

Міністерство внутрішніх справ України
Харківський національний університет внутрішніх справ
Кременчуцький льотний коледж

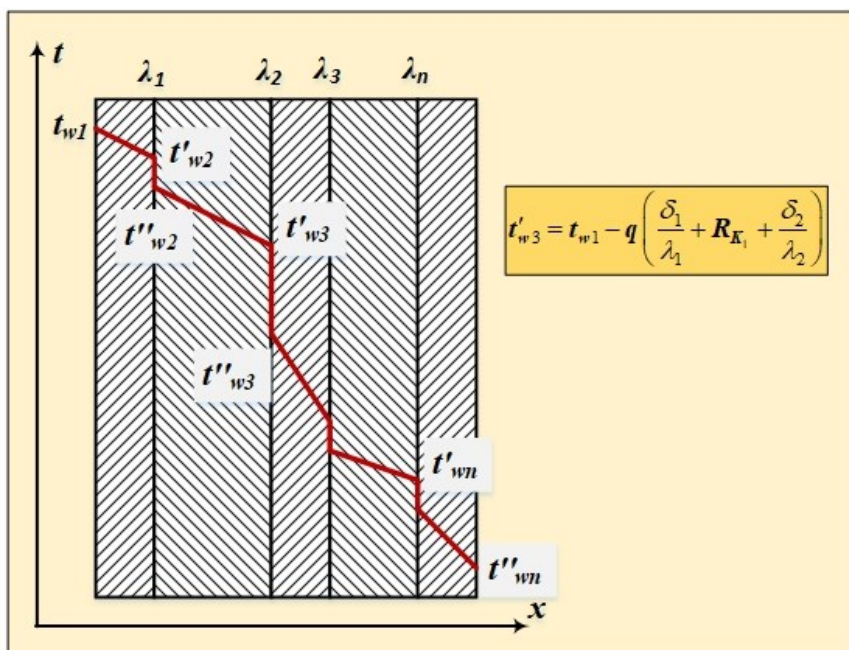
В. В. Ємець, О. В. Павленко

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛОБМІН

Частина II

ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТЕПЛОБМІНУ

Навчальний посібник



Харків
2023

УДК 536.7:621.43.016:621.45.02
Є60

Автори:

Ємець В. В. – викладач-методист циклової комісії аеронавігації, спеціаліст;
Павленко О. В. – викладач циклової комісії аеронавігації, кандидат технічних наук.

Рецензенти:

Саленко Ю. С. – професор кафедри конструювання машин і технологічного обладнання Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського, доктор технічних наук;
Янішевський О. Е. – доцент кафедри машинобудування та менеджменту якості підприємств Українського державного університету науки і технологій, кандидат технічних наук.

*Рекомендовано для використання в освітньому процесі
Вченою радою Харківського національного університету внутрішніх справ,
(протокол № 12 від 29.11.2022)*

Є60 **Ємець В. В.** Термодинаміка і теплообмін. Частина II. Основи теорії теплообміну : навч. посіб. / В. В. Ємець, О. В. Павленко ; МВС України, Харків. нац. ун-т внутр. справ, Кременчуцьк. льотний коледж. – Харків : ХНУВС, 2023. – 98 с.

ISBN 978-966-610-275-4

Навчальний посібник призначений для самостійної роботи здобувачів вищої освіти рівнів фаховий молодший бакалавр, бакалавр льотних навчальних закладів галузі 272 «Авіаційна техніка», спеціалізацій «Аеронавігація», «Технічне обслуговування і ремонт повітряних суден та авіадвигунів».

Навчальний посібник відповідає навчальній програмі та послідовності викладання навчальної дисципліни лекційного курсу. Може бути використаний також для підготовки льотного та інженерно-технічного складу авіаційних та інших підприємств.

УДК 536.7:621.43.016:621.45.02

© Ємець В. В., Павленко О. В., 2023
© Кременчуцький льотний коледж, 2023
© Харківський національний університет внутрішніх справ, 2023

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	5
----------------	---

РОЗДІЛ 1. ТЕОРІЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

1.1. Основні поняття теорії теплопровідності, рівняння Фур'є	7
1.2. Диференціальне рівняння теплопровідності.....	11
1.3. Умови однозначності	13
1.4. Теплопровідність пласкої і циліндричної стінок	14
1.4.1. Теплопровідність одношарової пласкої стінки.....	14
1.4.2. Теплопровідність багатшарової пласкої стінки	16
1.4.4. Теплопровідність багатшарової циліндричної стінки.....	21
1.5. Контактний тепловий опір	23

РОЗДІЛ 2. КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛООБМІН

2.1. Основні поняття та визначення	25
2.2. Фізична картина процесу конвективного теплообміну, граничний шар	25
2.3. Формула Ньютона.....	28
2.4. Диференціальні рівняння конвективного теплообміну.....	29
2.5. Основи теорії подібності.....	31
2.5.1. Основні поняття і визначення теорії подібності фізичних процесів.....	31
2.5.2. Правило заміщення подібних величин і теореми подібності	32
2.5.3. Гідромеханічна подібність.....	33
2.5.4. Теплова подібність	34
2.6. Явище автомодельності.....	36
2.6.1. Поняття автомодельності	36
2.6.2. Моделювання фізичних явищ	36
2.7. Теплопередача при обтіканні пласкої пластини	37
2.7.1. Гідродинамічні умови процесу.....	37
2.7.2. Теплопередача.....	38
2.8. Теплопередача при течії рідини в трубах.....	40
2.8.1. Гідродинаміка процесу.....	40
2.8.2. Теплопередача при ламінарному режимі течії.....	42
2.8.3. Теплопередача при турбулентному режимі течії.....	44
2.8.4. Теплопередача при вільній конвекції в трубах і каналах.....	45
2.9. Особливості теплопередачі при руху газу з високою швидкістю	48

РОЗДІЛ 3. ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ

3.1. Основні поняття і закони теплового випромінювання.....	53
3.1.1. Закон поглинання.....	55
3.1.2. Основні закони випромінювання, сірі тіла	56
3.2. Теплообмін випромінюванням між плоскими стінками і в просторі.....	57
3.2.1. Закон Кірхгофа, теплообмін випромінюванням між двома тілами.....	57
3.2.2. Теплообмін випромінюванням у замкнутому просторі.....	60
3.3. Вплив екранів на теплообмін випромінюванням	62
3.4. Особливості випромінювання газів і полум'я.....	64

РОЗДІЛ 4. СКЛАДНИЙ ТЕПЛООБМІН І МЕТОДИ ТЕПЛООВОГО ЗАХИСТУ

4.1. Складний теплообмін через пласку стінку.....	67
4.2. Складний теплообмін через циліндричну стінку.....	71
4.3. Передача теплоти через ребро і реберну стінку.....	75
4.4. Методи теплового захисту	78
4.4.1. Теплова ізоляція.....	78
4.4.2. Конвективне охолодження.....	80
4.4.3. Пористе (проникаюче) охолодження	81
4.4.4. Загороджувальне охолодження.....	83
4.4.5. Теплозахисні покриття.....	87

РОЗДІЛ 5. ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

5.1. Основні типи теплообмінних апаратів та їх класифікація.....	90
5.2. Тепловий баланс і зміна температур у теплообміннику.....	92
5.3. Середній температурний натиск	93
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	97

ПЕРЕДМОВА

Навчальний посібник «Термодинаміка і теплообмін. Частина II. Основи теорії теплообміну» призначено для продовження вивчення навчальної дисципліни «Термодинаміка і теплопередача» здобувачами вищої освіти Кременчуцького льотного коледжу.

Професійна підготовка льотного та технічного складу авіаційних підрозділів вимагає поглибленого знання фізичної сутності процесів, які відбуваються в агрегатах та вузлах літальних апаратів із метою забезпечення їх ефективнішої експлуатації та забезпечення високого рівня безпеки польотів.

Навчальний посібник «Термодинаміка і теплообмін. Частина II: Основи теорії теплообміну» відповідає навчальним і робочим програмам підготовки здобувачів вищої освіти рівнів фаховий молодший бакалавр, бакалавр льотних навчальних закладів галузі знань 27 «Транспорт», спеціальності 272 «Авіаційний транспорт», ОПП «Технічне обслуговування і ремонт повітряних суден та авіадвигунів» Кременчуцького льотного коледжу ХНУВС.

У посібнику розглядаються основні види теплообміну – теплопередача, конвективний теплообмін та теплообмін випромінюванням, а також основи теорії подібності, принципи зміни інтенсивності теплообміну і тепловий захист, принципи будови теплообмінних апаратів.

Зміст навчального посібника спрямований на вивчення фізичних закономірностей різних процесів теплообміну, основ теплового захисту, що використовуються в конструкції теплових двигунів та інших систем літальних апаратів. Сумісно з частиною I є основою для подальшого вивчення дисципліни «Теорія теплових двигунів».

Навчальний посібник було створено на основі огляду видань, присвячених таким наукам, як термодинаміка, технічна термодинаміка, теплотехніка. Під час написання посібника було розглянуто низку як вітчизняних, так і закордонних видань за останні десятиліття.

Теоретичний матеріал, викладений у посібнику, добирався відповідно до діючих навчальних програм із навчальної дисципліни «Термодинаміка і теплопередача» таким чином, щоб полегшити здобувачам освіти процес опанування фундаментальних законів теплообміну, розуміння принципів протікання процесів теплообміну у вузлах газотурбінних та інших типах двигунів; причинно-наслідкових зв'язків теплообмінних процесів, що відбуваються під час роботи цих вузлів.

Теоретичний матеріал у посібнику подано в логічній послідовності відповідно до підвищення складності засвоєння попередніх розділів і є необхідним для розуміння матеріалу наступних розділів. Послідовність подання матеріалу в посібнику відповідає послідовності викладання лекцій-

ного курсу. Зміст деяких параграфів було викладено в більш розширеному вигляді для полегшення самостійної роботи здобувачів.

У посібнику не висвітлені теми, які належать до компетентності фахівців у галузі теплоенергетичних установок, що не стосуються особливостей термодинамічних процесів, які є характерними для процесу роботи авіаційних двигунів і систем.

Значна кількість видань, присвячених цій же темі, здебільшого спрямована на підготовку спеціалістів у таких галузях, як енергетика, авіа- та ракетобудування. На відміну від них даний навчальний посібник розроблено для підготовки спеціалістів у галузі льотної та технічної експлуатації повітряних суден.

Навчальний посібник може використовуватися льотним та інженерно-технічним складом авіаційних підрозділів МВС і авіаційних підприємств.

Завданням дисципліни є оволодіння методами визначення:

- основних фізичних процесів, які відбуваються при проходженні різних видів теплообміну;
- основних законів і теоретичних основ теплообміну і процесів, які при цьому відбуваються;
- основ теплообміну в теплообмінних апаратах.

Результатом вивчення дисципліни є:

знання:

- основних фізичних законів процесів теплопередачі, конвективного теплообміну та теплообміну випромінюванням;
- основних законів теплообміну;
- закономірностей термічних процесів у теплообмінних апаратах.

вміння:

- використовувати основні закони теплообміну для визначення параметрів термічних процесів, що відбуваються у вузлах агрегатів літальних апаратів та їх двигунів;
- виконувати розрахунки основних параметрів теплообміну у вузлах агрегатів літальних апаратів та їх двигунів.

РОЗДІЛ 1

ТЕОРІЯ ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ

1.1. Основні поняття теорії теплопровідності, рівняння Фур'є

Теплопередача – частина термодинаміки, яка вивчає розповсюдження теплоти в просторі та її передавання від одного тіла до іншого.

Теплова взаємодія між тілами відбувається відповідно до другого закону термодинаміки, згідно з яким тепло передається від більш нагрітого тіла до менш нагрітого. Якщо температура тіл однакова, то між ними буде існувати тепла рівновага.

Існують три способи розповсюдження теплоти – *теплопровідність, конвекція і теплове випромінювання (радіація)*, а також два види теплообміну між тілами – *конвективний і променистий*.

Процес теплопровідності відбувається під час безпосереднього контакту тіл або їх частин за рахунок міжмолекулярного обміну енергією, в результаті їх зіткнення – від молекул із більшої енергією до молекул із меншою енергією.

Процес міжмолекулярного обміну енергією залежить від фізичних властивостей тіла:

- у металах – шляхом дифузії вільних електронів;
- у краплинних рідинах і твердих діелектриках – за рахунок пружних коливань;
- у газах – у результаті зіткнення молекул.

Конвекцією називається процес розповсюдження теплоти шляхом переміщення рідких або газоподібних тіл з ділянки з однією температурою до ділянки з іншою температурою.

На відміну від теплопровідності конвекція може відбуватися тільки в рідинах і газах при їх переміщенні. Конвекція завжди супроводжується теплопровідністю, і цей процес називається конвективним теплообміном.

Конвекція може бути **природною (вільною)** і **штучною (вимушеною)**.

Передавання теплоти теплопровідністю і конвекцією може відбуватися тільки в твердих тілах, рідинах і газах.

Теплове випромінювання (радіація) виникає в результаті збудження частинок речовини – атомів, молекул, іонів і розповсюджується в просторі у вигляді електромагнітних коливань. При цьому відбувається подвійне перетворення енергії – спочатку внутрішня енергія перетворюється в променеву, яка переноситься випромінюванням, а потім, при зустрічі з непрозорим тілом, яке повністю або частково поглинає променеву енергію, енергія знову перетворюється у внутрішню енергію.

Теплове випромінювання може розповсюджуватися як у тілах, так і у вакуумі.

Сукупність різних видів теплообміну називається *складним теплообміном*.

В авіаційних двигунах і в інших агрегатах теплота від одного рідинного або газового потоку до іншого передається через тверду стінку, яка їх розділяє. Такий процес переносу теплоти називається *теплопередачею*.

Характерні приклади теплообміну в елементах літального апарату:

1. Поверхні вальців і валів, що нагріваються від тертя, віддають тепло мастилу, яке через стінки радіатора віддає тепло рідкому паливу або повітря, що охолоджує радіатор.

2. Під час роботи двигуна гарячі гази, що виникають від згоряння палива в циліндрах поршневого двигуна або в камерах згоряння реактивних двигунів, передають частину теплоти через стінки камери (циліндра) в атмосферу.

3. Через лопатки турбіни, які нагріваються гарячими газами, передається тепло до обідку диска і далі – до елементів конструкції двигуна і повітря, що його охолоджує.

Для виникнення процесу теплопровідності необхідна наявність різниці температур у різних точках середовища. Сукупність значень температур у даний момент часу для усіх точок середовища, що розглядається, називається *температурним полем*. Рівняння температурного поля, як функція багатьох змінних, має вигляд:

$$t = f(x, y, z, \tau), \quad (1.1)$$

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

У випадку, коли температура не залежить від часу, температурне поле є стаціонарним, і його рівняння має вигляд:

$$t = f(x, y, z); \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \quad (1.2)$$

Температурне поле є скалярним полем. *Геометричне місце точок, які мають у даний момент однакову температуру, називається ізотермічною поверхнею, рівняння якої буде:*

$$f(x, y, z, \tau) = \text{const}. \quad (1.3)$$

У випадку стаціонарного температурного поля рівняння ізотермічної поверхні має наступний вигляд:

$$f(x, y, z) = \text{const}. \quad (1.4)$$

Лінії рівної температури називаються *ізотермами*.

Найменша відстань між двома ізотермами в напрямку нормалі $\vec{n}$ до ізотермічної поверхні позначається як Δn . Границя відношення зміни температури Δt до відстані Δn між ізотермічними поверхнями, виміряна по нормалі до них, називається температурним градієнтом¹:

$$\lim_{\Delta n \rightarrow 0} \frac{\Delta t}{\Delta n} = \frac{\partial t}{\partial n} \text{grad } t. \quad (1.5)$$

Графічне зображення поняття температурного поля і градієнта температури показано на рис. 1.1.

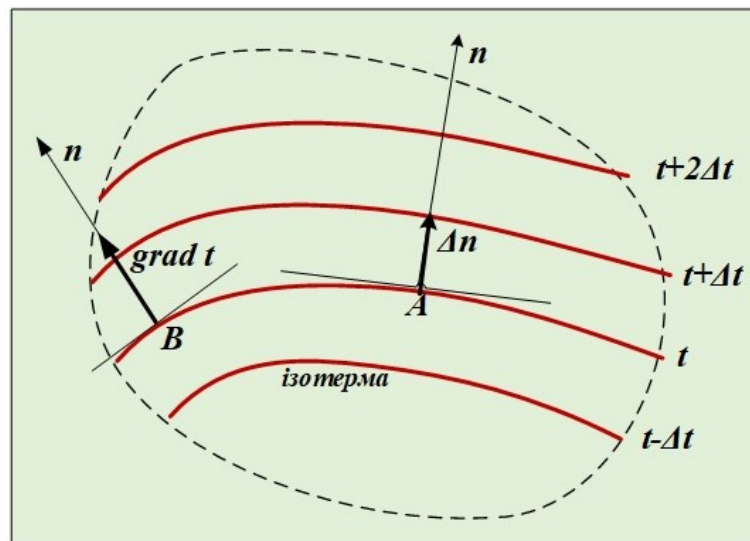


Рис. 1.1. Температурне поле і визначення температурного градієнта

Сукупність значень температурних градієнтів у різних точках температурного поля утворює векторне поле *температурних градієнтів*. Криві, що є нормальними до ізотерм, називаються лініями *теплового току*, вектор **grad t** завжди є спрямованим по дотичній до лінії теплового току, рис. 1.2.

¹ Градієнт (лат. *gradients* – зростаючий) – вектор, який своїм напрямком показує напрямок найбільшого зростання деякої величини ϕ , значення якої змінюється від однієї точки скалярного поля до іншої, а за величиною дорівнює швидкості зростання цієї величини в цьому напрямку ($\text{grad } \phi$). $\text{grad } t = \nabla t = \frac{\partial t}{\partial x} \vec{e}_x + \frac{\partial t}{\partial y} \vec{e}_y + \frac{\partial t}{\partial z} \vec{e}_z$; ∇ – оператор «набла» – векторний оператор, компоненти якого є частинною похідною за координатами: $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – одиничні вектори – орти.

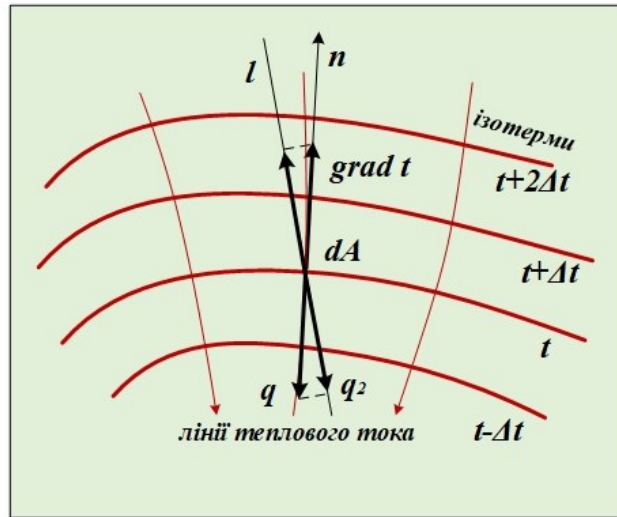


Рис. 1.2. Ізотерми і лінії теплового потоку

Кількість теплоти, що проходить через елементарну площу ізотермічної поверхні dF за елементарний відрізок часу $d\tau$, пропорційна до цих величин і температурному градієнту:

$$\delta Q = -\lambda \cdot \text{grad } t \cdot dF \cdot d\tau, \quad (1.6)$$

де λ – теплопровідність матеріалу, Вт/(м·К).

Рівняння (1.6) називається **рівнянням Фур'є**.

Теплопровідність є теплофізичним параметром, що характеризує здатність речовини проводити теплоту.

Тепловий потік – відношення кількості теплоти, що проходить через задану поверхню в одиницю часу:

$$\Phi = \frac{\delta Q}{d\tau} = -\lambda \cdot \text{grad } t \cdot dF, [Bm]. \quad (1.7)$$

Відношення теплового потоку до площі поверхні називається *поверхневою щільністю теплового потоку*, вектор якого визначається за формулою:

$$\delta \vec{q} = \frac{\delta \vec{\Phi}}{dF} = -\lambda \left(\frac{\vec{\partial t}}{\partial n} \right) = -\lambda \cdot \text{grad } t, [Bm/m^2], \quad (1.8)$$

де n – довжина нормалі до ізотермічної поверхні.

Тоді величина теплового потоку Φ , що проходить через ізотермічну поверхню площею F , визначається за формулою:

$$\Phi = - \int_F \lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right) dF. \quad (1.9)$$

З виразу (1.8) випливає, що теплопровідність дорівнює відношенню поверхневої щільності теплового потоку до температурного градієнта:

$$\lambda = \frac{|q|}{\text{grad } t} [\text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})]. \quad (1.10)$$

Отже, *теплопровідність являє собою кількість теплоти, яка проходить за одиницю часу через одиницю площі ізотермічної поверхні при температурному градієнті, який дорівнює одиниці.*

У загальному випадку теплопровідність даної речовини не є постійною величиною: для твердих тіл вона залежить від температури, для рідин і газів – від температури і тиску.

1.2. Диференціальне рівняння теплопровідності

Для дослідження явища теплопровідності розглянемо елементарний паралелепіпед зі сторонами dx , dy і dz , виділений в ізотропному однорідному твердому тілі (рис. 1.3).

