

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**



ТЕПЛОТЕХНІКА
КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

СУМИ 2022

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
СУМСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ АГРАРНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Інженерно-технологічний факультет
Кафедра „Енергетика та електротехнічні системи”

ТЕПЛОТЕХНІКА

КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

*для здобувачів вищої освіти спеціальності 208 «Агроінженерія»
для першого (бакалаврського) рівня вищої освіти, ступеня вищої освіти
«Бакалавр» для студентів денної та заочної форм навчання*

СУМИ 2022

Укладачі: Сіренко В.Ф., к.т.н., доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем;

Сіренко Ю.В., PhD, доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем;

Василенко М.В., завідувач лабораторією енергетики та електротехнічних систем.

Автори: Сіренко В.Ф., Сіренко Ю.В., Василенко М.В.

М54 Науково-методичне забезпечення навчального процесу: Теплотехніка.

Конспект лекцій для здобувачів вищої освіти спеціальності 208 «Агроінженерія» для першого (бакалаврського) рівня вищої освіти, ступеня вищої освіти «Бакалавр» для студентів денної та заочної форм навчання - Суми, 2022. - 92 с.

Конспект лекцій складається з 6 лекцій, в яких розглянуто теоретичний матеріал з 15 тем, починаючи з вступної «Вступ до курсу, робоче тіло і параметри його стану, властивості рідини» до заключної «Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок». В цьому діапазоні розглянуті такі характерні питання, які торкаються основних законів термодинаміки, основних термодинамічних процесів, теоретичних циклів ДВЗ, ГТУ, ПСУ, холодильних установок, термодинаміки компресорів, теплопередачі в теплообмінних апаратах, теплопередача, теплопровідність, конвективний та променевий теплообмін.

Рецензенти:

Чепіжний А.В. – к.т.н., доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем СНАУ;

Соларьов О.О. – к.т.н., доцент кафедри транспортних технологій СНАУ.

Відповідальний за випуск:

Сіренко Ю.В., PhD, доцент кафедри енергетики та електротехнічних систем СНАУ.

Рекомендовано до видання навчально-методичною радою інженерно-технологічного факультету СНАУ. Протокол № 3 від „28” листопада 2022 року.

ТЕМА 1. *Теплотехніка, основні поняття та визначення.*

1.1. Робоче тіло і параметри його стану.

1.2. Газові суміші.

1.3. Теплоємність газів.

Сучасне виробництво і побут не можна уявити без використання теплоти.

Теплова енергія є одним з основних видів енергії, що її споживає людство.

Використання вогню (теплоти) розширило область розселення людини по землі – їй стали не страшні холод і непогода більш північних районів, легше стало вести боротьбу з ворогами, підвищилася якість їжі (страви стали більш поживними, смачними, знешкодженими – позбавленими інфекційних збудників та інших шкідливих елементів).

Перші землероби вогнем відвойовували у лісів землю під посіви, вогонь допомагав створити металеві знаряддя праці та домашнього вжитку.

Тиск розжарених газів, що утворюється під час згорання пороху, було покладено в основу дії вогнепальної зброї (Китай), яка забезпечила значні переваги людини над дикими тваринами не лише для захисту від нападу, а й для успішного полювання.

У всі часи використання вогню людство намагалося зрозуміти і пізнати таке явище як теплота, Найбільш суттєві вивчення теплоти відбулося в епоху появи парових двигунів, а за ними ДВЗ, газотурбінних і ракетних двигунів.

Та тільки в кінці XVI ст. було відкрите явище розширення повітря при нагріванні. В 1597 році Галілей (італієць) сконструював прилад **термоскоп**, за допомогою якого можна було визначити ступінь нагрівання тіл (прообраз сучасних термометрів).

У XVIII ст. з'явилася молекулярно-кінетична теорія теплоти.

Її основою стало твердження про те, що всі тіла – тверді, рідкі і газоподібні складаються з мікрочастинок (молекул, атомів), які знаходяться у постійному русі і інтенсивність цього руху визначає тепловий стан тіла. Ця теорія виникла ще у 20-х роках XVIII ст. її автори – росіянин М.В. Ломоносов, німецький фізик Крістіан Вольф, американець Румфорд. Вони розглядали теплоту, як форму руху матерії – тобто – рух атомів і молекул в тілах.

Молекули в той час називались **корпускулами**. Було доведено, що природа теплоти полягає саме у внутрішньому русі корпускул тіл.

Ломоносов об'єднав закон збереження речовини і руху (енергії).

Таким чином, **теплота** – є одним із видів енергії, яку використовує людство. Сучасна наука виділяє такі види енергії: механічна; теплова; електромагнітна, хімічна, ядерна.

Програма даного курсу передбачає, що майбутньому інженеру-механіку по своїй спеціальності доведеться працювати в галузі енергетики, тому він повинен досить глибоко вивчити складові енергетичної галузі.

Енергетика – це галузь народного господарства, що виробляє, перетворює, передає, розподіляє і споживає енергію у різних її формах (енергоресурси і енергоносії усіх видів).

Розвиток енергетики впливає на різні компоненти природного середовища (атмосферу, гідросферу, літосферу). Нині постає актуальна проблема взаємовпливу енергетики і довкілля. Складовою частиною енергетики є теплотехніка.

Теплотехніка – це галузь техніки і науки, що вивчає методи одержання, переробки передачі і використання теплоти, а також принципи дії і конструктивні особливості машин і апаратів, призначених для цього.

Курс теплотехніки складається з 3-х частин:

- 1) Теоретичні основи теплотехніки (термодинаміка і теорія теплообміну).
- 2) Теплоенергетичні машини і установки.
- 3) Застосування теплоти в аграрному виробництві.

Термодинаміка (з грецької termos – тепло, dynamos – сила) – це наука про рушійну силу вогню, яка вивчає закони перетворення енергії в різних фізико-хімічних процесах, що супроводяться виділенням і поглинанням теплоти.

Розрізняють фізичну, хімічну термодинаміку, термодинаміку біологічних систем і технічну термодинаміку.

Технічна термодинаміка – наука, яка вивчає закони взаємоперетворення теплової і механічної енергії, а також властивості тіл, за допомогою яких відбуваються ці перетворення. На її основі здійснюють розрахунки і проектування усіх теплових двигунів – парових, газотурбінних, ракетних двигунів, ДВЗ, технологічного обладнання – компресорних машин, сушильних і холодильних установок.

Термодинаміка базується на 2-х основних експериментально встановлених

законах і одному додатковому. Термодинаміка, як самостійна наука, виникла тоді, коли були відкриті два її закони, вони мають назву перше і друге начало термодинаміки. Третій закон термодинаміки (так звана теплова теорема Нернста) був встановлений в 1906 – 1911 р.р. і слугує фундаментом лише для тієї частини термодинаміки, де розглядаються властивості тіл при дуже низьких температурах. Ствердження недосяжності абсолютного нуля температури – суть третього закону.

1.1. Робоче тіло і параметри його стану.

1. Основні поняття та визначення.

2. Основні газові закони.

3. Рівняння стану для ідеального і реального газів.

Термодинаміка вивчає макроскопічні об'єкти, що мають назву **термодинамічні системи (ТДС).**

Т.Д.С. – це сукупність матеріальних тіл, що знаходяться в енергетичній взаємодії між собою і середовищем, тобто обмінюються енергією (і речовиною). Тіла, які не входять в систему називаються оточуючим середовищем. Системи відділяють від оточуючого середовища контрольною поверхнею.

Типовим прикладом термодинамічної системи є робоче тіло (суміш газів), що знаходиться в циліндрі двигуна і відділене поршнем від навколишнього середовища.

Т.Д.С., яка не обмінюється енергією з оточуючим середовищем, називається ізолюваною.

Часто однорідну систему, що складається з однієї фази речовини називають гомогенною. Система, яка складається з декількох гомогенних систем з різними фізичними властивостями і має поверхню поділу називається гетерогенною.

Тіла, за допомогою яких теплота перетворюється в роботу, називаються **робочими тілами** (у термодинаміці це *гази, пара води, повітря*), які здатні значно змінювати свій об'єм при зміні зовнішніх умов.

Робоче тіло в тепловій машині одержує теплоту взаємодіючи з більш нагрітим тілом. Тіло, яке віддає теплоту робочому тілу і при цьому не змінює свою температуру називається верхнім джерелом теплоти. Тіло, яке одержує

теплоту від робочого тіла і не змінює свою температуру називається нижнім джерелом теплоти.

Термодинамічний процес – це перехід термодинамічної системи (робочого тіла) з одного стану в інший під впливом зовнішніх дій.

Стан системи в термодинаміці обумовлюється сукупністю значень, характерних для неї макроскопічних величин, що мають назву **параметри стану**. Основними серед них є абсолютний тиск p , питомий об'єм v , абсолютна температура T (це, так звані, термічні параметри). Крім них використовуються ще калоричні параметри: внутрішня енергія U , ентальпія I , ентропія S .

Температура газу – (фізична величина) міра інтенсивності теплового руху молекул (середньої кінетичної енергії поступального і обертового руху молекул тіла а також коливального руху атомів в молекулах), характеризує ступінь нагрітості тіла:

$$\frac{mc^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

де m – маса молекул;

c^2 – середня квадратична швидкість поступального руху молекул;

k – стала Больцмана, $k = 1,380662 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}}$; T - температура газу, K .

В термодинаміці прийняті дві шкали вимірювання температури – емпірична – шкала Цельсія (t , $^{\circ}\text{C}$) і абсолютна – шкала Кельвіна (T , K).

Термодинамічна температурна шкала має (прийняті) три постійні точки:

1 точка – температура замерзання води – 0°C , $273 K$, (32° Фаренгейта);

2 – температура закипання води 100°C , (210° Фаренгейта);

3 – Абсолютний нуль температур – $273,15^{\circ}\text{C} = 0 K$.

Для води характерна, так звана, потрійна точка води.

Потрійна точка води – це такий стан води, при якому тверда, рідка і газоподібна її фази знаходяться в рівновазі, йому відповідає температура $273,16 K$, або $0,01^{\circ}\text{C}$. В інженерних розрахунках користуються абсолютною температурою, яка може бути визначена як: $T = 273 + t^{\circ}\text{C}$, K .

Тиск – сила ударів усіх молекул, що діє на одиницю поверхні.

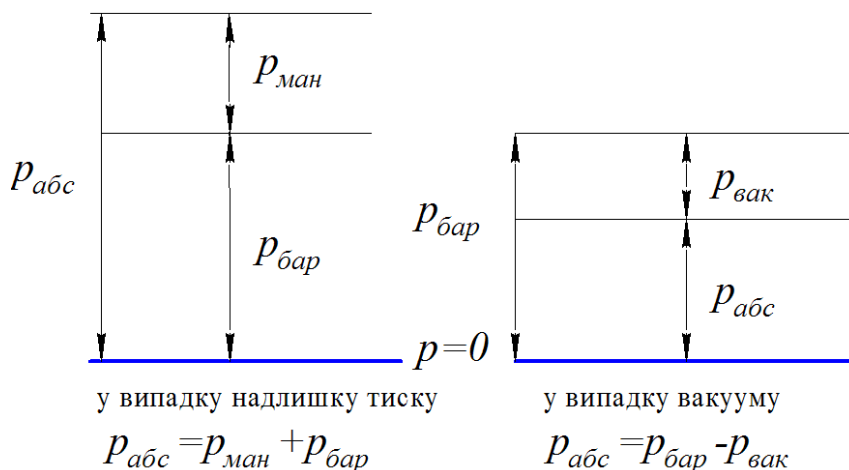
$$p = \frac{F}{S} = \frac{2}{3}n \frac{mc^2}{2},$$

де n – число молекул в одиниці об'єму; m – маса молекул;

c^2 – середня квадратична швидкість поступального руху молекул.

В системі СІ тиск вимірюється в *Па*. $1\text{Па} = 1\text{ Н/м}^2$; $1\text{кПа} = 10^3\text{ Па}$; $1\text{ МПа} = 10^6\text{ Па}$.

Параметром стану є, так званий, абсолютний тиск $p_{абс}$ на відміну від манометричного і барометричного тисків. Зв'язок між ними:



Питомий об'єм – це об'єм одиниці маси речовини. $\nu = \frac{V}{m}, \frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$.

Величина, обернена до питомого об'єму, називається густиною:

$$\rho = \frac{1}{\nu} = \frac{m}{V}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}, \text{отже маємо: } \rho\nu = 1; m = V\rho; V = m\nu.$$

В термодинамічних розрахунках часто користуються молярним об'ємом V_μ ;

$$V_\mu = \mu V, \frac{\text{кг}}{\text{моль}},$$

де μ - молярна маса речовини (газу).

Моль – кількість речовини, яка містить стільки ж молекул, скільки міститься атомів у $0,012\text{ кг}$ вуглецю, тобто $6,022 \cdot 10^{23}$ – число Авогадро.

Основні співвідношення параметрів (основні газові закони).

1. При постійній температурі $T = \text{const}$, $p\nu = \text{const}$ – закон *Бойля-Маріотта*. Добуток об'єму даної маси ідеального газу на його тиск постійний

при постійній температурі: $p_1\nu_1 = p_2\nu_2$, або $\frac{\nu_2}{\nu_1} = \frac{p_1}{p_2}$, або $p\nu = \text{const}$ (для 1 кг

газу) (Р. Бойль в 1662, Є. Маріотт у 1676 р. незалежно один від одного відкрили

цей закон).

2. При постійному тискові $p = \text{const}$: $\frac{v}{T} = \text{const}$, або $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}$ – закон Гей-

Люссака. Об'єм даної маси ідеального газу при $p = \text{const}$ при збільшенні температури зростає лінійно (відкритий у 1802 році).

3. При постійному об'ємі $V = \text{const}$: $\frac{p}{T} = \text{const}$, або $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$ – закон Шарля.

Тиск ідеального газу незмінної маси і об'єму при нагріванні зростає лінійно.

При однакових фізичних умовах в об'ємі 1 моля різних газів знаходиться однакове число молекул N_μ , яке називають числом Авогадро. Для всіх газів при однакових p , V і T число молекул N_μ – однакове. Це положення складає зміст закону Авогадро, згідно якого всі гази при однакових p і T вміщують в однакових об'ємах однакове число молекул. Із закону маємо, що густини газів при однакових p і T пропорційні їх молярним масам μ , тобто $\frac{\mu_1}{\rho_1} = \frac{\mu_2}{\rho_2}$ або

$\mu_1 v_1 = \mu_2 v_2$. Добуток μv є об'єм 1 моля V_μ .

Рівняння стану газів.

Для розв'язання задач методами термодинаміки необхідно знати рівняння стану для ідеального, або реального газів.

Ідеальним газом називається газ, молекули якого не взаємодіють одна з одною на відстані і мають (зникаюче) малі власні розміри.

Ідеальний газ – уявний газ, що складається з пружних молекул, між якими не діють сили взаємного тяжіння, а об'єм, зайнятий молекулами, досить малий порівняно з об'ємом відстані між молекулами.

При малій щільності реальних газів середня відстань між молекулами перевищує сили міжмолекулярного притягування, і такі гази (з великим наближенням) вважаються ідеальними.

Рівняння стану для 1 кг ідеального газу: $\frac{pv}{T} = \text{const} = R = \frac{R_\mu}{\mu}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Записане рівняння є рівнянням Клапейрона (1834 р.) Помноживши ліву і праву частину рівняння на m , отримаємо рівняння стану для довільної маси газу m , кг:

$$pV = mRT,$$

де R – характеристична газова стала, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Рівнянню Клапейрона можна надати універсальну форму, якщо віднести газову сталу до одного кіломоля газу (тобто до кількості газу, маса якого в кг чисельно дорівнює молекулярній масі μ). Обумовивши, що $V_\mu = \nu \mu$, одержимо рівняння для 1 кіломоля: $pV_\mu = R_\mu T$. Помноживши ліву і праву частину на k , отримаємо рівняння Менделєєва-Клапейрона (1874 р.): $pV = kR_\mu T$, де V_μ – об'єм кіломоля газу; k – кількість кіломолей газу; V – об'єм газу, м^3 ; R_μ – універсальна газова стала, $R_\mu = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}$.

За законом Авогадро об'єм 1 кмоль однаковий в однакових умовах для всіх ідеальних газів, і за нормальних фізичних умов ($p = 760 \text{ мм. рт. ст.}$, $t = 0^\circ \text{C}$) дорівнює $22,4 \frac{\text{м}^3}{\text{кмоль}}$. Тоді при цих умовах завжди

$$R_\mu = \frac{pV_\mu}{T} = \frac{101325 \cdot 22,4}{273,15} = 8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{К}}. \text{ Тут } p = 760 \text{ мм. рт. ст.} = 101325$$

$\frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$, $t = 0^\circ \text{C}$, $V_\mu = 22,4 \text{ м}^3$. Таким чином, газова стала для 1 кг ідеального газу

$$R = \frac{8314}{\mu}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

Реальні гази складаються з молекул кінцевого об'єму, між якими діють сили притягання, відмінні від ідеальних. Наявність міжмолекулярних сил веде до того, що молекули наближаються між собою лише до деякої *min* відстані. Грубо можна вважати, що вільний для руху молекул об'єм буде дорівнювати $\nu = \nu - b$, де b – найменший об'єм, до якого можна стиснути 1 кг газу.

Сили молекул діють у тому ж напрямі, що й зовнішній тиск. Тому молекулярний тиск обернено пропорційний квадрату питомого об'єму:

$$p_{\text{мол}} = \frac{a}{\nu^2}, \text{ де } a - \text{ коефіцієнт пропорційності, що залежить від природи газу}$$

(враховує силову взаємодію). Звідси одержимо відоме рівняння Ван-дер-Ваальса:

$$p + \frac{a}{\nu^2} = \frac{RT}{\nu - b} \text{ або } \left(p + \frac{a}{\nu^2} \right) (\nu - b) = RT;$$

Його відкрив голландський фізик Ван-дер-Ваальс 1873 р. Рівняння Ван-дер-Ваальса з якісної сторони досить добре описує властивості реального газу, хоча результати чисельних розрахунків не завжди узгоджуються з експериментальними даними.

1.2. Газові суміші.

1. Поняття про газову суміш.

2. Парціальний тиск і парціальний об'єм компонентів газової суміші.

Закон Дальтона.

3. Способи завдання складу газової суміші.

4. Визначення основних термодинамічних характеристик газової суміші.

Газова суміш – це механічна суміш різних газів, які хімічно не реагують між собою. Завдяки хаотичному руху молекул, кожний компонент суміші рівномірно заповнює весь об'єм суміші і поводить себе так, нібито він один знаходиться в об'ємі, який займає суміш, чинячи при цьому на стінки ємності свій частковий, іншими словами, парціальний тиск. Таким чином, **парціальний тиск компонента суміші** – це тиск, який мав би даний компонент, якби він один знаходився в об'ємі суміші при температурі суміші.

Відповідно закону Дальтона сума парціальних тисків компонентів газової суміші дорівнює тиску всієї суміші:

$$p_{\text{сум}} = p_1 + p_2 + p_3 + \dots + p_n = \sum_{i=1}^n p_i, \text{ Па.}$$

Крім парціального тиску розглядають також і **парціальний об'єм компонента газової суміші** – об'єм, який займав би даний компонент, якби він один знаходився під тиском суміші при температурі суміші:

$$V_{\text{сум}} = V_1 + V_2 + V_3 + \dots + V_n = \sum_{i=1}^n V_i, \text{ м}^3 \text{ (закон Амага).}$$

Щоб використовувати рівняння стану для газової суміші потрібно знати її уявну газову сталу $R_{\text{сум}}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$. Для цього потрібно знати склад суміші, який може бути заданим:

$$\text{а) в масових частках: } q_i = \frac{m_i}{m_{\text{сум}}},$$

де m_i – маса i -го компонента суміші, кг;

$m_{\text{сум}}$ – маса суміші, кг.

б) в об'ємних частках: $r_i = \frac{V_i}{V_{\text{сум}}}$,

де V_i – об'єм i –го компонента суміші, м^3 ;

$V_{\text{сум}}$ – об'єм суміші, м^3 .

в) в мольних частках: $x_i = \frac{k_i}{k_{\text{сум}}}$,

де k_i – кількість кіломолей i – го компонента суміші;

$k_{\text{сум}}$ – кількість кіломолей суміші.

Між цими частками є чіткий зв'язок: $r_i = q_i \frac{R_i}{R_{\text{сум}}}$, а $r_i = x_i$.

При задаванні складу суміші в масових частках її уявна газова стала визначається як:

$$R_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n q_i R_i, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}},$$

де R_i – характеристична газова стала i – го компонента суміші.

При задаванні складу суміші в об'ємних або мольних частках (так як $r_i = x_i$) її уявна газова стала визначається як:

$$R_{\text{сум}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{r_i}{R_i}}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

При виконанні розрахунків, пов'язаних з газовою сумішшю, часто приходиться визначати її тиск та густину. Тоді, при задаванні складу суміші в масових частках, її тиск визначається як:

$$p_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n q_i \frac{R_i}{R_{\text{сум}}} p_i, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}, \text{ а густина як: } \rho_{\text{сум}} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{q_i}{\rho_i}}, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3},$$

де p_i і ρ_i – тиск і густина i -го компонента суміші.

При задаванні складу суміші в об'ємних частках її тиск визначається:

$$p_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n r_i p_i, \text{Па}, \text{ а густина як: } \rho_{\text{сум}} = \sum_{i=1}^n r_i \rho_i, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}.$$

1.3. Теплоємність газів.

1. Поняття про теплоємність газу.
2. Характерні теплоємності газів.
3. Визначення кількості теплоти, що витрачається на нагрівання газу, через теплоємність.

Теплоємністю газу (як і будь-якого іншого тіла) називається кількість теплоти, яка необхідна для підвищення його температури на 1 K (на $1\text{ }^{\circ}\text{C}$).

Питомаю теплоємністю газу називається кількість теплоти, яка необхідна для підвищення у одиниці кількості газу температури на 1 K ($1\text{ }^{\circ}\text{C}$) у даному термодинамічному процесі.

1. Теплоємність газу у даному процесі $c = \frac{dQ}{dT}$ або $\frac{dq}{dT}$. Відношення кількості тепла dQ , одержаного газом при нескінченно малій зміні його стану, до зміни температури газу dT .

Розрізняють три види теплоємності:

1) питома масова теплоємність c , віднесена до 1 кг газу:

$$c = \frac{Q}{m\Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}},$$

де m – кількість газу в кг .

2) питома об'ємна теплоємність c' , віднесена до кількості газу, що міститься в 1 м^3 об'єму при нормальних умовах:

$$c' = \frac{Q}{V_H \Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{нм}^3 \cdot \text{K}};$$

3) питома мольна теплоємність c_μ газу:

$$c_\mu = \mu c = \frac{Q}{k\Delta T}, \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{K}},$$

де k – кількість кіломолей газу.

Теплоємність газу залежить від природи газу, від температури, тиску і від характеру процесу.

Для даного газу головним є те, що $c = \varphi(T)$ і для деяких інтервалів температур теплоємність газів описується лінійною залежністю виду $c(t) = a + vt$, де $a, v = \text{const}$.

Між питомими теплоємностями існує такий зв'язок:

$$c = \frac{c'}{\rho_H} = \frac{\mu c}{\mu}; \text{ або } c' = c \rho_H = \frac{\mu c \cdot \rho_H}{\mu};$$

Оскільки теплоємність реального газу залежить від T , в термодинаміці розрізняють дійсну і середню теплоємність.

Дійсна теплоємність – така теплоємність газу, яку має газ при фактичній температурі t .

Середня теплоємність – це теплоємність, яка витрачається в процесі нагрівання 1 кг газу на 1°C в інтервалі температур від t_1 до t_2 .

Важливу роль у термодинаміці мають ізохорна теплоємність (при $V = \text{const}$) $c_v = \frac{dq_v}{dT}$ і ізобарна теплоємність при $p = \text{const}$ $c_p = \frac{dq_p}{dT}$.

Зв'язок між ізохорною та ізобарною теплоємностями відповідно до рівняння Майєра $c_p - c_v = R$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$. Помноживши всі члени цього рівняння на μ

отримаємо: $c_{\mu p} - c_{\mu v} = \mu R = R_\mu$ – універсальна газова стала - $8314 \frac{\text{Дж}}{\text{кмоль} \cdot \text{K}}$.

Так як $R > 0$, тоді завжди $c_p > c_v$. Фізична суть R – це робота 1 кг ідеального газу при зміні його температури на 1°C в процесі при $p = \text{const}$.

Важливе значення для подальших досліджень процесів у газах має величина $k = \frac{C_p}{C_v}$ – показник адіабати. Очевидно k завжди більше 1. Таким чином

маємо $k = \frac{c_p}{c_v} = \frac{c_v + R}{c_v} = 1 + \frac{R}{c_v}$. Звідси $c_v = \frac{1}{k-1} R$; $c_p = k c_v = \frac{k}{k-1} R$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{K}}$.

