

**ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
«МЕТІНВЕСТ ПОЛІТЕХНІКА»**

**ІНЖЕНЕРНІ ОСНОВИ МЕТАЛУРГІЇ
ТА ЕКОЛОГІЯ**

**методичні вказівки до виконання
індивідуальних завдань**

Запоріжжя 2025



УДК 669.01+504.05(072)
I57

Рекомендовано Науково-методичною
радою ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ «МЕТІНВЕСТ
ПОЛІТЕХНІКА»
(протокол № 2 від 21.11.2025 р.)

Укладач

Козачина В.А., канд. техн. наук, доцент.

I57 Інженерні основи металургії та екологія : методичні рекомендації до виконання індивідуальних завдань / уклад. В. А. Козачина. Запоріжжя : ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «МЕТІНВЕСТ ПОЛІТЕХНІКА», 2025. 60 с.

Методичні вказівки містять основні теоретичні відомості, приклади та варіанти для виконання індивідуального завдання з дисципліни «Інженерні основи металургії та екологія». Матеріал методичних вказівок має на меті підвищити якість виконання індивідуальних завдань студентами, підвищити розуміння ними процесів тепло- та масообміну, як фундаменту металургійного виробництва, в основі яких лежать закони гідрогазодинаміки, термодинаміки.

УДК 669.01+504.05(072)

© ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «МЕТІНВЕСТ ПОЛІТЕХНІКА», 2025



ЗМІСТ

Вступ.....	4
1 Індивідуальне завдання №1 «Гідрогазодинаміка. Термодинаміка»	5
1.1 Гідрогазодинаміка: короткі теоретичні відомості.....	5
1.2 Термодинаміка: короткі теоретичні відомості.....	17
1.3 ВАРІАНТИ ДО ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №1	32
1.4 ПРИКЛАД ВИКОНАННЯ ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №1	36
2 Індивідуальне завдання №2 «Теплообмін».....	44
2.1 Теплообмін: короткі теоретичні відомості.....	44
2.2 ВАРІАНТИ ДО ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №2	55
2.3 ПРИКЛАД ВИКОНАННЯ ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №2	57
Перелік рекомендованих джерел.....	59
Додаток А	60



ВСТУП

Сучасні металургійні, гірничі підприємства мають великий парк плавильних, нагрівальних і сушильних печей, що включають в себе розгалужену мережу постійно діючих трубопроводів і каналів, за допомогою яких підводять паливо, повітря, кисень і відводять продукти горіння. Для переміщення газів і рідин (наприклад, мазуту) трубопроводами і каналами потрібне встановлення відповідних тягодуттьових пристроїв: димових труб, ежекторів, димососів, вентиляторів тощо.

В умовах діючих гірничо-металургійних заводів доводиться розв'язувати досить складні завдання, пов'язані з розрахунком, конструюванням та експлуатацією дуттьових фурм, паливоспалювальних пристроїв, димових і повітряних трас. Взаємне розташування теплових агрегатів і обладнання, що їх обслуговують, на різних заводах може бути найрізноманітнішим, тому розробити типові розводки повітряних і димових комунікацій практично неможливо.

Процеси теплообміну у металургійному виробництві можуть відбуватися в різних середовищах: у чистих речовинах і різних сумішах за зміни та без зміни фазового складу. Часто процеси перенесення теплової енергії супроводжуються перенесенням речовини (процеси окислення, відновлення, розкладання). За наявності масообміну процеси теплообміну значно ускладнюються й описуються складнішими диференціальними рівняннями.

Тому знання, розуміння процесів тепло- та масообміну, як фундаменту металургійного виробництва, в основі яких лежать закони гідрогазодинаміки, термодинаміки є вкрай важливими та необхідними для формування висококваліфікованих фахівців.



1 ІНДИВІДУАЛЬНЕ ЗАВДАННЯ №1 «ГІДРОГАЗОДИНАМІКА. ТЕРМОДИНАМІКА»

1.1 Гідрогазодинаміка: короткі теоретичні відомості

Рідини діляться на два види:

- крапельні (мають великий опір стисненню та малий опір повздовжнім переміщенням);
- газоподібні (мають малий опір як стисненню, так і повздовжнім переміщенням).

При розв'язанні практичних задач користуються поняттям ідеальної рідини – нестисливого середовища, в якому відсутнє внутрішнє тертя між окремими частинками.

До основних фізичних властивостей рідини відносяться питома вага, густина, стисливість, температурне розширення, в'язкість.

Питома вага рідини γ – це вага одиниці об'єму рідини:

$$\gamma = \frac{G}{V}, \left[\frac{H}{M^3} \right].$$

Густина рідини ρ – це маса одиниці об'єму рідини:

$$\rho = \frac{m}{V}, \left[\frac{KZ}{M^3} \right].$$

Питома вага та густина рідини пов'язані між собою виразом:

$$\gamma = \rho g.$$

Стисливість *рідини* – це властивість рідини змінювати об'єм при зміні тиску, характеризується коефіцієнтом об'ємного стиснення β_V :



$$\beta_V = -\frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta p}.$$

Температурне розширення рідини – це властивість рідини змінювати свій об'єм при зміні температури, характеризується коефіцієнтом температурного розширення β_t :

$$\beta_t = \frac{1}{V} \frac{\Delta V}{\Delta t}.$$

В'язкість рідини – це властивість рідини чинити опір відносному руху (зсуву) частинок рідини. Сили, що виникають в результаті ковзання шарів частинок рідини, називаються силами внутрішнього тертя або силами в'язкості.

Згідно закону Ньютона, сили в'язкості прямо пропорційні швидкості відносного руху та площі дотичних шарів:

$$F_{\text{вн}} = \pm \mu S \frac{du}{dh},$$

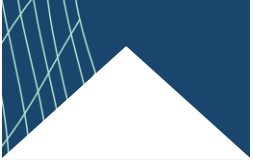
де μ – динамічна в'язкість, Па·с, S – площа дотичних шарів, м², du/dh – градієнт швидкості, с⁻¹.

Для розв'язання практичних задач також використовується кінематична в'язкість ν , м²/с:

$$\nu = \frac{\mu}{\rho}.$$

Однією з одиниць вимірювання кінематичної в'язкості є Ст (Стокс):

$$1 \text{ Ст} = 10^{-4} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}; 1 \text{ сСт} = 10^{-6} \frac{\text{м}^2}{\text{с}}.$$



Гідростатика вивчає закони рівноваги нерухомої рідини.

Рідина, що перебуває у спокої, знаходиться під дією зовнішніх сил двох категорій: масових та поверхневих. Під дією зовнішніх сил у кожній точці рідини виникають внутрішні сили, що характеризують її напружений стан (тиск у точці).

Середній гідростатичний тиск p_c – це відношення сумарної сили гідростатичного тиску P до площі поверхні ω , на яку вона діє:

$$p_c = \frac{P}{\omega}.$$

Якщо зменшувати площину ω , то середній гідростатичний тиск буде наближатись до певної границі, що виражає гідростатичний тиск у точці p :

$$p = \lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{P}{\omega}, [p] = 1 \text{ Па}.$$

Гідростатичний тиск має наступні властивості:

1. Гідростатичний тиск завжди направлений по внутрішній нормалі до площини, на яку діє.
2. Гідростатичний тиск у будь-якій точці рідини діє однаково у всіх напрямках, тобто не залежить від кута нахилу площини, на яку діє.
3. Величина гідростатичного тиску залежить від положення точки, в якій він визначається.

Третя властивість гідростатичного тиску висвітлена у **основному рівнянні гідростатики**:

$$p = p_0 + \rho gh,$$

де p – гідростатичний тиск у точці на глибині h , p_0 – тиск на вільній поверхні.



Абсолютний, або повний, гідростатичний тиск $p_{абс}$ складається з зовнішнього тиску на вільну поверхню рідини p_0 та манометричного (надлишкового тиску) $p_{ман}$, що створюється шаром рідини над точкою, що розглядається.

У відкритій ємності на вільну поверхню рідини діє атмосферний або барометричний тиск $p_{атм}$.

Тиск на рідину нижче атмосферного називають *вакуумом* ($p_{вак}$):

$$p_{вак} = p_{атм} - p_{абс}.$$

Сила повного гідростатичного тиску на плоску фігуру дорівнює абсолютному гідростатичному тиску в центрі тяжіння цієї фігури p_c , помноженому на площу цієї фігури:

$$P = (p_0 + \gamma h_c) \omega$$

Центром тиску називається точка прикладання сили надлишкового гідростатичного тиску. Ордината центру тиску y_c на плоску фігуру визначається за формулою:

$$y_T = y_c + \frac{I_x}{y_c \omega},$$

де I_0 – момент інерції фігури відносно центра мас, y_c – ордината центра мас.

Для графічного зображення закону зміни гідростатичного тиску по глибині використовується епюра тиску. Площа епюри виражає силу тиску, а центр тяжіння епюри – це точка, через яку проходить рівнодіюча сили тиску.

Повна сила гідростатичного тиску на криволінійну поверхню визначається за формулою:



$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2},$$

де P_x, P_z – відповідно горизонтальна та вертикальна складові повної сили гідростатичного тиску на криволінійну поверхню:

$$P_x = \omega_z \gamma h_u, P_z = \gamma V,$$

ω_z – проекція площі криволінійної фігури на вертикальну вісь, h_u – глибина занурення центру ваги проекції криволінійної площини на вертикальну вісь; V – тіло тиску – об'єм рідини, вага якої є вертикальною складовою повної сили гідростатичного тиску на криволінійну поверхню.

Тіло тиску обмежене криволінійною поверхнею, її проекцією на п'єзометричну площину та вертикальними направляючими цієї проекції.

Гідродинаміка розглядає закони руху рідини. Параметри, що характеризують рух рідини – тиск та швидкість – змінюються у потоці рідини у просторі та з часом. Основною задачею гідродинаміки є дослідження зміни цих параметрів у потоці рідини, тобто знаходження вигляду функцій:

$$\begin{cases} p = f_1(x, y, z, t), \\ u = f_2(x, y, z, t), \end{cases}$$

де u, p – швидкість та тиск у точці, що розглядається; x, y, z – координати точки; t – час.

Усталений рух рідини – це такий рух рідини, при якому швидкість потоку та тиск у будь-якій точці не змінюються з плином часу, тобто є функціями лише координат. Прикладом є витікання рідини з отвору при постійному напорі, а також рух рідини у каналі при незмінному його перерізі та постійній глибині.

Неусталений рух – це такий рух рідини, при якому швидкість потоку та тиск у будь-якій точці змінюються з плином часу, тобто є функціями



координат та часу. Прикладом є витікання рідини з отвору при змінному напорі.

Гідравлічні елементи потоку:

1. Живий переріз ω , м² – це поперечний переріз потоку, перпендикулярний до напрямку його руху.

2. Змочений периметр χ , м – це частина периметру живого перерізу, по якому потік дотикається до твердих стінок русла.

3. Гідравлічний радіус R , м – це відношення площі живого перерізу до довжини змоченого периметру:

$$R = \frac{\omega}{\chi}.$$

4. Витрата Q , м³/с – це об'єм рідини, що протікає через живий переріз за одиницю часу.

5. Середня швидкість потоку v , м/с – це швидкість, яку мали б мати всі частинки рідини в живому перерізі ω для пропуску через нього витрати Q :

$$v = \frac{Q}{\omega}.$$

Рівномірний рух рідини – це усталений рух, при якому середні швидкості та живі перерізи потоку не змінюються по його довжині. Рівномірним можна вважати рух рідини в циліндричній трубі чи каналі незмінного поперечного перерізу і постійної глибини.

Нерівномірний рух рідини – це усталений рух, при якому середні швидкості та живі перерізи потоку змінюються по його довжині. Нерівномірним вважають рух рідини в конічній трубі та у природному руслі.

Рівняння руху рідини:

1) **рівняння нерозривності потоку** (виражає закон збереження маси):



$$v_1 \omega_1 = v_2 \omega_2 = v \omega = \text{Const.}$$

Рівняння нерозривності можна записати у вигляді рівняння незмінності витрати:

$$Q = \text{Const.}$$

2) **рівняння Бернуллі** (виражає закон збереження енергії):

$$z + \frac{p}{\gamma} + \frac{\alpha v^2}{2g} + \Delta h = \text{Const.},$$

де $z + p/\gamma$ – п'єзометричний напір (рис. 1.1); $v^2/2g$ – швидкісний напір (рис. 1.1); Δh – втрати напору; α – коефіцієнт кінетичної енергії потоку.