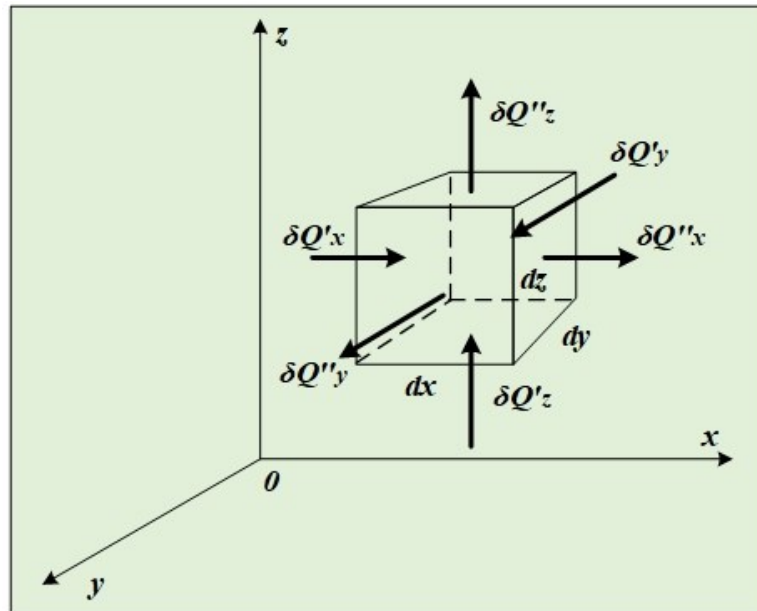


Рис. 1.3. Елементарний паралелепіпед в ізотропному однорідному твердому тілі

Відповідно до рівняння Фур'є елементарна кількість теплоти, що передається в напрямі осі x через грань площиною $dF=dy \cdot dz$ за час $d\tau$, дорівнює:

$$dQ'_x = -\lambda \cdot dydz \cdot \frac{\partial t}{\partial x} d\tau. \quad (1.11)$$

Через протилежну грань, що знаходиться на відстані dx і має температуру $t + \frac{\partial t}{\partial x} dx$, передається наступна кількість теплоти:

$$dQ''_x = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(t + \frac{\partial t}{\partial x} dx \right) \cdot dydz \cdot d\tau. \quad (1.12)$$

Тоді кількість теплоти, яку було передано через паралелепіпед завдяки теплопровідності в напрямку осі x , визначається за формулою:

$$\delta Q_x = \delta Q'_x - \delta Q''_x = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dx dy dz \cdot d\tau = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} dV d\tau, \quad (1.13)$$

де dV – об'єм елементарного паралелепіпеда ($dV=dx dy dz$).

Аналогічно можна визначити кількість теплоти, яку підведено до паралелепіпеда в напрямі інших осей y і z :

$$\begin{cases} \delta Q_y = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} dV d\tau \\ \delta Q_z = \lambda \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} dV d\tau \end{cases}. \quad (1.14)$$

Звідси кількість теплової енергії, що поступає в об'єм dV паралелепіпеда за час $d\tau$, буде визначатись за формулою:

$$\delta Q = \delta Q_x + \delta Q_y + \delta Q_z = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau. \quad (1.15)$$

Відповідно до закону збереження, енергія δQ , що була акумульована в об'ємі dV за час $d\tau$, повинна привести до збільшення внутрішньої енергії речовини в паралелепіпеді:

$$\delta Q = c\rho \frac{\partial t}{\partial \tau} dV d\tau, \quad (1.16)$$

де: c – теплоємність; ρ – щільність речовини; $\frac{\partial t}{\partial \tau} d\tau$ – зміна температури за час $d\tau$.

Прирівнюючи (1.15) і (1.16) і скорочення на $dVdt$, отримаємо диференціальне рівняння теплопровідності (за відсутності внутрішніх джерел теплоти):

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = a \nabla^2 t, \quad (1.17)$$

де: $\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} = \nabla^2 t$ – оператор Лапласа; $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ – температуропровідність.

Температуропровідність – це теплофізичний параметр речовини, який характеризує зміну температури в тілі і є мірою його теплової інерційної властивості.

Окремі випадки диференціального рівняння (1.17):

$$- \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0; a \neq 0 \Rightarrow \nabla^2 t = 0 \text{ – випадок стаціонарного режиму;}$$

$$- t = f(x) \Rightarrow \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0 \text{ – випадок стаціонарного температурного поля,}$$

характер якого не залежить від теплопровідності матеріалу.

1.3. Умови однозначності

Для отримання конкретного рішення рівняння теплопровідності його необхідно доповнити *умовами однозначності*, які характеризують окремі особливості даного процесу:

1. *Початкові умови*, які характеризують закон розподілення температури в тілі за нестационарного процесу в початковий момент часу $\tau=0$.

2. *Геометричні умови*, що визначають форму і розміри тіла, в якому відбувається процес теплопровідності.

3. *Фізичні умови*, які визначаються теплофізичними параметрами тіла.

4. *Граничні умови*, за допомогою яких описуються особливості взаємодії границі тіла з довкіллям і можуть бути завдані трьома способами:

– *граничні умови 1-го роду* – визначають розподіл температури на поверхні тіла в будь-який момент часу, при цьому температурний градієнт і щільність теплового потоку невідомі (в окремому випадку температура на поверхні тіла може бути незмінною протягом процесу);

– *граничні умови 2-го роду* – відома поверхнева щільність теплового потоку, отже, і температурний градієнт, які можуть бути незмінними протягом усього процесу, а температура на поверхні тіла невідома;

– *граничні умови 3-го роду* – відома температура довкілля (рідина, газ), через яку визначається температура поверхні тіла. Умови 3-го роду використовуються під час дослідження *конвективного теплообміну*.

1.4. Теплопровідність плоскої і циліндричної стінок

1.4.1. Теплопровідність одношарової плоскої стінки

Розглянемо розповсюдження теплоти за допомогою теплопровідності в однорідній плоскій стінці товщиною δ необмеженої довжини і шири-
ни (рис. 1.4). Температури на поверхнях стінки – t_{cm1} і t_{cm2} розподілені рів-
номірно у напрямках вісей y і z завдяки рівномірному підведенню і відве-
денню теплоти (q); вісь x спрямовано перпендикулярно до поверхні стінки.

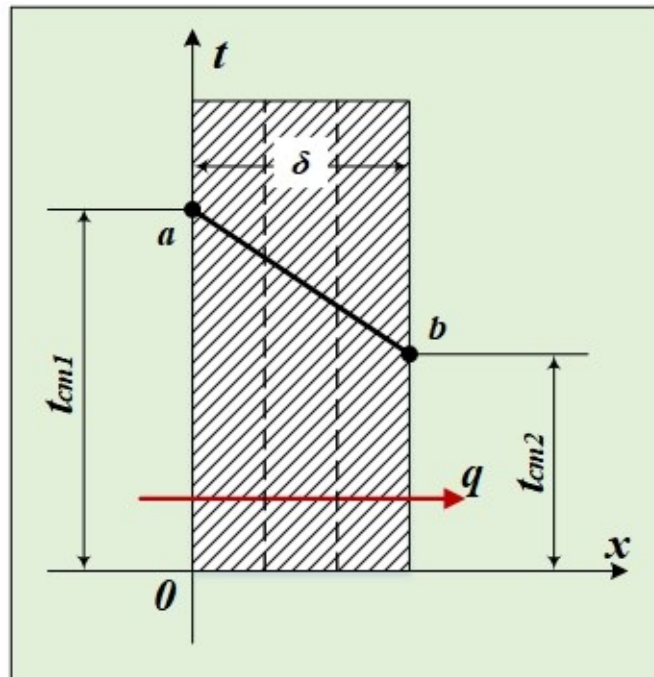


Рис. 1.4. Передавання теплоти через одношарову плоску стінку

Стінки по вісям y і z мають нескінченні розміри, тому їх температурні градієнти $\frac{dt}{dy} = \frac{dt}{dz} = 0$, тобто їх вплив на процес теплопровідності відсутній.

Такі умови відповідають одновірній, стаціонарній задачі. Тоді диференційне рівняння теплопровідності набуде вигляду:

$$\frac{d^2 t}{dx^2} = 0; \frac{\partial t}{\partial \tau} = 0. \quad (1.18)$$

Для розв'язання задачі необхідно задати граничні умови 1-го роду:

$$t_{x=0} = t_{cm1}; t_{x=\delta} = t_{cm2}; t_{cm1} > t_{cm2}. \quad (1.19)$$

Знайдемо рівняння температурного поля і визначимо температурний потік Φ , який проходить через ділянку стінки площиною F :

– перше інтегрування виразу (1.19) дає такий результат:

$$\frac{dt}{dx} = \text{grad } t = a, \quad (1.20)$$

тобто температурний градієнт є постійним по усій товщині стінки;
– друге інтегрування дає вираз рівняння температурного поля:

$$t = ax + b, \quad (1.21)$$

де a і b – постійні інтегрування, які визначаються з граничних умов:

$$\left. \begin{array}{l} t_{x=0} = t_{cm1} = b \\ t_{x=\delta} = t_{cm2} = a\delta + t_{cm1} \end{array} \right\} \Rightarrow a = \text{grad } t = \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\delta}. \quad (1.22)$$

Підставивши ці значення в (1.21), остаточно отримуємо вираз для температурного поля:

$$t = t_{cm1} - \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\delta} x. \quad (1.23)$$

Лінія $a-b$ (температурна крива) (рис. 1.4) показує зміну температури по товщині стінки, в даному випадку це пряма лінія. Якщо температурний градієнт є відомим, то за допомогою рівняння Фур'є можна знайти кількість теплоти, яка проходить через площу dF за час τ перпендикулярно до вісі x :

$$\delta Q = \lambda \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\delta} \tau dF; \quad (1.24)$$

а для ділянки площиною F :

$$Q = \lambda \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\delta} \tau F. \quad (1.25)$$

Тоді формули для теплового потоку Φ і поверхневої щільності теплового потоку q набудуть наступного вигляду:

$$\left\{ \begin{array}{l} \Phi = \lambda \frac{(t_{cm1} - t_{cm2})}{\delta} F \\ q = \lambda \frac{(t_{cm1} - t_{cm2})}{\delta} \end{array} \right. . \quad (1.26)$$

1.4.2. Теплопровідність багатошарової плоскої стінки

Розглянемо процес розповсюдження теплоти в багатошаровій плоскій стінці, яка складається з декількох (наприклад, із 3-х) шарів, які щільно прилягають один до одного (рис. 1.5).

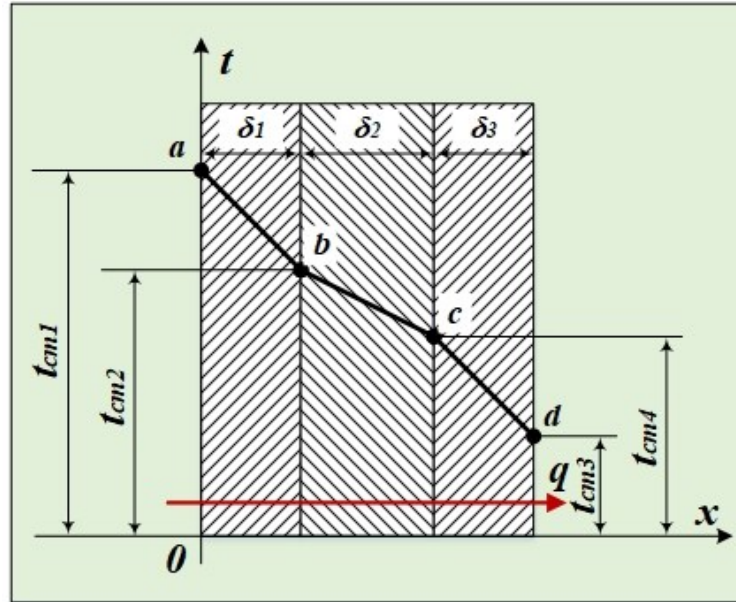


Рис. 1.5. Передавання теплоти через багатошарову плоску стінку

У випадку коли температурне поле є стаціонарним, тепловий потік, що проходить через поверхні однакової площі F , буде однаковим для усіх шарів.

Тоді для кожного із шарів можна використовувати перше з рівнянь (1.26):

– для 1-го шару:

$$\Phi = \lambda_1 \frac{(t_{cm1} - t_{cm2})}{\delta_1} F; \quad (1.27)$$

– для 2-го шару:

$$\Phi = \lambda_2 \frac{(t_{cm2} - t_{cm3})}{\delta_2} F; \quad (1.28)$$

– для 3-го шару:

$$\Phi = \lambda_3 \frac{(t_{cm3} - t_{cm4})}{\delta_3} F, \quad (1.29)$$

де: $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ – теплопровідності окремих шарів; $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ – товщини шарів.

Температури t_{cm1} і t_{cm4} на зовнішніх поверхнях відомі, а температури t_{cm2} і t_{cm3} по поверхнях розділу шарів розглядаються як невідомі.

Розв'язуючи систему рівнянь (1.27) – (1.29) відносно різниці температур, отримуємо:

$$\left. \begin{aligned} t_{cm1} - t_{cm2} &= \frac{\Phi}{F} \cdot \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_{cm2} - t_{cm3} &= \frac{\Phi}{F} \cdot \frac{\delta_2}{\lambda_2} \\ t_{cm3} - t_{cm4} &= \frac{\Phi}{F} \cdot \frac{\delta_3}{\lambda_3} \end{aligned} \right\}. \quad (1.30)$$

Складаючи почленно і виключаючи невідомі проміжні температури, отримуємо:

$$t_{cm1} - t_{cm4} = \frac{\Phi}{F} \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right),$$

або

$$\Phi = \frac{t_{cm1} - t_{cm4}}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3} F, \quad (1.31)$$

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cm4}}{\delta_1/\lambda_1 + \delta_2/\lambda_2 + \delta_3/\lambda_3}. \quad (1.32)$$

Для стінки з n шарів:

$$q = \frac{t_{cm1} - t_{cmn}}{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i/\lambda_i}. \quad (1.33)$$

Використовуючи (1.30), визначимо проміжні температури по площинам розділу за формулами:

$$\left. \begin{aligned} t_{cm2} &= t_{cm1} - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_{cm3} &= t_{cm2} - q \frac{\delta_2}{\lambda_2} = t_{cm1} - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} \right) \end{aligned} \right\}. \quad (1.34)$$

Тоді для n -шарової стінки отримуємо:

$$t_{cmi+1} = t_{cm1} - q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right). \quad (1.35)$$

Для багат шарової стінки також використовують поняття еквівалентної теплопровідності, значення якої визначають за формулою:

$$\lambda_{екв} = \frac{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i}{\sum_{i=1}^{i=n} \delta_i / \lambda_i}. \quad (1.36)$$

Температурні градієнти для окремих шарів багат шарової пласкої стінки зворотно пропорційні до теплопровідності цих шарів:

$$\lambda_1 / \lambda_2 = (\text{grad } t)_2 / (\text{grad } t)_1. \quad (1.37)$$

1.4.3. Теплопровідність одношарової циліндричної стінки

Для отримання розв'язку задачі про теплопровідність циліндричної стінки необхідно використати диференціальне рівняння теплопровідності в циліндричних координатах (r, φ, z) :

$$\nabla^2 t = \frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 t}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2}. \quad (1.38)$$

Вісь z спрямована уздовж вісі циліндричної труби (рис. 1.6), довжина якої порівняно з її діаметром нескінченно велика, тому впливом торців на розповсюдження температур удовж осі z нехтуємо. Згідно з граничними умовами 1-го роду і сталим підведенням і відведенням теплоти температура по усій довжині внутрішньої t_{cm1} і зовнішній поверхонь - t_{cm2} є сталою.

З урахуванням прийнятих спрощень: $\frac{\partial t}{\partial z} = 0$, а також через симетрію

температурного поля відносно будь-якого діаметру $\frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0$.

У цьому випадку поверхні циліндрів є ізотермічними, тому задача визначення теплопровідності одношарової циліндричної стінки зведена до визначення одномірного температурного поля $t = f(r)$.

За умовою, що $\frac{\partial t}{\partial \tau} = 0$, диференціальне рівняння теплопровідності набуде вигляду:

$$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} = 0. \quad (1.38)$$

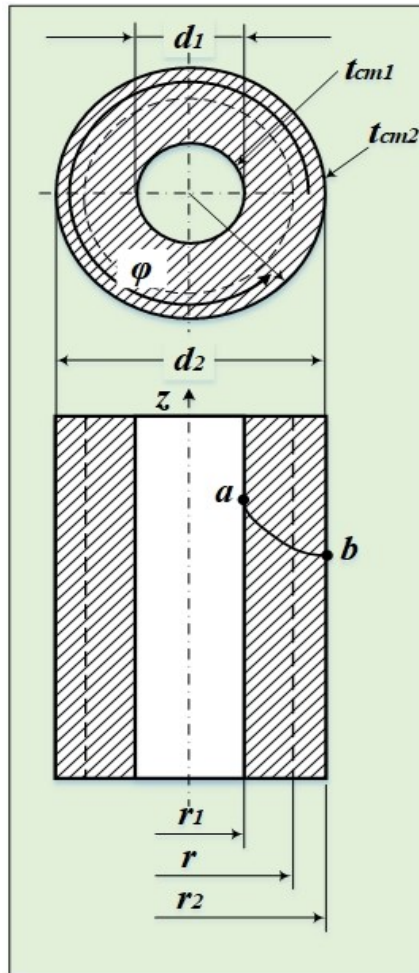


Рис. 1.6. Одношарова циліндрична стінка

Для розв'язання цього рівняння введемо нову змінну:

$$u = dt/dr, \quad (1.39)$$

яка називається температурним коефіцієнтом ($u = \text{grad } t$).

Підставивши (1.38) у (1.39), отримаємо диференціальне рівняння з розділними змінними:

$$\frac{du}{dr} + \frac{u}{r} = 0 \Rightarrow \frac{du}{u} + \frac{dr}{r} = 0.$$

Після інтегрування якого отримуємо наступний розв'язок:

$$\ln u + \ln r = \ln a \Rightarrow ur = a,$$

де a – стала інтегрування.

Тоді:

$$u = \frac{a}{r} = \text{grad } t. \quad (1.40)$$

З рівняння (1.40) видно, що для циліндричної стінки температурний коефіцієнт є змінною величиною, яка зворотно пропорційна до радіусу, тобто на внутрішній поверхні температурний градієнт більше, ніж на зовнішній.

Підставимо (1.39) в (1.40) і тоді отримаємо:

$$dt = a \frac{dr}{r} \Rightarrow t = a \ln r + b, \quad (1.41)$$

де a і b – сталі інтегрування.

Отже, температурна крива є логарифмічною кривою.

Виходячи з граничних умов, визначимо сталі інтегрування:

$$\left. \begin{aligned} t_{r=r_1} = t_{cm1} &= a \ln r_1 + b \\ t_{r=r_2} = t_{cm2} &= a \ln r_2 + b \end{aligned} \right\}.$$

Розв'язок цієї системи рівнянь має наступний вигляд:

$$\left. \begin{aligned} a &= \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(r_2/r_1)} \\ b &= t_{cm1} - \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(r_2/r_1)} \ln r_1 \end{aligned} \right\}. \quad (1.42)$$

Рівняння температурного поля набуде вигляду:

$$t = t_{cm1} - \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(r_2/r_1)} \ln(r/r_1). \quad (1.43)$$

Визначимо температурний градієнт теплового потоку через циліндричну стінку:

$$grad\, t = \frac{dt}{dr} = \frac{t_{cm2} - t_{cm1}}{r \ln(r_2/r_1)} = \frac{2(t_{cm2} - t_{cm1})}{d \ln(d_2/d_1)}. \quad (1.44)$$

Для визначення теплового потоку, який проходить через ділянку циліндричної поверхні довжиною L , використаємо рівняння:

$$\Phi = -2\lambda \frac{t_{cm2} - t_{cm1}}{d \ln(d_2/d_1)} \pi L d = 2\pi\lambda \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{d \ln(d_2/d_1)} L. \quad (1.45)$$

З формули (1.45) видно, що тепловий потік, який проходить через циліндричну поверхню, залежить від співвідношення зовнішнього і внутрішнього радіусів (або діаметрів), і не залежить від товщини стінки.

Щільність теплового потоку для циліндричної поверхні може бути знайдено за співвідношеннями:

- з площиною внутрішньої поверхні F_{en} :

$$q_{en} = \frac{\Phi}{F_{en}} = \frac{2\lambda}{d_1} \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (1.46)$$

- з площиною зовнішньої поверхні F_{zn} :

$$q_{zn} = \frac{\Phi}{F_{zn}} = \frac{2\lambda}{d_2} \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(d_2/d_1)}; \quad (1.47)$$

- з довжиною циліндричної поверхні L (лінійна щільність):

$$q_L = \frac{\Phi}{L} = 2\pi\lambda \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(d_2/d_1)}. \quad (1.48)$$

1.4.4. Теплопровідність багат шарової циліндричної стінки

Розглянемо розповсюдження теплоти за рахунок теплопровідності в тришаровій циліндричній стінці (трубі), довжина якої L , внутрішній діаметр – d_1 , зовнішній – d_4 . Проміжні діаметри окремих шарів – d_2 і d_3 , теплопровідності шарів – λ_1 , λ_2 і λ_3 (рис. 1.7).

