцю процесу v_1 і v_2 .



1. $dV > 0$, V – зростає, $l > 0$;
2. $dV < 0$, V – зменшується, $l < 0$;
3. $dV = 0$, ($V = \text{const}$), $l = 0$.

Для розв'язку інтегралу $l = \int_1^2 p dv$ необхідно знати залежність $p = f(v)$,

тобто рівняння процесу. Для ідеального газу знайдемо рівняння для визначення роботи в різних процесах:

а) $p = \text{const}$, $l = \int_1^2 p \cdot dv = p \cdot (v_2 - v_1)$; б) $v = \text{const}$, $l = \int_1^2 p \cdot dv = 0$, бо $dv = 0$.

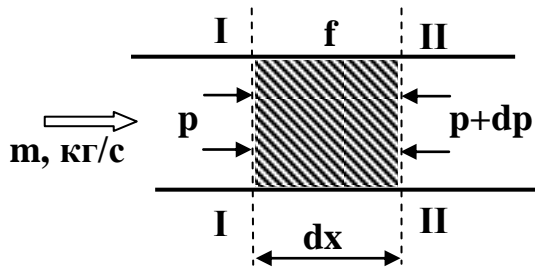
в) $pv = \text{const}$, $l = \int_1^2 p \cdot dv = \left| \begin{matrix} p_1 \cdot v_1 = p \cdot v \\ p = \frac{p_1 \cdot v_1}{v} \end{matrix} \right| = \int_1^2 p_1 \cdot v_1 \frac{dv}{v} = p_1 \cdot v_1 \cdot \ln \frac{v_2}{v_1}$;

г) $pv^k = \text{const}$, $l = \int_1^2 p \cdot dv = \left| \begin{matrix} p_1 v_1^k = p v^k \\ p = \frac{p_1 v_1^k}{v^k} \end{matrix} \right| = \int_1^2 p_1 v_1^k \frac{dv}{v^k} = \frac{p_1 v_1^k}{k-1} (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) =$
 $= \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$.

II. Робота переміщення або наявна робота

Робота переміщення або наявна робота – механічний ефект взаємодії робочого тіла з навколишнім середовищем при переході з області з одним тиском в область з іншим тиском.

Нехай в каналі рухається газ з масовою витратою m , кг/с. В перерізі I-I тиск робочого тіла – p , а в перерізі II-II – $p+dp$.



f - поперечний переріз каналу;

$$w = \frac{dx}{d\tau} - \text{швидкість газового потоку [м/с];}$$

$$f \cdot w = V - \text{об'ємна витрата газу, [м}^3\text{/с].}$$

$$F_I = p \cdot f; F_{II} = -(p+dp) \cdot f - \text{сили, що діють в перерізах I-I і II-II.}$$

Робота дорівнює силі помноженій на переміщення. Оскільки в даному випадку розглядається рухоме середовище для якого задана масова витрата m , то переміщення в одиницю часу є не що інше, як швидкість.

Тоді елементарна робота переміщення дорівнює:

$$\delta L_{II} = [p - (p+dp)] f \frac{dx}{d\tau} = -V dp.$$

Повна робота при зміні тиску від p_1 до p_2 дорівнює:

$$L_{II} = - \int_{p_1}^{p_2} V dp, \text{ [Дж/с].}$$

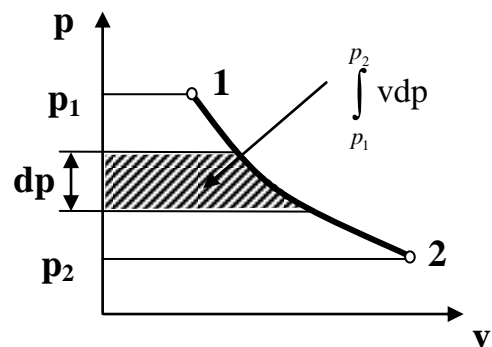
Питома робота переміщення:

$$l_{II} = \frac{L_{II}}{m} = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad \text{чи} \quad \delta l_{II} = -v dp, \quad \left[\frac{\text{Дж} \cdot \text{с}}{\text{с} \cdot \text{кг}} = \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right].$$

Питома робота в p - v координатах еквівалентна площі, що обмежена кривою процесу, віссю тиску p і значеннями тиску на початку і в кінці процесу p_1 і p_2 .

l_{II} – алгебраїчна величина.

1. $dp > 0$, p – зростає, $l_{II} < 0$.
2. $dp < 0$, p – зменшується, $l_{II} > 0$.
3. $dp = 0$, $p = \text{const}$, $l_{II} = 0$.



Зв'язок між термодинамічною роботою і роботою переміщення

$$l = \int_1^2 p \cdot dv, \quad l_{II} = - \int_1^2 v \cdot dp, \quad h = u + p \cdot v,$$

де pv – потенціальна енергія тиску, позначимо $pv = \pi$.

Продиференціюємо даний вираз:

$$d(pv) = p \cdot dv + v \cdot dp,$$

$$\int_1^2 d(pv) = p_2 v_2 - p_1 v_1 = \Delta\pi = \int_1^2 p dv + \int_1^2 v dp = l - l_{\Pi},$$

$$l = l_{\Pi} + \Delta\pi.$$

Термодинамічна робота дорівнює роботі переміщення плюс зміна потенціальної енергії.

Якщо процес необоротний (внутрішня необоротність, наявність тертя), то:

$$l = \int_1^2 p dv - l_{EB}, \quad l_{\Pi} = -\int_1^2 v dp - l_{EB},$$

де l_{EB} – енергетичні втрати.

Якщо: $l_{EB} = 0$ - процес оборотний;

$l_{EB} > 0$ - процес необоротний;

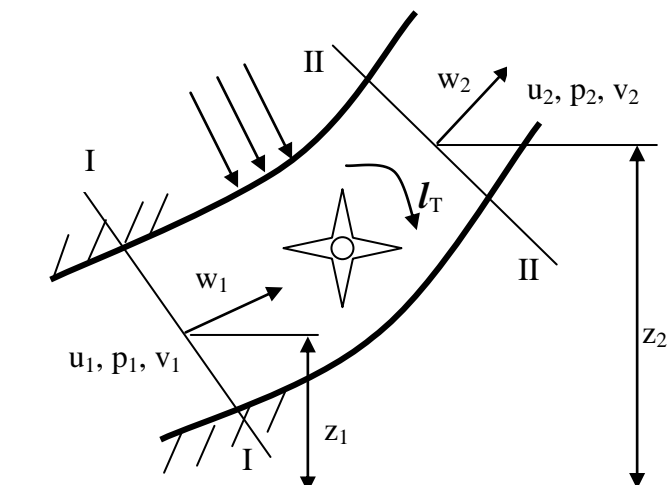
$l_{EB} < 0$ - процес неможливий.

Робота, зменшена на величину l_{EB} , називається корисною чи ефективною роботою.

III. Технічна робота

Характеризує механічний ефект взаємодії робочого тіла з об'єктом роботи (з рухомими твердими стінками каналу), має місце у газовому потоці. Ця робота пов'язана з переміщенням робочого тіла з однієї висоти на іншу, коли відбувається зміна тиску (втрата тиску) внаслідок наявності сил тертя і місцевих опорів. При переміщенні середовища має місце зміна швидкості руху потоку.

Розглянемо приклад відкритої системи - стаціонарний потік р.т. рухається в каналі. Параметри робочого тіла усереднені по поперечному перерізу. У вхідному перерізі швидкість w_1 , висота рівня $-z_1$, а на виході з каналу відповідно w_2, z_2 .



Потік може виконувати роботу над зовнішніми об'єктами діючи на рухомі стінки каналу, лопатки турбіни, переміщуючи тверді частинки. Ця робота називається технічною l_T .

При русі в каналі буде змінюватись кінетична енергія потоку - $\frac{mw^2}{2}$ і зовнішня потенціальна енергія - mgz . Рівняння балансу механічної енергії в системі при оборотному процесі буде записано наступним чином:

$$L = L_T + (p_2 V_2 - p_1 V_1) + m \left(\frac{w_2^2}{2} - \frac{w_1^2}{2} \right) + m \cdot g (z_2 - z_1),$$

$$l = l_T + \Delta(p \cdot v) + \Delta \left(\frac{w^2}{2} \right) + g \cdot \Delta z - \text{загальний баланс роботи.}$$

Визначення кількості теплоти

Кількість теплоти, яка передається (отримується) при взаємодії **р.т.** з навколишнім середовищем, можна визначити двома способами:

1) з виразу для ентропії оборотного процесу:

$$\delta Q = T \cdot dS.$$

або для питомої кількості теплоти:

$$\delta q = \frac{\delta Q}{m} = T \cdot ds,$$

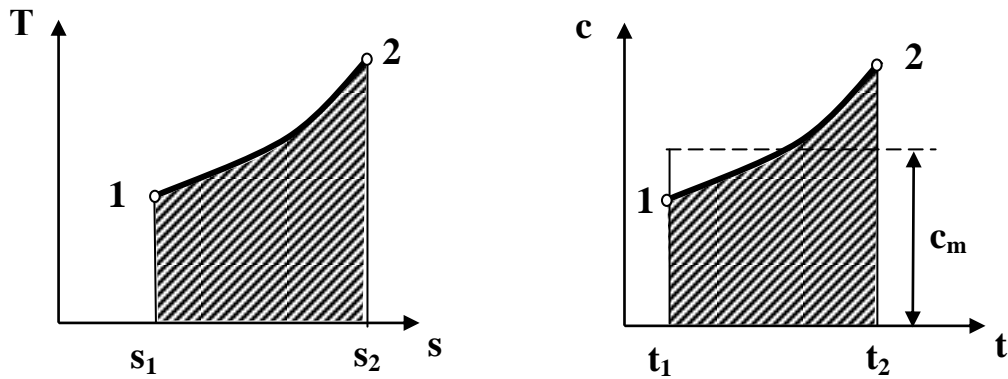
$$q = T \cdot \Delta s = (s_2 - s_1) T.$$

Для скінченного процесу, в якому питома ентропія змінюється від s_1 до s_2 , загальний вираз питомої кількості теплоти має вигляд:

$$q = \int_{s_1}^{s_2} T \cdot ds.$$

Оскільки абсолютна температура $T > 0$, то знак теплоти визначається тільки знаком зміни ентропії. Процес збільшення питомої ентропії ($ds > 0$) означає підведення теплоти до р.т.

У T-s координатах питома теплота процесу q зображується площею, обмеженою кривою процесу 1-2 і віссю абсцис, q дорівнює площі 12s₂s₁ 1.



2) Кількість теплоти можна визначити на основі поняття теплоємності.

Теплоємністю тіла називається кількість теплоти, необхідна для нагрівання його на 1 К:

$$C = \frac{dQ}{dT} ; \quad c = \frac{dq}{dT} ; \quad q = \int_1^2 c \cdot dt = \int_1^2 c \cdot dT ,$$

де c - питома теплоємність.

Питома теплоємність буває:

масовою – c , $\left[\frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}} \right]$,

молярною – c_μ , $\left[\frac{\text{кДж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}} \right]$,

об'ємною – c' , $\left[\frac{\text{кДж}}{\text{м}^3 \cdot \text{К}} \right]$.

Теплоємності пов'язані між собою залежностями:

$$c' = \frac{c_\mu}{22,4} = c \cdot \rho_n \quad \text{або} \quad c = \frac{c_\mu}{\mu} = c' \cdot \nu .$$

Для реальних газів теплоємність залежить від температури, природних властивостей, характеру процесу, p . Величина теплоємності може змінюватись від $-\infty$ до $+\infty$. Найбільш часто зустрічаються в практиці теплоємності в процесах зі сталим тиском - c_p і сталим об'ємом - c_v . Співвідношення цих величин для ідеального газу визначаються формулою Майєра:

$$c_p - c_v = R .$$

Їх відношення позначають: $\frac{c_p}{c_v} = k$,

де k – показник адіабати (коефіцієнт Пуассона).

Для одно-, двох- і багатоатомних ідеальних газів:

$$k = \frac{5}{3}(1,67); \quad \frac{7}{5}(1,4); \quad \frac{9}{7}(1,29).$$

Якщо q – кількість теплоти, яка підводиться до одиниці кількості газу (чи відводиться) від нього при зміні температури газу від t_1 до t_2 (чи від T_1 до

T_2), то $c_m = \frac{q}{t_2 - t_1}$ являє собою середню теплоємність.

Границя цього відношення, коли різниця температур прямує до нуля, називається істинною теплоємністю:

$$c = \lim_{dt \rightarrow 0} \frac{dq}{dt}.$$

При постійній теплоємності: $q = c \cdot \Delta t$.

Підведена теплота має знак плюс, а відведена – мінус.

Передача енергії у формі теплоти і роботи може відбуватися одночасно.

Якщо процес необоротний: $q = \int_{s_1}^{s_2} T \cdot ds - q_{\text{ЕВ}},$

де $q_{\text{ЕВ}}$ – енергетичні втрати (теплові втрати).

$q_{\text{ЕВ}} = 0$ – процес оборотний;

$q_{\text{ЕВ}} > 0$ – процес необоротний;

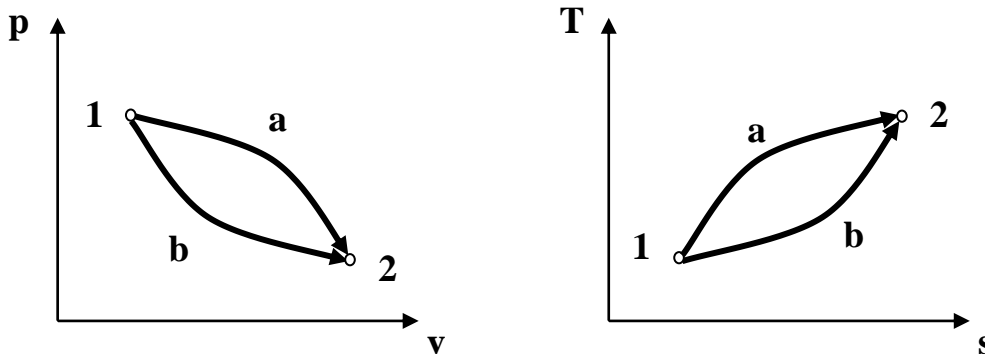
$q_{\text{ЕВ}} < 0$ – процес неможливий.

Математичні властивості теплоти і роботи

1. Теплота і робота є характеристиками процесу, а не функціями стану.
2. Теплота і робота за величиною залежать від характеру (шляху) процесу.
3. Круговий інтеграл від диференціала теплоти і роботи не дорівнює нулю в загальному випадку:

$$\oint \delta q \neq 0 \qquad \oint \delta l \neq 0$$

4. δQ і δL не є повними диференціалами.



Задачі

1. Внутрішня енергія робочого тіла зменшилась на 50 кДж, ентальпія – на 70 кДж. Визначити теплоту (кДж) і наявну роботу (кДж) в ізохорному процесі.

Розв'язок

$$v = \text{const}$$

$$\Delta H = 70 \text{ кДж}$$

$$\underline{\Delta U = 50 \text{ кДж}}$$

$$Q - ? \quad L_n - ?$$

$$Q = \Delta U + L, \quad L = 0 \Rightarrow Q = \Delta U = -50 \text{ кДж.}$$

$$Q = \Delta H + L_n \Rightarrow$$

$$L_n = Q - \Delta H = -50 - (-70) = 20 \text{ кДж.}$$

2. Робоче тіло зі стану 1 переходить у стан 2 шляхом 1a2. При цьому до робочого тіла підводиться 200 кДж теплоти і над ним виконується робота, яка дорівнює 500 кДж. Яка буде робота (кДж) в деякому процесі 2в1, під час якого підводиться 400 кДж теплоти?

Розв'язок

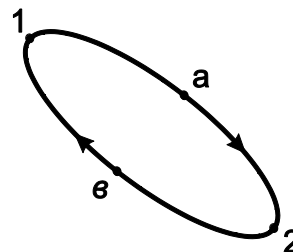
$$Q_{1a2} = 200 \text{ кДж}$$

$$L_{1a2} = -500 \text{ кДж}$$

$$\underline{Q_{2a1} = 400 \text{ кДж}}$$

$$L_{2a1} - ? \quad \Delta V - ?$$

Процес	Q	ΔU	L
1a2	200	700	-500
2в1	400	-700	1100
Σ	600	0	600



3. Повітря масою 100 кг нагрівається від 100°C до 500°C. Визначити зміну ентальпії і внутрішньої енергії, вважаючи повітря ідеальним газом.

Розв'язок

Зміна ентальпії:

$$\Delta h = c_p(t_2 - t_1) = 1,05(500 - 100) = 420,5 \text{ кДж/кг},$$

де $c_p = 1,05 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$ – середня ізобарна теплоємність повітря в діапазоні температур $100 \dots 500 \text{ }^\circ\text{C}$.

Зміна внутрішньої енергії:

$$\Delta u = c_v(t_2 - t_1) = 0,75(500 - 100) = 300,2 \text{ кДж/кг},$$

де $c_v = 0,75 \text{ кДж/(кг}\cdot\text{К)}$ – середня ізохорна теплоємність повітря в діапазоні температур $100 \dots 500 \text{ }^\circ\text{C}$.

1.3. ПЕРШИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

Відкриття першого закону термодинаміки відноситься до середини ХІХ століття, а його основоположниками вважають Р.Майєра і Д.Джоуля.

I-ий закон ТД є частковим випадком загального закону збереження і перетворення енергії стосовно до процесів, що протікають у ТДС.

Закон збереження і перетворення енергії говорить, що в ізольованій системі сума усіх видів енергії є величиною постійною.

В ТД процесах р.т. можуть віддавати або отримувати енергію у формі теплоти Q і у формі роботи L . В результаті чого енергія буде змінюватися чисельно на ΔE . Тоді відповідно до закону збереження енергії, і з урахуванням знаків L і Q (при однаково направлених потоках теплоти і роботи знаки їх протилежні) рівняння енергетичного балансу прийме вигляд:

$$\begin{aligned} Q + (-L) &= \Delta E, \\ Q &= \Delta E + L. \end{aligned} \tag{1.1}$$

Тобто в т/д процесі підведена теплота витрачається на зміну його енергії і здійснення зовнішньої роботи.

В загальному випадку зміна повної енергії **р.т.** дорівнює:

$$\Delta E = \Delta U + m \Delta w^2/2 + mg\Delta Z,$$

де $m \cdot g \cdot \Delta z$ - потенціальна енергія обумовлена положенням р.т. в полі зовнішніх сил.

Тоді:

$$Q = \Delta U + m \Delta w^2/2 + mg\Delta z + L. \tag{1.2}$$

Або для 1 кг р.т.:

$$q = \Delta u + \Delta w^2/2 + mg\Delta Z + l. \quad (1.3)$$

Якщо р.т. не рухається, а потенціальною енергією можна знехтувати, то тоді повна енергія р.т. буде складатися тільки з його внутрішньої енергії:

$$\Delta E = \Delta U \rightarrow Q = \Delta U + L. \quad (1.4)$$

Або для 1 кг р.т. :

$$q = \Delta u + l. \quad (1.5)$$

Рівняння (1.4) і (1.5) є формою запису I-го закону т/д.

Формулювання I-го закону

1. Тепло і робота у взаємних перетвореннях еквівалентні одне одному, тобто визначеній кількості теплоти перетвореної у роботу відповідає цілком визначена кількість роботи і навпаки.

2. У будь-якій ТДС алгебраїчна сума роботи і теплоти дорівнює зміні внутрішньої енергії і не залежить від характеру процесу.

3. Вічний двигун I-го роду неможливий, тобто неможлива машина, яка виконує роботу без витрат теплоти ззовні.

Цей закон є абсолютним законом природи.

Математичний вираз I-го закону термодинаміки

а) Через зміну внутрішньої енергії:

$$q = \Delta u + l = \Delta u + \int_1^2 p dv - \text{інтегральна форма запису I закону,}$$

$$\delta q = du + \delta l = du + p dv - \text{диференціальна форма запису I закону.}$$

З огляду на те, що $h = u + pv$ ($dh = du + p dv + v dp$).

б) Через ентальпію:

$$q = \Delta h + l_{\Pi} = \Delta h - \int_1^2 v dp - \text{інтегральна форма запису I-го закону термодинаміки,}$$

ки,

$$\delta q = dh + \delta l_{\Pi} = dh - v dp - \text{диференціальна форма запису I-го закону.}$$

Для кругового процесу вираз I-го закону т/д:

$$\oint \delta q = \oint du + \oint \delta l ; \quad \oint du = 0 ; \quad \oint \delta q = \oint \delta l .$$

Робота в круговому процесі може здійснюватися тільки за рахунок витраченої кількості теплоти.

Якщо об'єднати вирази першого закону термодинаміки з виразом $\delta q = Tds$, то отримаємо:

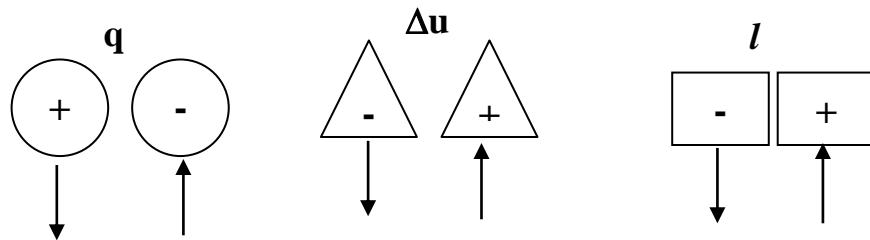
$Tds = du + pdv = dh - vdp$ – основне рівняння термодинаміки або ТД тотожність.

Схема енергобалансу

Схема енергобалансу - це графічне зображення I-го – закону термодинаміки, яке розкриває перетворення енергії у процесі:

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

Правило співвідношення стрілок та знаків на схемах енергобалансу:



I закон термодинаміки стосовно окремих термодинамічних процесів

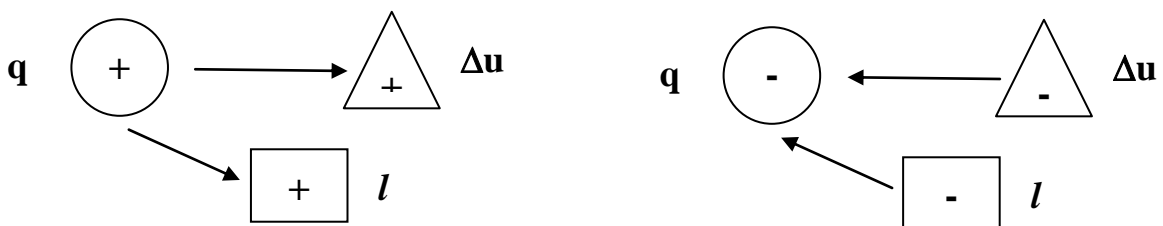
Окремі процеси – це процеси, що протікають при постійному значенні хоча б одного термодинамічного параметра.

1. $p = \text{const}$ – ізобарний процес:

$$\delta l_{\Pi} = -vdp = 0,$$

$$q = \Delta u + l = \Delta h + l_{\Pi}.$$

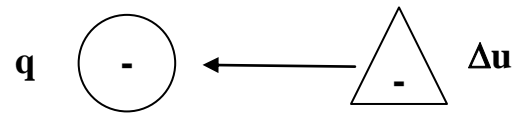
Теплота дорівнює зміні ентальпії $q = \Delta h$.



2. $v = \text{const}$ – ізохорний процес:

$$\delta l = p dv = 0,$$

$$q = \Delta u.$$



Теплота дорівнює зміні внутрішньої енергії.

1. $T = \text{const}$ – ізотермічний процес:

$$q = \Delta u + l = \Delta h + l_{\text{п}}.$$

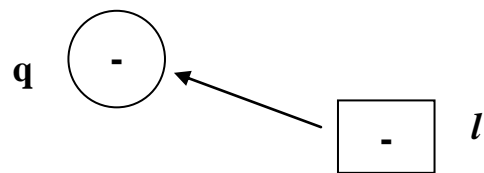
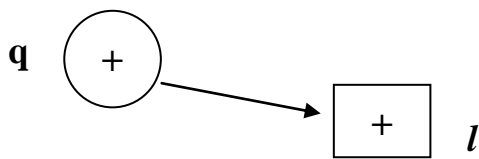
Ідеальний газ:

$$u = f(T),$$

$$h = u + pv = u + RT,$$

$$h = f(T).$$

Для ідеального газу: $\Delta u = \Delta h = 0$.



2. $q = 0$ - адиабатний процес:

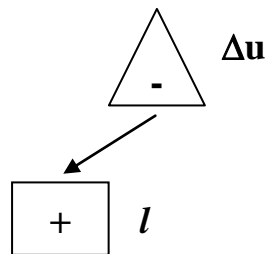
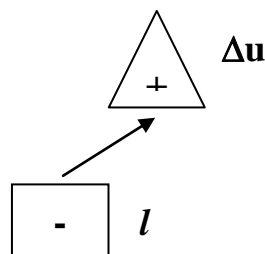
$$\delta q = T ds = 0,$$

$$S = \text{const}.$$

Оборотний адиабатний процес – це процес при постійній ентропії:

$$l = -\Delta u,$$

$$l_{\text{п}} = -\Delta h.$$



I-ий закон термодинаміки для циклів:

$$\oint du = \oint dh = 0 \quad Q_{\text{ц}} = L_{\text{ц}}.$$

I-ий закон термодинаміки для необоротних процесів

I-ий закон ТД справедливий як для оборотних, так і для необоротних процесів. Формули I-го закону мають деякі особливості для необоротних процесів. Розглянемо процес, який відбувається при втраті енергії на подолання сил внутрішнього тертя робочого тіла. У цих умовах частина механічного ефекту (роботи) витрачається на подолання опорів і корисна зовнішня робота порівняно з роботою оборотного процесу зменшується на величину δl_{EB} .

Тоді рівняння I-го закону ТД запишеться таким чином:

$$\delta q = du + \delta l^{\text{необ}} = du + pdv - \delta l_{EB},$$

$$\delta q = dh + \delta l_{II}^{\text{необ}} = dh - vdp - \delta l_{EB}.$$

I-ий закон має значення як окрема форма загального закону збереження і перетворення енергії для наукового обґрунтування принципу незнищеності і нестворюваності матерії, яка завжди перебуває в русі і здатна переходити з однієї форми руху в іншу.

1.4. ДРУГИЙ ЗАКОН ТЕРМОДИНАМІКИ

II закон ТД встановлює якісні відмінності в процесах взаємного перетворення теплоти і роботи, який визначає відмінності між цими процесами.

Різні фізичні процеси у природі II закон розділяє на 2 групи.

Природні (самочинні) – протікають без додаткових витрат з боку навколишнього середовища (вода тече зверху вниз, розширення газу, передача теплоти від більш нагрітого тіла до менш нагрітого, перетворення роботи в теплоту).

Несамочинні (компенсовані) – протікають при додаткових витратах з боку навколишнього середовища (переміщення рідини знизу нагору, стиснення газу, перетворення теплоти в роботу вимагає компенсації).

В основу формулювань II закону термодинаміки покладені постулати:

1. Самочинні процеси необоротні, тобто в зворотному напрямку самочинно не протікають.

2. Передача теплоти від тіл менш нагрітих до тіл більш нагрітих неможлива без компенсації (без додаткових енергетичних впливів) (Клаузіус).
 3. Кругові процеси перетворення теплоти в роботу завжди вимагають наявності як мінімум двох зовнішніх джерел теплоти, що мають різні температури (Планк).
 4. Неможливий вічний двигун II роду, тобто тепловий двигун, що безупинно виконує роботу тільки за рахунок підведеної теплоти, тільки за рахунок одного джерела теплоти. Потрібне друге джерело, якому буде відведена частина теплоти.
 5. Природні процеси протікають у бік більш ймовірних станів (Больцман).
- II закон ТД** визначає якісну сторону перетворення теплоти в роботу.

Ентропія. Аналітичний вираз II закону термодинаміки

Для кількісного виразу принципу необоротності був введений параметр стану, який Клаузіус назвав *ентропією*.

Для оборотних ТД процесів аналітичний вираз має вигляд:

$$ds = \frac{\delta q}{T}. \quad (1.6)$$

Для ТД процесів з внутрішньою необоротністю, у яких частина питомої роботи обов'язково перетворюється в питому теплоту тертя $\delta q_{тр}$, з урахуванням I закону термодинаміки:

$$\begin{aligned} \delta q + \delta q_{тр} &= du + pdv = dh - vdp, \\ ds_{необр} &= (\delta q + \delta q_{тр}) / T, \end{aligned} \quad (1.7)$$

де δq – зовнішня теплота в процесі.

З порівняння (1.6) і (1.7) у випадку необоротного процесу:

$$ds_{необр} > \frac{\delta q}{T}.$$

Ця нерівність називається принципом неубування ентропії. Якщо об'єднати рівняння (1.6) і (1.7) одержимо:

$$ds \geq \frac{\delta q}{T}, \quad (1.8)$$

чи

$$\Delta s \geq \int_1^2 \frac{\delta q}{T}. \quad (1.9)$$

Знак « \geq » відноситься до оборотних процесів. $\delta q/T$ - називається пито-

мою приведеною теплою.

Залежності (1.8) та (1.9) називаються **математичними виразами II закону ТД**.

Тоді для кругового процесу:

$$\oint \frac{\delta q}{T} \leq 0. \quad (1.10)$$

Цей інтеграл відомий як інтеграл Клаузіуса. T – відноситься до джерела теплоти, а не до робочого тіла.

Характеристика термодинамічних циклів

II-ий закон ТД лежить в основі роботи всіх теплових машин, більшість з яких працюють за замкненим циклом. **Круговим процесом чи циклом**, називається процес, в результаті здійснення якого робоче тіло повертається в початковий стан. Розрізняють цикли – **прямі і зворотні**. Цикл, в результаті якого виробляється позитивна робота, називається **прямим чи циклом теплового двигуна**.

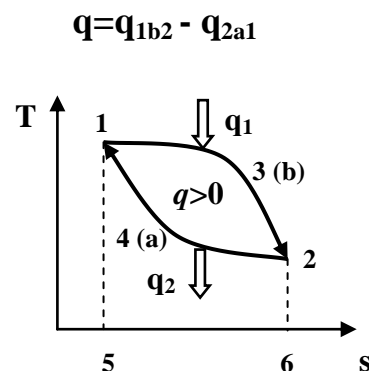
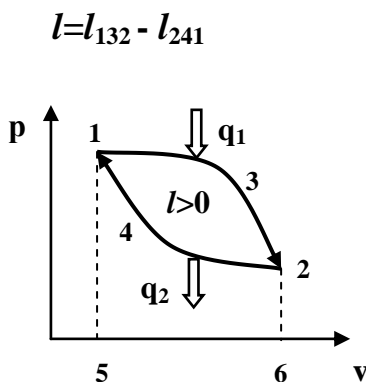
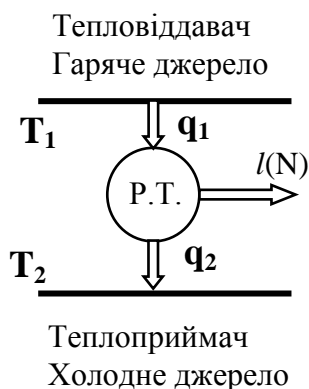
Тепловий двигун – це безперервно діюча система, що здійснює кругові процеси, в яких теплота перетворюється в роботу. У відповідності з II законом ТД обов'язковою умовою роботи теплового двигуна є наявність компенсуючого процесу, за допомогою якого ТДС чи р.т. повертається у вихідний стан. Наприклад: розширення, стиснення.

Найпростіша термодинамічна схема теплового двигуна

Нехай є 2 джерела теплоти з температурами T_1 і T_2 ($T_1 > T_2$) і між ними знаходиться робоче тіло. Для здійснення кругового процесу, що покладений в основу роботи теплового двигуна, необхідно до робочого тіла на деякій ділянці циклу підвести теплоту q_1 від зовнішнього джерела (тепловіддавача) і відвести на іншій ділянці циклу теплоту q_2 зовнішньому джерелу теплоти (теплоприймачу). При цьому на шляху 1-3-2 робоче тіло виконує роботу розширення $l_{роз} = \text{пл.}132651$, а на шляху 2-4-1 – робоче тіло виконує роботу стиснення $l_{стис} = \text{пл.}241562$.

В результаті здійснення прямого циклу ззовні буде віддана робота, що дорівнює різниці між роботою розширення і роботою стиснення:

$$l = l_{роз} - l_{стис}$$



Корисно використана теплота в циклі для одержання роботи дорівнює:

$$q = q_1 - q_2.$$

Співвідношення між кількістю теплоти q_1 і q_2 і роботою l визначається згідно I-го закону т/д:

$$q = q_1 - q_2 = \Delta u + l; \quad q = l,$$

оскільки $\Delta u = u_2 - u_1 = 0$ у циклі.

Відношення питомої корисної роботи l , отриманої в циклі, до теплоти q_1 підведеної до робочого тіла в циклі, називається **термічним к.к.д. циклу**:

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

Значення η_t є показником досконалості циклу теплового двигуна. Чим більше η_t , тим більша частина підведеної теплоти перетворюється в корисну роботу.

Ці висновки складають сутність II закону термодинаміки, який С.Карно сформулював так: в замкненому круговому процесі теплота може перетворюватися в роботу тільки при наявності різниці температур між тепловіддавачем і теплоприймачем. Чим більша ця різниця, тим вище ККД циклу теплового двигуна.

Друга група – **зворотні термодинамічні цикли** – це цикли, в результаті здійснення яких розв’язується задача передачі теплоти від тіл менш нагрітих до тіл більш нагрітих. Компенсуючим процесом буде витрата енергії ззовні.

Цикл, в якому витрачається робота, називається зворотним циклом. За зворотними циклами працюють холодильні установки (ХУ) і теплові насоси (ТН).

ХУ призначені для охолодження деяких тіл до температури нижче t_{oc} .

Щоб підтримувати низьку температуру охолоджуваного тіла необхідно безперервно відводити від нього теплоту q_2 у процесі 142 (розширення р.т.). Повернення тіла у вихідний стан відбувається у процесі стиснення 231, який розташований над процесом розширення, тобто розширення робочого тіла відбувається при більш низькій температурі, ніж стиснення.

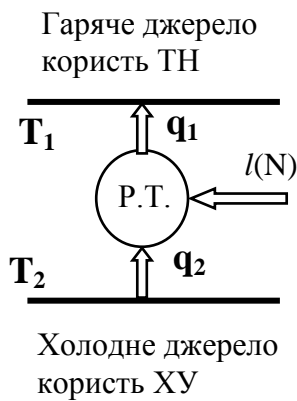
Такий цикл може бути здійснений тільки при витраті зовнішньої роботи. У зворотному циклі від холодного джерела з температурою T_2 відводиться теплота q_2 до робочого тіла і витрачається робота l , яка переходить у рівну кількість теплоти, що разом передаються гарячому джерелу з температурою T_1 :

$$q_1 = q_2 + l.$$

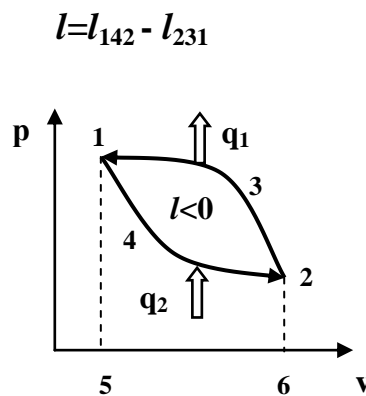
Без витрати роботи такий перехід неможливий.

Ступінь досконалості зворотного циклу визначається так званим **холодильним коефіцієнтом**. Холодильний коефіцієнт являє собою відношення корисного ефекту-виробленого холоду (холодопродуктивність) q_2 (питома кількість теплоти, що відбирається від охолоджуваного середовища) до витраченої питомої роботи l :

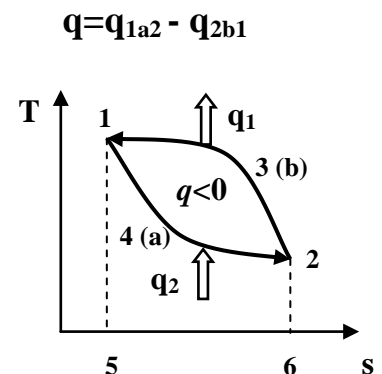
$$\varepsilon = \frac{q_2}{l}. \quad (1.11)$$



$$l_{роз} = \text{пл.142651}$$



$$l_{стис} = \text{пл.231562}$$



Холодильний коефіцієнт може бути як менше, так і більше одиниці.

За зворотним циклом працюють і теплові насоси. Це установки, призначені для передачі теплоти навколишнього середовища тепловому споживачу:

$q_1 = q_2 + l$ – теплота, підведена тепловому споживачу;

q_2 – теплота, перенесена від навколишнього середовища.

Ефективність теплового насосу характеризується коефіцієнтом перетворення теплоти або опалювальним коефіцієнтом:

$$\varphi = \frac{q_1}{l} = \frac{q_2 + l}{l} = \varepsilon + 1 > 1. \quad (1.12)$$

Коефіцієнти ε та φ не можна називати ККД, оскільки корисної дії у вигляді роботи в зворотних циклах немає. У цьому випадку ми отримуємо теплоту більш високого температурного потенціалу за рахунок перетворення роботи в теплоту.

ХУ і ТН розрізняються рівнем температур джерел і корисним ефектом. В ХУ верхнім джерелом є навколишнє середовище. Корисний ефект – теплота q_2 , яка відводиться від об'єкта з $T < T_{oc}$.

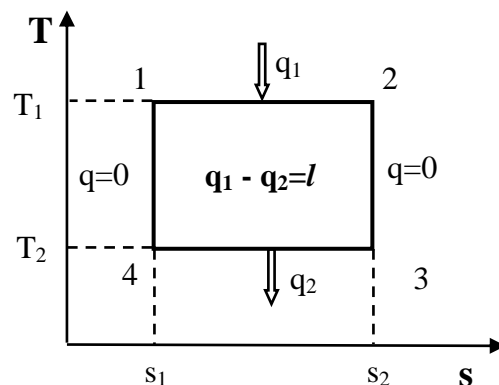
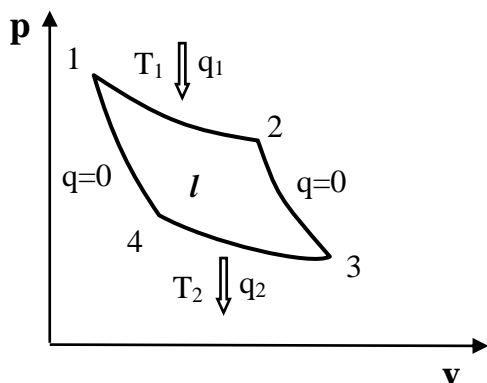
У ТН теплота q_2 навколишнього середовища (нижнє джерело) передається гарячому джерелу з більш високою температурою. Корисний ефект – q_1 , використовується, наприклад, для опалення.

1.5. ЦИКЛ КАРНО. ТЕОРЕМИ КАРНО

Ідеальним циклом теплового двигуна є цикл, запропонований французьким інженером С. Карно в 1824 р.

Для здійснення оборотного циклу необхідно мати нескінченну кількість джерел з високою і низькою температурою. Їх кількість можна скоротити, якщо підведення теплоти до робочого тіла від тепловіддавача і відведення теплоти до теплоприймача проводити в ізотермічних умовах, тобто без теплообміну. Тоді цикл машини повинен складатися з двох ізотерм і двох адіабат.

Найпростіший цикл Карно складається з 2-х ізотерм і 2-х адіабат.



З рисунку випливає, що питома кількість теплоти, підведена в циклі:

$$q_1 = \text{пл. } 12 \text{ } s_2 s_1 1 = T_1 (s_2 - s_1),$$

а питома кількість відведеної теплоти:

$$q_2 = \text{пл. } 3 \text{ } s_2 s_1 43 = T_2 (s_2 - s_1).$$

У циклі Карно виконуються умови оборотності: відсутність втрат на тертя, втрат у навколишнє середовище, а p і T однакові у всьому об'ємі р.т.