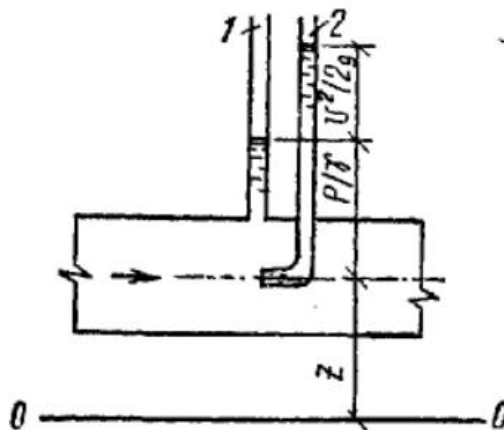


Рисунок 1.1 – Трубка Піто: 1 – статична трубка (п'єзометр);
2 – динамічна трубка

Розв'язок багатьох практичних задач гідравліки зводиться до встановлення залежностей, що визначають зміну швидкості та тиску по довжині потоку. Для цього використовуються рівняння нерозривності та рівняння Бернуллі, які мають три невідомі: швидкість, тиск та втрати



напору. В якості третього рівняння використовують залежність втрат напору від швидкості та ряду інших факторів.

Втрати напору (енергії) обумовлені опорами двох видів:

- 1) опір по довжині, обумовлений силами тертя;
- 2) місцевий опір, обумовлений зміною напрямку та величини швидкості потоку.

Втрати напору по довжині визначають за формулою Дарсі-Вейсбаха:

$$\Delta h_l = \lambda \frac{l}{d} \frac{v^2}{2g}$$

де Δh_l – втрата напору по довжині; λ – коефіцієнт гідравлічного тертя (коефіцієнт Дарсі); l – довжина ділянки трубопроводу, d – діаметр трубопроводу (якщо переріз не круглий, то $4R$), v – середня швидкість течії.

Місцеві втрати напору визначають за формулою Вейсбаха:

$$\Delta h_m = \xi \frac{v^2}{2g},$$

де Δh_m – втрата напору по довжині; ξ – коефіцієнт місцевого опору.

Коефіцієнти λ та ξ безрозмірні, вони залежать від багатьох факторів, зокрема, від режиму руху рідини (ламінальний чи турбулентний) та шорсткості стінок.

Основним критерієм для визначення режиму руху рідини є безрозмірний параметр Re (число Рейнольдса):

$$Re = \frac{vd}{\nu},$$

де v – середня швидкість потоку, d – діаметр труби (при безнапірному потоці $4R$), ν – кінематична в'язкість.



Число Рейнольдса, при якому відбувається зміна режиму руху, називається критичним числом Рейнольдса Re_k . Для напірного потоку в круглій трубі $Re_k=2320$, для безнапірного потоку $Re_k=580$. Тобто, якщо для конкретного випадку $Re < Re_k$ – режим руху ламінарний, якщо $Re > Re_k$ – режим руху турбулентний.

При напірному ламінарному русі рідини в трубопроводі коефіцієнт гідравлічного тертя залежить лише від числа Рейнольдса:

$$\lambda = \frac{64}{Re}$$

Існують три області визначення коефіцієнта гідравлічного тертя при турбулентному русі:

1. Область гідравлічно гладких труб при $Re=2320 \dots 10d/\Delta_e$ (Δ_e – еквівалентна шорсткість):

$$\lambda = \frac{0,3164}{Re^{0,25}}$$

В цій зоні втрати напору пропорційні середній швидкості в степені 1,75.

2. Перехідна область або область доквадратичного опору при $Re=(10 \dots 500)d/\Delta_e$:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta_e}{d} + \frac{68}{Re} \right)^{0,25}$$

Втрати напору в цій області пропорційна середній швидкості в степені 1,75...2.

3. Область гідравлічно шорстких труб або область квадратичного опору при $Re > 500d/\Delta_e$:

$$\lambda = 0,11 \left(\frac{\Delta_e}{d} \right)^{0,25}$$



Місцеві втрати енергії обумовлені так званими місцевими гідравлічними опорами, тобто місцевими змінами форми та розмірів русла, які викликають деформацію потоку. Про протіканні рідини через місцеві опори відбувається зміна її швидкості та зазвичай виникають вихори.

Коефіцієнт ξ для кожного місцевого опору визначається експериментальним шляхом, але у певних випадках може бути визначений теоретично з деякими допущеннями. Так, для різкого розширення формула втрат напору (формула Борда) має вигляд:

$$\Delta h_{pp} = \frac{(v_1 - v_2)^2}{2g}$$

Оскільки за умовою нерозривності $v\omega = \text{Const}$, то:

$$\Delta h_{pp} = \frac{v_1^2}{2g} \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2 = \frac{v_2^2}{2g} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2.$$

Отже, коефіцієнт місцевого опору при раптовому розширенні визначається наступним чином:

$$\xi_1 = \left(1 - \frac{\omega_1}{\omega_2}\right)^2, \text{ або } \xi_2 = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} - 1\right)^2.$$

Коефіцієнт місцевого опору при раптовому звуженні визначають за формулою:

$$\xi_{p.з.} = \left(\frac{1}{\varepsilon} - 1\right)^2.$$

де ε – коефіцієнт стиснення струменя, який являє собою відношення площі перерізу стиснутого струменя у вузькому трубопроводі ω_{cm} до площі перерізу вузької труби ω_2 :



$$\varepsilon = \frac{\omega_{cm}}{\omega_2}$$

Коефіцієнт стискання струменя ε може бути визначений за формулою Альтшуля:

$$\varepsilon = 0,57 + \frac{0,043}{1,1 - n},$$

де $n = \omega_2 / \omega_1$ – ступінь стискання струменя.

Коефіцієнт опору при раптовому повороті труби круглого поперечного перерізу на кут α можна визначити за формулою:

$$\xi_\alpha = \xi_{90^\circ} (1 - \cos \alpha),$$

де ξ_{90° – значення коефіцієнта опору для кута 90° . Для наближених розрахунків слід приймати $\xi_{90^\circ} = 1$.

При розрахунку загальних втрат напору користуються принципом накладення втрат шляхом сумування втрат напору на прямолінійних ділянках та в місцевих опорах. Цей метод є справедливим тільки в тому випадку, якщо місцеві опори розташовані на достатньо великій відстані один від одного ($l \geq 20 \div 50d$), тобто між ними є прямолінійна ділянка, на якій змінений після виходу з одного місцевого опору потік встигає стабілізуватись та прийняти перед наступним такий же вигляд, як і перед першим.

Відстань між місцевими опорами можна визначити за формулою:

$$l_{en} \geq d \left(\frac{12}{\lambda} - 50 \right)$$

де l_{en} – довжина впливу місцевого опору; λ – коефіцієнт гідравлічного тертя труби, на якій розташований місцевий опір; d – діаметр труби.

Швидкість витікання рідини з малого отвору в тонкій стінці (отвір



вважається малим при $d < 0,1H$, де d – висота отвору, H – напір, під дією якого відбувається витікання; стінка вважається тонкою, якщо струмінь, що витікає, дотикається лише до кромки отвору, який направлений всередину резервуару, і не дотикається до бокової поверхні отвору):

$$v_c = \varphi \sqrt{2gH_{\text{пр}}},$$

де $H_{\text{пр}} = H + \frac{P_0}{\rho g} - \frac{P_a}{\rho g}$ – приведений напір, $\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \zeta_0}}$ – коефіцієнт швидкості.

При цьому витрата рідини визначається за формулою:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH_{\text{пр}}},$$

де μ – коефіцієнт витрати отвору.

Насадком називається коротка труба ($l = (3 \div 4)d$), яка приєднана до отвору.

Швидкість при витіканні з насадка:

$$v = \varphi \sqrt{2gH},$$

де $\varphi = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\zeta_0}{\varepsilon^2} + (\frac{1}{\varepsilon} - 1)^2 + \lambda \frac{l}{d}}}$ – коефіцієнт швидкості.

Витрати рідини через насадок визначається за формулою:

$$Q = \mu \omega \sqrt{2gH}.$$



Таблиця 1.1 - Середні значення коефіцієнтів витрати води з різних отворів та насадок

Типи отворів та насадок	φ	ε	μ
Круглий отвір в тонкій стінці	0,97	0,62-0,64	0,61
Зовнішня циліндрична насадка	0,82	1,0	0,82
Внутрішня циліндрична насадка	0,707	1,0	0,707
Конічна східна насадка $\beta = 13^\circ 24'$	0,964	0,982	0,946
Конічна розхідна насадка $\beta = 8^\circ$	0,45	1,0	0,45
Конусоїдальна насадка	0,98	1,0	0,98

1.2 Термодинаміка: короткі теоретичні відомості

Основні поняття та визначення термодинаміки

Термодинаміка – наука про взаємоперетворення різних видів енергії. Розрізняють *загальну (фізичну), хімічну та технічну* термодинаміку.

Технічна термодинаміка – наука, що вивчає закономірності взаємного перетворення *теплоти і роботи* в технічних пристроях різного призначення.

Енергія – загальна кількісна міра різних форм руху матерії. Розмірність Дж або Дж/кг.

Робота – форма перетворення енергії в результаті макроскопічного переміщення тіл. Кількість перетвореної в цьому випадку енергії називають *кількістю роботи* або *роботою*. Позначається: *повна* робота L , Дж, *питома* робота l , Дж/кг. Розрізняють:

- роботу зміни об'єму $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$;

- роботу зміни тиску $l_p = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$;

- роботу *проштовхування* $l_{\text{прот}} = p_2 v_2 - p_1 v_1$.



Теплота – форма перетворення енергії в результаті мікроскопічного руху тіл. Кількість перетвореної в цьому випадку енергії називається *кількістю теплоти* або *теплотою*. Позначається: *повна* теплота Q , Дж, *питома* теплота q , Дж/кг.

Робоче тіло – речовина, за допомогою якої відбувається взаємоперетворення теплоти і роботи.

Термодинамічна система (система) – сукупність тіл, що беруть участь у процесах перенесення (перетворення) енергії.

Навколишнє середовище – сукупність тіл, що не входять до термодинамічної системи.

Відкрита система – система, у якій має місце обмін речовини з навколишнім середовищем.

Закрита система – система, у якій відсутній обмін речовини з навколишнім середовищем.

Адіабатна система – система, у якій відсутній теплообмін із навколишнім середовищем.

Ізольована система – система, яка не обмінюється енергією і речовиною з навколишнім середовищем.

Термодинамічні параметри стану – фізичні величини, що однозначно характеризують стан термодинамічної системи. Розрізняють *термічні* та *калоричні* параметри стану. *Термічні* параметри стану: тиск, питомий об'єм, температура. *Калоричні* параметри стану (*функції стану*): внутрішня енергія, ентальпія, ентропія.

Екстенсивні термодинамічні параметри – параметри, що залежать від маси речовини, наприклад, внутрішня енергія, ентальпія, ентропія.

Інтенсивні термодинамічні параметри – параметри, що не залежать від маси речовини, наприклад, тиск, температура.

Питомий об'єм – об'єм одиниці маси речовини, $v = V/M$, м³/кг.

Мольний об'єм – об'єм моля (кіломоля) речовини, $V_{\mu} = V/N$, м³/кмоль.



Густина – маса одиниці об'єму речовини, $\rho = M/V = 1/v$, кг/м³.

Температура – міра інтенсивності теплового руху мікрочастинок речовини (атомів, молекул, йонів). Температуру, виміряну за шкалою Цельсія, позначають t , °С.

Термодинамічна (абсолютна) температура – температура, відлічувана за термодинамічною шкалою температур (шкалою Кельвіна) від абсолютного нуля. Позначають T , K . Зв'язок між температурами за шкалою Цельсія і Кельвіна: $T = t + 273$.

Абсолютний тиск (тиск) – відношення сили, що діє за нормаллю до поверхні тіла, до площі цієї поверхні. Позначають p , Н/м². Різницю між абсолютним тиском і барометричним (атмосферним) називають *надлишковим тиском*. Цей тиск не є параметром стану.

Нормальні умови – умови, що реалізуються за температури $t = 0$ °С і тиску $p = 101325$ Па.

Рівняння стану – рівняння, що зв'язує між собою термодинамічні параметри системи в рівноважному стані. Наприклад, *термічне рівняння стану* пов'язує тиск, температуру і питомий об'єм: $F(p, v, T) = 0$.

Рівноважний стан – стан системи, що характеризується рівністю термодинамічних параметрів у всіх її частинах.

Нерівноважний стан – стан системи, що характеризується нерівністю термодинамічних параметрів у всіх її частинах.

Термодинамічний процес – послідовність змінних станів термодинамічної системи.

Рівноважний процес – процес, який розглядають як безперервний ряд рівноважних станів системи.

Нерівноважний процес – процес, що розглядається як безперервний ряд нерівноважних станів системи. Будь-який реальний процес є нерівноважним. Якщо швидкість здійснення нерівноважного процесу нескінченно мала, його можна розглядати як рівноважний процес.