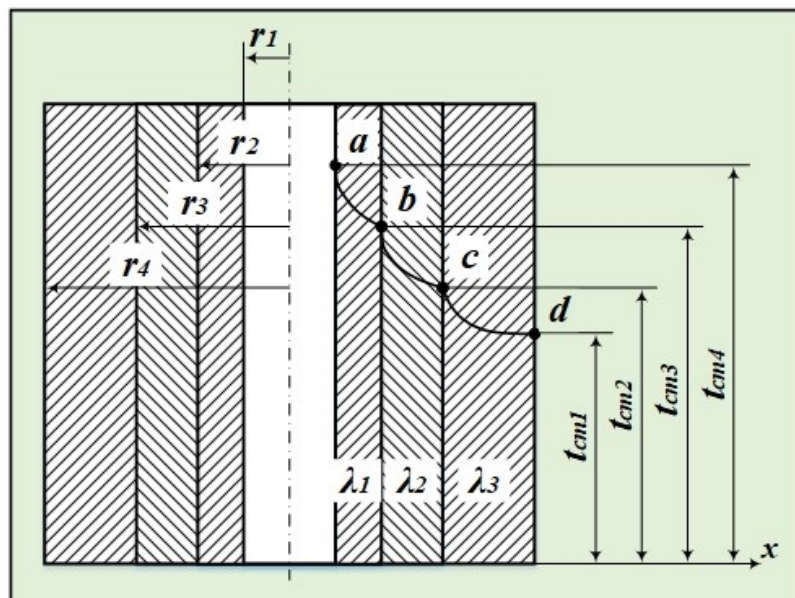


Рис. 1.7. Багат шарова циліндрична стінка

Відомі значення температури внутрішньої і зовнішньої поверхонь - t_{cm1} і t_{cm4} . Необхідно визначити тепловий потік Φ і температури на границях шарів t_{cm2} і t_{cm3} . Для кожного шару складемо рівняння:

$$\Phi = 2\pi L \lambda_1 \frac{t_{cm1} - t_{cm2}}{\ln(d_2/d_1)}, \quad (1.49)$$

$$\Phi = 2\pi L \lambda_2 \frac{t_{cm2} - t_{cm3}}{\ln(d_3/d_2)}, \quad (1.50)$$

$$\Phi = 2\pi L \lambda_3 \frac{t_{cm3} - t_{cm4}}{\ln(d_4/d_3)}. \quad (1.51)$$

Розв'язуючи рівняння (1.49) – (1.51) відносно різниці температур і почленно додаючи їх, отримаємо наступний вираз:

$$t_{cm1} - t_{cm4} = \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right). \quad (1.52)$$

Звідси тепловий потік буде визначатись за формулою:

$$\Phi = \frac{2\pi L (t_{cm1} - t_{cm4})}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (1.53)$$

Для труби з n шарами:

$$\Phi = \frac{2\pi L (t_{cm1} - t_{cm\,n+1})}{\sum_{i=1}^{i=n} \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}. \quad (1.54)$$

Знайдемо вирази для визначення температури на границях шарів:

$$\left. \begin{aligned} t_{cm2} &= t_{cm1} - \frac{\Phi}{2\pi L \lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ t_{cm3} &= t_{cm2} - \frac{\Phi}{2\pi L \lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = t_{cm1} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \right) \end{aligned} \right\}. \quad (1.55)$$

Температура на границях i -го і $i+1$ -го шарів буде визначатись за формулою:

$$t_{cm i+1} = t_{cm i} - \frac{\Phi}{2\pi L} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \dots + \frac{1}{\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i} \right). \quad (1.56)$$

1.5. Контактний тепловий опір

Під час аналізу теплопровідності багатошарових стінок було прийнято припущення про те, що тепловий контакт між дотичними шарами є ідеальний, і шари в місці контакту мають однакову температуру. В реальних умовах поверхні в місці контакту мають мікроскопічні нерівності, тобто контакт між поверхнями не є суцільним, а здійснюється у відокремлених зонах (рис. 1.9). В інших місцях поверхні розділені тонким шаром повітря, газу або рідини (якщо тіло занурено в рідину).

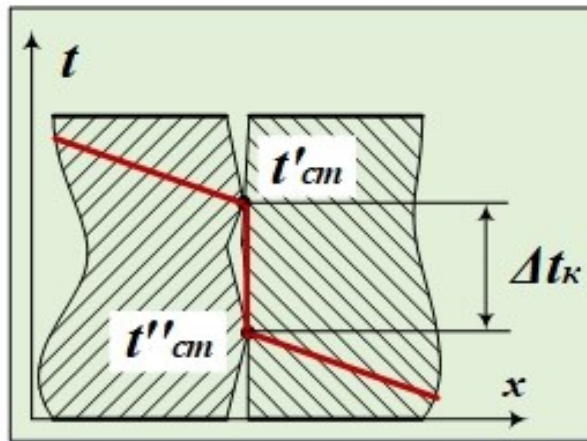


Рис. 1.9. Схема утворення контактної опору

У цьому випадку передавання теплоти здійснюється частково через зони фактичного контакту, а частково через тонкий шар газу або рідини. В результаті в місці дотику поверхень з'являється додатковий тепловий опір (R_k , K/Bm).

Контактний опір залежить від матеріалу, чистоти і твердості контактних поверхонь. Зменшення R_k досягається шляхом покриття поверхонь контакту м'якими металами (мідь, олово) або використанням тонких прокладок із м'яких теплопровідних матеріалів. Значення R_k визначаються експериментально.

Контрольні питання

1. Напишіть рівняння Фур'є, поясніть його сутність.
2. Дайте визначення теплопровідності й теплового потоку.
3. Сформулюйте умови однозначності.
4. Наведіть формули для визначення теплового потоку і поверхневої щільності теплового потоку для одношарової стінки.

5. Наведіть формули для визначення теплового потоку і поверхневої щільності теплового потоку для багатошарової стінки ($n=3$).

6. Наведіть формули для визначення проміжних температур на межі розділу багатошарової стінки ($n=3$, t_{cm1} - *звісна*).

7. Наведіть формули для визначення теплового потоку і його щільності для одношарової циліндричної поверхні довжиною L .

8. Наведіть формули для визначення теплового потоку і його щільності для багатошарової циліндричної поверхні довжиною L .

9. Наведіть формули для визначення проміжних температур на границях шарів багатошарової циліндричної стінки ($n=3$, t_{cm1} - *відомі*).

РОЗДІЛ 2

КОНВЕКТИВНИЙ ТЕПЛООБМІН

2.1. Основні поняття та визначення

Під *конвекцією* розуміють розповсюдження теплоти в середовищі з неоднорідним розподілом теплоти, яке здійснюється макроскопічними елементами рідини під час її руху. Розповсюдження теплоти конвекцією завжди супроводжується молекулярним перенесенням теплоти, тобто *теплопровідністю*.

Теплообмін, який обумовлено сумісною дією конвективного і молекулярного переносів теплоти, називається конвективним теплообміном.

Конвективний теплообмін здійснюється між рухомою рідиною і поверхнею її розділу з іншим середовищем (твердим тілом, рідиною, газом) і називається *тепловіддачею*. Тепловіддача має місце в усіх авіаційних двигунах, агрегатах гідравлічної і мастильної систем, а також між зовнішньою поверхнею літального апарату і атмосферою.

Газ або рідина, що рухаються і беруть участь у теплообміні, називаються *теплоносіями*. Конвективний теплообмін залежить від розподілу температур у потоці, що визначається полем розподілення швидкостей, яке залежить від режиму течії рідини або газу.

За природою виникнення розрізняють *вільний і вимушений рух* рідини або газу при конвекції:

- *вільний рух* виникає за рахунок різниці густини гарячих і холодних об'ємів рідини або газу. Більш гарячі об'єми мають меншу густину і тому під дією сили Архімеда піднімаються вгору, а їх місце займають більш холодні об'єми;

- *вимушений рух* відбувається під дією зовнішнього впливу за допомогою вентилятора, компресора, ежектора або інших пристроїв. У процесі вимушеної конвекції також має місце вільна конвекція. Але при значних швидкостях руху теплоносія дію вільної конвекції можна не враховувати.

2.2. Фізична картина процесу конвективного теплообміну, граничний шар

Під час руху рідини або газу можливі два основні режими течії: *ламінальний і турбулентний*.

При ламінарному режимі окремі струминки рідини рухаються в одному напрямку і не змішуються. При турбулентному режимі кожна частинка бере участь у загальному поступовому русі та одночасно виконує поперечні рухи, в результаті чого миттєва швидкість частинки (w) у заданій нерухомій точці пульсує біля деякого середнього значення. Крім зміни величини швидкості також відбувається зміна напрямку вектору швидкості. Тому турбулентна течія характеризується пульсуючим характером

течії і вихроутворенням. Ці процеси сприяють переносу теплової і механічної енергії (рис. 2.1).

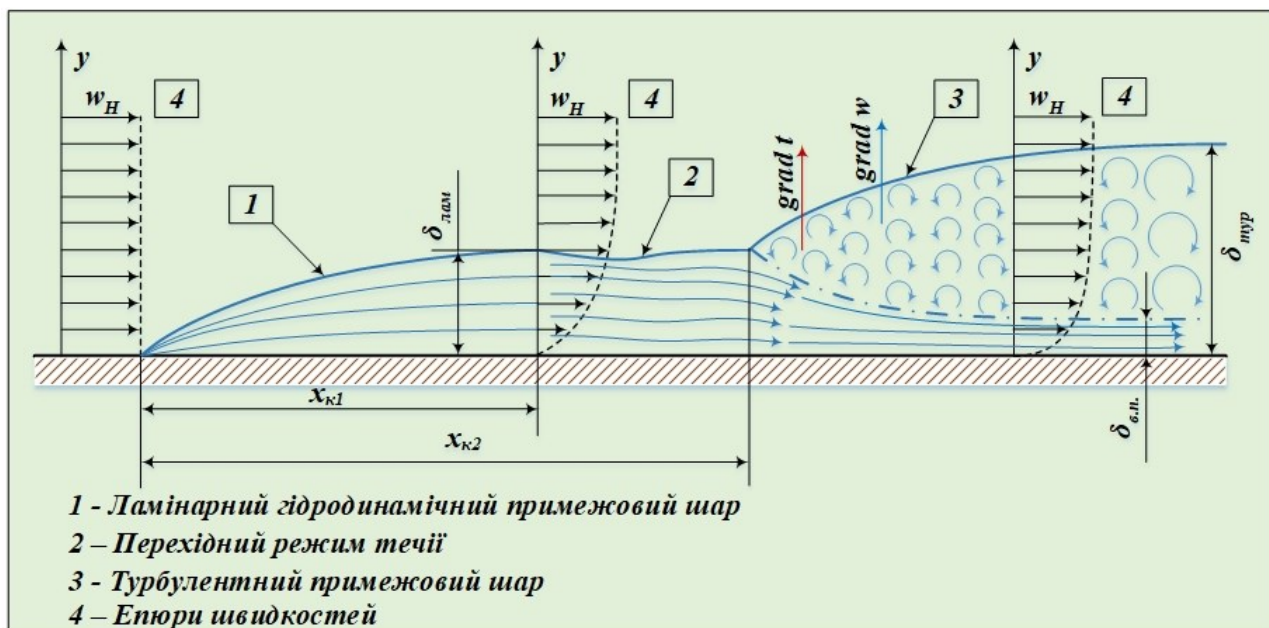


Рис. 2.1. Схема розвитку приграничного шару

Характер течії рідини або газу визначає механізм переносу теплоти в потоці. При ламінарному режимі перенесення теплоти в напрямку, нормальному до напрямку течії, здійснюється *теплопровідністю*, оскільки частинки рідини (газу) переміщуються тільки в попутному з потоком напрямку.

При турбулентному режимі перенесення теплоти в напрямку здійснюється як *теплопровідністю*, так і *конвекцією*.

У теорії теплоперенесення *граничним шаром* визначають область течії в'язкої теплопровідної рідини (газу) біля поверхні твердого тіла, яка характеризується малою товщиною, великим поперечним градієнтом швидкості і температури, що визначає перенесення кількості руху і теплоти.

Процес утворення прижезового шару: біля самої поверхні частинки рідини немов би «прилипають» до твердого тіла і мають швидкість $w=0$, а товщина прилеглого до поверхні шару вважається зникаюче малою. Завдяки дії в'язких сил біля прилеглого шару виникає шар загальмованої рідини товщиною δ , в якому швидкість змінюється від нуля до швидкості центрального потоку w_H . Цей шар називається *гідродинамічним граничним шаром*. Поряд із гідродинамічним граничним шаром у потоці може виникати *тепловий граничний шар*, який безпосередньо бере участь в процесі теплопередачі і характеризується великим поперечним градієнтом температури, завдяки чому здійснюється перенесення тепла.

Структура гідродинамічного граничного шару змінюється по довжині поверхні, що обтікає рідина (рис. 2.2). На початкової ділянці поверхні виникає ламінарний гідродинамічний граничний шар, товщина якого пос-

тупово збільшується і на відстані x_{k1} від переднього краю досягає максимального значення:

$$\delta_{лам} = \frac{5x_{k1}}{\sqrt{Re}}, \quad (2.1)$$

де Re – число Рейнольдса.

Якщо температури твердої стінки і зовнішнього потоку неоднакові, то одночасно з виникненням гідродинамічного шару виникає тепловий шар, товщина якого δ_t по довжині поверхні збільшується. Співвідношення між товщинами гідродинамічного і теплового шарів досягає максимального значення за наступною умовою:

$$\frac{\delta_t}{\delta_{лам}} = \frac{1}{\nu/a}, \quad (2.2)$$

де: ν – кінематична в'язкість рідини; a – температуропровідність рідини.

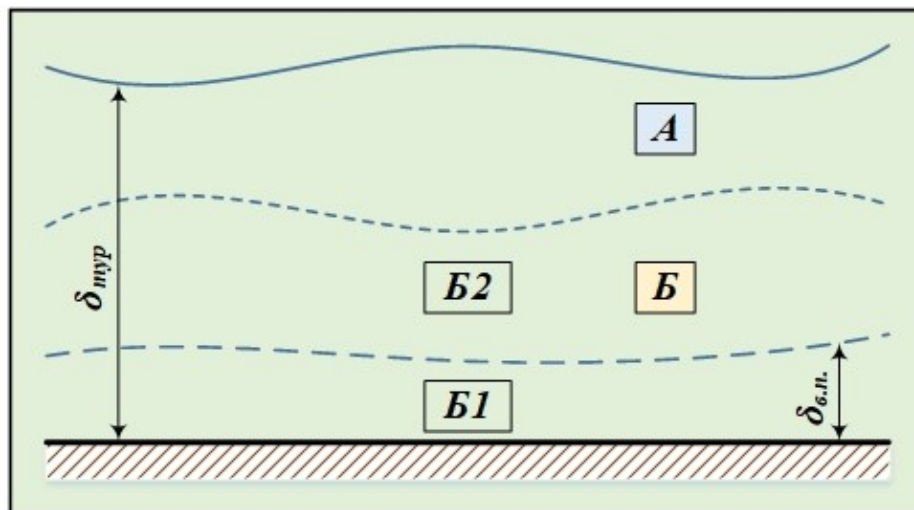


Рис. 2.2. Структура турбулентного гідродинамічного граничного шару

У в'язких рідинах товщина теплового шару є значно меншою, ніж товщина гідродинамічного шару, а у газів товщини цих шарів майже збігаються.

На ділянці $x_{k1} \leq x \leq x_{k2}$ (рис. 2.1) течія має перехідний характер. У випадку коли $x \geq x_{k2}$ течія має турбулентний характер, товщина турбулентного шару збільшується по довжині стінки каналу.

Турбулентний граничний шар (рис. 1.10) складається із зовнішньої області ($A \approx 0,8\delta_{тур}$) і прилеглої до стінки області ($B \approx 0,2\delta_{тур}$). Прилегла до стінки область включає в'язкий підшар ($B1$) і проміжний шар ($B2$). Найбільша інтенсивність турбулентності спостерігається в пристінковій області.

Одночасно з турбулентним шаром відбувається розвиток теплового шару, товщини обох шарів практично збігаються завдяки турбулентному переносу кількості руху і теплоти.

Аналогічно в'язкому підшару можна виділити тепловий підшар, у якому переважає перенесення теплоти за рахунок теплопровідності.

2.3. Формула Ньютона

Формування гідродинамічного граничного шару залежить від форми вхідного отвору, ступеня турбулентності потоку, форми і розмірів тіла, яке обтікається потоком. Інтенсивність теплопередачі залежить від структури і товщини граничного шару. Якщо течія в граничному шарі має ламінарний характер, то формула поверхневої щільності теплового потоку має вигляд:

$$q = -\lambda_{ж} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right), \quad (2.3)$$

де: $\lambda_{ж}$ – теплопровідність рідини; $\partial t / \partial n$ – температурний градієнт.

У випадку турбулентного режиму течії граничного шару конвективний теплообмін розраховується за допомогою формули Ньютона:

$$\Phi = \alpha F (t - t_{cm}), \quad (2.4)$$

де: α – коефіцієнт теплопередачі; F – площа поверхні теплообміну; t – температура теплоносія; t_{cm} – температура стінки.

Формулу Ньютона використовують у випадку теплообміну у вільному потоці за умови, що коефіцієнт теплопередачі (α) залежить від фізичних властивостей тіла і середовища. На відміну від теплопровідності коефіцієнт теплопередачі не є сталою величиною, а залежить від низки факторів:

- від причини руху рідини (вільна або вимушена конвекція);
- від форми і розмірів тіла, що обтікає рідина чи газ;
- від режиму течії рідини в граничному шарі;
- від теплофізичних властивостей рідини;
- від швидкості і напрямку руху потоку.

Тобто для визначення теплового потоку Φ за допомогою формули Ньютона спочатку необхідно визначити коефіцієнт теплопередачі. На практиці цей коефіцієнт отримують або експериментально, або за допомогою математичного моделювання з використанням диференціальних рівнянь конвективного теплообміну (рівнянь енергії, руху і суцільності середовища).

2.4. Диференціальні рівняння конвективного теплообміну

Фізична картина конвективного потоку описується за допомогою диференціальних рівнянь, які описують рух потоку та енерго- і масообмін при цьому.

1. Рівняння суцільності (нерозривності) виведено на основі закону збереження маси і для рідини, що стискається, має наступний вигляд:

$$\frac{\partial(\rho w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho w_z)}{\partial z} + \frac{\partial \rho}{\partial \tau} = 0. \quad (2.5)$$

У випадку рідини, що не стискається ($\rho = \text{const}$), рівняння нерозривності буде мати вигляд:

$$\frac{\partial w_x}{\partial x} + \frac{\partial w_y}{\partial y} + \frac{\partial w_z}{\partial z} = 0, \quad (2.6)$$

де: w_x, w_y, w_z – проекції вектору швидкості потоку на вісі координат; ρ – щільність; τ – час.

1. Диференціальні рівняння руху виведені на основі основного закону динаміки :

$$\sum \vec{F} = \rho \left(\frac{D\vec{w}}{d\tau} \right) dV, \quad (2.7)$$

де: $\vec{F}$ – векторна сума усіх сил, які діють на елементарний об'єм рідини; $D\vec{w}/d\tau$ – повна похідна від швидкості.

У випадку ідеальної (нев'язкої) рідини система рівнянь руху в проекціях на вісі координат називається рівняннями Ейлера:

$$\begin{cases} \rho \frac{Dw_x}{d\tau} = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} \\ \rho \frac{Dw_y}{d\tau} = -\frac{\partial p}{\partial y} \\ \rho \frac{Dw_z}{d\tau} = -\frac{\partial p}{\partial z} \end{cases}. \quad (2.8)$$

Якщо рідина в'язка, то необхідно враховувати сили в'язкого тертя, які визначаються дотичними напруженнями, які визначаються відповідно до закону Ньютона:

$$s = \mu \left(\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial \mathbf{n}} \right), \quad (2.9)$$

де: μ – динамічна в'язкість; $\partial \mathbf{w} / \partial \mathbf{n}$ – градієнт швидкості.

Для в'язкої рідини система рівнянь називається системою рівнянь Нав'є-Стокса:

$$\begin{cases} \rho \left(\frac{\partial w_x}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_x}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_x}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_x}{\partial z} \right) = \rho g - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial w_y}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_y}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_y}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_y}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right) \\ \rho \left(\frac{\partial w_z}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial w_z}{\partial x} + w_y \frac{\partial w_z}{\partial y} + w_z \frac{\partial w_z}{\partial z} \right) = - \frac{\partial p}{\partial z} + \mu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right) \end{cases} \quad (2.10)$$

2. Рівняння енергії виведено з припущенням, що рідина однорідна і нестислива. Теплота, яка поступає в елементарний об'єм шляхом теплопровідності, витрачається на підвищення ентальпії:

$$\delta Q = \lambda \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) dV d\tau. \quad (2.11)$$

Зміна ентальпії цього об'єму за час $d\tau$ дорівнює:

$$di = c_p dV d\tau \frac{Dt}{d\tau}. \quad (2.12)$$

З рівнянь (2.11) і (2.12) отримуємо диференціальне рівняння енергії, яке описує температурне поле потоку рідини:

$$a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) = \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z}, \quad (2.13)$$

де $a = \lambda / (c_p \rho)$ – температуропровідність.

Для одномірної задачі - $t = f(x, \tau)$ використовують наступну формулу:

$$a \frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = \frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x}. \quad (2.14)$$

У випадку стаціонарного режиму течії використовують таку формулу:

$$a \frac{\partial t^2}{\partial x^2} = w_x \frac{\partial t}{\partial x}. \quad (2.15)$$

Для розв'язання конкретної задачі необхідно доповнити систему рівнянь умовами однозначності, які враховують конкретні особливості випадку, який розглядається:

- *геометричні умови*, які характеризують форму і розміри поверхні, що омивається рідиною;
- *часові умови*, що формулюють особливості процесу, що протікає в часі;
- *граничні умови*, які формулюють умови протікання процесу на границях тіла;
- *фізичні умови*, які характеризують фізичні властивості середовища і тіла (теплопровідність, в'язкість, щільність тощо).

2.5. Основи теорії подібності

При проектуванні теплових, гідродинамічних і газодинамічних машин не усі задачі можуть бути розв'язані за допомогою теоретичних розрахунків. Існує великий клас задач, які розв'язуються за допомогою експерименту. При ставленні експерименту одним з основних питань є питання про те, за якими правилами повинна бути виготовлена модель об'єкта, що проектується, і за якими залежностями необхідно перерахувати результати дослідів, щоб отримати правдивий опис дійсного фізичного явища. На це питання дає відповідь теорія подібності, яка по суті є теоретичною основою експерименту.

2.5.1. Основні поняття і визначення теорії подібності фізичних процесів

Поняття про подібність може бути застосовано до будь-яких фізичних явищ за таких умов:

1. *Поняття подібності може бути застосовано тільки до фізичних явищ одного і того ж класу, тобто механізм цих явищ описується однако-вими за формою і змістом диференціальним рівняннями.*
2. *Обов'язковою умовою подібності фізичних явищ повинна бути геометрична подібність систем, у яких ці явища відбуваються.*
3. *Під час розгляду подібних явищ між собою можливо зіставляти тільки однойменні фізичні величини в подібних точках простору і в подібні моменти часу:*
 - однойменними називаються фізичні величини, які мають однаковий фізичний зміст і однакову розмірність;
 - подібні точки простору – точки в двох системах, координати яких задовольняють умовам геометричної подібності (рис. 2.3):

$$\frac{x}{x'} = \frac{y}{y'} = \frac{z}{z'} = c_l, \quad (2.16)$$

де c_l – константа подібності геометричних розмірів.