Тоді термічний к.к.д. циклу Карно відповідно до визначення дорівнює:

$$\eta_t^K = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Аналогічні формули можуть бути отримані і для зворотних циклів Карно,

для ХУ:
$$\varepsilon^K = \frac{q_2}{q_1 - q_2} = \frac{T_2}{T_1 - T_2};$$

ТН:
$$\varphi^K = \frac{q_1}{q_1 - q_2} = \frac{T_1}{T_1 - T_2}.$$

Перша теорема Карно

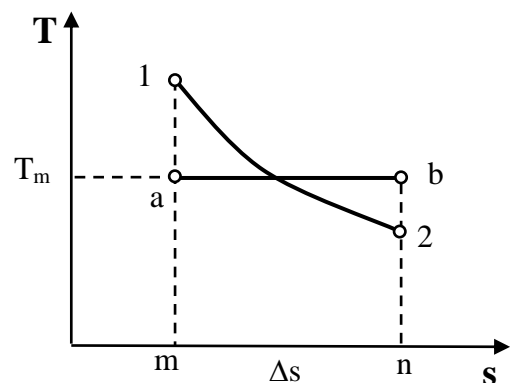
Ефективність циклу Карно не залежить від властивостей робочого тіла, а визначається тільки початковою і кінцевою температурою циклу:

$$\eta_t^K = f(T_1, T_2).$$

Еквівалентний ізотермічний процес

У ряді випадків будь-який термодинамічний процес можна замінити процесом ізотермічним, у якому теплота нового процесу буде дорівнювати теплоті процесу заданого.

Площа 12nm – теплота процесу 1-2 – q_{1-2}



Еквівалентним ізотермічним процесом називається умовний процес, теплота якого і зміна ентропії відповідно дорівнюють теплоті і зміні ентропії заданого довільного процесу:

$$q_{1-2} = q_{ab},$$

$$F_{abnm} = F_{12nm},$$

$$\Delta S_{ab} = \Delta S_{1-2}.$$

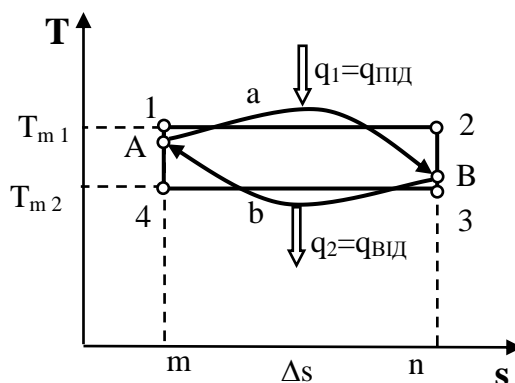
T_m – середня термодинамічна температура еквівалентного ізотермічного процесу:

$$T_m = \frac{Q}{\Delta S}.$$

Еквівалентний цикл Карно - це цикл, у якому температури підведення і відведення теплоти рівні середнім термодинамічним температурам підведення і відведення теплоти даного циклу. Ефективність циклу Карно дорівнює ефективності даного циклу.

Поняття еквівалентного циклу справедливо для прямих і зворотних циклів.

АаВВА- прямий, оборотний цикл.



Кожний з двох довільних процесів циклу замінимо еквівалентними ізотермічними процесами і отримуємо **1234** - еквівалентний цикл Карно.

T_{m1} - середня термодинамічна температура підведення теплоти;

T_{m2} - середня термодинамічна температура відведення теплоти.

$$\eta_{tAB} = 1 - \frac{Q_{AbB}}{Q_{AaB}} = 1 - \frac{T_{m2}}{T_{m1}} = \eta_t^{EKB};$$

$$T_{m1} = \frac{Q_{AaB}}{\Delta S_{AB}}; \dots T_{m2} = \frac{Q_{AbB}}{\Delta S_{AB}}.$$

Тобто ефективність еквівалентного циклу Карно: $\eta_t^{EKB} = 1 - \frac{T_{m2}}{T_{m1}}.$

Друга теорема Карно

У наявному інтервалі абсолютних температур джерел теплоти неможливий цикл, що має ефективність більшу, ніж ефективність відповідного циклу Карно.

Наявною різницею температур називається різниця між максимальною температурою підведення теплоти і мінімальною температурою відве-

дення теплоти в даному довільному циклі.

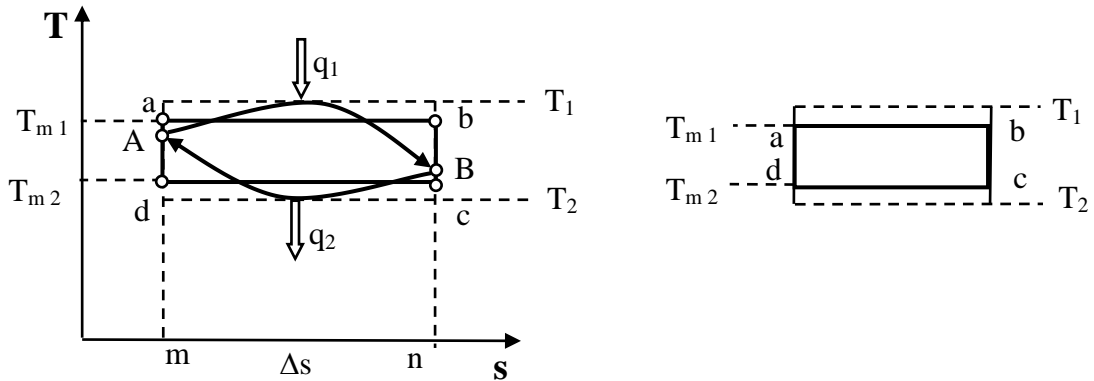
Цикл АВ - прямиий, оборотний;

T_1 – максимальна температура підведення теплоти;

T_2 – мінімальна температура відведення теплоти.

Наявна різниця температур: $\Delta T_{\text{наявна}} = T_1 - T_2$.

Цикл abcd – відповідає циклу Карно в інтервалі наявної різниці температур $\Delta T = \text{idem}$ (однаковий) для обох циклів.



Порівняємо ефективність цих двох циклів:

$$1) \eta_t^{AB} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = \eta_t^K = 1 - \frac{T_{m2}}{T_{m1}}; \quad 2) \eta_t^K = 1 - \frac{q_{2K}}{q_{1K}} = 1 - \frac{T_2}{T_1};$$

$$T_{m2} > T_2;$$

$$T_1 > T_{m1},$$

тоді:

$$\eta_t^K > \eta_t^{AB} = \eta_t^{EKB}.$$

Отриманий висновок справедливий і для зворотних циклів.

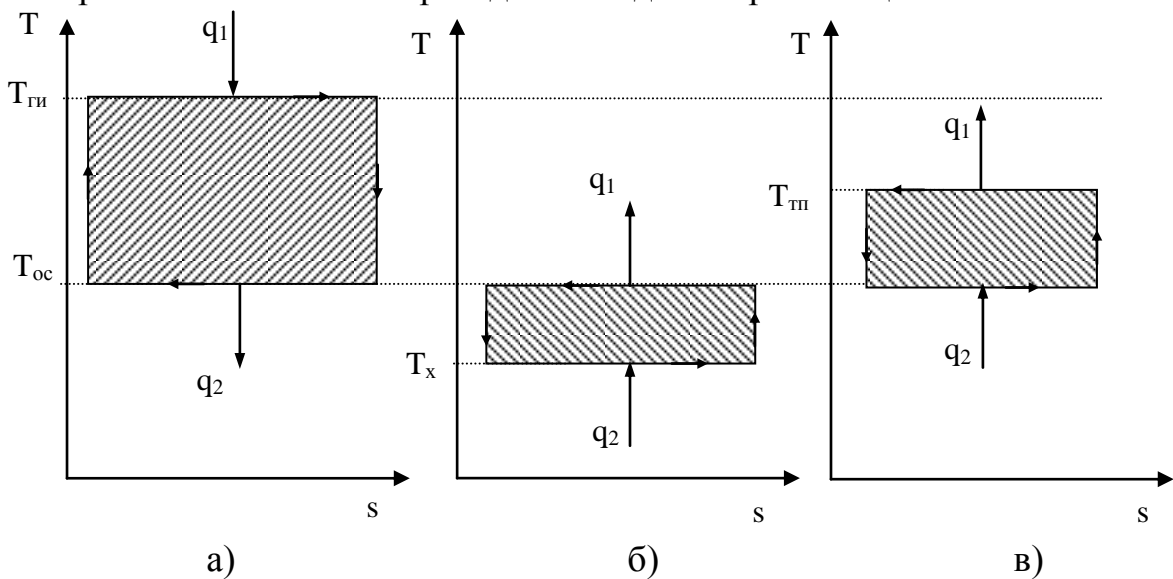


Рис. 1.4. Цикли Карно:

а – теплової машини; б – холодильної установки; в – теплового насоса.

Цикл Карно грає велику роль при оцінці ефективності роботи теплових двигунів. Він є еталоном для оцінки величин η_t і ε реальних газів.

Задачі

1. Тепловий двигун працює за циклом Карно з температурами $t_r = 727^\circ\text{C}$ та $t_x = 127^\circ\text{C}$. Кількість теплоти, що підводиться $q_1 = 1000$ кДж/кг. Визначити роботу циклу, кДж/кг.

Розв'язок

$$\text{ККД циклу Карно дорівнює: } \eta_t^k = 1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{400}{1000} = 0,6.$$

$$\text{Робота циклу: } l = q_1 \cdot \eta_t^k = 1000 \cdot 0,6 = 600 \text{ кВт.}$$

2. Оборотний холодильний цикл Карно здійснюється між джерелами теплоти з температурами $t_1 = 27^\circ\text{C}$ та $t_2 = -3^\circ\text{C}$, при цьому холодопродуктивність установки $Q_2 = 75$ кВт. Знайти потужність і холодильний коефіцієнт циклу.

Розв'язок

Холодильний коефіцієнт циклу Карно дорівнює:

$$\varepsilon^k = \frac{T_2}{T_1 - T_2} = \frac{270}{300 - 270} = 9.$$

$$\text{Потужність установки: } N = \frac{Q_2}{\varepsilon^k} = \frac{75}{9} = 8,33 \text{ кВт.}$$

3. Тепловий насос працює за зворотним циклом Карно з температурами $t_2 = 27^\circ\text{C}$ та $t_1 = 67^\circ\text{C}$ при опалювальній продуктивності $Q_1 = 60$ кВт. Знайти потужність і опалювальний коефіцієнт теплового насосу.

Розв'язок

Опалювальний коефіцієнт циклу Карно дорівнює:

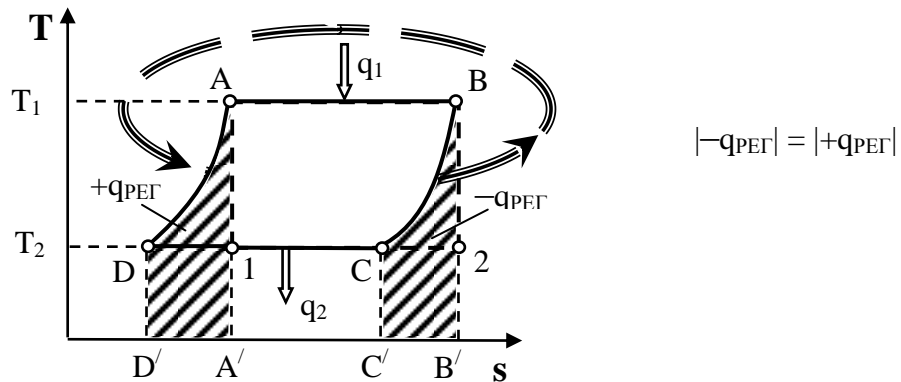
$$\varphi^k = \frac{T_1}{T_1 - T_2} = \frac{340}{340 - 300} = 8,5.$$

Потужність:

$$N = \frac{Q_1}{\varphi^k} = \frac{60}{8,5} = 7,06 \text{ кВт.}$$

Регенеративний цикл Карно

У визначеному інтервалі температур T_1 і T_2 найвищий к.к.д. має не тільки цикл Карно, але і будь-який інший цикл, що складається з двох ізотерм АВ і CD. Для цього необхідно, щоб в процесі BC теплота від робочого тіла віддавалася не зовнішньому теплоприймачу, а за допомогою допоміжного теплообмінника (регенератора) робочому тілу в процесі його нагрівання DA. Відзначимо, що з зовнішніми джерелами теплоти робоче тіло має зв'язок тільки на ділянках АВ і CD. Оскільки криві BC і DA еквідистантні, пл. $CBV'C' = \text{пл. } DAA'D'$, тобто кількості теплоти в цих процесах однакові, але протилежні за знаком.



Отже, кількість зовнішньої теплоти q_1 і q_2 у циклі ABCD дорівнює теплоті у циклі Карно AB21A. При рівності для обох циклів теплоти q_1 і q_2 будуть рівні їх термічні к.к.д., тобто:

$$\eta_t^{\text{РЕГ}} = \eta_t^{\text{К}} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Принцип регенерації, як метод підвищення ефективності циклів, широко застосовується в сучасних теплосилових і холодильних установках.

Поняття про ексергію

Оскільки будь-яка необоротність веде до зменшення корисної роботи, то збільшення ентропії ізольованої системи, внаслідок необоротності т/д процесів, які в ній протікають, може служити мірою втрати максимально ко-

рисної роботи L_{max} , яку могла би виконати система при протіканні в ній оборотних процесів.

Втрата корисної роботи (працездатності) визначається за рівнянням Гюї - Стодоли:

$$\Delta L_{необ.} = T_{OC} \Delta S_c^H,$$

де T_{OC} – температура навколишнього середовища; ΔS_c^H – збільшення ентропії ізольованої системи через необоротність процесів, які протікають у ТДС.

Фактична робота визначається з рівняння:

$$L_0 = L_{max} - T_{OC} \cdot \Delta S_c^H.$$

Максимально можлива робота, яку може здійснити система, що складається з джерела енергії і оточуючого середовища називається ексергією:

$$E_X = L_{max}.$$

З погляду II закону термодинаміки усі види і форми енергії можна розділити на обмежено і необмежено перетворювані в інші види енергії в умовах даного навколишнього простору.

Необмежено перетворювані – механічна, гідравлічна, електрична енергія, які можуть бути повністю перетворені в інші види енергії, тобто складаються тільки з ексергії. Вплив температури та тиску зовнішнього середовища на працездатність цих форм енергії непомітний.

Обмежено перетворюваними є теплота і внутрішня енергія. На здатність цих форм енергії здійснювати перетворення суттєво впливає температура та тиск навколишнього середовища. Теплота не може повністю бути перетворена в роботу теоретично, оскільки це обмежено температурою та тиском нижнього джерела енергії, яке в умовах Землі дорівнює температурі T_{OC} та тиску p_{ATM} оточуючого середовища.

З. Рант запропонував поділити енергію умовно на дві частини: енергію, здатну до перетворень – **ексергію** та енергію не здатну до перетворень – **анергію**.

Тоді другому закону т/д можна дати наступне формулювання: всі форми енергії складаються з **ексергії і анергії**, причому кожна складова може дорівнювати нулю, тобто:

$$E = E_X + A,$$

де E – енергія, E_X – ексергія, A – анергія.

Ексергія теплоти E_Q теплового джерела з температурою T визначається як максимально можлива робота за умови, що нижнім джерелом є оточуюче середовище з температурою T_{oc} :

$$E_Q = Q \cdot \eta_t^K = Q \left(1 - \frac{T_{oc}}{T} \right).$$

Істотною відмінністю між енергією і ексергією є те, що величина енергії не може дорівнювати нулю (за законом збереження енергії), тоді як величина ексергії є її складовою частиною і може приймати нульові значення. Будь-яка необоротність в процесах веде до перетворення ексергії на енергію, яка є мірою недовиконання можливої корисної роботи.

Тому ексергетичні втрати можна розцінювати як міру термодинамічної досконалості реальних процесів в технічних установках.

Оцінка ефективності реальних циклів

Оцінка ефективності реальних циклів проводиться методом ККД, ентропійним і ексергетичними методами.

Оцінка ефективності реальних циклів методом ККД полягає у наступному:

а) робочий цикл теплової установки ідеалізується. Реальні процеси замінюються рівноважними оборотними ТД процесами. Робочим тілом газових установок є ідеальний газ;

б) визначається η_t або ε ідеального циклу;

в) проводиться порівняння отриманих значень η_t і ε з відповідними значеннями η_t^K та ε^K циклу Карно. Чим ближче η_t і ε реальних циклів до η_t^K і ε^K циклу Карно, тим більше реальний оборотний цикл наближений до циклу Карно, тобто ефективніше (проходить) перетворення енергії. Зразковим циклом називається ідеальний цикл теплової установки, у якої ККД максимально наближений до ККД циклу Карно. Підвищення η_t циклів можливо за рахунок регенерації теплоти, ступеневого підведення і відведення теплоти і т.п.

г) необоротні втрати в реальному необоротному циклі оцінюються за допомогою ККД, наприклад механічний ККД - η_{MEH} враховує механічні втрати на тертя в підшипниках; внутрішній відносний ККД - η_{oi} враховує втрати на лопатках турбіни; електричний ККД електрогенератора - $\eta_{Г}$ враховує втрати на тертя в підшипниках електрогенератора і т.п.

Ефективний ККД теплової установки:

$$\eta_e = \eta_t \cdot \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3,$$

де η_t - термічний ККД оборотного циклу установки;

η_1, η_2, η_3 - ККД, які враховують необоротні втрати в елементах і вузлах установки.

Як видно з рівняння, необоротні втрати зменшують величину η_e , тому необхідно знижувати втрати, тим самим збільшуючи η_1, η_2 і т.д. Метод ККД не встановлює основні причини необоротності і не визначає процеси, в яких втрати найбільші.

Для оцінки ефективності процесів використовують два ексергетичні методи: метод ексергетичних потоків і метод ексергетичних втрат. За першим методом визначають потоки ексергії в ТДС, для чого складаються ексергетичні баланси підведеної і відведеної ексергії.

Метод ексергетичних втрат базується на визначенні місцевих втрат ексергії на кожній ділянці ТДС, для чого обчислюють зростання ентропії внаслідок необоротності процесів.

Для оцінки досконалості процесів або установок використовують співвідношення між корисною і витраченою енергіями. Але можливість вірної оцінки ефективності використання енергії дають лише співвідношення, котрі складаються з термодинамічно рівноцінних величин, тобто тільки з ексергії. Такий ексергетичний ККД дає уявлення про втрати, які в принципі можна зменшити шляхом удосконалення процесу або конструкції установки. Для визначення ексергетичного ККД деякі потоки ексергії, що перетинають межі системи, розглядаються як корисні - $\Delta e_{x \text{ КОР}}$, а інші - як споживані - $\Delta e_{x \text{ СП}}$.

Тоді ексергетичний ККД визначиться за формулою:

$$\eta_E = \frac{\Delta e_{x \text{ КОР}}}{\Delta e_{x \text{ СП}}}.$$

В теплосилових установках корисну ексергію характеризує виконана робота, а споживану – ексергія, яка надходить з продуктами згоряння.

При використанні ентропійного методу визначають втрати працездатності в необоротних процесах в окремих елементах установки ΔL_i , а втрати працездатності всієї установки, яка працює за цим циклом дорівнюють сумі цих втрат:

$$\Delta L_{\text{УСТ}} = \sum \Delta L_i.$$

В реальних циклах теплосилових установок необоротність циклів обумовлена двома причинами: тертям (внутрішня необоротність) і кінцевою різницею температур між робочим тілом і джерелом теплоти (зовнішня необоротність). Ентропійний метод дозволяє врахувати обидва види необоротності на відміну від метода ККД.

1.6. ВЛАСТИВОСТІ І ПРОЦЕСИ З ІДЕАЛЬНИМИ ГАЗАМИ

Перший закон термодинаміки зв'язує кількість теплоти, внутрішню енергією і зовнішню роботу газу в процесі, причому було встановлено, що кількість теплоти, підведена до тіла чи відведена від нього, залежить від характеру процесу.

До основних процесів, що мають велике значення як для теоретичних досліджень, так і для практичних робіт у техніці, відносяться: ізохорний, ізобарний, ізотермічний і адіабатний.

Крім того, існує група процесів, які за певних умов є узагальнюючими для основних процесів. Ці процеси називаються політропними і характеризуються сталою теплоємністю в процесі.

Основні закони ідеальних газів

1. Рівняння стану ідеального газу

Для 1 кг	$p v = R T,$
m кг	$p V = m R T,$
1 кмоля	$p v_{\mu} = R_{\mu} T.$

p – тиск, Па; V – об'єм, м³; m – маса газу, кг;

v – питомий об'єм, м³/кг; v_{μ} – об'єм 1 кмоля газу, м³/кмоль;

R_{μ} – універсальна газова стала, Дж/(кмоль К); μ – маса 1 кмоля газу, кг.

2. Закон Джоуля

для ізохорного процесу $v = \text{const}$

$$\delta q = du$$

$$\delta q = c_v dT, \quad du = c_v dT \text{ – справедливо для будь-якого процесу}$$

для ізобарного процесу $p = \text{const}$

$$\delta q = dh$$

$$\delta q = c_p dT, \quad dh = c_p dT \text{ – справедливо для будь-якого процесу}$$

3. Закон Майєра

$$h = u + pv \quad \text{або} \quad h = u + RT \quad h = f(T)$$

$$dh = du + RdT$$

$$c_p dT = c_v dT + RdT$$

$$c_p - c_v = R \quad \text{або} \quad \mu c_p - \mu c_v = R_\mu$$

Для всіх процесів встановлюється загальний метод дослідження, який полягає у наступному:

1. записується рівняння процесу;
2. встановлюється залежність між основними параметрами р.т. на початку і в кінці процесу;
3. визначається:

а) зміна Δu за формулою, яка справедлива для всіх процесів:

при $c_v \neq \text{const}$

$$\Delta u = u_2 - u_1 = \int_1^2 c_v dt = c_{v,m} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{v,m} \Big|_0^{t_1} t_1,$$

при $c_v = \text{const}$

$$u_2 - u_1 = c_v (t_2 - t_1);$$

б) обчислюється робота зміни об'єму газу та наявна робота за основними формулами:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv; \quad l_H = - \int_{p_1}^{p_2} v dp;$$

в) визначається кількість теплоти, яка приймає участь у процесі, за формулою:

$$q_{1-2} = \int_{t_1}^{t_2} c_x dt = c_{x,m} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{x,m} \Big|_0^{t_1} t_1; \quad x\text{- певний процес};$$

г) визначається зміна ентальпії в процесі за формулою

при $c_p \neq \text{const}$

$$h_2 - h_1 = \int_1^2 c_p dt = c_{p,m} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{p,m} \Big|_0^{t_1} t_1,$$

при $c_p = \text{const}$

$$h_2 - h_1 = c_p (t_2 - t_1);$$

д) обчислюється зміна ентропії ідеального газу за формулами:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}; \quad s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Розглянуті процеси вважаються оборотними.

1. Ізохорний процес

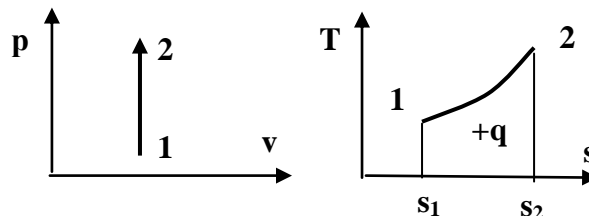
З рівняння стану ідеального газу $pv = RT$ при $v = \text{const}$ одержуємо [9]:

$$\frac{p}{T} = \frac{R}{v} = f(v) = \text{const}.$$

Це співвідношення називається законом Шарля.

Відповідно до закону Шарля, при $v = \text{const}$ тиск газу змінюється прямо пропорційно абсолютним температурам:

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{T_1}{T}.$$



Зовнішня робота газу при $v = \text{const}$ дорівнює нулю, тому що $dv=0$. Отже:

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = 0.$$

Наявна (корисна) зовнішня робота l_H дорівнює:

$$l_H = - \int_{p_1}^{p_2} v dp = -v(p_2 - p_1).$$

Основне рівняння I закону термодинаміки при $dl=0$ приймає вид:

$$\delta q = du = c_v dt.$$

Кількість теплоти, яка підводиться у процесі при постійній теплоємності дорівнює:

$$q = c_v (t_2 - t_1) = u_2 - u_1,$$

при змінній теплоємності:

$$q_v = \int c_v dt = c_{vm} \Big|_0^{t_2} t_2 - c_{vm} \Big|_0^{t_1} t_1 = u_2 - u_1,$$

якщо в процесі приймає участь m кг або V м³ газу, то:

$$Q_v = \Delta U_v = mc_{vm} (t_2 - t_1) = V_H c'_{vm} (t_2 - t_1),$$

де V_H – кількість газу в m^3 за н.у. ($p=101,325$ кПа, $T=273,15$ К).

Оскільки в $1 m^3$ газу міститься в залежності від параметрів його стану різна кількість газу, то прийнято відносити $1 m^3$ газу до н.у.

Зміна ентропії визначається з рівняння:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

2. Ізобарний процес

З рівняння стану ідеального газу для ізобарного процесу знаходимо:

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{p} = f(p) = \text{const}.$$

Це співвідношення називається законом Гей - Люсака. Об'єм газу змінюється пропорційно абсолютним температурам:

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

Питома робота зміни об'єму при цьому знаходиться за наступним рівнянням:

$$l = p \int_{v_1}^{v_2} dv = p(v_2 - v_1) \quad \text{або} \quad l = R(T_2 - T_1) = R(t_2 - t_1).$$

Наявна зовнішня робота:

$$l_H = - \int_1^2 v dp = 0.$$

Кількість теплоти, яка приймає участь в ізобарному процесі при $c_p = \text{const}$, дорівнює:

$$q_p = \int_{t_1}^{t_2} c_p dt = c_p(t_2 - t_1) = h_2 - h_1.$$

Якщо в процесі приймає участь m кг або $V m^3$ газу, то:

$$Q_p = \Delta H_p = mc_p(t_2 - t_1) = V_H c'_p(t_2 - t_1).$$

Зміна ентропії визначається з рівняння:

$$s_2 - s_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

3. Ізотермічний процес

Для ізотермічного процесу ідеального газу:

$$pv = \text{const},$$

чи

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \quad \text{і} \quad \frac{p_1}{p_2} = \frac{v_2}{v_1}.$$

При постійній температурі об'єм газу змінюється обернено пропорційно його тиску (закон Бойля-Маріотта).

Основне рівняння першого закону при $T = \text{const}$ має простий вид:

$$\delta q = \delta l \quad q_{1-2} = l_{1-2}.$$

Кількість підведеної до робочого тіла теплоти чисельно дорівнює роботі зміни об'єму.

Питома робота зміни об'єму дорівнює, враховуючи, що:

$$pv = p_1 v_1,$$

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p dv = p_1 v_1 \int_{v_1}^{v_2} \frac{dv}{v} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1} = q.$$

Питома наявна зовнішня робота визначається за формулою:

$$l_H = - \int v dp = p_1 v_1 \int_{p_1}^{p_2} \frac{dp}{p} = p_1 v_1 \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Тобто в ізотермічному процесі ідеального газу ця робота дорівнює роботі зміни об'єму:

$$l = l_H.$$

Теплоємність в ізотермічному процесі дорівнює:

$$c_T = \frac{dq}{dt} = \frac{dq}{0} = \pm \infty,$$

а ентальпія і внутрішня енергія ідеального газу не змінюються, тобто:

$$dh = 0 \quad \text{і} \quad du = 0.$$

Зміна ентропії в процесі дорівнює:

$$s_2 - s_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{p_1}{p_2}.$$

Теплота в ізотермічному процесі дорівнює:

$$q = T(s_2 - s_1).$$

4. Адіабатний процес

Процес, що протікає без підведення і відведення теплоти, тобто при відсутності теплообміну тіла з навколишнім середовищем, називають адіабатним. Для проведення адіабатного процесу необхідною й обов'язковою умовою є $\delta q=0$, і отже, $q=0$.

Оборотний адіабатний процес можна здійснити в циліндрі з абсолютно нетеплопровідними стінками при нескінченно повільному переміщенні поршня.

Виведемо рівняння адіабати. З рівнянь I-го закону термодинаміки маємо:

при $dq=0$, $s=\text{const}$:

$$du+dl=0 \quad \text{чи} \quad c_v dT+pdv=0,$$

$$dh+dL_H=0 \quad \text{чи} \quad c_p dT-vdp=0,$$

$$c_v dT = -pdv, \quad c_p dT = vdp,$$

$$\frac{c_p}{c_v} = k, \quad k = -\frac{vdp}{pdv}, \quad k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}, \dots k \ln \frac{v_2}{v_1} = -\ln \frac{p_2}{p_1},$$

$$k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}, \quad p_1 v_1^k = p_2 v_2^k, \quad pv^k = \text{const},$$

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}.$$

Питома робота зміни об'єму, здійснена тілом над навколишнім середовищем при рівноважному адіабатному процесі, може бути обчислена за рівнянням адіабати:

$$p = \frac{p_1 v_1^k}{v^k},$$

чи

$$l = \int_{v_1}^{v_2} p_1 v_1^k \frac{dv}{v^k} = \frac{p_1 v_1^k}{1-k} (v_2^{1-k} - v_1^{1-k}) = \frac{p_1 v_1^k}{k-1} \left(\frac{1}{v_1^{k-1}} - \frac{1}{v_2^{k-1}} \right) = \frac{1}{k-1} \left(\frac{p_1 v_1^k}{v_1^{k-1}} - \frac{p_2 v_2^k}{v_2^{k-1}} \right),$$

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

Наявна зовнішня робота буде в k разів більше величини роботи зміни об'єму:

$$k \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p}$$

або $-v \cdot dp = k \cdot p \cdot dv,$

тобто: $l_H = k \cdot l.$

Для оборотного адіабатного процесу $dq=0$, тому:

$$ds = \frac{dq}{T} = 0 \dots \text{та} \dots s_2 = s_1 = \text{const}.$$

У такий спосіб адіабатний процес є одночасно ізоентропним.

5. Політропні процеси

Процес ідеального газу, у якому теплоємність є постійною величиною, називається політропним.

З визначення політропного процесу випливає, що основні процеси – ізохорний, ізобарний, адіабатний і ізотермічний, якщо вони протікають при постійній теплоємності, є окремими випадками політропного процесу.

У політропному процесі $+\infty < c_n < -\infty.$

Кількість теплоти, отримана в політропному процесі, може бути визначена

$$q = c_n (t_1 - t_2) \text{ і } \delta q = c_n dt.$$

Рівняння політропного процесу виводиться на підставі рівняння I закону термодинаміки:

$$dq = c_n dT = c_p dT - v dp, \quad dq = c_n dT = c_v dT + p dv.$$

З цих рівнянь знайдемо: $\frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} = -\frac{v dp}{p dv}.$

Позначимо вираз лівої частини рівняння через **n**, одержимо:

$$n \frac{dv}{v} = -\frac{dp}{p} \quad \text{або} \quad p v^n = \text{const}.$$

Величина **n** отримала назву показника політропи. Дане рівняння є рівнянням політропного процесу.

Оскільки рівняння політропи відрізняється від рівняння адіабати тільки величиною показника, **n**, то, мабуть, усі співвідношення між основними параметрами можуть бути представлені формулами, аналогічними адіабатному процесу:

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n; \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}; \dots \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Теплоємність політропного процесу визначається з формули:

$$n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v} \quad \text{звідки} \quad c_n = c_v \frac{n - k}{n - 1}.$$

Показник політропи може мати чисельні значення від $-\infty$ до $+\infty$.

Якщо підставити значення n для окремих випадків, то отримаємо теплоємності розглянутих процесів.

Процес	n	Рівняння процесу	Теплоємність
ізохорний	$\pm\infty$	$pv^\infty = \text{const}$	$c_n = c_v$
ізобарний	0	$pv^0 = p = \text{const}$	$c_n = kc_v = c_p$
ізотермічний	1	$pv = \text{const}$	$c_n = +\infty$
адіабатний	k	$pv^k = \text{const}$	$c_n = 0$

Рівняння роботи має вид:

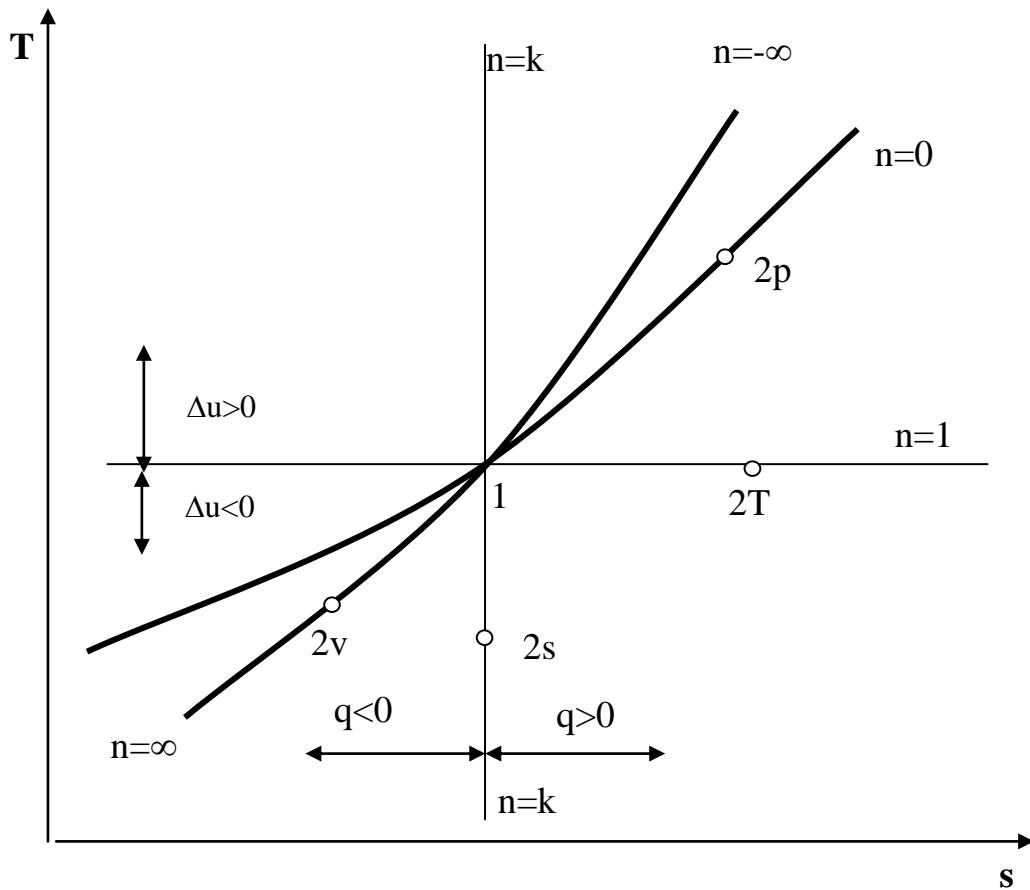
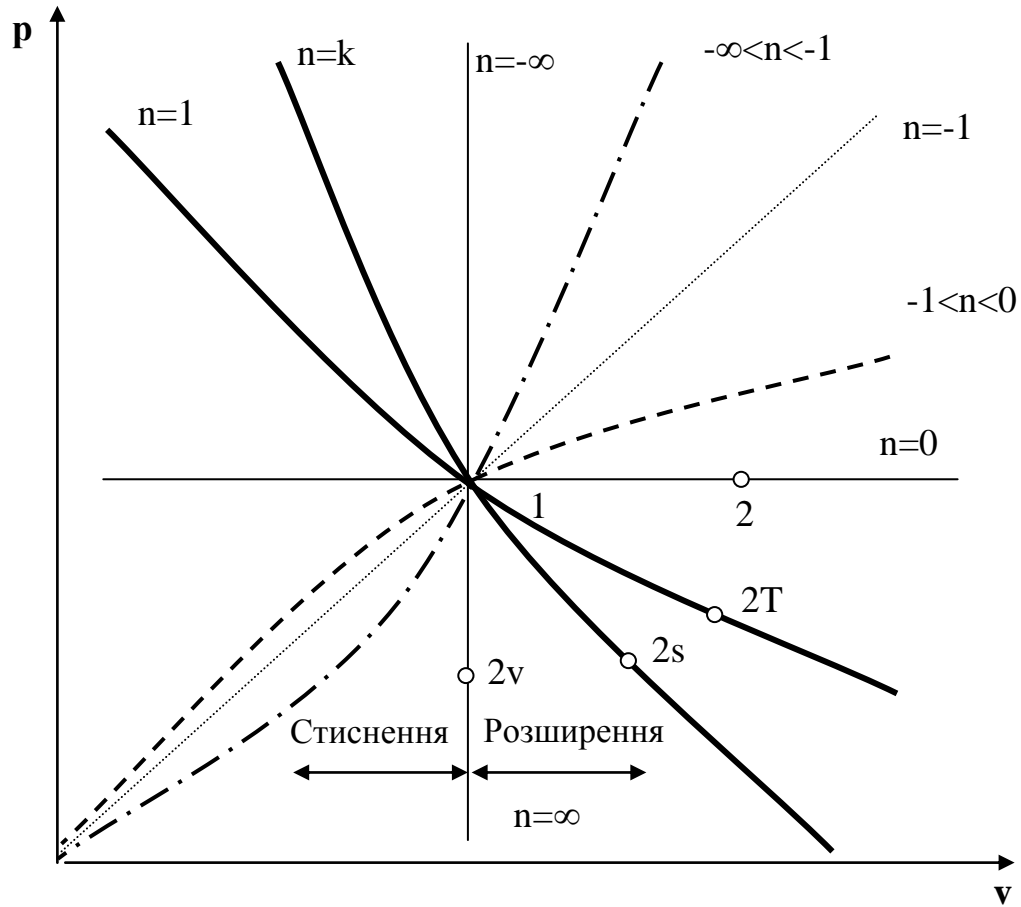
$$l = \frac{1}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2).$$

Наявна робота (робота переміщення) в політропному процесі дорівнює:

$$l_{\Pi} = -\int_{p_1}^{p_2} v dp = \frac{n}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{n}{n-1}R(T_1 - T_2).$$

Процес	q	l	l_{Π}
$p=\text{const}, n=0$	$\Delta h = c_p \Delta T$	$p \Delta v = R(T_2 - T_1)$	0
$T=\text{const}, n=1$	$T \Delta s = l = l_{\Pi}$	$p_1 v_1 \ln(v_2 / v_1)$	$q = l$
$s=\text{const}, n=k$	0	$\frac{1}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2) = -\Delta u = c_v(T_1 - T_2)$	$l_{\Pi} = -\Delta h = c_p \Delta T = \frac{k}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{k}{k-1}p_1v_1 \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$
$v=\text{const}, n=\pm\infty$	$\Delta u = c_v \Delta T$	0	$v(p_1 - p_2)$
$c=\text{const}, n=1$	$c_v = \frac{n-k}{n-1}$	$\frac{1}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2)$	$l_{\Pi} = \frac{n}{n-1}(p_1v_1 - p_2v_2)$

Політропний процес у $T - s$ та $p - v$ координатах має вид:



1.7. ГАЗОВІ СУМІШІ

В техніці дуже часто мають справу з газоподібними речовинами, які являють собою механічну суміш окремих газів, наприклад, доменний газ, відхідні гази ДВЗ, котлів, технологічних печей і інших теплових установок. Прикладом такої суміші є атмосферне повітря, яке складається з азоту, кисню, аргону, водяної пари та газових домішок.