Оборотний процес – процес, у результаті здійснення якого в прямому і зворотному напрямках, система повертається в початковий стан без змін у навколишньому середовищі. Рівноважні процеси оборотні.

Незворотний процес – процес, у результаті здійснення якого в прямому і зворотному напрямках, система не повертається в початковий стан без додаткової витрати енергії. Нерівноважні процеси незворотні.

Термодинамічна діаграма – діаграма, у якій за осями координат відкладають значення термодинамічних параметрів або функцій стану (p -діаграма, Ts -діаграма тощо). У діаграмах можна зображати рівноважні термодинамічні процеси. Наприклад, на рис. 1.2, 1-2 – процес розширення

($dv > 0$). Оскільки робота зміни об'єму газу $l = \int_{v_1}^{v_2} p dv$, то площа під процесом

дорівнює роботі l . Аналогічно, площа ліворуч від процесу дорівнює роботі

зміни тиску $l_p = - \int_{p_1}^{p_2} v dp$.

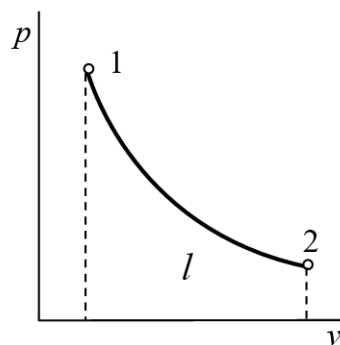


Рисунок 1.2 – p - v -діаграма

Ідеальний газ – газ, у якому відсутні сили міжмолекулярної взаємодії, а об'єм молекул дорівнює нулю. Реальний газ наближається до ідеального при низькому тиску (до 2 МПа) і високій температурі (понад 20 °С).



Рівняння стану ідеального газу – рівняння Клапейрона $pV=MRT$ або рівняння Менделєєва-Клапейрона $pV_{\mu} = \mu RT$. Тут $V_{\mu}=22,4$ м³/кмоль – об'єм кіломоля ідеального газу.

Універсальна газова постійна – постійна для всіх ідеальних газів (μR), що входить до рівняння Менделєєва-Клапейрона. Чисельно дорівнює $\mu R = 8314,34$ Дж/(кмоль · К).

Газова постійна – характерна для кожного ідеального газу постійна (R), що входить до рівняння Клапейрона. Чисельно дорівнює роботі зміни об'єму 1 кг газу в ізобарному процесі при зміні температури на 1К. Може бути визначена з виразу $R=8314/\mu$ Дж/(кг · К), де μ - молекулярна маса газу.

Суміш ідеальних газів – механічна суміш газів, що хімічно не взаємодіють. Кожен компонент суміші є ідеальним газом.

Закон Дальтона – закон, що визначає поведінку суміші ідеальних газів. Стверджує: *кожен компонент поводить ся в газовій суміші так, ніби він один за температури суміші займає весь об'єм суміші.*

Парціальний об'єм – об'єм, який мав би газ, що входить до газової суміші, якби він перебував за тиску і температури суміші. Сума парціальних об'ємів компонентів суміші дорівнює об'єму суміші.

Парціальний тиск – тиск, який мав би газ, що входить до газової суміші, якби він мав об'єм суміші за температури суміші. Сума парціальних тисків компонентів суміші дорівнює тиску суміші.

Концентрація – величина, що характеризує відносний вміст компонента в суміші.

Об'ємна частка (концентрація) – відношення парціального об'єму компонента (V_i) до об'єму суміші (V_{CM}):

$$r_i = V_i / V_{CM}.$$



Масова частка (концентрація) – відношення маси компонента (M_i) до маси суміші ($M_{см}$):

$$g_i = M_i / M_{см}$$

Мольна частка (концентрація) – відношення кількості молей компонента (N_i) до загальної кількості молей суміші ($N_{см}$):

$$x_i = N_i / N_{см}$$

Уявна молекулярна маса суміші – умовна величина, що дає змогу проводити розрахунки із сумішшю ідеальних газів як з однокомпонентним робочим тілом. Залежно від способу завдання складу суміші розраховують за формулами:

$$\mu_{см} = \frac{1}{\sum_{i=1}^n \frac{g_i}{\mu_i}} = \sum_{i=1}^n r_i \mu_i = \sum_{i=1}^n x_i \mu_i,$$

де n - кількість компонентів у суміші.

Газова постійна суміші – умовна для суміші ідеальних газів постійна ($R_{см}$), що входить до рівняння Клапейрона. Визначають із виразу:

$$R_{см} = \frac{8314}{\mu_{см}}, \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К}).$$

Теплоємність – кількість теплоти, необхідна для зміни температури тіла на 1 К. Позначається C , Дж/К.

Питома теплоємність – теплоємність одиниці кількості речовини. Теплоємність одиниці маси речовини (1 кг) називають *масовою питомою теплоємністю* або просто *масовою теплоємністю*: c , Дж/(кг·К). Теплоємність одиниці об'єму за нормальних умов називають *об'ємною теплоємністю*: c' , Дж/(м⁽³⁾_н·К). Теплоємність 1 кмоль речовини називають *мольною (або молярною) теплоємністю*: μc , Дж/(кмоль·К). Зв'язок між питомими теплоємностями: $c = \mu c / \mu$, $c' = \mu c / 22,4 = \rho_H c$, $\mu c = c' \cdot 22,4$.



Середня теплоємність c_m – теплоємність, віднесена до інтервалу температур $\Delta T = T_2 - T_1$. Визначають із виразу: $c_m = q / (T_2 - T_1)$.

Справжня теплоємність – теплоємність, що відповідає нескінченно малій зміні температури dT : $c = dq / dT$.

Ізобарна теплоємність – теплоємність в ізобарному ($p = \text{const}$) термодинамічному процесі. Позначають $c_p, c_p', \mu c_p$.

Ізохорна теплоємність – теплоємність в ізохорному ($v = \text{const}$) термодинамічному процесі. Позначають $c_v, c_v', \mu c_v$.

Рівняння Майєра – рівняння, що встановлює зв'язок між ізобарною та ізохорною теплоємністю ідеального газу: $c_p - c_v = R$ або $\mu c_p - \mu c_v = \mu R = 8314$.

Теплоємність суміші ідеальних газів – теплоємність, що визначається сумою добутку концентрації компонентів на відповідну теплоємність компонента. Залежно від способу завдання складу суміші теплоємність суміші визначають за формулами: $c = \sum_{i=1}^n g_i c_i, c' = \sum_{i=1}^n r_i c'_i$

$\mu c = \sum_{i=1}^n x_i \mu c_i$, де n - кількість компонентів у суміші.

Перший закон термодинаміки

Перший закон термодинаміки стверджує, що *енергія не зникає і не виникає знову, вона лише переходить з одного виду в інший у різних фізичних і хімічних процесах*. Стосовно до завдань технічної термодинаміки, аналітичний вираз першого закону може бути представлено у вигляді:

$$Q = \Delta U + L, \quad q = \Delta u + l \quad dq = du + dl = du + p dv$$

$$Q = \Delta H + L_p, \quad q = \Delta h + l_p \quad dq = dh + dl_p = dh - v dp$$



Внутрішня енергія – функція стану системи, що характеризується тим, що її величина включає всі види кінетичної та потенційної енергії мікрочастинок речовини. Позначають: повна внутрішня енергія U , Дж, питома внутрішня енергія $u = U/M$, Дж/кг. Зміна внутрішньої енергії в процесі не залежить від шляху його протікання, а визначається тільки початковим і кінцевим станами. Для ідеального газу зміна внутрішньої енергії залежить тільки від температури і визначається з виразу:

$$\Delta u = u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1)$$

Ентальпія – функція стану системи, що визначається сумою внутрішньої енергії та добутку об'єму на тиск у системі. Позначають: повна ентальпія $H = U + pV$, Дж, питома ентальпія $h = u + pv$, Дж/кг. Зміна ентальпії в процесі не залежить від шляху його протікання, а визначається тільки початковим і кінцевим станами. Для ідеального газу зміна ентальпії залежить тільки від температури і визначається з виразу:

$$\Delta h = h_2 - h_1 = c_p (T_2 - T_1)$$

Ентропія – функція стану системи, диференціал якої в рівноважному процесі дорівнює відношенню нескінченно малої кількості теплоти (dQ або dq), повідомленої системі, до термодинамічної температури (T) системи. Позначають: повна ентропія $dS = \frac{dQ}{T}$, Дж/К, питома ентропія $ds = \frac{dq}{T}$, Дж/кг. Оскільки $T > 0$, то підведення теплоти в процесі ($dq > 0$) супроводжується збільшенням ентропії ($ds > 0$), а відведення теплоти ($dq < 0$) супроводжується її зменшенням ($ds < 0$).

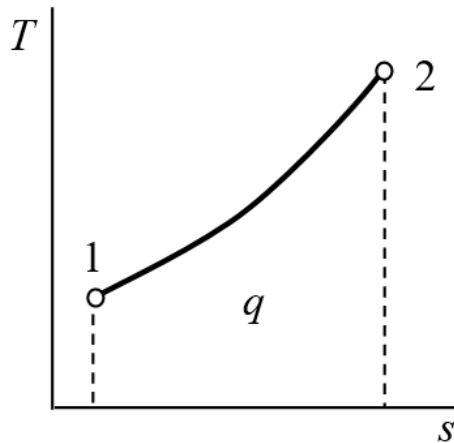


Рисунок 1.3 – Ts-діаграма

Ts-діаграма (рис. 1.3) – діаграма, у якій за віссю абсцис відкладають питому ентропію, а за віссю ординат абсолютну температуру. На діаграмі можна зображати рівноважні процеси, наприклад, 1-2 - процес із підведенням теплоти ($ds > 0$). Оскільки теплота, підведена в процесі, дорівнює

$$q = \int_1^2 T ds,$$

то площа під процесом у *Ts-діаграмі* дорівнює теплоті q .

Другий закон термодинаміки

Другий закон термодинаміки стверджує, що *будь-який реальний мимовільний процес є незворотнім*. Це означає, що теплота не може сама собою переходити від більш холодного тіла до більш нагрітого.

Аналітичний вираз другого закону: $dS \geq \frac{dQ}{T}$ або $ds \geq \frac{dq}{T}$. Ці співвідношення справедливі і для оборотних (знак рівності) і для необоротних (знак $>$) процесів у будь-якій системі.

Цикл (круговий процес) – замкнутий термодинамічний процес, унаслідок якого робоче тіло повертається у вихідний стан.



Прямий цикл – цикл, корисним енергетичним результатом якого є перетворення частини підведеної ззовні теплоти в роботу. Ці цикли реалізують у теплових двигунах.

Зворотний цикл – цикл, корисним енергетичним результатом якого є перенесення теплоти від тіла з меншою температурою до тіла з більшою температурою. Ці цикли реалізують у холодильних машинах і теплових насосах.

Оборотний цикл – цикл, що складається з оборотних процесів.

Незворотний цикл – цикл, у якому хоча б один процес є необоротним.

Термічний коефіцієнт корисної дії (ККД) – відношення роботи (l_u), отриманої в результаті здійснення прямого циклу, до теплоти, підведеної

до робочого тіла (q_1). Позначають: $\eta_t = \frac{l_u}{q_1} = \frac{q_1 - q_2}{q_1} = 1 - \frac{q_2}{q_1}$, де q_2 - теплота,

що відводиться в циклі. Величина ККД завжди менша за одиницю. Для збільшення ККД слід збільшувати q_1 зменшувати q_2 .

Холодильний коефіцієнт – відношення теплоти (q_2), відведеної у зворотному циклі від об'єкта, що охолоджується, до витраченої в циклі

роботи (l_u). Позначають: $\varepsilon = \frac{q_2}{l_u} = \frac{q_2}{q_1 - q_2}$, де q_1 - теплота, що відводиться в

навколишнє середовище. Величина холодильного коефіцієнта більша за одиницю.

Цикл Карно – цикл, що складається з двох адіабатних і двох ізотермічних процесів.

На рис. 1.4 зображено прямий оборотний цикл Карно 1-2-3-4-1. Процеси: 1-2– адіабатне розширення робочого тіла; 2-3– ізотермічний відвід теплоти; 3-4– адіабатне стиснення; 4-1– ізотермічне підведення теплоти. Величина термічного ККД циклу Карно не залежить від властивостей робочого тіла, а визначається тільки температурою



підведення і відведення теплоти: $\eta_t = 1 - \frac{T_2}{T_1}$. Цикл Карно має найбільший

ККД порівняно з будь-яким іншим циклом, здійснюваним у тому самому інтервалі температур. Цикл слугує еталоном під час оцінювання досконалості будь-яких циклів теплових машин.