Таким чином кількість теплоти, що витрачається на нагрівання газу, можна знайти як: $Q = mc(T_2 - T_1)$, Дж, або як: $Q = Vc'(T_2 - T_1)$, Дж, або як: $Q = k\mu c(T_2 - T_1)$, Дж.

ТЕМА 2. Перший закон термодинаміки. Основні термодинамічні процеси.

2.1. Перший закон термодинаміки.

2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.

2.3. Визначення і аналіз параметрів та термодинамічних характеристик в основних термодинамічних процесах (для 1 кг робочого тіла).

2.1. Перший закон (начало) термодинаміки.

1. Поняття про внутрішню енергію, ентальпію та ентропію робочого тіла.
2. Зміст та аналітичні вирази 1-го закону термодинаміки.
3. Аналітичне визначення теплоти в термодинамічному процесі.

Крім названих в першій темі параметрів, що визначають стан робочого тіла: абсолютний тиск p , Па , абсолютна температура T , К , питомий об'єм v , $\frac{\text{м}^3}{\text{кг}}$, (їх називають **термічними** параметрами) в термодинаміці використовують ще три параметри стану робочого тіла (їх називають **калоричними**, з латинської «калор» значить теплота): внутрішня енергія u , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, ентальпія i , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, і ентропія s , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

Внутрішня енергія робочого тіла (газу) – це сума кінетичної енергії теплового руху молекул газу і потенційної енергії їх взаємодії, тобто $u = u_{\text{кін}} + u_{\text{пот}}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Очевидно, що $u_{\text{кін}}$ визначає абсолютну температуру газу T , а $u_{\text{пот}}$ залежить від абсолютного тиску газу p і питомого об'єму газу v (об'єму 1 кг газу при даному тиску і даній температурі). В кінцевому рахунку виходить, що внутрішня енергія визначається через термічні параметри стану $u = \varphi(p, T, v)$ і отже, сама може виступати як **параметр стану**. Таким чином в кожному стані

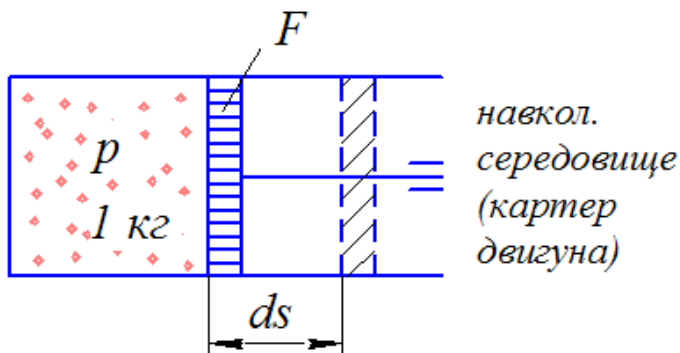


Рис. 2.1. Визначення роботи зміни об'єму газу.

робоче тіло має визначений «запас»

внутрішньої енергії u , $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Практика показує, що при аналізі різних термодинамічних процесів

важливо знати не абсолютне значення внутрішньої енергії, а її

зміну $\Delta u = \int_1^2 du = u_2 - u_1$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, де u_1 і u_2 – внутрішня енергія робочого тіла

відповідно в початковому і кінцевому станах.

Під дією високих тиску і температури (в порівнянні з оточуючим середовищем) газ може розширюватись, виконуючи визначену роботу проти зовнішніх сил. Розглянемо стан газу (робочого тіла) в циліндрі ДВЗ. Під дією тиску p поршень в циліндрі може переміститися на елементарну відстань ds . Тоді елементарна робота (яку виконує робоче тіло проти зовнішніх сил) може бути визначена як: $d\ell = pF \cdot ds, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Пам'ятаючи, що добуток $p \cdot F$ – це зусилля газу, яке діє на поршень, а добуток $F \cdot ds$ – елементарний об'єм dv (який описує при переміщенні в циліндрі поршень), елементарну роботу робочого тіла $d\ell$ можна визначити як: $d\ell = p \cdot dv, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Тоді всю роботу, яку здійснює робоче тіло при переміщенні поршня від верхньої мертвої точки до нижньої, можна представити як: $\ell_V = \int_1^2 p dv, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Інтегруючи цей вираз відносно, наприклад, ізохорного процесу (коли питомий об'єм $v = \text{const}$ і отже $dv = 0$), отримаємо, що в такому процесі $\ell_V = 0, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ (робоче тіло в такому процесі не виконує ніякої роботи). Для

ізобарного процесу (коли тиск $p = \text{const}$), $\ell_P = \int_1^2 p dv = p \int_1^2 dv = p(v_2 - v_1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$,

робоче тіло виконує визначену роботу. Для, скажімо, ізотермного процесу

(коли абсолютна температура робочого тіла $T = \text{const}$), робота $\ell_T = \int_1^2 p dv, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Замінивши (відповідно рівнянню стану для 1 кг газу $p v = RT$), тут тиск

як $p = \frac{RT}{v}$, роботу робочого тіла можна представити як: $\ell_T = \int_1^2 \frac{RT}{v} dv, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Пам'ятаючи, що $R = \text{const}$ – характеристична газова стала, $T = \text{const}$, робота буде

дорівнювати: $\ell_T = RT \int_1^2 \frac{dv}{v}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Так як $\int_1^2 \frac{dv}{v} = \ln v \Big|_{v_1}^{v_2}$, то робота газу буде

визначатись за формулою: $\ell_T = RT \ln \frac{v_2}{v_1}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Але як бути, коли ні $v \neq \text{const}$, ні $p \neq \text{const}$, ні $T \neq \text{const}$? В цьому випадку прийдеться звернути увагу на, так зване, графічне інтегрування: коли термодинамічний процес представляється у вигляді графіка, побудованого в координатах p - v (робочої) діаграми, див. рис 2.1. Визначимо на цьому графіку довільну «полосу» шириною dv , якій буде відповідати тиск p . Тоді площу цієї «полоси» можна представити як: $p \cdot dv$. Але ж це вираз для елементарної роботи $d\ell$, яку виконує газ в процесі розширення. Проінтегрувавши (підсумувавши)

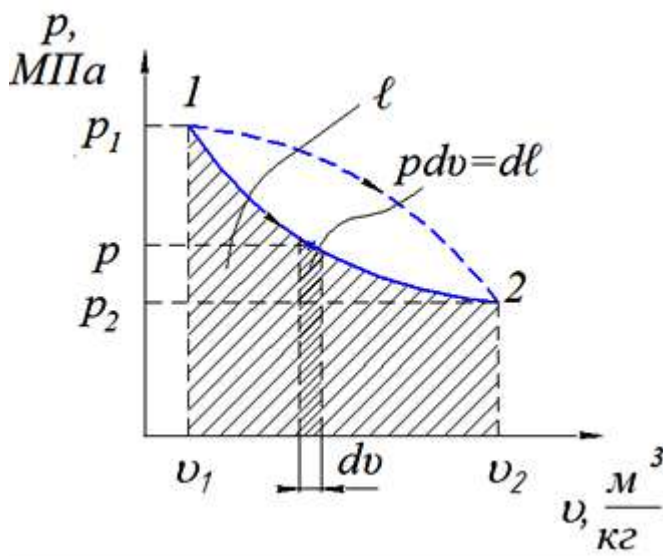


Рис. 2.1. Робоча діаграма.

безліч таких «полос» під кривою процесу, можна (з урахуванням масштабу на параметри p і v) визначити і саму роботу ℓ , яку виконує робоче тіло (площа під кривою процесу), розширюючись від стану 1 до стану 2. Звернемо увагу на те, що робота, перш за все, це характеристика процесу (а не стану робочого тіла). Якщо графік процесу на рис. 2 проходив би

відповідно до пунктирної лінії, то площа під кривою процесу була б іншою (більшою), і робота, яку виконувало б робоче тіло, була іншою. Нагадаємо, що систему координат p - v , в якій будуються графіки перебігу термодинамічних процесів, часто називають «робочою діаграмою».

Як вже відмічалось в 1^й темі, термодинаміка – наука про теплові процеси, базується на 3х фундаментальних законах (природи). І перший з них (перший початок термодинаміки) – закон про взаємне перетворення теплоти і роботи. По суті це закон про перетворення і збереження енергії: *енергія нізвідки не виникає і нікуди безслідно не щезає, а тільки перетворюється з одного виду в інший в рівній кількості*. Відносно термодинамічних систем він стверджує, що повний

запас енергії системи в кінцевому стані можна представити як повний запас її енергії в початковому стані E_1 плюс (+) алгебраїчна сума кількостей енергії $\sum_{i=1}^n \Delta E_i$, одержаних системою в процесі взаємодії з навколишнім (поза системою) середовищем (при переході від початкового до кінцевого стану), тобто: $E_2 = E_1 + \sum_{i=1}^n \Delta E_i$, Дж.

Взаємодіяти з навколишнім середовищем термодинамічна система може обмінюючись з ним (одержуючи або віддаючи) тільки теплотою Q , або роботою L , тобто: $\sum_{i=1}^n \Delta E_i = Q - L$, Дж. Тоді $E_2 - E_1 = Q - L$, Дж.

Взагалі повний запас енергії термодинамічної системи можна представити як: $E = U + K + \Pi$, Дж,

де U – внутрішня енергія системи,

K – кінетична енергія руху системи, як єдиного цілого,

Π – потенційна енергія системи, яка знаходиться в полі гравітаційних сил.

Нехтуючи кінетичною і потенційною енергіями термодинамічної системи (наприклад, газ в циліндрі ДВЗ, де швидкість поршня і його хід незначні), можна стверджувати що:

$$U_2 - U_1 = Q - L, \text{ Дж, або } Q = \Delta U + L, \text{ Дж}$$

тобто: підведена до термодинамічної системи (газу) теплота витрачається на зміну (підвищення) її внутрішньої енергії і здійснення роботи проти зовнішніх сил. Для 1 кг газу вираз 1^{го} закону термодинаміки можна записати як: $q = \Delta u + \ell$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, або в диференційній формі $dq = du + d\ell$, або $dq = du + p dv$ (це перша форма

запису 1^{го} закону термодинаміки в диференційній формі).

Які ж наслідки витікають з 1^{го} закону термодинаміки?

1. Нехай термодинамічна система (робоче тіло) здійснює термодинамічний процес при умові, що її питомий об'єм сталий, $v = \text{const}$ (ізохорний процес). Тоді відповідно до 1^{го} закону термодинаміки $dq = du + p dv \rightarrow = 0$

Але похідна від $v=const$ буде дорівнювати нулю і тоді $du = dq = c_v dT$.

Тут dT – елементарна зміна температури робочого тіла, а c_v – його питома ізохорна (істинна) теплоємність.

Проінтегруємо ліву і праву частини цього рівняння у визначеному інтервалі зміни стану термодинамічної системи: $\int_1^2 du = \int_1^2 c_v dT$. Маємо: $u_2 - u_1 = c_v$

$(T_2 - T_1)$, $\frac{Дж}{кг}$, або $\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1)$, $\frac{Дж}{кг}$, де c_{vm} – питома середня (в інтервалі $T_2 - T_1$) ізохорна теплоємність робочого тіла даної термодинамічної системи.

Примітка: дослідження показують, що це рівняння справедливе для будь-якого термодинамічного процесу (хоча воно одержане для ізохорного процесу).

2. Нехай термодинамічна система здійснює термодинамічний процес при умові, що її абсолютний тиск p сталий, $p=const$ (ізобарний процес).

Тоді відповідно до 1^{го} закону термодинаміки: $dq = du + pdv$. Продиференціюємо вираз рівняння стану термодинамічної системи, записаного для 1 кг робочого тіла. Маємо: $p v = RT \rightarrow p dv + v dp = R dT$. Але в даному процесі $p=const$, отже $dp=0$. Тоді $p dv = R dT$. Це значення $p dv$ і підставимо в, записане вище, рівняння 1^{го} закону термодинаміки, пам'ятаючи, що в цьому процесі $dq = c_p dT$, де c_p – питома ізобарна (істинна) теплоємність робочого тіла. Тоді: $c_p dT = c_v dT + R dT$. Скорочуючи ліву і праву частини рівняння на однаковий множник dT , одержимо: $c_p = c_v + R$, або $R = c_p - c_v$, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$. Це рівняння встановлює зв'язок між ізохорною, ізобарною теплоємностями і характеристичною газовою сталою газу і називається в термодинаміці рівнянням Р. Майєра.

Введемо до розгляду співвідношення, названих вище, теплоємностей $\frac{c_p}{c_v} = k$, де k – так званий, показник адіабати. Маючи два рівняння з двома невідомими c_p і c_v , можна (знаючи величину характеристичної газової сталої R даного газу і показник адіабати k) визначити значення питомих теплоємностей

цього газу c_p і c_v : $c_v = \frac{1}{k-1} R, \frac{Дж}{кг \cdot K}$; $c_p = \frac{k}{k-1} R, \frac{Дж}{кг \cdot K}$. (Як встановлено, показник адіабати k залежить від атомності газу: $k=1,67$ – для одноатомного газу; $k=1,41$ – двоатомного газу; $k=1,29$ – для трьох – і багатоатомного газу).

3. Запишемо ще раз рівняння 1^{го} закону термодинаміки: $dq=du+pdv$. Продиференціюємо ліву частину рівняння стану для 1 кг робочого тіла $p v = RT \rightarrow d(p v) = p dv + v dp$. Звідки $p dv = d(p v) - v dp$. Підставимо це значення $p dv$ в рівняння 1^{го} закону термодинаміки: $dq=du+ d(p v) - v dp$. Зведемо під один знак диференціалу параметри u та $p v$. Одержимо $dq= d(u+p v) - v dp$. Суму величин $u+p v=i$ прийнято у термодинаміці називати **ентальнію робочого тіла** (з грецької «тепловміст» або «нагрівання»). Як видно з рівняння $i=u+p v$, тобто $i=\varphi(p, T, v)$ визначається через термічні параметри стану i , отже, ентальпія сама може виступати як параметр стану. Тоді рівняння 1^{го} закону термодинаміки можна записати як: $dq= di - v dp$ (це друга форма запису 1^{го} закону термодинаміки в диференційній формі).

Нехай термодинамічна система здійснює термодинамічний процес при умові, що $p=const$ (ізобарний процес). Тоді це рівняння можна записати як: $dq=c_p dT=di-v dp$.

Але $dp=0$ і тоді $di = c_p dT$. Проінтегруємо ліву і праву частини цього рівняння у визначеному інтервалі зміни стану термодинамічної системи:

$\int_1^2 di = \int_1^2 c_p dT$. Маємо: $i_2 - i_1 = c_p (T_2 - T_1), \frac{Дж}{кг}$, або $\Delta i = c_{pm} (T_2 - T_1), \frac{Дж}{кг}$, де c_{pm} – питома середня (в інтервалі T_2-T_1) ізобарна теплоємність робочого тіла даної термодинамічної системи.

Примітка: дослідження показують, що це рівняння справедливе для будь-якого термодинамічного процесу (хоча воно одержане для ізобарного процесу).

4. Запишемо рівняння 1^{го} закону термодинаміки в диференційній (першій) формі: $dq=du+p dv$, або $dq= c_v dT + p dv$. Ліву і праву частини рівняння поділимо на абсолютну температуру T . Отримаємо: $\frac{dq}{T} = \frac{c_v}{T} dT + \frac{p}{T} dv$. Співвідношення

$\frac{p}{T}$ замінімо співвідношенням $\frac{R}{v}$ (що витікає з рівняння стану робочого тіла

для 1 кг $p v = RT$). Тоді маємо: $\frac{dq}{T} = \frac{c_v}{T} dT + \frac{R}{v} dv$. Пам'ятаючи загальний

(конструктивний) вираз повного диференціалу функції двох змінних $z = \varphi(x, y)$

$\rightarrow dz = \frac{\partial z}{\partial x} dx + \frac{\partial z}{\partial y} dy$ і порівнюючи його з рівнянням $\frac{dq}{T} = \frac{c_v}{T} dT + \frac{R}{v} dv$, бачимо,

що його права частина є не що інше як повний диференціал деякої функції

$s = \varphi(T, v)$, повний диференціал якої $ds = \frac{dq}{T}$. Цю функцію (вона може виступати

і як самостійний параметр) прийнято називати **ентропією** (з грецької

«перетворення»). Її ввів до розгляду німецький вчений Р. Клаузіус як функцію,

що характеризує тепловий стан термодинамічної системи. Таким чином, маємо:

$ds = \frac{c_v}{T} dT + \frac{R}{v} dv$ (*). Проінтегруємо ліву праву частини цього рівняння у

визначеному інтервалі зміни стану термодинамічної системи:

$\int_1^2 ds = \int_1^2 c_v \frac{dT}{T} + \int_1^2 R \frac{dv}{v}$. Отримаємо: $s_2 - s_1 = c_v (\ln T_2 - \ln T_1) + R (\ln v_2 - \ln v_1)$, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$,

або $\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$ (I). Так визначається зміна ентропії робочого

тіла, коли вона визначається як функція $s = \varphi(T, v)$.

Запишемо рівняння стану термодинамічної системи для початкового стану

$p_1 v_1 = RT_1$ і кінцевого стану $p_2 v_2 = RT_2$ і поділимо друге рівняння на перше.

Отримаємо: $\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{T_2}{T_1}$ (**). Підставимо отримане значення $\frac{T_2}{T_1}$ в рівняння (I):

$\Delta s = c_v \ln \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$, і прологарифмуємо перший член правої частини

рівняння: $\Delta s = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_v \ln \frac{v_2}{v_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1}$, $\frac{Дж}{кг \cdot K}$, або

$$\Delta s = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + (c_v + R) \ln \frac{v_2}{v_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K}.$$

Пам'ятаючи, що відповідно до рівняння Майєра $c_p = c_v + R$, одержимо:

$$\Delta s = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K} \quad (II).$$

Так визначається зміна ентропії робочого тіла, коли вона визначена як функція $s = \varphi(p, v)$. Рівняння (**) можна виразити і відносно $\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1} \cdot \frac{p_1}{p_2}$ і підставити це

співвідношення в рівняння (I). Тоді: $\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2 p_1}{T_1 p_2}, \frac{Дж}{кг \cdot K}$, або

$$\Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_1}{p_2}, \frac{Дж}{кг \cdot K}, \text{ або } \Delta s = (c_v + R) \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{p_1}{p_2}, \frac{Дж}{кг \cdot K},$$

$$\text{або } \Delta s = c_{p_m} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K} \quad (III).$$

Так визначається зміна ентропії робочого тіла, коли вона визначається як функція $s = \varphi(p, T)$. Для чого так важливо знати, як змінюється ентропія термодинамічної системи при зміні її стану?

Вище було встановлено, що $ds = \frac{dq}{T}$. Тоді очевидно, $dq = T \cdot ds$, тобто

елементарне значення теплоти, що фігурує в термодинамічному процесі, можна представити як добуток абсолютної температури робочого тіла на зміну його ентропії. Це відкриває новий підхід до визначення теплоти, що фігурує в термодинамічному процесі, не через теплоємність робочого тіла $q = c_{vm} \Delta T$, а

через зміну ентропії $q = T \cdot \Delta s, \frac{Дж}{кг}$. Тоді загальна формула для визначення

теплоти в будь-якому термодинамічному процесі буде мати вигляд

$$q = \int_1^2 T ds, \frac{Дж}{кг}. \text{ Для ізотермного процесу, коли } T = const, \text{ права частина цього}$$

рівняння визначається легко $T(s_2 - s_1)$, або $T \cdot \Delta s$. Та як бути в інших випадках?

Знову прийдеться звернути увагу на графічне інтегрування, коли термодинамічний процес зображується у вигляді графіка, побудованого в

координатах T - s (теплова діаграма, див. рис. 2.3). Визначимо на цьому графіку довільну «полосу» шириною ds , якій буде відповідати температура T . Тоді

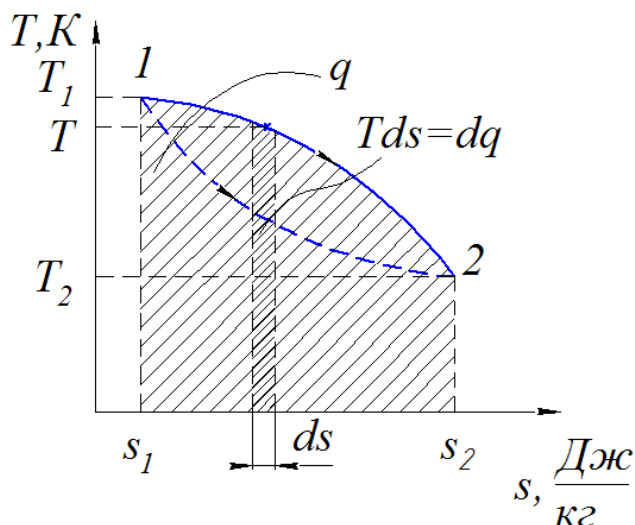


Рис. 2.3. Теплова діаграма.

площу цієї «полоси» можна визначити як $T \cdot ds$. Але ж це вираз для елементарної теплоти, яка фігурує в процесі, що здійснює робоче тіло. Проінтегрувавши (підсумувавши) безліч таких «полос» під кривою процесу, можна (з урахуванням масштабу на параметри T і s) визначити і саму

теплоту, яка фігурує в цьому процесі, змінюючи свій стан від 1 до 2 (площа під кривою процесу).

Відмітимо, що теплота (також як і робота) є характеристикою процесу (а не стану робочого тіла). Якщо графік процесу (на рис. 3) проходив би відповідно до пунктирної лінії, то площа під кривою процесу була б іншою (меншою), і теплота, що фігурувала б в процесі була іншою. Нагадуємо ще раз, що система координат T - s , в якій будуються графіки перебігу теплових процесів, часто називають «*тепловою діаграмою*».

2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.

1. Поняття про рівноважний термодинамічний процес.

2. Загальне уявлення про ізохорний, ізобарний, ізотермний, адіабатний та узагальнюючий політропний процеси.

Будь-яка зміна термодинамічного стану системи в часі називається термодинамічним процесом. При переміщенні поршня в циліндрі об'єм, тиск і температура газу, що всередині, будуть змінюватись, буде відбуватись процес розширення або стиснення.

Термодинамічний процес – це визначена послідовність зміни термодинамічного стану системи.

Розрізняють рівноважний і нерівноважний стан системи (процеси).

Рівноважний стан системи: якщо зі зміною часу термічні параметри стану термодинамічної системи не змінюються, то вона знаходиться в рівновазі. При $p = \text{const}$ – має місце *механічна рівновага*, при $T = \text{const}$ – *термічна рівновага*.

Рівноважний термодинамічний процес – це безперервна послідовна зміна рівноважних станів системи.

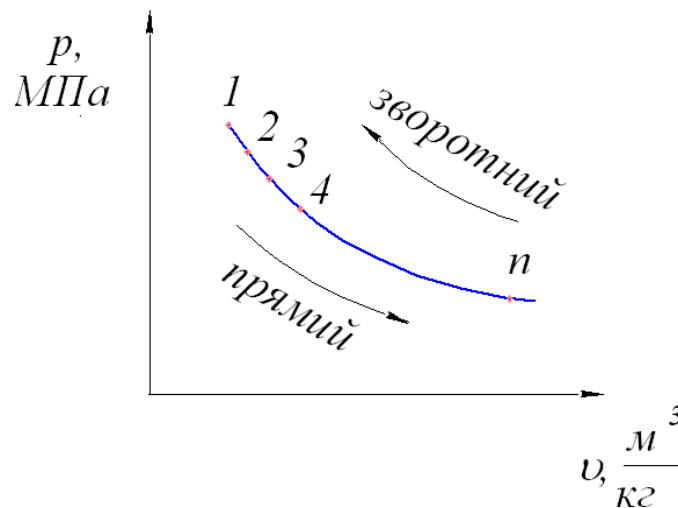


Рис. 2.4. Графік перебігу рівноважному термодинамічному процесу.

В рівноважному термодинамічному процесі термодинамічна система проходить, як в прямому так і в зворотньому напрямку, через один і той же ряд рівноважних станів, що характеризуються термічними параметрами: 1-й стан (p_1, v_1, T_1) , 2-й стан (p_2, v_2, T_2) , 3-й стан (p_3, v_3, T_3) , перебіг процесу 1-2-3-n. (рис. 2.4). Виявляється, що рівноважні термодинамічні процеси мають властивість оборотності. Рівноважні процеси мають властивість оборотності.

Оборотний термодинамічний процес - це процес, при здійсненні якого, у прямому і зворотньому напрямку не відбуваються залишкові зміни ні в самій системі, ні в навколишньому середовищі.