Під *газовою сумішшю* розуміють механічну суміш окремих газів, які не вступають між собою ні в які хімічні реакції. Кожний газ у суміші, незалежно від інших газів, повністю зберігає всі свої властивості і поводить себе так якби він один займав весь об'єм суміші. Будемо вважати, що кожний окремий газ, який входить до складу суміші підпорядкований рівнянню стану Клапейрона, тобто є ідеальним газом. Суміш може бути бінарною і багатокомпонентною.

Відомо, що кожний газ (компонент) у суміші має свій парціальний тиск p_i . Цей тиск дорівнює тиску газу за умовою, що він займає весь об'єм V суміші і має її температуру T .

Газова суміш ідеальних газів підпорядковується закону Дальтона, згідно з яким загальний тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків окремих газів:

$$p = p_1 + p_2 + \dots + p_n = \sum_1^n p_i,$$

де p_1, p_2, \dots, p_n - парціальні тиски.

Крім того, для газової суміші справедливе рівняння матеріального балансу:

$$m = m_1 + m_2 + \dots + m_n$$

Тобто кількість суміші (в кг) дорівнює сумі кількостей компонентів у суміші. Тоді для газів, що входять до суміші, рівняння стану має вигляд:

$$p_i V = m_i R_i T.$$

З останнього рівняння випливає, що газ має свій парціальний тиск p_i та масу, але займає об'єм рівний об'єму суміші V і знаходиться при температурі суміші T .

А для газової суміші в цілому:

$$pV = mRT,$$

де R - питома газова стала суміші.

При розрахунках газових сумішей користуються поняттям парціальних об'ємів V_i , які б займали гази при певній температурі і тиску суміші.

Запишемо рівняння закону Бойля-Маріотта для i -го компонента при двох станах: коли він займає об'єм суміші і знаходиться під парціальним тиском і коли він займає парціальний об'єм і знаходиться під тиском суміші, тобто:

$$p_i \cdot V = p \cdot V_i.$$

Якщо це рівняння записати для кожного компоненту суміші, то отримаємо:

$$V_1 = \frac{p_1 V}{p}; \quad V_2 = \frac{p_2 V}{p}; \quad \dots \quad V_n = \frac{p_n V}{p}.$$

Складаючи ці рівняння робимо висновок, що сума парціальних об'ємів газів, що входять до суміші, дорівнює об'єму газової суміші, тобто:

$$V = \sum V_i.$$

Способи задавання газової суміші

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

А) *Масовою часткою* називають відношення маси кожного газу до загальної маси суміші:

$$g_1 = \frac{m_1}{m}; \quad g_2 = \frac{m_2}{m}; \quad g_n = \frac{m_n}{m},$$

де g_1, g_2, g_n – масові частки;

m_1, m_2, m_n – маса кожного газу; m - маса всієї суміші.

Сума масових часток дорівнює одиниці:

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

Б) *Об'ємною часткою* називають відношення парціального (приведеного) об'єму кожного газу до загального об'єму суміші газів:

$$r_i = \frac{V_i}{V}; \quad r_1 = \frac{V_1}{V}; \quad r_2 = \frac{V_2}{V}; \quad r_n = \frac{V_n}{V},$$

де r_1, r_2, r_n - об'ємні частки; V_1, V_2, \dots, V_n - парціальні (приведені) об'єми кожного газу; V – об'єм суміші газів.

$$\sum r_i = 1 \quad (\sum r_i = 100\%).$$

В) *Мольною часткою* називають відношення числа кіломолей кожного газу (M_i) до числа кіломолей суміші газів (M). Можна показати, що це аналогічно задаванню суміші об'ємними частками:

$$\mu_i = \frac{m_i}{M_i} \quad \text{і} \quad \mu = \frac{m}{M}.$$

Можна записати:

$$\frac{M_i}{M} = \frac{m_i \cdot \mu}{m \cdot \mu_i} = \frac{\rho_i \cdot V_i \cdot \mu}{\rho \cdot V \cdot \mu_i}.$$

З закону Авогадро випливає, що при однакових тисках і температурах:

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{\mu_i}{\mu}.$$

Тоді остаточно маємо:

$$\frac{M_i}{M} = \frac{V_i}{V} = r_i.$$

Співвідношення між масовими і об'ємними частками

Між питомими об'ємами, густинами, молекулярними масами і газовими сталими якого-небудь газу і всієї суміші на основі закону Авогадро і рівняння Клапейрона- Менделєєва існує наступна залежність:

$$\frac{\rho_i}{\rho} = \frac{V}{V_i} = \frac{\mu_i}{\mu} = \frac{R}{R_i}.$$

Можна також записати, що

$$g_i = \frac{m_i}{m} = \frac{\rho_i V_i}{\rho V} = \frac{\rho_i}{\rho} r_i.$$

Останні два співвідношення дозволяють скласти декілька рівнянь, які пов'язують масові і об'ємні частки:

$$g_i = \frac{V}{V_i} r_i = \frac{\mu_i}{\mu} r_i = \frac{R}{R_i} r_i,$$

$$r_i = \frac{\rho}{\rho_i} g_i = \frac{V_i}{V} g_i = \frac{R_i}{R} g_i = \frac{\mu}{\mu_i} g_i.$$

Визначення розрахункових характеристик суміші

1. Парціальний тиск газу може бути визначений:

А) через масові частки з рівняння Клапейрона, якщо відомі основні параметри газу:

$$p_i = \frac{m_i \cdot R_i \cdot T \cdot m}{V \cdot m} = p \frac{m_i \cdot R_i}{m \cdot R} = p g_i \frac{\mu}{\mu_i}.$$

Б) Через об'ємні частки користуючись законом Бойля-Маріотта, з якого випливає, що при постійній температурі:

$$p_i \cdot V = p V_i \quad \text{і} \quad p_i = \frac{V_i}{V} \cdot p = r_i p.$$

2. Газова стала суміші газів.

Суміш газів підпорядковується рівнянню стану:

$$pV = mRT \quad \text{і} \quad R = \frac{pV}{mRT}.$$

Оскільки:

$$r_i = \frac{g_i R_i}{R} \quad \text{і} \quad \sum r_i = \frac{\sum g_i R_i}{R} = 1.$$

Звідки:

$$R = \sum g_i R_i = g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n.$$

Інше рівняння для визначення газової сталої

$$R = \sum g_i R_i = 8314,2 \left(\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \dots + \frac{g_n}{\mu_n} \right).$$

Газову сталу можна визначити за відомою середньою молекулярною масою суміші

$$R = \frac{8314,2}{\mu}.$$

Якщо заданий об'ємний склад суміші, то:

$$g_i = \frac{R}{R_i} r_i \quad \text{і} \quad \sum g_i = R \sum \frac{r_i}{R_i} = 1.$$

Тоді:

$$R = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} = \frac{1}{\frac{r_1}{R_1} + \frac{r_2}{R_2} + \dots + \frac{r_n}{R_n}}.$$

3. Середня молекулярна маса суміші газів.

Середня молекулярна маса являє собою умовну величину і відноситься до такого однорідного газу, у якого число молекул і загальна маса дорівнює кількості молекул і масі суміші газів. Якщо відома величина газової сталої суміші, то:

$$\mu = \frac{8314,2}{R} \quad \text{і} \quad \mu = \frac{1}{g_1 R_1 + g_2 R_2 + \dots + g_n R_n}.$$

Замінюючи газові сталі R_1, R_2, \dots, R_n їх значеннями з рівняння Клапейрона, отримаємо вираз для середньої молекулярної маси, якщо суміш задана масовими частками:

$$\mu = \frac{1}{\frac{g_1}{\mu_1} + \frac{g_2}{\mu_2} + \dots + \frac{g_n}{\mu_n}}.$$

Якщо суміш задана об'ємними частками, тоді:

$$R = \frac{1}{\sum \frac{r_i}{R_i}} = \frac{8314,2}{\sum r_i \mu_i}.$$

Оскільки:

$$R = \frac{8314,2}{\mu},$$

$$\text{тоді} \quad \mu = \sum r_i \mu_i = r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 + r_n \mu_n.$$

4. Теплоємність газової суміші

В основі розрахунків теплоємності лежить рівняння теплового балансу відповідно до якого теплота газової суміші дорівнює сумарній теплоті компонентів суміші.

Для масового складу:

$$m \cdot c \cdot \Delta t = \sum m_i \cdot c_i \cdot \Delta t.$$

Звідки масова теплоємність суміші:

$$c = \sum g_i \cdot c_i.$$

Для об'ємного складу:

$$V_H \cdot c' \cdot \Delta t = \sum (V_{H_i} \cdot c'_i) \Delta t.$$

Звідки об'ємна теплоємність суміші

$$c' = \sum r_i \cdot c'_i.$$

Задачі

1. Визначити середню молекулярну масу сухого атмосферного повітря, якщо прийняти, що воно складається з об'ємів: 21 % O₂ і 79 % N₂.

Розв'язок

З рівняння маємо:

$$\mu = r_1 \mu_1 + r_2 \mu_2 = 32 \cdot 0,21 + 28,016 \cdot 0,79 = 28,93 \text{ кмоль/кг.}$$

2. Визначити газову сталу, густину, середню молекулярну масу суміші і парціальні тиски для суміші, яка складається з 20 масових часток повітря і однієї масової частки світільного газу. Густина світільного газу при температурі 273К і тиску 101325 н/м² дорівнює 0,52 кг/м³.

$$g_1 = 20/21 \text{ кг}$$

$$g_2 = 1/21 \text{ кг}$$

$$\rho_2 = 0,52 \text{ кг/м}^3$$

$$p = 101325 \text{ н/м}^2$$

Розв'язок

Газову сталу світільного газу визначають з рівняння Клапейрона:

$$R_2 = \frac{p_2}{\rho_2 T} = \frac{101325}{0,52 \cdot 273} = 714 \text{ Дж / кг} \cdot \text{К.}$$

Газова стала повітря дорівнює:

$$R_1 = 287 \text{ Дж / кг} \cdot \text{К.}$$

Газову сталу суміші визначають за рівнянням:

$$R = \sum g_i R_i = g_1 R_1 + g_2 R_2 = 287 \cdot \frac{20}{21} + 714 \cdot \frac{1}{21} = 306,3 \text{ Дж / кг} \cdot \text{К.}$$

Густину суміші визначаємо за рівнянням Клапейрона:

$$\rho = \frac{p}{RT} = \frac{101325}{306,3 \cdot 273} = 1,21 \text{ кг / м}^3.$$

Парціальний тиск повітря визначаємо за рівнянням:

$$p_1 = p g_1 \frac{R_1}{R} = 101325 \cdot \frac{20}{21} \cdot \frac{287}{306,3} = 90100 \text{ Н / м}^2.$$

Парціальний тиск світільного газу дорівнює:

$$p_2 = p g_2 \frac{R_2}{R} = 101325 \cdot \frac{1}{21} \cdot \frac{714}{306,3} = 11225 \text{ Н / м}^2.$$

Середня молекулярна маса суміші:

$$\mu = \frac{8314}{R} = \frac{8314}{306,3} = 27,14 \text{ кг / кмоль}.$$

1.8. РЕАЛЬНІ ГАЗИ. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Робочим тілом теплоенергетичних установок є реальні гази, в тому числі і пара. Гази, у яких не можна знехтувати силами взаємодії між молекулами й об'ємами самих молекул, називаються *реальними*.

Рівняння стану для ідеальних газів $pv = RT$ для реальних газів непридатне. Відмінність властивостей реальних газів від ідеальних характеризується відношенням $pv / RT = z$, яке називається *коефіцієнтом стисливості*. Для ідеального газу $z = 1$, а для реального газу z залежить від температури і тиску газу, причому може бути і більше 1, і менше 1.

Найпростішим рівнянням стану реального газу з урахуванням поправок на сили взаємодії між його молекулами і впливом об'єму молекул є рівняння Ван-дер-Ваальса:

$$\left(p + \frac{a}{v^2} \right) (v - b) = RT,$$

де a/v^2 – характеризує *внутрішній тиск* газу, обумовлений силами взаємного притягання його молекул;

$(v - b)$ – вільний об'єм, тобто об'єм простору в якому рухаються молекули газу;

a , b – характеризують природу газу.

Отримане рівняння з якісної сторони добре описує стан реального газу, але виконані розрахунки не завжди збігаються з експериментальними даними.

Всі існуючі рівняння реального газу складні і в інженерних розрахунках широкого застосування не знайшли. Для інженерних розрахунків використовуються **довідкові таблиці і діаграми**.

Представником реального газу є водяна пара, яка має ряд переваг у порівнянні з іншими теплоносіями: відносно велика теплоємність і теплота пароутворення; **нетоксична; недефіцитна; вибухобезпечна; проста в одержанні** і тому отримала широке розповсюдження і як робоче тіло у паросилових установках, і як теплоносій у теплообмінних апаратах та технологічних пристроях.

Способи отримання водяної пари

Одержання пари з рідини може здійснюватися двома шляхами: випаровуванням чи кипінням.

Випаровуванням називається процес пароутворення, що відбувається тільки з вільної поверхні рідини і при будь-якій температурі рідини.

Кипінням називається інтенсивне пароутворення по всій масі рідини, що відбувається при підведенні до рідини крізь стінку посудини визначеної кількості теплоти.

Процес кипіння починається при досягненні рідиною визначеної температури, що називається *температурою кипіння (насичення)* t_n і протягом усього процесу залишається незмінною при незмінному тиску. Значення t_n залежить від природи речовини і тиску, чим вище p тим, вище t_n . Тиск, який відповідає температурі t_n , називається *тиском насичення* p_n .

Зворотний процес переходу пари в рідкий стан, що супроводжується відведенням теплоти, називається *конденсацією*.

Процес одержання водяної пари

Для технічних потреб водяну пару отримують у парових котлах – ПК (котлоагрегатах - КА), де спеціально підтримується постійний тиск. Найпростіша схема котлоагрегату показана на рис.1.5.

Вода з джерела водопостачання (ДВ) надходить на хімічне водоочищення (ХВО), де очищується (видаляються солі). Далі вода подається в систему регенеративного підігріву живильної води (РПЖВ). Звідти на деаератор (Д), де відбувається термічна обробка води для видалення вільно розчинених агресивних газів (кисень, водень).

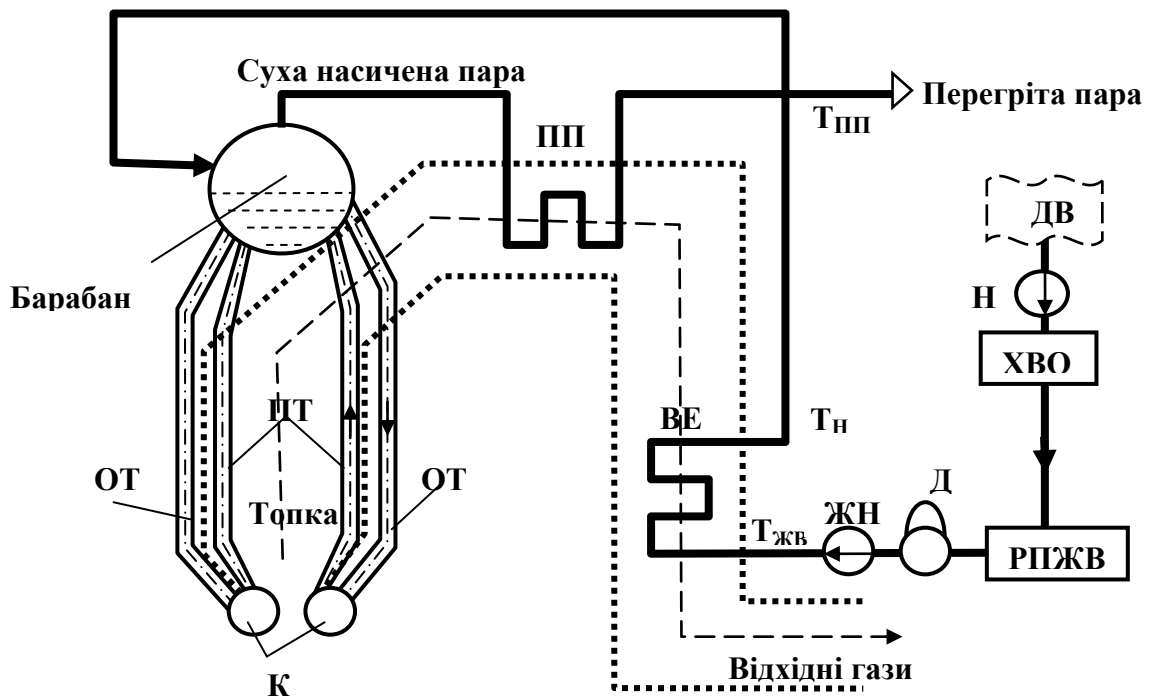


Рис. 1.5. Принципова схема котлоагрегату.

Потім вода з Д подається живильним насосом (ЖН) у підігрівач - водяний економайзер (ВЕ), де за рахунок теплоти відхідних газів (на схемі штрихові лінії) підігрівається до температури t_n . З ВЕ вода потрапляє через барабан і опускні труби (ОТ) у систему випарних (підйомних) труб (ПТ), що розташовані в топці котла. У випарних трубах за рахунок підведення теплоти від продуктів згоряння частина води перетворюється в пару, пароводяна суміш, що утворилася повертається в барабан, де розділяється на суху насичену пару і воду, яка знову повертається у випарний контур. Вертикальний рух пароводяної суміші в кип'ятильних підйомних трубах (ПТ) здійснюється за рахунок

різниці густини води в опускних трубах і пароводяної суміші у підйомних. Отримана таким чином суха насичена пара (СНП) з верхньої частини барабана надходить у пароперегрівач (ПП), де перегрівається до необхідної температури перегрітої пари $t_{\text{ПП}}$.

Таким чином, процес одержання перегрітої пари складається з 3-х послідовних стадій: підігрів води до $t_{\text{н}}$, пароутворення при $t_{\text{н}}$ і перегрів пари до необхідної $t_{\text{ПП}}$, які протікають при $p=\text{const}$.

Аналіз 3-х стадій отримання перегрітої пари

Розглянемо процес одержання пари у фазових діаграмах $p-v, T-s, h-s$ (рис.1.6).

1) Процес підігріву води до температури насичення (а-в).

Початком відліку прийнято вважати потрійну точку, у якій рідина знаходиться в 3-х своїх агрегатних станах: у твердому, рідкому і газоподібному (точка А) з параметрами $p_A = 0,00061 \text{ МПа}$; $T_A = 273,16 \text{ К}$ ($t_A = 0,01 \text{ }^\circ\text{С}$); $v_A = 0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$; $u_0 = 0$; $h_0 = 0$; $s_0 = 0$.

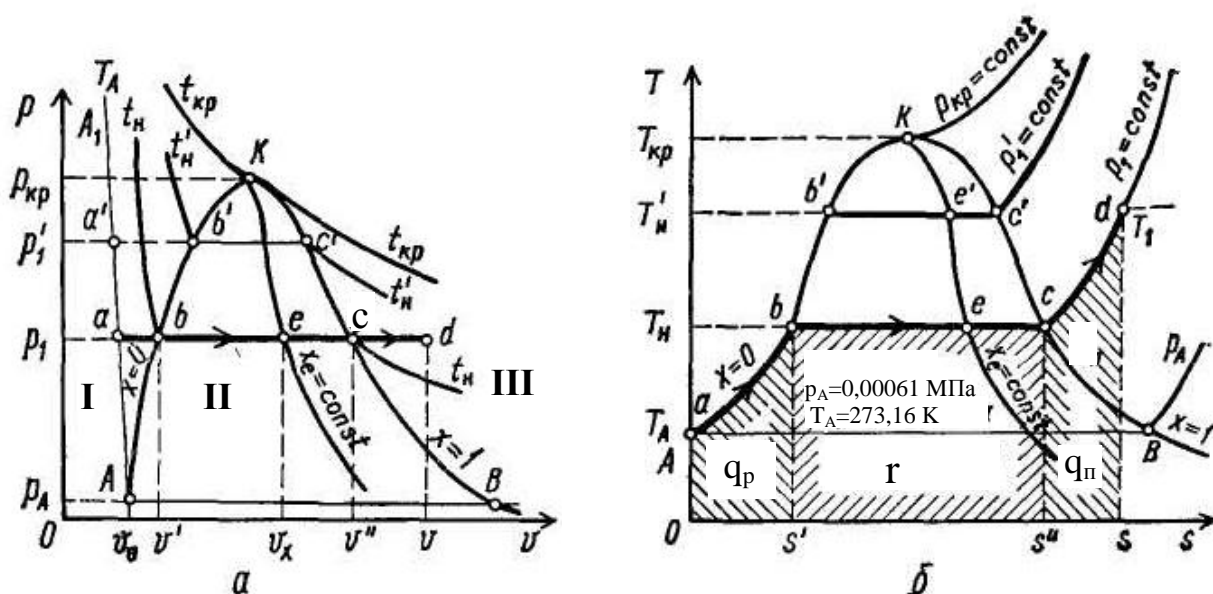


Рис. 1.6. Фазові діаграми процесу пароутворення в $p-v$ і $T-s$ координатах.

За початкову температуру води при тиску p_1 приймаємо **точку а** - $t_a=0,01^\circ\text{С}$. Лінія AA_1 – відповідає станам холодної рідини при різних тисках (*ізотерма холодної рідини*) і являє собою майже вертикальну лінію через незначну стисливість води. Зневажаючи впливом тиску на зміну об'єму води, вважають для всіх станів її на лінії AA_1 $v_0=0,001 \text{ м}^3/\text{кг}$; $u_0 = 0$, $h_0 = 0$, $s_0 = 0$. Лі-

віше знаходиться область рівноважного співіснування води і льоду.

При підведенні теплоти вода нагрівається і починає закипати. Початку кипіння води відповідає **точка b**. Температура в точці **b** – $t_b = t_n(t_s)$ – температура кипіння чи насичення, що залежить від тиску, тобто $t_n = f(p_n)$. Ця залежність встановлюється експериментально і наводиться в таблицях. Стану киплячої води при різних тисках буде відповідати нижня гранична крива **АК**.

Точка А відповідає стану киплячої рідини в потрійній точці.

Параметри киплячої рідини позначаються відповідними літерами зі штрихом (v', u', h', s') і наведені в таблицях в залежності від p_n чи T_n .

Питома кількість теплоти, необхідна для здійснення цієї стадії отримання пари, називається питомою теплою нагрівання рідини:

$$q_{ab} = q_p = h' - h_a = \int_a^b c_p dt.$$

На T-s діаграмі процес підігріву води **a - b** - логарифмічна крива (збіг кривої **a-b** із граничною кривою для спрощення міркувань).

2) Процес пароутворення (b-c).

Подальше підведення теплоти до киплячої рідини, супроводжується бурхливим пароутворенням і переходом частини води в пару. Тобто на ділянці **b - c** ми маємо 2-х фазну суміш: насичена пара і вода.

Насиченою називається пара, що утворюється в процесі кипіння і знаходиться в термічній і динамічній рівновазі з рідиною. Насичена пара буває *сухою насиченою і вологою насиченою*.

Суха насичена пара (СНП) – являє собою пару, що не містить рідини і має температуру насичення $t = t_n$ при даному тиску (**точка c**).

Вологою насиченою парою (ВНП) називається двофазна система, що складається з сухої насиченої пари і рідини (**точка e**).

Відношення маси сухої насиченої пари $m_{СП}$ до маси вологої пари $m_{ВП}$, називається ступенем сухості пари:

$$x = \frac{m_{СП}}{m_{ВП}} = \frac{m_{СП}}{m_{СП} + m_p},$$

де m_p – маса рідини; $m_{ВП} = m_{СП} + m_p$

Для киплячої рідини ($m_{СП} = 0$) $x = 0$, для сухої насиченої пари ($m_p = 0$) $x = 1$.

Ділянка **b-c** – відповідає рівноважному стану суміші рідини і пари (волога насичена пара), яка характеризується в кожній точці процесу масовою часткою сухої насиченої пари, що міститься в суміші (ступінь сухості пари x).

Тобто, стан вологої пари визначається: **p, t і ступенем сухості пари x** .

Кінцевий стан **точка c** характеризується повним перетворенням рідини в пару, що має $t_c = t_n$ при заданому тиску p_1 .

Таким чином, процес пароутворення є одночасно ізобарним ($p_n = \text{const}$) і ізотермічним ($t_n = \text{const}$).

Лінія **BK**, яка відповідає стану сухої насиченої пари називається верхньою граничною кривою пари ($x=1$, а на лінії АК - $x=0$).

Параметри сухої насиченої пари **точка c** позначаються відповідними літерами з двома штрихами (v'', u'', h'', s'') і наведені в таблицях в залежності від p_n і t_n .

Питома кількість теплоти, витрачена на пароутворення в процесі **b-c**, називається питомою теплотою пароутворення або теплотою фазового переходу, яка необхідна для перетворення 1 кг рідини в суху насичену пару:

$$q = r = h'' - h' = \text{пл. } bcs' s'' = T(s'' - s').$$

Чисельні значення r в залежності від p_n і t_n наведені в таблицях.

Стан вологої насиченої пари може бути визначено, якщо крім p_n і t_n відомий склад суміші, яка характеризується ступенем сухості x . Так для визначення об'єму вологої пари використовують аналітичну залежність:

$$v_x = v''x + (1-x)v'.$$

Аналогічні рівняння можна записати для визначення ентальпії і ентропії пари.

3) **Процес перегріву пари (c-d).**

Якщо до сухої насиченої пари з $t = t_n$ продовжувати підводити теплоту, при $p=p_1$, то її температура збільшиться (процес **c-d**). Пара, температура якої при даному тиску більше, ніж температура насичення $t > t_n$ називається **перегрітою парою**.

Різниця температур ($t_d - t_n$) – називається **ступенем перегріву пари**. Стан перегрітої пари визначається двома незалежними параметрами – **p і t** .

Позначимо на діаграмі **$p - v$** різні області стану теплоносія:

I – область рідини; **II** – область вологої пари ; **III** – область перегрітої пари.

Криві **AK** і **KB** зливаються в одній точці **K**, що називається критичною. В ній властивості рідини і пари стають однаковими. При температурах вище критичної можливе існування тільки однофазного стану - перегрітої пари. Чим більше температура перегрітої пари, тим вона ближче за своїми властивостями до ідеального газу. Ніяким тиском не можна перевести газ у рідкий стан при температурах вище критичної точки.

Параметри критичної точки для води: $t_{кр} = 374,15^{\circ}\text{C}$ і $p_{кр} = 221$ бар.

Питома кількість теплоти, що витрачається на перегрів пари визначається як:

$$q_{II} = h_d - h'' ,$$

де h_d – ентальпія перегрітої пари.

Таблиці параметрів стану води і водяної пари

Для інженерних розрахунків використовуються спеціальні таблиці «Термодинамічні властивості води і водяної пари» [10], які складаються з 3-х частин. 1-2-вода і водяна пара на лінії насичення.

За аналогією з ідеальним газом основними параметрами води і водяної пари є:

1. Параметри рідини (чи конденсату) **p, T, v', h', s', u'** .
2. Параметри сухої насиченої пари: **p, T, v'', h'', s'', u''** .
3. Параметри перегрітої пари **p, T, v, h, s, u** .

1 частина – всі параметри стану визначаються за температурою насичення $t_{н}$.

t	T	p	v'	v''	ρ''	h'	h''	r	s'	s''
$^{\circ}\text{C}$	К	бар	м ³ /кг	м ³ /кг	кг/м ³	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг К	кДж/кгК

2 частина - всі параметри стану визначаються за тиском насичення $p_{н}$.

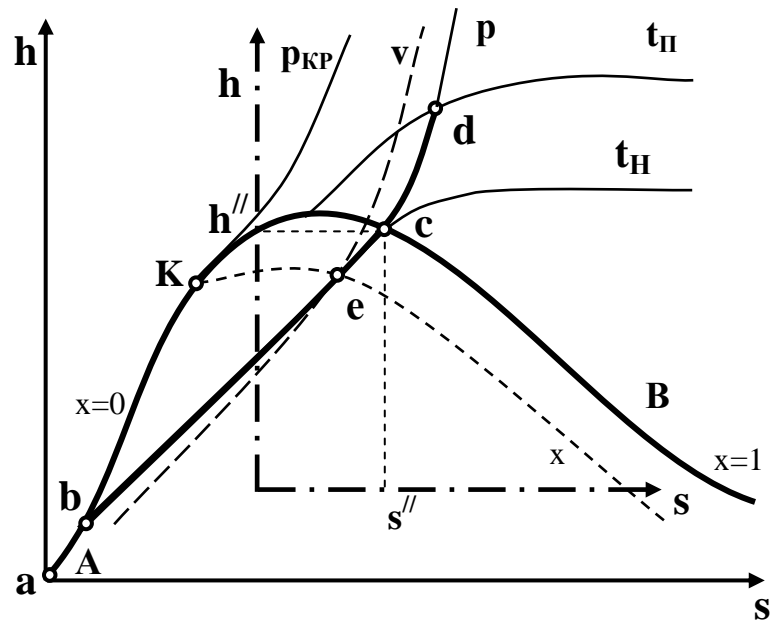
p	t	v'	v''	ρ''	h'	h''	r	s'	s''
бар	$^{\circ}\text{C}$	м ³ /кг	м ³ /кг	кг/м ³	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг К	кДж/кгК

3 частина – вода і перегріта пара. Задані тиск і температура, за ними визначаються h , s , v .

p	1,0				1,1			
	$t_s = 90,64$ $v'' = 1,694$ $h'' = 2675$ $s'' = 7,360$				$t_s = 102,32$ $v'' = 1,550$ $h'' = 2679$ $s'' = 7,328$			
t	v	h	s	c_p	v	h	s	c_p
10 20	Недогріта				в о д а			
90 100 110								
500	Перегріта				п а р а			

***h-s** діаграма води і водяної пари*

В інженерній практиці широке застосування знаходить **h-s** діаграма для води і водяної пари, яка була запропонована Мольє в 1904 році. **h-s** - діаграма має низку важливих властивостей: по ній можна швидко визначити параметри пари, а кількість теплоти або технічна робота



(різниця ентальпій) для основних процесів теплоенергетичних установок (ізобарного – $p = \text{const}$, і адіабатного – $s = \text{const}$) можуть бути представлені вертикальними відрізками. В T-s – діаграмі ці величини представляються складними площами.

В системі координат **h-s** будують граничні криві АК і KB за табличними даними h' , s' та h'' , s'' .

На підставі експериментальних даних на діаграму наносять лінії постійних тисків $p = \text{const}$. Ці лінії в області вологої пари є прямими, що вیاлом розходяться в міру наближення до $x=1$. Наносять t , h , s , v . Лінії постійних температур в області вологої пари, збігаються з ізобарами і називаються *ізо-*

барамі-ізотермами. Вище $x=1$ вони загинаються і розташовані майже горизонтально, оскільки в області перегрітої пари при зниженні тиску властивості реального газу (пари) наближаються до властивостей ідеального газу, для якого $h = f(t)$.

Лінії постійних об'ємів – $v = \text{const}$ йдуть крутіше ізобар і позначені штриховими лініями.

Лінії ступеня сухості ($x = \text{const}$) розташовані в області вологої насиченої пари і з'єднують точки з однаковим значенням x при різних тисках. Всі лінії $x = \text{const}$ сходяться в критичній точці.

Точка перетину двох будь-яких заданих параметрів є такою точкою стану, за якою можна визначити 3 останні параметри з п'яти.

Зазвичай для практичного використання у великому масштабі будують так звану робочу частину діаграми, яка обмежена штрих-пунктиром.

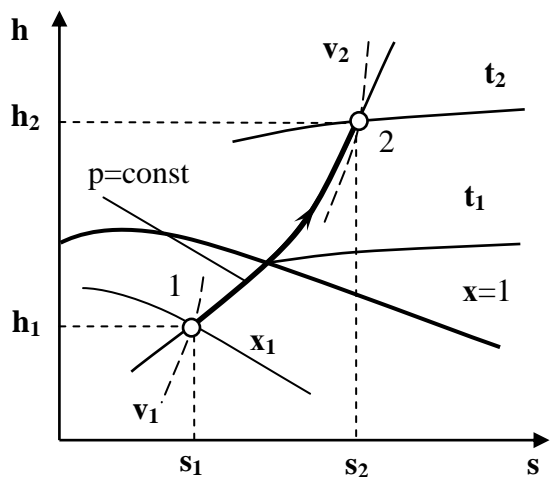
Процеси з водяною парою

Для аналізу роботи ПСУ суттєве значення мають ізохорний, ізобарний, ізотермічний і адіабатний процеси. Розрахунок їх можна виконати або за допомогою таблиць, або за допомогою $h-s$ діаграми. Перший спосіб більш точний, а другий більш простий і наочний. Загальний метод розрахунку за $h-s$ діаграмою полягає у наступному.

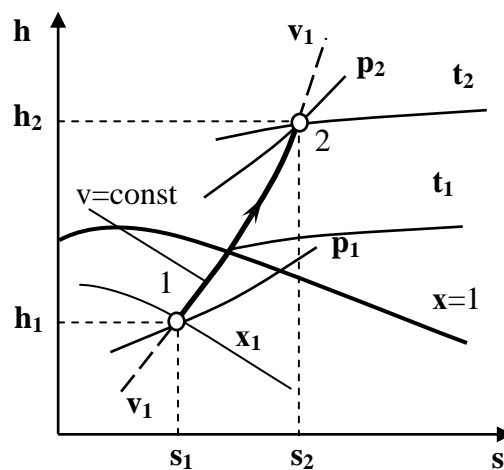
Відомі:

- 1) початкові параметри (не менше двох);
- 2) характер процесу;
- 3) один параметр кінцевий.

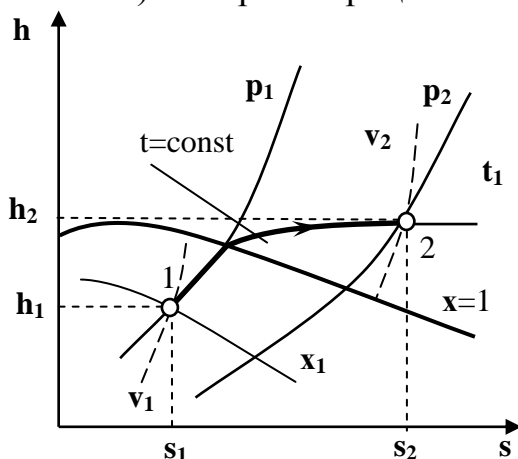
За відомими початковими параметрами наноситься початковий стан робочого тіла, а потім проводиться лінія процесу і визначаються його параметри у кінцевому стані. Далі розраховуються зміна внутрішньої енергії, теплота і робота у заданому процесі.



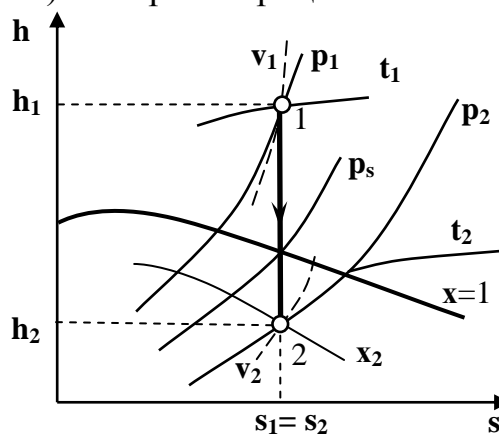
а) ізобарний процес



б) ізохорний процес



в) ізотермічний процес



г) адіабатний процес

Розрахункові співвідношення для обчислення зміни внутрішньої енергії, роботи і кількості теплоти в процесах з водяною парою наведені в таблиці.

Процес	Зміна внутрішньої енергії	Кількість роботи	Кількість теплоти
Ізохорний $v=\text{const}$	$\Delta u = (h_2 - p_2 v) - (h_1 - p_1 v) =$ $= h_2 - h_1 - v(p_2 - p_1)$	$l=0$ $l_{\text{II}} = -v(p_2 - p_1)$	$q=\Delta u$
Ізобарний $p=\text{const}$	$\Delta u = (h_2 - p v_2) - (h_1 - p v_1) =$ $= h_2 - h_1 - p(v_2 - v_1)$	$l=q - \Delta u =$ $= p(v_2 - v_1)$ $l_{\text{II}}=0$	$q=h_2 - h_1$
Ізотермічний $T=\text{const}$	$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1)$	$l=q - \Delta u$ $l_{\text{II}} = q - \Delta h$	$q=T(s_2 - s_1)$
Адіабатний $q=0$	$\Delta u = (h_2 - p_2 v_2) - (h_1 - p_1 v_1)$	$l=-\Delta u = u_1 - u_2$ $l_{\text{II}} = -\Delta h = h_1 - h_2$	$q=0$

Задача

Визначити за **h-s** діаграмою і за таблицями параметри насиченої пари при тиску $p=0,5$ МПа і ступені сухості $x=0,95$.

Розв'язок

За **h-s** діаграмою: ентальпія $h = 2645$ кДж/кг; ентропія $s = 6,57$ кДж/(кг·К);
питомий об'єм $v = 0,35$ м³/кг; температура насичення $t_s = 150$ °С.