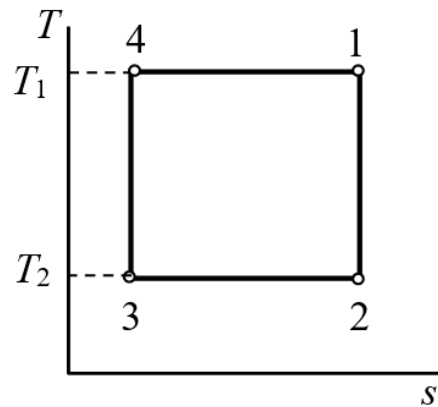


Рисунок 1.4. – Прямий оборотний цикл Карно

Якщо розглядати зазначений цикл у зворотному напрямку (1-4-3-2-1), то це оборотний зворотний цикл Карно. Показником ефективності

такого циклу може слугувати холодильний коефіцієнт: $\varepsilon = \frac{T_2}{T_1 - T_2}$

Термодинамічні процеси

Ізохорний процес (рис. 1.5) – процес, що протікає за постійного об'єму. Рівняння процесу $v = \text{const}$. Основні формули для розрахунку ізохорного процесу з ідеальним газом:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}; \Delta u = c_v(T_2 - T_1); \Delta h = c_p(T_2 - T_1); \Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}; l = 0; l_p = v(p_1 - p_2);$$

$$q = \Delta u = \Delta h + l_p$$

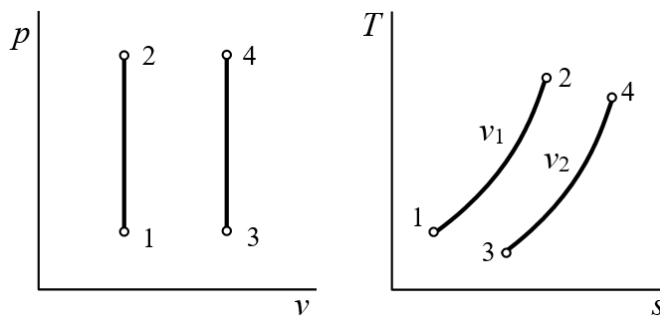


Рисунок 1.5 – 1-2, 3-4 – ізохорні процеси підведення теплоти

Ізобарний процес (рис. 1.6) – процес, що протікає за постійного тиску. Рівняння процесу $p=const$. Основні формули для розрахунку ізобарного процесу з ідеальним газом:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}; \Delta u = c_v(T_2 - T_1); \Delta h = c_p(T_2 - T_1); \Delta s = c_p \ln \frac{T_2}{T_1}; l = p(v_2 - v_1); l_p = 0;$$

$$q = \Delta h = \Delta u + l$$

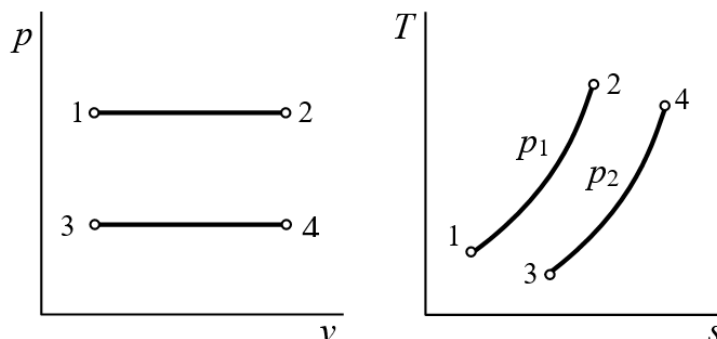


Рисунок 1.6 – 1-2, 3-4 – ізобарні процеси підведення теплоти

Ізотермічний процес (рис. 1.7) – процес, що протікає за постійної температури. Рівняння процесу $T=const$. Основні формули для розрахунку ізотермічного процесу з ідеальним газом:

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}; \Delta u = 0 \Delta h = 0 ; \Delta s = R \ln \frac{v_2}{v_1} = -R \ln \frac{p_2}{p_1}; l = l_p = RT \ln \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \ln \frac{v_2}{v_1};$$

$$q = l = l_p = T \Delta s$$

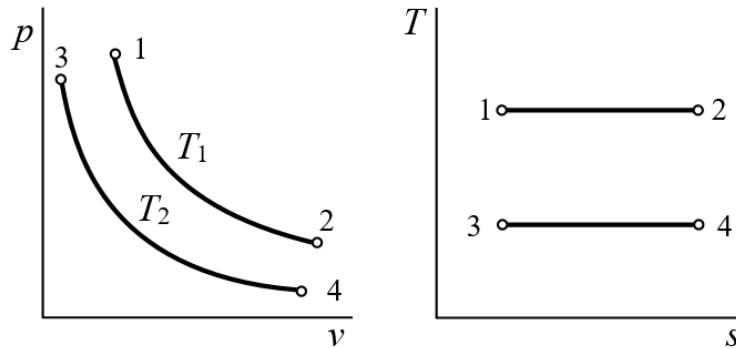


Рисунок 1.7 – 1-2, 3-4 – ізотермічні процеси підведення теплоти

Адіабатний процес (рис. 1.8) – процес, що протікає без теплообміну з навколишнім середовищем ($q=0$, $dq=0$). Рівноважні адіабатні процеси протікають за постійної ентропії ($ds=0$, $s=const$). Рівняння адіабатного процесу $pv^k = const$, де k - показник адіабати. Для ідеального газу $k = \frac{c_p}{c_v}$ і набуває таких значень: для одноатомних газів $k = 1,67$, для двоатомних газів $k=1,4$, для три- і багатоатомних газів $k=1,29$. Основні формули для розрахунку адіабатного процесу з ідеальним газом:

$$q = 0; s = Const; \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}; \Delta u = c_v(T_2 - T_1); \Delta h = c_p(T_2 - T_1); \Delta s = 0;$$

$$l = \frac{1}{k-1}(p_1v_1 - p_2v_2) = \frac{p_1v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1}\right] = \frac{p_1v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right] = \frac{R}{k-1}(T_1 - T_2);$$

$$l_p = k \cdot l; l = -\Delta u; l_p = -\Delta h = h_1 - h_2$$

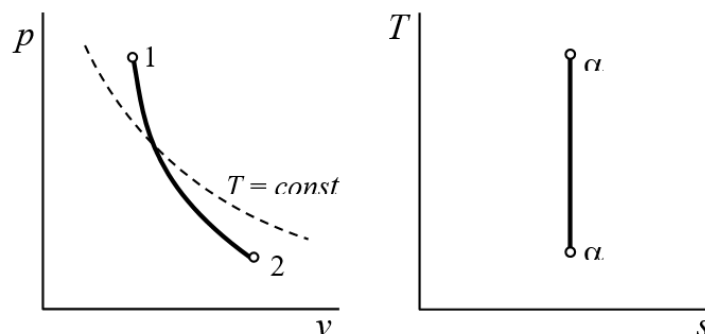


Рисунок 1.8 – Адіабатний процес



Політропний процес – процес, що протікає з постійною теплоємністю $c_n = const$. Рівняння політропного процесу $p v^n = const$, де n – показник політропи. Для ідеального газу $n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}$. Ізохорний, ізобарний, ізотермічний та адіабатний процес є окремим випадком політропного процесу. Основні формули для розрахунку політропного процесу з ідеальним газом:

$$p v^n = const; n = \frac{c_n - c_p}{c_n - c_v}; c_n = c_v \frac{n - k}{n - 1}; \frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} = \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}}; \Delta u = c_v (T_2 - T_1);$$

$$\Delta h = c_p (T_2 - T_1); \Delta s = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + R \ln \frac{v_2}{v_1} = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - R \ln \frac{p_2}{p_1} = c_n \ln \frac{T_2}{T_1};$$

$$l = \frac{1}{n-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2} \right)^{n-1} \right] = \frac{p_1 v_1}{n-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] = \frac{R}{n-1} (T_1 - T_2); l_p = n \cdot l;$$

$$q = \Delta u + l = \Delta h + l_p = c_n (T_2 - T_1).$$

Процес	n	c_n
Ізохорний	$\pm \infty$	c_v
Ізобарний	0	c_p
Ізотермічний	1	∞
Адіабатний	k	0

Якісні особливості реальних газів. Дослідження властивостей реальних газів у широкому діапазоні термодинамічних параметрів показали, що властивості таких газів відхиляються від законів, справедливих для *ідеальних газів*, тим значніше, чим вища їх густина. Молекули реальних газів на відміну від *ідеальних газів* мають певні (кінцеві) розміри, і між ними існують сили міжмолекулярної взаємодії. За певних умов ці сили можуть призводити до асоціації або дисоціації



молекул, що суттєво позначається на властивостях газу. За малих міжмолекулярних відстаней внутрішні сили можуть діяти як сили відштовхування і створювати внутрішній тиск. За значних відстаней між молекулами діють головним чином сили взаємного тяжіння. У зв'язку з цим поведінка термічних і калоричних властивостей реальних газів значно відрізняються від ідеальних. Наприклад, *коефіцієнт стисливості* $Z = \frac{pv}{RT}$ для ідеальних газів дорівнює одиниці, а для реальних газів має складну залежність від тиску і температури.

На відміну від *теплоємності* ідеальних газів *теплоємності* c_p і c_v реальних газів залежать не тільки від температури, а й від тиску. Ці залежності мають складний характер. У випадку низьких тисків залежності ізохорної та ізобарної теплоємностей від температури близькі до лінійних. При тисках, нижчих за критичний, теплоємності c_p і c_v зростають зі зниженням температури і наближенням до стану зрідження, що пов'язано з процесом асоціації молекул. У випадку високих температур вплив температури виявляється незначним. Підвищення тиску в цій області призводить до збільшення теплоємності. У випадку надкритичних тисків ізобари теплоємності проходять через максимум, який з підвищенням тиску зміщується в бік високих температур. Величина $c_{(p)}$ (або c_v) у точці максимуму збільшується з наближенням до $p_{(кр)}$. У критичній точці ізобарна теплоємність дорівнює нескінченності.

Рівняння стану реальних газів. Для реальних газів запропоновано багато рівнянь стану, але жодне з них не має достатньої загальності й точності.

Фізичні особливості реальних газів якісно добре відображаються *рівнянням Ван-дер-Ваальса*. Воно ж є і найпростішим, єдиним для рідкої та газової фаз, термічним рівнянням стану. Ван-дер-Ваальс врахував вплив сил взаємодії молекул і вплив їхнього об'єму шляхом введення поправочних факторів у рівняння стану ідеального газу. Це рівняння,



отримане на основі, головним чином, умоглядних якісних висновків, має вигляд $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$, де a , b – константи, що поряд із газовою сталою характеризують індивідуальні властивості речовини. Якщо порівняти це рівняння з рівнянням Клапейрона $p v = RT$, то видно, що замість p у ньому фігурує $p + \frac{a}{v^2}$, а замість v стоїть $(v - b)$. Згідно з рівнянням Клапейрона при прагненні тиску до нескінченності питомий об'єм прямує до нуля, а з рівняння Ван-дер-Ваальса випливає, що в цьому випадку $v \rightarrow b$. Отже, величину b можна інтерпретувати як об'єм, який займають власне молекули. Член $\frac{a}{v^2}$ враховує взаємодію молекул газу. Цю величину можна розглядати як внутрішній тиск у газі. Константи a і b можуть бути обчислені через критичні параметри речовини, $a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_{кр}^2}{p_{кр}}$, $b = \frac{1}{3} v_{кр}$. У цих виразах $T_{кр}$ – критична температура, $p_{кр}$ – критичний тиск, $v_{кр}$ – критичний питомий об'єм. Рівняння Ван-дер-Ваальса тільки якісно відображає поведінку речовин і для точних розрахунків не придатне.

1.3 ВАРІАНТИ ДО ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №1

Гідрогазодинаміки.

1. Манометр, що підключений до закритого резервуару з нафтою ($\rho_n = 850 \text{ кг/м}^3$), показує надлишковий тиск $p_m = 10 + 5 \cdot N$ кПа (рис. 1.9). Визначити рівень нафти у резервуарі, якщо рівень рідини у п'єзометрі $h_p = 1 + 0,1 \cdot N$ м, а відстань від точки підключення до центру манометра $z = 0,5 + 0,05 \cdot N$ м. Атмосферний тиск прийняти рівним $p_{атм} = 101,3$ кПа (N – номер студента у списку групи).