Для площ і об'ємів подібних фігур виконуються наступні співвідношення: $\frac{F}{F'} = c_l^2$; $\frac{V}{V'} = c_l^3$.

– подібні моменти часу – відрізки часу τ і τ' , які відраховуються від загального початку відліку τ_0 і задовольняють рівності:

$$\frac{\tau}{\tau'} = c_\tau, \quad (2.17)$$

де c_τ – множник гомохронності.

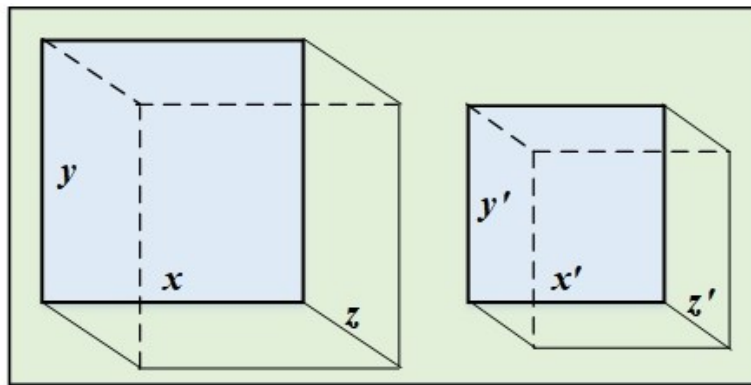


Рис. 2.3. Ілюстрація поняття геометричної подібності

4. Подібність фізичних величин означає як подібність усіх однойменних фізичних величин, які характеризують явища, що розглядаються, так і подібність полів цих величин.

У подібних фізичних явищах, для яких витримуються рівності (2.16) і (2.17), будь-яка величина u 1-го явища пропорційна величині u' 2-го явища:

$$\frac{u}{u'} = c_u. \quad (2.18)$$

2.5.2. Правило заміщення подібних величин і теореми подібності

Правило заміщення однойменних величин полягає в тому, що в рівності (2.18) змінна u може бути замінена будь-якою однойменною величиною:

$$\frac{u}{u'} = \frac{\Delta u}{\Delta u'} = \frac{du}{du'} = c_u. \quad (2.19)$$

Для похідних також це правило є справедливим у наступній формі:

якщо $\frac{u}{u'} = c_u; \frac{x}{x'} = c_l$, то:

$$\frac{\partial u''}{\partial x''} = \frac{c_u}{c_l} \cdot \frac{\partial u'}{\partial x'}; \frac{\partial^2 u''}{\partial x''^2} = \frac{c_u}{c_l^2} \cdot \frac{\partial^2 u'}{\partial x'^2}. \quad (2.20)$$

Константи подібності не можуть обиратися довільно. Якщо явища подібні, то між константами подібності є певні залежності, тому що фізичні величини, які визначають хід процесу, пов'язані між собою чіткими рівняннями, що відображають закони природи. Використовуючи ці рівняння, можливо отримати безрозмірні комплекси, які складені з величин, що характеризують це явище. Ці комплекси називаються *критеріями (числами) подібності*. Критерії подібності завжди мають певний фізичний сенс. Тому практичне використання теорії подібності завжди відбувається з дотриманням певних теорем.

1-а теорема подібності: у подібних явищ однойменні критерії однакові.

2-а теорема подібності (теорема Феєрмана-Букінгама): критерії подібності, що отримані з диференціальних рівнянь, одночасно є і критеріями подібності, які отримані з рішення (інтеграла) цих рівнянь.

3-я теорема подібності: подібні ті явища, однозначності яких подібні і критерії подібності, що складені з умов однозначності, рівні.

Під однозначністю явищ розуміється, що фізичні процеси в цих явищах є тотожними.

Критерії, які складені тільки з величин, що входять в умови однозначності, називаються *визначальними*. Всі інші явища називаються *обумовленими або невизначальними*.

2.5.3. Гідромеханічна подібність

Для порівняння гідромеханічних процесів використовуються наступні критерії:

– *число гомохроності:*

$$Ho = \frac{w\tau}{l} = idem^2; \quad (2.21)$$

– *число Фруда (міра відношення сили тяжіння до інерційної сили) :*

$$Fr = \frac{gl}{w^2} = idem; \quad (2.22)$$

² Лат. *idem* – подібне, схоже

– число Рейнольдса (міра відношення динамічного тиску до тиску сили в'язкого тертя):

$$Re = \frac{\rho w l}{\mu} = \frac{w l}{\nu} = idem ; \quad (2.23)$$

– число Ейлера (міра відношення перепаду тисків у потоці рідини до динамічного напору потоку):

$$Eu = \frac{\Delta p}{\rho w^2} = idem . \quad (2.24)$$

У загальному випадку число Ейлера є функцією усіх визначальних чисел подібності:

– $Eu = f(No, Fr, Re)$, а для стаціонарного процесу $Eu = f(Re)$;

– число Грасгофа (міра відношення підйомної сили, яка виникає внаслідок різниці щільностей рідини відносно сили в'язкого тертя):

$$Gr = Fr Re^2 \frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \frac{g l^3}{w^2} \left(\frac{w l}{\nu} \right)^2 \beta \Delta t = \frac{g l^3}{\nu^2} \beta \Delta t . \quad (2.25)$$

Число Грасгофа використовується у випадку природної конвекції (вільний потік), що враховує різницю щільностей рідин у вигляді симплекса $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho}$, якщо різниця щільності виникає в результаті різниці температур, то $\frac{\rho_0 - \rho}{\rho} = \beta \Delta t$ (де β – температурний коефіцієнт об'ємного розширення рідини).

2.5.4. Теплова подібність

Для порівняння подібності теплових процесів використовуються наступні критерії:

– число Фур'є (являє собою безрозмірний час, який характеризує нестационарність процесів):

$$Fo = \frac{a \tau}{l^2} , \quad (2.26)$$

де a – температуропровідність рідини.

– число Пекле (є мірою відношення інтенсивності конвективного перенесення теплоти до інтенсивності перенесення теплоти теплопровідністю):

$$Pe = \frac{wl}{a} = \frac{c_p \rho w}{\lambda/l}; \quad \left| a = \frac{\lambda}{c_p \rho} \right|; \quad (2.27)$$

– *число Нуссельта* (являє собою безрозмірний коефіцієнт теплопередачі і характеризує інтенсивність теплообміну на границі «тверде тіло – рідина» – визначається як відношення конвективного перенесення теплоти від рідини до поверхні твердого тіла):

$$Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}, \quad (2.28)$$

де α – коефіцієнт теплопередачі.

– *число Стентона* (характеризує міру співвідношення між інтенсивністю теплопередачі до інтенсивності конвективного перенесення теплоти в рідині за умови зміни її температури від значення, яке дорівнює температурі рідини $t_{ж}$, до значення, що дорівнює температурі стінки твердого тіла t_{cm}):

$$St = \frac{Nu}{Pe} = \frac{\alpha}{\rho w c_p} = \frac{\alpha (t_{ж} - t_{cm})}{\rho w c_p (t_{ж} - t_{cm})}; \quad (2.29)$$

– *число Прандтля* (характеризує співвідношення між товщинами гідродинамічного і теплового граничних шарів у випадку ламінарної течії, а також в'язкого і теплового підшарів у випадку турбулентної течії):

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu}{a}. \quad (2.30)$$

Рівняння процесів, що включають у себе критерії подібності, називаються *критеріальними рівняннями*. Критеріальне рівняння конвективного теплообміну в загальному випадку має вигляд:

$$Nu = f(Gr, Re, Fo, Pe, l/l_0). \quad (2.31)$$

У випадку стаціонарного процесу число гомохронності і число Фур'є відсутні, тому рівняння (2.31) набуває вигляду:

$$Nu = f(Gr, Re, Pe, l/l_0), \text{ або } Nu = f(Gr, Re, Pr, l/l_0). \quad (2.32)$$

Відношення l/l_0 представляє відношення лінійних розмірів твердого тіла, наприклад відношення діаметра труби до її довжини.

У випадку вимушеного турбулентного потоку можна не враховувати вплив природної конвекції, тобто допустимо знехтувати числом Грасгофа:

$$Nu = f(Re, Pr, l/l_0). \quad (2.33)$$

У випадку вільного руху, тобто коли відсутня вимушена конвекція, не враховується число Рейнольдса:

$$Nu = f(Gr, Pr, l/l_0). \quad (2.34)$$

Моделювання на основі теорії подібності є одним з основних методів вивчення конвективного теплообміну.

2.6. Явище автомодельності

2.6.1. Поняття автомодельності

Автомодельне явище – це явище в термодинамічному або гідродинамічному процесі, яке залишається механічно подібним самому собі у випадку зміни одного або декількох параметрів, які визначають цей процес. У механічно подібних явищах поряд із пропорційністю геометричних розмірів дотримується пропорційність механічних величин – швидкостей, тисків, сил та інших параметрів, що описують рух.

У широкому сенсі під автомодельністю процесу інколи розуміють незалежність безрозмірних параметрів, що характеризують процес від подібності критеріїв.

Явища автомодельності використовуються під час розв'язання гідродинамічних і термодинамічних задач, наприклад для рішення задач щодо граничного шару або рівнянь теплопровідності, з використанням теорії подібності.

2.6.2. Моделювання фізичних явищ

Метод моделювання фізичних явищ дозволяє розповсюджувати результати досліджень моделей цих явищ на натурні умови і отримати узагальнені результати.

Подібність моделі і натурального явища визначається за наступними умовами:

1. Процес, що моделюється і натурний процес повинні належати до одного класу явищ.
2. Ці процеси повинні описуватися однаковими математичними рівняннями.
3. Між цими процесами повинна бути дотримана геометрична подібність.
4. Безрозмірні краєві умови повинні бути чисельно рівними.
5. Визначальні критерії подібності повинні бути чисельно рівними.

Точне відтворення натурального процесу в моделі, отримання чисельних рішень усіх визначальних критеріїв подібності за їх великої кількості і

за умови геометричної подібності практично неможливо. Тому пряме моделювання з використанням різних моделей рідин можливо тільки у випадку виділення одного визначального критерія подібності.

Так, наприклад, для визначення гідравлічного опору каналів і тіл складної геометрії таким критерієм є число Рейнольдса, а при дослідженні тепловіддачі рухомого потоку рідини або газу до нього додається число Прандтля.

Також можливо моделювання по аналогії – коли в моделі використовується інший фізичний процес, який описується такими ж безрозмірними рівняннями. Так, при дослідженні гідродинамічних процесів часто використовують метод електричної або електромагнітної аналогії. Наприклад, пневмогідравличну систему може бути замінено на еквівалентний електричний ланцюг (рис. 2.4).

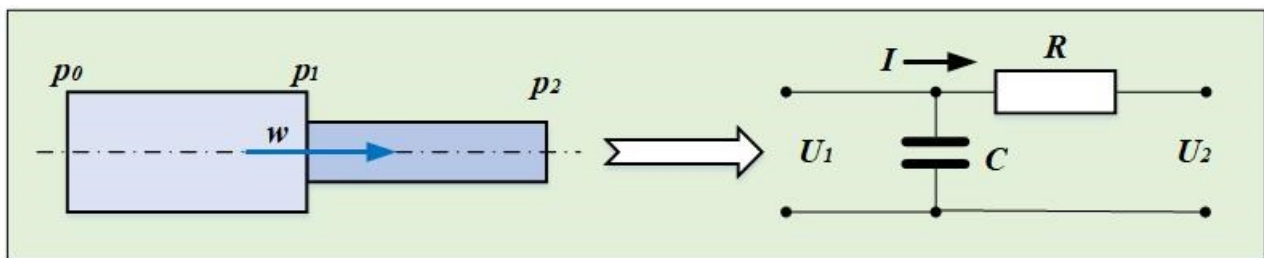


Рис. 2.4. Заміна гідравлічного тракту та еквівалентний електричний ланцюг

2.7. Теплопередача при обтіканні плоскої пластини

2.7.1. Гідродинамічні умови процесу

У випадку поздовжньої течії рідини уздовж плоскої поверхні відбувається утворення динамічного граничного шару. В межах цього шару унаслідок дії сил в'язкого тертя швидкість течії змінюється від швидкості незбуреного потоку w_0 на його границі до нуля на поверхні пластини. На невеликій відстані від вхідного перерізу пластини товщина граничного шару невелика і течія має ламінарний характер. На відстані $x_{кр}$ від вхідного перерізу в граничному шарі виникають вихори і течія стає турбулентною. У турбулентному режимі відбувається інтенсивне перемішування рідини в граничному шарі, яке в безпосередній близькості від поверхні згасає і поступово перетворюється в тонкий в'язкий підшар (рис. 2.5).

Товщина граничного шару залежить від відстані від вхідного перерізу пластини x , швидкості течії (руху) w_0 і кінематичної в'язкості ν .

Для ламінарного граничного шару:

$$\delta_{лам} = \frac{5x}{\sqrt{Re_x}} = 5\sqrt{\frac{x\nu}{w_0}}. \quad (2.35)$$

Для турбулентного граничного шару:

$$\delta_{тур} = \frac{0,37x}{\sqrt[5]{Re_x}} = 0,37\sqrt[5]{\frac{x^4\nu}{w_0}}, \quad (2.36)$$

де $Re_x = w_0x/\nu$ – число Рейнольдса, в якому як характерний розмір прийнято відстань x .

Перехід від ламінарної течії до турбулентної визначається критичним числом Рейнольдса:

$$Re_{x_{кр}} = \frac{w_0x_{кр}}{\nu}. \quad (2.37)$$

При поздовжньому обтіканні пластини $Re_{x_{кр}} \approx 5 \cdot 10^5$.

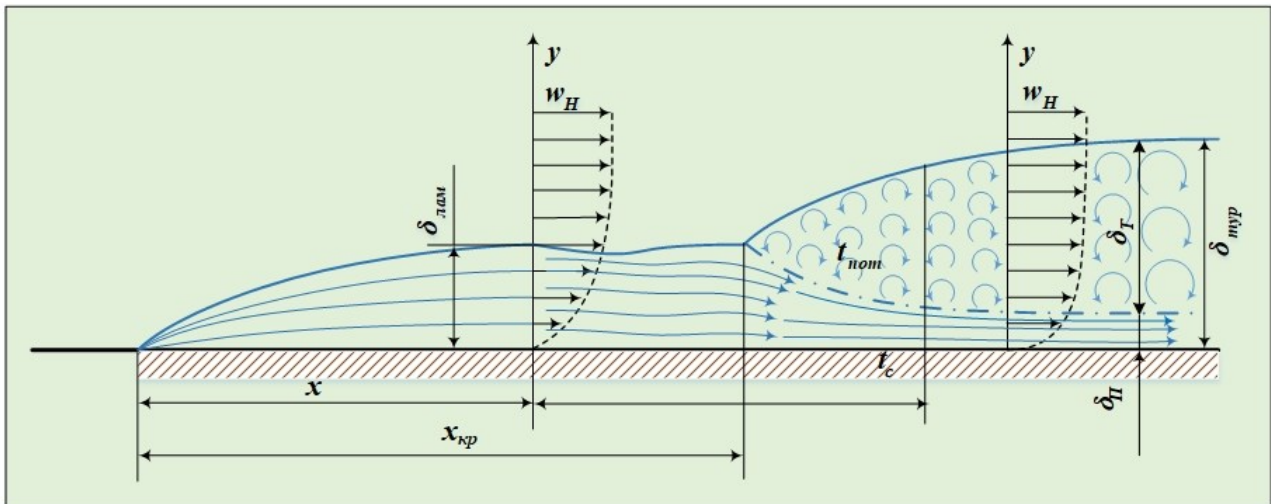


Рис. 2.5 Схема руху рідини при обтіканні пластини

2.7.2. Теплопередача

Якщо температура поверхні пластини t_c і температура потоку $t_{ном}$ відрізняються, то між ними відбувається процес теплообміну. Щільність потоку при цьому відповідає закону Ньютона-Ріхмана: $q = \alpha(t_c - t_{ном})$. Коефіцієнт теплопередачі α залежить від гідродинамічного режиму течії, відстані x від вхідного перерізу і теплофізичних властивостей теплоносія.

У процесі теплообміну на поверхні пластини формується тепловий підшар, у межах якого температура теплоносія змінюється від температури стінки t_c до температури в середині потоку $t_{ном}$ (рис. 2.6). Характер формування теплового шару багато в чому схожий із характером динамічно-

го розвитку граничного шару. У ламінарному шарі відношення товщин гідродинамічного δ_L і теплового Δ_L шарів залежить від числа Прандтля – при $Pr=1$ товщини шарів дорівнюють один одному ($\delta_L = \Delta_L$). Перенесення теплоти між шарами при ламінарній течії здійснюється за рахунок теплопровідності. У турбулентному граничному шарі зміна температури відбувається в межах тонкого в'язкого підшару і перенесення теплоти також відбувається за рахунок теплопровідності.

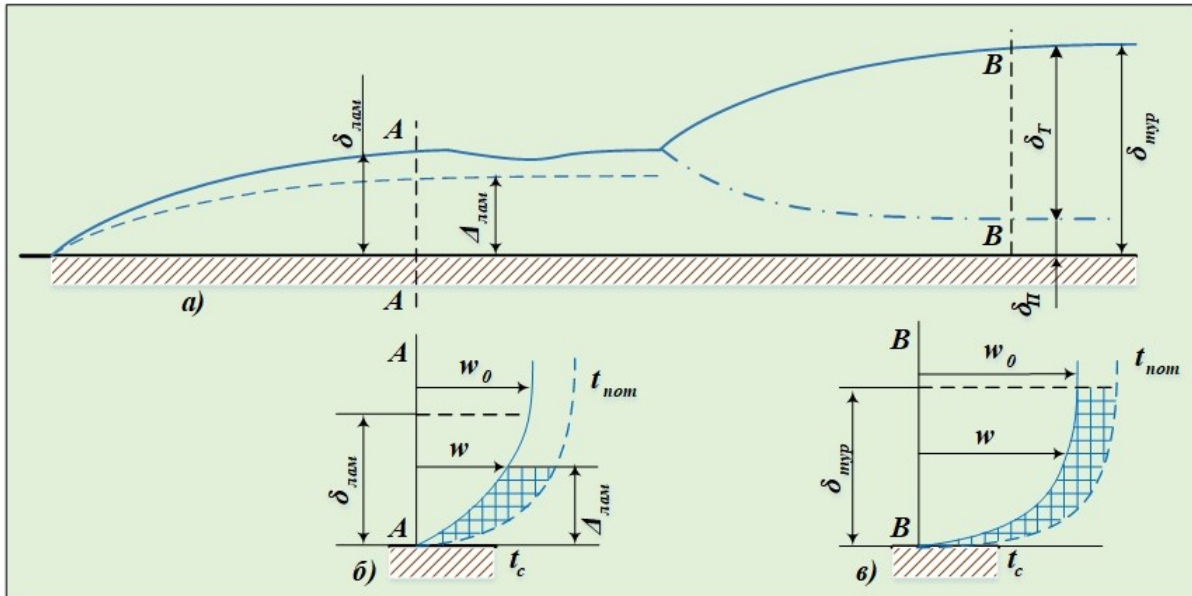


Рис. 2.6. Тепловий і динамічний граничні шари при обтіканні пластини (а); поле швидкостей і температур у ламінарному (б) і турбулентному (в) граничних шарах

Місцевий коефіцієнт теплопередачі при ламінарному режимі течії визначається критеріальним рівнянням:

$$Nu_{x_{nom}} = 0,33 Re_{x_{nom}}^{0,5} Pr^{0,33} (Pr_{nom} / Pr_c)^{0,25} = \frac{\alpha x}{\lambda_{nom}}. \quad (2.38)$$

У цьому рівнянні величини мають такий зміст:

$$Re_{x_{nom}} = \frac{w_0 x}{\nu_{nom}}; Pr_{nom} = \frac{\nu_{nom}}{a_{nom}}; Pr_c = \frac{\nu_c}{a_c}.$$

Середній коефіцієнт теплопередачі визначається залежністю:

$$Nu_{l_{nom}} = 0,66 Re_{l_{nom}}^{0,5} Pr^{0,33} (Pr_{nom} / Pr_c)^{0,25}, \quad (2.39)$$

$$\text{де } Nu_{l_{nom}} = \frac{\bar{\alpha} l}{\lambda_{nom}}; Re_{l_{nom}} = \frac{w_0 l}{\nu_{nom}}.$$

У випадку турбулентного режиму течії місцевий і середній коефіцієнти теплопередачі визначаються критеріальними залежностями:

$$Nu_{x_{nom}} = 0,03 Re_{x_{nom}}^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{nom} / Pr_c)^{0,25}, \quad (2.40)$$

$$Nu_{l_{nom}} = 0,037 Re_{l_{nom}}^{0,8} Pr^{0,43} (Pr_{nom} / Pr_c)^{0,25}. \quad (2.41)$$

2.8. Теплопередача при течії рідини в трубах

2.8.1. Гідродинаміка процесу

У випадку вимушеної течії рідини в трубах можливі як ламінарний, так і турбулентний режими течії. Ламінарний режим відбувається при малих швидкостях течії, яким відповідають числа Рейнольдса $Re \leq 2 \cdot 10^3$. Числам у межах $2 \cdot 10^3 \leq Re \leq 10^4$ відповідає перехідний режим течії, а числам $Re \geq 10^4$ – турбулентний режим течії.

Кожному режиму течії відповідає характерний розподіл швидкостей по перерізу потоку. При ламінарному ізотермічному режимі характерний параболічний профіль розподілу швидкостей (рис. 2.7 а). При турбулентному режимі профіль розподілу швидкостей має вигляд зрізаної параболи (рис. 2.7 б) – біля стінки швидкості різко змінюються, а в середній частині – ядрі потоку – має пологий вигляд.