За таблицями насиченої пари

$$h = h'(1-x) + h'' \cdot x = 640,1 \cdot 0,05 + 2748,8 \cdot 0,95 = 2643,4 \text{ кДж/кг};$$

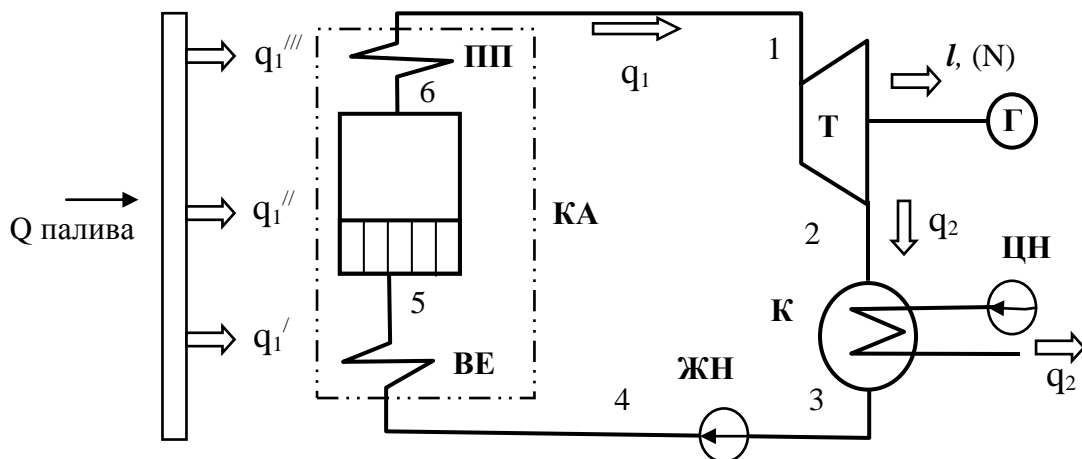
$$s = s'(1-x) + s'' \cdot x = 1,86 \cdot 0,05 + 6,82 \cdot 0,95 = 6,57 \text{ кДж/(кг·К)};$$

$$v = v'(1-x) + v'' \cdot x = 0,001 \cdot 0,05 + 0,37 \cdot 0,95 = 0,35 \text{ м}^3/\text{кг}.$$

1.9. ЦИКЛ РЕНКІНА

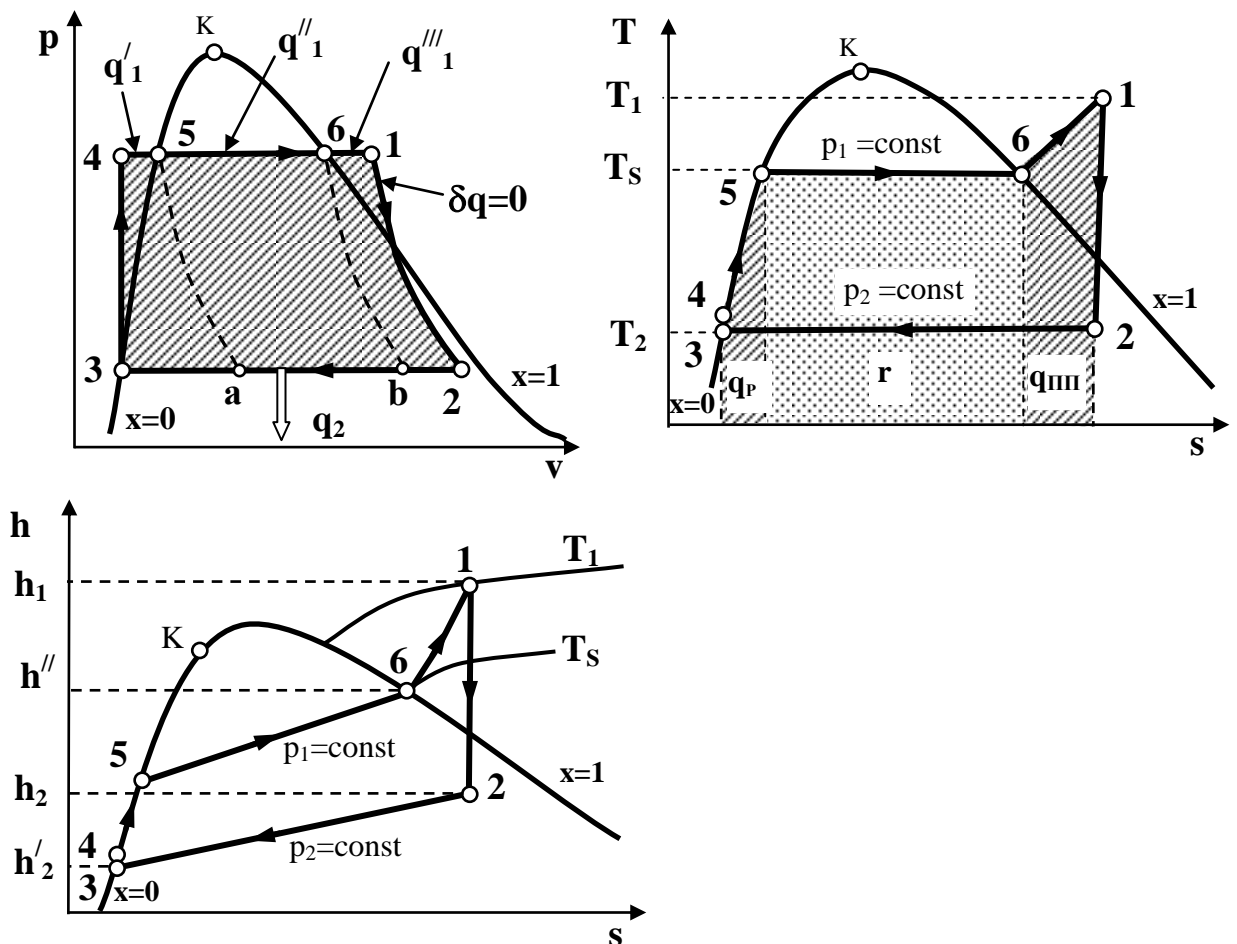
Перетворення хімічної енергії органічного палива в механічну за допомогою водяної пари здійснюється в паросиловій установці (ПСУ), а її теоретичний цикл називають циклом Ренкіна.

Вода з початковою температурою (точка 3) стискується живильним насосом – ЖН (процес 3-4) і подається у водяний економайзер ВЕ під тиском p_1 , де нагрівається за рахунок теплоти відхідних газів q_1' при $p_1 = \text{const}$ (процес 4-5) до температури кипіння (насичення) T_n (точка 5), потім у паровому котлі ПК відбувається пароутворення при $T_n = \text{const}$ (процес 5-6) з витратою питомої теплоти q_1'' .



Отримана суха насичена пара в пароперегрівачі ПП перегрівається за рахунок теплоти відхідних газів q'''_1 при $p_1 = \text{const}$ до необхідної температури T_1 (процес 6-1). Перегріта пара з параметрами p_1, t_1, h_1 подається в парову турбіну Т, де відбувається адіабатне розширення пари до тиску p_2 з виконанням зовнішньої роботи (процес 1-2). Після турбіни пара з питомою ентальпією h_2 надходить у конденсатор К, що являє собою трубчастий теплообмінник. Зовнішня поверхня трубок конденсатора омивається паром, а в середині їх безупинно циркулює охолоджуюча вода, яка подається циркуляційним насосом – ЦН.

У конденсаторі за допомогою охолоджуючої води від пари віднімається питома теплота пароутворення $r = q_2$ і пара переходить при постійних p_2 і t_2 у рідину з питомою ентальпією h'_2 (процес конденсації 2-3). Надалі цикл повторюється. Такий цикл називається *конденсаційним циклом Ренкіна*.



Для ПСУ в заданому температурному інтервалі термодинамічно найбільш вигідним також міг би бути цикл Карно. Однак його здійснення пов'язане з великими труднощами. Цей цикл можна було б здійснити в області вологої пари (а5бва), бо ізотермічні процеси підведення і відведення теплоти

збігаються з ізобарними і можуть бути реалізовані в котлі і конденсаторі. Але в цьому випадку конденсація (в-а) відбувається не повністю, внаслідок чого в процесі а-5 стискається не вода, як у циклі Ренкіна, а волога пара, об'єм якої більше. Для стиснення пари потрібно спеціальний компресор і порівняно велика робота стиснення.

Питома теплота, що підводиться до робочого тіла на ділянці 4-5-6-1 циклу при $p_1 = \text{const}$ дорівнює:

$$q_1 = h_1 - h'_2,$$

де h_1, h'_2 - питомі ентальпії пари на вході у турбіну та води перед котлом.

Питома теплота, що віддається парою у конденсаторі охолоджуваній воді при постійному тиску p_2 на ділянці 2-3 циклу, обчислюється за рівнянням:

$$q_2 = h_2 - h'_2,$$

де h_2 – питома ентальпія пари на виході з турбіни.

Термічний к.к.д. циклу Ренкіна:

$$\eta_t^p = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = \frac{(h_1 - h'_2) - (h_2 - h'_2)}{h_1 - h'_2} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h'_2}.$$

1.10. ВОЛОГЕ ПОВІТРЯ. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Механічна суміш сухого повітря з водяною парою називається вологим повітрям чи пароповітряною (парогазовою) сумішшю. Вологе повітря розглядається як частковий випадок ідеальної газової суміші.

Вологе повітря широко використовується в техніці, наприклад, при сушінні матеріалів як робоче тіло. Знання його властивостей необхідне для розрахунку систем вентиляції, кондиціонування, опалення і процесів сушіння.

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

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 за певних умов у ній відбувається конденсація водяної пари (фазове перетворення).

Відповідно до закону Дальтона, загальний тиск суміші газів дорівнює сумі парціальних тисків сухого повітря і водяної пари, що входять до його складу:

$$p = p_{\text{с.пов}} + p_{\text{п}},$$

де $p_{\text{с.пов}}$ – парціальний тиск сухого повітря;

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

Розрахунки процесів у вологому повітрі проводять у припущенні, що маса сухого повітря у суміші не змінюється, змінною є величина маси пари.

Для вологого повітря, як суміші газів справедливе рівняння матеріального балансу:

$$m = m_{\text{с.пов}} + m_{\text{п}},$$

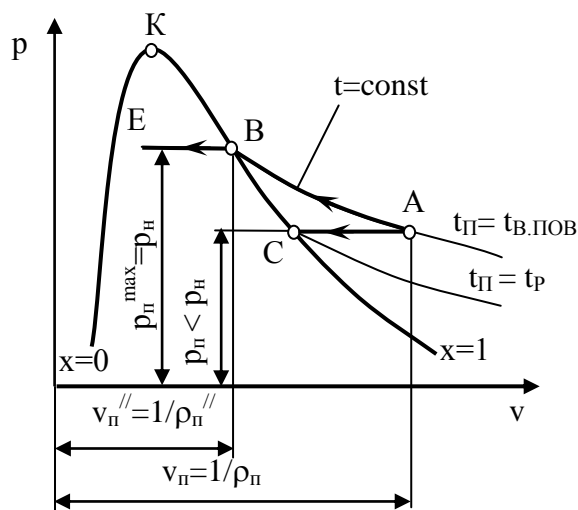
а також:

$$V = V_{\text{с.пов}} = V_{\text{п}},$$

$$t = t_{\text{с.пов}} = t_{\text{п}}.$$

Властивості вологого повітря в основному визначаються властивостями водяної пари, що міститься в ньому, тому для цієї оцінки використовуються таблиці і діаграми водяної пари.

Розглянемо p - v діаграму. Стан перегрітої пари в суміші характеризується на p - v діаграмі точкою А. При заданих температурі і тиску вологого повітря завжди існує такий стан, коли в ньому міститься максимально можлива кількість водяної пари.



Цьому стану на діаграмі буде відповідати точка В, де водяна пара є сухою насиченою. При цьому густина водяної пари буде максимальною $\rho_{\max} = \rho''$.

Таким чином, точка В відповідає максимально можливій кількості водяної пари у вологому повітрі при даній температурі і є границею насичення (процес насичення відбувається при $t = \text{const}$).

Процес насичення може відбуватися і при незмінній кількості водяної пари, якщо охолоджувати насичене вологе повітря при постійному парціальному тиску пари (процес А-С). У точці С пара стає насиченою, і при подальшому незначному зниженні її температури утворюється туман (відбувається випадання роси). Температура, до якої необхідно охолодити вологе повітря при $p = \text{const}$, щоб воно стало насиченим, називається **температурою точки роси t_p** . Отже, t_p у якому-небудь стані вологого повітря дорівнює температурі насичення, що відповідає даному парціальному тиску пари, і визначається за таблицями для насиченої пари.

Основні характеристики вологого повітря

1. Абсолютною вологістю повітря називається кількість водяної пари (у кг), що міститься в 1 м^3 вологого повітря, тобто за фізичним змістом це густина водяної пари при її парціальному тиску та температурі повітря:

$$\frac{m_p}{V_{\text{в.п.}}} = \frac{m_p}{V_p} = \rho_p \quad (\text{кг/м}^3).$$

2. Відносною вологістю вологого повітря називається відношення абсолютної вологості до максимально можливої вологості насиченого повітря при даній температурі повітря.

Для ідеальних газів відношення густин компонентів суміші можна замінити відношенням парціальних тисків, тому:

$$\varphi = \frac{\rho_p}{\rho_{p\max}} = \left(\frac{p_p = \rho_p \cdot R_p \cdot T}{p_{p\max} = \rho_{p\max} \cdot R_p \cdot T} \right) = \frac{p_p}{p_{p\max}} = \frac{p_p}{p_H},$$

де p_p – парціальний тиск водяної пари у вологому повітрі;

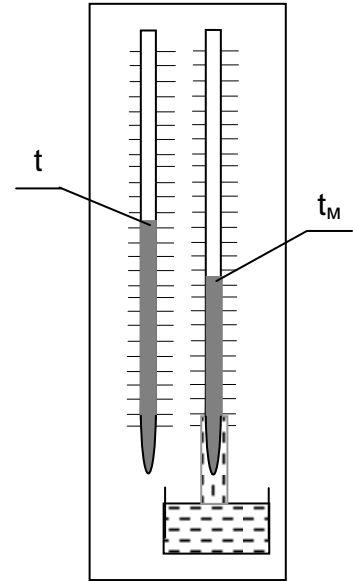
p_{\max} – максимально можливий парціальний тиск водяної пари.

Відносна вологість може змінюватися від $\varphi = 0$ (сухе повітря) до $\varphi = 100\%$ (вологе насичене повітря) і характеризує ступінь насичення повітря

водяною парою відносно стану повного насичення при тій же температурі.

Для визначення відносної вологості повітря застосовують чотири основних способи: хімічний, точки роси, волосяного гігрометра і психрометричний. Прилади, засновані на перших трьох способах, називають гігрометрами. Однак найбільш розповсюдженим способом є четвертий з використанням психрометра.

Психрометр складається з двох однакових термометрів. Один з них називається сухим термометром, а його покази – температурою повітря за сухим термометром.



Другий термометр обгорнутий мокрою стрічкою, що забезпечує безупинне підведення води до ртутної кульки, для того щоб його поверхня була завжди вологою. Цей термометр називають мокрим.

При обдуванні цього термометра повітрям відбувається випаровування води з поверхні вологої тканини, внаслідок чого її температура буде знижуватися доти, поки не встановиться рівновага за рахунок притоку теплоти з навколишніх шарів повітря. Стала температура повітря, при якій встановлюється динамічна рівновага між водою і повітрям називається **температурою мокрого термометра t_m** .

Вона буде більше температури точки роси, але менше температури навколишнього повітря. Різниця між t_c і t_m є мірою кількості водяної пари в суміші. Якщо повітря насичене водяною парою, то $t_c = t_m$.

За різницею значень сухого і мокрого термометрів за допомогою психрометричної таблиці можна визначити відносну вологість повітря.

Оскільки в процесах з вологим повітрям (підігрів, охолодження) кількість сухого повітря не змінюється, доцільно всі питомі величини відносити до 1 кг сухого повітря.

3. Вологовмістом d вологого повітря називають відношення маси водяної пари (у кг), що міститься у вологому повітрі, до маси сухого повітря (у кг):

$$d = \frac{m_{\text{п}}}{m_{\text{с.пов}}}.$$

При введеному припущенні про ідеальність водяної пари і сухого пові-

тря можна записати:

для пари

$$p_{\text{п}} V_{\text{п}} = m_{\text{п}} R_{\text{п}} T_{\text{п}}$$

для сухого повітря

$$p_{\text{с.пов.}} V_{\text{с.пов.}} = m_{\text{с.пов.}} R_{\text{с.пов.}} T_{\text{с.пов.}}$$

Вважаючи, що $V_{\text{п}} = V_{\text{с.пов.}}$ і $T_{\text{п}} = T_{\text{с.пов.}}$,

а $R_{\text{с.пов.}} = 287 \text{ Дж/кг К}$; $R_{\text{п}} = 462 \text{ Дж/кг К}$, $p_{\text{п}} = \varphi \cdot p_{\text{н}}$,

одержуємо:

$$d = \frac{m_{\text{п}}}{m_{\text{с.пов.}}} = \frac{R_{\text{с.пов.}} \cdot p_{\text{п}}}{R_{\text{п}} \cdot p_{\text{с.пов.}}} = \frac{287 \cdot p_{\text{п}}}{462 \cdot p_{\text{с.пов.}}} = 0,622 \frac{p_{\text{п}}}{p_{\text{с.пов.}}} = 0,622 \frac{p_{\text{п}}}{p - p_{\text{п}}}$$

Якщо врахувати, що $p = p_{\text{с.пов.}} + p_{\text{п}}$ і $p_{\text{п}} = p_{\text{н}} \varphi$ то:

$$d = 0,622 \frac{\varphi \cdot p_{\text{п}}}{p - \varphi \cdot p_{\text{н}}}$$

Як видно з рівняння, вологовміст повітря визначається парціальним тиском пари і суміші. Парціальний тиск пари $p_{\text{п}}$ може змінюватися від нуля (сухе повітря) до величини p (чиста водяна пара), величина d змінюється від нуля до нескінченності.

Значення d , виражені в кілограмах пари на 1 кг сухого повітря, малі; тому в практичних розрахунках вологовміст d виражають у г/кг сухого повітря.

4. Ентальпія вологого повітря.

Ентальпію вологого повітря відносять до 1 кг сухого повітря в пароповітряній суміші і визначають як суму ентальпій 1 кг сухого повітря і d кг водяної пари:

$$H = h_{\text{с.пов.}} + d \cdot h_{\text{п}} = c_{\text{р с.пов.}} t + h_{\text{п}} d \quad (\text{кДж}/(\text{кг сухого повітря})).$$

Ентальпія 1 кг сухого повітря дорівнює, кДж/(кг сухого повітря):

$$h_{\text{с.пов.}} = c_{\text{р}} \cdot t \approx 1 \cdot t,$$

де $c_{\text{р}}$ - ізобарна теплоємність сухого повітря дорівнює 1 кДж/кг К для інтервалу температур $0 \dots 100^{\circ}\text{C}$.

Ентальпія 1 кг сухої насиченої пари при малих тисках може бути визначена за емпіричною формулою:

$$h_{\text{п}} = 2500 + 1,96 \cdot t_{\text{н}}$$

Тоді ентальпія вологого повітря буде дорівнювати:

$$H = t + (2500 + 1,96 \cdot t_{\text{н}}) d, \quad \text{кДж}/(\text{кг сухого повітря}).$$

***H-d* діаграма вологого повітря**

Найбільш просто і швидко параметри вологого повітря можна визначати графічним шляхом за допомогою ***H-d*** діаграми, запропонованої проф. Л.К. Рамзіним у 1918 р. Діаграма побудована для тиску повітря $p=745$ мм рт.ст., але може з достатньою точністю використовуватися і при більших відхиленнях від нього.

У цій діаграмі представлена залежність основних параметрів повітря при заданому барометричному тиску. Вибір системи координат пояснюється тим, що різниця ентальпій в ізобарних процесах визначає тепловий баланс, а вологовміст d дає уявлення про склад вологого повітря.

Для зручності (збільшення площі діаграми) вісь абсцис спрямована під кутом 135° до осі ординат. Це дозволяє збільшити в порівнянні з прямокутною системою координат відстань між ізотермами і лініями інших характеристик ненасиченого вологого повітря в ***H-d*** — діаграмі. Тому лінії $h = \text{const}$ виявляються нахиленими під кутом 45° до горизонту.

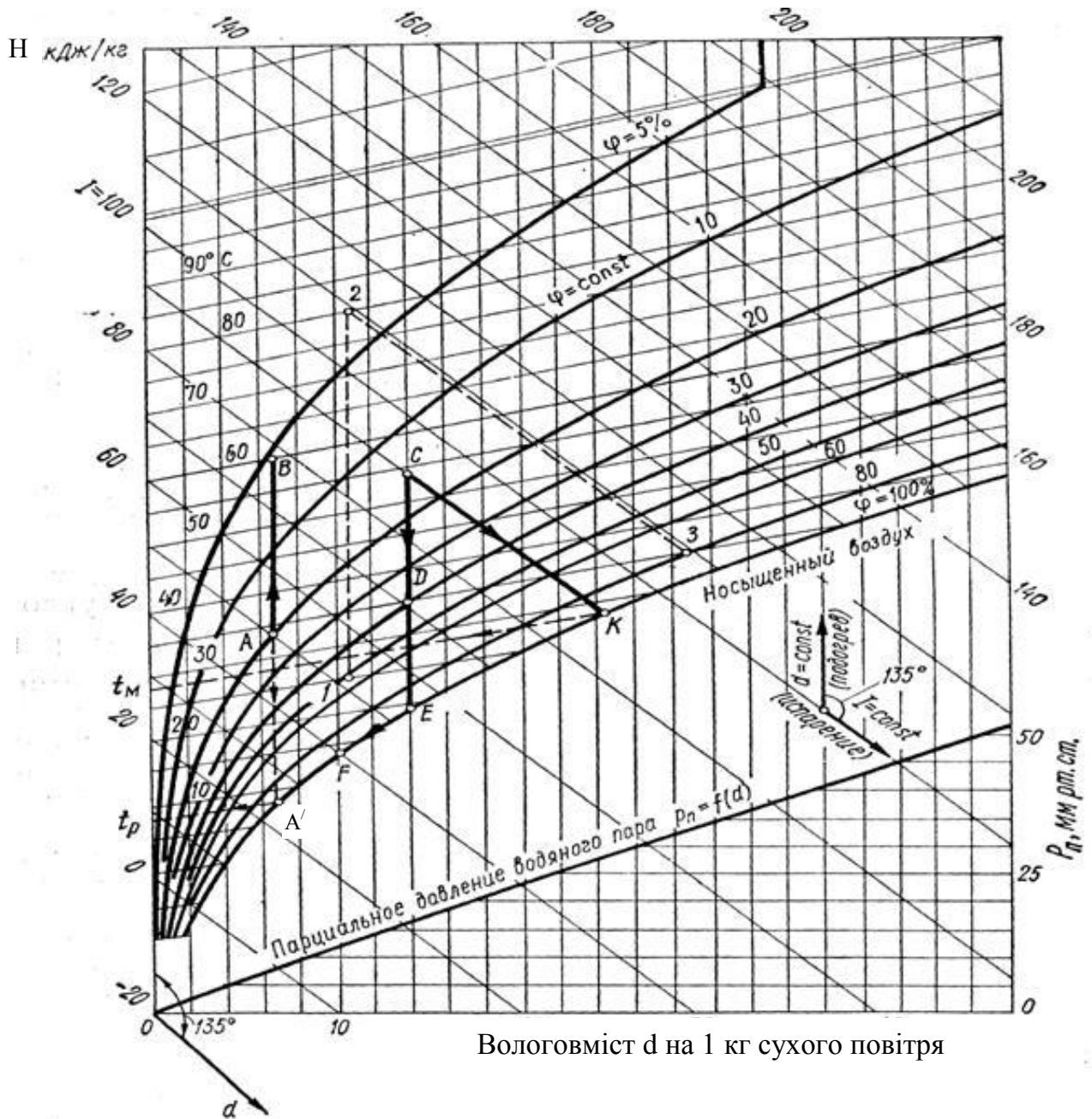
Щоб скоротити розміри діаграми, значення вологовмісту d з осі абсцис знесені на горизонтальну умовну вісь $O-O$. Після нанесення сітки ліній $d=\text{const}$ і $h=\text{const}$ на діаграмі наносяться ізотерми ($t= \text{const}$). На кожній ізотермі знаходять точки з однаковими значеннями відносної вологості повітря φ . З'єднавши їх, одержують сітку кривих $\varphi = \text{const}$. Крива $\varphi = 100\%$ відображає стан вологого насиченого повітря і є граничною. Вона розділяє область ненасиченого вологого повітря (зверху) і область перенасиченого повітря (знизу), у якій волога може знаходитись у вигляді пари, рідини або твердого тіла (сніг, туман з льодяних кристалів).

Лінії $\varphi = \text{const}$ піднімаються до ізотерми $99,4^\circ\text{C}$ (t_n при $p=99$ кПа), після чого стають майже вертикальними. Тиск насичення водяної пари стає рівним атмосферному тиску (близько 1 бар) і при подальшому збільшенні температури $t > t_n$ більше змінюватися не може, тому відносна вологість повітря залежить тільки від вологовмісту d . Дійсно, при $t > t_n$ парціальний тиск пари $p_n = \varphi p_n \text{ бар}$.

У нижній частині діаграми побудована лінія парціального тиску пари $p_n = f(d)$.

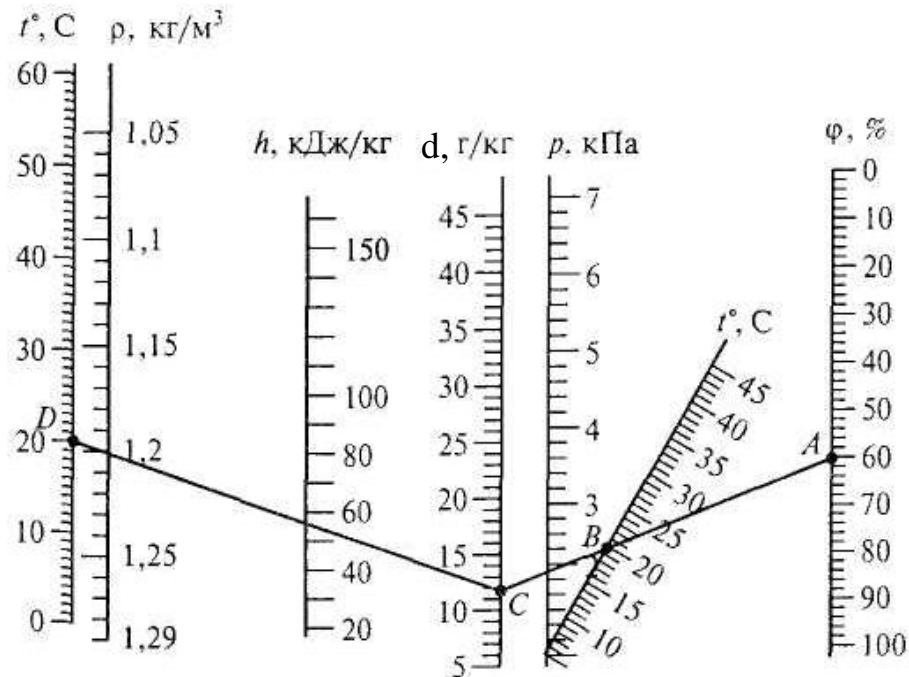
Стан вологого повітря (точка А) можна визначати за будь-якими двома параметрами, після чого легко знайти інші. Для цього ж стану можна встано-

вити і температуру точки роси, для чого слід з точки А провести вертикаль ($d=\text{const}$) до перетину з лінією $\varphi = 100\%$ (точка А'). Тоді ізотерма, що проходить через точку А', буде відповідати температурі точки роси t_p .



Властивості вологого повітря можна визначити і за номограмою, яка побудована для тиску $p = 101,3$ кПа. На номограмі наведені шість основних шкал: температура t , °С; густина ρ , кг/м³; ентальпія h , кДж/кг; вологовміст d , кг/кг; парціальний тиск пари p_n , кПа; відносна вологість φ , %.

Номограма для визначення властивостей вологого повітря



Для того, щоб знайти властивості повітря необхідно знати температуру (наприклад, 20°C) і вологість повітря (наприклад, $\varphi=60\%$). З'єднуючи задані значення прямою АВ, доводимо її до шкали вологовмісту С. Потім з С будемо пряму до допоміжної шкали температур Д. Перетин прямих зі шкалами дає значення параметрів стану повітря.

Основні процеси з вологим повітрям

H-d діаграма широко застосовується при розрахунках процесів, що забезпечують сушіння різних матеріалів і виробів, кондиціонування повітря, вентиляцію й опалення.

1. Процес **нагрівання** повітря зображується вертикальною лінією $d = \text{const}$, оскільки кількість водяної пари в повітрі при його підігріві не змінюється (лінія АВ). Стан вологого повітря після підігріву (т.В) можна визначити по температурі повітря за підігрівачем.

2. Процес **охолодження** протікає також без зміни його вологовмісту, якщо після охолодження повітря не стає насиченим (лінія СД). Якщо охолодження повітря відбувається до стану повного насичення (лінія СЕ), то перетин лінії $d = \text{const}$ з лінією $\varphi = 100\%$ (точка Е) визначає температуру точки роси. Подальше охолодження повітря нижче точки роси (лінія ЕF) приводить до конденсації частини водяної пари, тобто до осушення частини вологого повітря.

Кількість сконденсованої вологи визначається різницею вологовмісту в точках E и F ($\Delta d = d_E - d_F$).

3. Процес видалення вологи з матеріалу шляхом підведення до нього теплоти називається **сушінням** і здійснюється у сушильних установках, з яких найбільшого поширення одержали конвективні сушарки, де теплота від газоподібного теплоносія передається конвекцією до матеріалу, що висушується. Як теплоносій використовується в основному попередньо нагріте повітря.

Основними елементами конвективної сушарки (рис.1.7) є вентилятор 1 для подачі повітря, 2 - калорифер - пристрій для нагрівання повітря і сушильна камера 3, у якій відбувається процес випаровування вологи з матеріалу.

Розглянемо процеси, що протікають у теоретичній сушарці, тобто в сушарці, що не має втрат теплоти в навколишнє середовище і на нагрівання матеріалу, що висушується. Процес 1-2 – підігрів повітря в калорифері ($d = \text{const}$). Різниця ординат $Q = H_2 - H_1$ відповідає витраті теплоти на підігрів вологого повітря. Після калорифера нагріте повітря надходить у сушильну камеру, де використовується для випаровування вологи з матеріалу і при цьому зволожується.

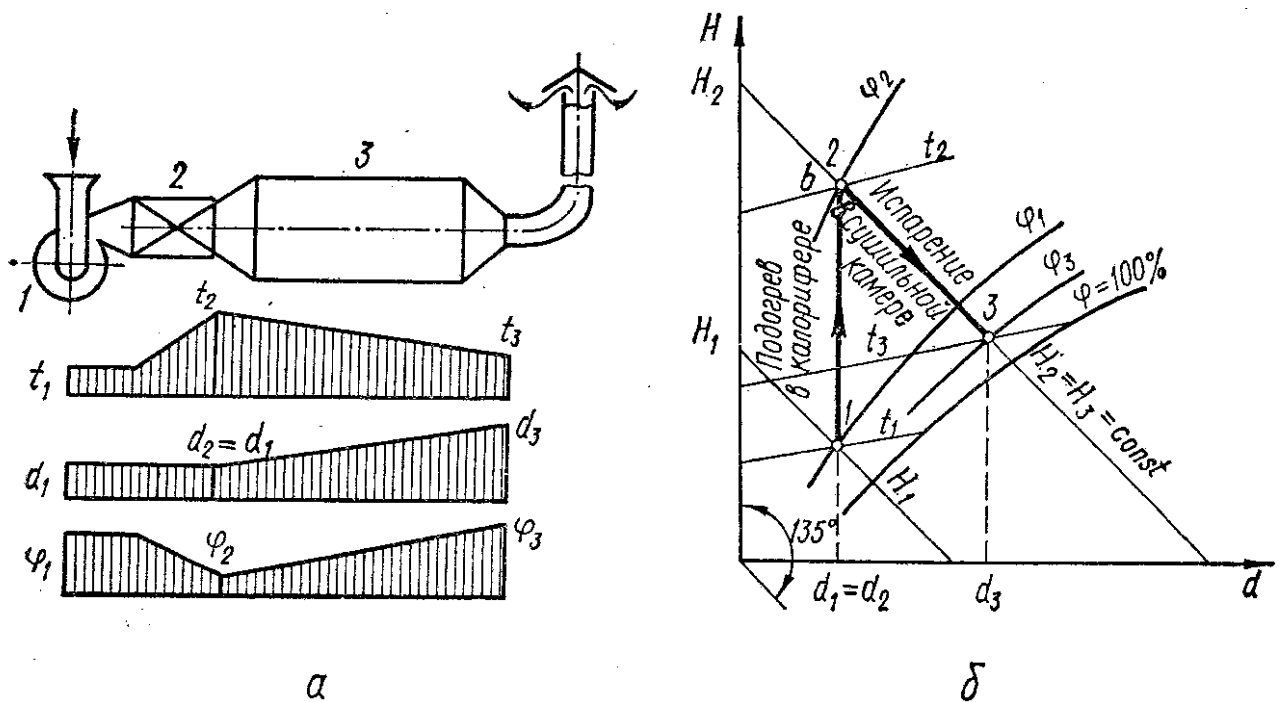


Рис. 1.7. Схема та основні процеси в конвективній сушарці.

Процес адиабатного зволоження повітря в сушильній камері теоретично протікає по лінії $h=\text{const}$ (лінія 2-3). Різниця вологовмістів $\Delta d = d_3 - d_2$ визначає кількість випареної вологи, одним кілограмом сухого повітря. Очевидно, що для випаровування 1 кг вологи маса сухого повітря (у кілограмах) повинна складати:

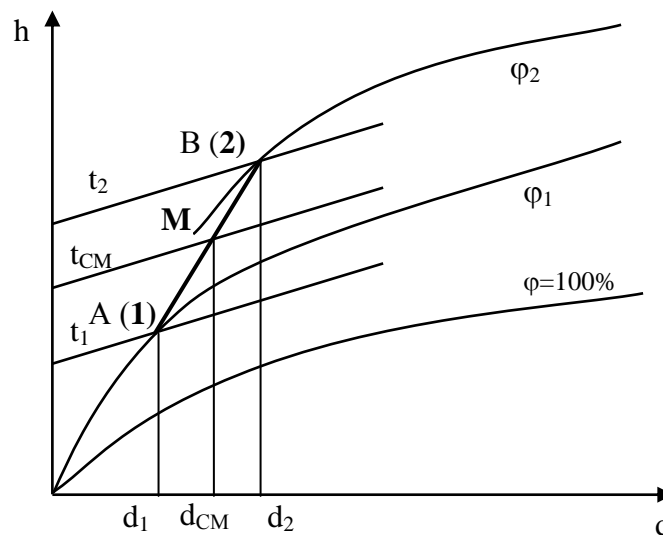
$$m_{\text{с.пов.}} = 1000 / (d_3 - d_2),$$

а витрата теплоти (у кДж/кг випареної вологи) визначається:

$$Q = m_{\text{с.пов.}} (H_2 - H_1).$$

Змішування потоків вологого повітря

Процес змішування двох потоків повітря, які мають різні параметри стану А і В (1 і 2), показаний на рисунку. У $h-d$ діаграмі точка М, яка характеризує стан волого повітря після змішування, повинна знаходитись на прямій, що з'єднує точки А і В.



Тепловий баланс процесу змішування розраховується за формулою:

$$h_1 m_1 + h_2 m_2 = h \cdot m,$$

де h_1, h_2, m_1, m_2 - ентальпії та маси потоків; h, m - ентальпія та маса суміші.

Матеріальний баланс процесу змішування:

$$m_1 d_1 + m_2 d_2 = m \cdot d_{CM}.$$

Оскільки $m = m_1 + m_2$, то можемо записати:

$$m_1 d_1 + m_2 d_2 = d_{CM} (m_1 + m_2), \quad (1)$$

звідки:

$$d_{CM} = \frac{m_1 d_1 + m_2 d_2}{m_1 + m_2}.$$

Якщо розділити обидві частини рівняння (1) на m_1 отримаємо:

$$d_1 + \frac{m_2}{m_1} d_2 = d_{\text{CM}} \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right),$$

або:

$$d_1 + n \cdot d_2 = d_{\text{CM}} (1 + n),$$

де $n = \frac{m_2}{m_1}$ - кратність змішування.

Для розрахунків стан суміші повинен бути заданий одним параметром: температурою суміші t_{CM} ; співвідношенням мас двох потоків і т.п.

Положення точки М на прямій АВ може бути визначено при відомих масових частках потоків, які змішуються. Оскільки:

$$g_1 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \quad \text{і} \quad g_2 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \quad \text{та} \quad g_1 + g_2 = 1,$$

то з врахуванням рівняння (1) отримаємо:

$$d_1 \frac{m_1}{m_1 + m_2} + \frac{m_2}{m_1 + m_2} d_2 = d_{\text{CM}}$$

$$g_1 d_1 + g_2 d_2 = d_{\text{CM}}, \quad g_2 = 1 - g_1,$$

$$g_1 d_1 + (1 - g_1) d_2 = d_{\text{CM}},$$

Тоді отримаємо:

$$g_1 = \frac{d_2 - d_{\text{CM}}}{d_2 - d_1} \quad \text{та} \quad g_2 = \frac{d_{\text{CM}} - d_1}{d_2 - d_1}.$$

З наведених формул випливає, що точка М поділяє пряму змішування А-В у відношенні $g_1:g_2$.

Задачі

1. В цеху встановлений психрометр, за яким визначена температура повітря $t=18^\circ\text{C}$ і відносна вологість $\varphi=65\%$. Тиск за барометром дорівнює 740 мм рт.ст. Визначити абсолютну вологість і вологовміст повітря, а також парціальний тиск сухого повітря і водяної пари.

Розв'язок

Визначаємо парціальний тиск пари:

$$p_{\text{п}} = \varphi p_{\text{н}} = 0,65 \cdot 2000 = 1300 \text{ Па},$$

де $p_H=2000$ Па тиск насиченої пари при $t=18^\circ\text{C}$.

Визначимо парціальний тиск сухого повітря

$$p_{\text{с.пов.}} = p - p_H = 98666 - 1300 = 97366 \text{ Па.}$$

Абсолютна вологість повітря:

$$\rho_{\text{с.пов.}} = \frac{p_{\text{с.пов.}} \cdot \mu}{R_\mu \cdot T} = \left(\frac{p_{\text{с.пов.}} \cdot \mu}{8314 \cdot T} \right) = \frac{1300 \cdot 18}{8314 \cdot 291} = 0,0097 \text{ кг / м}^3$$

Вологовміст повітря:

$$d = 0,622 \left(\frac{p_{\text{п.}}}{p_{\text{с.пов.}}} \right) = 0,622 \left(\frac{1300}{97366} \right) = 0,0083 \text{ кг пари / кг сух.пов.}$$

2. Парціальний тиск водяної пари у повітрі кімнати дорівнює 2 кПа. Визначити масу пари в кімнаті розмірами 5х5х3 м при температурі 20°C .

Розв'язок

$$\text{Густина пари: } \rho_{\text{п.}} = \left(\frac{p_{\text{п.}} \cdot \mu}{8314 \cdot T} \right) = \left(\frac{2 \cdot 10^2 \cdot 18}{8314 \cdot 293} \right) = 0,0014 \text{ кг / м}^3.$$

$$\text{Маса водяної пари: } m = V \cdot \rho_{\text{п.}} = 75 \cdot 0,0014 = 0,105 \text{ кг.}$$

3. Змішуються два потоки вологого повітря з масами відповідно $m_1=0,5$ кг і $m_2=0,166$ кг. Параметри I-го потоку: $t_1=20^\circ\text{C}$, $\varphi_1=60\%$ і II-го потоку $t_2=80^\circ\text{C}$, $\varphi_2=10\%$. Визначити: $t_{\text{см}}$, $d_{\text{см}}$, $\varphi_{\text{см}}$.

Розв'язок

При змішуванні двох об'ємів вологого повітря з масами $m_1(\text{A})$ і $m_2(\text{B})$ стан суміші відповідає точці \mathbf{M} , яка лежить на прямій АВ. Кінцеві точки прямої відповідають станам об'ємів, які змішуються m_1 , m_2 . Положення точки \mathbf{M} визначається за співвідношенням:

$$AM = AB \frac{m_2}{m_1 + m_2}; \quad MB = AB \frac{m_1}{m_1 + m_2}.$$

За **h-d** діаграмою знаходимо: $AB=13,8$ см;

$$AM = AB \frac{m_2}{m_1 + m_2} = 13,8 \frac{0,166}{0,5 + 0,166} = 3,44 \text{ см};$$

$$d_{\text{см}} = 0,014 \text{ кг/кг}; \quad \varphi_{\text{см}} = 40\%; \quad t_{\text{см}} = 35^\circ\text{C}.$$

Контрольні питання до розділу 1

1. Які бувають термодинамічні системи?
2. До яких систем належать екосистеми?
3. Які величини називаються термодинамічними параметрами?
4. Як визначається абсолютний тиск в системі?
5. Дати визначення теплоти і роботи.
6. Які види роботи розглядає термодинаміка і як вони розраховуються?
7. Як записати рівняння стану ідеального газу?
8. Що називається теплоємністю? Які існують співвідношення між різними теплоємностями. Що таке істинна теплоємність?
9. Записати рівняння Майєра.
10. Які формулювання I закону термодинаміки ви знаєте?
11. Сутність II закону термодинаміки і які основні його формулювання?
12. Які термодинамічні процеси називаються самочинними, а які не самочинними? Навести приклади.
13. Що називається прямим і зворотним циклом?
14. Як визначається ефективність роботи теплового двигуна?
15. За якої умови можливий процес передачі теплоти від тіл менш нагрітих до тіл більш нагрітих ?
16. Як розраховується ефективність роботи холодильної установки?
17. Які установки називаються тепловими насосами? Чому дорівнює ефективність роботи теплового насосу?
18. З яких процесів складається цикл Карно та формула термічного к.к.д.?
19. Як записати рівняння Ван-дер-Ваальса?
20. Перерахувати стадії отримання перегрітої пари та показати процес в $p-v$ та $T-s$ діаграмах.
21. Для чого використовується $h-s$ діаграма?
22. Що являє собою вологе повітря?
23. Які характеристики вологого повітря ви знаєте?
24. Як визначається ентальпія вологого повітря?

Розділ 2. ТЕПЛООБМІН

2.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Згідно II закону термодинаміки самочинний процес передачі енергії у формі теплоти може здійснюватися лише при наявності нерівномірного температурного поля.