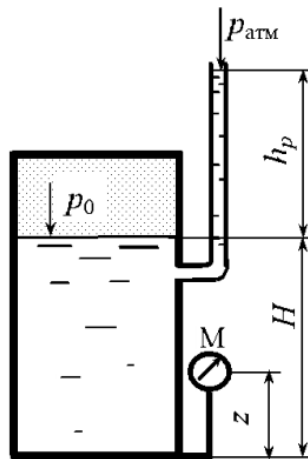


Рисунок 1.9 – До задачі 1

2. Визначити силу, що відриває напівсферичну кришку від основи резервуару (рис. 1.10), що заповнений водою, діаметр кришки $d=1+0,05 \cdot N$ м, $H=2+0,25 \cdot N$ м, $h=1+0,2 \cdot N$ (N – номер студента у списку групи).

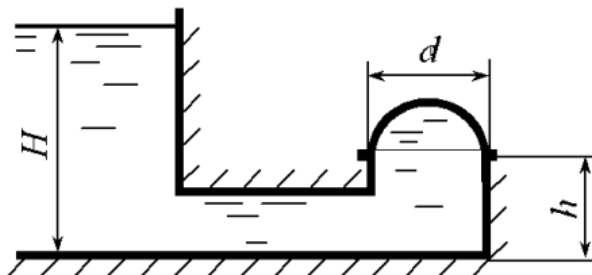


Рисунок 1.10 – До задачі 2

3. По конічній збіжній трубі рухається бензин ($\rho_6=850\text{кг/м}^3$). Визначити діаметр перерізу, в якому відбудеться зміна режимів руху, якщо витрата $Q=0,1+0,05 \cdot N$ л/с, динамічний коефіцієнт в'язкості $\mu=5+0,2 \cdot N \cdot 10^{-4}$ Па·с (N – номер студента у списку групи).

4. Горизонтальна труба діаметром $d=50+5 \cdot N$ мм складається з двох ділянок та з'єднує резервуари (рис. 1.11), в яких підтримуються постійні рівні $H_1=5+0,25 \cdot N$ м, $H_2=1+0,2 \cdot N$ м. Для кожної ділянки трубопроводу $l=25+0,5 \cdot N$ м. Визначити витрату води, якщо коефіцієнт гідравлічного тертя $\lambda=0,02+0,002 \cdot N$ (N – номер студента у списку групи).

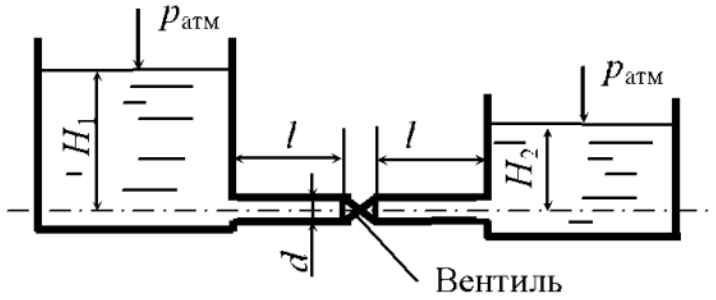


Рисунок 1.11 – До задачі 4

5. Із бака А (рис. 1.12) по рубі діаметром $d_3=25$ мм, що підведена до трубопроводу діаметром $d_1=300$ мм, надходить хлорна вода густиною $\rho=1000$ кг/м³. Визначити: а) витрату $Q_{x.v.}$ хлорної води, якщо напір $H=2+0,5 \cdot N$ м, діаметр звуженої частини $d_2=100$ мм, тиск в перерізі 1-1 $p_1=0,196$ МПа, витрата води у трубопроводі $Q=100+5 \cdot N$ л/с; б) діаметр звуженої частини трубопроводу d_2 , при якому витрата хлорної води $Q_{x.v.}=0,2+0,05 \cdot N$ л/с, витрата води у трубопроводі $Q=50+5 \cdot N$ л/с, тиск в перерізі 1-1 $p_1=196$ кПа, напір $H=2+0,5 \cdot N$ м; в) напір H , при якому витрата хлорної води $Q_{x.v.}=0,02 \cdot N$ л/с, діаметр звуженої частини $d_2=200$ мм, тиск в перерізі 1-1 $p_1=0,176$ МПа, витрата води у трубопроводі $Q=100+5 \cdot N$ л/с.

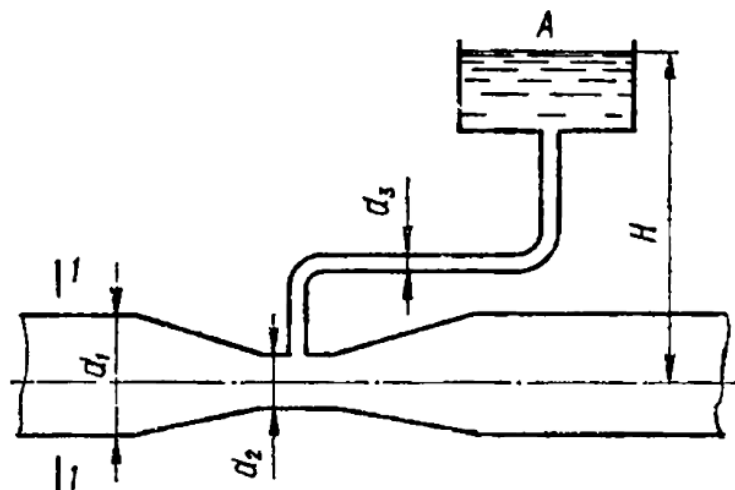


Рисунок 1.12 – До задачі 5



Термодинаміка

1. Два однакові балони з'єднані трубкою з клапаном, що пропускає газ з одного балона в інший за різниці тисків $\Delta p \geq 1,1$ атм. Спочатку в одному балоні був вакуум, а в іншому – ідеальний газ за температури $t_1=27$ °С і тиску $p_1=1$ атм. Потім обидва балони нагріли до температури $t_2=105+N$ °С. Яким став тиск газу в балоні, де був вакуум?

2. Три молі ідеального газу, що перебував за температури $T_0=273$ К, ізотермічно розширили в $n=1+N$ разів і потім ізохорно нагріли так, що в кінцевому стані його тиск дорівнював початковому. За весь процес газу надали кількість теплоти $Q=50+5 \cdot N$ кДж. Знайти показник адіабати $\gamma=c_p/c_v$ для цього газу.

3. Водень здійснює цикл Карно. Знайти ККД циклу, якщо під час адіабатичного розширення:

- а) об'єм газу збільшується в $n=N$ разів;
- б) тиск зменшується в $n=N$ разів.

1.4 ПРИКЛАД ВИКОНАННЯ ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №1

Гідрогазодинаміка

1. У циліндричній ємності (рис. 1.13) межа поділу мастила та води встановилась на рівні $h_1=1,2$ м. Визначити густину мастила, якщо глибина води $h_2=0,2$ м, а рівень води в п'єзометрі встановився на висоті $h=1,2$ м.

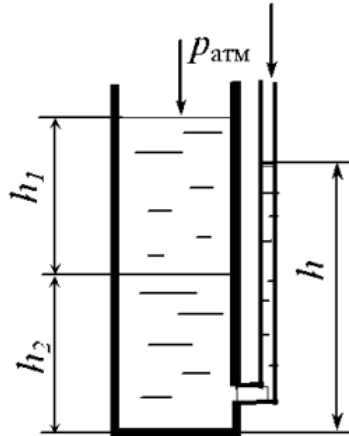


Рисунок 1.13 – До прикладу 1

Скориставшись основним рівнянням гідростатики, запишемо рівність тисків відносно дна ємності:

$$\begin{aligned} p_{\text{атм}} + \rho_m g h_1 + \rho_g g h_2 &= p_{\text{атм}} + \rho_g g h \Rightarrow \\ \Rightarrow \rho_m g h_1 &= \rho_g g h - \rho_g g h_2 = \rho_g g (h - h_2). \end{aligned}$$

Остаточно отримаємо:

$$\rho_m = \rho_g \frac{h - h_2}{h_1} = 10^3 \frac{1,2 - 0,2}{1,2} = 833 \text{ кг/м}^3.$$

2. Визначити силу гідростатичного тиску на 1 м ширини нижньої криволінійної частини споруди (рис. 1.14), якщо $H=1,5$ м, $r=0,5$ м.

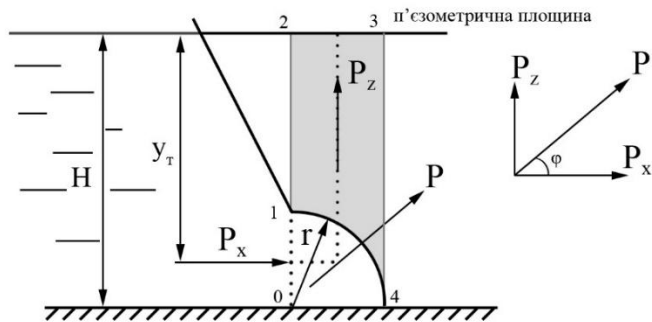


Рисунок 1.14 – До прикладу 2

Горизонтальна складова сили тиску води на криволінійну частину споруди дорівнює силі тиску на вертикальну проекцію цієї поверхні:

$$P_x = \rho g h_y \omega_z = \rho g \left(H - \frac{r}{2} \right) r b = 1000 \cdot 9,8 \left(1,5 - \frac{0,5}{2} \right) 0,5 \cdot 1 = 6130 \text{ Н.}$$

Вертикальна складова сили тиску води дорівнює вазі рідини в об'ємі тіла тиску 1-2-3-4 V_T , що дорівнює:

$$V_T = \left(Hr - \frac{\pi r^2}{4} \right) b = \left(1,5 \cdot 0,5 - \frac{3,14 \cdot 0,5^2}{4} \right) \cdot 1 = 0,554 \text{ м}^3.$$

Тоді маємо:

$$P_z = \rho g V_T = 1000 \cdot 9,81 \cdot 0,554 = 5430 \text{ Н.}$$

Сумарна сила тиску води на криволінійну частину споруди:

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_z^2} = \sqrt{6130^2 + 5430^2} = 8190 \text{ Н.}$$

Відстань від вільної поверхні до лінії дії горизонтальної складової:

$$y_{\tau} = y_{\kappa} + \frac{I_0}{\omega y_{\kappa}} = \left(H - \frac{r}{2} \right) + \frac{br^3}{12br \left(H - \frac{r}{2} \right)} =$$

$$= \left(1,5 - \frac{0,5}{2} \right) + \frac{0,5^2}{12 \cdot 0,5 \left(1,5 - \frac{0,5}{2} \right)} = 1,267 \text{ м.}$$

3. Який режим руху води встановиться при діаметрі напірної труби $d=250\text{мм}$, температурі $t=15^{\circ}\text{C}$, витраті $Q=12 \text{ л/с}$?

Середня швидкість потоку:

$$v = \frac{Q}{\omega} = \frac{4Q}{\pi \cdot d^2}.$$

Число Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{4Q}{\pi \cdot d \cdot \nu}.$$

При $t=15^{\circ}\text{C}$ кінематична в'язкість $\nu = 1,15 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$, тому:

$$\text{Re} = \frac{v \cdot d}{\nu} = \frac{4 \cdot 12 \cdot 10^{-3}}{3,14 \cdot 0,25 \cdot 1,15 \cdot 10^{-6}} = 53144.$$

$\text{Re} > \text{Re}_k$, тому режим руху – турбулентний.

4. Вода витікає з закритого резервуара при сталому напорі $H=7\text{м}$ по горизонтальному трубопроводу, що складається з двох ділянок (рис. 1.15).

Довжина ділянок відповідно $l_1=25 \text{ м}$, $l_2=35 \text{ м}$ діаметри $D_1=70 \text{ мм}$, $D_2=150 \text{ мм}$; гідравлічні коефіцієнти тертя $\lambda_1=0,026$, $\lambda_2=0,022$. Манометричних тиск на вільній поверхні води в резервуарі $p_{\text{ман}}=80 \text{ кПа}$.



Посередині першої ділянки труби встановлена засувка. Визначити витрату води.