Реальні термодинамічні процеси часто супроводжуються шкідливими явищами, що пов'язані з дисипацією (розсіюванням) енергії системи. Розсіювання відбувається за рахунок тертя, вихроутворення та ін. Тому процеси, що протікають з порушенням рівноваги, називають **нерівноважними**. **Нерівноважні системи - необоротні.**

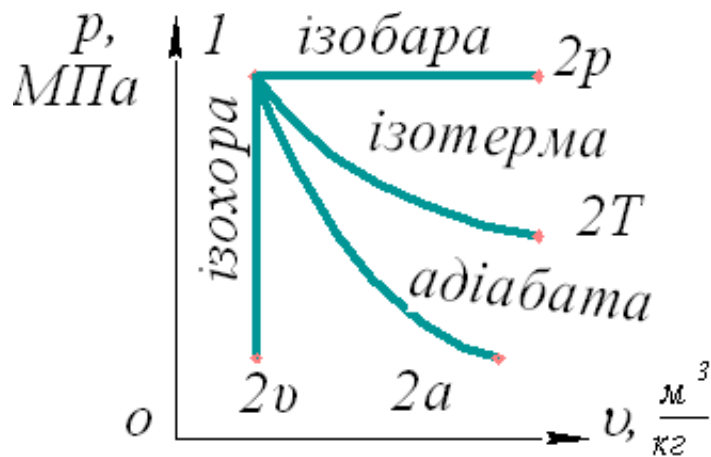


Рис. 2.5. Графічне зображення основних термодинамічних процесів.

В технічній термодинаміці (в теплоенергетичних установках) розглядають такі характерні процеси як: ізохорні, ізобарні, ізотермні, адіабатні, політропні. Графічне зображення основних термодинамічних процесів (рис. 2.5): ізобара – $p = \text{const}$, ізотерма – $T = \text{const}$, ізохора – $v = \text{const}$, адіабата – $pv^k = \text{const}$, де $k = \frac{c_p}{c_v}$ (відсутній теплообмін з навколишнім середовищем), політропа – $pv^n = \text{const}$, де n – будь-яке (ціле, або дробове; позитивне чи від'ємне) число із множини – $-\infty < n < +\infty$.

Нижче розглянуті основні визначення і аналіз параметрів та термодинамічних характеристик в основних термодинамічних процесах (для 1 кг робочого тіла).

2.3. Визначення і аналіз параметрів та термодинамічних характеристик в основних термодинамічних процесах (для 1 кг робочого тіла).

Ізохорний процес.

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійному об'ємі робочого тіла називається ізохорним (з грецької «хоре» - об'єм, простір, «іzos» - однаковий, незмінний).
2. Де використовується – в бензинових ДВЗ (процеси підведення і відведення теплоти ізохорні).
3. Рівняння процесу: $v = \text{const}$; $dv = 0$; $v_1 = v_2$.
4. Графік перебігу процесу в робочій (p - v) діаграмі – пряма вертикальна лінія.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при $\nu = \text{const}$ відповідно до закону

Шарля $\frac{p}{T} = \text{const}$, тобто $\frac{p_1}{T_1} = \frac{p_2}{T_2}$; або $\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}$.

6. Робота зміни об'єму робочого тіла $\ell_V = \int_1^2 p d\nu = 0$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$, тому що $d\nu = 0$.

7. Теплота, що фігурує в процесі $q_V = c_{vm}(T_2 - T_1)$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла $\Delta u_V = c_{vm}(T_2 - T_1)$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Як видно з

пунктів 7 і 8 $q_V = \Delta u_V$, тобто в ізохорному процесі вся підведена до робочого тіла теплота повністю витрачається на зміну його внутрішньої енергії.

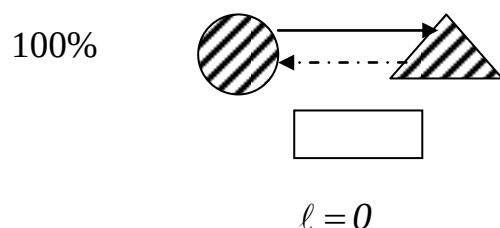
9. Зміна ентальпії робочого тіла $\Delta i_V = c_{pm}(T_2 - T_1)$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

10. Зміна ентропії робочого тіла $\Delta s_V = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1}$, $\frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$ (тому

що при $\nu_1 = \nu_2$, $\ln 1 = 0$).

11. Графік перебігу процесу в тепловій (T - s) діаграмі – логарифмічна крива з невеликим прогином донизу – $1 - 2\nu$ (рис. 2.6).

12. Відповідно до 1-го закону термодинаміки зв'язок між теплотою $\bigcirc$, зміною внутрішньої енергії $\triangle$ і роботою $\square$ в ізохорному процесі виглядає як



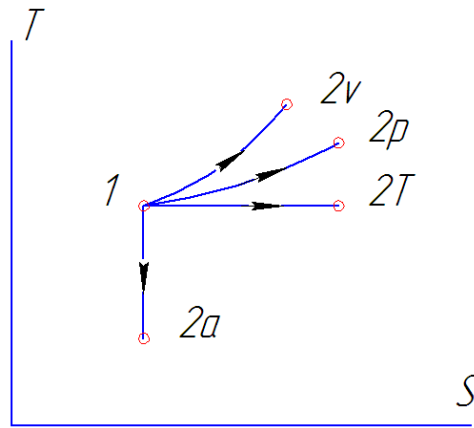


Рис. 2.6. Графік сумісного перебігу процесів.

Ізобарний процес

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійному тиску робочого тіла називається ізобарним (з грецької «барос» - тиск, простір, «іzos» - однаковий, незмінний).

2. Де використовується – в дизельних ДВЗ, ГТУ, КУ.

3. Рівняння процесу: $p = const$; $dp = 0$; $p_1 = p_2$.

4. Графік перебігу процесу в робочій ($p-v$) діаграмі – пряма горизонтальна лінія.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при $p = const$ відповідно до закону

Гей-Люссака $\frac{v}{T} = const$, тобто $\frac{v_1}{T_1} = \frac{v_2}{T_2}$; або $\frac{T_2}{T_1} = \frac{v_2}{v_1}$.

6. Робота зміни об'єму робочого тіла: $\ell_p = \int_1^2 p dv = p(v_2 - v_1)$, $\frac{Дж}{кг}$.

7. Теплота, що фігурує в процесі: $q_p = c_{pm}(T_2 - T_1)$, $\frac{Дж}{кг}$.

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла: $\Delta u_p = c_{vm}(T_2 - T_1)$, $\frac{Дж}{кг}$.

9. Зміна ентальпії робочого тіла: $\Delta i_p = c_{pm}(T_2 - T_1)$, $\frac{Дж}{кг}$. Як видно з пунктів 7 і

9 $q_p = \Delta i_p$, тобто в ізобарному процесі вся підведена до робочого тіла теплота витрачається на зміну його ентальпії.

10. Зміна ентропії робочого тіла: при $s = \varphi(p, T)$ $\Delta s_p = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_{pm} \ln \frac{T_2}{T_1}$,

$\frac{Дж}{кг \cdot K}$ (тому що при $p_1 = p_2 \ln 1 = 0$).

11. Графік перебігу процесу в тепловій (T - s) діаграмі – логарифмічна крива з невеликим прогином донизу – 1–2р (так як $c_{pm} > c_{vm}$ то при $\frac{T_2}{T_1} = idem \Delta s_p > \Delta s_v$ і ізобара на цій діаграмі більш полого крива ніж ізохора, рис. 2.6).

Ізотермний процес

1. Визначення процесу: процес, що відбувається при постійній температурі робочого тіла називається ізотермним (з грецької «терме» - жар, вогонь, температура; «іzos» - однаковий, незмінний).

2. Де використовується – в котельних установках (процес випаровування води, конденсації водяної пари).

3. Рівняння процесу: $T = const$; $dT = 0$; $T_1 = T_2$, або з рівняння Клапейрона для 1 кг робочого тіла $p\nu = RT$, при $T = const \rightarrow p\nu = const$.

4. Графік перебігу процесу в робочій (p - ν) діаграмі – рівнобічна гіпербола.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: при $T = const$ відповідно до закону

Бойля-Маріотта: $p\nu = const$, тобто $p_1\nu_1 = p_2\nu_2$; або $\frac{p_2}{p_1} = \frac{\nu_1}{\nu_2}$.

6. Робота зміни об'єму робочого тіла:

$$\ell_T = \int_1^2 p d\nu = \int_1^2 \frac{RT}{\nu} d\nu = RT \int_1^2 \frac{d\nu}{\nu} = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1} = RT \ln \frac{p_1}{p_2}, \frac{Дж}{кг}.$$

7. Теплота, що фігурує в процесі. Відповідно до 1-го закону термодинаміки:

$$q_T = \Delta u_T + \ell_T = \ell_T = RT \ln \frac{\nu_2}{\nu_1}, \frac{Дж}{кг}. \text{ (так як } \Delta u_T = 0 \text{ (див. пункт 8); і таким}$$

чином в ізотермному процесі всю підведену до робочого тіла теплоту можна перетворити в роботу, бо $q_T = \ell_T$).

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла $\Delta u_T = c_{vm}(T_2 - T_1) = 0$, $\frac{Дж}{кг}$.

9. Зміна ентальпії робочого тіла $\Delta i_T = c_{pm}(T_2 - T_1) = 0, \frac{Дж}{кг}$.

10. Зміна ентропії робочого тіла: при $s = \varphi(T, v)$

$$\Delta s_T = c_{vm} \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = R \ln \frac{v_2}{v_1}, \frac{Дж}{кг \cdot K} \text{ (тому що при } T_1 = T_2 \text{ } \ln 1 = 0 \text{)}.$$

11. Графік перебігу процесу в тепловій (T - s) діаграмі – пряма горизонтальна лінія.

Адіабатний процес

1. Процес, що відбувається без теплообміну з навколишнім середовищем називається адіабатним (з грецької «адіабатос» - непроникний (для теплоти)).

2. Де використовується – в ДВЗ, ГТД (процеси стиснення, розширення) процес розширення в ПСУ.

3. Рівняння процесу: $q = 0, \frac{Дж}{кг} dq = 0; \frac{dq}{d\tau} = 0$ (де τ - час).

Використовуючи 1-й закон термодинаміки (в 1-й та 2-й формах), $dq = du + pdv$ та $dq = di + vdp$ можна вивести рівняння адіабатного процесу у вигляді $pv^k = const$,

де $k = \frac{c_p}{c_v}$ - показник адіабати.

4. Графік перебігу процесу в робочій (p - v) діаграмі – нерівнобічна гіпербола.

5. Зв'язок між параметрами робочого тіла: в цьому процесі змінюються всі три

параметри p, T, v , так що: $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^k; \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}; \frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^{\frac{k}{k-1}}; \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}$.

6. Робота зміни об'єму робочого тіла. З рівняння першого закону термодинаміки $q_a = \Delta u_a + \ell_a$ при умові, що $q_a = 0$ маємо

$$\ell_a = -\Delta u_a = -c_{vm}(T_2 - T_1) = c_{vm}(T_1 - T_2), \frac{Дж}{кг}$$

Пам'ятаючи, що $c_{vm} = \frac{1}{k-1} R$,

$$\frac{Дж}{кг \cdot K}, \text{ можна роботу процесу виразити як: } \ell_a = \frac{1}{k-1} R(T_1 - T_2) = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2),$$

$$\frac{Дж}{кг}.$$

7. Теплота, що фігурує в процесі: $q = 0, \frac{Дж}{кг}$.

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла: $\Delta u_a = c_{vm}(T_2 - T_1), \frac{Дж}{кг}$.

9. Зміна ентальпії робочого тіла: $\Delta i_a = c_{pm}(T_2 - T_1), \frac{Дж}{кг}$.

10. Зміна ентропії робочого тіла $ds = \frac{dq}{T}$, при $dq = 0$ маємо $ds = 0$, тобто $s = const$. Ось чому адіабатний процес часто називають ізоентропним.

11. Графік перебігу процесу в тепловій ($T-s$) діаграмі – пряма вертикальна лінія.

Політропний (узагальнюючий) процес

1. Процес, що описується рівнянням $p v^n = const$, де n - показник політропи – будь-яке ціле або дробове, позитивне або від'ємне число із множини $-\infty < n < +\infty$.

2. Де використовується – у всіх теплоенергетичних установках: ДВЗ, ГТД, КУ, ПСУ, ХУ і т. д.

3. Рівняння процесу $p v^n = const$, тобто $p_1 v_1^n = p_2 v_2^n$.

4. Графік перебігу процесу в робочій ($p-v$) діаграмі – будь-яка лінія. Але при прийнятому показникові політропи n – конкретна лінія і по формі і по напрямку.

5. Так як рівняння адіабати $p v^k = const$ і політропи $p v^n = const$ конструктивно однакові, то всі формули зв'язку між основними параметрами і характеристиками політропного процесу, можна записати замінивши в них

показник адіабати k на показник політропи n , тобто: $\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^n$; $\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{n-1}$;

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

6. Робота зміни об'єму робочого тіла: $\ell = \frac{1}{n-1} R(T_1 - T_2) = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2), \frac{Дж}{кг}$.

7. Теплота, що фігурує в процесі:

$$q = c_{n_m} (T_2 - T_1), \frac{Дж}{кг}, \text{ де } c_{n_m} = c_{vm} \frac{n-k}{n-1}, \frac{Дж}{кг}.$$

8. Зміна внутрішньої енергії робочого тіла: $\Delta u = c_{vm}(T_2 - T_1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

9. Зміна ентальпії робочого тіла: $\Delta i = c_{pm}(T_2 - T_1), \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

10. Зміна ентропії робочого тіла: $\Delta s = c_{nm} \ln \frac{T_2}{T_1}, \frac{\text{Дж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}$.

11. Графік перебігу процесу в тепловій (T - s) діаграмі – будь-яка лінія. Але при прийнятому показникові політропи n – конкретна лінія і по формі і по напрямку.

Виявляється, що розглянуті вище чотири термодинамічні процеси є частковими процесами узагальнюючого політропного процесу: $p v^n = \text{const}$.

Насправді:

а) при $n = 0, p v^0 = \text{const} \rightarrow p = \text{const}$ – ізобарний процес;

б) при $n = 1, p v^1 = \text{const} \rightarrow T = \text{const}$ – ізотермний процес;

в) при $n = k, p v^k = \text{const}$ – адіабатний процес;

г) при $n = \infty, p v^\infty = \text{const}$, або $p^{\frac{1}{\infty}} v = \text{const}$, або $p^0 v = \text{const} \rightarrow v = \text{const}$ – ізохорний процес.

Спільний перебіг цих процесів в робочій (p - v) і тепловій (T - s) діаграмах представлений на рисунку 2.7.

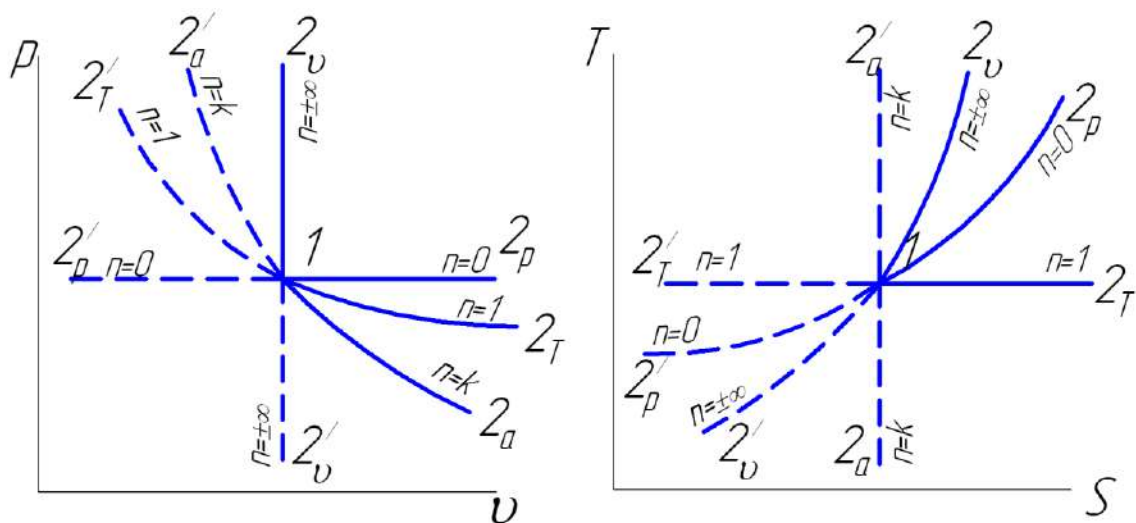


Рис. 2.7. Спільний перебіг термодинамічних процесів.

Тут процеси: 1– 2_v – ізохорний, 1– 2_p – ізобарний, 1– 2_T – ізотермний, 1– 2_a

– адіабатний – процеси розширення, $dv > 0$; $1-2/\nu$ – ізохорний, $1-2/p$ – ізобарний, $1-2/T$ – ізотермний, $1-2/a$ – адіабатний – процеси стиснення, $dv < 0$.

Знаючи характер процесу (розширення чи стискання) і показник політропи, можна завжди дати коротку якісну характеристику процесу – зміну його основних параметрів та термодинамічних характеристик.

Взагалі для зручності аналізу і для якісної оцінки будь-якого термодинамічного процесу прийнято всі політропні процеси (розширення при $dv > 0$ і стиснення при $dv < 0$) згрупувати в три характерні групи:

- 1 група, в якій показник політропи $-\infty < n < 1$.
- 2 група, в якій показник політропи $1 < n < k$.
- 3 група, в якій показник політропи $k < n < +\infty$.

ТЕМА 3. Другий закон термодинаміки, теоретичні цикли ДВЗ та ГТУ.

3.1. Другий закон термодинаміки.

3.2. Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ).

3.3. Теоретичні цикли газотурбінних установок (ГТУ).

3.1. Другий закон термодинаміки.

- 1. Зміст і визначення 2 закону термодинаміки.**
- 2. Поняття про колові процеси цикли (прямий і зворотний цикл Карно).**
- 3. Термічний к.к.д. та холодильний коефіцієнт.**

1-й закон термодинаміки стверджує, що вся теплота Q , підведена до термодинамічної системи, витрачається на зміну внутрішньої енергії ΔU і на здійснення роботи проти зовнішніх сил L : тобто $Q = U + L$. Для 1 кг робочого тіла $q = \Delta u + \ell$. Так як $dl = p dv$, тоді $dq = du + p dv$.

Перший закон термодинаміки - це окремий випадок закону збереження і перетворення енергії. Закон стверджує, що теплота може переходити в роботу, а робота в теплоту. Але цей закон не обумовлює умов, за яких ці взаємоперетворення можливі. Двигун, що мав би змогу одержувати роботу без енергетичних витрат, називається **вічним двигуном 1-го роду**. Але такий двигун неможливий, тому що це суперечить 1-му закону термодинаміки.

1-й закон не пояснює чи вся теплота переходить в роботу, чи лише якась її частина і в якому напрямі здійснюється перехід. З дослідів відомо, що робота

перетворюється в теплоту легко, завжди і повністю (лише при наявності різниці температур між джерелом теплоти і споживачем - "приймачем" теплоти). Зворотній же процес повного перетворення всієї теплоти в роботу неможливий (коли температури тіл зрівнюються, процес переносу теплоти припиняється). Але можливо здійснити зворотний не самовільний (протиприродний) процес передачі тепла від менш нагрітих тіл до більш нагрітих (наприклад, в холодильних машинах), але для здійснення цього процесу необхідно підвести додаткову зовнішню енергію. Отже, робота в теплоту перетворюється швидко, повністю, а теплота в роботу не завжди, а при певних умовах і не повністю (для цього потрібне зовнішнє джерело енергії). Таким чином, 2-й закон вказує напрямок і умови перетворення теплоти в роботу та максимально можливий ефект цього перетворення.

У 1850 р. Р. Клаузіус сформулював 2-й закон термодинаміки: *теплота не може переходити від холодного тіла до більш нагрітого сама собою, тобто без компенсації (без затрат зовнішньої роботи)*.

М. Планк дав таке формулювання 2 закону: *вся теплота в теплових двигунах не може бути повністю перетворена в роботу, частина цієї теплоти повинна бути передана тілам, що мають нижчу температуру*.

Формулювання Саді Карно: *для перетворення теплоти в роботу необхідно мати температурний перепад і не можливо всю теплоту перетворити в роботу*.

Формулювання Томсона: *не вся теплота, одержана від джерела теплоти може перейти в роботу, а лише деяка частина. Решта незаперечно повинна бути віддана навколишнім тілам*.

З формулювання Томсона випливає, що побудова вічного двигуна 2-го роду (тобто, який здійснюватиме одержання роботи лише за рахунок використання джерела енергії теплоти, наприклад, внутрішньої енергії океану) неможлива.

Таким чином, ***Perpetuum mobile*** (вічний двигун) 2-го роду – двигун, який міг би працювати лише при наявності одного джерела теплоти (без холодного

джерела) неможливий. (Так як і *Perpetuum mobile* 1-го роду – машина, яка без будь-яких витрат енергії з зовні сама стала б вічним джерелом енергії).

Другий закон термодинаміки встановлює напрямок ходу мимовільних теплових процесів в природі, а також визначає умови перетворення теплоти в роботу. **Відповідно до цього закону теплота в природі переходить від більш нагрітих тіл до менш нагрітих, а для перетворення теплоти в роботу в будь-якому тепловому двигуні необхідно мати два джерела теплоти з різними температурами.**

Розташовуючи між ними робоче тіло (повітря, газ), нагріваючи його від джерела з більшою температурою можна тільки частину одержаної теплоти перетворити в роботу. Другу її частину необхідно обов'язково віддати джерелу з меншою температурою (навколишньому середовищу). При цьому ККД двигуна буде завжди меншим 1,0.

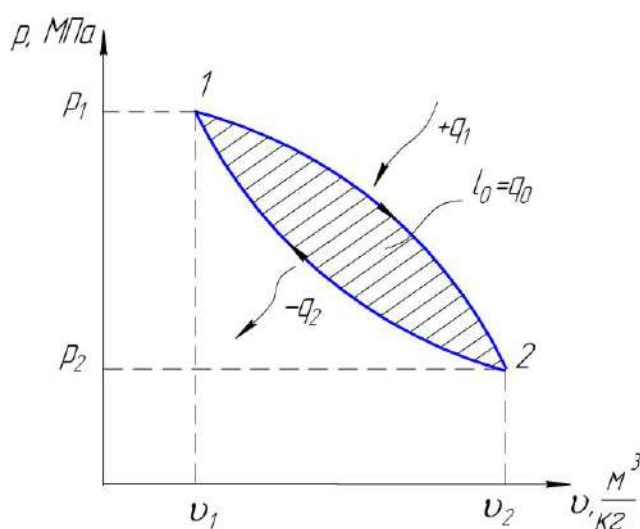


Рис. 3.1. Довільний коловий процес.

2-й закон термодинаміки добре пояснюється коловими процесами. Таким чином, для отримання в великих кількостях роботи необхідно, щоб робоче тіло в двигуні здійснювало, так званий, коловий процес – цикл, тобто замкнутий (коловий) процес, в результаті якого робоче тіло постійно повертається в вихідне положення.

Довільний коловий процес представлений на рисунку 3.1. Тут: 1–2 – процес розширення робочого тіла з підводом теплоти q_1 ; 2–1 – процес стиснення робочого тіла з відводом теплоти q_2 . Робота циклу $\ell_0 = \ell_{розш.} - \ell_{стис.}$,

$\frac{Дж}{кг}$, а теплота $q_0 = |q_1| - |q_2|$, $\frac{Дж}{кг}$ – ефективно використана в циклі теплота.

Очевидно $\ell_0 = q_0$, $\frac{Дж}{кг}$. Насправді, відповідно до 1^{го} закону термодинаміки

$q_0 = \Delta u_o + \ell_o, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Але в циклі р. т. повертається в початковий стан, і тоді $\Delta u_o = 0$

$\frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Отже $\ell_o = q_o, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$. Цикл, в результаті якого отримується позитивна робота $(+\ell_o)$, називається **прямим** циклом (циклом теплових двигунів, в діаграмах $p-v$, $T-s$ він здійснюється по годинниковій стрілці).

Цикл, в результаті якого витрачається ззовні робота $(-\ell_o)$, для перенесення теплоти від менш нагрітого тіла до більш нагрітого, називається **зворотним** циклом (циклом холодильних установок). В діаграмах $p-v$, $T-s$ він здійснюється проти годинникової стрілки.

Запишемо 1-й закон термодинаміки для прямого циклу, що здійснює 1 кг робочого тіла): $q_1 - q_2 = q_o = \Delta u_o + \ell_o$. В зв'язку з тим, що робоче тіло повертається у вихідне положення, зміна внутрішньої енергії $\Delta u_o = 0$. І тоді: $\ell_o = q_o, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Цикли, які складені з рівновісних обернених процесів, називаються **оберненими** циклами.

Досконалість прямого оборотного циклу оцінюється термічним коефіцієнтом корисної дії $\eta_t = \frac{\ell_o}{q_o} = \frac{q_o}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$ – який показує, яка частка підведеної в циклі до р. т. теплоти q_1 перетворюється в корисну роботу циклу $\ell_o, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Тобто, в колових процесах не можливо повністю перетворювати підведене тепло в роботу; частина тепла q_2 невідворотно повинна бути передана холодним джерелам (для подальшого перетворення в роботу вона вважається втраченою), тому термічний к.к.д. будь-якого теоретичного циклу завжди < 1 .