У процесі теплообміну переноситься кількість теплоти \bar{Q} [Дж].

Перенос теплоти можна характеризувати *тепловим потоком*. Це кількість теплоти, яка передана в одиницю часу Q [Дж /с = Вт].

Густина теплового потоку - це кількість теплоти, яка передається в одиницю часу через одиничну поверхню:

$$q = \frac{Q}{F}, \text{ [Вт/м}^2 \text{].}$$

Основні способи передачі теплоти

Розрізняють 3 способи передачі теплоти:

- *Теплопровідність.*
- *Конвекція.*
- *Теплове випромінювання.*

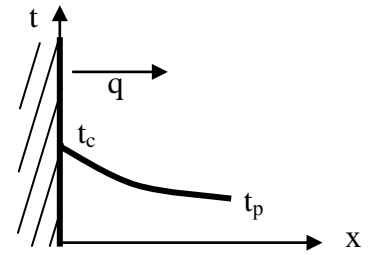
Теплопровідність – це перенос теплоти, що здійснюється в результаті теплового руху структурних елементів речовини (атомів, молекул, електронів) при безпосередньому контакті речовин з нерівномірним температурним полем. Може протікати у твердих тілах, рідинах і газах.

Конвекція – це перенос теплоти при переміщенні молярних об'ємів рідини чи газу відносно один одного під дією сил різної природи (у газах і рідинах).

Процес передачі теплоти конвекцією і теплопровідністю називається конвективним теплообміном.

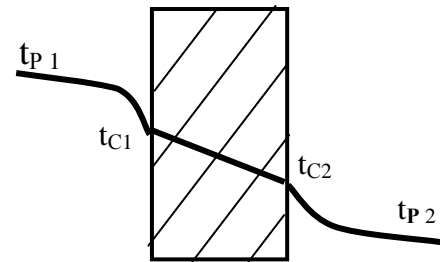
Тепловіддача – це теплообмін між рідиною й обмежуючою її поверхнею:

$q = \alpha (t_c - t_p), \text{ Вт/м}^2,$
 де α – коефіцієнт тепловіддачі, $\text{Вт/м}^2\text{К}$;
 t_c, t_p – температури стінки та рідини, $^{\circ}\text{C}$.



Теплопередача - це передача теплоти між рідинами через розділяючу їх поверхню:

$q = k(t_{p1} - t_{p2}),$
 де k - коефіцієнт теплопередачі, $\text{Вт/м}^2\text{К}$.



Теплове випромінювання - це перенос внутрішньої енергії тіл за допомогою електромагнітних коливань.

Процес можливий і у вакуумі, тобто при відсутності середовища між окремими тілами.

Зазвичай перенос теплоти здійснюється одночасно різними способами (складний теплообмін). Так, конвективний перенос теплоти завжди супроводжується теплопровідністю.

2.2. ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

Дамо визначення основним поняттям.

1. Температурне поле - це сукупність значень температури у всіх точках досліджуваного тіла в даний момент часу. У загальному випадку рівняння температурного поля має вид:

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

де t – температура; x, y, z – координати точки; τ – час.

Розрізняють стаціонарне температурне поле, коли температура не залежить від часу, і нестаціонарне:

$$t = f(x, y, z); \quad \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0.$$

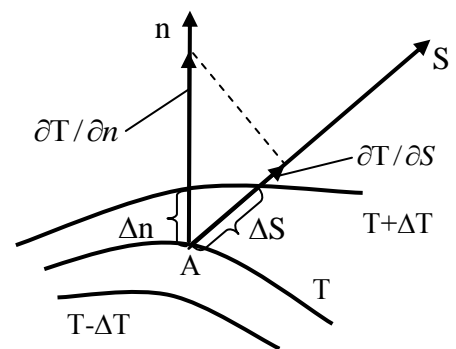
В залежності від кількості просторових координат, які характеризують поле, воно може бути одно -, дво -, і тривимірним.

2. Ізотермічна поверхня - це геометричне місце точок, температура яких однакова. Ізотермічні поверхні не перетинаються; усі вони або замикаються на себе, або закінчуються на границі тіла.

3. Розглянемо три близькі ізотермічні поверхні t , $t + \Delta t$, $t - \Delta t$. Переміщуючись з якої-небудь точки A , можна побачити, що інтенсивність зміни температури у різних напрямках неоднакова. Найбільшу різницю температур будемо спостерігати в напрямку нормалі до ізотермічної поверхні.

Градiєнт температур (gradt) - це вектор, спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні у бік зростання температури і чисельно рівний похідній від температури по нормалі n :

$$\text{grad}t = \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ К/м.}$$



4. Закон Фур'є - основний закон теплопровідності

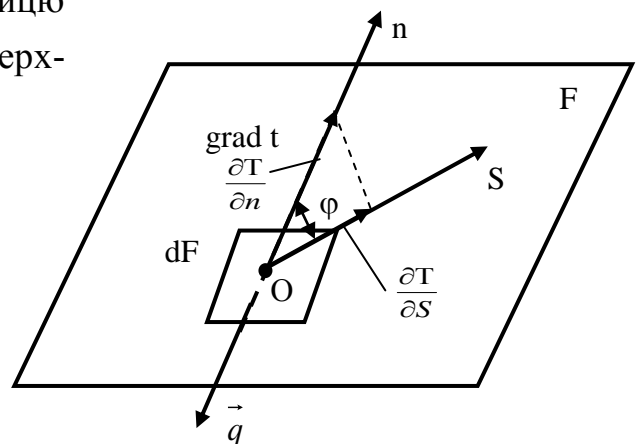
Згідно гіпотезі Фур'є кількість теплоти $d\vec{Q}_\tau$ яка проходить через елементарну ізотермічну поверхню dF за проміжок часу $d\tau$ пропорційна градієнту температури:

$$d\vec{Q}_\tau = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF d\tau.$$

Тоді густина теплового потоку в одиницю часу через одиницю ізотермічної поверхні:

$$\vec{q} = \frac{d\vec{Q}_\tau}{dF d\tau} = -\lambda \cdot \text{grad}t = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}.$$

Знак «-» враховує протилежність напрямків векторів **gradt** і \vec{q} .



5. Коефіцієнт теплопровідності

Дослідним шляхом встановлено, що коефіцієнт теплопровідності λ , [Вт/м К], є фізичним параметром речовини, який характеризує його здатність проводити теплоту. Чим вище λ , тим кращі теплопровідні властивості тіла.

Порядок величин коефіцієнта теплопровідності, Вт/м К:

гази - 0,006...0,06;

краплинні рідини - 0,07 – 0,7;

будівельні матеріали - 0,02 – 3;

теплоізоляційні матеріали < 0,25;

метали - 2 – 418; срібло - 418; червона мідь - 396; золото - 302; алюміній – 210.

Найбільший коефіцієнт λ має алмаз >1000 Вт/м К.

Для багатьох речовин λ залежить від температури. У практиці інженерних розрахунків для врахування залежності $\lambda=f(t)$ часто використовують лінійний закон:

$$\lambda = \lambda_0 (1 \pm bt) ,$$

де λ_0 - коефіцієнт теплопровідності при $t=0^\circ\text{C}$,

b - коефіцієнт, який визначається дослідним шляхом.

Числові значення коефіцієнтів теплопровідності при різних температурах наведені в довідкових таблицях.

Диференціальне рівняння теплопровідності

Вивчення будь-якого фізичного процесу пов'язано з встановленням залежності між величинами, які характеризують даний процес. Зв'язок між величинами, що беруть участь у процесі теплопровідності, встановлюється диференціальним рівнянням теплопровідності:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) - \text{диференціальне рівняння};$$

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t - \text{оператор Лапласа};$$

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \nabla^2 t = a \nabla^2 t,$$

де $a = \frac{\lambda}{c\rho}$, м²/с - коефіцієнт теплопровідності, що характеризує

теплоінерційні властивості матеріалу.

Швидкість зміни температури у будь-якій точці тіла тим більша, чим більша a .

Це рівняння описує явища теплопровідності в самому загальному вигляді. Для того щоб можна було застосувати його до розв'язку конкретної задачі необхідно знати :

- 1) початкові умови (розподіл температур у початковий момент часу);
- 2) геометричну форму і розміри тіла;
- 3) фізичні параметри тіла і середовища;
- 4) граничні умови, що характеризують розподіл температур на поверхні тіла чи взаємодію досліджуваного тіла з навколишнім середовищем.

Усі ці умови називаються умовами однозначності чи крайовими умовами.

Процес передачі теплоти в тілах теплопровідністю можливий при:

- *граничних умовах I роду*, коли заданий розподіл температури по поверхні тіла для будь-якого моменту часу: $t_c = f(x_c, y_c, z_c, \tau)$, де t_c - температура стінки;
- *граничних умовах II - роду*, коли задається густина теплового потоку в кожній точці поверхні тіла для будь-якого моменту часу: $q_c = f(x_c, y_c, z_c, \tau)$;
- *граничних умовах III- роду*, коли задається температура навколишнього середовища і закон теплообміну між поверхнею і навколишнім середовищем – закон Ньютона - Ріхмана (тепловіддача): $q = \alpha \cdot (t_p - t_c)$;
- *граничних умовах IV- роду*, використовують для розв'язку задач контактного теплообміну:

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{c1} = \lambda_2 \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{c2} .$$

Диференціальне рівняння теплопровідності спільно з умовами однозначності, являє собою повне математичне формулювання задачі.

Методи розв'язку задач теплопровідності

Визначення закону розподілу температури та величини теплового потоку.

- 1. Аналітичний метод.** В цьому випадку записується математичне формулювання задачі. При заданих умовах розв'язується диференціальне рівняння і знаходиться температурне поле. Використовуючи закон Фур'є за відомим температурним полем знаходять тепловий потік.
- 2. Чисельний метод.** Використовують, коли математичне формулювання виявляється досить складним і задача не може бути розв'язана аналітичним методом. Тоді диференціальне рівняння теплопровідності замінюється рівнянням в кінцевих різностях. Задача розв'язується чисельним методом за допомогою ПК.
- 3. Графічний метод.** В цьому методі використовують рівняння теплопровідності в кінцевих різностях і розв'язується графічним методом.
- 4. Метод аналогії.** В природі існують явища, які мають формально однаковий математичний опис при різній фізичній природі. Може бути використаний метод електро-теплової аналогії, коли теплові процеси замінюють електричними моделями.
- 5. Експериментальний метод.** У випадку, коли умови однозначності дуже складні, звертаються до експериментального методу.

Розглянемо аналітичний метод розв'язку на прикладі теплопровідності при ГУ I, III роду:

- 1) Теплопровідність плоскої стінки;
- 2) Теплопровідність циліндричної стінки.

Теплопровідність плоскої стінки

А. Граничні умови I роду.

Найпростішою і дуже розповсюдженою задачею, яка розв'язується теорією теплообміну, є визначення густини теплового потоку, що передається крізь плоску однорідну стінку товщиною δ з необмеженими розмірами по висоті та ширині, на поверхні якої підтримуються температури t_{c1} і t_{c2} . Температура змінюється тільки по товщині стінки. Густина теплового потоку q

незмінна по товщині стінки.

1) геометричні умови - $l_x \ll l_y, l_x \ll l_z, l_x = \delta$;

2) фізичні умови - λ ;

3) початкові умови - $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$;

4) граничні умови при $x=0, t=t_{C1}$, при $x=\delta, t=t_{C2}$.

Оскільки задача одномірна:

$$\frac{\partial t}{\partial y} = \frac{\partial t}{\partial z} = 0.$$

Диференціальне рівняння стаціонарної теплопровідності для плоскої стінки має ви-

гляд:
$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0.$$

Після проведення подвійного інтегрування по температурі та товщині стінки отримуємо:

$$\frac{dt}{dx} = C_1 \quad \text{та} \quad t = C_1 x + C_2,$$

де коефіцієнти C_1 та C_2 визначаються з граничних умов при $x = 0, t = t_{C1}$; при $x = \delta, t = t_{C2}$:

$$C_2 = t_{C1}, \quad C_1 = - \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\delta}.$$

Закон розподілу температури має вид:

$$t = t_{C1} - \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\delta} \cdot x.$$

Згідно закону Фур'є $q = -\lambda \frac{dt}{dx}$ та враховуючи $\frac{dt}{dx} = -\frac{t_{C1} - t_{C2}}{\delta}$ густина теплового потоку q дорівнює:

$$q = -\lambda \frac{dt}{dx} = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{C1} - t_{C2}),$$

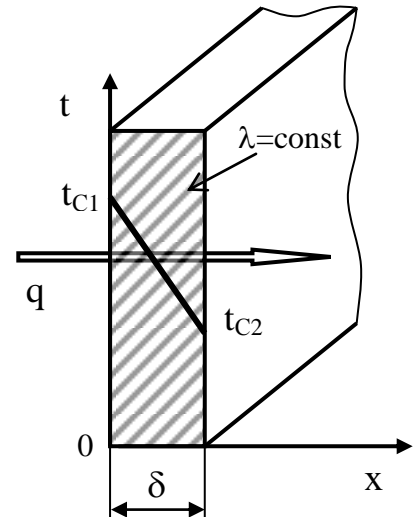
або
$$q = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{r} \quad \text{та} \quad t_{C2} = t_{C1} - q \frac{\delta}{\lambda},$$

де: $r = \delta/\lambda$ - внутрішній термічний опір стінки, m^2K/Wt .

Якщо ми знаємо q , то можна обчислити і величину теплового потоку:

$$Q = q \cdot F,$$

де F – площа плоскої стінки, m^2 .



Багатошарова плоска стінка

Розглянемо теплопровідність багатошарової плоскої стінки, яка складається з n однорідних шарів. Прийmemo, що контакт між шарами ідеальний і температура на поверхнях контакту двох шарів однакова. При стаціонарному режимі тепловий потік, який проходить крізь будь-яку ізотермічну поверхню неоднорідної стінки однаковий:

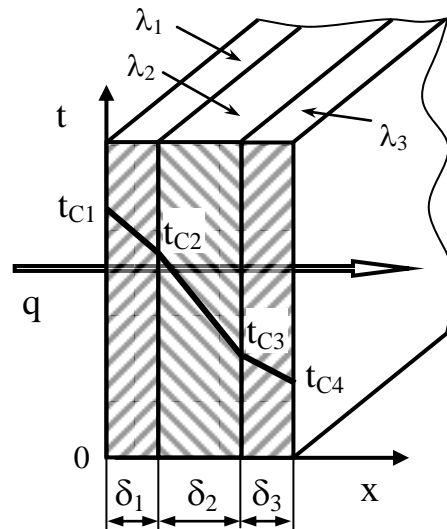
$$\frac{\partial q}{\partial x} = 0.$$

При заданих температурах на зовнішніх поверхнях тришарової стінки, розмірах шарів і відповідних коефіцієнтах теплопровідності можна скласти систему рівнянь:

$$q_1 = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_{C1} - t_{C2}) \Rightarrow t_{C1} - t_{C2} = q_1 \frac{\delta_1}{\lambda_1},$$

$$q_2 = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_{C2} - t_{C3}) \Rightarrow t_{C2} - t_{C3} = q_2 \frac{\delta_2}{\lambda_2},$$

$$q_3 = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (t_{C3} - t_{C4}) \Rightarrow t_{C3} - t_{C4} = q_3 \frac{\delta_3}{\lambda_3}.$$



Після визначення температурних напорів складаємо праві та ліві

частини рівнянь і враховуючи, що при стаціонарному режимі тепловий потік, який проходить через будь-яку ізотермічну поверхню неоднорідної стінки, один і той самий:

$$q_1 = q_2 = q_3 = q,$$

будемо мати:

$$q = \frac{t_{C1} - t_{C4}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} = \frac{t_{C1} - t_{C4}}{\sum_{i=1}^3 \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

Для стінки з n шарів маємо:

$$q = \frac{t_{C1} - t_{C_{n+1}}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_n}{\lambda_n}} = \frac{t_{C1} - t_{C_{n+1}}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}.$$

Величина $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$, яка дорівнює сумі термічних опорів всіх n шарів, називається повним термічним опором теплопровідності багат шарової стінки.

Б. ГУ III роду (теплопередача)

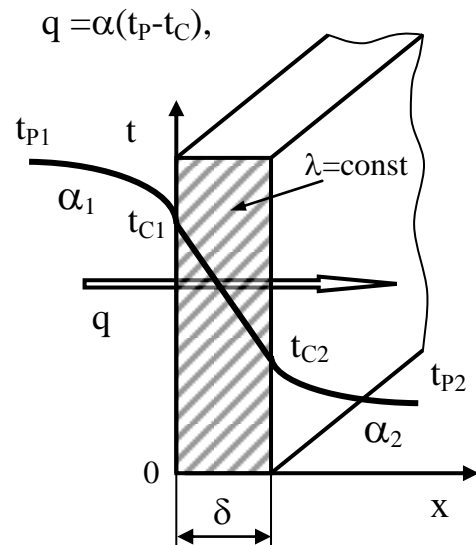
При ГУ III роду відомими величинами є температура навколишнього середовища і закон теплообміну між поверхнею і навколишнім середовищем:

$$dQ = \alpha (t_p - t_c) dF d\tau,$$

де α - коефіцієнт пропорційності чи коефіцієнт тепловіддачі ($\text{Вт}/\text{м}^2\text{К}$), що враховує умови й особливості теплообміну.

Густина теплового потоку від гарячого теплоносія (рідини) до стінки (тепловіддача):

$$q = \alpha_1 (t_{p1} - t_{c1}) \Rightarrow t_{p1} - t_{c1} = q \frac{1}{\alpha_1}.$$



При стаціонарному тепловому режимі густина теплового потоку обумовлена теплопровідністю крізь тверду стінку:

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

Густина теплового потоку, яка передається від поверхні стінки до холодного теплоносія (рідини) за рахунок тепловіддачі, дорівнює:

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

В результаті складання рівнянь отримуємо густина теплового потоку:

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

Коефіцієнт теплопередачі, $\text{Вт}/(\text{м}^2\text{К})$:

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

де $r_{\alpha 1} = \frac{1}{\alpha_1}$ - термічний опір тепловіддачі від гарячої рідини до поверхні

стінки;

$r_{\alpha 2} = \frac{1}{\alpha_2}$ - термічний опір тепловіддачі від поверхні стінки до холодної

рідини;

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

Повний термічний опір теплопередачі:

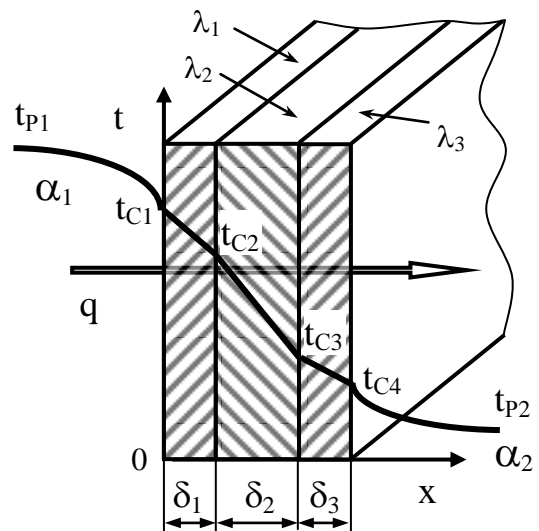
$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = r_{\alpha 1} + r_{\delta} + r_{\alpha 2}.$$

У випадку багатошарової стінки коефіцієнт теплопередачі розраховують за рівнянням:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Якщо ми знаємо k , то можна обчислити і величину теплового потоку:

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t.$$



Теплопровідність циліндричної стінки (труби)

ГУ I роду

Дуже часто теплоносії рухаються у трубах і потрібно розрахувати тепловий потік крізь циліндричну стінку труби.

Розглянемо стаціонарний процес теплопровідності в циліндричній стінці (трубі) з внутрішнім діаметром $d_1=2r_1$ і зовнішнім діаметром $d_2=2r_2$. На поверхнях труби задані постійні температури t_{c1} і t_{c2} . В заданому інтервалі температур $\lambda = \text{const}$. Температура змінюється лише вздовж радіуса.

Температури на зовнішній і внутрішній поверхні незмінні, то температура не змінюється і вздовж φ .

Ця задача також одномірна, якщо її розглядати в циліндричній системі координат.

Для розв'язку задачі запишемо диференціальне рівняння в циліндричній системі координат, використовуємо співвідношення між прямокутними і циліндричними координатами:

$$x = r \cdot \cos\varphi; \quad y = r \cdot \sin\varphi; \quad z = z.$$

Тоді рівняння прийме вигляд:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right),$$

де

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \text{ – оператор Лапласа для циліндричних}$$

координат.

З урахуванням:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0, \quad \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = 0; \quad \frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0 \quad \text{та} \quad \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} = 0$$

отримаємо рівняння:

$$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial t}{\partial r} = 0.$$

Граничні умови:

при $r = r_1, t = t_{C1}$, при $r = r_2, t = t_{C2}$

Вводимо нову змінну: $u = \frac{dt}{dr}$,

$$\text{тоді: } \frac{du}{dr} + \frac{u}{r} = 0; \quad \frac{du}{u} + \frac{dr}{r} = 0.$$

Після проведення інтегрування отримуємо:

$$\ln u + \ln r = \ln C_1.$$

Після потенціювання і переходячи до початкових змінних маємо:

$$\frac{dt}{dr} = \frac{C_1}{r} \quad \text{чи} \quad dt = \frac{C_1}{r} dr.$$

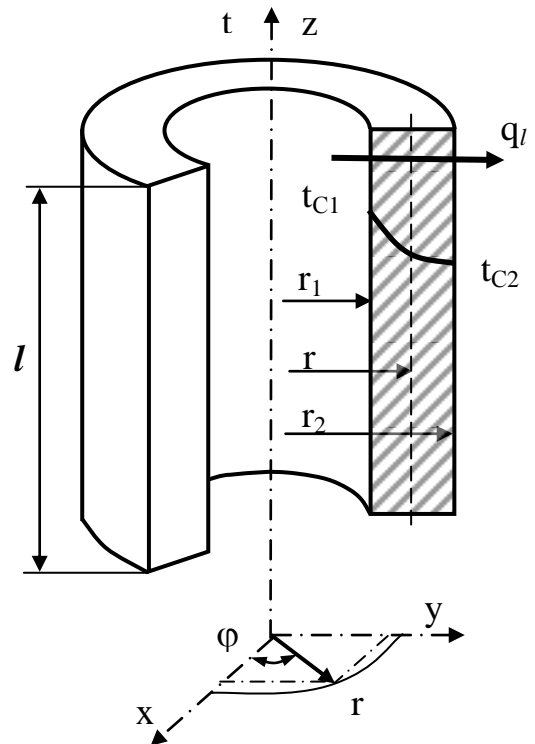
Після інтегрування: $t = C_1 \ln r + C_2$.

Температура змінюється за логарифмічним законом.

Значення сталих C_1 та C_2 визначаємо з урахуванням граничних умов:

$$r=r_1, \quad t=t_{C1};$$

$$r=r_2, \quad t=t_{C2};$$



$$t_{C1} = C_1 \ln r_1 + C_2; \quad t_{C2} = C_1 \ln r_2 + C_2;$$

$$C_1 = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}}; \quad C_2 = t_{C1} - \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \cdot \ln r_1.$$

Закон розподілу температури має вид:

$$t = t_{C1} - \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\ln \frac{r_1}{r_2}} \cdot \ln \frac{r}{r_1}.$$

Кількість теплоти, яка проходить крізь циліндричну поверхню площею F:

$$Q = -\lambda \frac{dt}{dr} F.$$

З урахуванням того, що:

$$\frac{dt}{dr} = -\frac{t_{C1} - t_{C2}}{r \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \text{та} \quad F = 2\pi r \cdot l,$$

$$Q = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\frac{1}{2\pi l \cdot \lambda} \ln \frac{r_2}{r_1}} = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\frac{1}{2\pi l \cdot \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}.$$

Оскільки внутрішня і зовнішня поверхні циліндричної труби різні, то вводять поняття лінійної густини теплового потоку, віднесеної до 1м довжини труби, Вт /м :

$$q_l = \frac{Q}{l}, \quad \text{тоді} \quad q_l = \frac{t_{C1} - t_{C2}}{\frac{1}{2\pi \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}},$$

де $r_l = \frac{1}{2\pi \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ лінійний термічний опір теплопровідності циліндричної стінки, $\left[\frac{\text{MK}}{\text{BT}} \right]$.

Розподіл температури в стінці циліндричної труби являє собою логарифмічну криву. Тепловий потік визначається заданими граничними умовами і залежить від d_2/d_1 .

Для багат шарової циліндричної стінки лінійна густина теплового потоку:

$$q_l = \frac{t_{C1} - t_{C_{n+1}}}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$$

ГУ III роду.

Аналогічно до методики виведення формули для плоскої стінки отримуємо для циліндричної стінки:

$$q_l = \frac{t_{P1} - t_{P2}}{\frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_2}};$$

$$q_l = k_l (t_{P1} - t_{P2}).$$

Лінійний термічний опір теплопередачі, мК/Вт:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_2},$$

де k_l – лінійний коефіцієнт теплопередачі (Вт /м К);

πd_1 і πd_2 - площі зовнішньої і внутрішньої поверхонь циліндричної стінки довжиною 1 м.

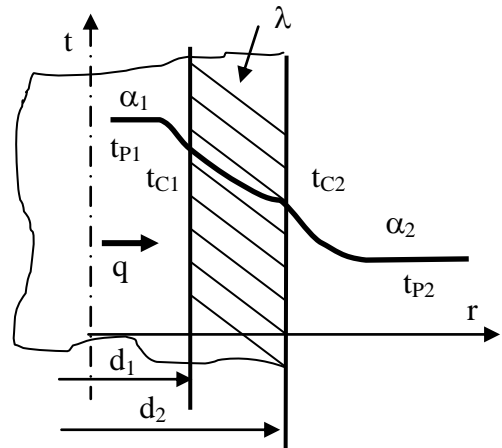
Для багатошарової циліндричної стінки рівняння має вигляд:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_{n+1}}.$$

Критичний діаметр ізоляції

Тепловою ізоляцією називають усяке покриття гарячої поверхні, що сприяє зниженню втрат теплоти в навколишнє середовище. Для теплової ізоляції можуть бути використані будь-які матеріали з низьким коефіцієнтом теплопровідності – азбест, пробка, слюда, шлакова чи скляна вата, вовна, тирса й ін.

Розглянемо умову, за якої матеріал, що використовується для ізоляції труби, буде зменшувати теплові втрати.



Нехай циліндрична труба вкрита одношаровою ізоляцією. При постійних значеннях $\alpha_1, d_1, \lambda_1, \alpha_2, \lambda_2, d_2, t_1, t_2$ розглянемо як буде змінюватися повний термічний опір при зміні товщини ізоляції.

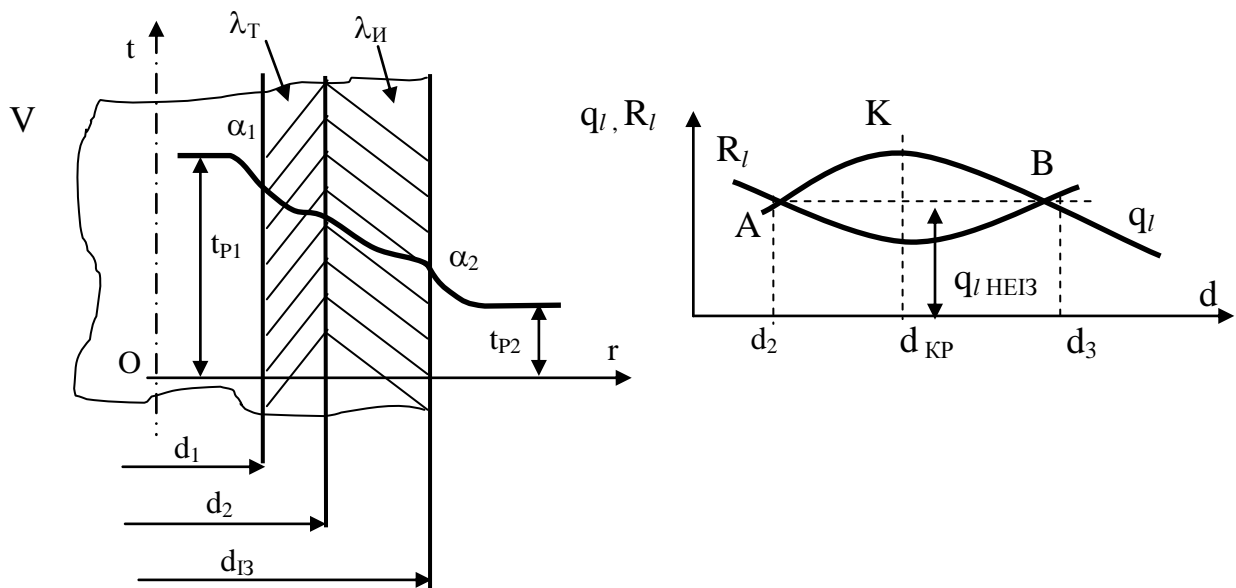
У рівнянні повного термічного опору циліндричної стінки:

$$R_l = \frac{1}{\alpha_1 \pi d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\pi\lambda_{\text{ІЗ}}} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 \pi d_3}.$$

При збільшенні зовнішнього діаметра ізоляції d_3 збільшується опір шару ізоляції (член $\frac{1}{2\pi\lambda_{\text{ІЗ}}} \ln \frac{d_3}{d_2}$), але одночасно зменшується опір тепловіддачі на зовнішній поверхні ізоляції (член $\frac{1}{\alpha_2 \pi d_3}$).

Якщо візьмемо I-шу похідну від R_l по d_3 і прирівняємо її до нуля, одержимо:

$$\frac{d(R_l)}{d(d_3)} = \frac{1}{2\lambda_{\text{ІЗ}} d_3} - \frac{1}{\alpha_2 d_3^2} = 0.$$



Тоді критичний діаметр ізоляції, що відповідає екстремальній точці кривої $R_l = f(d_3)$, визначається за формулою:

$$d_{\text{КР}} = \frac{2\lambda_{\text{ІЗ}}}{\alpha_2}.$$

Якщо взяти II-гу похідну від R_l , то вона більше нуля. Отже, критичний діаметр відповідає мінімуму термічного опору і максимуму теплового потоку.

Аналіз рівняння показує, що якщо зовнішній діаметр ізоляції d_{I3} збільшується, але залишається менше $d_{кр}$, то теплові втрати зростають і будуть більше тепловтрат неізольованого трубопроводу (крива АК). При рівності $d_{I3} = d_{кр}$ тепловтрати в навколишнє середовище виходять максимальні (точка К). При подальшому збільшенні зовнішнього діаметра ізоляції $d_{I3} > d_{кр}$ тепловтрати будуть менше, ніж при $d_{I3} = d_{кр}$ (крива ВК). Тільки при $d_{I3} = d_3$ теплові втрати знову стануть такими ж, як і для неізольованого трубопроводу.

Виходить, для ефективної роботи ізоляції необхідно, щоб критичний діаметр був менше зовнішнього діаметра неізольованого трубопроводу, щоб:

$$d_{кр\ I3} < d_2.$$

Таким чином, для того щоб ізоляція викликала зменшення тепловтрат циліндричної стінки в порівнянні з неізольованим трубопроводом при даному зовнішньому діаметрі труби d_2 і заданому коефіцієнті тепловіддачі α_2 , необхідно:

$$\lambda_{I3} \leq \frac{\alpha_2 d_2}{2}.$$

$d_{кр\ I3}$ – деяка характеристика даного виду ізоляції, яка залежить від роду ізоляції (λ_{I3}) і інтенсивності теплообміну на її поверхні (α_2).

$d_{кр\ I3}$ не залежить від геометричних характеристик трубопроводу.

Наприклад, для ізоляції трубопроводу діаметром 30 мм є шлакова вата з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_{I3} = 0,1$ Вт/м К; коефіцієнт тепловіддачі $\alpha_2 = 4,0$ Вт/м² °С. Чи доцільно застосовувати в даному випадку як ізоляцію шлакову вату?

Критичний діаметр ізоляції

$$d_{кр} = \frac{2 \cdot \lambda_{I3}}{\alpha_2} = \frac{2 \cdot 0,1}{4} = 0,05 \text{ м} = 50 \text{ мм}.$$

Так як $d_{кр} > d_2$, то шлакову вату застосовувати в розглянутому випадку недоцільно.

Для нашої задачі λ повинна бути менше:

$$\lambda_{I3} \leq \frac{4 \cdot 0,03}{2} = 0,06 \text{ Вт / мК} \rightarrow \text{вибираємо за таблицями.}$$

Інтенсифікація процесів теплопередачі

Теплопередача – перенос теплоти від однієї рідини до іншої через одношарову чи багатшарову стінку:

$$Q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \cdot F, \text{ Вт.}$$

Для інтенсифікації процесів необхідно:

1. Збільшення різниці температур Δt . Підвищення Δt звичайно використовують в енергетичних установках. Однак, у технологічних пристроях збільшення Δt обмежено властивостями матеріалів, які використовуються. Для рідини це температура кипіння, для твердих тіл – жароміцність, електропровідність.
2. Збільшення коефіцієнта тепловіддачі $\alpha_{1,2}$. Звичайно для збільшенні α використовують вимушену течію чи краплинну рідину.
3. Збільшення коефіцієнта теплопровідності λ .
4. Зменшення товщини δ .

Збільшення λ і зменшення δ застосовують практично завжди. Корпуси енергетичних пристроїв роблять металевими, а товщина стін береться з умов міцності.

5. Застосовують збільшення площі поверхні (оребріння поверхні):

$$Q = k \cdot F \cdot \Delta t.$$

Таким чином, при заданих температурах рідини і розмірах стінки величина теплового потоку буде визначатися коефіцієнтом теплопередачі K .

Вважаємо, що δ невелика, а коефіцієнт λ великий ($\frac{\delta}{\lambda} \rightarrow 0$).

Тоді:

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

Помножимо послідовно вираз на α_1 і α_2 :

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

Простежимо цю залежність на чисельних прикладах.

Прийmemo $\alpha_1 \ll \alpha_2$

$$\alpha_1=40, \alpha_2=1000 \text{ Вт/м}^2\text{Гр}$$

$$K_1=38,5; <\alpha_1$$

$$\alpha_1=40, \alpha_2=2000 \quad K_2=39,2<\alpha_1$$

$$\alpha_1=80, \alpha_2=1000 \quad K_3=74,1<\alpha_1.$$

Висновки:

1. Коефіцієнт теплопередачі не може бути більше найменшого α .
2. Збільшення більшого з коефіцієнтів тепловіддачі практично не дає збільшення коефіцієнта теплопередачі K .

Збільшення меншого з коефіцієнтів тепловіддачі в 2 рази дає збільшення коефіцієнта K майже в стільки ж разів. У випадку рівності коефіцієнтів тепловіддачі, збільшення K можливо за рахунок збільшення кожного з α .

Оребрення поверхні

Інтенсифікація теплопередачі при збільшенні поверхні пов'язана з оребренням поверхні.

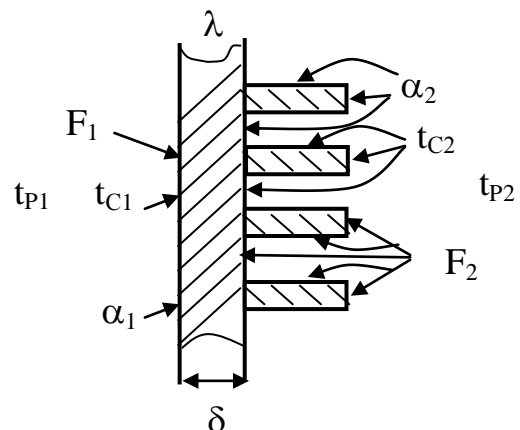
Розглянемо плоску стінку товщиною δ , на одній стороні якої є ребра при ГУ III роду. Температура гладкої поверхні t_{C1} , температура поверхні ребер і проміжків між ними приймається в першому наближенні рівною t_{C2} . Стінка і ребра виконані з одного матеріалу з високим коефіцієнтом теплопровідності λ . Коефіцієнт тепловіддачі на гладкій стороні – α_1 , на ребристій – α_2 . Площа гладкої поверхні – F_1 , а F_2 – площа поверхні ребер і проміжків між ними. Температура гарячого середовища t_{P1} , холодного – t_{P2} .

Тоді для стаціонарного режиму можна написати три рівняння теплового потоку:

$$Q = \alpha_1 F_1 (t_{P1} - t_{C1}),$$

$$Q = \lambda / \delta (t_{C1} - t_{C2}) F_1,$$

$$Q = \alpha_2 F_2 (t_{C2} - t_{P2}).$$



Розв'яжемо ці три рівняння відносно різниці температур і складемо їх, одержуємо тепловий потік через оребрену стінку:

$$Q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}.$$

Якщо тепловий потік віднести до одиниці гладкої поверхні, то:

$$\frac{Q}{F_1} = q = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \frac{F_2}{F_1}}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \varphi}}.$$

Відношення оребреної поверхні F_2 до гладкої F_1 називається *коефіцієнтом оребрення* $\varphi = F_2/F_1$:

$$k_{\text{рГ}} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \varphi}}.$$

Густина теплового потоку через оребрену стінку дорівнює:

$$q = k_{\text{рГ}} (t_{p1} - t_{p2}).$$

Необхідно відзначити, що при використанні методу оребрення потрібно керуватися наступними міркуваннями:

- якщо $\alpha_1 \ll \alpha_2$, то оребрення поверхні роблять з боку α_1 доки, поки $\alpha_1 \cdot F_1$ не досягне значення $\alpha_2 \cdot F_2$. Подальше збільшення площі поверхні F_1 малоефективне;
- якщо $\alpha_1 \approx \alpha_2$, то ребра доцільно наносити з обох боків.

Оребрення поверхні дозволяє вирівняти термічні опори тепловіддачі і інтенсифікувати теплопередачу.

Задачі

1. Визначити густину теплового потоку, яка передається через 1 м^2 ребристої стінки, для якої коефіцієнт оребрення $\varphi = 12$. Стінка виготовлена з чавуну з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 63 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ і товщиною $\delta = 12 \text{ мм}$. Коефіцієнт тепловіддачі від робочого тіла до стінки $\alpha_1 = 250 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ і від стінки до повітря $\alpha_2 = 8 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$. Температура робочого тіла $t_{p1} = 117^\circ \text{С}$, а температура повітря $t_{p2} = 17^\circ \text{С}$.

Розв'язок

Коефіцієнт теплопередачі для оребреної поверхні визначається за формулою:

$$k_{p.r} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \phi}} = \frac{1}{\frac{1}{250} + \frac{0,012}{63} + \frac{1}{8 \cdot 12}} = 68,46 \text{ Вт} / \text{м}^2 \cdot \text{С}.$$

Густина теплового потоку складає:

$$q = K_{p.r} (t_{p1} - t_{p2}) = 68,46 \cdot (117 - 17) = 6846 \text{ Вт} / \text{м}^2.$$

Для гладкої поверхні стінки маємо:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{250} + \frac{0,012}{63} + \frac{1}{8}} = 7,74 \text{ Вт} / \text{м}^2 \cdot \text{С}.$$

Густина теплового потоку складає:

$$q = k \cdot (t_{p1} - t_{p2}) = 7,74 \cdot (117 - 17) = 774 \text{ Вт} / \text{м}^2.$$

Висновок: Оребрення поверхні збільшує теплопередачу у 8,8 рази.

В дійсності з урахуванням зміни коефіцієнта тепловіддачі і температури вздовж ребра ефект від оребрення може бути значно менше.

2. Визначити коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки, якщо при її товщині $\delta=10$ мм і різниці температур на поверхнях $\Delta t=20^0\text{С}$ густина теплового потоку $q=200$ Вт/м².