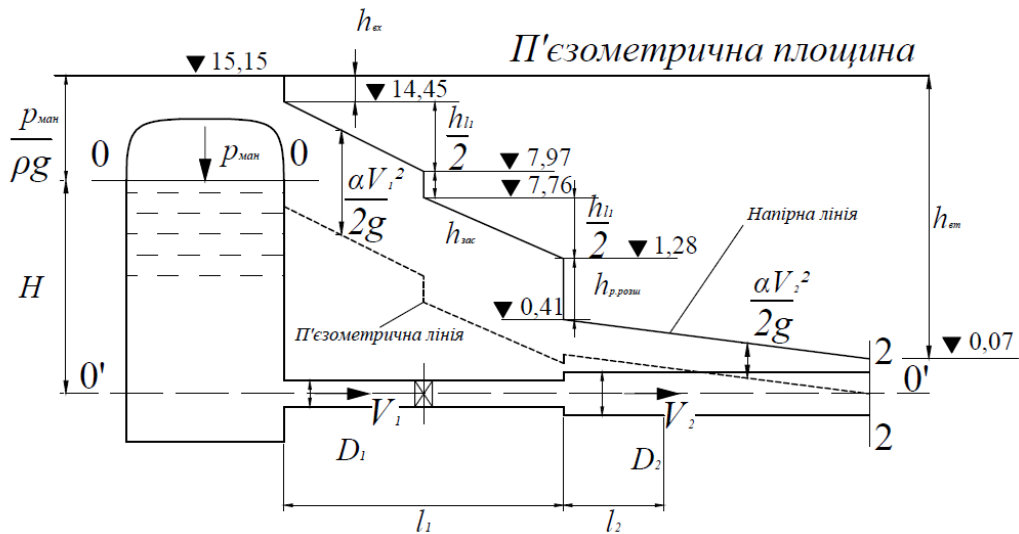


Рисунок 1.15 – До прикладу 4

Запишемо рівняння Бернуллі для перерізів 0 – 0 та 2 – 2 відносно площини порівняння 0' – 0', що проведена через вісь труби:

$$z_0 + \frac{p_0}{\rho g} + \frac{\alpha V_0^2}{2g} = z_2 + \frac{p_2}{\rho g} + \frac{\alpha V_2^2}{2g} + \sum h_{\text{втр}},$$

де

$$\alpha \approx 1; p_0 = p_{\text{ман}}; V_0 \approx 0; z_0 = H.$$

Тоді:

$$H + \frac{p_{\text{ман}}}{\rho g} = \frac{\alpha V_2^2}{2g} + \sum h_{\text{втр}}$$

$$\sum h_{\text{втр}} = \xi_{\text{вх}} \frac{V_1^2}{2g} + \lambda_1 \frac{l_1}{D_1} \frac{V_1^2}{2g} + \xi_{\text{зас}} \frac{V_1^2}{2g} + \xi_{\text{р.розш.}} \frac{V_2^2}{2g} + \lambda_2 \frac{l_2}{D_2} \frac{V_2^2}{2g}$$

Коефіцієнти місцевих опорів визначаємо за довідниковими даними:

$\xi_{\text{вх}} = 0,5$ – коефіцієнт місцевого опору входу з резервуару в трубу;

$\xi_{\text{зас}} = 0,15$ – коефіцієнт місцевого опору засувки;

$\xi_{\text{р.розш.}}$ – коефіцієнт місцевого опору при раптовому розширенні.



При

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{150}{70} = 2,14$$

$$\xi_{p.розш.} = 12,9\alpha_1$$

Тоді:

$$\xi_{p.розш.} = 12,9 \cdot 1,01 = 13,14$$

Середні швидкості V_1 і V_2 пов'язані між собою рівнянням нерозривності:

$$V_1\omega_1 = V_2\omega_2$$

Звідси:

$$V_1 = \frac{\omega_2}{\omega_1} V_2 = \left(\frac{D_2}{D_1}\right)^2 V_2 = \left(\frac{150}{70}\right)^2 V_2 = 4,59V_2$$

$$V_1^2 = 21,08V_2^2$$

Підставимо вихідні дані та обчислимо втрати напору:

$$\sum h_{em} = \left(0,5 + 0,026 \frac{25}{0,07} + 0,15\right) \frac{21,08}{2 \cdot 9,81} V_2^2 + \left(13,14 + 0,022 \frac{35}{0,15}\right) \frac{V_2^2}{2 \cdot 9,81}$$

$$\sum h_{em} = 10,68V_2^2 + 0,93V_2^2 = 11,61V_2^2$$

Підставивши $\sum h_{em}$ в рівняння Бернуллі, визначимо середню швидкість V_2 :

$$V_2 = 1,14 \text{ м/с}; V_1 = 4,59V_2 = 5,23 \text{ м/с}$$

Обчислюємо витрату потоку:

$$Q = V_1 \frac{\pi D_1^2}{4} = 5,23 \frac{3,14 \cdot 0,07^2}{4} = 0,02 \text{ м}^3/\text{с}$$

Термодинаміка

1. Визначити масу 5 м³ водню, 5 м³ кисню и 5 м³ вуглекислого газу при тискові 0,6 МПа та температурі 100 °С.

З рівняння стану довільної кількості газу:

$$p \cdot V = M \cdot R \cdot T$$

знаходимо:

$$M = \frac{p \cdot V}{R \cdot T} = \frac{0,6 \cdot 10^6 \cdot 5}{R \cdot 373} = \frac{8042,8}{R}.$$

Значення газових сталих $R_{H_2} = 4124$ Дж/(кг·°С), $R_{O_2} = 259,8$ Дж/(кг·°С), $R_{CO_2} = 188,9$ Дж/(кг·°С). Відповідно,

$$M_{H_2} = \frac{8042,8}{4124} = 1,95 \text{ кг};$$

$$M_{O_2} = \frac{8042,8}{259,8} = 30,9 \text{ кг};$$

$$M_{CO_2} = \frac{8042,8}{188,9} = 42,6 \text{ кг}.$$

2. Повітря в кількості 6 м³ при тиску $p_1 = 0,3$ МПа і температурі $t_1 = 25^\circ\text{C}$ нагрівається при постійному тиску до $t_2 = 130^\circ\text{C}$. Визначити кількість підведеної до повітря теплоти, вважаючи $C = \text{const}$.

Для ізобарного процесу

$$Q_p = M \cdot C_p \cdot (t_2 - t_1) = V_H \cdot C'_p \cdot (t_2 - t_1).$$

$$\text{Маса газу } M = \frac{p_1 \cdot V_1}{R \cdot T_1} = \frac{0,3 \cdot 10^6 \cdot 6}{287 \cdot 298} = 21 \text{ кг}.$$



Об'єм газу за нормальних умов:

$$V_H = \frac{p_1 \cdot V_1 \cdot T_H}{p_H \cdot T_1} = \frac{0,3 \cdot 10^6 \cdot 6 \cdot 273}{0,1013 \cdot 10^6 \cdot 298} = 16,3 \text{ м}^3.$$

Теплоємності

$$C_p = \frac{\mu \cdot C_p}{\mu} = \frac{29,31}{28,96} = 1,012 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot ^\circ \text{C}}.$$

$$C_p' = \frac{\mu \cdot C_p}{22,4} = \frac{29,31}{22,4} = 1,308 \frac{\text{кДж}}{\text{кг} \cdot ^\circ \text{C}}.$$

Відповідно,

$$Q_p = M \cdot C_p \cdot (t_2 - t_1) = 21 \cdot 1,012 \cdot 105 = 2231 \text{ кДж},$$

$$Q_p = V_H \cdot C_p' \cdot (t_2 - t_1) = 16,3 \cdot 1,308 \cdot 105 = 2239 \text{ кДж}.$$

3. Ідеальний газ із показником адіабати γ розширили за законом $p = \alpha V$, де α - постійна. Початковий об'єм газу V_0 . У результаті розширення об'єм збільшився в η разів. Знайти:

- а) приріст внутрішньої енергії газу;
- б) роботу, здійснену газом;
- в) молярну теплоємність газу в цьому процесі.

Показник адіабати пов'язаний з кількістю ступенів вільності:

$$\gamma = \frac{i + 2}{i} \Rightarrow i = \frac{2}{\gamma - 1}.$$

Приріст внутрішньої енергії:

$$\begin{aligned}\Delta U &= \frac{i}{2} \nu R \Delta T = \frac{i}{2} (pV - p_0 V_0) = \frac{i}{2} (\alpha V V - \alpha V_0 V_0) = \frac{i}{2} \alpha (V^2 - V_0^2) = \\ &= \frac{i}{2} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) = \alpha V_0^2 \frac{(\eta^2 - 1)}{\gamma - 1}.\end{aligned}$$

Робота газу:

$$A = \int p dV = \int_{V_0}^{\eta V_0} \alpha V dV = \frac{\alpha}{2} V_0^2 (\eta^2 - 1).$$

Кількість теплоти, що отримана газом:

$$\left\{ \begin{aligned} Q &= \Delta U + A = \alpha V_0^2 \frac{(\eta^2 - 1)}{\gamma - 1} + \frac{\alpha}{2} V_0^2 (\eta^2 - 1) = \frac{1}{2} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}; \Rightarrow \\ Q &= c \nu \Delta T; \end{aligned} \right.$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = c \nu \Delta T;$$

$$\frac{1}{2} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = \frac{c}{R} (pV - p_0 V_0);$$

$$\frac{1}{2} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} = \frac{c}{R} \alpha V_0^2 (\eta^2 - 1) \Rightarrow c = \frac{1}{2} R \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}.$$

4. Знайти роботу, що здійснюється одним молям ван-дер-ваальсівського газу під час ізотермічного розширення його від об'єму V_1 до V_2 при температурі T .

$$\left(p + \frac{a}{V^2} \right) (V - b) = RT \Rightarrow p = \frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2}.$$

Визначимо роботу:

$$A = \int_{V_1}^{V_2} p dV = \int_{V_1}^{V_2} \left(\frac{RT}{V - b} - \frac{a}{V^2} \right) dV = RT \ln \frac{V_2 - b}{V_1 - b} + a \frac{V_1 - V_2}{V_1 V_2}.$$



2 ІНДИВІДУАЛЬНЕ ЗАВДАННЯ №2 «ТЕПЛОБМІН»

2.1 Теплообмін: короткі теоретичні відомості

Закон Фур'є: *Кількість теплоти, що переноситься через елемент ізотермічної поверхні dF , за проміжок часу $d\tau$, пропорційна температурному градієнту.*

$$d^2 Q = -\lambda \cdot \text{grad}t \cdot dF \cdot d\tau = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} \cdot dF \cdot d\tau ;$$

де λ - коефіцієнт теплопровідності.

Кількість теплоти, що проходить в одиницю часу через площу будь-якої величини поверхні, називається *тепловим потоком* Q , Вт=Дж/с. Кількість теплоти, що проходить в одиницю часу через одиницю площі, називається *густиною теплового потоку*.

$$q = \frac{d^2 Q}{dF \cdot d\tau} = -\lambda \cdot \text{grad}t = -\lambda \cdot \frac{\partial t}{\partial n} ; Q = \int_0^\tau \int_F q dF d\tau ,$$

тоді $\lambda = \frac{|q|}{|\text{grad}t|}$, Вт/м·К

Коефіцієнт теплопровідності чисельно дорівнює кількості теплоти, що проходить в одиницю часу через одиницю ізотермічної поверхні при $\text{grad}t = 1$. Він визначає здатність речовини проводити теплоту і для більшості тіл $\lambda = a+bt$, тобто $\lambda = f(t)$, a і b – постійні коефіцієнти, t – температура.

Для газів $\lambda = 0,006 \div 0,06$ Вт/(м·К); для рідин $\lambda = 0,07 \div 0,7$ Вт/(м·К); для металів $\lambda = 20 \div 418$ Вт/(м·К). Матеріали с $\lambda < 0,25$ Вт/(м·К) використовуються як теплоізоляційні.



Рівняння Фур'є:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{c \cdot \rho}.$$

У скороченому виді без внутрішніх джерел q_v :

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

$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho}$ - коефіцієнт теплопровідності.

Умови однозначності (крайові умови):

1. Геометричні - задаються форма та розміри тіла.
2. Фізичні - задаються теплофізичні константи речовини (λ, c, ρ, v).
3. Тимчасові - задається температура в початковий момент часу.
4. Граничні: першого роду - задається розподіл температури по поверхні у функції часу; другого роду - задається розподіл густини теплового потоку по поверхні у функції часу; третього роду - задається температура рідини вдалині від поверхні та закон тепловіддачі на границі стінка-рідина.

Закон тепловіддачі – рівняння Ньютона-Ріхтера:

$$Q = \alpha \cdot F(t_c - t_\delta), \text{ Вт;}$$

$$q = \alpha \cdot (t_c - t_\delta), \text{ Вт/м}^2$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі; t_c, t_p – температури стінки та рідини; F – площа поверхні.