Термічний к.к.д. оцінює ступінь досконалості циклу теплового двигуна. Чим більший к.к.д., тим більша частина підведеного тепла перетворюється в роботу. Робота циклу $\ell_o = \eta_t q, \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Досконалість зворотного оберненого циклу оцінюється холодильним

коефіцієнтом: $\varepsilon = \frac{|q_2|}{\ell_0}$, який показує скільки *Дж* холоду виробляється в циклі холодильної установки при витраті ззовні 1 *Дж* роботи.

Робота теплового двигуна протікає таким чином. Розширюючись по лінії *1m2*, робоче тіло здійснює роботу еквівалентну площі $1m2V_2V_1$. У безперервно діючій машині цей процес повинен здійснюватися безперервно, для цього лише треба уміти повертати тіло у вихідне положення. Цей перехід можна здійснити по лінії *2m1*, але тоді над робочим тілом буде здійснена та сама робота, і в результаті сумарна робота циклу буде =0.

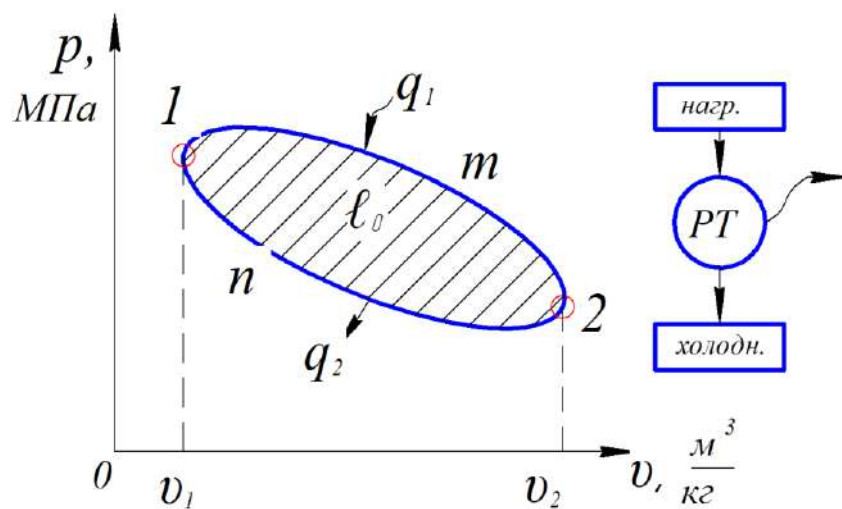


Рис. 3.2. Діаграма колового процесу теплового двигуна.

Щоб двигун безперервно виробляв механічну енергію, необхідно, щоб робота розширення була більше роботи стиснення. Тобто стиснення повинно бути здійснене по лінії *2n1* (а для цього робоче тіло треба охолодити).

Як видно, робота розширення L_p (площа $1m2V_2V_1$) > роботи стиснення L_c площа ($2n1V_1V_2$). Різниця між ними і становить роботу циклу ℓ_0 .

За призначенням теплові машини поділяються на теплові двигуни та на холодильні установки.

Тепловий двигун – це безперервودیючий пристрій, в яких відбувається перетворення теплоти q_1 в роботу ℓ_0 .

Холодильні установки – це безперервودیючі пристрої, що переносять теплоту від тіл з меншою температурою до тіл з більшою (за рахунок зовнішньої енергії).

У якості робочих тіл в холодильних установках використовують пари низькокиплячих речовин (аміак, фреон). Безперервну дію двигуна чи холодильних установок можна здійснити лише за допомогою колових термодинамічних процесів-циклів.

У 1824 році С. Карно запропонував прямий оборотний цикл, що складається з 2-х ізотерм і 2-х адіабат і визначає максимальну долю теплоти, яка може бути перетворена в роботу (рис. 3.3).

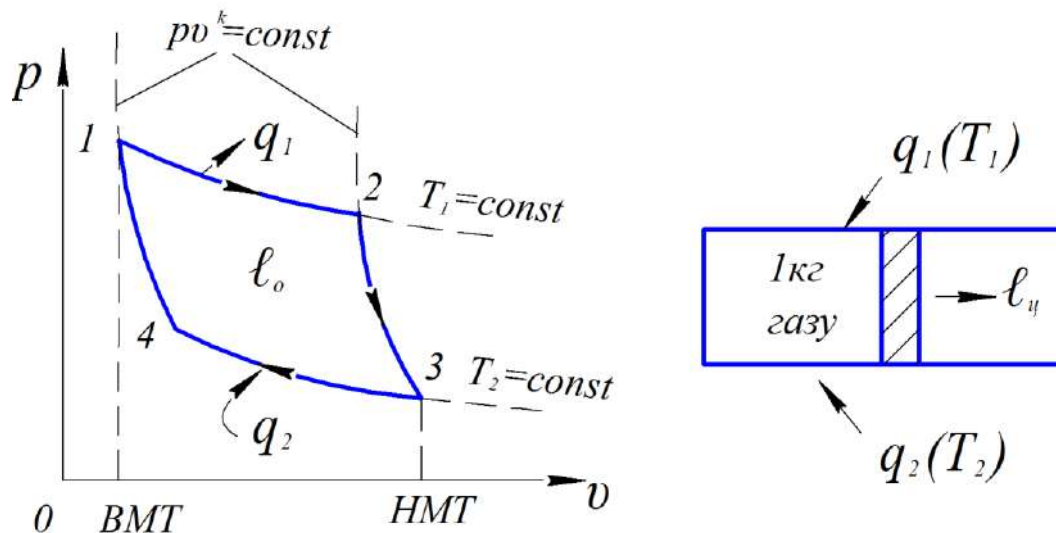


Рис. 3.3. Прямий зворотний цикл Карно.

Тут: 1-2 ізотермний процес розширення, 2-3 – адіабатне розширення, 3-4 ізотермне стиснення, 4-1 – адіабатне стиснення.

Досконалість зворотного оборотного циклу (здійснюється проти часової стрілки рис. 3.2), за яким працюють холодильні установки, оцінюється холодильним коефіцієнтом $\varepsilon_t = \frac{q_2}{l_o}$, що показує скільки $\kappaДж$ холоду можна отримати, витративши 1 $\kappaДж$ зовнішньої енергії. Холодильний коефіцієнт – це не К.К.Д. Його значення може бути $\varepsilon_t = 5...7$. В реальності 2,5...4.

Отже, згідно 2-го закону термодинаміки, для здійснення циклу повинно існувати, як мінімум, 2 джерела теплоти: гаряче (тепловіддавач) з постійною T_1 і холодне (телоприймач) з постійною температурою $T_2 < T_1$.

Підведення теплоти в прямому циклі Карно відбувається при розширенні газу по верхній ізотермі 1-2, відведення теплоти до холодного джерела

відбувається при стисненні по нижній ізотермі 3-4.

І ще раз: перший закон термодинаміки встановлює кількісні співвідношення у процесах взаємного перетворення теплоти і роботи; і є окремим випадком узагальнюючого закону збереження і перетворення енергії.

Другий закон термодинаміки характеризує напрямок природних (необоротних) теплових процесів і умови перетворення теплоти в роботу, а також відмічає якісну відмінність тепла від інших форм передачі енергії.

3.2. Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згорання (ДВЗ).

1. Цикли з підводом теплоти при постійному об'ємі (цикли сучасного карбюраторного та інжекторного двигунів) та при постійному тиску.

2. Змішаний цикл (цикл сучасного дизельного двигуна).

3. Робота та термічний к.к.д. циклів.

ДВЗ – це теплова машина, яка використовує в якості робочого тіла продукти згорання рідкого, або газоподібного палива, яке спалюється безпосередньо всередині циліндра двигуна.

У реальних теплових двигунах джерелом теплоти служать гарячі гази – результат згорання палива, а охолоджувачем – навколишнє середовище.

Робоче тіло знаходиться в термодинамічній рівновазі відповідно з джерелом теплоти й охолоджувачем. Перехід робочого тіла від температури джерела теплоти до температури охолоджувача (і навпаки) здійснюється по адіабаті.

При аналізі термодинамічних циклів теплових машин допускають, що:

- хімічний склад і кількість робочого тіла не змінюється;
- процес згорання палива замінюється оборотним процесом підведення теплоти від зовнішнього джерела;
- випуск продуктів згорання (або пари) замінюється оборотним процесом відводу теплоти в охолоджувач;
- процеси розширення і стиску робочого тіла є адіабатними;
- теплоємність робочого тіла не залежить від температури;
- цикл замкнений, в циклі фігурує 1 кг робочого тіла.

Термодинамічні цикли ДВЗ.

У залежності від способу підведення теплоти розрізняють три термодинамічних цикли двигунів внутрішнього згоряння:

- цикл із підведенням теплоти при $v=const$;
- цикл із підведенням теплоти при $p=const$;
- цикл із змішаним підведенням теплоти при $v=const$ і $p=const$.

Перший цикл характерний для двигунів із зовнішнім сумішоутворенням (бензинові, газові).

Цикл зі змішаним підведенням теплоти характерний для двигунів із внутрішнім сумішоутворенням. Цикл із підведенням теплоти тільки при $p=const$ являє собою термодинамічний круговий процес, що протікає в компресорному дизелі, у якому розпил палива в циліндрі здійснюється стисненням (компресором) повітрям. Ці двигуни в даний час не знайшли застосування, і тому зазвичай розглядають тільки перший і третій цикли.

Цикл зі змішаним підведенням теплоти зображений у $p-v$ - і $T-s$ -координатах на рисунку 3.4.

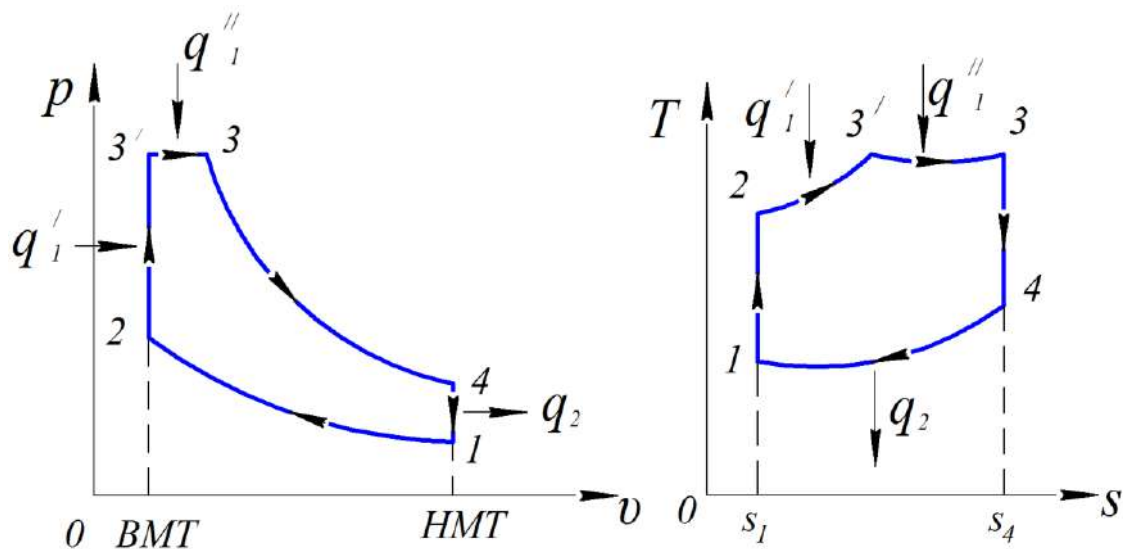


Рис. 3.4. Діаграма циклу двигуна внутрішнього згоряння зі змішаним підведенням теплоти в $p-v$ - і $T-s$ -координатах.

Крива 1-2 відповідає процесу адіабатного стиснення робочого тіла. Підведення теплоти (у реальному двигуні при спалюванні палива) спочатку відбувається по лінії 2-3' при $v=const$, а потім по лінії 3'-3 при $p=const$. При

цьому підводиться теплота $q_1 = q_1^I + q_1^{II}$. Крива 3-4 відповідає процесу адіабатного розширення робочого тіла, а ділянка 4-1 характеризує ізохорний процес відводу теплоти q_2 в охолоджувач.

Введемо безрозмірні параметри, що характеризують цикл: $\varepsilon = \frac{v_1}{v_2}$ – ступінь

стиснення робочого тіла в циклі; $\lambda = \frac{p_{3'}}{p_2}$ – ступінь ізохорного підвищення

тиску; $\rho = \frac{v_3}{v_{3'}}$ – ступінь попереднього розширення.

Визначимо термічний ККД циклу. Очевидно, що

$$q_1' = c_v(T_{3'} - T_2), \quad q_1'' = c_p(T_3 - T_{3'}), \quad q_2 = c_v(T_4 - T_1). \quad \text{Звідси}$$

$$\eta_t = 1 - \frac{c_v(T_5 - T_1)}{c_v(T_{3'} - T_2) + c_p(T_3 - T_{3'})}.$$

Для адіабатного процесу 1-2 відповідно до рівняння можна записати:

$$\frac{T_2}{T_1} = \varepsilon^{k-1}; \quad T_2 = T_1 \varepsilon^{k-1}.$$

Для ізохорного процесу 2-3 з урахуванням того, що в цьому процесі $\frac{p_{3'}}{p_2} = \frac{T_{3'}}{T_2}$ –

одержимо:

$$T_{3'} = T_2 \left(\frac{p_{3'}}{p_2} \right) = T_2 \lambda = T_1 \lambda \varepsilon^{k-1}.$$

Для ізобарного процесу 3'-3 при $\frac{v_3}{v_{3'}} = \frac{T_3}{T_{3'}} = \rho$, Тоді $T_3 = \rho T_{3'} = T_1 \lambda \rho \varepsilon^{k-1}$.

Для адіабатного процесу 3-4: з огляду на те, що $v_2 = v_{3'}$ можна записати:

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \right)^{k-1}.$$

Помноживши чисельник і знаменник в правій частині рівняння на $v_{3'}$ і

пам'ятаючи що $\frac{v_3}{v_{3'}} = \rho$; $v_{3'} = v_2$; $v_4 = v_1$, $\frac{v_1}{v_2} = \varepsilon$, можна одержати, що

$$\frac{T_4}{T_3} = \left(\frac{v_3}{v_4} \cdot \frac{v_{3'}}{v_{3'}} \right)^{k-1} = \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}. \quad T_4 = T_3 \rho^{k-1} \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} = T_1 \lambda \rho^k.$$

Підставляючи отримані вирази в формулу для теплот q_1 і q_2 з огляду на те, що

$k = \frac{c_p}{c_v}$, будемо мати:

$$q_1 = q_1' + q_2'' = c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [(\lambda - 1) + k\lambda(\rho - 1)], \quad q_2 = c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1).$$

Таким чином, термічний ККД циклу двигуна внутрішнього згорання зі змішаним підведенням теплоти запишеться так:

$$\eta_t = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_v T_1 (\lambda \rho^k - 1)}{c_v T_1 \varepsilon^{k-1} [\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)]} = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}} \cdot \frac{\lambda \rho^k - 1}{\lambda - 1 + k\lambda(\rho - 1)}.$$

З наведеної формули випливає, що термічний ККД циклу зі змішаним підведенням теплоти зростає зі збільшенням ступеня стиску ε і ступеня підвищення тиску λ , і зі зменшенням ступеня попереднього розширення ρ .

Цикл із підведенням теплоти при постійному об'ємі складається з двох адіабат двох ізохор (див. рис. 3.5).

По кривій 1-2 відбувається адіабатне стиснення робочого тіла (у реальному двигуні паливоповітряної суміші). Ізохора 2-3 відповідає процесу підведення теплоти q_1 від джерела теплоти (у реальному двигуні в результаті запалювання суміші і її згорання). Потім відбувається процес адіабатного розширення 3-4. В ізохорному процесі 4-1 від робочого тіла в навколишнє середовище відводиться теплота q_2 .

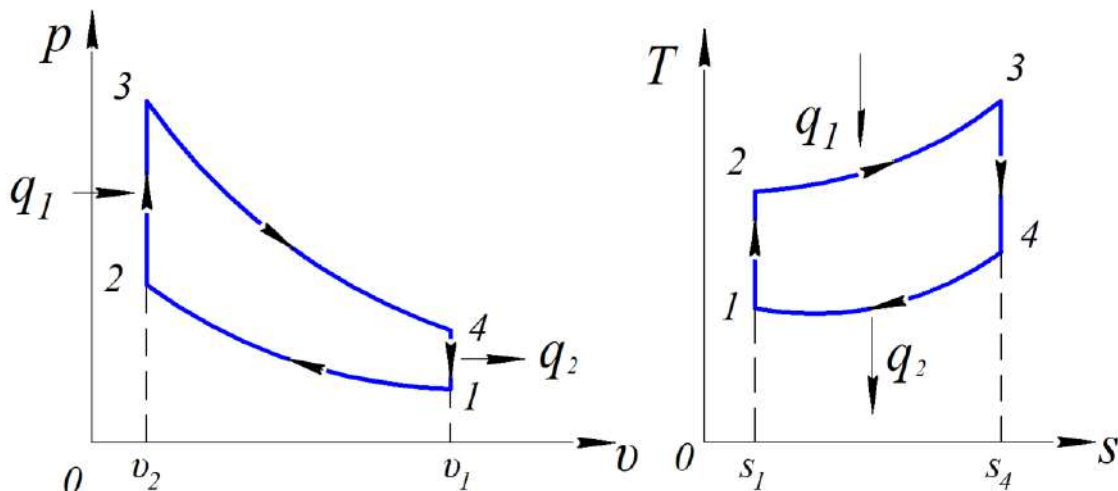


Рис. 3.5. Діаграма циклу двигуна внутрішнього згорання з підведенням теплоти при $v = \text{const}$ в p - v - і T - s - координатах.

Термічний ККД циклу двигуна внутрішнього згорання з підведенням

теплоти при $v=const$ можна одержати, якщо у вище розглянутій формулі прийняти $\rho=1$. Тоді $\eta_t = 1 - \frac{1}{\varepsilon^{k-1}}$;

Термічний ККД різних циклів двигунів внутрішнього згорання коливається в межах **0,48...0,65**.

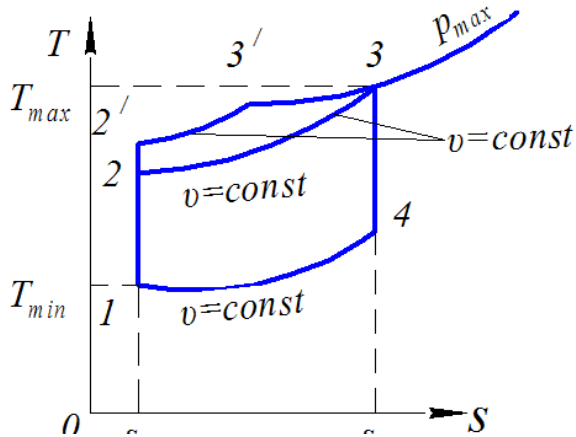


Рис. 3.6. Порівняння циклів двигуна внутрішнього згорання.

Порівняння циклів двигунів

внутрішнього згорання. Ступінь стиску двигунів із внутрішнім сумішоутворенням більша ($\varepsilon=12...18$), ніж у двигунів із зовнішнім сумішоутворенням ($\varepsilon = 6...9$), і тому перші двигуни мають більш високі

значення термічного ККД і їхня економічність вище, ніж у двигунів із

зовнішнім сумішоутворенням.

Порівняємо цикли при однакових кінцевих температурах, що визначають припустимі термічні напруги в деталях двигуна. Як видно з рисунка, цикл зі змішаним підведенням теплоти має при тих же значеннях T_{max} більш високий термічний ККД, ніж цикл із підведенням теплоти при постійному об'ємі ($q_2=idem \sim$ площі під кривою 4-1; $q_{1диз} \sim$ площі під кривою 2'3'3; $q_{1карб.} \sim$ площі під кривою 2-3. Отже, $q_{1диз} > q_{1карб.}$ і $\eta_{tдиз} > \eta_{tкарб.}$).

3.3. Теоретичні цикли ГТУ.

1. Поняття про ГТУ. Схема і принцип роботи ГТУ.
2. Теоретичний цикл сучасної ГТУ.
3. Визначення параметрів р. т. в характерних точках циклу ГТУ.
4. Робота і ККД циклу.

Газотурбінна установка (ГТУ) – це теплова машина, в якій потенціальна енергія гарячих газів (продуктів згорання палива) перетворюється в кінетичну енергію газової струмини, а остання на лопатках робочого колеса газової турбіни перетворюється в механічну роботу на валу, яка іде на привід в дію споживача (електрогенератор, водяний або повітряний гвинт, ходова частина

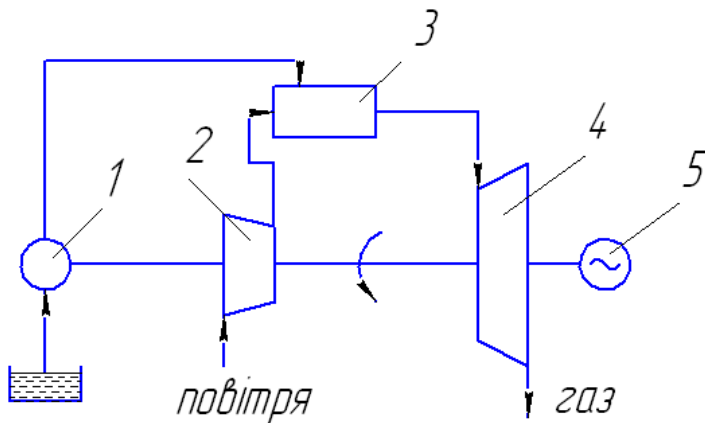


Рис. 3.7. Схема ГТУ.

танка, тягача).

На рис. 3.7 зображено елементарну схему ГТУ, яка працює з підведенням теплоти при сталому тиску. Повітряний компресор 2 всмоктує атмосферне

повітря, стискає його й нагнітає в камеру згоряння 3. Туди насосом 1 подається

рідке чи газоподібне паливо. При згорянні висококалорійного палива в камері згоряння температура зростає до $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Але сучасні жаростійкі сталі і сплави, з яких виготовляють газову турбину, допускають температури $700\ldots 900\text{ }^{\circ}\text{C}$. Для того, щоб понизити температуру продуктів згоряння з $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$ до $700\ldots 900\text{ }^{\circ}\text{C}$, їх розбавляють великою кількістю відносно холодного повітря після компресора. Зазвичай, коефіцієнт надлишку повітря для камер згоряння авіаційних установок складає $\alpha=4\ldots 5$, а для стаціонарних $6\ldots 10$. Якщо спалювати паливо при такому великому коефіцієнті надлишку повітря, то згоряння буде протікати дуже повільно і з великим механічним і хімічним недогоранням. Тому для повного спалювання палива все повітря, яке подається в камеру згоряння, ділять на первинне і вторинне. До ядра полум'яного факела підводять первинне повітря з невеликим коефіцієнтом надлишку ($\alpha=1\ldots 1,15$). В цьому ж напрямку подається газове або дрібнороспилене рідке паливо, де воно згоряє з виділенням великої кількості теплоти.

Вторинне повітря направляється в камеру згоряння таким чином, щоб, охолоджуючи стінки камери, воно не торкалося факела. Сприймаючи теплоту від стінок камери згоряння, вторинне повітря нагрівається і в кінці камери змішується з продуктами згоряння. Утворена в результаті цього суміш газу з повітрям, яка має температуру $700\ldots 900\text{ }^{\circ}\text{C}$, направляється в турбину 4. В сопловому апараті турбіни потенціальна енергія робочого тіла (газу) перетворюється в кінетичну. Газ з великою швидкістю направляється в канали робочих лопаток турбіни, де його кінетична енергія перетворюється в

механічну роботу, яка передається на вал електрогенератора 5.

Перед ДВЗ ГТУ має значні *переваги*:

1. відсутність механізмів зі зворотнопоступальним рухом (відсутність значних інерційних сил, що мають місце у циліндропоршневій групі ДВЗ);
2. швидкохідність двигуна (число обертів турбокомпресора в установці може досягати 10, 15, 20 і більше тисяч обертів за хвилину);
3. можливість одержання в одній установці великих потужностей (до 5, 10, 15 тисяч кВт);
4. простота конструкції (значна кількість деталей: вали, диски, корпусні деталі – це тіла обертання). В той же час такі деталі, як лопатки компресора, лопатки турбіни – тіла досить складної форми (коритця лопаток, форма їх замків для установки на дисках, потребують досить не простої технології їх виробництва);
5. мала питома маса установки: $0,4 \dots 0,8 \frac{\text{кг}}{\text{кВт}}$ (це на порядок менше ніж у ДВЗ $5 \dots 7 \frac{\text{кг}}{\text{кВт}}$);
6. більш легкий запуск при низьких температурах навколишнього середовища ($-30 \dots -35^\circ\text{C}$);
7. більший моторесурс (до 18 тис. год.);
8. менші габарити (в 1,5...3,5 рази);
9. менший викид токсичних компонентів;
10. менші вібрація і шум.