Розв'язок

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot \Delta t,$$

$$\lambda = \frac{q\delta}{\Delta t} = \frac{200 \cdot 20}{10} = 400 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

3. Визначити густину теплового потоку, який проходить через стінку. Стінка складається з 3-х шарів: шамотної цегли $\delta_1=250$ мм, дрібного шлаку $\delta_2=125$ мм, і червоної цегли $\delta_3=250$ мм. Температура на внутрішній поверхні стінки $t_{c1} = 1527^0\text{С}$, а на зовнішній – $t_{c4} = 47^0\text{С}$. Коефіцієнт теплопровідності шамотної цегли $\lambda_1= 1,28$ Вт/м⁰С, дрібного шлаку $\lambda_2= 0,15$ Вт/м⁰С і червоної цегли $\lambda_3= 0,8$ Вт/м⁰С.

Розв'язок

$$q = \frac{t_{c1} - t_{c4}}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}} = \frac{t_{c1} - t_{c4}}{\sum_{i=1}^3 \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{1527 - 47}{\frac{0,25}{1,28} + \frac{0,125}{0,15} + \frac{0,25}{0,8}} = 1103,8 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

3. Визначити густину теплового потоку, який проходить через плоску сталеву стінку товщиною $\delta = 10$ мм з $\lambda = 50$ Вт/мК і коефіцієнт теплопередачі, якщо температура киплячої води $t_{p2} = 227$ °С; коефіцієнт тепловіддачі від газів з температурою $t_{p1} = 1127$ °С до стінки $\alpha_1 = 100$ Вт/м²К і від стінки до киплячої води $\alpha_2 = 5000$ Вт/м²К.

Розв'язок.

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{100} + \frac{0,01}{50} + \frac{1}{5000}} = 96,15 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2\text{К}},$$

$$q = k(t_{p1} - t_{p2}) = 96,15(1127 - 227) = 8,65 \cdot 10^4 \text{ Вт}.$$

2.3. КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛОБМІН

Спільний процес переносу теплоти конвекцією і теплопровідністю називається *конвективним теплообміном*. Конвекція може бути вільною (природною) і вимушеною. Якщо рух викликаний різницею густини холодних і нагрітих макрооб'ємів у полі дії гравітаційних сил, то його називають вільним (*вільна конвекція*) і залежить він від роду рідини, різниці температур, об'єму простору, в якому протікає процес. Вимушений рух створюється зовнішнім джерелом (насосом, вентилятором).

Основний закон конвективного теплообміну

Зазвичай рідкі і газоподібні теплоносії нагріваються або охолоджуються при контакті з поверхнею твердих тіл. Наприклад, димові гази віддають теплоту в парових котлах трубам, в середині яких нагрівається або кипить

вода; повітря в кімнаті нагрівається від гарячих пристроїв опалення. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла і рідиною називають тепловіддачею, а поверхню тіла, через яку переноситься теплота – поверхнею теплообміну.

В основу вивчення конвективного теплообміну (КТО) покладений закон Ньютона – Ріхмана. Кількість теплоти переданої шляхом тепловіддачі від поверхні тіла до рідини прямо пропорційна проміжку часу $d\tau$, елементарній площі dF і різниці температур між стінкою і рідиною ($t_p - t_c$):

$$dQ = \alpha(t_p - t_c)dFdt,$$

де t_p, t_c – температури навколишнього середовища (рідини) та поверхні тіла (стілки), $^{\circ}\text{C}$; α - коефіцієнт пропорційності, називається коефіцієнтом тепловіддачі, $\text{Вт}/\text{м}^2 \text{ К}$.

Коефіцієнт тепловіддачі характеризує інтенсивність теплообміну між поверхнею тіла і навколишнім середовищем.

α – показує кількість теплоти переданої крізь одиницю поверхні тіла в одиницю часу при різниці температур між стінкою і рідиною в 1°C :

$$q = \alpha(t_p - t_c) = \alpha\Delta t, \quad \alpha = \frac{q}{t_p - t_c} = \frac{q}{\Delta t}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі α не є фізичною властивістю рідини, а залежить від великої кількості параметрів (форми, розмірів, швидкості руху рідини, властивостей рідини):

$$\alpha = f(\Phi, l_x, l_y, l_z, W, \lambda, \nu, \rho, \beta, c_p, t_c, t_p).$$

Основна задача конвективного теплообміну – визначення коефіцієнта тепловіддачі.

Явища конвективного теплообміну (теповіддачі як часткового випадку) описуються системою диференціальних рівнянь у часткових похідних:

- Рівняння енергії:

$$\frac{dt}{dt} + \frac{\partial t}{\partial x} \cdot w_x + \frac{\partial t}{\partial y} \cdot w_y + \frac{\partial t}{\partial z} \cdot w_z = \frac{\lambda}{c_p \rho} \cdot \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t.$$

- Рівняння нерозривності (суцільності):

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} = 0.$$

- Рівняння руху (Нав'є-Стокса):

$$\begin{aligned} \text{на вісь OX:} \quad \rho \frac{dw_x}{d\tau} &= \rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) = \\ &= \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{OY:} \quad \rho \frac{dw_y}{d\tau} &= \rho \left(\frac{\partial w_y}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) = \\ &= \rho g_y - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right); \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{OZ:} \quad \rho \frac{dw_z}{d\tau} &= \rho \left(\frac{\partial w_z}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = \\ &= \rho g_z - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right). \end{aligned}$$

Ці рівняння повинні бути доповнені умовами однозначності, які характеризують особливості тієї чи іншої задачі.

Аналітичний розв'язок цієї системи рівнянь може бути знайдено тільки з введенням спрощень. Крім аналітичного способу, може бути знайдений чисельний розв'язок цієї системи з використанням комп'ютерної техніки, але не для всіх випадків.

У практиці інженерних розрахунків для визначення коефіцієнта тепловіддачі звертаються до експерименту, де α визначають експериментальним шляхом на моделях з наступним перенесенням результату розрахунку на натурний зразок, з використанням теорії подібності. Поняття подібності поширюється на будь-яке фізичне явище. Подібними вважаються фізичні явища, якщо вони відносяться до одного і того ж класу, протікають в геометрично подібних системах, і подібні всі однорідні фізичні величини, які мають той самий фізичний зміст і однакову розмірність.

Велика кількість змінних величин, що ускладнюють визначення α замінюються на безрозмірні комплекси чи критерії, тобто розмірні величини замінюються на безрозмірні. При цьому незалежні безрозмірні комплекси називаються **визначальними критеріями**, а ті які ми шукаємо – **визначуваними критеріями**.

Збіг чисельних значень безрозмірних комплексів говорить про те, що розглянуті явища подібні.

Експериментальні дані можна обробити у вигляді безрозмірних комплексів (критеріїв) і отримані залежності будуть справедливими для всієї безлічі подібних процесів.

Аналіз рівнянь КТО дозволяє отримати наступні основні критерії подібності.

Основні критерії подібності

1. Критерій Рейнольдса:

$$Re = \frac{wl_o}{\nu},$$

де w – швидкість, м/с;

ν – кінематична в'язкість, м²/с;

l_o - визначальний розмір, м.

Фізичний зміст – безрозмірна швидкість.

2. Критерій Прандтля:

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

де a – коефіцієнт теплопровідності, м²/с.

Фізичний зміст – безрозмірна фізична властивість рідини.

3. Критерій Грасгофа:

$$Gr = \frac{gl_o^3\beta}{\nu^2} \Delta t,$$

де β – коефіцієнт об'ємного розширення, К⁻¹;

Δt – різниця температур між стінкою і рідиною.

Фізичний зміст - характеризує співвідношення підйомної сили, що виникає внаслідок різниці густини рідини і молекулярного тертя.

4. Число Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha \cdot l_o}{\lambda}.$$

Фізичний зміст – безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі. Цей критерій є **визначуваним**, тому що в нього входить коефіцієнт тепловіддачі α .

Критеріальним рівнянням називають залежність між яким-небудь визначуваним критерієм подібності й іншими визначальними критеріями подібності.

Тоді в загальному вигляді критеріальне рівняння конвективного теплообміну може бути представлено:

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

Досвід показує, що залежність між числами подібності у визначених межах зміни аргументу може бути представлена у вигляді степеневої функції:

$$Nu = c Re^n Pr^m,$$

де коефіцієнти c , n , m – залежать від умов проведення експерименту.

При розв'язку критеріальних рівнянь подібності необхідно звертати увагу на визначальну температуру і визначальний розмір. Визначальною температурою називається температура t_0 , за якою вибираються значення фізичних параметрів середовища, які входять у числа подібності. Визначальним розміром – характерний лінійний розмір l_0 , за яким відбувається розвиток процесу. Наприклад, для труб круглого перерізу визначальним лінійним розміром є діаметр; для труб не круглого перерізу – еквівалентний діаметр:

$$d_{\text{ЕКВ}} = \frac{4F}{P},$$

де F - площа поперечного перерізу, P - змочуваний периметр перерізу.

Інтенсивність переносу теплоти при конвективному теплообміні залежить від наступних факторів:

1. від природи виникнення руху (вільний чи вимушений);
2. від режиму течії рідини чи газу;
3. від фізичних властивостей теплоносія;
4. від форми і розмірів тепловіддаючої і теплосприймаючої поверхонь.

У 1884 р. англійський вчений Рейнольдс встановив 2 режими течії рідини, що підпорядковані різним законам:

Ламінарна течія – плавний рух потоку без пульсацій, перемішування, частинки рухаються по паралельним траєкторіям і ці траєкторії паралельні осі каналу.

Турбулентна течія характеризується безупинним перемішуванням усіх шарів рідини, частинки переміщуються вздовж каналу, роблять різні рухи перпендикулярні осі каналу.

Для значень числа $Re < 2000$ має місце чисто ламінарний рух рідини у трубі. При збільшенні числа Re настає перехідний, нестійкий режим. При значенні числа $Re > 2300$ режим течії турбулентний.

Теплообмін в умовах природної конвекції

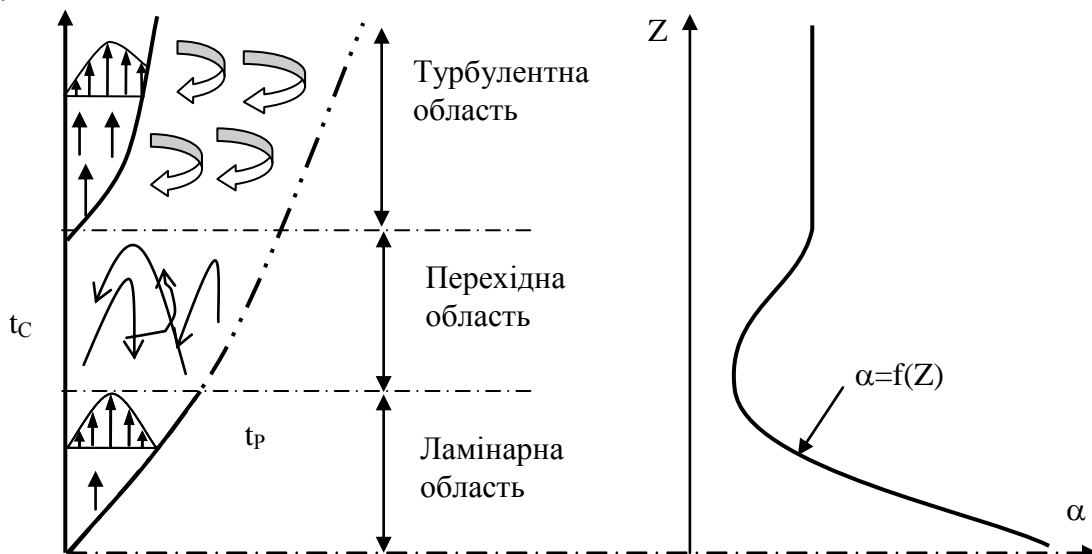
Природна конвекція має місце біля нагрітих стін печей, трубопроводів, у батареї центрального опалення, у холодильниках при охолодженні продуктів та ін. Цей вид теплообміну відіграє велику роль як у промисловості, так і в побуті.

Розрізняють теплообмін при вільній конвекції в **необмеженому** просторі й в **обмеженому** просторі (прошарки, щілини, заповнені рідиною чи газом).

Якщо тіло має більш високу температуру, ніж оточуюча його рідина (газ), то шари рідини (газу), нагріваючись від тіла, стають легшими і під дією виникаючої підйомної сили піднімаються нагору, а на їхнє місце надходять з навколишнього простору більш холодні шари. Тому виникає природна конвекція.

Розглянемо теплообмін при вільній конвекції у необмеженому просторі біля вертикальної плити.

В нижній частині пластини спостерігається ламінарний рух з поступово зростаючою товщиною ламінарного шару. На деякій відстані від нижнього краю по її висоті ламінарний шар починає руйнуватися, виникає локоноподібний рух рідини, що поступово підсилюється і переходить у розвинутий турбулентний рух з ламінарним підшарком у безпосередній близькості до поверхні плити. Відповідно до зміни товщини граничного шару і характеру руху рідини змінюється і коефіцієнт тепловіддачі. В міру збільшення ламінарного шару, від нижнього краю пластини, коефіцієнт тепловіддачі зменшується.



В області локоноподібного руху коефіцієнт тепловіддачі поступово зростає і приймає найбільше постійне значення в області розвинутого турбулентного руху.

Шар рідини, у якому швидкість руху змінюється від 0 біля стінки до 0 на відстані від неї називається *гідродинамічним граничним шаром (ГГШ)*.

Шар рідини, у якому температура рідини змінюється від температури стінки t_c до температури рідини t_p вдалині від стінки, називається *температурним граничним шаром (ТГШ)*. В загальному випадку товщини теплового і гідродинамічного шарів можуть не співпадати.

ГГШ є термічним опором, що перешкоджає конвективному теплообміну. Основна його частина припадає на ламінарний шар (підшар). Описаний процес вільного руху вздовж вертикальної плити є типовим для вертикальної труби, похилої і горизонтальної труби, кулі і інших тіл овальної форми. Загальний вид критеріального рівняння для вільної конвекції в необмеженому просторі має вид:

$$Nu = c(Gr \cdot Pr)^n \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Оскільки граничний шар при вільній конвекції залежить від вертикальної координати, то визначальним розміром є вертикаль (для горизонтальних труб – діаметр, $l_0=d$); t_0 – визначальна температура, $t_0 = \bar{t}_m = \frac{t_c + t_p}{2}$.

Режими течії в залежності від $Gr \cdot Pr$. Якщо значення $Gr \cdot Pr$ дуже мале, то біля стінки може утворюватися нерухома плівка рідини, тоді $n=0$.

Режим	$Gr \cdot Pr$	c	n
Плівковий	$<10^{-5}$	0,4	0
Перехідний	$10^{-5}-500$	1,18	0,125
Ламінарний	$500-10^9$	0,54	0,25
Турбулентний	$>10^9$	0,13	0,33

У загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі буде залежати від напрямку теплового потоку (від стінки чи до стінки). Напрямок теплового потоку враховується множителем

$\left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}$. Якщо рухомим середовищем є газ, тоді $Pr_c = 0,7$.

то $\left(\frac{Pr}{Pr_c}\right) \approx 1 \Rightarrow \left(\frac{Pr}{Pr_c}\right)^{0,25} = 1$, коефіцієнт об'ємного розширення

$$\beta = \frac{1}{T_m}; \left[\frac{1}{\text{К}} \right].$$

Якщо рухомим середовищем є рідина, то β знаходимо за таблицями.

Значення Прандтля стінки Pr_c визначається з таблиць за температурою стінки t_c .

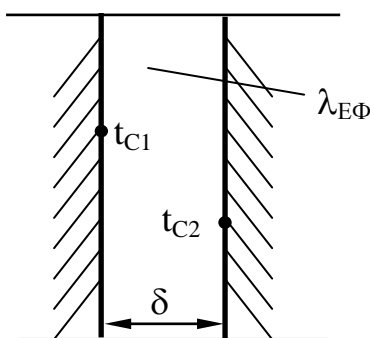
Вільна конвекція в обмеженому просторі

У вузьких каналах і щілинах внаслідок обмеженості простору і наявності висхідних і спадних потоків умови вільного руху значно відрізняються від вільного руху в необмеженому просторі. Типовий приклад – перенесення теплоти у віконному склі.

В інженерній практиці при розрахунках теплопереносу у щілинах використовується рівняння теплопровідності з заміною коефіцієнта теплопровідності середовища λ ефективним коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_{\text{ЕФ}}$, який враховує перенесення теплоти через щілину як теплопровідністю, так і конвекцією.

Але при цьому вважають, що коефіцієнт теплопровідності більше, ніж фізична властивість.

Вводять поняття ефективного коефіцієнта теплопровідності:



$$\lambda_{\text{ЕФ}} = \lambda \varepsilon_k,$$

де ε_k - коефіцієнт конвекції, враховує рух рідини.

Для випадку $Gr \cdot Pr > 10^3$:

$$\varepsilon_k = 0,18(Gr \cdot Pr)^{0,25}.$$

Тоді густина теплового потоку для плоскої щілини:

$$q = \lambda_{\text{ЕФ}} \frac{\Delta t}{\delta},$$

$$q_l = \frac{\Delta t}{\frac{1}{2\pi\lambda_{\text{ЕФ}}} \ln \frac{d_2}{d_1}} - \text{для циліндричного прошарку.}$$

В якості визначального розміру приймається ширина щілини $l_0 = \delta$.

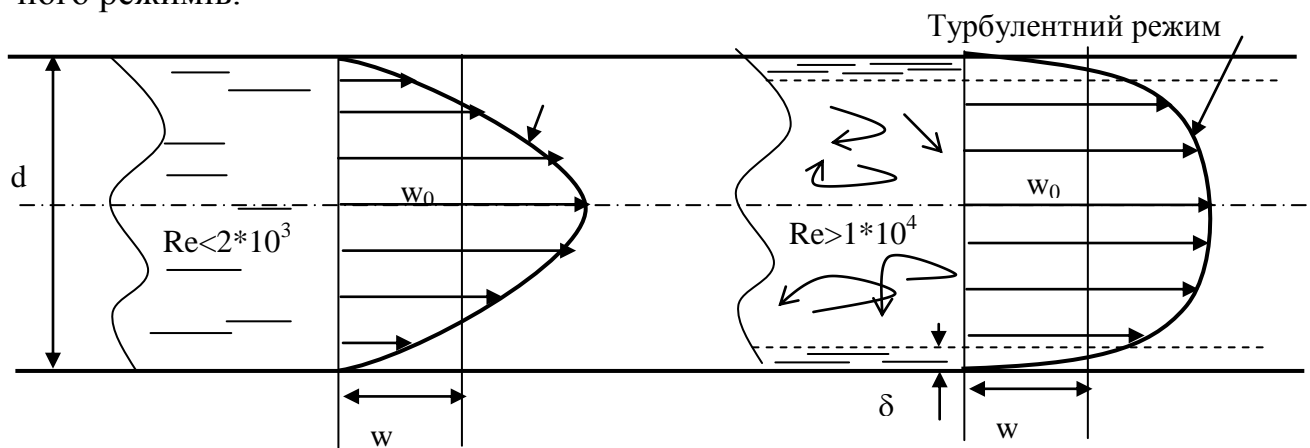
Визначальною температурою є середня температура:

$$t_0 = \frac{t_{\text{C1}} + t_{\text{C2}}}{2} = \bar{t}.$$

Тепловіддача при вимушеній течії в трубах

Інтенсивність теплообміну в прямих і гладких трубах залежить від режиму течії. При $Re < Re_{\text{кр}}$ режим ламінарний. $Re_{\text{кр}} = 2300$ – критичне число Рейнольдса при течії рідини у трубі. Розвинений турбулентний режим течії встановлюється при значеннях $Re > 10^4$; інтервал значень $Re = 2 \cdot 10^3 \dots 1 \cdot 10^4$ відповідає перехідному режиму.

При ламінарному русі відбувається зміна температури рідини по всьому перерізу каналу, а також і відповідні зміни її густини. Максимальна швидкість w спостерігається на осі труби і для ламінарного, і для турбулентного режимів.



В інженерних розрахунках для визначення середнього коефіцієнта тепловіддачі при вимушеній ламінарній течії рідини в трубах використовують рівняння М.А.Міхєєва:

$$Nu = 0,17 Re^{0,33} Gr^{0,1} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_C} \right)^{0,25} \epsilon_R \cdot \epsilon_L.$$

Для перехідного режиму середній коефіцієнт тепловіддачі визначають з рівняння:

$$Nu = 0,008Re^{0,9} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \epsilon_R \cdot \epsilon_L.$$

Для визначення середнього по довжині труби коефіцієнта тепловіддачі при розвиненому турбулентному русі рекомендується наступне рівняння при $Re > 10^4$:

$$Nu = 0,021Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \epsilon_R \cdot \epsilon_L.$$

Визначальною температурою є середня температура між $t_{вх}$ і $t_{вих}$ рідини в трубі, а визначальним розміром – діаметр труби.

ϵ_R - враховує кривизну труби; $\epsilon_R = 1$, якщо труба пряма.

ϵ_L – враховує зміну α на початковій ділянці.

Коефіцієнт тепловіддачі змінюється по довжині каналу. Він буде більше біля входу в канал і стабілізується на відстані від входу рівному $50d$.

l/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ϵ_L	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

Для труб, що мають $l/d < 50$, необхідно значення α помножити на поправочний коефіцієнт ϵ_L з таблиці; при $l/d > 50$ – $\epsilon_L = 1$.

Задачі

1. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від паропроводу в котельній діаметром 50 мм, якщо температура його поверхні 450°C , а температура оточуючого повітря 50°C . Обчислити лінійну густину теплового потоку.

$$d = 0,05 \text{ м},$$

$$t_c = 450^{\circ}\text{C},$$

$$t_p = 50^{\circ}\text{C},$$

$$\alpha - ?, q_l$$

Розв'язок

Оскільки конвекція вільна, то для розв'язку використовуємо критеріальне рівняння виду:

$$Nu = c(Gr \cdot Pr)^n \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25}.$$

Визначальний розмір $d = 0,05\text{ м}$;

Визначальна температура $t_0 = \frac{t_c + t_p}{2} = \frac{450 + 50}{2} = 250^\circ\text{ C}$;

За визначальною температурою знаходимо за таблицями теплофізичні параметри повітря

$$\lambda = 4,27 \cdot 10^{-2} \text{ Вт / м} \cdot \text{К}; \nu = 40,61 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \text{Pr} = 0,677;$$

$$\beta = 1/T_0 = 1/(250+273) = 1,912 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}.$$

$$Gr \cdot Pr = \frac{g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot l_0^3}{\nu^2} \cdot Pr = \frac{9,8 \cdot 1,912 \cdot 10^{-3} \cdot 0,05^3 \cdot 0,677 (450 - 50)}{(40,61 \cdot 10^{-6})^2} = 6,34 \cdot 10^5 -$$

Маємо ламінарний режим для якого :

$$C = 0,54; n = 0,25$$

Тоді критеріальне рівняння прийме вигляд:

$$Nu = 0,54 (6,34 \cdot 10^5)^{0,25} = 15,24;$$

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{l_0} = \frac{15,24 \cdot 4,27 \cdot 10^{-2}}{0,05} = 13 \text{ Вт / м}^2 \text{ К};$$

$$q_l = \alpha \pi d \Delta t = 13 \cdot \pi \cdot 0,05 \cdot (450 - 50) = 816,4 \text{ Вт / м}.$$

2. В середині труби діаметром $d = 10 \text{ мм}$ тече масло марки МК. Середня температура масла $\bar{t}_p = 80^\circ\text{ C}$, температура стінки $t_c = 20^\circ\text{ C}$. Витрата масла $G = 120 \text{ кг/год}$, довжина трубки $l = 1 \text{ м}$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі, тепловий потік, добові втрати теплоти.

Дано:

$$d = 10 \text{ мм}$$

$$\bar{t}_p = 80^\circ\text{ C}$$

$$t_c = 20^\circ\text{ C}$$

$$l = 1 \text{ м}$$

$$G = 120 \text{ кг/год}$$

$$\alpha - ? \quad q - ? \quad Q_\tau - ?$$

Розв'язок

Вимушена конвекція.

За визначальною температурою $t_0 = \bar{t}_p = 80^\circ\text{ C}$ знаходимо за таблицями теплофізичні параметри масла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \beta = 9,12 \cdot 10^{-4} \text{ K}^{-1} \\ Pr = 591 \\ Pr_c = 15800 \\ \lambda = 0,134 \text{ Вт/м} \cdot \text{К} \end{array} \right. \quad \rho = 856 \text{ кг/м}^2, \quad \nu = 46,6 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / \text{с}.$$

$$1) l_0 = d = 10 \text{ мм}; w = \frac{G}{\rho \cdot f} = \frac{120}{3600 \cdot 856 \cdot \frac{\pi \cdot 0,01^2}{4}} = 0,5 \text{ м/с}.$$

$$2) Re = \frac{w \cdot l_0}{\nu} = \frac{0,5 \cdot 0,01}{46,6 \cdot 10^{-6}} = 107,3 < Re = 2300 \text{ режим ламінарний.}$$

$$3) Nu = 0,17 \cdot Re^{0,33} \cdot Pr^{0,43} \cdot Gr^{0,1} \left(\frac{Pr}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_R \cdot \varepsilon_l, \quad \frac{l}{d} = \frac{1}{0,01} = 100 > 50,$$

$\varepsilon_l = 1, \quad \varepsilon_R = 1$ - труба пряма.

$$Gr = \frac{g \cdot l_0^3 \cdot \beta \cdot \Delta t}{\nu^2} = \frac{9,8 \cdot 9,12 \cdot 10^{-4} \cdot (0,01)^3 \cdot (80 - 20)}{(46,6 \cdot 10^{-6})^2} = 268,1$$

$$Nu = 0,17 \cdot (107,3)^{0,33} \cdot 591^{0,43} \cdot \left(\frac{591}{15800} \right)^{0,25} \cdot 268,1^{0,1} = 9,51$$

$$4) \alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{l_0} = \frac{9,51 \cdot 0,134}{0,01} = 127,4 \text{ Вт/м}^2 \cdot \text{К}.$$

$$5) q_l = \alpha \cdot \pi \cdot d \cdot \Delta t = 127,4 \cdot \pi \cdot 0,01 \cdot (80 - 20) = 240 \text{ Вт/м}.$$

$$6) Q_\tau = q_l \cdot l \cdot 24 \cdot 3600 = 240 \cdot 1 \cdot 24 \cdot 3600 = 20,73 \text{ МДж}.$$

2.4. ТЕПЛООБМІН ПРИ АГРЕГАТНИХ ПЕРЕТВОРЕННЯХ РІДИНИ

Кипіння

Кипінням називається процес переходу речовини з рідкого стану в пароподібний. Кипіння можливе у всьому температурному інтервалі між потрійною і критичною точками для даної речовини. При кипінні (при фазовому переході «рідина-пара») поглинається теплота пароутворення, тому процес завжди пов'язаний з підведенням теплоти до киплячої рідини. Розрізняють:

1. **Кипіння рідини на твердій поверхні**, до якої ззовні підводиться теплота. При такому кипінні утворення парової фази спостерігається в окремих місцях цієї поверхні.

2. **Кипіння в об'ємі рідини.** При такому кипінні парова фаза виникає мимовільно безпосередньо в об'ємі рідини у вигляді окремих бульбашок пари.

В сучасній техніці найбільш часто зустрічаються процеси поверхневого кипіння. Для процесу кипіння необхідне виконання двох умов:

- 1) перегрів рідини відносно температури насичення t_H ; $t_p > t_H$;
- 2) наявність центрів пароутворення.

Перегрів рідини має максимум безпосередньо у поверхні, що обігрівается. На ній знаходяться центри пароутворення у вигляді шорсткості поверхні нагрівання, бульбашок газу, частинок пилу. Кипіння, при якому пара утворюється у вигляді парових бульбашок, що періодично зароджуються і ростуть, називається бульбашковим *кипінням*.

При зростанні теплового потоку число центрів пароутворення збільшується. Їх стає так багато, що утворені бульбашки пари зливаються в один суцільний паровий шар, а кипіння за таких умов *називається плівковим*.

Залежність теплового потоку і коефіцієнта тепловіддачі від температурного напору показана на рисунку.

При малих температурних напорах – до 5°C , значення коефіцієнта тепловіддачі визначається умовами вільної конвекції однофазної рідини (ділянка АВ).

При збільшенні Δt коефіцієнт тепловіддачі швидко зростає і відбувається інтенсивне бульбашкове кипіння (лінія ВК).

У точці К настає зміна режиму кипіння. Бульбашкове кипіння переходить у плівкове, і при подальшому підвищенні Δt коефіцієнт тепловіддачі швидко падає.

Цей перехід супроводжується таким інтенсивним утворенням бульбашок, що вони не встигають відриватися й утворюють суцільну парову плівку, що ізолює рідину від стінки, а кипіння переходить у плівкове.

Величини Δt , q , α , що відповідають моменту переходу бульбашкового режиму кипіння в плівковий, називають *критичними*. Для води при кипінні у



великому об'ємі $q_{кр1}=1,2 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}^2$; $\Delta t_{кр1}=25-35^\circ\text{C}$.

Процес кипіння характеризується двома лінійними параметрами.

1. Критичний радіус бульбашки $R_{кр}$.

У момент утворення бульбашки на неї діє сила тиску оточуючої її рідини p_p і сила поверхневого натягу на поверхні бульбашки σ . Умова механічної рівноваги сил для парової бульбашки сферичної форми визначається рівнянням Лапласа:

$$\Delta p = p_{п} - p_p = \frac{2\sigma}{R_{кр}},$$

де $p_{п}$ – тиск пари всередині бульбашки; p_p – тиск рідини; σ – коефіцієнт поверхневого натягу [н/м]; $R_{кр}$ – критичний радіус бульбашки.

$$R_{кр} = \frac{2\sigma}{\Delta p}.$$

Поверхневий натяг - це сила, під дією якої вільна поверхня рідини намагається скоротися. Ця сила діє по дотичній до поверхні.

Утворення бульбашки з критичним радіусом можливо лише в тому випадку, якщо навколишня рідина буде перегріта, тобто якщо її температура t_p буде перевищувати t_H (при тиску рідини).

2. Відривний діаметр бульбашки d_o .

Утворена парова бульбашка росте, внаслідок підведення теплоти, до відривного діаметра d_o , потім відривається від поверхні нагрівання і спливає, захоплюючи за собою деяку кількість рідини з пристінної області в основний об'єм. Простір, що звільнився на поверхні нагрівання, заповнюється рідиною й у центрі пароутворення знову зароджується парова бульбашка.

Значення відривного діаметра бульбашки залежить, зокрема, від того, змочується поверхня рідиною чи ні.



Змочувальна здатність рідини характеризується крайовим кутом θ , який утворюється між стінкою і вільною поверхнею рідини. Чим більше θ , тим гірше змочувальна здатність рідини. θ – залежить від природи рідини,

матеріалу, стану і чистоти поверхні.

Для визначення величини відривного діаметра бульбашки використовується формула:

$$d_o = 0,0208 \cdot \theta \cdot \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_{\Pi} - \rho_P)}},$$

де θ – кут змочування у градусах; ρ_{Π} , ρ_P – густини пари та рідини.

Ці лінійні параметри входять в складні критеріальні рівняння для розрахунків тепловіддачі при бульбашковому кипінні рідини.

У практичних розрахунках використовуються залежності для бульбашкового кипіння води в інтервалі тисків $(1...40)10^5$ Па:

$$\alpha = 3,14 \cdot q^{0.7} \cdot p^{0.15}$$

чи

$$\alpha = 33,4 \cdot \Delta t^{2.33} \cdot p^{0.5},$$

де q – густина теплового потоку [$\text{Вт}/\text{м}^2$], p – тиск насичення [бар].

При плівковому кипінні на поверхні нагрівання утворюється парова плівка, що відокремлює її від маси рідини. Теплота до рідини підводиться крізь плівку пари в основному шляхом теплопровідності. Теплопровідність пари менша, ніж рідини, тому інтенсивність теплообміну при плівковому кипінні у десятки разів нижче, ніж при бульбашковому.

Плівкове кипіння спостерігається при закалюванні металів в рідкому середовищі, при кипінні криогенних рідин.

Формули для розрахунку коефіцієнта тепловіддачі при плівковому кипінні мають вигляд:

- кипіння на вертикальній поверхні:

$$\alpha = 0,943 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot r \cdot \rho_{\Pi} (\rho_P - \rho_{\Pi}) \lambda_{\Pi}^3}{\mu_{\Pi} \cdot \Delta t \cdot H}};$$

- кипіння на горизонтальній трубі:

$$\alpha = 0,728 \cdot \sqrt[4]{\frac{g \cdot r \cdot \rho_{\Pi} (\rho_P - \rho_{\Pi}) \lambda_{\Pi}^3}{\mu_{\Pi} \cdot \Delta t \cdot d_{\text{ТР}}}};$$

де ρ_{Π} , λ_{Π} , μ_{Π} – густина, коефіцієнт теплопровідності і динамічний коефіцієнт в'язкості пари; ρ_P – густина води; r – прихована теплота пароутворення;

$\Delta t = t_{\text{СТ}} - t_{\text{Н}}$ – перепад температур у граничному шарі (перепад температур

між стінкою і рідиною); H - висота вертикальної стінки або вертикальної труби; $d_{\text{ТР}}$ - зовнішній діаметр труби

В якості визначальної температури у формулах прийнята температура насичення при даному тиску.

Конденсація

Конденсація – процес переходу пари (газу) у рідкий чи твердий стан. При конденсації пари відбувається виділення теплоти фазового переходу, тому процес конденсації зв'язаний з теплообміном. Конденсація може відбуватися як в об'ємі, так і на охолоджуваній поверхні теплообміну. В інженерній практиці частіше зустрічається другий варіант.

Необхідною умовою конденсації є наступна температурна умова:

$$t_{\text{Н}} > t_{\text{С}},$$

де $t_{\text{Н}}$ – температура насичення;

$t_{\text{С}}$ - температура стінки (теплообмінника).

У розрахунках звичайно вважають, що температура пари дорівнює температурі насичення $t_{\text{П}} = t_{\text{Н}} > t_{\text{С}}$

В результаті конденсації на поверхні може утворитися або рідка плівка конденсату, або окремі краплі.

Плівкова конденсація можлива, якщо рідина змочує поверхню, краплинна – якщо не змочує. Коефіцієнт тепловіддачі при плівковій конденсації водяної пари при $p = p_{\text{АТМ}}$ досягає значення $\alpha = 7 \cdot 10^3 \dots 12 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2\text{К}$.

При краплинній конденсації водяної пари тепловіддача може бути в багато разів більше, ніж при плівковій, тому що плівка конденсату має великий термічний опір. Коефіцієнт тепловіддачі $\alpha = 40 \cdot 10^3 \dots 100 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2\text{К}$.

Розглянемо теплообмін при плівковій конденсації нерухомої пари біля вертикальної стінки.

На рисунку показана схема плівкової конденсації пари на вертикальній поверхні. У верхній частині товщина плівки мала і режим її течії ламінарний.

Кількість стікаючого по поверхні конденсату поступово збільшується, внаслідок чого товщина плівки зростає.

На поверхні плівки виникають капілярні хвилі, які зменшують її середню товщину. Перехід від ламінарної течії до турбулентної визначається кри-

терієм Рейнольдса для плівки:

$$Re = \frac{4w\delta}{\nu},$$

де w – середня швидкість плівки в розглянутому перерізі;

δ – товщина плівки.

Як лінійний розмір прийнятий еквівалентний діаметр плівки:

$$d_{\text{ЕКВ}} = \frac{4 \cdot \delta \cdot b}{b} = 4\delta,$$

де b – ширина плівки.

Кількість конденсату, що протікає в 1-цю часу через поперечний переріз визначається за виразом при ширині плівки $b = 1$ м

$$G = w \cdot \delta \cdot \rho \cdot b.$$

Різниця маси конденсату у 2-х перерізах дорівнює:

$$dG = d(w \cdot \rho \cdot \delta).$$

Кількість переданої на цій ділянці теплоти:

$$Q = \alpha \cdot \Delta t \cdot dx, \quad \Delta t = t_H - t_C.$$

Кількість утвореного конденсату залежить від теплоти, яка передається парю поверхні, і визначається за виразом:

$$dG = \frac{dQ}{r},$$

де r – питома теплота пароутворення.

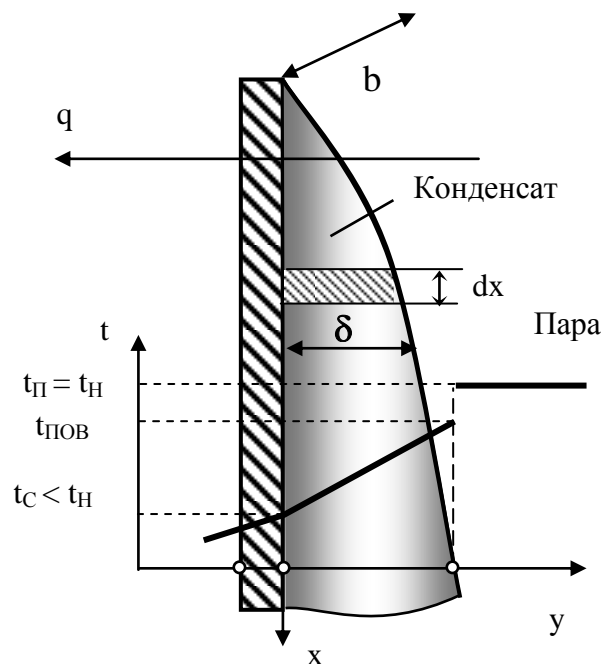
З приведених виразів одержимо:

$$d(w\delta) = \frac{\alpha \Delta t}{r\rho} dx.$$

Проведемо інтегрування від 0 до H , де H – повна висота вертикальної стінки – визначальний розмір:

$$w\delta = \frac{\alpha \Delta t H}{r\rho}.$$

Помножимо обидві частини рівняння на $4/\nu$ та отримаємо:



$$\frac{4w\delta}{v} = \frac{4\alpha\Delta tH}{\nu\rho};$$

$$Re = 4\frac{w\delta}{v} = 4\frac{\alpha\Delta tH}{\nu\rho} = f(\alpha).$$

Таким чином, число Рейнольдса, крім звичайної ролі гідродинамічного критерію, є ще і безрозмірною характеристикою інтенсивності теплообміну.

У цьому випадку Re стає визначуваним критерієм. Для його знаходження використовують інше число Z :

$$Z = \Delta t \cdot H \cdot A,$$

де A - комплекс, який залежить від теплофізичних властивостей рідини, які визначаються температурою насичення:

$$A = \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \frac{\lambda}{\nu\rho\nu}; \left[\frac{1}{\text{м}^0\text{С}}\right].$$

Інтенсивність теплообміну при конденсації визначається термічним опором плівки конденсату. На практиці частіше реалізується ламінарно-хвильовий рух, при якому на поверхні утворюються хвилі, що сприяють зменшенню товщини плівки конденсату, збільшенню середнього коефіцієнта тепловіддачі. Кількість конденсату і режим руху плівки залежить від інтенсивності тепловіддачі. Для такого руху рекомендується формула для розрахунку середнього коефіцієнта тепловіддачі.

Якщо $Z < 2300$ – режим ламінарний:

$$Re = 3,8 \cdot Z^{0,78}.$$

При $Z > 2300$ – режим турбулентний:

$$Re = \left[253 + 0,069 \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_{ст}}\right)^{0,25} \cdot Pr^{0,5} \cdot (Z - 2300) \right]^{4/3},$$

де $Re = \alpha \cdot \Delta t \cdot H \cdot \frac{4}{\nu\rho\nu} = \alpha \cdot \Delta t \cdot H \cdot B$ – число Рейнольдса;

$B = \frac{4}{\nu\rho\nu}$ – комплекс, який залежить від теплофізичних властивостей ,

які визначаються за t_H , [м/Вт];

$Z = \Delta t \cdot H \cdot \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{\nu\rho\nu}$ – приведена висота вертикальної поверхні;

$\Delta t = t_H - t_C$ – температурний напір.