Теплопровідність через стінку при стаціонарному режимі

Плоска стінка (рис. 2.1)

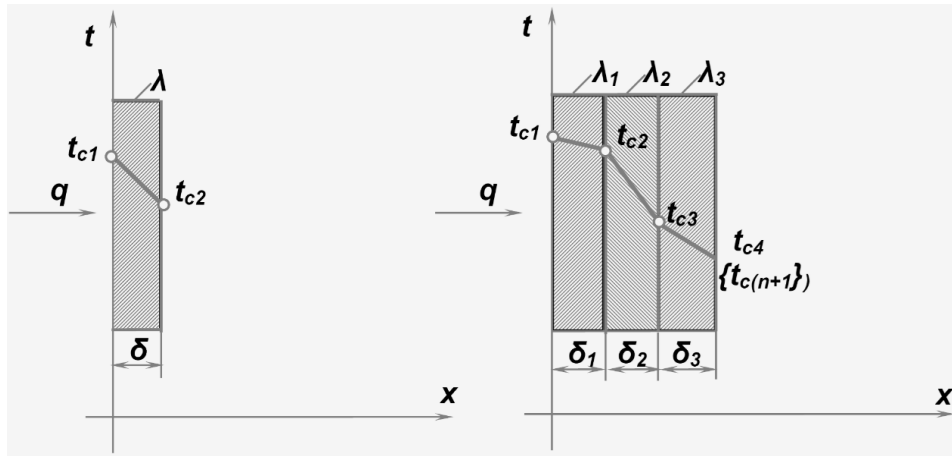


Рисунок 2.1 – Теплопровідність через плоску стінку

Густина теплового потоку через одношарову стінку:

$$q = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\frac{\delta}{\lambda}} = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{R_\lambda}$$

де $R_\lambda = \frac{\delta}{\lambda}$ – термічний опір; $\frac{\lambda}{\delta}$ – теплова провідність.

Густина теплового потоку через багатшарову стінку:

$$q = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\sum_i \frac{\delta_i}{\lambda_i}} = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{\sum_i R_{\lambda_i}} = \frac{t_{c_1} - t_{c_2}}{R}$$

Циліндрична стінка (рис. 2.2)

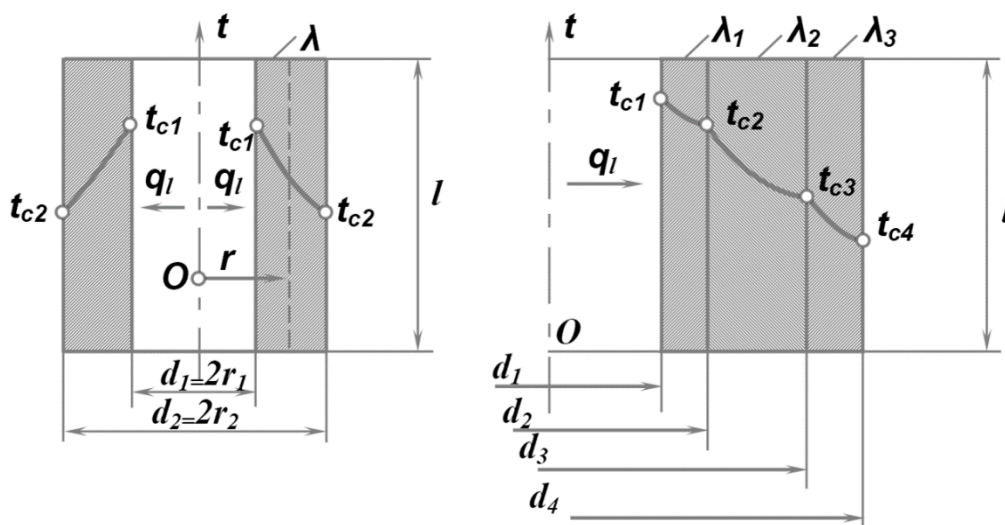


Рисунок 2.2 – Теплопровідність через циліндричну стінку

Одношарова стінка:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{R_\lambda}.$$

Багатошарова стінка:

$$q_l = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{\sum_i \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}} = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{\sum_i R_{\lambda_i}} = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{R}.$$



Конвективний теплообмін (КТ)

КТ описується системою диференціальних рівнянь:

1. Рівняння руху Нав'є-Стокса показує, що прискорення маси на одиницю об'єму дорівнює сумі усіх сил, діючих на об'єм:

$$\rho \frac{d\varpi}{d\tau} = \rho g - \nabla P + \mu \nabla^2 \varpi.$$

2. Рівняння енергії описує поле температур рідини, що рухається:

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + \left(\varpi_x \frac{\partial t}{\partial x} + \varpi_y \frac{\partial t}{\partial y} + \varpi_z \frac{\partial t}{\partial z} \right) = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right).$$

3. Рівняння суцільності описує зміну густини рідини, що рухається:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \varpi_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \varpi_y \frac{\partial \rho}{\partial y} + \varpi_z \frac{\partial \rho}{\partial z} = -\rho \left(\frac{\partial \varpi_x}{\partial x} + \frac{\partial \varpi_y}{\partial y} + \frac{\partial \varpi_z}{\partial z} \right).$$

4. Рівняння тепловіддачі зв'язує α з полем температур «прилиплої» рідини:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{(t_c - t_p)} \left(\frac{\partial t}{\partial \tau} \right)_{n=0}$$

До рівнянь додають умови однозначності: геометричні, тимчасові, фізичні й граничні. Рішення складне, тому дослідження проводять експериментальним шляхом, а результати представляються у вигляді критеріальних рівнянь. У рівняння входять критерії (числа) подібності, складені з величин, що входять у рівняння, і крайові умови. Критерії безрозмірні.



Основні критерії:

1. Нуссельта $Nu = \frac{\alpha \cdot l}{\lambda}$ - характеризує теплообмін на границі стінка-рідина, l – визначальний розмір (d , δ , H та ін.);

2. Рейнольдса $Re = \frac{\omega \cdot d_e}{\nu}$ – визначає режим руху середовища, ν - динамічний коефіцієнт в'язкості;

3. Пекле $Pe = \frac{\varpi \cdot l}{a}$ – характеризує вплив на теплообмін співвідношення між теплотою, перенесеною конвекцією й теплопровідністю, a – коефіцієнт температуропровідності;

4. Грасгофа $Gr = \frac{g \cdot b \cdot \Delta t \cdot l^3}{\nu^2}$ – враховує вплив співвідношення між підомною силою й силою в'язкості;

5. Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a}$ – враховує вплив теплофізичних властивостей;

6. Ейлера $Eu = \frac{P - P_p}{\rho \cdot \varpi_p^2}$ - характеризує відношення перепаду тиску до швидкісного напору.

Рівняння виду

$$Nu = c \cdot Re^n \cdot Pr^m (Gr \cdot Pr)^k \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}$$

називається критеріальним рівнянням, c – постійний коефіцієнт, n , m , k – показники степені, $\left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}$ враховує гістерезис при зміні в'язкості в процесах нагрівання й охолодження.

Температура, при якій вибираються теплофізичні константи, називається *визначальною*.



Теплообмін випромінюванням

1. Паралельні пластини (рис. 2.3).

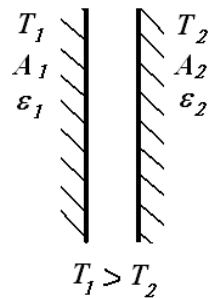


Рисунок 2.3 – Теплообмін випромінюванням між двома пластинами

Результуючий потік випромінювання між двома пластинами:

$$q_{1,2} = \epsilon_{1,2} \cdot c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]$$

Приведений ступінь чорноти $\epsilon_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\epsilon_1} + \frac{1}{\epsilon_2} - 1}$.

2. Тіло усередині іншого тіла (рис. 2.4). Енергія випромінювання опуклого першого тіла повністю попадає на друге, тоді як увігнутого другого тіла на перше попадає частина енергії.

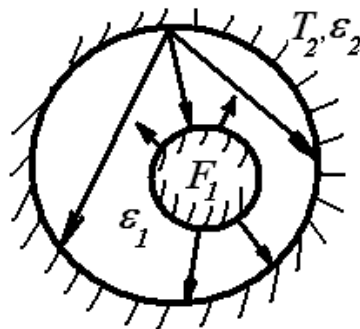


Рисунок 2.4 – Теплообмін випромінюванням між двома тілами, одне з яких знаходиться всередині іншого



Результуючий потік:

$$q_{1,2} = \varepsilon_{1,2} \cdot c_0 \cdot F_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Наведений ступінь чорноти: $\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}$.

3. Тіла довільно розташовані.

$$Q_{1,2} = c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \cdot \bar{\varphi}_{1,2} \cdot F_1 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \cdot \bar{\varphi}_{2,1} \cdot F_2 \right];$$

де $\bar{\varphi}_{1,2}, \bar{\varphi}_{2,1}$ - середні кутові коефіцієнти випромінювання, що показують, яка частина потоку ефективного випромінювання попадає з одного тіла на інше по відношенню до всього потоку випромінювання, $\bar{\varphi}_{1,2} = \frac{Q_{nad2}}{Q_1}$;

$$\bar{\varphi}_{2,1} = \frac{Q_{nad1}}{Q_2}.$$

4. Екрани – зменшують результуючий потік випромінювання при наявності екранів. Один екран зменшує q в 2 рази.

$$q_{1e2} = \frac{1}{2} \varepsilon_{1,2} \cdot c_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad \text{при наявності } n \text{ екранів}$$

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + 2 \sum_{i=1}^n \frac{1}{\varepsilon_{\vartheta i}} + \frac{1}{\varepsilon_2} - (n-1)}, \quad \varepsilon_{\vartheta i} - \text{ступінь чорноти } i\text{-го екрана.}$$

$$C_0 = 5,67 \frac{Вт}{м^2 \cdot К^4} - \text{коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного}$$

тіла.

Складний теплообмін

Якщо теплота одночасно переноситься теплопровідністю, конвекцією й випромінюванням, то такий теплообмін називають складним. Сумарний тепловий потік випромінюванням і конвекцією, наприклад, від газу до стінки:

$$q = q_{\kappa} + q_{\lambda} = \alpha(t_p - t_c) + \varepsilon \cdot c_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right].$$

Якщо основним прийняте теплове випромінювання, то:

$$q = (\varepsilon_{\kappa} + \varepsilon) \cdot c_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right],$$

Конвекція враховується коефіцієнтом:

$$\varepsilon_{\kappa} = \frac{\alpha(t_p - t_c)}{c_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]}.$$

Якщо основним процесом є конвекція, то:

$$q = (\alpha - \alpha_{\lambda})(t_p - t_c).$$

Якщо основною є промениста складова, то:

$$\alpha_{\lambda} = \frac{\varepsilon \cdot c_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]}{t_p - t_c}.$$



Теплопередача

Теплопередача – перенос теплоти між двома середовищами через поділяючу стінку, процес необоротний. Він містить у собі такі етапи:

1. Тепловіддачу від «гарячого» теплоносія до внутрішньої поверхні стінки;
2. Перенос теплоти теплопровідністю через матеріал стінки;
3. Тепловіддачу від зовнішньої поверхні стінки до «холодного» теплоносія.

Теплопередача через плоску стінку при стаціонарному режимі

Процес теплопередачі здійснюється через плоску стінку товщиною δ , коефіцієнтом теплопровідності λ , від «гарячої» рідини з температурою t_{p_1} до «холодної» з температурою t_{p_2} . Коефіцієнти тепловіддачі по обох сторони стінки α_1 і α_2 . Багат шарова стінка характеризується: $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ і $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$.

Густина теплового потоку:

$$q = k(t_{p_1} - t_{p_2}),$$

де k – лінійний коефіцієнт тепловіддачі:

одношарова стінка:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2}} = \frac{1}{R};$$

багат шарова стінка:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{R_{\alpha_1} + R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2} + R_{\lambda_3} + R_{\alpha_2}} = \frac{1}{R}.$$

Загальний термічний опір теплопередачі:

$$R = \sum_1^n R_i = R_{\alpha_1} + R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2} + R_{\lambda_3} + R_{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{\alpha_2}, \frac{m^2 \cdot K}{Wm}.$$

Температура на границях шарів: $t_{c_i} = t_{p_1} - q_i \cdot \sum_1^n R_i$.

Теплопередача через циліндричну стінку при стаціонарному режимі

Одношарова стінка:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = \frac{1}{R}.$$

Багатошарова стінка:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}} = \frac{1}{R_{\alpha_1} + R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2} + R_{\lambda_3} + R_{\alpha_2}} = \frac{1}{R}.$$

Загальний лінійний термічний опір:

$$\begin{aligned} R_l &= \sum_{i=1}^n R_i = R_{\alpha_1} + R_{\lambda_1} + R_{\lambda_2} + R_{\lambda_3} + R_{\alpha_2} = \\ &= \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{2\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} + \frac{1}{\alpha_2 d_4}. \end{aligned}$$

2.2 ВАРІАНТИ ДО ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №2

1. Обмурування печі виконано з шару шамотної цегли з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda=0,84(1+0,965 \cdot t)$ Вт/(м·°С). Товщина обмурування $l=200+10 \cdot N$ мм. Визначити втрати теплоти q з 1 м² поверхні та температуру на зовнішній та внутрішній поверхні стінки, якщо температура газів у печі $t_{c1}=1100+10 \cdot N$ °С, температура повітря у приміщенні $t_{c2}=20+2 \cdot N$ °С, коефіцієнт тепловіддачі від газів до стінки $\alpha_1=30$ Вт/(м²·°С), від обмурування до оточуючого повітря $\alpha_2=10$ Вт/(м²·°С).