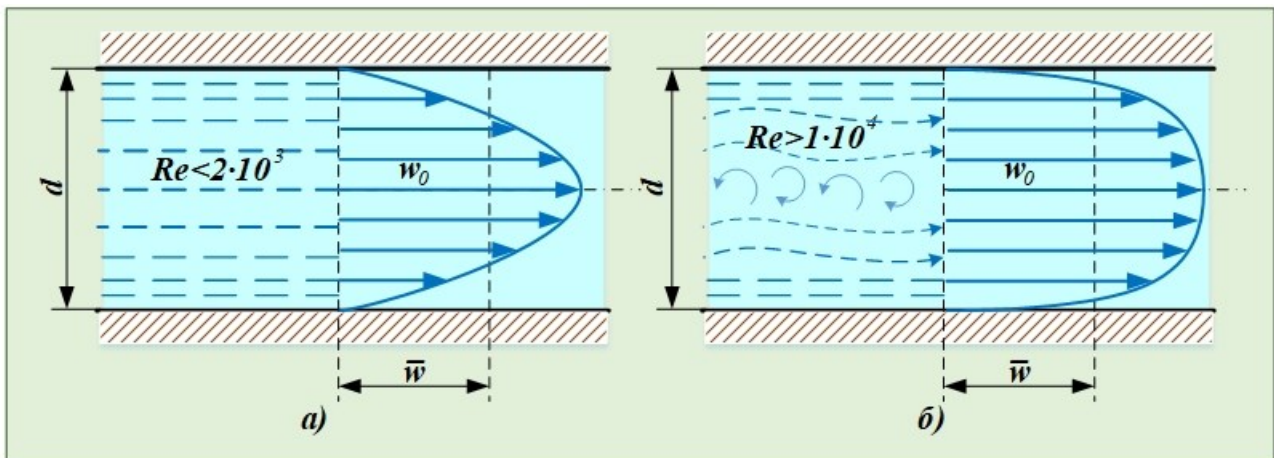


Рис. 2.7. Розподіл швидкостей по перерізу при ламінарному (а) і турбулентному (б) режимах руху рідини в трубі

Параболічний розподіл швидкостей описується залежністю:

$$w = w_0 (1 - y^2 / r^2), \quad (2.42)$$

де: w_0 – швидкість на вісі труби; w – швидкість на відстані y від вісі; r – радіус труби.

На практиці використовують середні значення швидкості потоку:

$$\bar{w} = \frac{1}{f} \int_f w df = \frac{V}{f}, \quad (2.43)$$

де: $\bar{w}$ – середня швидкість потоку; V – об’ємна витрата рідини; f – площа перерізу.

При ламінарному режимі течії відношення середньої швидкості до швидкості по вісі труби є постійним – $\bar{w}/w_0 = 0,5$.

У випадку турбулентного режиму течії відношення середньої швидкості до швидкості по вісі труби є функцією числа Re – $\bar{w}/w_0 = f(Re)$. Цю залежність показано на рис. 2.8.

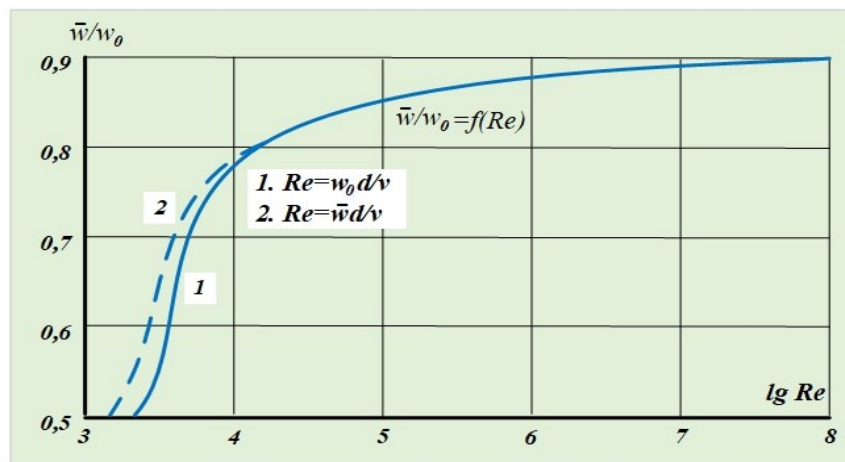


Рис. 2.8. Залежність $\bar{w}/w_0 = f(Re)$ при турбулентному руху рідини в трубі

Розглянуті залежності мають місце тільки для *гідродинамічно стабілізованого руху рідини*. Під час течії рідини в трубі стабілізація течії відбувається не відразу, а на деякій відстані від входу в трубу (рис. 2.9).

Якщо $Re = \bar{w}d/\nu < Re_{кр}$, то на довжині початкової ділянки стабілізації течія в граничному шарі буде ламінарною і довжина ділянки стабілізації буде дорівнювати:

$$l_H = 0,05d \cdot Re. \quad (2.44)$$

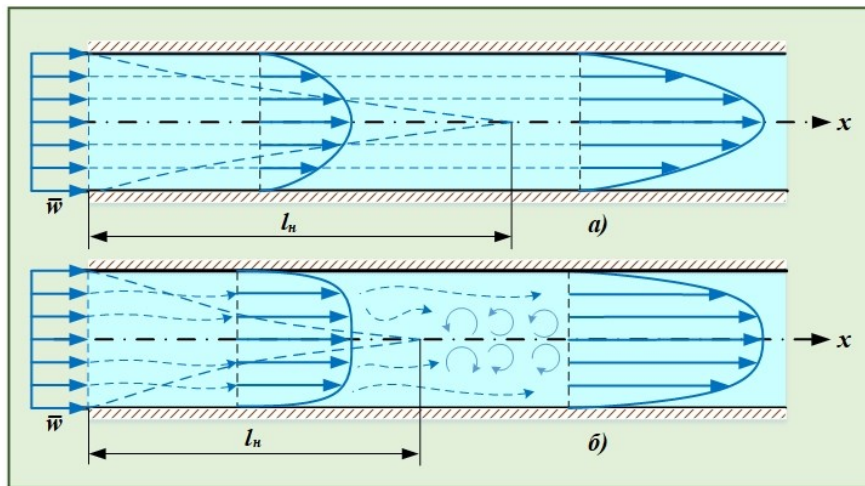


Рис. 2.9. Гідродинамічна стабілізація течії рідини в трубі
а) ламінарний режим; б) турбулентний режим

Якщо $Re > Re_{кр}$, то поблизу вхідного перерізу спочатку формується ламінарний граничний шар, який потім переходить у турбулентний. Після змикання турбулентних шарів устанавлюється стабілізована турбулентна течія рідини. Довжина ділянки стабілізації залежить від числа Re незначним чином і визначається наближеним співвідношенням:

$$l_n \approx 15d. \quad (2.45)$$

2.8.2. Теплопередача при ламінарному режимі течії

У випадку ламінарної течії перенесення теплоти від одного шару рідини до іншого по нормалі до стінки здійснюється за рахунок теплопровідності. Кожен шар має різну швидкість подовжнього руху, що впливає на процес теплообміну уздовж труби. На вхідному перерізі температура рідини є постійною і відрізняється від температури стінки труби. У міру руху потоку уздовж труби температура рідини поступово змінюється за рахунок теплообміну між рідиною і стінкою – спочатку в тонкому граничному шарі, в міру віддалення від вхідного перерізу в процесі теплообміну бере участь все більша частина потоку. На відстані $l_{н.т.}$ від входу теплові шари зникають і в процесі теплообміну бере участь весь потік рідини (рис. 2.10). Приблизно відстань $l_{н.т.}$ оцінюється залежністю:

$$l_{н.т.} \approx 0,05d \cdot Re Pr. \quad (2.46)$$

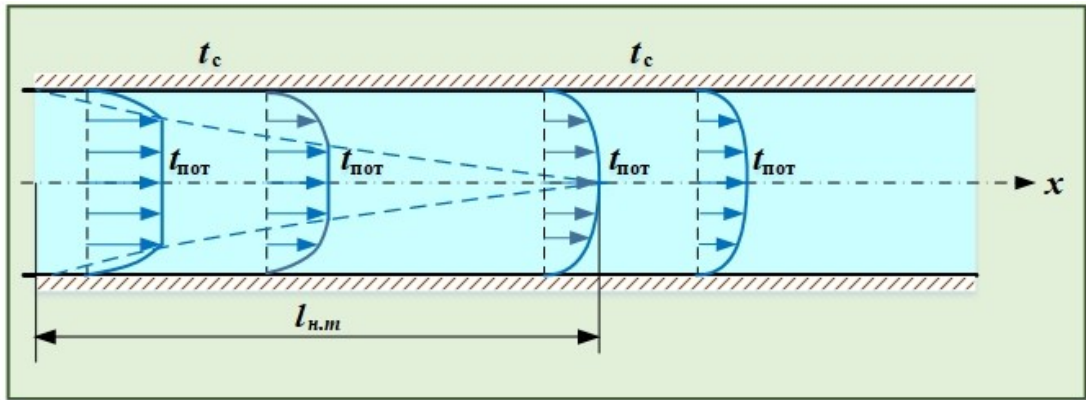


Рис. 2.10. Зміна розподілення температур по перерізам і довжині під час руху рідини в трубі

Теплопередача в трубах може відбуватися як при вимушеному, так і вільному характері конвекційних потоків, а якщо буде суттєвим вплив сил тяжіння, то можливе їх поєднання. Інтенсивність теплопередачі в цьому випадку характеризується коефіцієнтом теплопередачі:

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d} = \frac{Nu \cdot \lambda \cdot \Pi}{4F} (\text{Вт/м}^2 \cdot \text{град}), \quad (2.47)$$

де: λ ($\text{Вт/м} \cdot \text{град}$) – коефіцієнт теплопровідності рідини або газу; F – площа перерізу; Π – периметр каналу.

Розрахунок коефіцієнту теплопередачі зводиться до визначення числа Нуссельта, яке завдається критеріальним рівнянням конвективного теплообміну, що залежить від режиму течії і форми каналу. Для оцінювання впливу природньої конвекції на інтенсивність теплопередачі при ламінарному режимі використовують критерій Грасгофа:

$$Gr = \frac{g \beta d^3}{\nu^2} \Delta t = \frac{g \beta d^3}{\nu^2} (t_{nom} - t_c), \quad (2.48)$$

де: $g=9,81 \text{ м/с}^2$; β – температурний коефіцієнт об'ємного розширення, град^{-1} ; d – еквівалентний діаметр каналу, м; ν – кінематична в'язкість при середній температурі, $\text{м}^2/\text{с}$; Δt – середня температура рідини і стінки, $^{\circ}\text{C}$.

Якщо $Gr \geq 8 \cdot 10^5$, то коефіцієнт теплопередачі визначається за допомогою критеріального рівняння, яке враховує природну конвекцію:

$$Nu = 0,15 Re_{nom}^{0,33} Pr_{nom}^{0,43} Gr_{nom}^{0,1} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_L, \quad (2.49)$$

де: ε_L – коефіцієнт, який враховує зміну теплопередачі по довжині труби або каналу (табл. 2.1).

Таблиця 2.1

Значення коефіцієнта ε_L при ламінарному режимі течії

L/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
ε_L	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

Якщо $Gr < 8 \cdot 10^5$, то впливом природної конвекції можливо знехтувати, і розрахунок коефіцієнту теплопередачі виконують за допомогою критеріального рівняння:

$$Nu = 1,4 \left(Re_{nom} \cdot \frac{d}{L} \right)^{0,4} Pr_{nom}^{0,33} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (2.50)$$

2.8.3. Теплопередача при турбулентному режимі течії

Теплопередача при турбулентному режимі течії відбувається з інтенсивним перемішуванням шарів рідини і описується критеріальним рівнянням:

$$Nu = 0,021 Re_{nom}^{0,8} Pr_{nom}^{0,43} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_L. \quad (2.51)$$

Значення коефіцієнту ε_L для випадку турбулентного режиму течії рідини наведено у табл. 2.2.

Рівняння (2.51) є справедливим у діапазонах чисел Re : $10^4 \leq Re \leq 5 \cdot 10^6$ і $0,6 \leq Pr \leq 2500$.

Таблиця 2.2

Значення ε_L при турбулентному режимі течії

L/d	L/d								
Re	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,5	1,34	1,23	1,17	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,4	1,27	1,18	1,13	1,1	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,1	1,08	1,04	1,02	1
$1 \cdot 10^5$	1,28	1,22	1,15	1,1	1,08	1,06	1,03	1,02	1
$1 \cdot 10^6$	1,14	1,11	1,08	1,05	1,04	1,03	1,02	1,01	1

У випадку течії з тепловіддачею в каналі із заокругленнями і поворотами до критеріального рівняння додається множник – поправка на дію відцентрових сил:

$$\varepsilon_R = 1 + 1,77 \frac{d}{R}, \quad (2.52)$$

де R – радіус згину каналу.

2.8.4. Теплопередача при вільній конвекції в трубах і каналах

Теплообмін у випадку вільного руху рідини або газу відбувається унаслідок різниці щільностей нагрітих і холодних шарів. При цьому інтенсивність теплопередачі залежить від положення труби або каналу в просторі відносно сили тяжіння. Також на характер вільної конвекції впливають умови, в яких відбувається течія: в необмеженому просторі чи в обмеженому об'ємі.

Вільна конвекція в необмеженому просторі

Під *необмеженим* розуміють об'єм, розміри якого настільки великі, що місцеве теплове збурення не розповсюджується на весь об'єм.

Характерна схема вільного конвективного руху уздовж вертикальної гарячої труби або стінки показана на рис. 2.11. У нижньої частині стінки (ділянка II) в граничному шарі встановлюється ламінарний режим течії, товщина якого поступово збільшується в напрямку руху. Далі, на деякій відстані l_k від вхідного перерізу, ламінарний шар починає переходити спочатку в перехідний режим, і потім, на висоті h , встановлюється турбулентний режим течії. Унаслідок цього впритул до поверхні стінки формується в'язкий підшар.

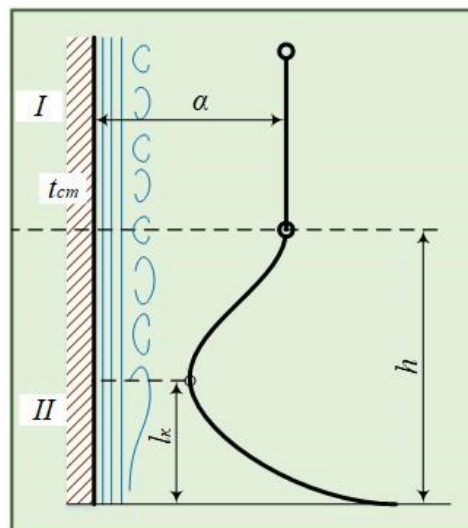


Рис. 2.11. Зміна коефіцієнту теплопередачі по висоті стінки у випадку вільного конвективного руху середовища

Коефіцієнт теплопередачі α змінюється відповідно до характеру вільної течії рідини:

– в області ламінарного режиму течії ($10^3 \leq Gr Pr \leq 10^9$) він зменшується завдяки збільшенню товщини ламінарного шару. Конвективний теплообмін підпорядковується наступній залежності у вигляді критеріального рівняння:

$$\overline{Nu}_{nom} = 0,76 (Gr Pr)_{nom}^{0,25} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_{cm}} \right)^{0,25}; \quad (2.53)$$

– в області перехідного режиму течії коефіцієнт поступово збільшується і в області турбулентної течії ($Gr Pr \geq 10^9$) набуває сталого значення. Рівняння подібності при цьому має вигляд:

$$\overline{Nu}_{nom} = 0,15 (Gr Pr)_{nom}^{0,33} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_{cm}} \right)^{0,25}. \quad (2.54)$$

Перехід від ламінарного режиму течії до турбулентного починається на відстані l_k від початку поверхні, по якій тече рідина.

Для повітря ця відстань дорівнює:

$$l_k = \frac{1,89}{(\Delta t)^{1/3}}, \quad (2.55)$$

де Δt – різниця між температурами стінки і повітря, що її омиває.

У випадку *горизонтального каналу* інтенсивність теплопередачі залежить від комплексу $GrPr$ (числа Релея – $Ra = GrPr$):

– при $10^3 \leq Gr Pr \leq 10^9$ середня теплопередача від поверхні горизонтальних труб і каналів описується за допомогою критеріального рівняння, яке має вигляд:

$$Nu_{Lnom} = 0,5 (Gr_{dnom} Pr_{nom})^{0,25} \left(\frac{Pr_{nom}}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (2.53)$$

Як характерний (визначальний) розмір для горизонтальних труб використовується зовнішній діаметр.

Вільна конвекція в обмеженому просторі

В обмеженому просторі характер руху вільного конвективного потоку речовини залежить від низки параметрів:

- температурного стану поверхонь;
- напрямку підведення тепла;
- форми та розміру простору, в якому відбувається рух речовини.

Характерні види циркуляції рідини в обмеженому просторі показані на рис. 2.12.

У вертикальних каналах характер циркуляції залежить від відстані δ між стінками каналу наступним чином :

- у широких каналах (рис. 2.12 а) висхідні й низхідні потоки рухаються без перешкод і не впливають один на одного;
- у вузьких каналах (рис. 2.12 б) висхідні й низхідні потоки створюють взаємні перешкоди, в результаті чого виникають циркуляційні контури, розміри яких залежать від різниці температур і ширини каналу.

У горизонтальних каналах характер руху рідини залежить, по-перше, від положення нагрітих і холодних поверхонь:

- при верхньому розташуванні нагрітої поверхні циркуляція буде відсутня (рис. 2.12 в);
- при нижньому розташуванні нагрітої поверхні виникають висхідні й низхідні потоки, що чергуються (рис. 2.12 г).

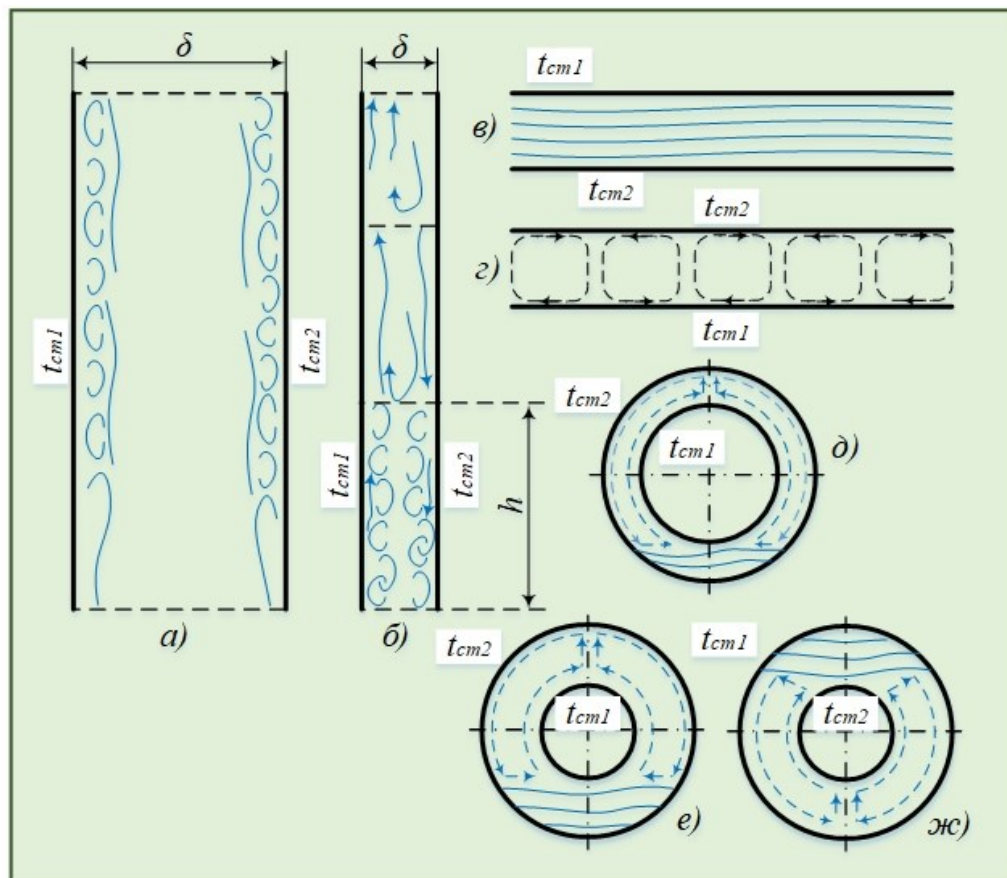


Рис. 2.12. Види циркуляції рідини в обмеженому просторі

По-друге, в горизонтальних циліндричних каналах характер циркуляції залежить від положення нагрітих і холодних поверхонь і співвідношення їх діаметрів:

- у випадку порівняно невеликого співвідношення діаметрів каналів і підведення тепла від внутрішньої поверхні до теплоносія – рис. 2.12 д;
- при великому співвідношенні діаметрів каналів і підведенні тепла від внутрішньої поверхні до теплоносія – рис. 2.12 е;

– при великому співвідношенні діаметрів каналів і підведенні тепла від зовнішньої поверхні до теплоносія – рис. 2.12 ж.

Унаслідок складності процесів, які відбуваються в обмеженому замкнутому просторі, неможливо визначити коефіцієнт з урахуванням особливостей циркуляції. Тому на практиці використовують коефіцієнт еквівалентної теплопровідності:

$$\lambda_{екв} = \varepsilon_{\kappa} \lambda, \quad (2.54)$$

де: ε_{κ} – поправний коефіцієнт, що враховує вільну конвекцію (залежить від числа $Ra = Gr Pr$); λ – теплопровідність середовища (рідини).

Для $Ra > 10^3$ поправний коефіцієнт дорівнює:

$$\varepsilon_{\kappa} = 0,18 Ra^{0,25}. \quad (2.55)$$

Як характерний лінійний розмір приймають товщину прошарку δ , а як визначальну температуру – середню температуру рідини $t_{жс} = 0,5(t_{cm1} + t_{cm2})$.