Комплекси А і В для випадку конденсації водяної пари в залежності від t_H наведені у таблицях.

Послідовність розрахунку: $p \rightarrow t_H \rightarrow A, B \rightarrow Z \rightarrow Re \rightarrow \alpha \rightarrow q$.

При плівковій конденсації сухої насиченої пари на горизонтальних трубах середній по периметру коефіцієнт тепловіддачі можна розрахувати за наведеними формулами. В якості визначального розміру замість висоти H вертикальної стінки приймається половина довжини кола труби:

$$l_0 = \pi \cdot R,$$

де R – радіус труби;

$$Re = \alpha \cdot \Delta t \cdot \pi \cdot R \cdot \frac{4}{\rho v}; \quad Z = \Delta t \cdot \pi \cdot R \cdot \left(\frac{g}{v^2} \right)^{1/3} \cdot \frac{\lambda}{\rho v}.$$

В якості рідких теплоносіїв у теплообмінниках використовують різні речовини: повітря, воду, гази, олію, нафту, спирт і інші. В залежності від фізичних властивостей цих речовин процеси тепловіддачі протікають по-різному.

Задачі.

1. На зовнішній поверхні вертикальної труби діаметром $d = 20$ мм і висотою $H = 3,2$ м конденсується суха насичена водяна пара при тиску $p = 2 \cdot 10^5$ Па. Температура поверхні труби $t_c = 115^\circ\text{C}$. Визначити середній по висоті коефіцієнт тепловіддачі від пари до труби і кількість пари G , кг/год, яка сконденсується на поверхні труби.

Розв'язок.

Дано:

$$d = 20 \text{ мм}$$

$$H = 3,2 \text{ м}$$

$$t_c = 115^\circ\text{C}$$

$$p = 2 \cdot 10^5 \text{ Па}$$

$\alpha - ?$ $G - ?$

$$p = 2 \cdot 10^5 \text{ Па} \Rightarrow t_s = 120,23^\circ\text{C}. \quad t_c < t_s$$

$$l_0 = H$$

$$\text{за таблицею } A = 70,3 \frac{1}{\text{м}^\circ\text{C}}, \quad B = 8,9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{Вт}}.$$

$$z = \Delta t \cdot l_0 \cdot A = (120,23 - 115) \cdot 3,2 \cdot 70,3 = 1176 < 2300 -$$

режим течії плівки – ламінарний.

$$Re = 3,8 \cdot z^{0,78} = 3,8 \cdot (1176)^{0,78} = 943,4;$$

$$\alpha = \frac{Re}{\Delta t \cdot H \cdot B} = \frac{943,4}{5,23 \cdot 3,2 \cdot 7,67 \cdot 10^{-3}} = 6331 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}}.$$

Кількість сконденсованої пари визначаємо з рівняння теплового балансу:

$$G \cdot r = \pi \cdot d \cdot H \cdot \alpha \cdot \Delta t,$$

де $F = \pi \cdot d \cdot H$ - поверхня труби.

$$G = \frac{3,14 \cdot 0,02 \cdot 3,2 \cdot 6331 \cdot 5,23}{2202,8 \cdot 10^3} = 3,02 \cdot 10^{-3} \frac{\text{кг}}{\text{с}} = 10,8 \frac{\text{кг}}{\text{год}},$$

де $r = 2202,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$ - за таблицями по $p = 2 \cdot 10^5$ Па.

2. Розв'язати задачу, якщо труба розташована горизонтально і порівняти результати розрахунків.

Дано:

$$d = 0,02 \text{ м},$$

$$l = 3,2 \text{ м},$$

$$t_c = 115^\circ \text{C},$$

$$p = 2 \cdot 10^5 \text{ Па},$$

α - ? G - ?

$$t_s = 120,23^\circ \text{C}, \quad l_0 = \pi R$$

$$z = \Delta t \cdot l_0 \cdot A$$

$$\text{за таблицею } A = 70,3 \frac{1}{\text{м}^\circ \text{C}}, \quad B = 8,9 \cdot 10^{-3} \frac{\text{м}}{\text{Вт}},$$

$$r = 2202,8 \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

$$z = (120,23 - 115) \cdot \pi \cdot 0,01 \cdot 70,3 = 11,55 < 2300 - \text{режим}$$

течії плівки – ламінарний.

$$Re = 3,8 \cdot z^{0,78} = 3,8 \cdot (11,55)^{0,78} = 25,62,$$

$$\alpha = \frac{Re}{\Delta t \cdot \pi R \cdot B} = \frac{25,62}{5,23 \cdot 3,14 \cdot 0,01 \cdot 8,9 \cdot 10^{-3}} = 17530 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}},$$

де

$$l_0 = \pi R$$

$$G \cdot r = \pi \cdot d \cdot l \cdot \alpha \cdot \Delta t$$

$$G = \frac{3,14 \cdot 0,02 \cdot 3,2 \cdot 17530 \cdot 5,23}{2202,8 \cdot 10^3} = 0,00836 \frac{\text{кг}}{\text{с}} = 30,11 \frac{\text{кг}}{\text{с}} \frac{\text{кг}}{\text{с}} = 35,05 \frac{\text{кг}}{\text{с}}.$$

Висновок:

При горизонтальному розташуванні труби:

$$\alpha_r > \alpha_v, \quad G_r > G_v.$$

2.5. ТЕПЛОБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ

Відмінною рисою теплового випромінювання є те, що всі тіла постійно випускають (посилають) енергію випромінювання.

Випромінюванням називається передача енергії електромагнітними коливаннями, мимовільно (спонтанно), які виникають в тілі в результаті руху

заряджених мікрочастинок (електрони, протони, іони). Теплове випромінювання характеризується широким діапазоном довжин хвиль, але основна частина випромінювання відбувається в діапазоні (0,3 – 100 мкм). Джерелом теплового випромінювання є внутрішня енергія нагрітого тіла.

Більшість твердих і рідких тіл випромінюють енергію всіх довжин хвиль в інтервалі від 0 до ∞ , тобто мають суцільний спектр випромінювання. Гази мають селективний спектр випромінювання (випромінюють енергію тільки у визначеному інтервалі довжин хвиль). Непрозорі тіла випромінюють і поглинають енергію поверхнею, а гази – об'ємом. Теплове випромінювання суттєво залежить від температури і при високих температурах може виступати в якості основного способу передачі теплоти.

Зразкова класифікація електромагнітного випромінювання як функція довжини хвилі

№	Вид випромінювання	Діапазон
1	Космічне випромінювання	$0,05 \cdot 10^{-6}$ мкм
2	γ - випромінювання	$(0,5-1,0) \cdot 10^{-6}$ мкм
3	Рентгенівське випромінювання	$10^{-6}-20 \cdot 10^{-3}$ мкм
4	Ультрафіолетове випромінювання	$20 \cdot 10^{-3}-0,38$ мкм
5	Видиме випромінювання	0,38-0,76 мкм
6	Інфрачервоні промені (теплове випромінювання)	0,8 мкм-0,8 мм
7	Радіохвилі	Від 1 до ∞

Основні закони і визначення

Сумарне випромінювання, що проходить через довільну поверхню F в одиницю часу, називається *поток*ом випромінювання Q.

Потік випромінювання, що проходить через одиницю поверхні, називається *поверхневою густиною потоку* випромінювання:

$$E = \frac{dQ}{dF}, \quad [\text{Вт/м}^2].$$

Густина випромінювання віднесена до одиниці довжини хвилі, називається *інтенсивністю* випромінювання і є характеристикою монохроматичного випромінювання:

$$I = \frac{dE}{d\lambda}, \quad [\text{Вт/м}^3].$$

Інтенсивність випромінювання залежить від властивостей тіла, яке випромінює. Більшість твердих тіл є непрозорими у видимій і інфрачервоній області спектра.

Реальні тіла поглинають не всю падаючу на них енергію. Частково вона поглинається ними, частково відбивається і частково проходить крізь них.

Якщо густину падаючого потоку позначити $E_{\text{ПАД}}$, то відношення поглиненої енергії до падаючої, називається *коефіцієнтом поглинання* A .

Відношення відбитої енергії $E_{\text{ВІДБ}}$ до падаючої називається *коефіцієнтом відбиття* R .

Частина променистої енергії, може пройти крізь тіло. Пропускна здатність тіла позначається D і називається *коефіцієнтом пропускання*:

$$A = \frac{E_{\text{ПОГ}}}{E_{\text{ПАД}}}; R = \frac{E_{\text{ВІДБ}}}{E_{\text{ПАД}}}; D = \frac{E_{\text{ПРОП}}}{E_{\text{ПАД}}},$$

де $E_{\text{ПОГ}}$, $E_{\text{ВІДБ}}$, $E_{\text{ПРОП}}$ – відповідно поглинений, відбитий і проникаючий потоки.

Густина падаючого потоку:

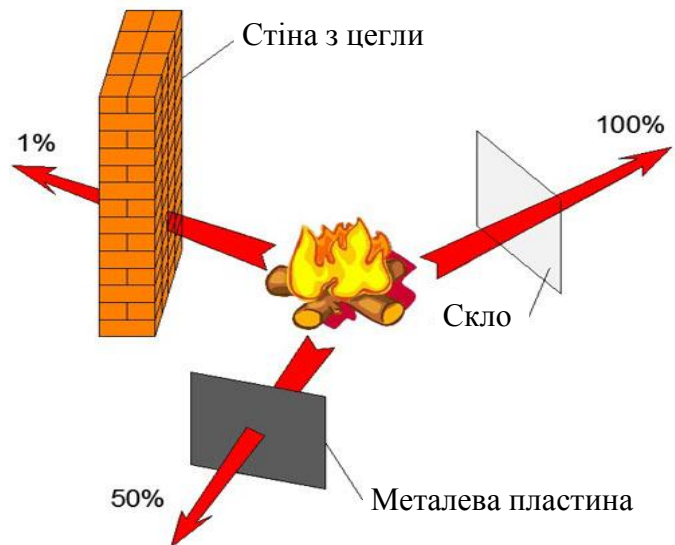
$$E_{\text{ПАД}} = E_{\text{ВІДБ}} + E_{\text{ПОГ}} + E_{\text{ПРОП}},$$

$$\text{чи: } A + R + D = 1.$$

Для непрозорих тіл:

$$A + R = 1, \text{ тому що } D = 0.$$

Якщо тіло поглинає всі падаючі на нього промені, то воно називається *абсолютно чорним (АЧТ)* ($A=1$).



При дифузійному відбитті, коли відбивається промениста енергія розсіювання в усіх напрямках, тіло називається *абсолютно білим* ($R=1$).

Якщо тіло пропускає всі падаючі на нього промені, то тіло називається *прозорим або діатермічним* ($D=1$) - тонкі шари сухого повітря, шари одноатомних газів).

Тіла, у яких $0 < D < 1$, називаються напівпрозорими (скло, кварц).

У природі абсолютно чорних і білих тіл не існує.

Види теплового випромінювання

Випромінювання, що визначається природою даного тіла і його температурою, називається **власним випромінюванням** E_0 . Це кількість енергії, яка випромінюється одиницею поверхні в одиницю часу для всіх довжин хвиль від $\lambda=0$ до $\lambda=\infty$.

Однак звичайно з боку інших тіл на розглянуте тіло падає променева енергія в кількості $E_{\text{ПАД}}$.

Частина падаючого випромінювання в кількості $A \cdot E_{\text{ПАД}}$, поглинається тілом. Інше в кількості $(1-A) \cdot E_{\text{ПАД}}$ відбивається:

$$E_{\text{ПОГ}} = A \cdot E_{\text{ПАД}},$$

тоді:

$$E_{\text{ВІДБ}} = (1-A) \cdot E_{\text{ПАД}}.$$

Сума енергії власного і відбитого випромінювання складає **ефективне випромінювання тіла**.

Ефективне випромінювання – фактичне випромінювання тіла:

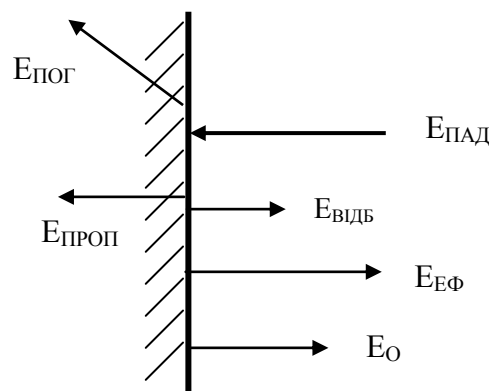
$$E_{\text{ЕФ}} = E_0 + E_{\text{ВІДБ}} = E_0 + R \cdot E_{\text{ПАД}}.$$

Променевий теплообмін між тілами визначається потоком результуючого випромінювання, яке являє собою різницю між променевими потоками, яке отримує тіло, і яке воно посилає в оточуюче середовище:

$$E_{\text{РЕЗ}} = E_0 - E_{\text{ПОГЛ}}.$$

Для АЧТ $E_{\text{ЕФ}} = E_0$.

Ефективне випромінювання залежить не тільки від фізичних властивостей і температури даного тіла, але і від фізичних властивостей, температури і спектра випромінювання навколишніх тіл, форми, розмірів і відносного розташування тіл у просторі. Внаслідок цього фізичні властивості ефективного і власного випромінювання неоднакові, і спектри їхнього випромінювання різні.



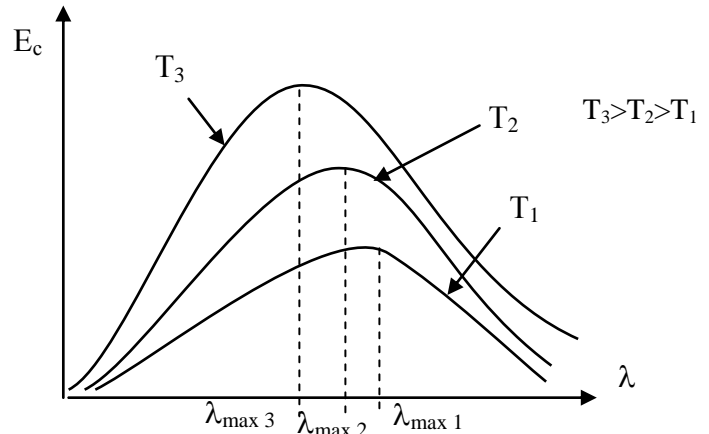
Основні закони випромінювання

Закон Віна

Добуток довжини хвилі λ_{\max} , яка відповідає максимальному власному випромінюванню тіла, на його абсолютну температуру T є постійною величиною:

$$\lambda_{\max} T = 2,898 \cdot 10^{-3} \text{ К м.}$$

Зі збільшенням температури тіла, яке випромінює, максимум випромінювання переміщується в область більш коротких довжин хвиль.



Закон Стефана-Больцмана

Власне випромінювання абсолютно чорного тіла пропорційно четвертому ступеню абсолютної температури, тобто:

$$E_o = \sigma T^4,$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$ – постійна Стефана-Больцмана.

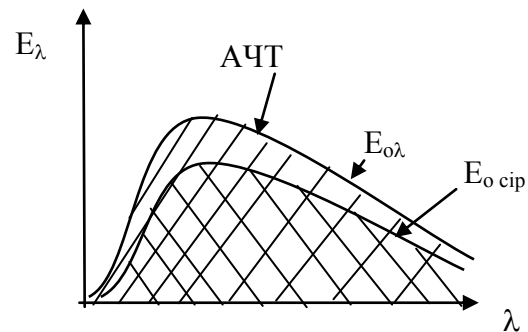
Для технічних розрахунків застосовується залежність:

$$E_o = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де $C_0 = \sigma \cdot 10^8$ – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Цей закон справедливий для АЧТ, але його можна застосовувати і до сірих тіл, тобто до тіл, які випромінюють також на всіх довжинах хвиль, але слабше.

Ступенем чорноти тіла називається відношення випромінювання да-



ного тіла до випромінювання абсолютно чорного тіла при тій самій температурі:

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0}.$$

ε залежить від фізичних властивостей тіла. Ступінь чорноти сірих тіл завжди $\varepsilon < 1$.

Більшість реальних твердих тіл з визначеним ступенем точності можна вважати сірими тілами, а їх випромінювання – сірим випромінюванням. Значення ε - важливих матеріалів наведені в таблицях.

Енергія випромінювання сірого тіла дорівнює:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де C - коефіцієнт випромінювання, його значення визначається природою тіла, його станом ($0 < C < C_0$).

Закон Кірхгофа

1. При термодинамічній рівновазі відношення випромінювальної здатності до поглинальної для всіх тіл однаково і дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E_0}{A_0} = E_0 = f(T).$$

Враховуючи, що енергію випромінювання кожного тіла E можна представити через ступінь чорноти отримаємо:

$$\frac{E_0 \varepsilon_1}{A_1} = \frac{E_0 \varepsilon_2}{A_2} = \dots = E_0 \Rightarrow \frac{\varepsilon_1}{A_1} = \frac{\varepsilon_2}{A_2} = \dots = 1; \Rightarrow \varepsilon_1 = A_1; \varepsilon_2 = A_2,$$

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} \Rightarrow E = E_0 \varepsilon.$$

2. При термодинамічній рівновазі поглинальна здатність і ступінь чорноти тіла чисельно рівні між собою.

Висновки:

1. Випромінювальна здатність реальних тіл завжди менше випромінювальної здатності АЧТ при тій же температурі; при будь-якій температурі випромінювання АЧТ завжди максимальне.

2. Випромінювальна здатність тіл тим більше, чим більше їх поглинальна здатність. Випромінювальна здатність АБТ дорівнює нулю.

Закон Планка

Закон зміни спектрального випромінювання або розподіл енергії випромінювання від довжини хвилі для АЧТ описується законом Планка:

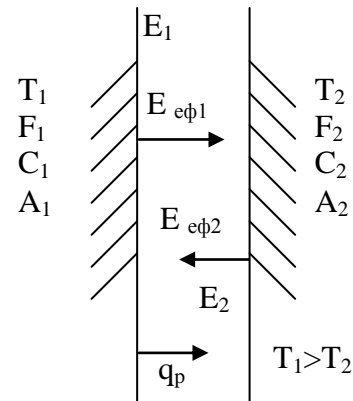
$$I_{\lambda} = \frac{C_1}{\lambda^5 \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)},$$

де $C_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м²; $C_2 = 1,67 \cdot 10^{-2}$ м К – постійні.

T – температура тіла, яке випромінює.

Теплообмін випромінюванням між твердими тілами розділеними прозорим середовищем

Розглянемо випадок теплообміну випромінюванням між двома паралельними пластинами (сірими тілами) розділеними прозорим середовищем. Площі поверхні пластин досить великі в порівнянні з відстанню між ними. Температури пластин T_1 і T_2 , причому $T_1 > T_2$, коефіцієнти поглинання A_1 і A_2 , власна випромінювальна здатність E_1 і E_2 .



Перша пластина випромінює на другу променеву енергію. Друга пластина частину цієї енергії поглинає, а частину відбиває назад на першу, де знову перша пластина частину поглинає і частину випромінює назад на другу і т.д.

Сумарний променевий потік першої пластини, що складається з власного випромінювання E_1 і відбитого випромінювання другої пластини $(1-A_1) E_{2\text{эф}}$ знаходимо з рівняння:

$$E_{1\text{эф}} = E_1 + (1-A_1)E_{2\text{эф}}.$$

Аналогічно сумарне випромінювання другої пластини:

$$E_{2\text{эф}} = E_2 + (1-A_2)E_{1\text{эф}}.$$

Променевий тепловий потік, який отримує друга пластина:

$$q = E_{1\text{ef}} - E_{2\text{ef}}.$$

У результаті розв'язку 3-х останніх рівнянь одержуємо:

$$q = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}.$$

Для сірих тіл $A_1 = \varepsilon_1$; $A_2 = \varepsilon_2$ має місце не лише при термодинамічній рівновазі (закон Кірхгофа), а і в умовах променевого теплообміну при $T_1 \neq T_2$.

Тому, якщо врахувати, що:

$$E_1 = \varepsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4, \quad \text{а} \quad E_2 = \varepsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4,$$

тоді

$$q = \frac{\varepsilon_1 C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \varepsilon_2 - \varepsilon_2 C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \varepsilon_1}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2 - \varepsilon_1 \varepsilon_2} = \frac{C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4}{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2} - \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2}} =$$

$$= \frac{C_0 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - C_0 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4}{\frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{1}{\varepsilon_1} - 1},$$

або
$$q = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

де $\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$ – приведений ступінь чорноти системи тіл.

Таким чином, для зниження променевих теплових потоків необхідно знижувати ступінь чорноти поверхні (полірувати і наносити дзеркальне покриття).

Теплообмін між тілами з екраном

У різних галузях техніки досить часто зустрічаються випадки, коли потрібно знизити передачу теплоти випромінюванням. Наприклад, потрібно відгородити робітників від дії теплових променів у цехах, де є поверхні з високими температурами. В інших випадках необхідно відгородити дерев'яні

частини будинків від променевої енергії з метою запобігання займання і т.п. Для зменшення передачі теплоти випромінюванням встановлюють екрани. Звичайно екран являє собою тонкий металевий лист з великою відбивною здатністю і теплопровідністю. Температури обох поверхонь екрана можна вважати однаковими.

Розглянемо дію екрана між двома плоскими безмежними паралельними поверхнями, причому передачею теплоти конвекцією будемо зневажати. Температури поверхонь стінок T_1 і T_2 підтримуються постійними ($T_1 > T_2$). Приймаємо, що коефіцієнти випромінювання стінок і екрана рівні між собою. Тоді приведений коефіцієнт випромінювання між поверхнею без екрана, між 1-ою поверхнею і екраном, екраном і 2-ою поверхнею рівні між собою, тобто:

$$A_{1\text{Ек}} = A_{\text{Ек}2} = A_{12}, \quad \text{та} \quad \varepsilon_{1\text{Ек}} = \varepsilon_{\text{Ек}2} = \varepsilon_{12}.$$

Тепловий потік, переданий від першої поверхні до другої (без екрана) дорівнює:

$$q_0 = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (1)$$

Тепловий потік, переданий від 1-ої поверхні до екрана, знаходиться за рівнянням:

$$q_1 = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{Ек}}}{100} \right)^4 \right], \quad (2)$$

від екрана до другої поверхні за рівнянням:

$$q_2 = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{Ек}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (3)$$

При сталому тепловому режимі $q_1 = q_2$, тому:

$$\varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{Ек}}}{100} \right)^4 \right] = \varepsilon_{\text{пр}} C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{Ек}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right],$$

Звідки
$$\left(\frac{T_{\text{Ек}}}{100} \right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Підставляючи значення $T_{\text{Ек}}$ в рівняння (2), отримаємо:

$$q_{(1-2)_{\text{Ек}}} = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varepsilon_{\text{пр}} C_0,$$

$$q_{(1-2)_{\text{Ек}}} = \frac{1}{2} q_0, \quad (\text{при } A_1 = A_2).$$

При наявності екрана того ж ступеня чорноти, що й у поверхні, одержимо зниження теплового потоку в 2 рази. При наявності n екранів:

$$q_{(1-2)_{\text{Ек}}} = \frac{1}{n+1} q_0.$$

Густина потоку результуючого випромінювання зменшується в $(n+1)$ разів.

Значний ефект зменшення теплообміну випромінюванням виходить при застосуванні екрана з полірованого металу.

Особливості випромінювання газів

Гази мають здатність випромінювати і поглинати енергію. Для різних газів ця здатність різна. На відміну від твердих тіл газів випромінюють енергію лише у визначених інтервалах довжин хвиль $\Delta\lambda$, які називаються смугою спектру. Для променів інших довжин хвиль поза цими смугами газів прозорі, і їх енергія випромінювання дорівнює нулю. Значною здатністю випромінювати і поглинати променевою енергію володіють багатоатомні газів: діоксид вуглецю CO_2 ; водяна пара H_2O ; сірчистий ангідрид SO_2 ; аміак NH_3 . CO_2 і H_2O , які входять до складу продуктів згоряння різних палив.

Дослідні дані показують, що випромінювання газів не відповідає залежності в четвертому ступені термодинамічної температури. Проте для практичних розрахунків користуються цим законом, вводючи відповідну поправку в значення ступеня чорноти газу:

$$E_{\Gamma} = \varepsilon_{\Gamma} c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4,$$

де E_{Γ} – густина потоку, яка визначає випромінювання, що проходить через одиничну поверхню з оточуючої її газової півсфери. В цьому випадку довжина шляху променя l в усіх напрямках однакова і дорівнює радіусу сфери.

ε_{Γ} – ступінь чорноти газового шару, який залежить від температури,

тиску і товщини шару газу. Приблизне значення середньої довжини шляху променя визначається за співвідношенням:

$$l = 0,9 \frac{4V}{F},$$

де V – об'єм газу; F - поверхня оболонки, що оточує газ.

Значення ϵ_{Γ} для H_2O і CO_2 наведені в літературі у вигляді номограм зручних для практичних розрахунків (рис.2.1).

Для суміші:

$$\epsilon_{\Gamma} = \epsilon_{CO_2} + \beta \cdot \epsilon_{H_2O},$$

де $\beta = f(p_{H_2O})$.

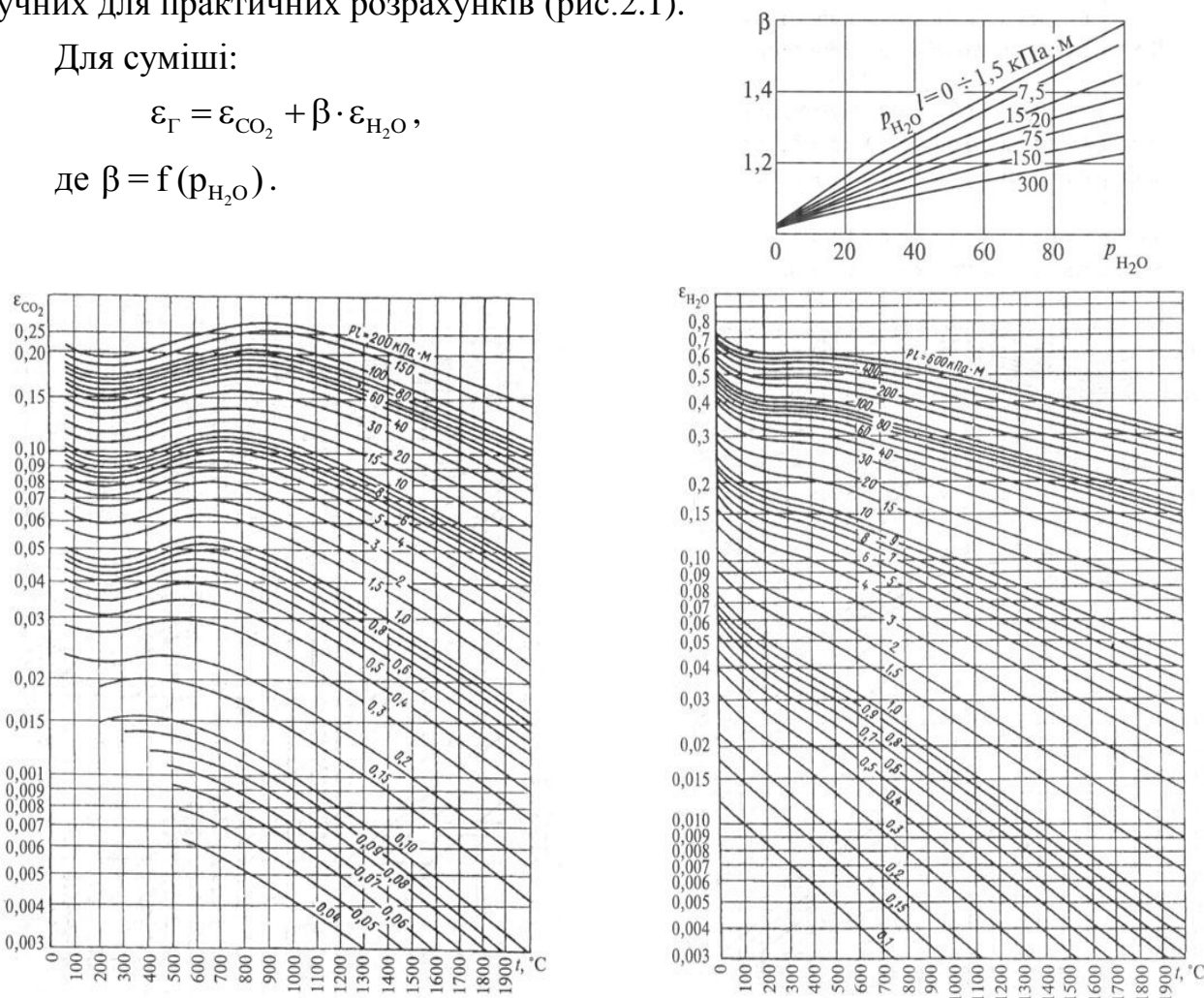


Рис.2.1 Коефіцієнти теплового випромінювання в залежності від температури для H_2O та CO_2 .

Задачі

1. Поверхня сталевого виробу має температуру $t_c = 727^{\circ}C$ і ступінь чорноти $\epsilon_c = 0,7$. Випромінювальну поверхню можна вважати сірою. Визначити густину власного випромінювання поверхні виробу і довжину хвилі, якій буде відповідати максимальне значення спектральної інтенсивності випроміню-

вання.

Розв'язок

1) За законом Віна:

$$\lambda_{\max} T = 2.898 \cdot 10^{-3} \text{ К м},$$

$$\lambda_{\max} = \frac{2,898 \cdot 10^{-3}}{727 + 273} = 2,9 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 2,9 \text{ мкм}.$$

2) Густина власного випромінювання дорівнює:

$$E_c = \sigma \varepsilon T^4 = 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 0,7 \cdot 1000^4 = 3,969 \cdot 10^4 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

2. Температура обмурівки котла $t_1=127^\circ\text{C}$, температура сталеві обшивки $t_2=50^\circ\text{C}$. Ступінь чорноти обмурівки $\varepsilon_1=0,8$, а ступінь чорноти сталі $\varepsilon_c=0,6$. Обчислити втрати в оточуюче середовище з одиниці поверхні за рахунок променевого теплообміну між поверхнями. Відстань між обшивкою і обмурівкою $l=30$ мм значно менше розмірів стін.

Розв'язок

Визначимо приведену ступінь чорноти системи тіл:

$$\varepsilon_{\text{пр}} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} = \frac{1}{\frac{1}{0,8} + \frac{1}{0,6} - 1} = 0,52 \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}; \quad \varepsilon_{\text{пр}} < \varepsilon_2.$$

Втрати в оточуюче середовище з одиниці поверхні за рахунок променевого теплообміну між поверхнями дорівнюють:

$$q = \varepsilon_{\text{пр}} \sigma (T_1^4 - T_2^4),$$
$$q = 0,52 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} [(400)^4 - (323)^4] = 434 \text{ Вт/м}^2.$$

Контрольні питання до розділу 2

1. Які способи передачі теплоти ви знаєте?
2. Що таке стаціонарне і нестаціонарне температурне поле?
3. Що таке ізотермічна поверхня і градієнт температури?
4. Записати диференціальне рівняння теплопровідності і граничні умови.

5. Записати формулу для визначення густини теплового потоку крізь плоску багат шарову стінку при ГУ I-го роду.
6. Чому дорівнює лінійна густина теплового потоку для циліндричної стінки при ГУ I-го роду?
7. Що називається конвективним теплообміном?
8. Які види конвекції ви знаєте?
9. Закон Ньютона – Ріхмана.
10. Що характеризує коефіцієнт тепловіддачі і від чого він залежить?
11. Які фізичні явища вважаються подібними?
12. Яка різниця між визначальними і визначуваними критеріями?
13. Що таке визначальна температура і визначальний розмір?
14. Чому дорівнює критерій Прандтля та його фізичний зміст?
15. Чому дорівнює критерій Грасгофа та його фізичний зміст?
16. Чому дорівнює критерій Рейнольдса та його фізичний зміст?
17. Чому дорівнює критерій Нуссельта та його фізичний зміст?
18. Що враховує $\lambda_{\text{ЕФ}}$ при вільній конвекції в обмеженому просторі?
19. Що необхідно робити для інтенсифікації процесів теплопередачі?
20. Що називається коефіцієнтом оребрення?
21. Яка умова повинна виконуватись для ефективної роботи ізоляції ?
22. Які види кипіння Ви знаєте?
23. Які рівняння використовуються в практичних розрахунках для визначення коефіцієнта тепловіддачі при бульбашковому кипінні?
24. За яких умов виникає процес конденсації і які види ви знаєте?
25. Поясніть механізм переносу теплоти випромінюванням.
26. Запишіть рівняння закону Стефана-Больцмана для абсолютно чорних і сірих тіл.
27. Запишіть вираз закону Кірхгофа.
28. В чому сутність методики розрахунку теплообміну при наявності екранів?
29. Перерахуйте особливості випромінювання газів.

Розділ 3. ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

3.1. КЛАСИФІКАЦІЯ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

Теплообмінні апарати – це пристрої, у яких теплота переходить від одного середовища до іншого.

Класифікація:

За принципом дії

1) **Поверхневі** теплообмінники (процес теплопередачі пов'язаний з поверхнею твердого тіла):

- *Рекуперативні* – пристрої, у яких теплоносії з різною температурою рухаються одночасно в просторі, розділеному твердою поверхнею (парогенератори, підігрівачі);
- *Регенеративні* – пристрої, в яких омивання однієї і тієї ж поверхні нагрівання гарячим і холодним теплоносієм відбувається по черзі (повітронагрівачі мартенівських печей).

Рекуператори, як правило, використовують для стаціонарного теплообміну, а регенератори – для нестаціонарного теплообміну.

2) **Змішувальні** – пристрої, у яких тепловіддача відбувається при безпосередньому контакті і змішуванні гарячого і холодного теплоносіїв (градирні ТЕС).

3) Теплообмінники з внутрішніми джерелами енергії (пристрої з одним теплоносієм, що відводить теплоту виділену в самому апараті (ядерний реактор).

Незалежно від принципу дії теплообмінники в різних областях техніки мають свої спеціальні назви, що визначаються технологічним призначенням і конструктивними особливостями.

3.2. ОСНОВНІ РІВНЯННЯ ТЕПЛОВОГО РОЗРАХУНКУ РЕКУПЕРАТИВНОГО ТЕПЛООБМІННОГО АПАРАТУ

Теплові розрахунки теплообмінних апаратів можуть бути проектними і перевірочними.

Проектні (конструктивні) теплові розрахунки виконуються при проектуванні нових апаратів, метою розрахунку є визначення поверхні теплообміну.

Перевірочні теплові розрахунки виконуються у випадку, якщо відома поверхня нагрівання теплообмінного апарата і потрібно визначити кількість переданої теплоти і кінцеві температури робочих рідин.

Тепловий розрахунок теплообмінних апаратів зводиться до спільного розв'язку рівнянь теплового балансу і теплопередачі. Ці два рівняння лежать в основі будь-якого теплового розрахунку.

Рівняння теплопередачі:

$$Q = k F (t_{p1} - t_{p2}).$$

Рівняння теплового балансу, за умови відсутності теплових втрат має вигляд:

$$Q = G_1 (h'_1 - h''_2) = G_2 (h''_2 - h'_2),$$

де G – масова витрата теплоносія, кг/с;

h – питома ентальпія, кДж/кг.

Індекси 1, 2 відносяться відповідно до гарячої і холодної рідин; індекси ' , '' - до параметрів рідини на вході в апарат і на виході з нього.

При відсутності кипіння чи конденсації рівняння можна записати у вигляді:

$$Q = G_1 c_{p1} (t'_{p1} - t''_{p1}) = G_2 c_{p2} (t''_{p2} - t'_{p2}),$$

де c_{p1} і c_{p2} – середні теплоємності теплоносіїв.

У теплових розрахунках часто користуються поняттям повної теплоємності масової витрати:

$$C = G c_p, \text{ Вт/К.}$$

У літературі величину C називають також водяним еквівалентом.

Тоді з двох останніх рівнянь випливає:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{t_{p2} - t'_{p2}}{t'_{p1} - t_{p1}} = \frac{\delta t_{p2}}{\delta t_{p1}},$$

де δt_{p1} і δt_{p2} – зміна температур гарячого і холодного теплоносіїв.

У загальному випадку температури рідин всередині теплообмінника не залишаються постійними. Тому рівняння теплопередачі дійсно лише для елемента поверхні теплообміну dF , а для всієї поверхні F воно записується так:

$$Q = \int_F k_i \cdot \Delta t_i \cdot dF = k \cdot F \cdot \Delta t_{cp},$$

де k і Δt_{cp} – середні значення коефіцієнта теплопередачі і температурного напору в теплообміннику.

Дане рівняння за відомим значенням k і Δt_{cp} дозволяє визначити площу теплообмінної поверхні.

З цього рівняння випливає, що при знаходженні поверхні теплообміну задача зводиться до визначення коефіцієнта теплопередачі k і середнього по всій поверхні температурного напору Δt_{cp} .

Для плоскої стінки, наприклад, коефіцієнт теплопередачі знаходиться з рівняння:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}.$$

Коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 можуть враховувати не тільки конвективну тепловіддачу, але і тепловіддачу випромінюванням. У цьому випадку:

$$\alpha_1 = \alpha_{1K} + \alpha_{1B}.$$

Розділяюча стінка може бути як багатошаровою, так і однорідною.

При розгляді теплообмінних апаратів з температурою теплоносіїв, яка безупинно змінюється, варто розрізняти апарати:

1) прямиотечійні; 2) протитечійні; 3) перехреснотечійні; 4) зі складним напрямком руху теплоносіїв (змішаного струму).

Якщо гарячий і холодний теплоносії рухаються паралельно в одному напрямку, то така схема руху називається прямиотечійною (рис.3.1 а).

Якщо теплоносії рухаються паралельно, але в протилежних напрямках, то така схема руху називається протитечійною (рис. 3.1 б).

Якщо рідини рухаються у взаємно перпендикулярних напрямках, то схема руху називається перехреснотечійною (рис. 3.1 в).

При виведенні рівняння теплопередачі приймалося, що температури гарячого і холодного середовища не змінюються. Насправді температури ро-

бочих рідин змінюються, причому на зміну температур впливає схема руху теплоносіїв і величини водяних еквівалентів.