Але в цьому порівнянні є і недоліки (по суті один): значно гірша економічність, $\frac{g(\text{нал})}{\text{кВт} \cdot \text{год}}$. Але при високих ступенях підвищення тиску в компресорі (до $\pi_k=15 \dots 18$) цей показник може бути кращим ніж у дизельного двигуна. Економічність ГТУ можна підвищити за рахунок організації регенерації теплоти відпрацьованих газів – включення в схему теплообмінника, в якому гарячими газами, що виходять з турбіни, нагрівається повітря, яке виходить з компресора, і подається до камери згоряння.

З точки зору організації термодинамічного циклу ГТУ в порівнянні з ДВЗ мають такі відмінності:

1. теплота до робочого тіла (подача палива в камеру згоряння) підводиться, при постійному тиску, безперервно;
2. розширення гарячих газів (в турбіні, вихідному пристрої) здійснюється до тиску навколишнього середовища;
3. відвід теплоти від гарячих газів в ГТУ здійснюється при постійному тиску (по ізобарі), а не по ізохорі, що має місце в ДВЗ.

Перші ГТУ виконувались за одновальною схемою: відцентровий або осьовий компресор розміщувався на одному валу з турбіною, яка приводила в дію цей компресор і споживач крутного моменту (повітряний або водяний гвинт, або ведучі зірочки ходової частини тягача). Між компресором і турбіною розміщувалась кільцева камера згоряння. Сьогодні поряд з одновальними ГТУ помітне розповсюдження одержали установки з так званою, «вільною» турбіною для приводу в дію споживача (тягова турбіна). Така турбіна має тільки газовий зв'язок з турбіною компресора. Відсутність механічного зв'язку між турбіною споживача і турбіною компресора дозволяє установити (по обертам) режими роботи турбокомпресора і турбіни споживача незалежно один від одного і таки чином, забезпечувати найбільш економічну роботу установки при різних умовах експлуатації. Схема двохвальної ГТУ приведена нижче на рис. 3.8.

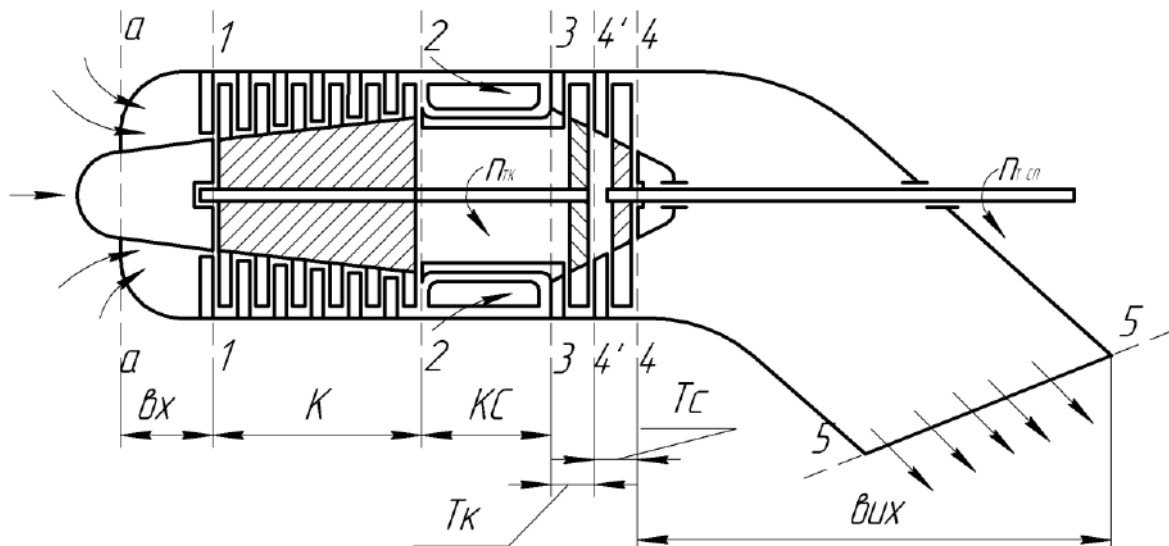


Рис. 3.8. Схема і характерні перерізи ГТУ з зображенням характерних перерізів її проточної частини (тракту): *вх* – вхідний пристрій, *к* – компресор, *к_с* – камера згоряння, *т_к* – турбіна компресора, *т_с* – турбіна споживача, *вих* – вихідний пристрій.

Згоряння палива в ГТУ здійснюється в камері згоряння при постійному тиску робочого тіла, так що теоретичний цикл ГТУ визначається послідовністю наступних термодинамічних процесів (див. рис. 3.9.): адіабатний процес стиску р. т. 1–2 (в компресорі) → ізобарного підводу до р. т. теплоти 2–3 (в камері згоряння) → адіабатного процесу розширення 3–4 (в газовій турбіні) → ізобарного відводу теплоти в навколишнє середовище 4–1.

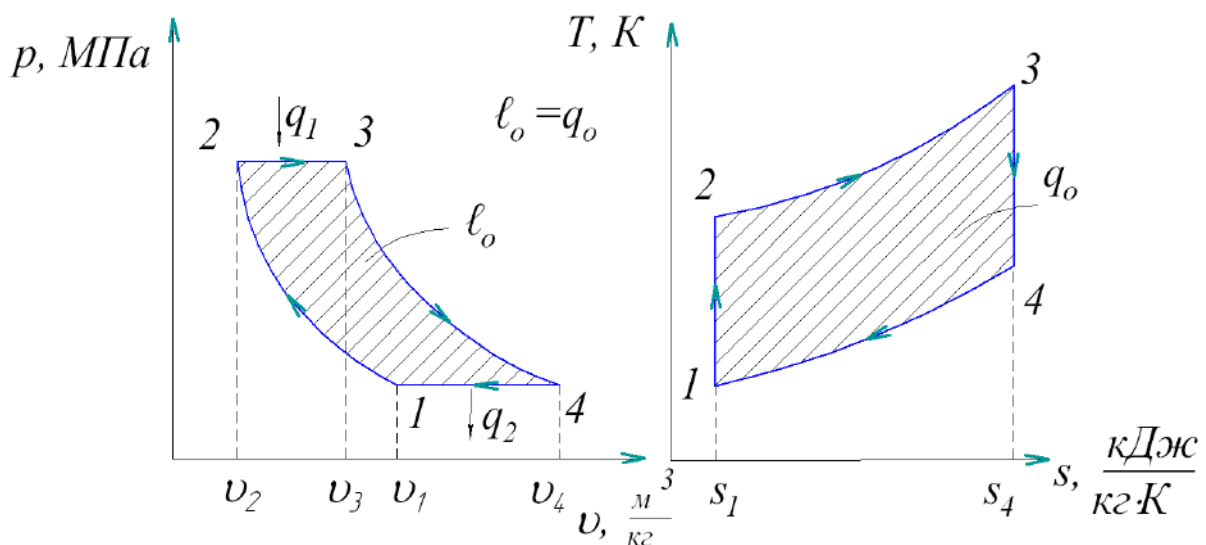


Рис. 3.9. Теоретичний цикл ГТУ.

В якості головних характеристик теоретичного циклу ГТУ виступають:

ступінь підвищення тиску робочого тіла в циклі $\pi = \frac{p_2}{p_1}$ і ступінь підігріву

робочого тіла в камері згоряння $\theta_{\kappa.3} = \frac{T_3}{T_2}$, (або максимальна температура T_{3max} ,

яка вибирається для даного типу ГТУ).

Параметри робочого тіла в характерних точках циклу при вибраних $\pi = 6 \dots 10$, і $\theta_{\kappa.3} = 2 \dots 3$ визначаються як:

Точка 1): p_1 , МПа, T_1 , К – параметри навколишнього середовища.

Точка 2): $p_2 = p_1 \pi$, МПа, $T_2 = T_1 \pi^{k-1/k}$, К.

Точка 3): $p_3 = p_2$, МПа, $T_3 = T_2 \theta_{\kappa.3}$, К.

Точка 4): $p_4 = p_1$, МПа, $T_4 = \frac{T_3}{\pi^{\frac{k-1}{k}}} = T_1 \theta_{\kappa.3}$, К.

Термічний ККД циклу: $\eta_t = \frac{\ell_0}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1} = 1 - \frac{c_{pm}(T_4 - T_1)}{c_{pm}(T_3 - T_2)} = 1 - \frac{1}{\pi^{\frac{k-1}{k}}}$.

Робота циклу: $\ell_0 = q_1 \eta_t, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

ТЕМА 4. Водяна пара та вологе повітря.

- 1. Водяна пара та теоретичні цикли ПСУ.**
- 2. Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи.
Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ.**
- 3. Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.**
- 4. Сушіння продукції сільськогосподарського виробництва. Види сушіння, зерносушарки.**

4.1. Водяна пара та теоретичні цикли ПСУ.

- 1. Основні визначення та характеристики водяної пари.**
- 2. Діаграма i-s (ентальпійно-ентропійна) для водяної пари.**

В якості робочого тіла водяна пара знаходить широке використання в парових турбінах, які є основними тепловими двигунами на теплових і атомних електростанціях. Вона також широко застосовується в різних технологічних процесах в багатьох галузях виробництва в тому числі і сільському

господарстві (опалення, кормоприготування, пастеризація і інші).

Процес переходу води з рідкого стану в пар – газоподібний називається **пароутворенням**.

Для промисловості інтерес представляє процес отримання пари кипінням (випарюванням з об'єму) води при постійному тиску $p = \text{const}$.

Відповідно до формули Руша (німецький інженер) температура кипіння:

$t_s = 100\sqrt[4]{p}, ^\circ\text{C}$ тут p – абсолютний тиск в at . Як видно, при збільшенні тиску t_s – також збільшується. Так, наприклад, при тиску 16 at , температура кипіння води буде становити $200 ^\circ\text{C}$.

Для процесу пароутворення всі параметри води, яка почала закипати, звичайно позначають відповідною буквою з штрихом. Всі параметри сухої насиченої пари (остання крапля води випарувалась) позначають тими ж літерами з двома штрихами. Суміш пари з крапельками рідини називається **вологонасиченою парою**, стан якої характеризується ступенем сухості пари:

$$x = \frac{m_{\text{сух}}}{m_{\text{вол}}} = \frac{m_{\text{сух}}}{m_{\text{сух}} + m_{\text{рід}}} \cdot 100\%.$$

Тут: $m_{\text{сух}}$ – маса сухої пари;

$m_{\text{вол}}$ – маса вологої пари;

$m_{\text{рід}}$ – маса рідини в 1 кг суміші.

Параметри такої пари відзначаються індексом x .

Очевидно, що для починаючої кипіти рідини $x = 0$, а для сухої насиченої пари $x=1$ (або 100%). Пару при температурі більшій, чим температура кипіння, називають **перегрітою парою**. Різниця між цими температурами називається **ступенем перегріву пари**.

Перебіг процесу пароутворення в діаграмах $p - v$ і $T - s$ координат при різних тисках. $p_3 > p_2 > p_1$ показаний на рисунку 8.1.

Тут т."а" – відповідає стану води, як рідини;

т."в" – стану води, що починає кипіти;

т."х" – стану вологої насиченої пари;

т."с" – стану сухої насиченої пари;

т. „d” – стану перегрітої пари.

Якщо з'єднати (на діаграмах) точки „e”, то можна одержати, так звану, нижню граничну криву KM , що поділяє області рідини і вологої насиченої пари.

Якщо з'єднати точки „c”, то одержимо, так звану, верхню граничну криву KN , що поділяє області вологої насиченої пари і перегрітої пари.

Точка K (в якій перетинаються граничні криві) називають **критичною точкою** води і водяної пари. В цій точці зникає різниця між рідиною (водою) і водяною парою. Критичні параметри для води: тиск $p_{кр} = 22,1 \text{ МПа}$; $t_{кр} = 374 \text{ }^\circ\text{C}$; $v_{кр} = 0,00315 \text{ м}^3/\text{кг}$.

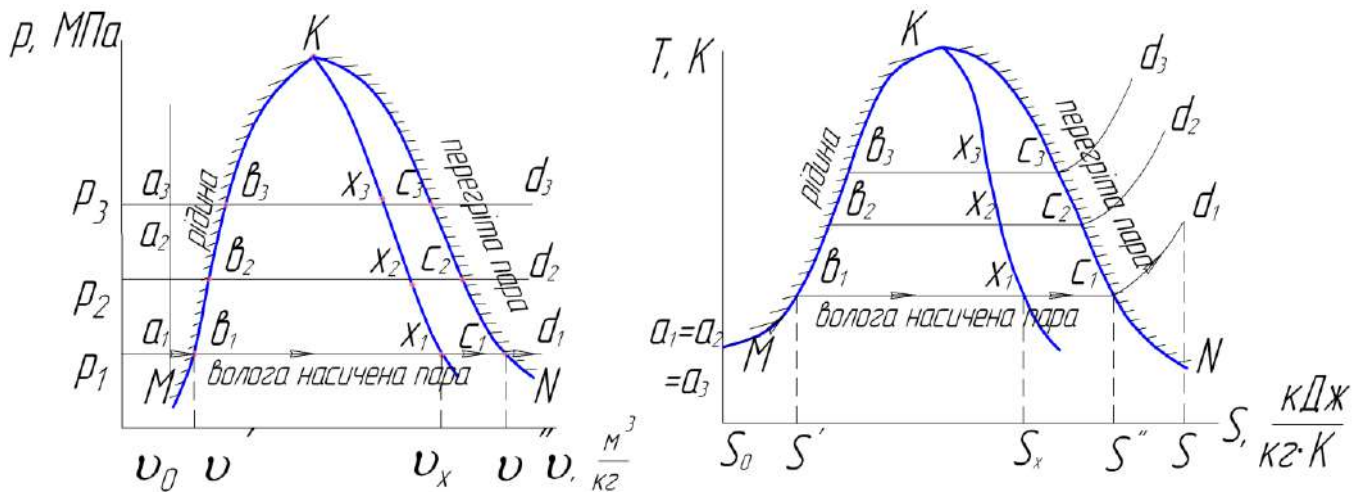


Рис.4.1. Перебіг процесу пароутворення при різних тисках.

На діаграмі $T-s$ координат точки „a” зливаються в одну точку, яка знаходиться на осі температур, де $T = 273 \text{ K}$. На цій діаграмі також видно як будуються граничні криві KM і KN і де знаходиться критична точка „K”.

Таким чином, з точки зору термодинаміки процес **пароутворення** – ізобарний процес, який в області вологої насиченої пари є одночасно і ізотермним процесом.

В інженерній практиці термодинамічні процеси з водяною парою розраховують за допомогою, так званої, ентальпійно – ентропійної діаграми для водяної пари. Ця діаграма побудована по знайденим розрахунково – дослідним даним (до тиску 100 МПа і температури $1000 \text{ }^\circ\text{C}$).

Маючи всі дані (p, t, v, x, i, s) для характерних точок процесу пароутворення (a, b, x, c, d), можна побудувати ізобари (для різних тисків), ізотерми (для різних температур), ізохори (для різних питомих об'ємів), лінії постійних ступенів сухості вологої насиченої пари. Горизонталі на цій діаграмі – це ізентальпії ($i = \text{const}$). Вертикалі – це ізентропи ($s = \text{const}$), або адіабати.

Якщо знайти на i - s діаграмі для водяної пари початкову (1) і кінцеву (2) точки термодинамічного процесу і зняти по відповідним шкалам основні параметри пари (p, t, v, x, i, s), то можна визначити і всі основні характеристики будь-якого термодинамічного процесу, що виконує водяна пара.

Пам'ятаючи, що ентальпія пари $i = u + pv$, а звідси $u = i - pv$, можна визначити зміну внутрішньої енергії пари як:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = (i_2 - p_2 v_2) - (i_1 - p_1 v_1), \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Можна знайти теплоту, що фігурує в процесах:

- ізохорному ($v = \text{const}$), $q = \Delta u, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;
- ізобарному ($p = \text{const}$), $q = \Delta i, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;
- ізотермному ($T = \text{const}$), $q = T \Delta s, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$;
- адіабатному ($pv^k = \text{const}$), $q \equiv 0, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Показник адіабати $k=1,3$ для перегрітої пари і $k = 1,035 + 0,1x$ – для вологої пари. Тоді для будь-якого процесу можна визначити і роботу, що здійснює пара:

$$\ell = q - \Delta u, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}.$$

Зміни ентальпії і ентропії в конкретному процесі очевидні:

$$\Delta i = i_2 - i_1, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}, \Delta s_2 = s_2 - s_1, \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot \text{К}}.$$

4.2. Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи. Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ.

ПСУ – це сукупність пристроїв, в яких проходять процеси перетворення теплоти, отриманої при згорянні палива, в механічну роботу (на валу парової турбіни), яка витрачається на привід її споживача (електрогенератора). Робочим тілом в ПСУ є вода, яка перебуває в установці, то в рідинному, то в пароподібному стані. Схема ПСУ зображена на рисунку 4.3.

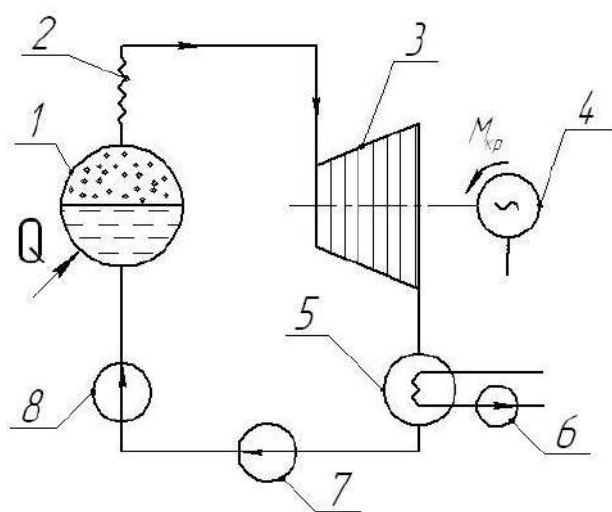


Рис.4.3. Схема ПСУ.

За допомогою живильного насоса 8 вода поступає в котел 1. За рахунок теплоти Q гарячих газів, одержаних при згорянні палива і які обминають котел, вода нагрівається до кипіння і випаровується. Волога насичена пара подається в пароперегрівач 2, де вона підсушується і підігрівається до високої температури, а потім подається в парову турбіну 3. На лопатках соплового апарату, а потім і робочого колеса парової турбіни пара розширюється і змушує обертатись вал турбіни, який з'єднаний з електрогенератором 4.

Відпрацювавши в турбіні (знизивши свій тиск і температуру) пара попадає в конденсатор 5, де кондиціонує (становиться рідиною), а потім за допомогою конденсаційного насоса 7 і потім живильного насоса 8 повертається в котел ПСУ.

Циркуляційний насос 6 забезпечує подачу ззовні холодної води для охолодження поверхонь, на яких і конденсується пара.

Сьогодні найбільше поширення в організації роботи і експлуатації ПСУ одержав теоретичний цикл Ренкіна (шотландський інженер), в якому найбільш ефективно використовується пара, перегріта до високої ($500...550\text{ }^{\circ}\text{C}$) температури при тиску $150...180$ і більше (до 235 ат) атмосфер при кінцевому (за паровою турбіною) тиску пари $3...4\text{ кПа}$ (КЕС).

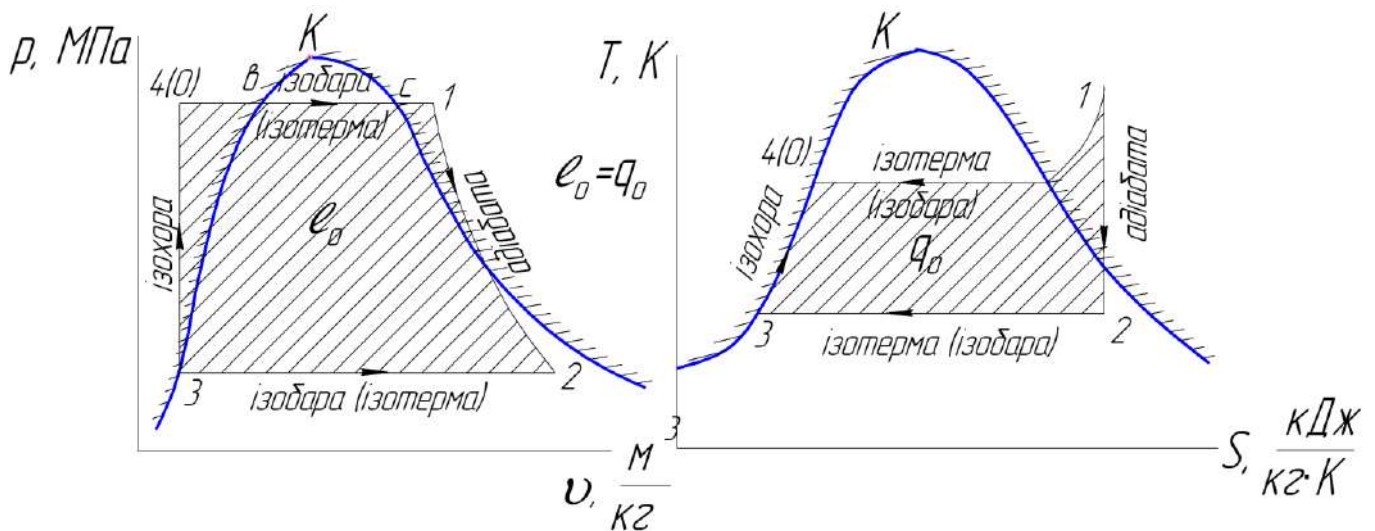


Рис.4.4. Цикл ПСУ в $p-v$ і $T-s$ координатах.

Тут: 4-в-с-1 – ізобарний процес отримання перегрітої пари (в області вологої насиченої пари в-с – він же є ізотермним);

1-2 – адіабатний процес розширення пари в паровій турбіні;

2-3 – ізобарно – ізотермний процес конденсації пари в конденсаторі;

3-4 – ізохорний процес подачі води в котел живильним насосом.

На діаграмах $p-v$ і $T-s$ координат (рисунок 4.4) зображений цей цикл і його складові термодинамічні процеси.

Очевидно, що в теоретичному циклі робота циклу $\ell_0 = q_0 = q_1 - q_2, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$,

де q_1 – підведена, а q_2 – відведена теплота.

Так як при $p = \text{const}$, $q = \Delta i, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, то $q_1 = i_1 - i_3, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$, а $q_2 = i_2 - i_3, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Отже робота циклу: $\ell_0 = i_1 - i_3 - (i_2 - i_3) = i_1 - i_2, \frac{\text{кДж}}{\text{кг}}$.

Тоді термічний ККД циклу: $\eta_t = \frac{\ell_0}{q_1} = \frac{i_1 - i_2}{i_1 - i_3}$.

Для циклів сучасних ПСУ $\eta_t = 0,4 \dots 0,44$. В якості характеристики циклу може виступити і питома витрата пари $d = \frac{1}{\ell_0}, \frac{\text{кг}(\text{пар})}{\text{кДж}}$, або $d' = \frac{1}{\ell'_0}, \frac{\text{кг}(\text{пар})}{\text{кВт} \cdot \text{год}}$.

Тут $\ell'_0 = \frac{\ell_0}{3600}, \frac{\text{кВт} \cdot \text{год}}{\text{кг}}$ (враховуючи те, що $1 \text{ кВт} \cdot \text{год} = 3600 \text{ кДж}$).

Якщо відома питома витрата пари в ПСУ, то можна при заданій її

потужності Ne , κBt визначити і потрібну витрату пари в $t/год$:

$$D = Ned' \cdot \frac{\kappa g(nap)}{год} \cdot \frac{t(npar)}{год}.$$

Для підвищення ККД теоретичного циклу ПСУ необхідно:

1. підвищувати тиск і температуру пари на вході в парову турбіну;
2. зменшувати тиск пари за турбіною;
3. удосконалювати цикл за рахунок проміжного перегріву пари, підігріву води на вході в котел, підігріву повітря на вході в топку котельного агрегату.

Примітка: за видом відпущеної енергії теплові електростанції ТЕС (до складу яких входять ПСУ) класифікуються на:

а) електростанції, що відпускають тільки електроенергію. (До них належать конденсаційні електростанції – КЕС, або державні районні електростанції – ДРЕС, які забезпечують електроенергією окремий район);

б) електростанції, що відпускають електричну енергію і теплову, їх називають теплоелектроцентралями – ТЕЦ.

4.3. Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.

1. Поняття про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.

2. Загальне уявлення про побудову ентальпійно – вологоміскісної ($i-d$) діаграми для вологого повітря.

Під вологим повітрям розуміють механічну суміш сухого повітря і водяної пари в вологому повітрі.

Атмосферне повітря (по суті вологе повітря) часто використовується в техніці як робоче тіло у різних технологічних процесах (охолодження води на теплових електростанціях, кондиціонування повітря, процес сушіння вологих матеріалів, перш за все вологого зерна в с. г.).