Для плоского каналу щільність теплового потоку буде визначатись за формулою:

$$q = \lambda_{екв} \frac{(t_{cm1} - t_{cm2})}{\delta}. \quad (2.56)$$

2.9. Особливості теплопередачі при руху газу з високою швидкістю

У випадку руху рідини або газу з високою швидкістю біля твердої поверхні завдяки дії сил внутрішнього тертя відбувається виділення тепла, що веде до виникнення особливостей у процесі теплообміну. Завдяки в'язкому тертю частина механічної енергії переходить у теплову, що веде до розігрівання потоку. Цей процес називається дисипацією енергії руху, яку необхідно враховувати при високих швидкостях руху середовища.

Найбільше значення сили внутрішнього тертя мають у пристінковому шарі, де виділяється найбільша кількість тепла, в результаті чого температура цього шару помітно збільшується.

Якщо поверхня тіла теплоізована і перенесення тепла через неї відсутнє, то поверхня буде мати більш високу температуру t_p , яку називають **адіабатичною**:

$$t_p = t_{nom} + r \frac{w^2}{2c_p}, \quad (2.57)$$

де: t_{nom} – температура потоку на віддаленні від поверхні; r – коефіцієнт відновлювання температури, який характеризує співвідношення між інтенсивністю виділення теплоти і інтенсивністю відведення теплоти з пристінкового шару в ядро потоку; w – швидкість потоку на віддаленні від поверхні; c_p – питома теплоємність.

Розподіл температур у граничному шарі при високих швидкостях потоку показано на рис. 2.13.

У випадку відсутності теплообміну (рис. 2.13 1) температура поверхні $t_{cm} = t_p$ і градієнт температури дорівнює нулю, а теплота, яка виділяється в граничному шарі, відводиться усередину потоку за рахунок конвекції і теплопровідності.

При $t_{cm} > t_p$ (рис. 2.13 2) теплота передається від стінки в потік. У випадку, коли $t_{cm} < t_p$, має місце передавання теплоти від потоку до стінки (3', 3''), і тоді відведення теплоти через поверхню можливо не тільки, коли температура поверхні нижче температури набігаючого потоку ($t_{cm} < t_p$), але і в тому випадку, коли температура поверхні вище температури набігаючого потоку.

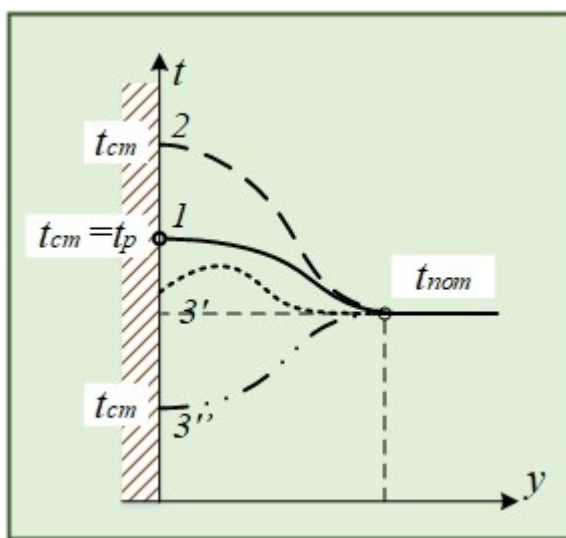


Рис. 2.13. Розподіл температур у граничному шарі при високих швидкостях руху потоку:
1 – при відсутності теплообміну; 2 – при нагріві потоку;
3', 3'' – при охолодженні потоку

Випадок, коли $t_{cm} > t_p$ – крива 3' на рис. 2.13. Через поверхню в основному відбувається відведення теплоти, яка виділяється в граничному шарі за рахунок дисипації енергії.

Для теплообміну при високих швидкостях визначальне значення має різниця температур $t_{cm} - t_p$, що і є основною особливістю теплообміну в потоках, які рухаються з великими швидкостями.

Коефіцієнт теплопередачі α визначається як відношення щільності теплового потоку q до різниці температур $t_{cm} - t_p$:

$$\alpha = \frac{q}{t_{cm} - t_p}. \quad (2.58)$$

Усі розрахункові формули для опису процесу теплопередачі при низьких швидкостях можна використовувати для потоків, які рухаються з великими швидкостями. У цьому випадку задача зводиться до визначення адіабатної температури (2.57). Коефіцієнт відновлювання температури r залежить від характеру обтікання поверхні і числа Рейнольдса (рис. 2.14).

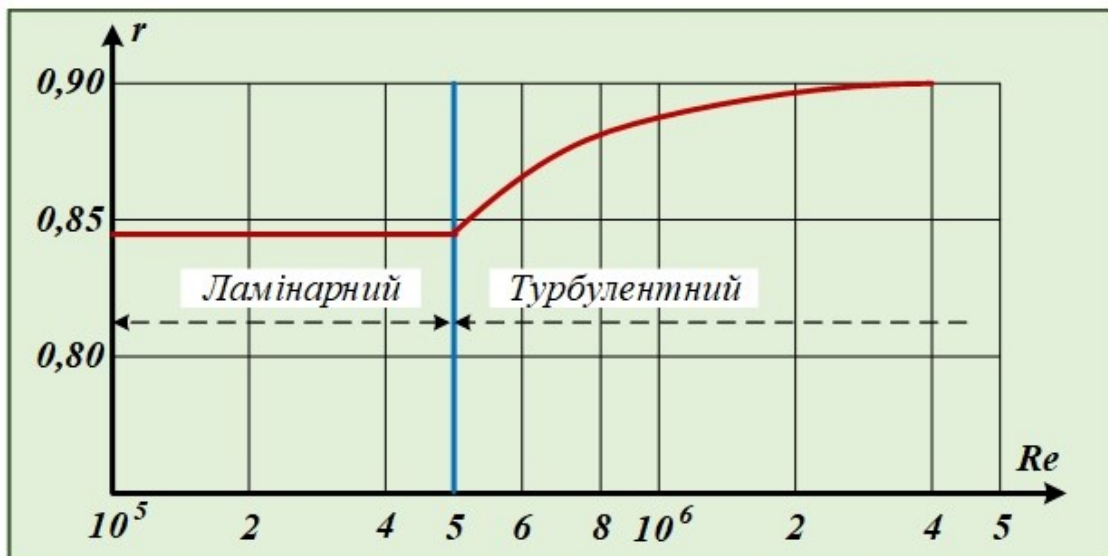


Рис. 2.14. Коефіцієнт відновлювання температури при повздовжньому обтіканні пластини

Як видно зі співвідношення (2.57), різниця між адіабатною температурою і температурою потоку збільшується пропорційно до квадрату швидкості течії. При швидкостях 50–100 м/с різниця температур досягає декількох градусів, а при $w > 100$ м/с ця різниця швидко зростає і може досягати десятків, сотень і навіть тисяч градусів.

На практиці теплообмін на високих швидкостях відбувається під час течії газових потоків у турбінах і соплах двигунів, а також при польотах літальних апаратів в атмосфері з надзвуковими і гіперзвуковими швидкостями. Для краплинних рідин прикладом значного проявлення ефекту дисипації енергії може бути процес розігріву рідкого мастила у високошвидкісних вальницях (підшипниках).

Особливості високошвидкісної течії також проявляються при різких змінах тиску і швидкості – наприклад, при гальмуванні потоку біля нерухомої перешкоди.

У випадку **нестисливої рідини** кінетична енергія потоку $w^2/2$ повністю переходить в енергію тиску p/ρ , тоді як внутрішня енергія рідини $c_v t$ і її температура залишаються незмінними.

Гази, на відміну від краплинної рідини, є **стисливими**, їх густина суттєво залежить від температури і тиску. Тому частина кінетичної енергії витрачається на збільшення енергії тиску, а інша частина – на підвищення внутрішньої енергії газу $c_v(t_0 - t)$:

$$\frac{w^2}{2} = \left(\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p}{\rho} \right) + c_v(t_0 - t). \quad (2.59)$$

Вираз $\frac{p}{\rho} + c_v t = i$ являє собою ентальпію, або $i = c_p t$. Тоді рівняння балансу енергії (2.56) набуває вигляду $\frac{w^2}{2} = c_p(t_0 - t)$. Звідки:

$$t_0 = t + \frac{w^2}{2c_p}. \quad (2.60)$$

Температура t_0 є температурою гальмування потоку, яка встановлюється у загальмованому шарі газу біля поверхні стінки. Якщо $t_{cm} > t_0$, то передавання теплоти відбувається від стінки до газу, а при $t_{cm} < t_0$ напрямок теплового потоку буде зворотним.

При гальмуванні газу підвищення тиску визначається за формулою:

$$\frac{p_0}{\rho_0} - \frac{p}{\rho} = \frac{k-1}{k} \cdot \frac{w^2}{2}; \left(k = \frac{c_p}{c_v} \right). \quad (2.61)$$

Процеси, які відбуваються у високошвидкісних газових потоках, впливають на параметри, що визначають процес течії газу в трубах і соплах. У надзвукових потоках значні перепади температур викликають зміну густини газу і його теплофізичних властивостей по товщині граничного шару і не є сталими.

Контрольні питання

1. Напишіть формулу Ньютона для конвективного теплообміну в турбулентному граничному шарі.
2. Укажіть умови подібності фізичних процесів.
3. Якими критеріями характеризується гідромеханічна подібність?
4. Якими критеріями характеризується теплова подібність?

5. Дайте визначення наступних показників теплофізичних властивостей теплоносіїв: коефіцієнту динамічної і кінематичної в'язкості, коефіцієнту стискання, температурного коефіцієнту об'ємного розширення.
6. Поясніть, від яких чинників залежить значення числа Грасгофа.
7. Поясніть, від яких чинників залежить значення числа Рейнольдса.
8. Поясніть, від яких чинників залежить значення числа Прандтля.
9. Поясніть, від яких чинників залежить значення числа Нуссельта.
10. Опишіть механізм передавання тепла теплопровідністю в газах.
11. Напишіть критеріальне рівняння для визначення середнього коефіцієнта теплопередачі при ламінарному режимі течії.
12. Напишіть критеріальне рівняння для визначення середнього коефіцієнта теплопередачі при турбулентному режимі течії.

РОЗДІЛ 3

ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ

3.1. Основні поняття і закони теплового випромінювання

Випромінювання, або радіація – це утворення і розповсюдження електромагнітних хвиль будь-якого виду. Залежно від довжини хвилі коливань λ розрізняють γ променеве випромінювання таких видів: рентгенівське, ультрафіолетове, інфрачервоне (теплове) і світлове (видиме). Теплопередача здійснюється *інфрачервоним (тепловим)* випромінюванням, енергія якого повністю або частково витрачається на збільшення внутрішньої енергії тіла. Довжина хвиль інфрачервоного випромінювання – 0,8–800 мкм.

Будь-яке тіло, температура якого вище абсолютного нуля, спроможне випромінювати енергію в простір, тобто випромінювати на тіла, що його оточують, і знаходиться під дією променів оточуючих тіл. Більшість твердих і рідких тіл має безперервний, тобто суцільний спектр випромінювання.

Променистим (інтегральним, або повним) потоком випромінювання називається відношення променистої енергії до часу випромінювання:

$$\Phi = \frac{\delta Q}{d\tau} (Bm), \quad (3.1)$$

де: Q – енергія випромінювання, Дж; τ – час, с.

Променистий потік, який існує у вузькому діапазоні довжин хвиль, називається *потокм монохроматичного випромінювання*:

$$\Phi_{\lambda} = \frac{\delta Q_{\lambda}}{d\tau}. \quad (3.2)$$

Інтегральний потік, який випромінюється з одиниці поверхні, називається *поверхневою щільністю потоку інтегрального випромінювання (випромінюваність)*:

$$E = \frac{\delta \Phi}{dF} (Bm/m^2). \quad (3.3)$$

Якщо на поверхню тіла падає теплове випромінювання з енергією Q_0 (рис. 3.1), то частина енергії Q_R відбивається, частина Q_D проходить скрізь тіло, а частина Q_A поглинається тілом. Теплове випромінювання, яке було поглинено тілом, іде на збільшення внутрішньої енергії, в результаті чого тіло нагрівається.

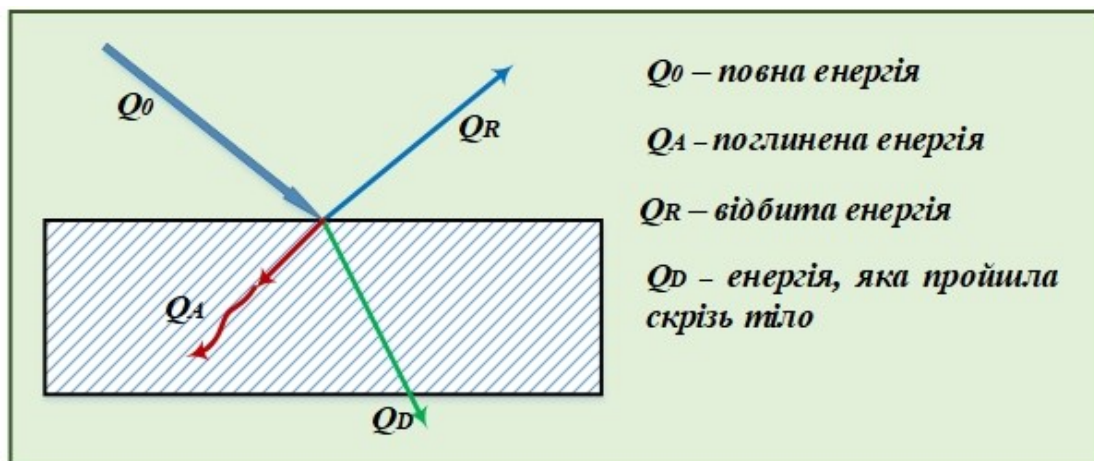


Рис. 3.1. Схема розподілення променевої енергії, що падає на тіло

Рівняння балансу енергій у цьому випадку буде таким:

$$Q_0 = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (3.4)$$

Поділивши обидві частини на Q_0 , отримуємо формулу:

$$\frac{Q_A}{Q_0} + \frac{Q_R}{Q_0} + \frac{Q_D}{Q_0} = 1, \text{ або } A + R + D = 1, \quad (3.5)$$

де: $A = \frac{Q_A}{Q_0}$ – коефіцієнт поглинання; $R = \frac{Q_R}{Q_0}$ – коефіцієнт відбиття;
 $D = \frac{Q_D}{Q_0}$ – коефіцієнт пропускання.

Якщо ці коефіцієнти залежать від довжини хвилі, то вираз (3.5) набуде вигляду:

$$A_\lambda + R_\lambda + D_\lambda = 1. \quad (3.6)$$

Якщо $A=1$ ($R=D=0$), то тіло поглинає усе випромінювання, що падає на нього, незалежно від довжини хвилі і кута падіння. Таке тіло називається *чорним тілом*, або *повним випромінювачем*.

Якщо $R=1$ ($A=D=0$), то випромінювання, що падає на нього, повністю відбивається. Якщо поверхня цього тіла шорстка, то відбиття теплової енергії має дифузний (розсіяний) характер, і тіло називається *білим*. Якщо поверхня гладка і відбиття відповідає законам геометричної оптики, то тіло називається *дзеркальним*.

У випадку коли $D=1$ ($R=A=0$), то тіло є непроникливим для теплових промінів, тобто *діатермічним*.

Більшість твердих тіл і рідин для теплових промінів практично непроникливі, тобто атермічні, для них $D=0$, $A+R=1$.

Деякі тіла мають по відношенню до променів означеної довжини коливань одні властивості, а по відношенню до інших довжин коливань – інші властивості.

Гази, особливо розріджені, мають так званий лінійчатий спектр, тобто поглинають і випромінюють промені визначеної довжини хвиль. Така властивість називається **селективним** (вибірковим) поглинанням і випромінюванням. У цьому випадку використовують поняття *спектральної щільності потоку випромінювання* (спектральної випромінюваності):

$$E_{\lambda} = \frac{\delta E}{d\lambda} (\text{Вт}/\text{м}^2). \quad (3.7)$$

3.1.1. Закон поглинання

Якщо на тіло товщиною l падає променевий потік (рис. 3.2), то при проходженні крізь тіло він зменшується за експоненціальним законом:

$$\Phi_e = \Phi_0 e^{-bl}, \quad (3.8)$$

де b – показник поглинання, який залежить від довжини хвилі випромінювання і фізичних властивостей тіла.

Між спектральним коефіцієнтом поглинання A_{λ} і спектральним показником поглинання існує зв'язок, який описується наступною формулою:

$$A_{\lambda} = 1 - \frac{\Phi_e}{\Phi_0} = 1 - e^{-bl}. \quad (3.9)$$

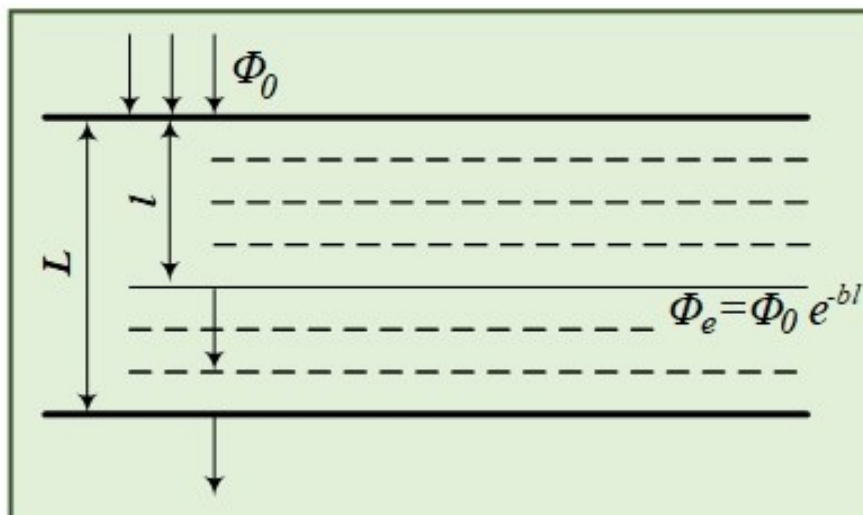


Рис. 3.2. Схема поглинання тілом променевої енергії

Коефіцієнт поглинання залежить як від фізичних властивостей тіла, так і від його форми, розмірів і стану поверхні.

3.1.2. Основні закони випромінювання, сірі тіла

1. Закон Планка – виражає залежність спектральної випромінюваності чорного тіла $E_{0\lambda}(\lambda, T)$ від довжини хвилі λ і температури T :

$$E_{0\lambda} = \frac{\partial E_0(\lambda, T)}{\partial \lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1} \left(\text{Вт/м}^2 \right), \quad (3.10)$$

де: T – термодинамічна температура, К; C_1, C_2 – константи, які мають наступні значення:

$$C_1 = 2\pi h c^2 \approx 3,7415 \cdot 10^{-16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^2;$$
$$C_2 = hc/k \approx 1,4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К},$$

де: $h \approx 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ – стала Планка; $c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$ – швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль; $k \approx 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$ – стала Больцмана.

Із закону Планка випливає, що $E_{0\lambda}(\lambda, T) = 0$ при $T=0$, або при $\lambda=0$ і $\lambda \rightarrow \infty$ при $T \neq 0$.

Отже, чорне тіло має безперервний спектр випромінювання, тобто випромінює за будь-якої температури ($T > 0$) промені усіх довжин хвиль.

2. Закон Стефана-Больцмана: випромінюваність чорного тіла прямо пропорційна до його термодинамічної температури в четвертому ступені:

$$E_0 = \sigma T^4 \left(\text{Вт/м}^2 \right), \quad (3.11)$$

де: E_0 – випромінюваність чорного тіла; $\sigma = 5,6703 \cdot 10^{-8} \left(\text{Вт/м}^2 \text{К}^4 \right)$ – стала Стефана-Больцмана; T – термодинамічна температура.

Закон Стефана-Больцмана в більш зручній формі:

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (3.12)$$

де $C_0 = 5,67 \left(\text{Вт/м}^2 \text{Т}^4 \right)$ – коефіцієнт випромінювання чорного тіла.

3. *Сіре тіло*. Сірим називається неселективний (тобто який має широкий спектр випромінювання) тепловий випромінювач, який здатний випромінювати суцільний спектр, зі спектральною випромінюваністю E_{λ} для хвиль усіх довжин і при усіх температурах, які становлять незмінну долю від спектральної випромінюваності $E_{0\lambda}$ чорного тіла:

$$E_{\lambda}/E_{0\lambda} = \varepsilon = \text{const}, \quad (3.13)$$

де: ε – коефіцієнт випромінювання чорного тіла: $\varepsilon = 1$ – для чорного тіла, $\varepsilon < 1$ – для сірого тіла (не залежить від температури і довжини хвилі).

Випромінюваність сірого тіла:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (3.14)$$

Коефіцієнт $C = \varepsilon C_0$ являє собою коефіцієнт випромінювання сірого тіла.

Криві розподілення спектральних випромінюваностей абсолютно чорного тіла ($\varepsilon = 1$) і сірого тіла ($\varepsilon = 0,25$; $\varepsilon = 0,5$) показано на рис. 3.3.