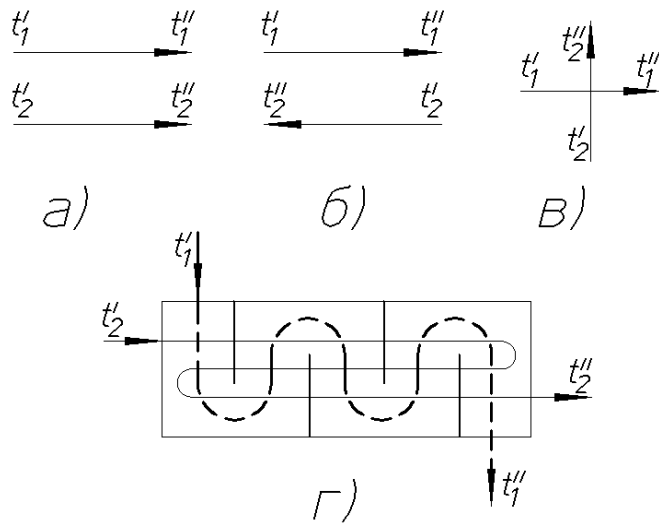
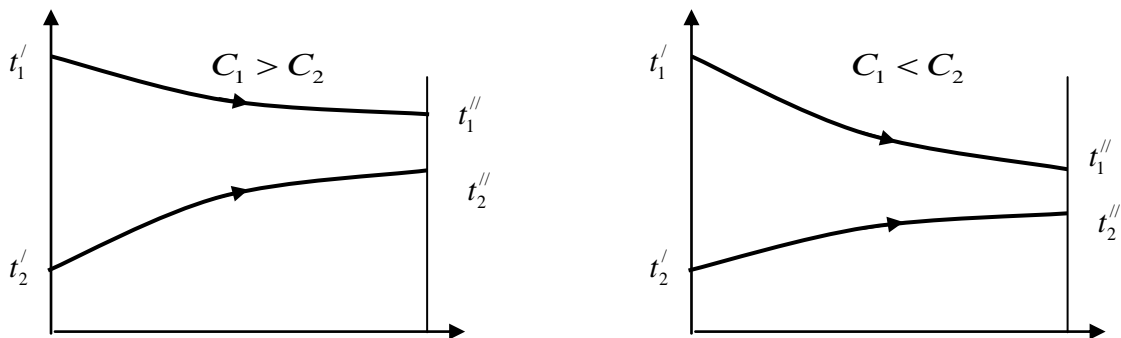


Рис. 3.1 Схеми руху теплоносіїв:

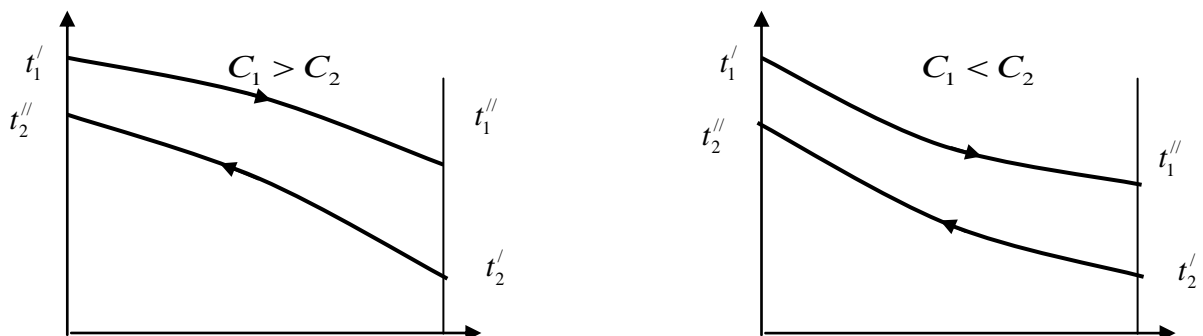
- а – прототечійна;
- б – протитечійна;
- в – перехреснотечійна;
- г – змішана.

Якщо по осі абсцис відкласти значення поверхні апарата, а по осі ординат – значення температур в різних точках поверхні, то температурні графіки для прототечійних апаратів мають вигляд:



У випадку прототечійного руху кінцева температура холодного теплоносія завжди нижче кінцевої температури гарячого теплоносія.

У випадку протитечійного руху кінцева температура холодної рідини може бути значно вище кінцевої температури гарячої рідини.



Тобто в протічійних апаратах можна нагріти холодне середовище, при однакових початкових умовах, до більш високої температури, ніж у прямотечійних апаратах.

Як видно з рисунку, поряд зі зміною температур змінюється і різниця температур між робочими рідинами, або температурний напір. Більша зміна температур буде у теплоносія з меншим водяним еквівалентом.

Для випадку прямотечії температурний напір визначається за залежністю:

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{\Delta t' - \Delta t''}{\ln \frac{\Delta t'}{\Delta t''}},$$

де $\Delta t' = t'_1 - t'_2$; $\Delta t'' = t''_1 - t''_2$.

Отримане значення температурного напору називається *середнім логарифмічним*.

Формулу часто записують у наступному вигляді:

$$\Delta \bar{t} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{м}}}},$$

де Δt_{δ} - більша різниця температур; $\Delta t_{\text{м}}$ - менша різниця температур.

Формула може бути використана і для протічії.

Тоді:

$$\Delta t' = t'_1 - t'_2; \quad \Delta t'' = t''_1 - t''_2.$$

При $\Delta t_{\delta} / \Delta t_{\text{м}} < 1,7$ середній логарифмічний напір може бути замінений середньою арифметичною різницею температур $\Delta t = 0,5 (\Delta t_{\delta} + \Delta t_{\text{м}})$.

Для схем перехресної течії й інших більш складних схем руху теплоносіїв середній температурний напір визначається за виразом:

$$\Delta t_{\text{cp}} = \varepsilon \cdot \Delta t_{\text{прот}},$$

де ε - поправка, яку знаходять за допоміжними номограмами.

Порівняння середніх температурних напорів показує, що при однакових температурах теплоносіїв на вході в апарат і виході з нього найбільший температурний напір буде в протічійному теплообміннику, найменший - в прямотечійному, завдяки чому поверхня першого виявляється менше, ніж другого.

При перевірочному розрахунку теплообмінників поверхня теплообміну задана. Відомі початкові температури рідин і їх теплоємності.

Визначають кінцеві температури і переданий тепловий потік. У наближених розрахунках приймають, що температури робочих рідин змінюються за лінійним законом.

Гідромеханічний розрахунок теплообмінних апаратів

Чим вище швидкість теплоносіїв, тим вище коефіцієнт теплопередачі і тим більш компактний для заданої теплової продуктивності теплообмінник, а отже, менші капітальні витрати. Але при цьому зростає опір потоку і експлуатаційні витрати. Тобто необхідно шукати оптимальне співвідношення між конструкційними й експлуатаційними витратами. Основною задачею гідромеханічного розрахунку теплообмінника є визначення втрат тиску теплоносія при проходженні його через апарат.

Контрольні питання до розділу 3

1. Запишіть рівняння теплового балансу і теплопередачі для рекуперативного теплообмінника.
2. Які типи теплообмінних апаратів ви знаєте?
3. Наведіть схеми руху теплоносіїв.
4. Сформулюйте задачі проектного і перевірного розрахунків теплообмінних апаратів.

Література

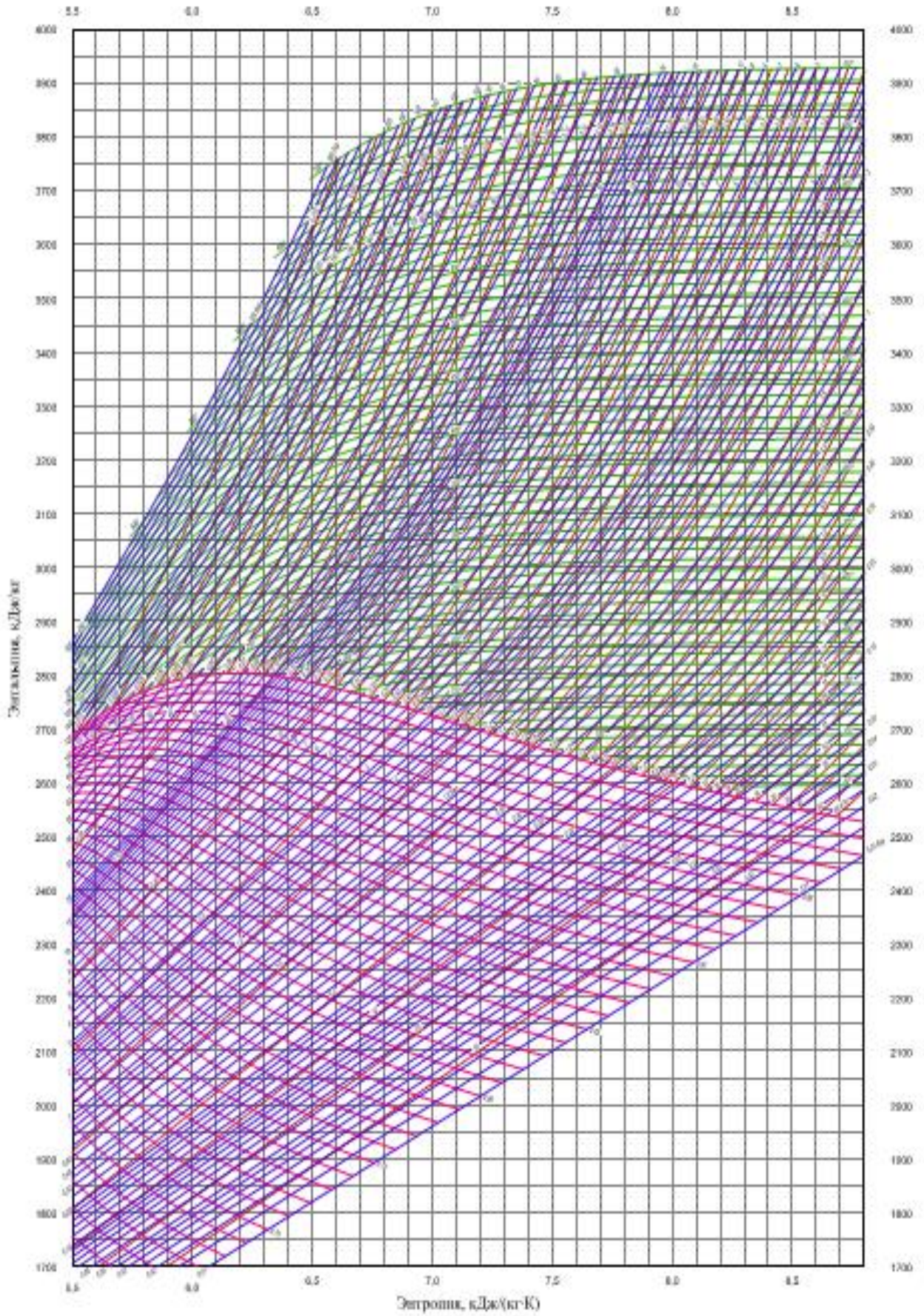
1. Теоретические основы теплотехники: учеб. пособие / Сост.: Дешко В.И., Дубровская В.В., Шкляр В.И., Ленский А.В., Студенец В.П. – К.: НТУУ «КПИ», 2010. – 119 с.
2. Константинов С.М., Панов Є.М. Теоретичні основи теплотехніки: підручник. – К.: «Золоті ворота», 2012. – 592 с.
3. Алабовський А.Н., Недужий И.А. Техническая термодинамика и теплопередача – К.: Вища школа., 1990. – 255 с.
4. Теплотехника под ред. Баскакова А.П. – М.: "Энергоатомиздат", 1997. – 224 с.
5. Алабовський А.Н., Константинов С.М., Недужий И.А. Теплотехника – К.: Вища школа., 1986. – 254 с.
6. Техническая термодинамика и теплотехника: учеб. пособие для вузов / [Л.Т. Бахшиева, Б.П. Кондауров, А.А. Захарова, В.С. Салтыкова]; под ред. А.А. Захаровой – М.: Издательский центр «Академия», 2008. – 272 с.
7. Б.Х. Драганов, А.А. Долінський, А.В. Міщенко, Є.М. Письменний. Теплотехніка: підручник – К.: «ІНКІОС», 2005. – 504 с.
8. Исаченко В.П. , Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. – М.: "Энергоиздат", 1981. – 417 с.
9. В.В.Нащокин. Техническая термодинамика и теплопередача – М.: Вища школа., 1969. – 559 с.
10. Рывкин С.Л., Александров А.А. Термодинамические свойства воды и водяного пара: Справочник. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 80 с.

ДОДАТКИ

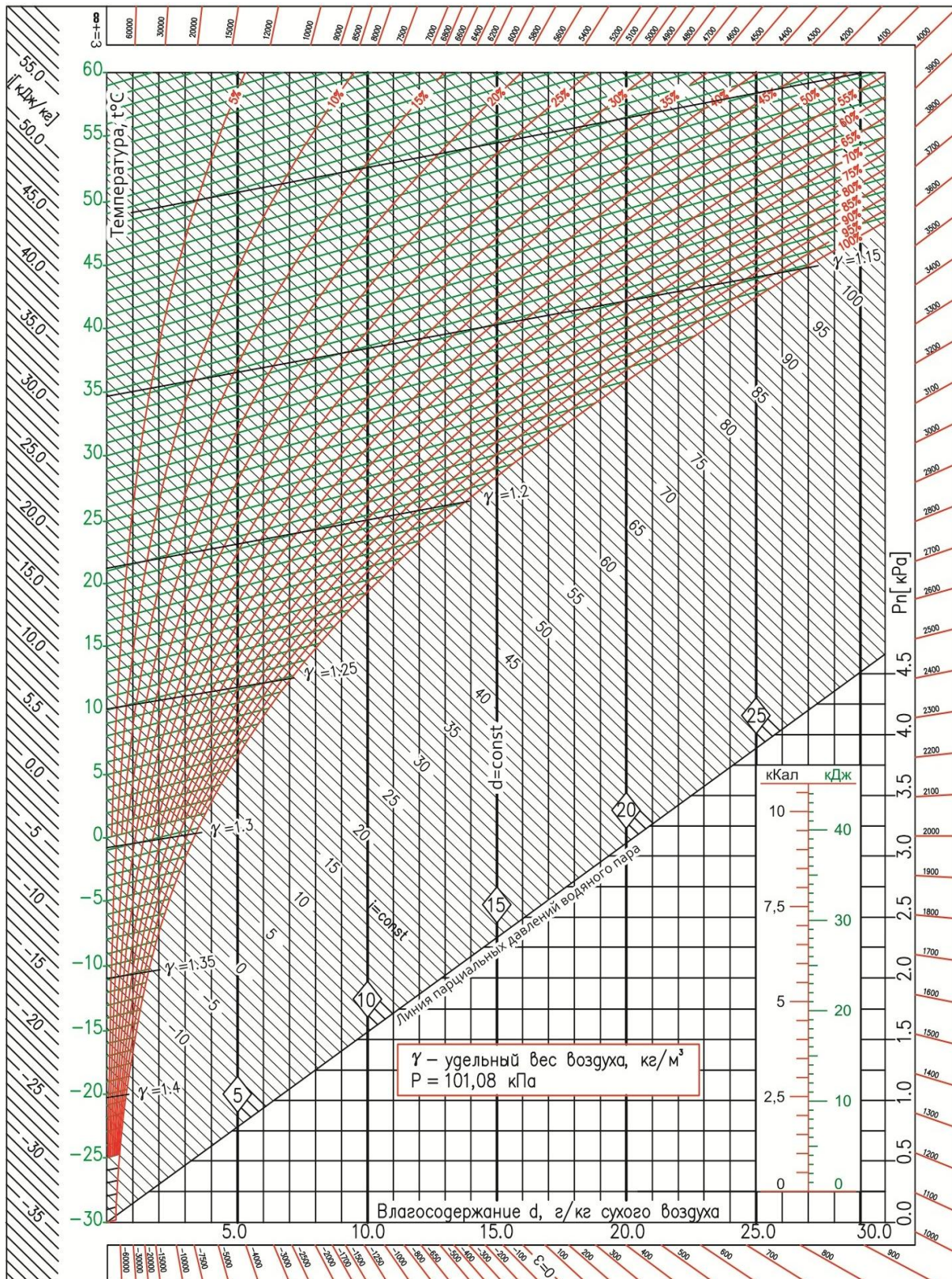
Додаток 1 Одиниці виміру тиску

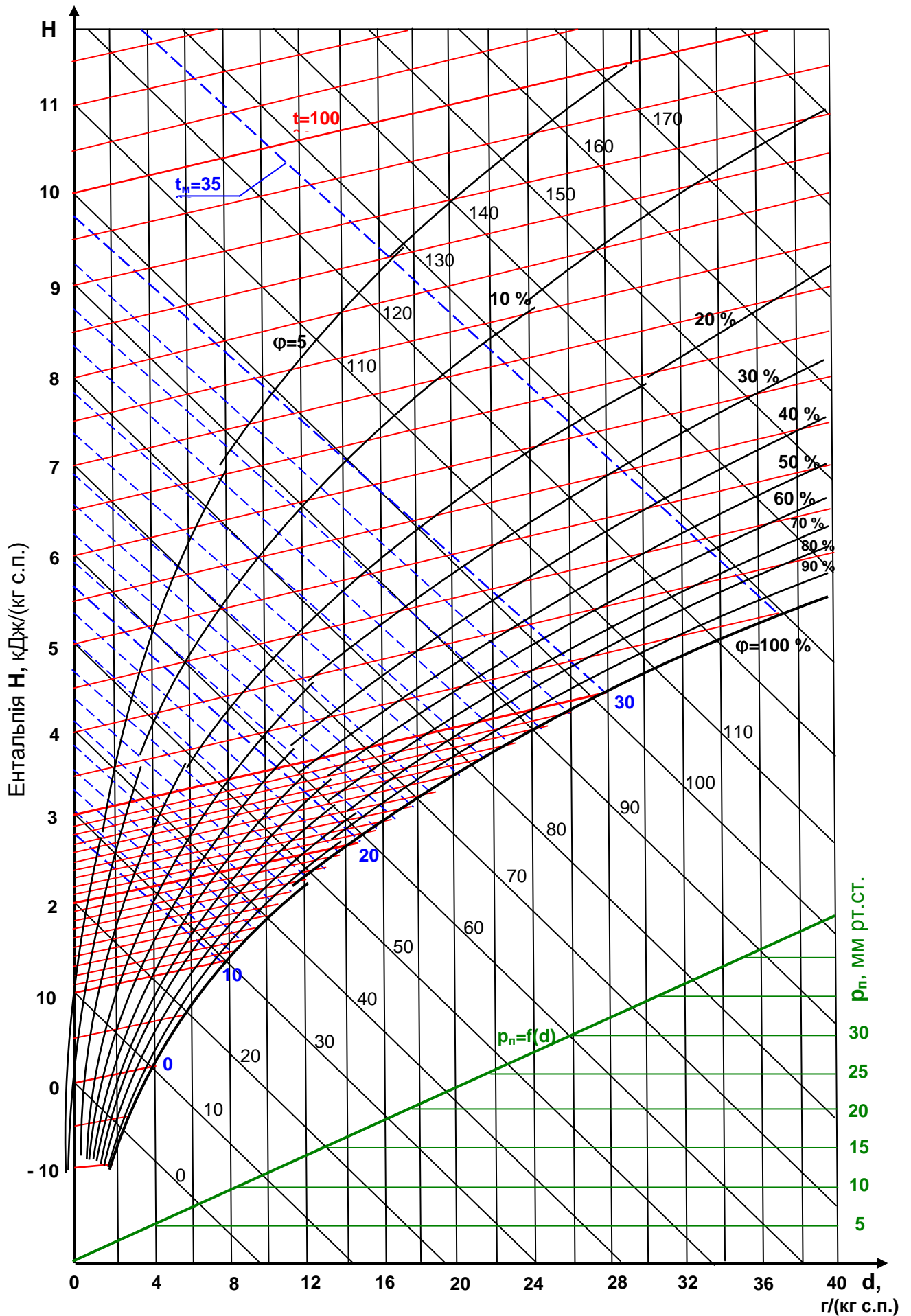
Одиниця	(кг/м ²)	Паскаль	Технічна атмосфера	Фізична атмосфера	Бар	1 мм рт. ст.	1 мм вод. ст.
(кг/м ²)	1	9,81	$1 \cdot 10^{-4}$	$0,97 \cdot 10^{-4}$	$9,87 \cdot 10^{-5}$	$735,55 \cdot 10^{-4}$	1
1 Па	0,101972	1	$0,102 \cdot 10^{-4}$	$0,987 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$750,06 \cdot 10^{-5}$	0,102
1 ат	$1 \cdot 10^4$	$9,81 \cdot 10^4$	1	0,968	9,81	735,55	$1 \cdot 10^{-4}$
1 атм	$1,033 \cdot 10^4$	$1,012 \cdot 10^5$	1,03323	1	1,013	760	$1,03 \cdot 10^4$
1 бар	10197,2	$1 \cdot 10^5$	10197,2	1,01972	1	750,06	10197,2
1 мм рт. ст.	13,595	133,322	$13,56 \cdot 10^{-4}$	$13,16 \cdot 10^{-4}$	0,00133	1	13,595
1 мм вод. ст.	1	9,807	$1 \cdot 10^{-4}$	$0,968 \cdot 10^{-4}$	$9,807 \cdot 10^{-5}$	$735,55 \cdot 10^{-4}$	1

Додаток 2 h-s діаграма водяної пари



Додаток 3 Н-d діаграма вологого повітря





$H - d$ – діаграма вологого атмосферного повітря при $V=745$ мм рт.ст.

Додаток 4 Термодинамічні властивості води та водяної пари в стані насичення (за температурами) [9]

t	p	v'	v''	h'	h''	г	s'	s''
°С	кПа	м ³ /кг	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	кДж/(кг·К)
0	0,6108	0,0010002	206,32	-0,04	2501,0	2501,0	-0,0002	9,1565
1	0,6566	0,0010002	192,61	4,17	2502,8	2498,6	0,0152	9,1298
2	0,7054	0,0010001	179,94	8,39	2504,7	2496,3	0,0306	9,1035
3	0,7575	0,0010001	168,17	12,60	2506,5	2493,9	0,0459	9,0773
4	0,8129	0,0010000	157,27	16,80	2508,3	2491,5	0,0611	9,0514
5	0,8718	0,0010000	147,17	21,01	2510,2	2489,2	0,0762	9,0258
6	0,9346	0,0010000	137,768	25,21	2512,0	2486,8	0,0913	9,0003
7	1,0012	0,0010001	129,061	29,41	2513,9	2484,5	0,1063	8,9751
8	1,0721	0,0010001	120,952	33,60	2515,7	2482,1	0,1213	8,9501
9	1,1473	0,0010002	113,423	37,80	2517,5	2479,7	0,1362	8,9254
10	1,2271	0,0010003	106,419	41,99	2519,4	2477,4	0,1510	8,9009
11	1,3118	0,0010003	99,896	46,19	2521,2	2475,0	0,1658	8,8766
12	1,4015	0,0010004	93,828	50,38	2523,0	2472,6	0,1805	8,8525
13	1,4967	0,0010006	88,165	54,57	2524,9	2470,2	0,1952	8,8286
14	1,5974	0,0010007	82,893	58,75	2526,7	2467,9	0,2098	8,8050
15	1,7041	0,0010008	77,970	62,94	2528,6	2465,7	0,2243	8,7815
16	1,8170	0,0010010	73,376	67,13	2530,4	2463,3	0,2388	8,7583
17	1,9364	0,0010012	69,087	71,31	2532,2	2460,9	0,2533	8,7353
18	2,0626	0,0010013	65,080	75,50	2534,0	2458,5	0,2677	8,7125
19	2,1960	0,0010015	61,334	79,68	2535,9	2456,2	0,2820	8,6898
20	2,3368	0,0010017	57,833	83,86	2537,7	2453,8	0,2963	8,6674

t – температура, °С	p – тиск, Па;	v – питомий об'єм, м ³ /кг;
h – питома ентальпія, кДж/кг;	г – питома теплота пароутворення, кДж/кг;	s – питома ентропія, кДж/(кг·К);
' – кипляча рідина;	'' – суха насичена пара.	

Продовження таблиці

t	p	v'	v''	h'	h''	г	s'	s''
129	262,13	0,0010690	0,68760	542,0	2719,3	2177,3	1,6238	7,0382
130	270,12	0,0010700	0,66851	546,3	2720,7	2174,4	1,6344	7,0281
131	278,30	0,0010710	0,65007	550,6	2722,1	2171,5	1,6449	7,0181
132	286,68	0,0010720	0,63223	554,8	2723,4	2168,6	1,6555	7,0082
133	295,27	0,0010730	0,61498	559,1	2724,8	2165,7	1,6660	6,9983
134	304,06	0,0010740	0,59827	563,4	2726,1	2162,7	1,6765	6,9885
135	313,06	0,0010750	0,58212	567,7	2727,4	2159,7	1,6869	6,9787
136	322,27	0,0010760	0,56649	572,0	2728,8	2156,8	1,6974	6,9690
137	331,71	0,0010770	0,55134	576,2	2730,1	2153,9	1,7078	6,9594
138	341,37	0,0010780	0,53670	580,5	2731,4	2150,9	1,7182	6,9498
139	351,25	0,0010790	0,52249	584,8	2732,7	2147,9	1,7286	6,9402
140	361,36	0,0010801	0,50875	589,1	2734,0	2144,9	1,7390	6,9307
141	371,70	0,0010811	0,49544	593,4	2735,2	2141,8	1,7493	6,9212
142	382,28	0,0010822	0,48255	597,7	2736,5	2138,8	1,7597	6,9118
143	393,11	0,0010832	0,47004	602,0	2737,8	2135,8	1,7700	6,9024
144	404,18	0,0010843	0,45792	606,3	2739,0	2132,7	1,7803	6,8931
145	415,50	0,0010853	0,44618	610,6	2740,3	2129,7	1,7906	6,8838
146	427,07	0,0010864	0,43480	614,9	2741,5	2126,6	1,8008	6,8746
147	438,90	0,0010875	0,42376	619,2	2742,7	2123,5	1,8110	6,8654
148	450,99	0,0010886	0,41306	623,5	2743,9	2120,4	1,8213	6,8563
149	463,34	0,0010897	0,40269	627,8	2745,1	2117,3	1,8315	6,8472
150	475,97	0,0010908	0,39261	632,2	2746,3	2114,1	1,8416	6,8381
151	488,87	0,0010919	0,38284	636,5	2747,5	2111,0	1,8518	6,8291
152	502,05	0,0010930	0,37337	640,8	2748,7	2107,9	1,8619	6,8201
153	515,52	0,0010941	0,36416	645,1	2749,8	2104,7	1,8721	6,8112
154	529,26	0,0010953	0,35524	649,5	2751,0	2101,5	1,8822	6,8023
155	543,31	0,0010964	0,34656	653,8	2752,1	2098,3	1,8923	6,7934

Додаток 5 Термодинамічні властивості води та водяної пари в стані насичення (за тиском) [9]

p	t	v'	v''	h'	h''	Г	s'	s''
кПа	°С	м ³ /кг	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	кДж/(кг·К)
1	13,034	0,0010006	87,982	54,71	2525,0	2470,3	0,1956	8,8278
1,5	17,511	0,0010012	67,006	73,45	2533,2	2459,8	0,2606	8,7236
2,0	19,029	0,0010015	61,229	79,80	2535,9	2456,1	0,2824	8,6892
2,2	20,431	0,0010018	56,392	85,67	2538,5	2452,8	0,3024	8,6578
2,4	21,094	0,0010020	54,256	88,44	2539,7	2451,3	0,3119	8,6431
2,5	21,735	0,0010021	52,282	91,12	2540,9	2449,8	0,3210	8,6290
2,6	22,953	0,0010024	48,745	96,21	2543,1	2446,9	0,3382	8,6024
2,8	24,098	0,0010027	45,668	101,00	2545,2	2444,2	0,3543	8,5776
3,0	25,178	0,0010029	42,967	105,51	2547,2	2441,7	0,3695	8,5545
3,2	26,200	0,0010032	40,575	109,78	2549,0	2439,2	0,3838	8,5327
3,4	26,692	0,0010033	39,480	111,84	2549,9	2438,1	0,3907	8,5224
3,5	27,172	0,0010035	38,443	113,84	2550,8	2437,0	0,3973	8,5123
3,6	28,097	0,0010037	36,530	117,71	2552,5	2434,8	0,4102	8,4930
3,8	28,981	0,0010040	34,803	121,41	2554,1	2432,7	0,4224	8,4747
4,0	29,828	0,0010043	33,237	124,94	2555,6	2430,7	0,4341	8,4573
4,2	30,640	0,0010045	31,810	128,34	2557,1	2428,8	0,4453	8,4407
4,4	31,034	0,0010046	31,142	129,98	2557,8	2427,8	0,4507	8,4327
4,5	31,420	0,0010048	30,503	131,60	2558,5	2426,9	0,4560	8,4249
4,6	32,172	0,0010050	29,303	134,74	2559,9	2425,2	0,4663	8,4097
4,8	32,90	0,0010052	28,196	137,77	2561,2	2423,4	0,4762	8,3952
5,0	33,60	0,0010055	27,172	140,70	2562,4	2421,7	0,4858	8,3813
5,2	34,27	0,0010057	26,222	143,52	2563,6	2420,1	0,4950	8,3678

Продовження таблиці

p	t	v'	v''	h'	h''	Г	s'	s''
380	141,79	0,0010819	0,48527	596,8	2736,2	2139,4	1,7575	6,9138
390	142,72	0,0010829	0,47357	600,8	2737,4	2136,6	1,7670	6,9051
400	143,62	0,0010839	0,4624	604,7	2738,5	2133,8	1,7764	6,8966
410	144,52	0,0010848	0,45181	608,5	2739,7	2131,2	1,7856	6,8883
420	145,39	0,0010858	0,44168	612,3	2740,7	2128,4	1,7946	6,8802
430	146,25	0,0010867	0,43201	616,0	2741,8	2125,8	1,8034	6,8723
440	147,09	0,0010876	0,42276	619,6	2742,8	2123,2	1,8120	6,8645
450	147,92	0,0010885	0,4139	623,2	2743,8	2120,6	1,8204	6,8570
460	148,73	0,0010894	0,40544	626,7	2744,8	2118,1	1,8287	6,8496
470	149,53	0,0010903	0,39731	630,1	2745,8	2115,7	1,8368	6,8424
480	150,31	0,0010911	0,38950	633,5	2746,7	2113,2	1,8448	6,8352
490	151,09	0,0010920	0,38202	636,8	2747,6	2110,8	1,8527	6,8283
500	151,85	0,0010928	0,37481	640,1	2748,5	2108,4	1,8604	6,8215
520	153,33	0,0010945	0,36120	646,5	2750,2	2103,7	1,8754	6,8083
540	154,77	0,0010961	0,34857	652,8	2751,9	2099,1	1,8899	6,7955
550	155,47	0,0010969	0,34259	655,8	2752,7	2096,9	1,8970	6,7893
560	156,16	0,0010977	0,33681	658,8	2753,4	2094,6	1,9040	6,7832
580	157,52	0,0010993	0,32583	664,7	2755,0	2090,3	1,9176	6,7713
600	158,84	0,0011009	0,31566	670,4	2756,4	2086,0	1,9368	6,7598
620	160,12	0,0011024	6,30593	676,0	2757,8	2081,8	1,9437	6,7487
640	161,38	0,0011039	0,29689	681,5	2759,2	2077,7	1,9562	6,7379
650	161,99	0,0011046	0,29257	684,2	2759,9	2075,7	1,9623	6,7326
660	162,60	0,0011053	0,28837	686,8	2760,5	2073,7	1,9684	6,7274
680	163,79	0,0011068	0,28033	692,0	2761,7	2069,7	1,9803	6,7173
700	164,96	0,0011082	0,27274	697,1	2762,9	2065,8	1,9918	6,7074
720	166,10	0,0011096	0,26556	702,0	2764,1	2062,1	2,0031	6,6978
740	167,21	0,0011110	0,25875	706,9	2765,2	2058,3	2,0141	6,6884

Додаток 6 Термодинамічні властивості води та перегрітої водяної пари [9]

	p = 1 кПа			p = 2 кПа			p = 3 кПа			p = 4 кПа		
t	v	h	s	v	h	s	v	h	s	v	h	s
°C	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)	м ³ /кг	кДж/кг	кДж/(кг·К)
0	0,00102	0,0	-0,001	0,001	0,0	-0,0010	0,001	0,0	-0,0001	0,0010	0,0	-0,0001
10	130,60	2519,5	8,995	0,0010002	42,0	0,1510	0,0010002	42,0	0,1510	0,0010002	42,0	0,1510
20	135,23	2538,1	9,060	67,58	2537,8	8,7396	0,0010017	83,9	0,2963	0,0010017	83,9	0,2963
30	139,85	2556,8	9,1230	69,90	2556,5	8,8024	46,58	2556,3	8,6145	34,92	2556,0	8,4810
40	144,47	2575,5	9,1837	72,21	2575,3	8,8632	48,13	2575,0	8,6755	36,08	2574,8	8,5421
50	149,09	2594,2	9,2426	74,53	2594,0	8,9222	49,67	2593,8	8,7345	37,24	2593,6	8,6012
60	153,71	2613,0	9,2997	76,84	2612,8	8,9794	51,21	2612,6	8,7918	38,40	2612,4	8,6586
70	158,33	2631,8	9,3553	79,15	2631,6	9,0350	52,76	2631,4	8,8475	39,56	2631,3	8,7145
80	162,95	2650,6	9,4093	81,46	2650,4	9,0891	54,30	2650,3	8,9016	40,72	2650,2	8,7685
90	167,57	2669,4	9,4619	83,77	2669,3	9,1418	55,84	2669,2	8,9544	41,87	2669,1	8,8213
100	172,19	2688,3	9,5132	86,08	2688,2	9,1931	57,38	2688,1	9,0057	43,03	2688,0	8,8727
110	176,80	2707,3	9,5633	88,39	2707,2	9,2432	58,92	2707,0	9,0559	44,18	2707,0	8,9229
120	181,42	2726,2	9,6122	90,70	2726,1	9,2921	60,46	2726,0	9,1048	45,34	2726,0	8,9718
130	186,04	2745,2	9,6599	93,01	2745,2	9,3399	62,00	2745,1	9,1526	46,50	2745,0	9,0197
140	190,66	2764,3	9,7066	95,32	2764,2	9,3866	63,54	2764,2	9,1993	47,65	2764,1	9,0664
150	195,27	2783,4	9,7523	97,63	2783,3	9,4323	65,08	2783,3	9,2451	48,81	2783,2	9,1122
160	199,89	2802,6	9,7971	99,94	2802,5	9,4771	66,62	2802,4	9,2898	49,96	2802,4	9,1570
170	204,5	2821,8	9,8409	102,24	2821,7	9,5209	68,16	2821,7	9,3337	51,12	2821,6	9,2008
180	209,1	2841,0	9,8839	104,55	2841,0	9,5639	69,70	2840,9	9,3767	52,27	2840,9	9,2438

Продовження таблиці

t	p = 300 кПа			p = 400 кПа			p = 500 кПа			p = 1 МПа		
	v	h	s	v	h	s	v	h	s	v	h	s
0	0,0010001	0,3	-0,0001	0,0010000	0,4	0,0001	0,0010000	0,5	-0,0001	0,0009997	1,0	-0,0001
10	0,0010001	42,3	0,1510	0,0010001	42,4	0,1510	0,0010000	42,5	0,1509	0,0009998	43,0	0,1509
20	0,0010016	84,1	0,2962	0,0010015	84,2	0,2962	0,0010015	84,3	0,2962	0,0010013	84,8	0,2961
30	0,0010042	125,9	0,4364	0,0010041	126,0	0,4364	0,0010041	126,1	0,4364	0,0010039	126,6	0,4362
40	0,0010077	167,7	0,5720	0,0010076	167,8	0,5720	0,0010076	167,9	0,5719	0,0010074	168,3	0,5717
50	0,0010120	209,5	0,7034	0,0010119	209,6	0,7033	0,0010119	209,7	0,7033	0,0010117	210,1	0,7030
60	0,0010170	251,3	0,8308	0,0010170	251,4	0,8308	0,0010169	251,5	0,8307	0,0010167	251,9	0,8305
70	0,0010227	293,2	0,9546	0,0010227	293,3	0,9546	0,0010226	293,4	0,9545	0,0010224	293,8	0,9542
80	0,0010291	335,1	1,0751	0,0010290	335,2	1,0750	0,0010390	335,3	1,0750	0,0010287	335,7	1,0746
90	0,0010360	377,1	1,1924	0,0010360	377,2	1,1923	0,001035	377,3	1,1922	0,0010357	377,7	1,1918
100	0,0010436	419,2	1,3067	0,0010436	419,3	1,3066	0,0010435	419,4	1,3066	0,0010432	419,7	1,3062
110	0,0010518	461,4	1,4184	0,0010517	461,5	1,4183	0,0010517	461,6	1,4182	0,0010514	461,9	1,4178
120	0,0010606	503,8	1,5275	0,0010605	503,9	1,5274	0,0010605	503,9	1,5273	0,0010602	504,3	1,5269
130	0,0010700	546,3	1,6343	0,0010699	546,4	1,6342	0,0010699	546,5	1,6341	0,0010696	546,8	1,6336
140	0,6170	2739,6	7,0274	0,0010800	589,1	1,7389	0,001080	589,2	1,7388	0,0010796	589,5	1,7383
150	0,6340	2761,2	7,0790	0,4708	2752,9	6,9308	0,001090	632,2	1,8416	0,0010904	632,5	1,8410
160	0,6508	2782,4	7,1287	0,4839	2775,0	6,9825	0,3836	2767,4	6,8653	0,0011019	675,7	1,9420
170	0,6674	2803,4	7,1767	0,4967	2796,8	7,0322	0,3942	2789,9	6,9169	0,0011143	719,2	2,0414
180	0,6838	2824,3	7,2232	0,5094	2818,3	7,0802	0,4046	2812,1	6,9664	0,1944	2777,3	6,5854
190	0,7002	2845,0	7,2684	0,5219	2839,5	7,1265	0,4148	2833,9	7,0141	0,2002	2802,9	6,6413

200	0,7164	2865,6	7,3123	0,5343	2860,6	7,1715	0,4249	2855,4	7,0603	0,2059	2827,5	6,6940
210	0,7325	2886,1	7,3552	0,5466	2881,5	7,2152	0,4349	2876,8	7,1047	0,2115	2851,5	6,7442
220	0,7486	2906,5	7,3970	0,5588	2902,2	7,2577	0,4449	2897,9	7,1481	0,2169	2874,9	6,7921
230	0,7646	2926,9	7,4379	0,5710	2922,9	7,2993	0,4548	2918,9	7,1903	0,2223	2897,9	6,8382
240	0,7805	2947,2	7,4780	0,5831	2943,5	7,3398	0,4646	2939,9	7,2314	0,2275	2920,5	6,8826
250	0,7964	2967,5	7,5172	0,5952	2964,1	7,3795	0,4744	2960,7	7,2716	0,2327	2942,8	6,9256
260	0,8123	2987,8	7,5556	0,6071	2984,6	7,4184	0,4841	2981,4	7,3109	0,2378	2964,8	6,9674
270	0,8281	3008,1	7,5934	0,6191	3005,2	7,4565	0,4938	3002,1	7,3494	0,2429	2986,7	7,0080
280	0,8438	3028,5	7,6305	0,6311	3025,7	7,4939	0,5034	3022,8	7,3871	0,2480	3008,3	7,0475
290	0,8596	3048,8	7,6669	0,6430	3046,2	7,5307	0,5130	3043,5	7,4242	0,2530	3029,9	7,0862
300	0,8753	3069,2	7,7028	0,6548	3066,7	7,5668	0,5226	3064,2	7,4605	0,2580	3051,3	7,1239
310	0,8910	3089,6	7,7380	0,6667	3087,2	7,6022	0,5321	3084,8	7,4962	0,2629	3072,7	7,1609
320	0,9067	3110,0	7,7727	0,6785	3107,7	7,6372	0,5416	3105,5	7,5314	0,2678	3094,0	7,1971
330	0,9223	3130,4	7,8069	0,6903	3228,3	7,6715	0,5511	3126,1	7,5659	0,2727	3115,3	7,2326
340	0,9380	3150,9	7,8406	0,7021	3148,9	7,7054	0,5606	3146,8	7,5999	0,2776	3136,5	7,2675
350	0,9536	3171,4	7,8738	0,7139	3169,5	7,7387	0,5701	3167,5	7,6334	0,2825	3157,7	7,3018
360	0,9692	3192,0	7,9065	0,7257	3190,1	7,7716	0,5796	3183,3	7,6664	0,2873	3178,9	7,3356
370	0,9848	3212,7	7,9389	0,7374	3210,9	7,8042	0,5890	3209,1	7,6991	0,2921	3200,2	7,3690
380	1,000	3233,4	7,9709	0,7492	3231,7	7,8362	0,5984	3230,0	7,7313	0,2970	3221,5	7,4019
390	1,016	3254,1	8,0024	0,7609	3252,5	7,8678	0,6078	3250,9	7,7631	0,3018	3242,8	7,4342