Врахування властивостей вологого повітря має особливо велику роль при проектуванні і експлуатації сушильних і вентиляційно-зволожувальних установках.

До основних параметрів, що характеризують стан вологого повітря відносяться:

1. вологість повітря - відношення маси водяної пари у вологому повітрі до маси сухого повітря:

$$d = \frac{m_{в.п.}}{m_{с.п.}}, \frac{\rho(в.п.)}{\rho(с.п.)},$$

2. парціальний (частковий) тиск водяної пари $p_{в.п.}$, Па;

Виявляється, що між цими параметрами існує тісний зв'язок: чим більша вологість повітря, тим більший парціальний тиск водяної пари у вологому повітрі.

Запишемо рівняння стану для сухого повітря і для водяної пари:

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

$$p_{в.пар.} V_{в.пар.} = m_{в.пар.} R_{в.пар.} T_{в.пар.};$$

Поділивши перше рівняння на друге і маючи на увазі, що $V_{с.пов.} = V_{в.пар.}$, m^3 ;

$T_{с.пов.} = T_{в.пар.}$, K , газові сталі сухого повітря $R_{с.пов.} = 287 \frac{Дж}{кг \cdot K}$, а водяної пари

$$R_{в.пар.} = 462 \frac{Дж}{кг \cdot K}, \quad \text{одержимо рівняння} \quad \frac{p_{с.пов.}}{p_{в.пар.}} = \frac{m_{с.пов.}}{m_{в.пар.}} \cdot \frac{287}{462}, \quad \text{або}$$

$$\frac{p_{с.пов.}}{p_{в.пар.}} = 0,622 \cdot \frac{1}{d}. \quad \text{Звідки} \quad d = \frac{0,622 \cdot p_{в.пар.}}{p_{с.пов.}}. \quad \text{Але парціальний тиск сухого}$$

повітря $p_{с.пов.}$ можна представити як різницю між тиском вологою повітря (по барометру) і парціальним тиском водяної пари $p_{в.пар.}$, тобто $p_{с.пов.} = p_{вол.пов.} - p_{в.пар.}$ і

$$\text{тоді} \quad d = 0,622 \frac{p_{в.пар.}}{p_{с.пов.}}, \frac{\rho(в.п.)}{\rho(с.п.)}. \quad \text{Як бачимо, при зростанні вологовмісткісі}$$

повітря d , (тобто, чим більше водяної пари у вологому повітрі), парціальний тиск водяної пари в повітрі збільшується і навпаки.

3. абсолютна вологість повітря – відношення маси водяної пари до об'єму вологого повітря:

$$\rho_{в.п.} = \frac{m_{в.п.}}{V_{в.п.}}, \frac{\rho(в.п.)}{\rho(с.п.)},$$

4. відносна вологість повітря – відношення фактичної абсолютної вологості до максимально можливої при даній температурі (температурі насичення):

$$\varphi = \frac{\rho_{в.н}}{\rho_{в.н\max}} 100 \%,$$

Як видно $\varphi=0$ для сухого повітря, $\varphi=1$ (100%) – для вологого повітря (повністю насиченого вологою).

φ – це ступінь насичення атмосферного повітря водяними парами.

5. при охолодженні ненасиченого вологого повітря воно може стати насиченим. Температура, при якій вологе повітря внаслідок охолодження становиться насиченим називається **температурою точки роси**;

6. **температура вологого повітря** (сухого термометра в психрометрі (прилад для вимірювання відносної вологості повітря)).

7. **ентальпія вологого повітря** – сума ентальпій 1 кг сухого повітря і d кг водяної пари:

$$i_{в.н.} = i_{с.н.} + d i_{в.н.} \frac{\kappa ДЖ}{кг},$$

(без викладу $i_{в.н.} = t + d(2500 + 2t)$, $\frac{\kappa ДЖ}{кг}$); Тут: 2500 – теплота випаровування

води при 0°C ; $2 \frac{\kappa ДЖ}{кг}$ - теплоємність водяної пари.

Технічні розрахунки процесів з вологим повітрям виконуються більш за все за допомогою, так званої, i - d діаграми для вологого повітря, побудованої у 1918 р. професором Л.К. Рамзіним, для тиску вологого повітря 745 мм рт. ст. В i - d діаграмі, для уникнення накладання кривих (ліній), кут між осями координат „ i ” і „ d ” обирається рівним 135° . По осі абсцис позначається вологомисткість повітря $d, \frac{g(в.н)}{кг(с.н)}$, а по осі ординат – ентальпія та всі інші параметри вологого повітря. Таким чином, на i - d діаграмі знаходяться лінії: ізоТЕРМИ $t_c = const$ (температури сухого термометра); ізоТЕРМИ $t_m = const$ (температури мокрого термометра в психрометрі); ізоЕНТАЛЬПІЇ $i = const$; постійної відносної вологості повітря $\varphi = const$; парціального тиску водяної пари $p_{в.н.}$.

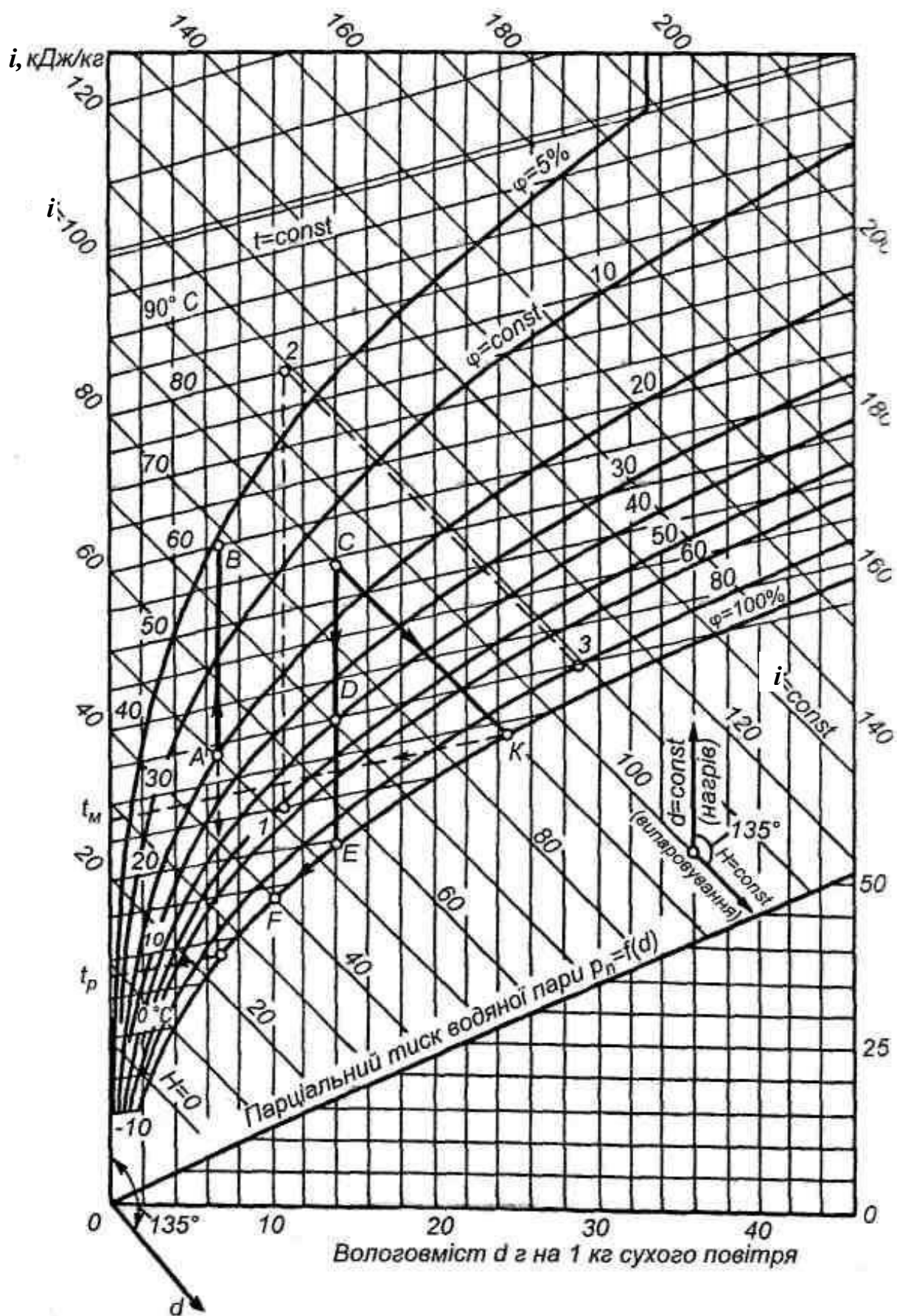


Рис.4.5. Ентальпійно – вологоміскітна (i - d) діаграми для вологого повітря.

Лінії $d=const$ вертикалі, лінії $t_c=const$ – прямі, які зліва-направо підіймаються угору; $t_m=const$ – прямі, які зліва-направо спускаються вниз; лінії $i=const$, які спускаються зліва-направо – вниз; лінії $\varphi =const$, уявляють собою віяло кривих, які підіймаються зліва-направо – угору.

На діаграмі чітко виділяються дві характерні області: область ненасиченого вологого повітря (вище лінії $\varphi =100\%$) і область перенасиченого вологого повітря (нижче лінії $\varphi =100\%$). Очевидно, що для практичних задач інтерес представляє верхня область. Тому розміри нижньої області можна зменшити, якщо поставити вісь абсцис на „своє” місто в прямокутній системі координат (рис. 4.5).

4.4. Сушіння продукції сільськогосподарського виробництва. Види сушіння, зерносушарки.

Будь-який вологий матеріал складається з абсолютно сухої речовини і води. Відношення маси води $m_{вод}$ до маси волого матеріалу (сума мас сухої речовини і води) виражене в % називається **питомою вологістю матеріалу**,

$$W, \frac{кг(вод)}{кг(вол.мат)}.$$

Зерно – основний продукт с.-г. виробництва. При надходженні на хлібоприймальні пункти, воно має підвищену вологість, яка інколи досягає 25...28 %, і тому непридатне для тривалого зберігання (від небезпеки самозігрівання і псування).

Для зберігання зібраного урожаю вологе зерно підсушують до кондиційної води (14...15 %). Статистичні дані показують, що для зниження вологості зерна, наприклад, на 6 % (з 20 до 14 %) щорічно підлягає сушінню біля 30...40 % його валового збору.

Сушіння – видалення зайвої води з матеріалу, може бути здійснене різними способами і перед за все тепловим (нагріванням).

Найбільше застосування в с.-г. виробництві одержало конвективне

сушіння, при якому рухомий сушильний агент (гаряче повітря, гарячі гази – суміш продуктів згорання органічного палива з зовнішнім повітрям) за рахунок конвекції передає теплоту матеріалу, що підсушується, і виносить назовні поглинену вологу.

Конструкції конвективних сушарок дуже різноманітні. Найбільше розповсюдження отримали **шахтні** сушарки. Сушильний агент, що подається в шахту, пронизує шари вологого зерна (нагріває вологе зерно, поглинає певну кількість вологи і видаляється з сушильної камери). Підсушене зерно рухається (падає) вниз під дією власної ваги.

На практиці найбільше використання одержали шахтні зерносушарки типу СЗС – 8 (цифра характеризує її продуктивність в $t/год.$).

Більшість сушарок, крім сушильної камери, обладнана ще охолоджувальною камерою (зерносушарки – обов'язково). В цьому разі підсушений матеріал поступає в охолоджувальну камеру, де попадає в зону дії холодного зовнішнього повітря. Віддавши частину вологи цьому повітрю, підсушений і охолоджений матеріал виходить з сушарки. Тепловий розрахунок сушарки зводиться, головним чином, до визначення кількості видаленої вологи з матеріалу, що підсушується (в сушильній, охолоджувальній камерах), а також витрат агенту сушіння і витраченої на нього теплоти (палива).

Якщо вологість зерна до сушіння перевищує 19 %, то його пропускають через сушарку 2...3 рази, тому що за один раз вологість зернової маси знижується не більше ніж на 5...6 %. Перерва між пропусками зерна через сушарку для рівномірного розподілу вологомісткості і температури в середині насіння складає 5...6 годин. Це необхідно для того, щоб попередити появу в оболонках насіння тріщин, які призводять до втрати посівних якостей насіння. При сушінні сім'яного зерна ні в якому разі не допускається його перегрів: $t_3 > 50...60\text{ }^{\circ}\text{C}$.

ТЕМА 5. Теплопередача.

5.1. Поняття про теплопередачу.

5.2. Теплопровідність. Закон Фур'є – основний закон

теплопровідності.

5.3. Конвективний теплообмін. Закон Ньютона – Ріхмана основний закон конвективного теплообміну.

5.4. Променевий теплообмін. Закон Стефана – 5.Больцмана – основний закон променевого теплообміну. Екранування.

5.1. Поняття про теплопередачу (теплообмін між тілами).

Велика і різноманітна кількість теплових установок, що знаходять застосування у сільському господарстві. Їх робота у значній мірі залежить від умов передачі в них теплоти. В одних установках необхідно швидко передати теплоту, а в інших навпаки, уповільнити передачу теплоти. Отже, існує таке явище, як теплопередача. **Теплопередача** – наука, що вивчає закономірності процесів розповсюдження теплоти всередині одного тіла, а також теплообміну між тілами.

Вона вирішує 2 основні задачі:

1) за заданими умовами визначити кількість теплоти, що передається від одного тіла до іншого;

2) при заданій кількості теплоти, що передається від одного тіла до іншого, вона дає змогу визначити температуру у різних ділянках (точках) тіла.

Досвід показує, що процес передачі тепла може здійснюватися 3-а способами теплообміну:

1. теплопровідністю (кондукцією);
2. конвективним переносом (конвекцією);
3. випромінюванням (променевипусканням).

Майже у всіх речовинах теплота передається **теплопровідністю** – це процес поширення тепла за рахунок переносу енергії мікрочастинками тіла. Молекули, атоми, електрони та інші мікрочастинки, з яких складається речовина, рухаючись переносять теплову енергію із зони з більшою температурою в зону з меншою. В рідинах, поряд з рухом мікрочастинок, між зонами з різними температурами можливе переміщення макроскопічних об'ємів. Перенос теплоти макроскопічними об'ємами речовини носить назву **конвекція**. Конвекцією можна передавати теплоту на порівняно великі відстані,

наприклад, при опаленні житлових і промислових будівель.

При розрахунках конвективного теплообміну між рідиною і поверхнею твердого тіла, яку вона обтікає, процес теплопередачі часто називають **тепловіддачею** (теплота віддається від рідини до поверхні або навпаки).

3-й спосіб переносу теплоти – **випромінювання**. За рахунок випромінювання тепло передається у всіх променепрозорих середовищах (у т.ч. і у вакуумі). Носіями енергії під час теплообміну випромінюванням є фотони, випромінювані і поглинаємі тілами, що беруть участь у теплообміні.

Досить часто перенос тепла здійснюється одночасно різними способами. Вивчати його дуже складно, тому кожен спосіб вивчається окремо.

Інтенсивність переносу теплоти характеризується **щільністю теплового потоку** q_F , тобто кількістю теплоти, що передається за одиницю часу (сек) через одиничну площу поверхні теплообміну F , m^2 :

$$q_F = \frac{Q}{F}, \frac{Вт}{м^2},$$

де Q – кількість теплоти; (тепловий потік, $\frac{Дж}{с}$, $Вт$);

F – поверхня теплообміну, $м^2$.

Кількість тепла, що передається за одиницю часу τ через довільну поверхню F , прийнято називати **тепловим потоком** Q , $\frac{Дж}{с}$, $Вт$.

Кількість теплоти, що передається за довільний проміжок часу τ через довільну площу F , будемо позначати Q_τ . Очевидно, що $Q_\tau = Q \tau$, $Дж$, де τ - час, приймається в секундах.

5.2. Теплопровідність. Закон Фур'є – основний закон теплопровідності.

1. Поняття про теплопровідність, температурне поле, ізотермічну поверхню, градієнт температури.

2. Закон Фур'є - основний закон теплопровідності.

3. Коефіцієнт теплопровідності матеріалу, теплоізоляційні матеріали.

4. Теплопровідність одношарової і багатшарової плоскої і циліндричної стінок.

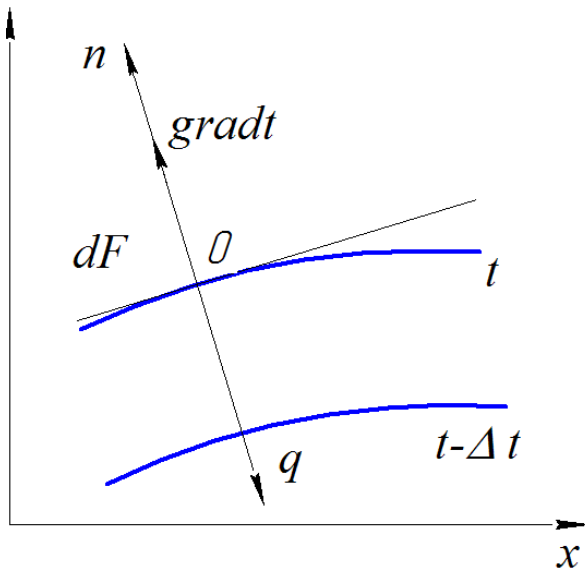


Рис. 5.1. До визначення поняття градієнта температури.

Перенос теплоти теплопровідністю залежить від розподілу температури по об'єму тіла. Сукупність значень температури у всіх точках тіла у даний момент часу називається **температурним полем**. У загальному випадку температура є функцією трьох просторових координат і часу. Малекціятично це співвідношення можна записати як: $t = f(x, y, z, \tau)$. Досить

часто температура змінюється лише по одній або по двох просторових координатах. Тоді одномірне температурне поле буде визначатись як: $t = f(x, \tau)$, а двомірне як: $t = f(x, y, \tau)$. Окрім того, розрізняють **стаціонарне температурне поле**, коли температура в усіх точках тіла не змінюється з плином часу $t = f(\tau) = \text{const}$ і **нестационарне** $t = f(\tau)$. Поверхня, по всіх точках якої температура однакова, називається **ізотермічною**. Вектор, що спрямований по нормалі n до ізотермічної поверхні в сторону збільшення температури, чисельно дорівнює похідній від t у цьому напрямку є **градієнт температури** $t - \text{grad } t$, $\frac{^{\circ}\text{C}}{\text{м}}$ (рис. 5.1).

За законом Фур'є щільність теплового потоку, переданого теплопровідністю, пропорційна градієнту температури:

$$q_F = -\lambda \text{grad } t,$$

де λ - коефіцієнт теплопровідності речовини, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^{\circ}\text{C}}$, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot \text{К}}$.

Знак "-" у рівнянні вказує на те, що вектор q_F направлений у протилежний бік до вектора $q \text{grad } t$, тобто у бік найбільшого зменшення температури.

Коефіцієнт теплопровідності λ - фізичний параметр речовини в законі

Фур'є, характеризує здатність даної речовини проводити теплоту, яка проходить за одиницю часу, крізь стінку товщиною 1 м, при перепаді температури на товщині стінки 1 °С або 1 Кельвін. Чим $> \lambda$ тим $>$ теплопровідність, вона залежить від структури речовини, її щільності, вологості, тиску і температури. Найбільшу теплопровідність має мідь ($\lambda \approx 400 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$), срібло ($\lambda \approx 200 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$), залізо ($\lambda \approx 50 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$). Помітно менша вона у води ($\lambda \approx 0,3 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$), повітря ($\lambda \approx 0,03...0,06 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$). Речовини, у яких $\lambda < 0,2 \frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$ називаються теплоізоляторами.

Дуже поширеною є задача (яку вирішує теорія теплообміну) про визначення щільності теплового потоку, що передається через плоску стінку товщиною δ , на поверхнях якої підтримується температури t_1 і t_2 . Температура змінюється лише по товщині стінки (по одній координаті x). Такі задачі називають одномірними, їх розв'язок найбільш простий (особливо при стаціонарному температурному полі).

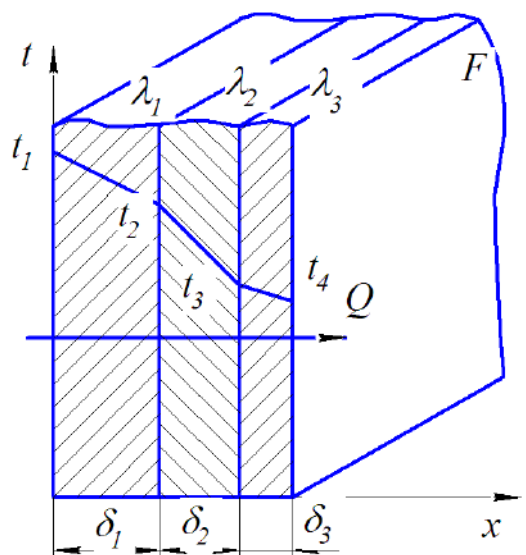
Нехай задано: δ, t_1 і t_2, λ, F .

Визначити: Q - ?

Маємо $Q = q_F F$ або $Q = \frac{\lambda}{\delta} \Delta t F, Вт$.

Тут q_F – поверхнева щільність теплового потоку. (За цією формулою можна розрахувати λ , якщо експериментально заміряти тепловий потік і різницю Δt на поверхнях стінки відомих розмірів).

Одержана проста формула має дуже широке застосування у теплових розрахунках. Відношення $\frac{\lambda}{\delta} F$ називають



67 Рис. 5.2. Тепловий потік через 3-шарову плоску стінку.

теплопровідністю стінки, $\frac{Bm}{^{\circ}C}$, а обернена величина $\frac{\delta}{\lambda} F, \frac{^{\circ}C}{Bm}$ - **термічним опором стінки** (позначається буквою R). Користуючись поняттям термічного опору, формула для визначення теплового потоку матиме вигляд:

$$Q = \frac{\Delta t}{R} F.$$

Формулою можна користуватись і для визначення теплового потоку Q через стінку, що складається з декількох щільно прилягаючих один до одного шарів різнорідних матеріалів, наприклад цегляна стіна будинку, покрита шаром штукатурки, фарби і т. д. (рис. 5.2). Термічний опір такої стінки дорівнює сумі термічних опорів окремих шарів.

Для прикладу розглянемо перенос тепла через тришарову плоску стінку.

Нехай задано: $\delta_1, \delta_2, \delta_3, \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, t_1, t_4, F, t$ з плином часу не змінюється.

Визначити: Q - ?

Маємо $q_F = \frac{\Delta t}{R_n}, \frac{Bm}{m^2}$, де $R_n = R_1 + R_2 + R_3$, а також $Q = q_F F, Bm$, або $Q = \Delta t \frac{F}{R_n}, \frac{Bm}{m^2}$.

Щільність теплового потоку, що проходить через всі шари, однакова, а коефіцієнт теплопровідності λ шарів різний. Отже і по різному змінюється t в шарах з різною теплопровідністю. Так з рисунка 5.2 видно, що найменшу теплопровідність має матеріал другого шару, а найбільшу – третього.

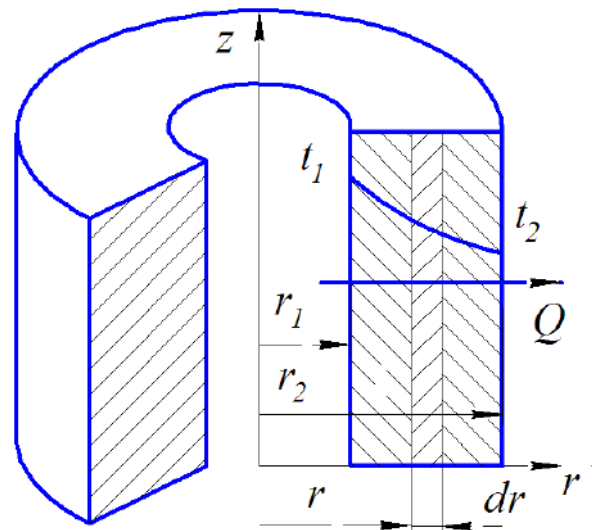
Досить часто теплоносії рухаються по трубах і виникає потреба розраховувати *тепловий потік, що передається через циліндричні поверхні*.

Нехай задано: $\ell, d_1, d_2, t_1, t_2, \lambda$

одношарової циліндричної стінки.

Визначити: Q - ?

Задача про розподіл теплоти в циліндричній стінці при відомих внутрішній і зовнішній поверхнях також одновимірна, якщо розглядати зміну температури t лише вздовж радіуса r ,



с.с

Рис. 5.3. Тепловий потік через одношарову циліндричну стінку.

стілки, а по довжині стінки (труби) і по периметру вважати її незмінною. У цьому випадку $gradt = \frac{dt}{dr}$ і закон Фур'є буде мати вигляд:

$$q_{\ell} = -\lambda \frac{dt}{dr}, \text{ або } Q = Fq_{\ell} = -\lambda \frac{dt}{dr} F = -\lambda \frac{dt}{dr} 2\pi r \ell. \text{ Тут } q_{\ell} = \frac{Q}{\ell}, \frac{Bm}{m} - \text{ лінійна}$$

щільність теплового потоку.