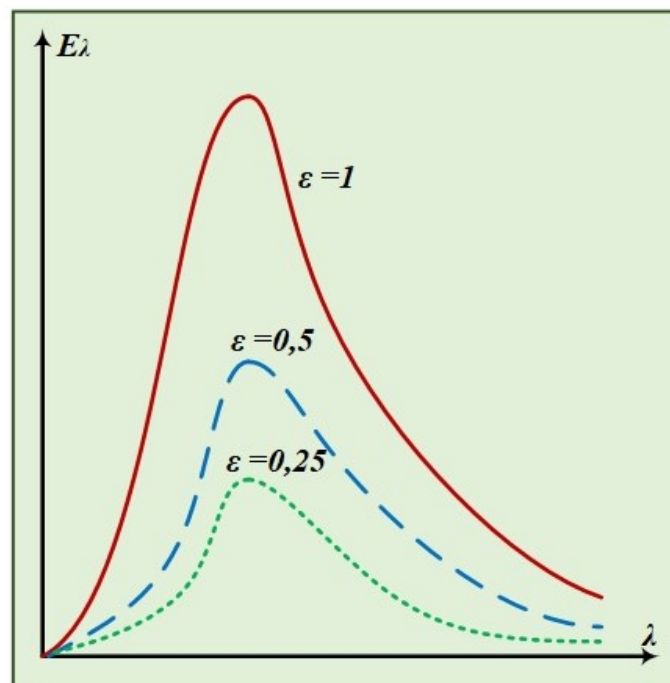


Рис. 3.3. Криві розподілення спектральної випромінюваності чорного і сірого тіл за довжиною хвиль

3.2. Теплообмін випромінюванням між плоскими стінками і в просторі

3.2.1. Закон Кірхгофа, теплообмін випромінюванням між двома тілами

Закон Кірхгофа

Закон Кірхгофа встановлює залежність між випромінюваністю і коефіцієнтом поглинання сірого тіла.

Розглянемо два паралельні сірі тіла нескінченної протяжності з плоскими поверхнями. Площа кожного з цих тіл дорівнює F (рис. 3.4). Припус-

тимо, що коефіцієнти пропускання тіл $D_1=D_2=0$, між поверхнями знаходиться теплопрозоре середовище. Показник випромінюваності, коефіцієнти поглинання, відбиття і температури поверхонь тіл позначено як E_1, A_1, R_1, T_1 і E_2, A_2, R_2, T_2 відповідно.

Потік променевої енергії від поверхні 1 до поверхні 2 дорівнює $\Phi_{1-2} = E_1 \cdot F$, з якої частина $E_1 A_2 F$ поглинається на поверхні 2, а частина $E_1 R_2 F$ відбивається зворотно на поверхню 1. З відбитого потоку $E_1 R_2 F$ поверхня 1 поглинає $E_1 A_1 R_2 F$ і відбиває $E_1 R_1 R_2 F$. Поверхня 2 з потоку $E_1 R_1 R_2 F$ знову поглинає $E_1 R_1 R_2 A_2 F$ і відбиває $E_1 R_1 R_2^2 F$ і так далі. Аналогічно відбувається передавання променевої енергії потоком $\Phi_{2-1} = E_2 \cdot F$ від поверхні 2 до поверхні 1.

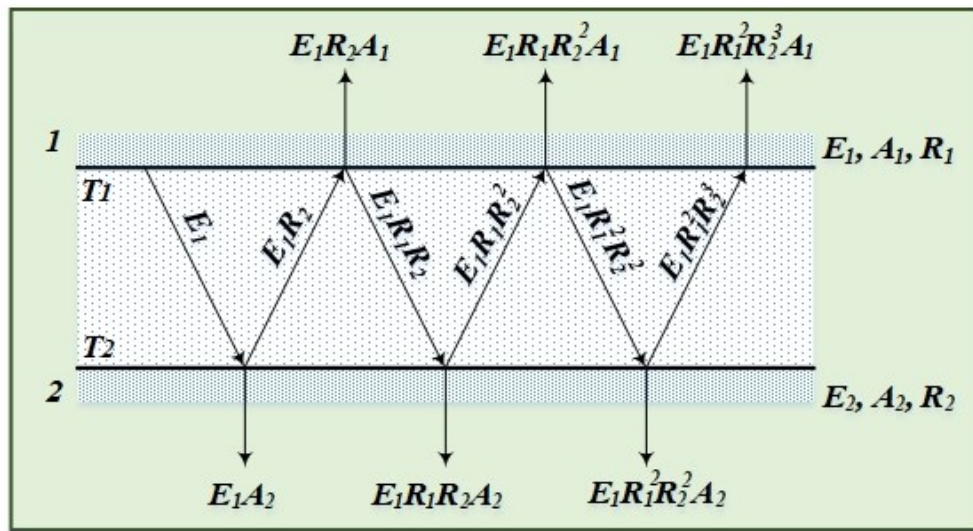


Рис. 3.4. До виведення закону Кірхгофа

У підсумку, потік променевої енергії, що поглинула поверхня 2 і було віддано поверхню 1, буде дорівнювати:

$$\Phi_{1-2} = E_1 A_2 (1 + R_1 R_2 + R_1^2 R_2^2 + \dots) \cdot F = \frac{E_1 A_2 F}{1 - R_1 R_2}. \quad (3.15)$$

Потік променевої енергії, яку поглинула поверхня 1 і віддано поверхню 2, дорівнює:

$$\Phi_{2-1} = E_2 A_1 (1 + R_1 R_2 + R_1^2 R_2^2 + \dots) \cdot F = \frac{E_2 A_1 F}{1 - R_1 R_2}. \quad (3.16)$$

Тоді потік променевої енергії, який передано від поверхні 1 до поверхні 2, дорівнює різниці цих потоків:

$$\Phi = \Phi_{1-2} - \Phi_{2-1} = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{1 - R_1 R_2} \cdot F. \quad (3.17)$$

Отриманий вираз використовується при усіх значеннях температур T_1 і T_2 , в тому числі при $T_1 = T_2$, тобто коли система знаходиться в стані динамічної теплової рівноваги. Тоді, спираючись на другий закон термодинаміки, отримаємо рівність $\Phi_{1-2} = \Phi_{2-1}$. Відповідно буде справедливим вираз:

$$E_1 A_2 = E_2 A_1, \text{ або } \frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \text{const}. \quad (3.18)$$

Припустивши, що поверхня 2 чорна, отримуємо наступні рівності: $E_2 = E_0$ і $A_2 = A_0 = 1$. Приймаючи, що $E_1 = E$ і $A_1 = A$, отримуємо вираз закону Кірхгофа:

$$\frac{E}{A} = E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (3.19)$$

Відношення випромінюваності тіла до його коефіцієнту поглинання для всіх сірих тіл, які мають однакову температуру, є постійною величиною і дорівнює випромінюваності чорного тіла за тієї ж температури.

Теплообмін випромінюванням між плоскими стінками

Розглянемо теплообмін випромінюванням між двома паралельними сірими поверхнями, площа кожної з яких F . Відстань між поверхнями є малою порівняно з їх висотою і шириною. Перша поверхня має наступні параметри: температура – T_1 , коефіцієнт випромінювання – C_1 , коефіцієнт поглинання – A_1 . Параметри другої поверхні – T_2 , C_2 , A_2 відповідно. Уявивши, що $T_1 > T_2$, а довкілля є діатермічним, отримуємо вираз для променевого потоку, що був переданий від 1-ї поверхні до 2-ї в результаті теплообміну:

$$\Phi = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{1 - R_1 R_2} \cdot F. \quad (3.20)$$

Тоді поверхнева щільність променевого потоку буде визначатись за формулою:

$$q = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{1 - R_1 R_2}. \quad (3.21)$$

Знаменник в обох виразах можна записати таким чином:

$$1 - R_1 R_2 = 1 - (1 - A_1)(1 - A_2) = A_1 + A_2 - A_1 A_2. \quad (3.22)$$

Тоді, підставивши (3.22) в (3.21), отримуємо:

$$q = \frac{E_1 A_2 - E_2 A_1}{A_1 + A_2 - A_1 A_2}. \quad (3.23)$$

Відповідно до (3.19): $E_1 = C_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4$ і $E_2 = C_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4$, з урахуванням, що для сірого тіла $A = \varepsilon = \frac{C}{C_0}$, отримаємо:

$$q = \frac{C_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 \cdot \frac{C_2}{C_0} - C_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \cdot \frac{C_1}{C_0}}{\frac{C_1}{C_0} + \frac{C_2}{C_0} - \frac{C_1 C_2}{C_0}}. \quad (3.24)$$

Поділивши чисельник і знаменник (3.24) на $\frac{C_1 C_2}{C_0}$, отримаємо кінцеву формулу:

$$q = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (3.25)$$

де $C_{np} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}$ – приведений коефіцієнт випромінювання.

З отриманих виразів зробимо наступний висновок: поверхнева щільність сумарного променистого потоку між двома паралельними поверхнями дорівнює добутку зведеного коефіцієнту випромінювання і різниці термодинамічних температур у четвертих ступенях.

3.2.2. Теплообмін випромінюванням у замкнутому просторі

Розглянемо систему з двох тіл, які утворюють замкнену систему, в якій тіла обмінюються теплом за допомогою променевого теплообміну (рис. 3.5).

Тіло I, яке має температуру T_1 , площу зовнішньої поверхні F_1 , коефіцієнт випромінювання C_1 і коефіцієнт поглинання A_1 , оточено тілом II з температурою T_2 , площею F_2 , коефіцієнтом випромінювання C_2 і коефіцієнтом поглинання A_2 .

Оскільки $A_1 \neq A_2$, то будемо розглядати не поверхневі щільності променевого потоків, а променеві потоки безпосередньо.

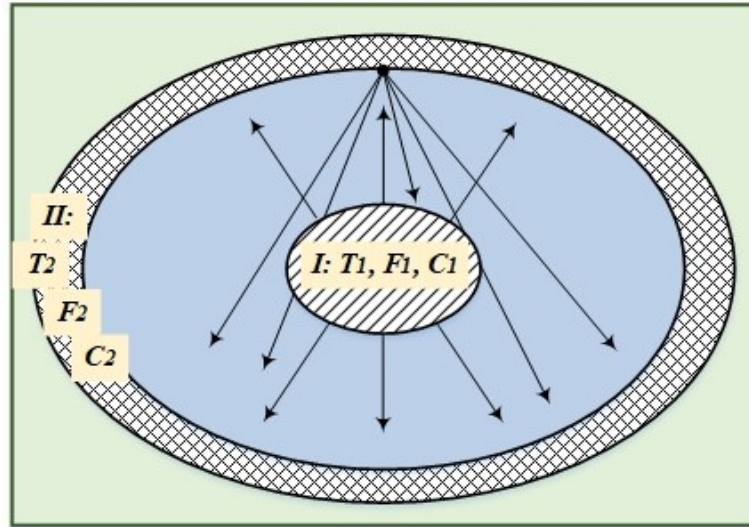


Рис. 3.5. Схема променевого теплообміну між тілами в замкненому просторі

У випадку теплообміну між тілами відбувається передавання променевого потоку:

$$\Phi_{12} = \Phi_1 - \varphi_{21}\Phi_2, \quad (3.26)$$

де φ_{12} – середній кутовий коефіцієнт випромінювання, який показує ту долю теплового потоку Φ_2 , яка падає на поверхню тіла I.

Частина променевого потоку $(1 - \varphi_{21})\Phi_2$ падає на свою ж поверхню тіла II, проминаючи поверхню тіла I. При цьому променевий потік тіла I складається з власного потоку $\Phi'_1 = E_1 F_1$ і тієї частини променевого потоку від тіла II, яку відбиває тіло I:

$$\Phi_1 = E_1 F_1 + (1 - A_1)\varphi_{21}\Phi_2. \quad (3.27)$$

У свою чергу, променевий потік II складається з потоку власного випромінювання $\Phi'_2 = E_2 F_2$, відбитої частини потоку Φ_1 і відбитої частини потоку $(1 - \varphi_{21})\Phi_2$ від самого другого тіла:

$$\Phi_2 = E_2 F_2 + (1 - A_2)\Phi_1 + (1 - A_1)(1 - \varphi_{21})\Phi_2. \quad (3.28)$$

Рівняння (3.27) і (3.28) являють собою систему рівнянь, рішення якої відносно Φ_1 і Φ_2 має вигляд:

$$\begin{cases} \Phi_1 = \frac{E_1 F_1 [A_2 + (1 - A_2) \varphi_{21} + E_2 F_2 (1 - A_1)]}{A_2 + A_1 (1 - A_2) \varphi_{21}} \\ \Phi_2 = \frac{E_2 F_2 + E_1 F_1 (1 - A_2)}{A_2 + A_1 (1 - A_2) \varphi_{21}} \end{cases} . \quad (3.29)$$

Підставивши ці значення в (3.26), отримуємо:

$$\Phi_{12} = \frac{E_1 A_2 F_1 - \varphi_{21} E_2 A_1 F_2}{A_2 + A_1 (1 - A_2) \varphi_{21}} . \quad (3.30)$$

Використовуючи закон Стефана-Больцмана, замінимо випромінюваності E_1 і E_2 , і враховуючи, що для сірих тіл $A = C/C_0$, після перетворень отримуємо формулу:

$$\Phi_{12} = \frac{C_0 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 F_1 - \varphi_{21} \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 F_2 \right]}{\frac{1}{A_1} + \varphi_{21} \left(\frac{1}{A_2} - 1 \right)} . \quad (3.31)$$

В отриманому виразі невідомим є середній кутовий коефіцієнт випромінювання φ_{21} , який можна визначити з рівності температур обох тіл. Тоді можна написати $F_1 - \varphi_{21} F_2 = 0$ і $\varphi_{21} = \frac{F_1}{F_2}$. Підставивши отримане значення в (3.31) остаточно отримуємо:

$$\Phi_{12} = \frac{C_{12}}{\left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot F_1} , \quad (3.32)$$

де $C_{12} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0} \right)}$ - приведений коефіцієнт випромінювання системи.

3.3. Вплив екранів на теплообмін випромінюванням

Для зменшення променевого потоку під час теплообміну випромінюванням між тілами використовуються екрани, які являють собою тонкос-

тінні листи, що розміщуються між поверхнями. Одне тіло випромінює тепло, а інше необхідно захистити від випромінювання.

Систему плоских і паралельних тіл, розділених екраном, які характеризуються температурою T_E і коефіцієнтом випромінювання C_E , показано на рис. 3.6.

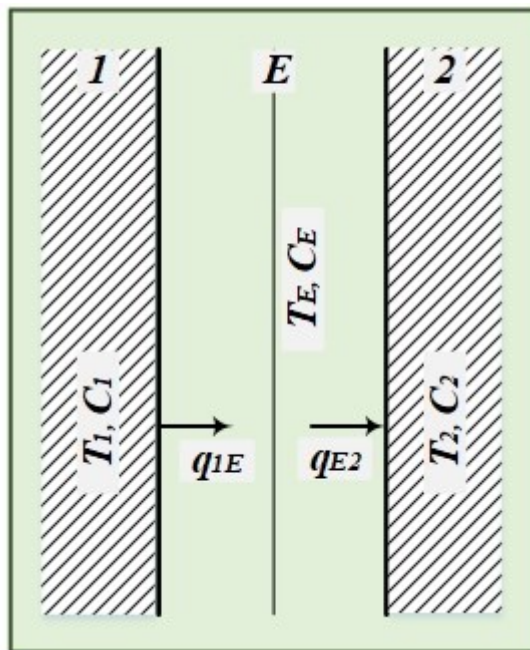


Рис. 3.6. Теплообмін у системі плоских і паралельних стінок з екраном

Від 1-ї поверхні на екран передається променевий потік із поверхневою щільністю:

$$q_{1E} = C_{1E} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_E}{100} \right)^4 \right]; C_{1E} = \frac{1}{\frac{1}{C} + \frac{1}{C_E} - \frac{1}{C_0}}. \quad (3.33)$$

У свою чергу, від екрану на поверхню 2 передається променевий потік із поверхневою щільністю:

$$q_{E2} = C_{E2} \left[\left(\frac{T_E}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]; C_{E2} = \frac{1}{\frac{1}{C_E} + \frac{1}{C} - \frac{1}{C_0}}. \quad (3.34)$$

Із виразів (3.33) і (3.34) можна бачити, що $C_{1E} = C_{2E} = C'$.

Отже,

$$\left(\frac{T_E}{100} \right)^4 = 0,5 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right].$$

Звідки:

$$q' = q_{1E} = q_{E2} = 0,5C' \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (3.35)$$

У випадку відсутності екрану:

$$q = C_{np} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (3.36)$$

$$\text{де } C_{np} = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}}.$$

Порівнявши (3.35) і (3.36), отримуємо:

$$q' = 0,5q \frac{C'}{C_{np}}. \quad (3.37)$$

У випадку, коли екран складається з n паралельних листів, справедливою є формула:

$$q' = \frac{q}{n+1}. \quad (3.38)$$

3.4. Особливості випромінювання газів і полум'я

Випромінювання газів суттєво відрізняється від випромінювання твердих тіл, оскільки гази випромінюють і поглинають енергію у вузьких інтервалах ($\Delta\lambda$) довжин хвиль (смуг). Спроможність випромінювати і поглинати енергію визначається молекулярним складом газу:

- двоатомні гази звичайно є діатермічними, тобто мають низьку спроможність до поглинання і випромінювання енергії;

- триатомні гази мають по три смуги випромінювання (наприклад, вуглекислий (CO_2), водяна пара (H_2O), які у великій кількості утворюються під час згоряння авіаційного палива).

Спектральний коефіцієнт поглинання визначається згідно із законом поглинання:

$$B_\lambda = 1 - e^{-b\lambda l}. \quad (3.39)$$

Випромінюваність газу в замкненому просторі дорівнює сумі випромінюваностей, здобутих по усім смугам спектру:

$$E_{\Gamma} = \sum_1^n E_{\Delta\lambda}, \quad (3.40)$$

де $E_{\Delta\lambda} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} E_{\lambda} d\lambda$ – випромінюваність у межах однієї смуги спектру.

На практиці використовують закон Стефана-Больцмана з поправкою на коефіцієнт чорноти газу:

$$E_{\Gamma} = \varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (3.41)$$

де: $\varepsilon_{\Gamma} = f(T, pl)$; $l = 3,6V/F$ – середня довжина шляху променя (V – газовий об'єм, F – площа поверхні оболонки).

Об'єм газу обмежений поверхнею твердого тіла (стілкою), температура якого в загальному випадку $T_{CT} \neq T_{\Gamma}$, і коефіцієнтом чорноти $\varepsilon_{CT} < 1$, тобто оболонка може випромінювати, частина якого в межах смуги спектру поглинається газом.

Під час згоряння палива утворюються газоподібні продукти, більшу частину яких становлять вуглекислий газ і водяні пари. Тому випромінюваність продуктів згоряння палива до оболонки сірого тіла визначається за формулою:

$$E_{\Gamma-обол} = \varepsilon'_{CT} C_0 \left[\varepsilon_{\Gamma} \left(\frac{T_{\Gamma}}{100} \right)^4 - \varepsilon'_{\Gamma} \left(\frac{T_{CT}}{100} \right)^4 \right]. \quad (3.42)$$

У виразі (3.42) останній член ураховує власне випромінювання оболонки. Коефіцієнт чорноти газу за температури T_{Γ} визначається за формулою:

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O}^3, \quad (3.43)$$

де β – поправочний коефіцієнт, який визначається з графіка залежно від парціального тиску водяної пари.

Необхідно звернути увагу на те, що смуги випромінювання і поглинання трохи перекриваються. Тому енергія, що випромінюється одним газом, частково поглинається іншим. Відповідно у вираз (3.43) вводиться поправка, яка враховує це поглинання:

$$\varepsilon_{\Gamma} = \varepsilon_{CO_2} + \beta \varepsilon_{H_2O} - \Delta \varepsilon_{\Gamma}. \quad (3.44)$$

³ Залежності $\varepsilon = f(T, pl)$ для вуглекислого газу і водяної пари приведені в [1], рис. 5–23, с. 189; рис. 5–24, с. 190 відповідно залежно від температури і параметра pl .

Звичайно, $\Delta\varepsilon_r \approx 2-4\%$.

Ефективний коефіцієнт чорноти оболонки $\varepsilon'_{CT} < \varepsilon_{CT}$, який входить у (3.42) зв'язку з наявністю газу, що випромінює.

Якщо $\varepsilon_{CT} = 0,8 \div 1,0$, **то** $\varepsilon'_{CT} = 0,5(\varepsilon_{CT} + 1)$.

РОЗДІЛ 4

СКЛАДНИЙ ТЕПЛОБМІН І МЕТОДИ ТЕПЛОВОГО ЗАХИСТУ

4.1. Складний теплообмін через пласку стінку

З метою спрощення аналізу процесу перенесення теплоти дуже часто його розділяють на три окремі та елементарні явища – теплопровідність, конвекцію і теплове випромінювання. Насправді ці явища відбуваються одночасно і впливають одне на одного. Наприклад, конвекція може супроводжуватися тепловим випромінюванням, теплопровідність – конвекцією і тепловим випромінюванням і так далі.

На практиці розгляд складних процесів необхідно проводити без розділення на елементарні процеси і аналізувати процес теплопередачі як сукупність усіх видів теплопередачі, що відбуваються одночасно.

Одношарова стінка

Розглянемо процес складної теплопередачі через пласку одношарову стінку (рис. 4.1) з наступними параметрами: коефіцієнт теплопровідності λ і товщина стінки δ .