2. Паропровід з внутрішнім діаметром $150+2 \cdot N$ мм і зовнішнім $160+2 \cdot N$ мм покритий двошаровою ізоляцією. Товщина першого шару $\delta_1=30+N$ мм і другого $\delta_2=50+N$ мм. Коефіцієнти теплопровідності труби та ізоляції відповідно дорівнюють: $\lambda_{тр}=50$ Вт/(м·°С), $\lambda_1=0,15$ Вт/(м·°С) і $\lambda_2=0,08$ Вт/(м·°С). Температура внутрішньої поверхні паропроводу $t_{пов1}=300+10 \cdot N$ °С і зовнішньої поверхні ізоляції $t_{пов4}=40+2 \cdot N$ °С. Визначити теплові втрати метра довжини трубопроводу і температуру на поверхнях розділу окремих шарів.

3. По трубі (рис. 2.5), виготовленій з матеріалу з коефіцієнтом теплопровідності λ_t , протікає рідина з температурою $t_{рід}$. Коефіцієнт теплообміну між рідиною і трубою α_1 . Внутрішній діаметр труби d_1 , зовнішній діаметр труби d_2 . Труба має два шари ізоляції з коефіцієнтами теплопровідності відповідно λ_1 і λ_2 . Зовнішній діаметр першого шару ізоляції d_3 , а другого d_4 . З боку зовнішньої поверхні ізоляції знаходиться повітря з температурою $t_{пов}$. Коефіцієнт теплообміну між повітрям і поверхнею ізоляції (на діаметрі d_4) α_2 . Нехтуючи тепловим опором контакту між шарами, визначити:

а) лінійну густину теплового потоку q , що пронизує багатошарову стінку.

б) температури всіх поверхонь багатошарової стінки $t_{внутр}$, t_1 , t_2 , $t_{зовн}$.

в) температури в розрахункових точках t_{p1} і t_{p2} , розташованих на діаметрах d_{p1} і d_{p2} всередині кожного з шарів ізоляції.

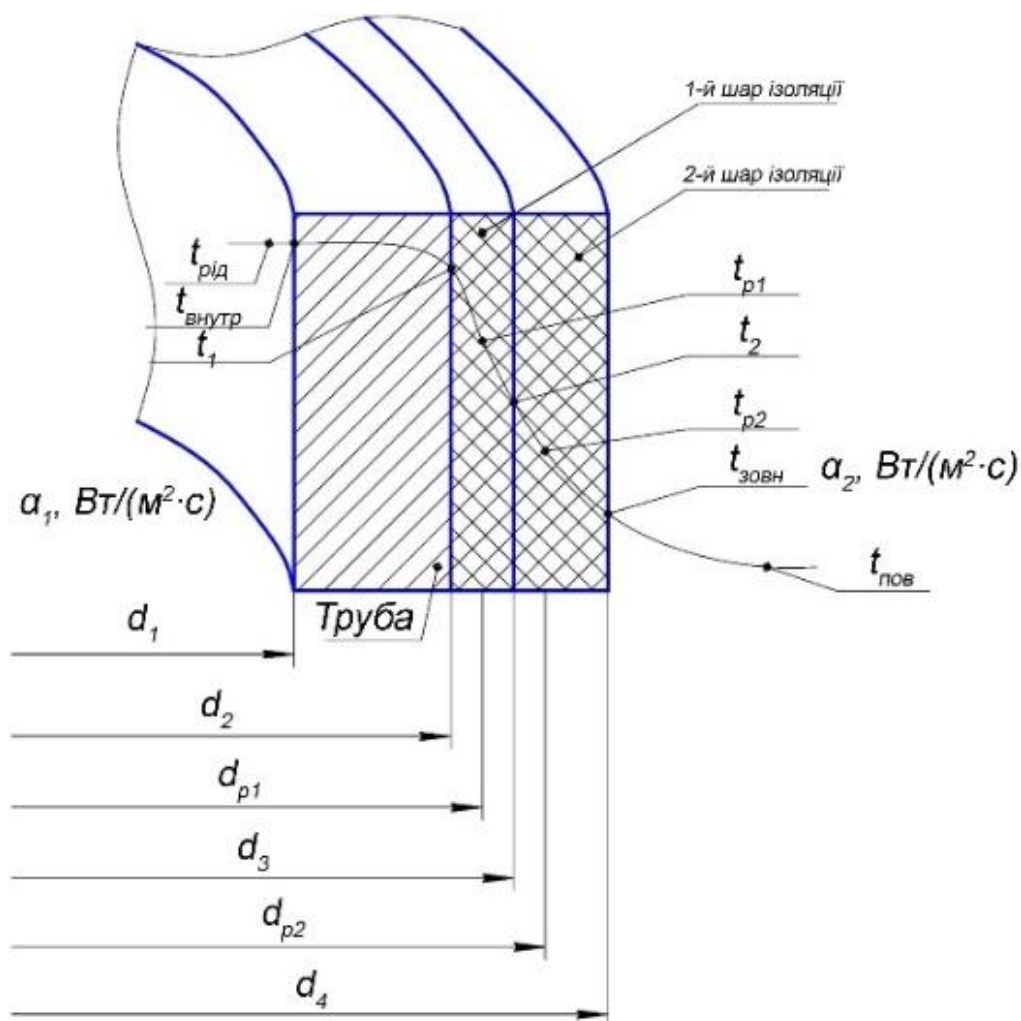


Рисунок 2.5 – До задачі 3

Зобразити поперечний переріз труби, вказавши всі геометричні розміри труби. За результатами розрахунку зобразити розподіл температур у розрахунковій області з дотриманням масштабу за температурною шкалою.

Таблиця 2.1 - Варіанти до індивідуального завдання №2

Варіант	d ₁ , мм	d ₂ , мм	d ₃ , мм	d ₄ , мм	λ _т , Вт/(м·°C)	λ ₁ , Вт/(м·°C)	λ ₂ , Вт/(м·°C)	t _{рід} , °C	α ₁ , Вт/(м·°C)	t _{пов} , °C	α ₂ , Вт/(м·°C)	d _{p1} , мм	d _{p2} , мм
1	170	180	190	200	28,3	0,69	1,12	125	2400	-20	190	185	195
2	230	255	265	280	0,36	0,095	0,135	125	1700	10	170	250	275
3	200	230	240	250	19,7	1,5	2,1	125	2400	0	150	235	245
4	220	240	250	265	5,4	0,69	1,2	125	2000	-15	250	245	260
5	240	265	275	290	10,7	0,23	0,56	125	2250	10	160	270	285
6	175	190	200	210	22,4	1,1	1,9	125	1750	25	210	195	205
7	200	210	225	235	3,2	0,72	0,86	125	1900	-10	140	220	230
8	140	155	165	180	16,1	2,9	4,1	125	1550	-5	180	160	175
9	160	180	190	200	8,6	0,11	0,34	125	1700	0	260	185	195
10	200	225	240	250	12,3	0,56	0,79	125	2150	10	80	235	245

2.3 ПРИКЛАД ВИКОНАННЯ ІНДИВІДУАЛЬНОГО ЗАВДАННЯ №2

1. Визначити товщину теплової ізоляції, виконаної з шлакової вати. Питомі втрати теплоти через ізоляційний шар становлять 523 Вт/м², температури його поверхонь 700 °C і 40 °C. Коефіцієнт теплопровідності шлакової вати $\lambda=0,058 + 0,000145t$.

Визначимо середній коефіцієнт теплопровідності шлакової вати:

$$\lambda_{сеп} = 0,058 + 0,000145t_{сеп} = 0,058 + 0,000145t_{сеп} \frac{700 + 400}{2} = 0,1102 \text{ Вт/м} \cdot \text{К}$$

Товщина ізоляційного шару:

$$\delta = \frac{\lambda_{сеп} \Delta t}{q} = \frac{0,1102 \cdot (700 - 40)}{523} = 0,139 \text{ м}$$

2. Визначити тепловий потік, що проходить через одиницю довжини стінки камери згоряння діаметром 180 мм, якщо товщина стінки 2,5 мм, коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки 34,9 Вт/(м·К). Температури



на поверхнях стінки підтримуються постійними і рівними відповідно 1200 і 600 °С.

З умови задачі випливає, що протікає процес теплопровідності через циліндричну стінку, тому:

$$q_l = \frac{\pi(t_{c_1} - t_{c_2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d+2\delta}{d}} = \frac{3,14(1200 - 600)}{2 \cdot 34,9 \ln \frac{0,18 + 2 \cdot 0,0025}{0,18}} = 4,815 \cdot 10^6 \text{ Вт/м}$$

3. По неізолюваному трубопроводу діаметром 170/185 мм, прокладеним на відкритому повітрі, протікає вода із середньою температурою 95 °С, температура навколишнього повітря -18 °С. Визначити втрати теплоти з 1 м трубопроводу та температури внутрішньої і зовнішньої поверхонь цього трубопроводу, якщо коефіцієнт теплопровідності матеріалу труби дорівнює 58,15 Вт/(м·К), коефіцієнт тепловіддачі води стінці труби – 1395 Вт/(м²·К) та труби навколишньому повітрю – 14 Вт/(м²·К)

Густина теплового потоку:

$$q = \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = \frac{95 - (-18)}{\frac{1}{1395 \cdot 0,17} + \frac{1}{2 \cdot 58,15} \ln \frac{185}{170} + \frac{1}{14 \cdot 0,185}} = 907,8 \text{ Вт/м}$$

Температури внутрішньої та зовнішньої поверхонь трубопроводу визначимо з рівнянь для теплового потоку для кожної стадії теплопередачі:

$$t_{cm_1} = t_1 - \frac{q}{\pi L} \frac{1}{\alpha_1 d_1} = 95 - \frac{907,8}{3,14 \cdot 1 \cdot 1395 \cdot 0,17} = 93,8 \text{ °С};$$

$$t_{cm_2} = t_2 + \frac{q}{\pi L} \frac{1}{\alpha_2 d_2} = -18 + \frac{907,8}{3,14 \cdot 1 \cdot 14 \cdot 0,185} = 93,5 \text{ °С}.$$



ПЕРЕЛІК РЕКОМЕНДОВАНИХ ДЖЕРЕЛ

- 1 Гусак О. Г., Шарапов С. О., Ратушний О. В. Гідрогазодинаміка : навчальний посібник. Суми : Сумський державний університет, 2022. 296 с.
- 2 Гідрогазодинаміка у теплотехніці : навч. посібник / Ю. Л. Курбатов та ін. Донецьк : Норд-Прес, 2009. 234 с.
- 3 Приходько М. А., Герасимов Г. Г. Термодинаміка та теплопередача : навчальний посібник. Рівне : НУВГП, 2008. 250 с.
- 4 Іваненко О. І., Носачова Ю. В. Техноекологія : підручник. Київ : Кондор, 2017. 294 с.
- 5 Филипчук В. Л. Промислова екологія : навч. посібник. Рівне : НУВГП, 2013. 495 с
- 6 Chirgwin B. H., Plumpton C. Elementary Classical Hydrodynamics. Elsevier, 2013. 232 p.
- 7 Kondepudi D., Prigogine I. Modern thermodynamics: from heat engines to dissipative structures. Second edition. Wiley, 2015. 523 p.
- 8 Hongqing S. Engineering Fluid Mechanics. Springer Nature, 2018. 262 p. URL: <https://read.kortext.com/inventory/search/819592>.
- 9 Gerhart A. L., Gerhart P. M., Hochstein J. I. Munson, Young, and Okiishi's Fundamentals of Fluid Mechanics. 9th edition. Hoboken : Wiley, 2021. 800 p. URL: <https://read.kortext.com/inventory/search/1887092>.



ДОДАТОК А

ПРИКЛАД ТИТУЛЬНОГО ЛИСТА

ТОВ «ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ «МЕТІНВЕСТ ПОЛІТЕХНІКА»

Кафедра природничо-наукових та загальноінженерних дисциплін

Індивідуальне завдання №_

з навчальної дисципліни

«Інженерні основи металургії та екологія»

Здобувача групи _____

Прізвище Ім'я По батькові

Керівник:

к.т.н., доцент

В. А. Козачина

Запоріжжя, 20XX



Навчально-методичне видання

Козачина Віталій Анатолійович

ІНЖЕНЕРНІ ОСНОВИ МЕТАЛУРГІЇ ТА ЕКОЛОГІЯ
методичні вказівки до виконання індивідуальних завдань

Самостійне електронне мережеве видання

Публікується в авторській редакції