Після перетворення лінійну щільність теплового потоку можна представити: $q_{\ell} = \frac{\pi(t_1 - t_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \frac{Bm}{m}$ - тепловий потік, що приходить на 1

погонний метр труби.

Тут $\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ - термічний опір циліндричної стінки.

$$\text{Для стінки, яка складається з } n - \text{ шарів: } q_{\ell} = \frac{\pi(t_i - t_{n+1})}{\sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}, \frac{Bm}{m}, \text{ а}$$

тепловий потік $Q = q_{\ell} \cdot \ell, Bm$.

5.3. Конвективний теплообмін. Закон Ньютона – Ріхмана основний закон конвективного теплообміну.

1. Поняття про конвективний теплообмін.
2. Закон Ньютона-Ріхмана, основний закон конвективного теплообміну.
3. Поняття про коефіцієнт тепловіддачі.
4. Основи теорії подібності конвективного теплообміну.
5. Поняття про критеріальні рівняння.

Теплообмінні пристрої, призначені для передачі і використання теплоти, знаходять широке застосування у всіх галузях виробництва та у побуті. Прикладом можуть служити нагрівальні прилади для опалення приміщення, системи охолодження двигунів, водонагрівальні і парові установки і т.д. У цих пристроях процес переносу теплоти зв'язаний з переносом самого середовища. Рухоме середовище (рідина, газ), що використовується для передачі тепла, називається **теплоносієм**. Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла і рідиною, що рухається відносно поверхні, називається **конвекцією** або

тепловіддачею. На інтенсивність тепловіддачі великий вплив має швидкість руху теплоносія відносно поверхні теплообміну. У зв'язку з цим розрізняють вимушену і вільну конвекцію. Вимушена конвекція відбувається під дією зовнішніх сил (від дії насосу, вентилятора, вітру). Вільна конвекція з'являється під дією неоднорідного поля сил (гравітаційних, або інерційних), прикладених до теплоносія. Умовою стаціонарності тепловіддачі є незмінність у часі швидкості і температури в будь-якій точці рідини. Особливий вплив на теплообмін чинять наступні фізичні параметри: теплопровідність λ , питома теплоємність c , густина ρ , швидкість рідини w , коефіцієнт динамічної в'язкості μ , режим течії, форма, розміри поверхні, а також в обмежений чи необмежений простір передається теплота.

На процес переносу тепла істотно впливає в'язкість рідини. Між частками або шарами рідини, які рухаються з різними швидкостями, виникає сила змусованого тертя, що протидіє рухові. Сила тертя має місце при русі рідини по поверхні тіла. Відповідно до закону Ньютона дотична сила, що виникає, віднесена до одиниці поверхні, пропорційна зміні швидкості в напрямку нормалі до руху рідини. Коефіцієнт пропорційності цієї закономірності називається коефіцієнтом динамічної в'язкості і позначається через μ . Його одиниця виміру: $Па \cdot с$.

При дослідженні тепловіддачі часто використовують коефіцієнт кінематичної в'язкості ν , $м^2/с$, який дорівнює відношенню коефіцієнта динамічної в'язкості μ до густини ρ .

Відповідно до закону Ньютона-Ріхмана тепловий потік у процесі тепловіддачі пропорційний поверхні теплообміну і різниці температур поверхні стінки (t_c) і рідини (t_p), взятої за абсолютною величиною:

$$Q = \alpha F |t_c - t_p|.$$

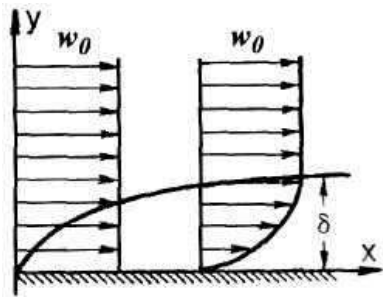
Для щільності теплового потоку q_F , $\frac{Вт}{м^2}$, рівняння приймає вигляд:

$$q_F = \frac{Q}{F} = \alpha |t_c - t_p|, \frac{Вт}{м^2}.$$

Коефіцієнт пропорційності α в рівнянні має розмірність $\frac{Вт}{м^2 \cdot К}$ і

називається **коефіцієнтом тепловіддачі**. Коефіцієнт тепловіддачі дорівнює щільності теплового потоку q_F на поверхні тіла, віднесеної до різниці температур поверхні тіла і рідини, що її обтікає. Він характеризує інтенсивність тепловіддачі між рідиною і поверхнею теплообміну.

Суттєвий вплив на процес конвективного теплообміну має характер руху рідини: ламінарний чи турбулентний. *Ламінарною* називають течію, при якій частки рідини рухаються не перемішуючись, паралельно стінкам каналу і траєкторіям інших часток. *Турбулентною* називають течію з неупорядкованим, хаотичним, безупинно змінюючим напрямком і швидкості окремих часток рухом.

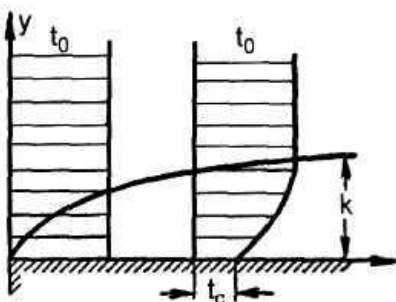


Режим течії прийнято визначати числом Рейнольдса: $Re = \frac{wl}{\nu}$, що складається зі швидкості

руху рідини w , коефіцієнта кінематичної в'язкості ν і

характерного розміру ℓ обтічного тіла або каналу. Перехід ламінарного режиму в турбулентний відбувається при певному значенні числа Рейнольдса, яке називають критичним $Re_{кр}$. Наприклад, при русі рідини в трубах $Re_{кр} = 2,3 \cdot 10^3$ (у даному випадку характерним розміром є внутрішній діаметр труби d). Частки рідини, що безпосередньо прилягають до твердого тіла, загальмовуються внаслідок тертя об стінку. Цей тонкий шар називають пограничним шаром. Незважаючи на малу товщину пограничного шару, він обумовлює процес переносу кількості руху, теплоти і речовини.

Течія рідини в пограничному шарі може бути ламінарною, турбулентною або перехідною від першого режиму до другого. При турбулентному пограничному шарі безпосередньо біля стінки спостерігається тонкий шар рідини з ламінарним рухом – так званий, ламінарний підшар.



Дослідження показали, що інтенсивний процес теплообміну між твердим тілом і рідиною відбувається в тонкому шарі, який прилягає до поверхні тіла.

У процесі конвективного теплообміну біля поверхні твердого тіла утворюється своєрідний тонкий шар нерухомої рідини. Через цей шар передача теплоти здійснюється теплопровідністю відповідно до закону Фур'є. З іншого боку відповідно до закону Ньютона – Ріхмана.

Таким чином процес тепловіддачі є складним процесом. У загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі є функцією форми, розмірів і температури поверхні теплообміну, швидкості рідини, її температури і фізичних параметрів.

Велике значення у вивченні процесів тепловіддачі мають експерименти. Для одержання результатів, справедливих для розрахунку інших процесів, споріднених досліджуваному, використовують методи теорії подібності. Теорія подібності являє собою науку про подібні явища. Найбільш простим прикладом служить геометрична подібність. Поняття подібності може бути поширене на фізичні явища. У такому випадку мова йде про подібні фізичні явища. Подібні явища повинні задовольняти наступні положення: подібні фізичні явища якісно однакові, описуються і формулюються однаковими рівняннями як за формою, так і за змістом; подібні явища протікають у геометрично подібних системах.

Подібність фізичних явищ формулюється наступними положеннями:

- подібні між собою процеси мають однакові критерії подібності.
- подібними є процеси, умови однозначності яких подібні, а критерії, складені з величин, що входять в умови однозначності, чисельно однакові. Рішення системи рівнянь, що описують дане фізичне явище (конвективний теплообмін) може бути представлене в вигляді функціональної залежності між критеріями подібності або критеріального рівняння, тобто $\varphi(K1, K2, \dots, Kn) = 0$.

Подібність процесів конвективного теплообміну визначається наступними критеріями подібності.

Критерієм Нуссельта Nu , що характеризує інтенсивність процесу конвективного теплообміну

Критерієм Рейнольдса Re , що характеризує режим течії і являє собою

відношення сил інерції до сил в'язкого тертя.

Критерієм Прандтля Pr , що виражає теплофізичні властивості рідини.

Коефіцієнтом Пекле Pe , характеризує відношення щільності потоку теплоти, який переносить рухома рідина, до щільності потоку теплоти, зумовленої теплопровідністю.

Коефіцієнтом Грасгофа Gr , що характеризує відношення підйомної сили, що виникає внаслідок різниці густини рідини до сили в'язкості.

Ці критерії структурно виглядають як:

$$Nu = \frac{\alpha \ell_0}{\lambda}; Re = \frac{W \ell_0}{\nu}; Pr = \frac{\nu_f}{a}; Pe = Re \cdot Pr; Gr = \frac{g \beta \ell_0^3 \Delta t}{\nu_f^2};$$

В цих критеріях: α - коефіцієнт тепловіддачі, $\frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$,

ℓ_0 – характерний лінійний розмір, м;

λ – коефіцієнт теплопровідності, $\frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$, W – швидкість потоку, $\frac{м}{с}$;

$a = \frac{\lambda}{c\rho}$ – коефіцієнт температуропровідності, $\frac{м^2}{с}$;

де c – питома теплоємність, $\frac{Дж}{кг \cdot ^\circ C}$, ρ – густина рідини (газу), $\frac{кг}{м^3}$;

ν_f - коефіцієнт кінематичної в'язкості, $\frac{м^2}{с}$;

g – прискорення земельного тяжіння, $\frac{м}{с^2}$;

β – коефіцієнт об'ємного розширення, $\frac{1}{^\circ C}$;

Δt – перепад температур між поверхнею (стілкою) і рідиною (газом), що її обтікає, $^\circ C$.

Результати експериментів, пов'язаних з конвективним теплообміном, як правило, представляють у вигляді критеріальних рівнянь – функціональному зв'язку між критеріями подібності: $Nu = \varphi(Gr, Re, Pr)$. Наприклад, при обтіканні плоскої поверхні (пластини):

$$Nu = 0,54 (Gr_f \cdot Pr_f)^{0,25}.$$

При течії рідини в гладких трубах круглого перерізу при турбулентному режимі течії:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} Pr^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}.$$

5.4. Променевий теплообмін. Закон Стефана – Больцмана – основний закон променевого теплообміну. Екранування.

- 1. Поняття про теплообмін випромінюванням.**
- 2. Основні закони теплообміну випромінюванням.**
- 3. Теплообмін випромінюванням між тілами у прозорому середовищі.**
- 4. Екранування.**

Теплове випромінювання являє собою процес перетворення внутрішньої енергії випромінюючого тіла в енергію електромагнітних коливань. При потраплянні променистої енергії на інше тіло вона частково поглинається, перетворюючись у внутрішню енергію цього тіла. Особливість теплообміну випромінюванням полягає в тому, що відпадає необхідність у безпосередньому контакті тіл. Випромінювання електромагнітних хвиль властиве всім тілам.

Випромінювання характеризується як *хвильовими*, так і *корпускулярними властивостями*, а саме: безперервністю електромагнітних хвиль і дискретністю, характерною для часток, так званих фотонів. Поширення випромінювання в просторі визначається хвильовими властивостями, а енергія випромінювання – корпускулярними. Теплове випромінювання характеризується *довжиною хвилі* λ і частотою коливань ν . При цьому між ними є така залежність: $C = \lambda \nu$, де $C = 3 \cdot 10^8 \frac{м}{с}$ – швидкість поширення світла.

Випромінювання залежить від температури. Зі збільшенням температури збільшується внутрішня енергія тіла і, як наслідок інтенсивність його випромінювання.

Крім температури, випромінювання залежить від природи тіла, стану його поверхні, а для газів – також від товщини шару газу і його тиску. Більшість твердих і рідких тіл випромінюють енергію у всіх діапазонах довжини хвиль (інтегральне випромінювання). Гази випромінюють енергію тільки у

визначених інтервалах довжини хвиль (селективне випромінювання).

При помірних температурах, що звичайно зустрічаються в техніці випромінювання відповідає діапазону довжин хвиль від $0,8 \cdot 10^{-6}$ до $0,8 \cdot 10^{-3}$ м. Вони відносяться до теплового (інфрачервоного) випромінювання.

Інтегральний променистий потік, випромінюваний за одиницю часу з одиниці поверхні в усіх напрямках напівсферичного простору і по всіх довжинах хвиль, називають **поверхневою щільністю потоку** інтегрального випромінювання $E, \frac{Вт}{м^2}$.

Відношення щільності потоку випромінювання, що випускається в нескінченно малому інтервалі довжин хвиль, до величини цього інтервалу, називається **спектральною щільністю** потоку випромінювання:

$$I_{\lambda} = \frac{dE}{d\lambda}, \frac{Вт}{м^3}, \frac{Вт}{м^2 \cdot мм}.$$

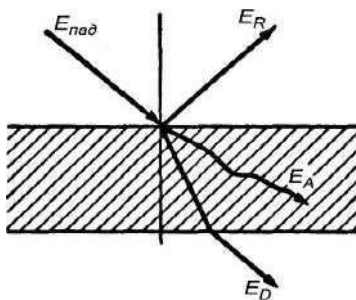
У загальному випадку тіло, на яке надходить променистий потік, частково поглинає його, частково відбиває і частково пропускає (див. рис.). У відповідності з законом збереження енергії – $E_{пад} = E_{погл} + E_{відб} + E_{пр}$. Якщо ліву і праву частини цього рівняння поділити на $E_{пад}$, то можна записати рівняння:

$$A + R + D = 1,$$

де $A = E_{погл}/E_{пад}$ – поглинальна здатність тіла;

$R = E_{відб}/E_{пад}$ – відбивна здатність тіла;

$D = E_{пр}/E_{пад}$ – пропускна здатність тіла.



Тіло, для якого $A=1, R=D=0$, називається **абсолютно чорним**. Якщо $R=1, A=D=0$, то таке тіло називається **абсолютно білим**, а якщо $D=1, A=R=0$ – **абсолютно проникливим або діатермічним**.

Для більшої частини твердих тіл $D=0$. Надалі усі величини, що відносяться до абсолютно чорного тіла, будуть позначатися індексом «0». Тіла, для яких коефіцієнт поглинання $0 < A < 1$ і поглинальна здатність не залежать від довжини хвилі падаючого випромінювання, називаються **сірими** (реальні тіла).

Суму власного випромінювання тіла та відбитого ним, називають *ефективним випромінюванням*.

$$E_{ef} = E + RE_{nad}, \frac{Вт}{м^2}.$$

Сукупний процес випромінювання, поглинання, відбивання і пропускання енергії випромінювання в системах тіл називають **променевим теплообміном**. Променевий теплообмін характеризується:

Законом Планка. Для абсолютно чорного тіла спектральна щільність потоку випромінювання I_{λ_0} залежить від довжини хвилі й абсолютної температури тіла.

$$I_{\lambda_0} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1},$$

де C_1 і C_2 – сталі Планка,

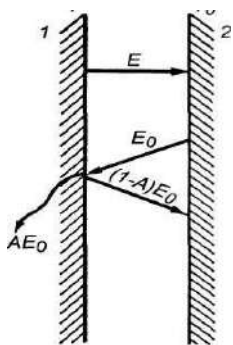
e – основа натуральних логарифмів.

Законом Віна. Добуток довжини хвилі λ_{max} , при якій досягається максимальне значення спектральної щільності потоку випромінювання I_{λ_0} , на абсолютну температуру T є величина постійна $2,896 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$.

Законом Стефана-Больцмана, який звичайно записують у такому

$$\text{вигляді: } E_o = C_o \left(\frac{T}{100} \right)^4, \frac{Вт}{м^2},$$

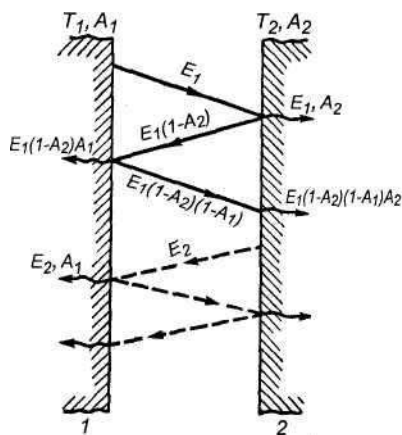
де $C_o = 5,67 \frac{Вт}{м^2 \cdot K^4}$ коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла (стала Стефана-Больцмана).



Відношення поверхневої щільності потоку власного інтегрального випромінювання E даного тіла до поверхневої щільності потоку інтегрального випромінювання E_o абсолютно чорного тіла при тій же температурі відповідно називають **ступенем чорноти тіла**: $\varepsilon = \frac{E}{E_o}$, де $\varepsilon < 1$.

Законом Кірхгофа. Відношення випромінювальної здатності сірого тіла до його поглинальної здатності не залежить від природи тіла і дорівнює випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі:

$$\frac{E}{A} = E_o, \text{ звідки } \frac{E}{E_o} = A. \text{ В той же час } \frac{E}{E_o} = \varepsilon. \text{ (Тобто величини } A \text{ і } \varepsilon \text{ чисельно}$$



співпадають).

Із закону Кірхгофа випливає, що ступінь чорноти тіла в стані термодинамічної рівноваги дорівнює його коефіцієнтові поглинання.

Закон Ламберта. Залежність розподілу енергії випромінювання, що випускається абсолютно чорним тілом, від напрямку його поширення відносно поверхні

тіла, зветься законом Ламберта. Максимальне випромінювання E_n має місце в напрямку нормалі до поверхні. У інших напрямках воно менше і визначається за формулою:

$$E_\varphi = E_n \cos \varphi, \frac{Bm}{M^2},$$

де $E_n = \frac{E}{\pi}, \frac{Bm}{M^2}$, $\cos \varphi$ – косинус куту між напрямком потоку випромінювання і нормаллю до поверхні випромінювання.

При теплообміні випромінюванням між двома тілами (1-2) результуючий потік випромінювання від поверхні 1 до поверхні 2 можна визначити за рівнянням:

$$Q_{1-2} = \varepsilon_{np} C_0 F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \varphi_{1-2}, Bm.$$

Де $\varepsilon_{np} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$ - приведений ступінь чорноти системи тіл,

Тут ε_1 і ε_2 – ступені чорноти відповідно 1 і 2 тіл, а F_1 і F_2 – площі їх поверхонь випромінювання.

φ_{1-2} – коефіцієнт взаємоопромінення, який залежить від розташування тіл у

просторі, відстані між ними, а також від площі поверхні цих тіл. (Завжди $\varphi_{1-2} < 1,0$).

Інтенсифікація променевого теплообміну може бути досягнута шляхом збільшення температури випромінюючого тіла T , підвищення ступеня чорноти сприймаючих тіл, а також збільшення коефіцієнта φ_{1-2} , застосування відповідного розташування тіл.

Для ослаблення променевого теплообміну використовують спеціальні екрани, виготовлені з матеріалу з високою відбивною здатністю ($\varepsilon = 0,02 \dots 0,06$) і розташовані між тілами на шляху променивих потоків.

В самій простій ситуації, коли $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_{\text{екр}}$ (один екран):

$$q_{1-\text{екр}-2} = \frac{1}{n+1} q_{1-2}, \quad \frac{Вт}{м^2},$$

де n – кількість екранів.

$$\text{Якщо } \varepsilon_1 \neq \varepsilon_{\text{екр}} \neq \varepsilon_2, \text{ то } q_{1-\text{екр}-2} = \varepsilon_{np\ 1-\text{екр}-2} q_{1-2}, \quad \frac{Вт}{м^2}.$$

$$\text{Де } \varepsilon_{np\ 1-\text{екр}-2} = \frac{\varepsilon_{np\ 1-\text{екр}} \varepsilon_{np\ \text{екр}-2}}{(\varepsilon_{np\ 1-\text{екр}} + \varepsilon_{np\ \text{екр}-2}) \varepsilon_{3\theta\ 1-2}}.$$

ТЕМА 6. Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.

6.1. Поняття про теплопередачу.

6.2. Теплопередача через плоску одношарову і багатшарову стінки.

6.3. Теплопередача через циліндричну одношарову і багатшарову стінки.

6.4. Способи посилення і послаблення теплових потоків при теплопередачі.

6.5. Деякі відомості з теорії тепломасообміну. Закон Фіке.

6.6. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.

Теплопередача – це процес передачі теплоти від одного теплоносія до іншого через тверду стінку, яка їх розділяє. Перший теплоносіє часто називають «гарячим» (він нагріває); інший – «холодним» (він нагрівається) (див. рис. 6.1).

Поверхнева щільність теплового потоку при теплопередачі через одношарову плоску стінку визначається по формулі:

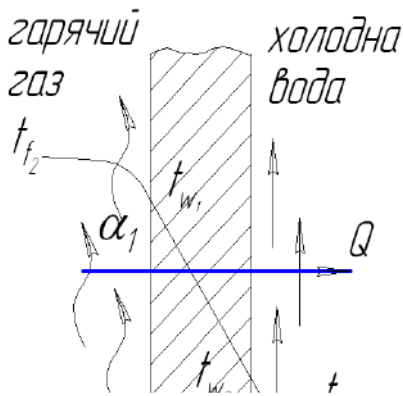


Рис.6.1. Теплопередача через одношарову плоску стінку.

$$q_F = \frac{Q}{F} = k_F (t_{f1} - t_{f2}), \frac{Вт}{м^2},$$

де Q – тепловий потік, $Вт$;

F – площа поверхні теплообміну, $м^2$;

k_F (поверхневий) коефіцієнт теплопередачі – параметр, що характеризує інтенсивність теплопередачі: кількість теплоти, яка передається за одиницю часу (сек.) від одного теплоносія до іншого через $1 м^2$ поверхні стінки, яка розділяє

теплоносії, при перепаді температур між теплоносіями в $1 ^\circ C$:

$$k_F = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C},$$

де α_1 – коефіцієнт тепловіддачі від гарячих газів до стінки, $\frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$;

δ – товщина стінки, $м$.

λ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки, $\frac{Вт}{м \cdot ^\circ C}$;

α_2 – коефіцієнт тепловіддачі від стінки до холодної води, $\frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C}$;

t_{f1}, t_{f2} – температури «гарячого» і «холодного» теплоносіїв, $^\circ C$.

Температури поверхонь стінки визначаються як:

а) з внутрішньої сторони: $t_{w1} = t_{f1} - \frac{q_F}{\alpha_1}, ^\circ C,$

б) з зовнішньої сторони: $t_{w2} = t_{f2} + \frac{q_F}{\alpha_2}, ^\circ C,$

При багатшаровій плоскій стінці поверхнева щільність теплового потоку

визначається як: $q_F = k_F (t_{f1} - t_{fn+1}), \frac{Вт}{м^2},$

де k_F - (поверхневий) коефіцієнт теплопередачі: $k_F = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Вт}{м^2 \cdot ^\circ C},$

$\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ – сума термічних опорів шарів стінки,

n – кількість шарів.

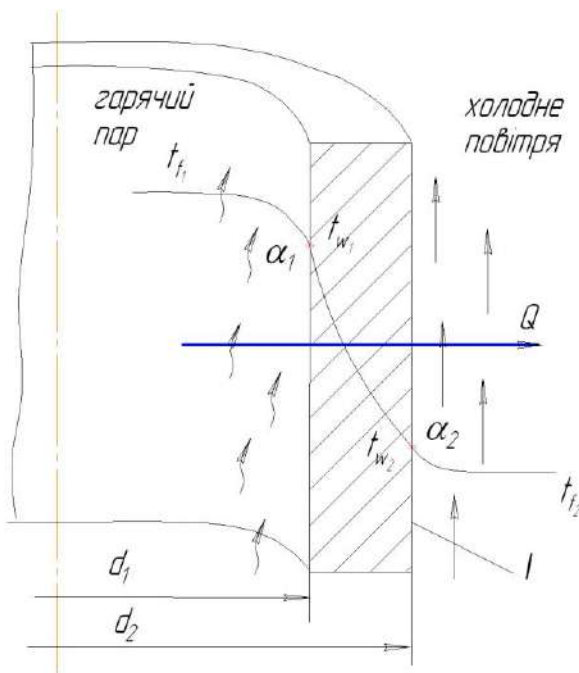
Сам тепловий потік визначається як: $Q = q_F F, \text{ Вт}$.

Кількість переданої теплоти через стінку за визначений період часу:

$$Q_\tau = Q \tau, \text{ Дж},$$

де τ – час в секундах.

6.3. Теплопередача через циліндричну одношарову і багатшарову стінки.



Лінійна щільність теплового потоку через одношарову циліндричну стінку (див. рис. 6.2.) визначається за формулою:

$$q_\ell = k_\ell \pi (t_{f_1} - t_{f_2}), \frac{\text{Вт}}{\text{м}},$$

де k_ℓ – лінійний коефіцієнт теплопередачі – параметр, який характеризує інтенсивність теплопередачі через 1 погонний метр стінки при перепаді температур між теплоносіями в 1 °C:

Рис. 6.2. Теплопередача через одношарову циліндричну стінку.

$$k_\ell = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{C}},$$

d_1 і d_2 – відповідно внутрішній і зовнішній діаметри стінки, м.

Температури поверхонь стінки визначаються як:

а) з внутрішньої сторони: $t_{w_1} = t_{f_1} - \frac{q_\ell}{\pi \alpha_1 d_1}, ^\circ\text{C};$

б) з зовнішньої сторони: $t_{w_2} = t_{f_2} + \frac{q_\ell}{\pi \alpha_2 d_2}, ^\circ\text{C},$

Тепловий потік через циліндричну стінку визначається як: $Q = q_\ell \ell, \text{ Вт},$

де ℓ – довжина (труби), або висота стінки, м.

Кількість переданої теплоти через стінку за визначений період часу:

$$Q_{\tau} = Q\tau, \text{ Дж},$$

де τ – час в секундах.

$$\text{Для багат шарової циліндричної стінки: } q_{\ell} = k_{\ell} \pi (t_{f_1} - t_{f_{n+1}}), \frac{Bm}{m},$$

$$\text{де } k_{\ell} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}}, \frac{Bm}{m \cdot ^{\circ}C},$$

n – кількість шарів стінки.

Для інтенсифікації (посилення) теплового потоку при теплопередачі часто застосовують оребрення стінки зі сторони низького коефіцієнту тепловіддачі (зовнішня сторона стінки).

Відношення площі оребреної поверхні стінки (F_2) до площі неоребреної поверхні (F_1) називають **коефіцієнтом оребрення** стінки: $\varphi_{op} = \frac{F_2}{F_1}$,

$$\varphi_{op} = 2 \dots 6.$$

Тоді поверхнева щільність теплового потоку через плоску поверхню F_1

$$\text{оребреної ззовні стінки визначається як: } q_{F_1} = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 \varphi_{op}}}, \frac{Bm}{m^2},$$

$$\text{або через оребрену поверхню } F_2: q_{F_2} = \frac{t_{f_1} - t_{f_2}}{\frac{1}{\alpha_1} \varphi_{op} + \frac{\delta}{\lambda} \varphi_{op} + \frac{1}{\alpha_2}}, \frac{Bm}{m^2},$$

$$\text{Тепловий потік через оребрену стінку: } Q = q_{F_1} F_1 = q_{F_2} F_2, Bm,$$

$$\text{Для оребреної циліндричної стінки лінійна щільність теплового потоку визначається як: } q_{\ell_1} = \frac{\pi (t_{f_1} - t_{f_2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2 \varphi_{op}}}, \frac{Bm}{m}.$$

Для послаблення теплових потоків при теплопередачі часто застосовують теплоізоляційні матеріали, для яких коефіцієнт теплопровідності $\lambda < 0,2 \frac{Bm}{m \cdot ^{\circ}C}$.

Для плоскої стінки нанесення теплоізоляційного шару автоматично послаблює тепловий потік, який визначається, як для багат шарової плоскої

стілки.

Для циліндричної стінки нанесення шару ізоляції може і послабити, і посилити тепловий потік. Якщо зовнішній діаметр стінки d_2 менше критичного

діаметра ізоляції $d_{2_{из.кр.}} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}$, м, то на стінку краще не наносити шар ізоляції.

Якщо ж діаметр $d_2 > d_{2_{из.кр.}}$, то на стінку (для послаблення теплового потоку) потрібно нанести шар ізоляції.

6.5. Деякі відомості з теорії тепломасообміну. Закон Фіке.

У багатьох виробничих пристроях, крім теплообмінних процесів, відбуваються ще і різноманітні **масообмінні** процеси: сушіння, абсорбція, адсорбція, випаровування, розчинювання та ін.

Будь-яке середовище може складатись з елементарних часток речовини одного виду або різних видів із різною хімічною природою. Часто хімічно індивідуальну речовину називають **компонентом** даного середовища. Частина середовища, в якій один компонент має поверхню поділу з іншим компонентом, називається **фазою**. Наприклад, при випаровуванні води слід розрізняти рідку і пароподібну фази, що розділені поверхнею випаровування рідини. Фаза може характеризуватися рівномірним чи нерівномірним розподілом її компонентів в об'ємі середовища.

Двофазні середовища (потоки) називають **гомогенними**, якщо фази однорідні і розподілені в об'ємі середовища рівномірно, якщо неоднорідні і не рівномірно, то середовище (потік) називають **гетерогенним**. Якщо між фазами, або між потоком і поверхнею каналу, що огорожує потік, не має тепломасообміну, то такий потік називають **адіабатним**. Якщо фази мають однакову температуру, то потік вважається **термодинамічно рівноважним**. Якщо фази мають однаковий тиск, то потік вважається **механічно рівноважним**.

Масообміном називається довільний необоротний процес перенесення маси даного компонента у середовищі з неоднорідним полем тиску або полем температур цього компонента. Масообмін через поверхню поділу між двома

компонентами (речовинами) чи фазами називають **масопередачею**. Поверхню поділу фаз, що беруть участь у масообміні, називають **поверхнею масообміну**.

Для характеристики інтенсивності масообміну використовують поняття **потoku маси** і **щільності потоку маси**. Під потоком маси даного компонента суміші J , кг/с, розуміють його масу, що проходить за одну секунду крізь довільну поверхню. Потік маси, віднесений до одиниці площі поверхні масообміну, називають **щільністю потоку маси** j , кг/м²·с.

Сукупність миттєвих значень концентрації компонентів у середовищі називають **концентраційним полем**: $c=\varphi(x,y,z)$. Воно може бути однорідним (концентрація компонента **постійна** в об'ємі фази), або неоднорідним. Крім того концентраційне поле може бути **стаціонарним** (незмінним у часі), або нестаціонарним. Сукупність точок неоднорідного концентраційного поля, в яких компоненти мають однакову концентрацію, називають **ізоконцентраційною поверхнею**.

Перенесення маси речовини формально подібне до перенесення теплоти. Теплота передається в напрямку зменшення температури. Маса ж переноситься в напрямку зменшення концентрації. Подібно до теплообміну масообмін може відбуватися як шляхом молекулярної дифузії (проникнення), так і конвенцією. На практиці процеси теплообміну часто супроводжуються перенесенням маси тієї чи іншої інтенсивності, тобто обидва процеси виявляються взаємопов'язаними.

Рушійну силу дифузійного процесу виміряти безпосередньо не можна, тому в розрахунках її виражають через градієнти (концентрації тиску, температури).

Перенесення речовини у суміші (наприклад, двокомпонентного середовища) зумовлено тепловим рухом мікрочасток (молекул) називається **молекулярною дифузією** (на рис. 6.3 а). Молекулярну дифузію, що спричинена неоднорідним розподілом концентрації компонентів у суміші, називають **концентраційною дифузією**. При постійних температурі і тиску щільність теплового потоку маси $\bar{j}$ дифундуючого компонента прямо пропорційна

градієнту його концентрації. Це ствердження в теорії тепломасообміну називають законом Фіка:

$$\bar{j} = -D \text{grad } c,$$

де $\bar{j}$ - вектор щільності потоку маси, $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$;

D – коефіцієнт дифузії даного компонента, $\text{м}^2/\text{с}$;

c – концентрація розподілюваного компонента, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Градiєнт концентрації – це вектор, спрямований по нормалі до ізоконцентраційної поверхні в бік зменшення концентрації компонента $\text{кг}/\text{м}^3 \cdot \text{м}$. Коефіцієнт дифузії D в рівнянні закону Фіка дорівнює кількості маси, що пройшла за одиницю часу (секунду) через одиницю ізоконцентраційної поверхні масообміну в нормальному (перпендикулярному) до неї напрямку. Знак мінус у рівнянні закону Фіка враховує те, що вектор $\text{grad } c$ і $\bar{j}$ спрямовані у протилежні боки.

Рівняння закону Фіка, як видно, формально подібне рівнянню основного закону теплопровідності – закону Фур'є: $q_F = -\lambda \text{grad } t, \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$, де λ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу, через який передається теплота, $\frac{\text{Вт}}{\text{м} \cdot ^\circ\text{C}}$; $\text{grad } t$ - градієнт температури, $\frac{^\circ\text{C}}{\text{м}}$.

Якщо у середовищі є різниця температур, то легші молекули, що мають більшу рухомість прагнуть перейти у теплі області, а важкі (менш рухомі) – у холодні. У даному випадку має місце так звана **термодифузія** (на рис. 6.3 б).

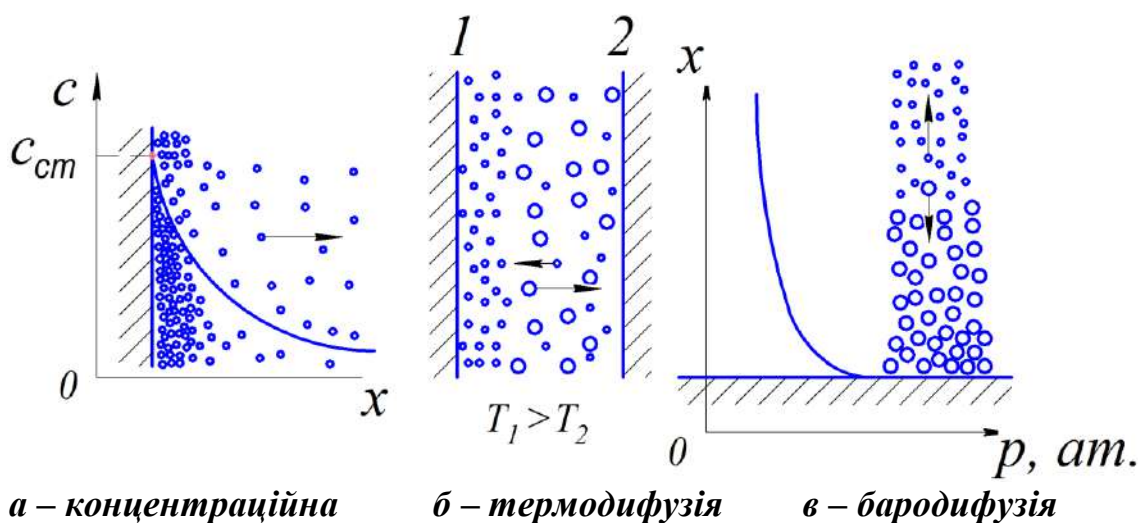


Рис.6.3. Види дифузії.

Якщо в нерухомому середовищі має місце явний градієнт тиску, то важкі молекули переходять в область високого тиску, а легкі – в області зниженого тиску. Цей вид дифузії називається *бародифузією* (на рис. 6.3 в). У технічних процесах переважає, як правило, концентраційна дифузія. У рухомому середовищі речовина може переноситься не тільки молекулярною дифузією, а й конвекцією.

Сумарна густина потоку компонента за рахунок молекулярного і конвективного перенесення визначається рівнянням: $j_k = j_m + j_k, \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$. У практичних задачах велике значення має конвективний масообмін між рідиною та твердою поверхнею. За аналогією з тепловіддачею такий масообмін називається *масовіддачею*. Для кількісного опису масовіддачі використовують закон масовіддачі:

$$j = \beta(c_n + c_c), \frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}},$$

тут j – щільність потоку маси від поверхні поділу фаз у ядро (середину) потоку;

β – коефіцієнт масообміну, м/с ;

c_n і c_c – концентрації речовини відповідно біля поверхні поділу фази і в ядрі потоку, кг/м^3 .

6.6. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.

1. Поняття про теплообмінні апарати.
2. Основні рівняння для розрахунку ТА.
3. Способи інтенсифікації процесу теплопередачі в ТА.

Теплообмінні апарати (теплообмінники) – це пристрої, призначені для нагріву або охолодження теплоносія. Найчастіше в теплообмінних апаратах здійснюється передача теплоти від одного теплоносія до іншого, тобто нагрівання одного відбувається за рахунок охолодження іншого. Як виняток є теплообмінники з внутрішнім тепловиділенням, в яких теплота виділяється в самому апараті і йде на нагрівання теплоносія (реактори).

Залежно від способу передачі теплоти теплообмінники поділяються на декілька типів: змішувальні (контактні), поверхневі (регенеративні, рекуперативні).

Найбільш простими є змішувальні теплообмінники, в яких змішуються теплоносії, які не потребують подальшого розділення, наприклад, при підігріві холодної води парою, або гарячою водою.

В рекуперативних теплообмінниках теплота від одного носія до другого передається через тверду стінку, що їх розділяє (для зменшення термічного опору стінка виконується з матеріалу хорошої теплопровідності: міді, латуні).

Найбільш поширені трубчасті теплообмінники, у яких один теплоносій рухається в трубах (вода), а інший (гарячі гази) між трубами. В таких теплообмінниках змішування теплоносіїв не відбувається. В них можна поєднувати найрізноманітніші гріючі і нагрівальні матеріали.

Рух теплоносіїв здійснюється по трьох схемах:

1.прямотечія $\Rightarrow$;

2.протитечія $\begin{smallmatrix} \leftarrow \\ \rightarrow \end{smallmatrix}$;

3.перехресна течія $\mapsto \downarrow$.

В регенеративних теплообмінниках, як проміжний теплоносій, використовують твердий достатньо масивний матеріал – листи металу, цегла, ... Регенеративні теплообмінники незамінні для високотемпературного ($t > 1000$ °C) підігріву повітря гарячими газами (в металургійній промисловості при виконанні доменних процесів).

Основні рівняння для розрахунку теплообмінних апаратів.

1) Рівняння теплового балансу.

2) Рівняння теплопередачі.

Загальним рівнянням для розрахунку будь якого теплообмінника є рівняння збереження енергії (теплового балансу).

Для ідеального теплообмінного апарату :

$$Q_1 = Q_2 = Q = m_1 c_{p_1} (t'_1 - t''_1) = m_2 c_{p_2} (t''_2 - t'_2).$$

Рівняння теплового балансу дає змогу знайти один невідомий параметр або витрату одного з теплоносіїв, або одну з температур. Всі інші параметри повинні бути відомі. Для зручності розрахунку вводять поняття умовний

тепловий еквівалент теплоносія W – добуток масової витрати теплоносія на його ізобарну теплоємність: $mc_p = W; \frac{Bm}{^{\circ}C}$.

Тоді можна записати: $\frac{(t_2'' - t_2')}{(t_1' - t_1'')} = \frac{W_1}{W_2}$.

Характер температури носія по тракту ТА залежить від схеми теплообмінних апаратів і співвідношення умовних теплових еквівалентів теплоносіїв.

Рівняння теплопередачі: $Q_2 = kF\Delta t$;

На практиці частіше використовують протитечійні схеми руху носіїв, оскільки при однакових вхідних і вихідних параметрів теплоносіїв Δt при протитоці завжди $>$ ніж при прямоточні.

Для передачі одного й того ж теплового потоку Q при проти точній схемі знадобиться теплообмінник меншої площі і меншої металомісткості.

Ефективність роботи ТА оцінюється за параметрами:

Умовним К.К.Д. - η : $\eta_{TA} = \frac{Q_2}{Q_{наяв}} = \frac{m_2 c_{p_2} (t_2'' - t_2')}{m_1 c_{p_1} (t_1' - t_1'')} = \frac{W_2 (t_2'' - t_2')}{W_1 (t_1' - t_1'')}$, як правило;

$\eta_{TA}=0,6...0,7$.

Коефіцієнт утримання тепла $\varepsilon = \frac{Q_2}{Q_{дійсн}} = \frac{Q_2}{(Q_2 + Q_{втр})} = \frac{1}{\left(1 + \frac{Q_{втр}}{Q_2}\right)}$ як правило $\varepsilon =$

$0,85...0,92$.

Види теплового розрахунку теплообмінників.

Найбільш простим є конструктивний (проектний) розрахунок теплообміну, коли відомі початкові і кінцеві параметри теплоносіїв і необхідно розрахувати поверхню теплообміну, тобто фактично сконструювати його.

Порядок виконання такого розрахунку:

1) з балансового рівняння визначають потужність теплового потоку Q_2 , якій необхідно передати від гарячого теплоносія холодному;

2) користуючись довідниками задаються швидкістю теплоносіїв і

конструктивними особливостями теплообмінників (д трубок, прохідним перетином для теплоносіїв);

3) розраховують коефіцієнт теплопередачі, який характеризує інтенсивність теплопередачі між теплоносіями через плоску стінку:

$$k = \frac{1}{\left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)}.$$

4) визначають значення Δt_{cp} як:
$$\Delta t_{cp} = \frac{(\Delta t_{\delta} - \Delta t_m)}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_m}}.$$

5) з рівняння теплопередачі знаходимо площу F теплообмінника:
$$F = \frac{Q_2}{k \Delta t}$$

6) розраховують довжину трубок теплообмінника (при вибраному їх діаметрі).

Часто застосовують перевірочний розрахунок – коли відомі конструкція теплообмінника, площа теплообміну F , початкові параметри теплоносія і слід перевірити придатність теплообмінника для даних умов.

Способи послаблення процесу теплопередачі – ізоляція поверхонь теплопередачі.

При плоскій стінці достатньо нанести на неї шар ізоляційного матеріалу.

При циліндричній стінці ізоляція буде ефективною, якщо зовнішній діаметр стінки d_2 буде більшим критичного діаметра ізоляції $d_{2кр} = \frac{2\lambda_{из}}{\alpha_2}$, α_2 – коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки труби.

Основні шляхи інтенсифікації теплообміну в сучасних теплообмінних апаратах енергетичних установок:

1. Створення розвинутих поверхонь теплообміну за рахунок їх оребріння з боку теплоносія з меншим коефіцієнтом тепловіддачі (ребриста стінка).

2. Зміна гідродинамічних умов на поверхні теплообміну за рахунок штучної турбулізації потоку носія (створення шорсткої поверхні, застосування різних фізичних явищ – пульсуюче поле тиску, електричне, магнітне поле).

3. Оптимізація визначальних геометричних розмірів поверхні теплообміну в теплообмінниках (зменшення діаметра труб у трубчатих теплообмінниках дозволяє збільшити їхню кількість, а отже загальну поверхню теплообміну при зменшенні габаритів теплообмінника).

Для простої стінки збільшити коефіцієнт теплопередачі k можна лише за рахунок зменшення товщини стінки і вибору більш теплопровідного матеріалу.

ЛІТЕРАТУРА.

1. Миронов О.С., Брижа М.С., Бойко В.Б., Золотовська О.В. Теплотехніка: основи термодинаміки, теорія теплообміну, використання тепла в сільському господарстві. Підручник. - Дніпропетровськ: ТОВ "ЕНЕМ", 2011. – 424 с.
2. Герасимов Г.Г. Теоретичні основи теплотехніки. Навч. посібник. - Рівне. НУВГП, 2011 -382 с.
3. Константинов С.М., Панов Є.М. Теоретичні основи теплотехніки: Підручник. – К.: «Золоті Ворота», 2012. – 592 с.
4. Гнатишин, Я. М. Теплотехніка: Навч. посіб. / Я.М. Гнатишин, В.І. Криштапович. — Київ : Знання, 2008. — 364с.
5. Дідур В. А. Теплотехніка, теплопостачання і використання теплоти в сільському господарстві / В. А. Дідур, М. І. Стручаєв. – К. : Аграрна освіта, 2008. – 233 с.
6. Приходько М.А., Герасимов Г.Г. Термодинаміка та теплопередача. Навчальний посібник. - Рівне: НУВГП, 2008.- 250 с.
7. Драганов Б.Х., Бессараб О.С., Долінський А.А., Лазоренко В.О., Міщенко А.В., Шеліманова О.В. (за ред. Б.Х. Драганова). Теплотехніка: Підручник. – 2-е вид., перероб. і доп. – Київ: Фірма «ІНКОС», 2005. – 400 с.
9. Дідур В.А. та ін. Гідравліка та її використання в агропромисловому комплексі / В. А. Дідур., О.Д. Савченко, Д.П. Журавель, С.І. Мовчан. – К. : Аграрна освіта, 2008. – 577 с.
10. Дідур В.А. та ін. Гідравліка, сільськогосподарське водопостачання та гідропневмопривод / В.А. Дідур., О.Д. Савченко, С.І. Пастушенко, С.І. Мовчан. – Запоріжжя : Прем'єр, 2005. – 464 с.
11. Гідравліка: Навчально-методичний комплекс. Навчально-методичний посібник / В.І. Дуганець, І.М. Бендера, В.А. Дідур та ін. / За ред. В.І Дуганця, І М. Бендери, В.А. Дідура. – Кам'янець-Подільський: ФОП Сисин О.В., 2013. – 572 с.
12. Боярчук В. М. Теплотехніка та використання теплоти: практикум / В. М. Боярчук, Я. В. Шолудько, В. П. Шолудько, І. М. Бендера. – Львів : Солом, 2010. – 232 с.
13. Константинов С.М. Збірник задач з технічної термодинаміки та теплообміну: Навч. посіб. / С.М. Константинов, Р.В. Луцик. – К.: Видавництво «Освіта України», 2009. – 543 с.
14. Дев'яткіна С.С. Альтернативні джерела енергії : Навч. посіб. / С. С. Дев'яткіна, Т. Ю. Шкварницька; Нац. авіац. ун-т. - К., 2006. - 92 с.
15. Сінчук І.О. Нетрадиційні та відновлювані джерела енергії : навч. посіб. / І. О. Сінчук, С. М. Бойко, К. І. Лосіна, І. А. Луценко, Г. І. Ткаченко; ред.: О. М. Сінчук. - Кременчук : Щербатих О.В., 2013. - 192 с.

16. Сиротюк С.В. Альтернативні джерела енергії. Енергія вітру: Навч. посіб./ С.В. Сиротюк, В.М. Боярчук, В.П. Гальчак. - Львів: "Магнолія 2006", 2018. - 182 с.

17. Енергоощадність та альтернативні джерела енергії: навч. посібник / М. Й. Олійник, В. Г. Лисяк, О. Б. Дудурич; за заг. ред. д-ра техн. наук, проф. М. С. Сегеди. - Львів: Видавництво Львівської політехніки, 2020. - 184 с.

ЗМІСТ

1. Тема 1. Теплотехніка, основні поняття та визначення.	6
1.1. Робоче тіло і параметри його стану.	8
1.2. Газові суміші.	13
1.3. Теплоємність газів.	15
2. Тема 2. Перший закон термодинаміки. Основні термодинамічні процеси.	16
2.1. Перший закон термодинаміки.	17
2.2. Основні термодинамічні процеси, що використовуються в теплотехнічних установках.	25
2.3. Визначення і аналіз параметрів та термодинамічних характеристик в основних термодинамічних процесах (для 1 кг робочого тіла)	27
3. Тема 3. Другий закон термодинаміки. Теоретичні цикли ДВЗ та ГТУ.	34
3.1. Другий закон термодинаміки.	34
3.2. Теоретичні цикли двигунів внутрішнього згоряння (ДВЗ).	40
3.3. Теоретичні цикли газотурбінних установок (ГТУ).	44
4. Тема 4. Водяна пара та вологе повітря.	49
4.1. Теоретичні цикли ПСУ.	49
4.2. Поняття про паросилову установку (ПСУ) і принцип її роботи. Цикл Ренкіна – основний теоретичний цикл сучасних ПСУ.	54
4.3. Про вологе повітря і параметри, що характеризують його стан.	56
4.4. Сушіння продукції сільськогосподарського виробництва. Види сушіння, зерносушарки.	60
5. Тема 5. Теплопередача.	61
5.1. Поняття про теплопередачу.	62
5.2. Теплопровідність. Закон Фур'є – основний закон теплопровідності.	63
5.3. Конвективний теплообмін. Закон Ньютона – Ріхмана основний закон конвективного теплообміну.	67
5.4. Променевий теплообмін. Закон Стефана – Больцмана. Екранування.	72
6. Тема 6. Складний теплообмін. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.	76
6.1. Поняття про теплопередачу.	76
6.2. Теплопередача через плоску одношарову і багатшарову стінки.	77
6.3. Теплопередача через циліндричну одношарову і багатшарову стінки.	78
6.4. Способи посилення і послаблення теплових потоків при теплопередачі.	78
6.5. Деякі відомості з теорії тепломасообміну. Закон Фіке.	80
6.6. Теплообмінні апарати та їх розрахунок.	83

**Сіренко Віктор Федорович
Сіренко Юлія Володимирівна
Василенко Микола Вініамінович**

ТЕПЛОТЕХНІКА
КОНСПЕКТ ЛЕКЦІЙ

м. Суми, РВВ, Сумський національний аграрний університет,
вул. Г. Кондратьєва, 160.

Підписано до друку: листопад 2022 р. Формат А5 Гарнітура. Times
New Roman.

Тираж: _____ примірників. Замовлення _____ Ум. друк. арк. 3,8