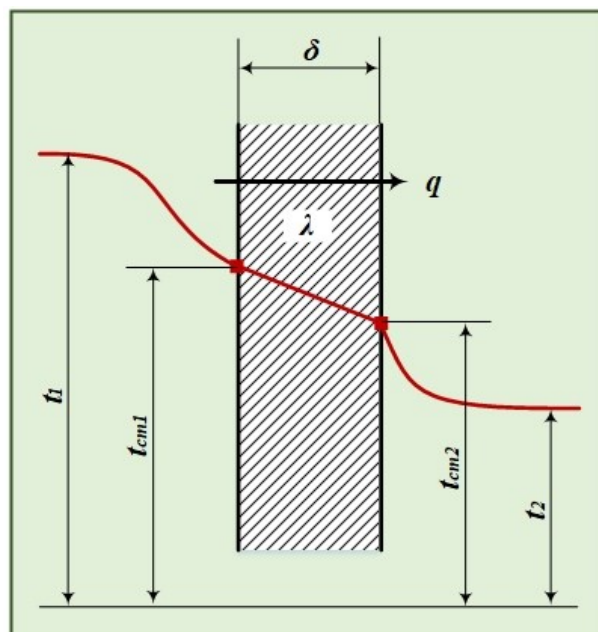


Рис. 4.1. Схема складної теплопередачі через одношарову пласку стінку

Процес відбувається за таких умов: з одного боку знаходиться гаряче середовище з температурою t_1 і сумарним коефіцієнтом тепловіддачі α_1 , з іншого боку – холодне середовище з температурою t_2 і сумарним коефіцієнтом тепловіддачі α_2 . Температури стінки - t_{cm1} і t_{cm2} невідомі. Якщо тепловий стан цієї системи є сталий, то кількість теплоти, яка була передана від гарячої рідини до стінки, дорівнює кількості теплоти, яка передана че-

рез стінку, і кількості теплоти, що передається від стінки до холодної рідини. Таким чином, для щільності теплового потоку можна записати систему з трьох рівнянь:

$$\begin{cases} q = \alpha_1 (t_1 - t_{cm1}) \\ q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{cm1} - t_{cm2}) \\ q = \alpha_2 (t_{cm2} - t_2) \end{cases} \quad (4.1)$$

З цих виразів можна визначити температурні натиски:

$$\begin{cases} t_1 - t_{cm1} = \frac{q}{\alpha_1} \\ t_{cm1} - t_{cm2} = q \frac{\delta}{\lambda} \\ t_{cm2} - t_2 = \frac{q}{\alpha_2} \end{cases} \quad (4.2)$$

З виразів (4.2) можна визначити наступні параметри:

– повний температурний натиск:

$$t_1 - t_2 = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right); \quad (4.3)$$

– значення щільності теплового потоку:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} (t_1 - t_2) = k \cdot (t_1 - t_2); \quad (4.4)$$

– коефіцієнт теплопередачі:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (4.5)$$

Величина, яка є зворотною до коефіцієнта теплопередачі, називається загальним термічним опором теплопередаванню:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2}, \quad (4.6)$$

де: $R_{\alpha_1} = 1/\alpha_1$ – частковий термічний опір теплопередачі з боку гарячого теплоносія; $R_{\lambda} = \delta/\lambda$ – частковий термічний опір теплопровідності стінки; $R_{\alpha_2} = 1/\alpha_2$ – частковий термічний опір теплопередачі з боку холодного теплоносія.

Багатошарова стінка

Розглянемо теплопередачу через багатошарову стінку на прикладі двошарової стінки, з товщиною шарів δ_1 і δ_2 відповідно і коефіцієнтами теплопровідності λ_1 і λ_2 . Значення температур і коефіцієнтів теплопередачі гарячого і холодного середовищ аналогічні попередньому прикладу (рис. 4.2).

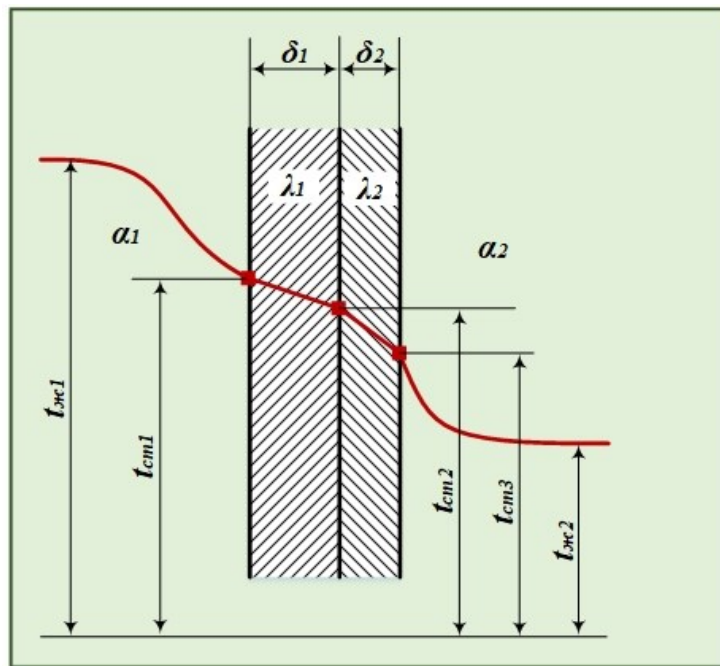


Рис. 4.2. Схема складної теплопередачі через багатошарову плоску стінку

У випадку сталого теплового стану системи щільність теплового потоку є сталою, тому можна записати такі формули:

$$\begin{cases} q = \alpha_1 (t_{ж1} - t_{см1}) \\ q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (t_{см1} - t_{см2}) \\ q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (t_{см2} - t_{см3}) \\ q = \alpha_2 (t_{см3} - t_{ж2}) \end{cases} \quad (4.7)$$

З системи рівнянь (4.7) можна визначити окремі температурні натиски:

$$\begin{cases} t_{ж1} - t_{см1} = \frac{q}{\alpha_1} \\ t_{см1} - t_{см2} = q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_{см2} - t_{см3} = q \frac{\delta_2}{\lambda_2} \\ t_{см3} - t_{ж2} = \frac{q}{\alpha_2} \end{cases}. \quad (4.8)$$

Склавши окремо ліві й праві частини цих рівнянь, отримуємо вираз для повного температурного натиску:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2} \right). \quad (4.9)$$

З отриманого виразу (4.9) визначаємо значення щільності теплового потоку:

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}} (t_{ж1} - t_{ж2}) = k \cdot (t_{ж1} - t_{ж2}) \quad (4.10)$$

і значення коефіцієнта теплопередачі через двошарову стінку:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (4.11)$$

Невідомі температури $t_{см1}$, $t_{см2}$ і $t_{см3}$ можна визначити з рівнянь (4.8):

$$\begin{cases} t_{см1} = t_{ж1} - \frac{q}{\alpha_1} \\ t_{см2} = t_{см1} - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} \\ t_{см3} = t_{ж2} + \frac{q}{\alpha_2} \end{cases}. \quad (4.12)$$

У випадку, коли стінка складається з n шарів з товщиною $\delta_1, \delta_2, \dots, \delta_n$, які характеризуються коефіцієнтами теплопровідності $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_n$, загальний термічний опір буде визначатись за формулою:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \dots + \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (4.13)$$

де k – загальний коефіцієнт теплопередачі.

Загальний коефіцієнт теплопередачі визначається за формулою:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (4.14)$$

4.2. Складний теплообмін через циліндричну стінку

Одношарова стінка

Розглянемо процес теплопередачі через однорідну циліндричну стінку (наприклад, трубу) з внутрішнім діаметром d_1 , зовнішнім діаметром d_2 і довжиною l . Всередині труби знаходиться гаряче середовище з температурою $t_{ж1}$ і коефіцієнтом теплопередачі α_1 . Зовні знаходиться холодне середовище з температурою $t_{ж2}$ і коефіцієнтом теплопередачі α_2 (рис. 4.3).

Якщо тепловий стан системи, що розглядається, є сталим, то кількість теплоти, яку передано від гарячого середовища до холодного середовища, буде однаковою. У цьому випадку справедливими будуть формули:

$$\begin{cases} q_l = \frac{Q}{l} = \alpha_1 \pi d_1 (t_{ж1} - t_{cm1}) \\ q_l = \frac{2\pi\lambda(t_{cm1} - t_{cm2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \\ q_l = \alpha_2 \pi d_2 (t_{cm2} - t_{ж2}) \end{cases}. \quad (4.15)$$

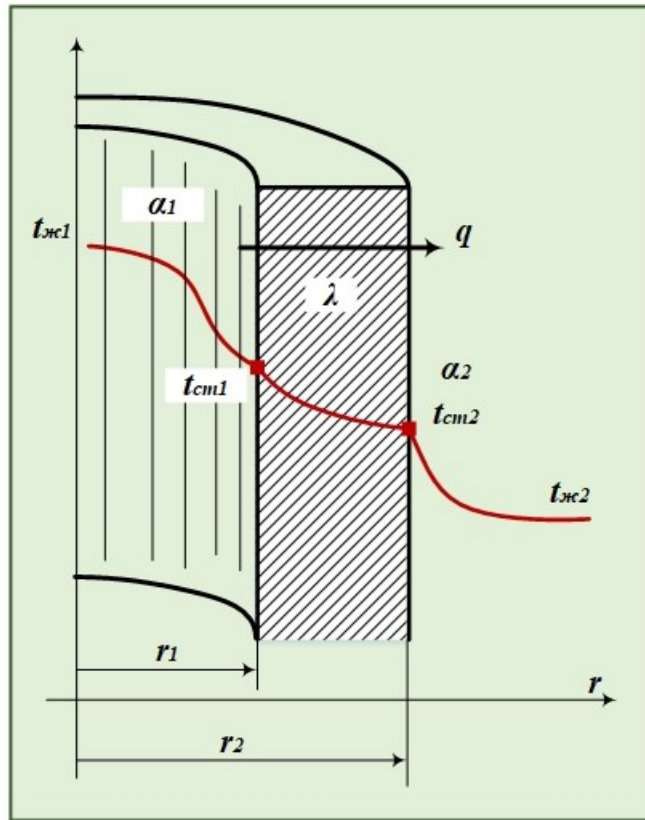


Рис. 4.3. Схема складної теплопередачі через одношарову циліндричну стінку

З системи рівнянь (4.15) визначимо часткові температурні натиски:

$$\begin{cases} t_{жс1} - t_{см1} = \frac{q_l}{\alpha_1 \pi d_1} \\ t_{см1} - t_{см2} = \frac{q_l}{2\pi\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ t_{см2} - t_{жс2} = \frac{q_l}{\alpha_2 \pi d_2} \end{cases} \quad (4.16)$$

Склавши окремо ліві й прави частини рівнянь (4.16), отримуємо вираз для повного температурного натиску:

$$t_{жс1} - t_{жс2} = \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right) \quad (4.17)$$

З рівняння (4.17) можна визначити:

– значення лінійної щільності теплового потоку:

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = k_l \pi(t_{ж1} - t_{ж2}); \quad (4.18)$$

– лінійний коефіцієнт теплопередачі (на 1 м довжини стінки):

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}; \quad (4.19)$$

– лінійний термічний опір:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (4.20)$$

Багатошарова стінка

У випадку передавання теплоти через багатошарову (наприклад, двошарову) циліндричну стінку, невідомими є температури стінок $t_{cm1}, t_{cm2}, t_{cm3}$ (рис. 4.4).

Якщо тепловий стан системи є сталим, то для лінійної щільності на кожній ділянці можна записати:

$$\left\{ \begin{array}{l} q_l = \pi \alpha_1 d_1 (t_{ж1} - t_{cm1}) \\ q_l = \frac{\pi (t_{cm1} - t_{cm2})}{\frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}} \\ q_l = \frac{\pi (t_{cm2} - t_{cm3})}{\frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2}} \\ q_l = \pi \alpha_2 d_2 (t_{cm3} - t_{ж2}) \end{array} \right. . \quad (4.21)$$

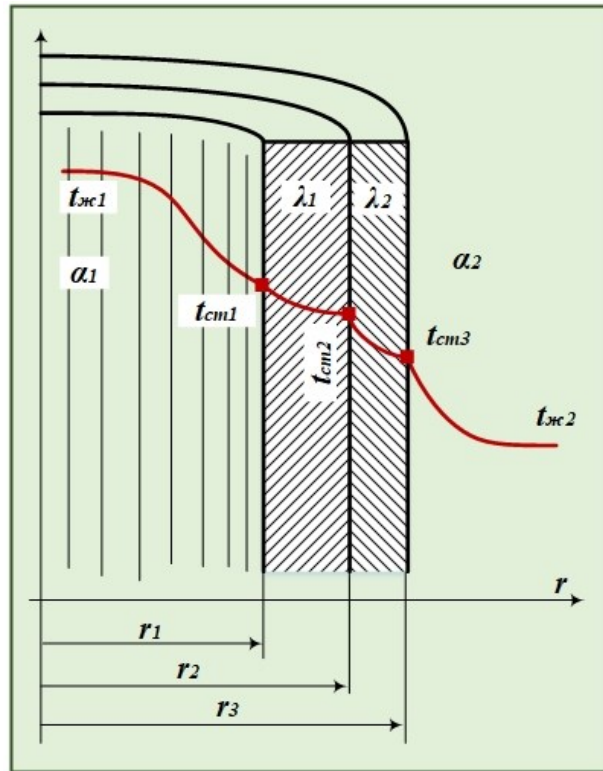


Рис. 4.4. Схема складної теплопередачі через багатшарову циліндричну стінку

Визначимо окремі температурні натиски:

$$\left\{ \begin{array}{l} t_{ж1} - t_{см1} = \frac{q_l}{\pi \alpha_1 d_1} \\ t_{см1} - t_{см2} = \frac{q_l}{2\pi \lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \\ t_{см2} - t_{см3} = \frac{q_l}{2\pi \lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} \\ t_{см3} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi \alpha_2 d_3} \end{array} \right. . \quad (4.22)$$

Звідси, отримуємо вираз для повного температурного натиску:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3} \right). \quad (4.23)$$

Таким чином, можна визначити наступні параметри:

– значення лінійної щільності теплового потоку:

$$q_l = \frac{\pi(t_{ж1} - t_{ж2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}}; \quad (4.24)$$

– лінійний коефіцієнт теплопередачі для двошарової стінки:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}}; \quad (4.25)$$

– загальний термічний опір:

$$R_l = \frac{1}{k_l}. \quad (4.26)$$

Невідомі температури стінок визначаються з рівнянь (4.22):

$$\begin{cases} t_{cm1} = t_{ж1} - \frac{q_l}{\pi \alpha_1 d_1} \\ t_{cm2} = t_{ж1} - \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} \right) \\ t_{cm3} = t_{ж2} + \frac{q_l}{\pi \alpha_2 d_3} \end{cases} \quad (4.27)$$

Якщо кількість стінок $n > 2$, то:

$$\begin{cases} k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}}} \\ R_l = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \frac{1}{\lambda_i} \frac{d_{i+1}}{d_i} + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}} \end{cases} \quad (4.28)$$

4.3. Передача теплоти через ребро і реберну стінку

При передаванні теплоти через циліндричну стінку її термічні опори визначаються як коефіцієнтами тепловіддачі, так і значеннями діаметрів внутрішньої і зовнішньої стінок, тобто $1/\alpha_1 d_1$ і $1/\alpha_2 d_2$.

Для більшої інтенсифікації теплообміну із зовнішнім середовищем необхідно зменшити термічний опір стінки, через яку теплота передається зовні. Зазвичай, це досягається збільшенням площі зовнішньої поверхні за допомогою розміщення ребер на зовнішній поверхні (рис. 4.5).

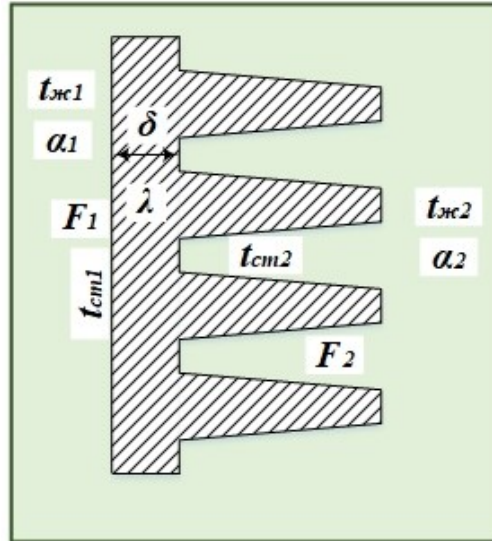


Рис. 4.5. Теплопередача через стінку з ребрами

Для визначення передачі кількості теплоти Q розглянемо пласку стінку товщиною δ із коефіцієнтом теплопровідності λ . Площа внутрішньої (гладкої) поверхні F_1 , площа зовнішньої (оребреної) поверхні – F_2 , яка складається з поверхні ребер і поверхні стінки між ребрами. З внутрішнього (гарячого) боку температура середовища $t_{жс1}$, коефіцієнт тепловіддачі α_1 , температура гладкої стінки $t_{см1}$. Із зовнішнього (де ребра) боку відповідно: $t_{жс2}, \alpha_2, t_{см2}$, а також $\alpha_2 \ll \alpha_1$. Відношення $f_p = \frac{F_2}{F_1}$ називається коефіцієнтом оребрення.

Якщо тепловий стан системи є сталим, то кількість теплоти, що була передана, може бути відображена за допомогою системи рівнянь:

$$\begin{cases} Q = \alpha_1 (t_{жс1} - t_{см1}) F_1 \\ Q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{см1} - t_{см2}) F_1 \\ Q = \alpha_2 (t_{см2} - t_{жс2}) F_2 \end{cases} \quad (4.28)$$

Звідси, окремі температурні натиски:

$$\begin{cases} t_{жс1} - t_{см1} = \frac{Q}{\alpha_1 F_1} \\ t_{см1} - t_{см2} = \frac{Q \delta}{\lambda F_1} \\ t_{см2} - t_{жс2} = \frac{Q}{\alpha_2 F_2} \end{cases} \quad (4.29)$$

Тоді повний температурний натиск буде:

$$t_{ж1} - t_{ж2} = Q \left(\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right). \quad (4.30)$$

З рівняння (4.30) визначимо кількість тепла, що передається через оребрену стінку:

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} (t_{ж1} - t_{ж2}) = k_p (t_{ж1} - t_{ж2}), \quad (4.31)$$

де $k_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}$ – коефіцієнт теплопередачі.

З розрахунку на одиницю гладкої поверхні:

$$q_1 = \frac{Q}{F_1} = k_1 (t_{ж1} - t_{ж2}), \quad (4.32)$$

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2 f_p}}. \quad (4.33)$$

Для розрахунку на одиницю оребреної поверхні:

$$q_2 = \frac{Q}{F_2} = k_2 (t_{ж1} - t_{ж2}), \quad (4.34)$$

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} f_p + \frac{\delta}{\lambda} f_p + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (4.35)$$

Приведений розрахунок теплопередачі через поверхню з ребрами використовується у випадку, коли параметри оребрення є відомими – розміри, форма, кількість і розміщення ребер. Для таких розрахунків прийнято припущення про те, що температура t_{cm2} однакова по всій поверхні ребер. У дійсності, внаслідок термічного опору температура у вершини ребра нижча, ніж у його основі.

Оребрення поверхні (однобічне або двобічне) широко використовується для охолодження в теплообмінних пристроях (наприклад, у масло-

радіаторах), головках циліндрів двигунів, електронних пристроях, радіаторах охолодження в космічних апаратах (для збільшення площі випромінювання) і тому подібне.

4.4. Методи теплового захисту

Для захисту елементів і вузлів конструкції літальних апаратів від впливу температури, а також для забезпечення санітарних умов для екіпажів і пасажирів повітряних суден використовуються різні методи теплового захисту. До таких методів відносять:

- теплову ізоляцію;
- конвективне охолодження;
- загороджувальне охолодження;
- пористе охолодження;
- теплозахисні покриття.

4.4.1. Теплова ізоляція

Тепловою ізоляцією називається допоміжне покриття, яке має великий термічний опір і дозволяє значно зменшити теплообмін між об'єктом, який треба захистити, і зовнішнім середовищем. Теплову ізоляцію використовують з метою задоволення вимог економічного характеру (наприклад, економія палива), вимог конструктивного характеру (захист вузлів і елементів конструкції від надмірних термічних напружень), технологічного або санітарного характеру тощо.

Для теплової ізоляції використовуються матеріали з низкою теплопровідністю, наприклад на основі лосняку⁴ або азбесту. Звичайно, такі матеріали мають коефіцієнти теплопровідності $\lambda < 0,2 \text{ Вт/м} \cdot ^\circ\text{C}$ при $t = 50 - 100^\circ\text{C}$. Гарні ізоляційні властивості мають пористі матеріали (типу пінопласту). В ракетної техніки є необхідність захисту баків із кріогенними рідинами від нагріву.

Розглянемо вплив матеріалу і товщину зовнішнього діаметру ізоляції на повний термічний опір і теплові втрати ізольованого трубопроводу (рис. 4.6).

⁴ Лосняк (укр.) – слюда (рос.)

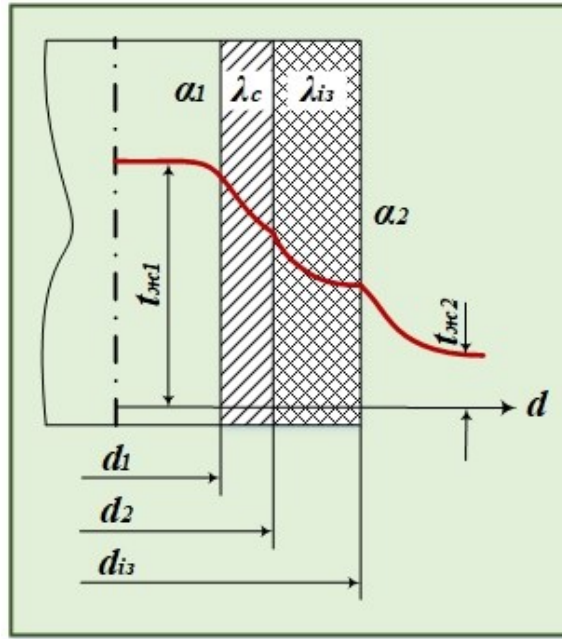


Рис. 4.6. Трубопровід з одношаровою ізоляцією

Повний термічний опір такого трубопроводу при віднесенні коефіцієнта теплопередачі до його внутрішньої поверхні дорівнює:

$$R_{T-iz} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda_c} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{2\lambda_{iz}} \ln \frac{d_{iz}}{d_2} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_{iz}}. \quad (4.36)$$

Як можна бачити з рівняння (3.36), зі збільшенням діаметру ізоляції збільшується місцевий термічний опір ізоляції $\frac{d_1}{2\lambda_{iz}} \ln \frac{d_{iz}}{d_2}$, але одночасно зменшується місцевий термічний опір теплопередачі $\frac{d_1}{\alpha_2 d_{iz}}$.

Для аналізу впливу зовнішнього діаметру ізоляції на повний термічний опір системи, що розглядається, необхідно продиференціювати вираз (4.36) по d_{iz} і прирівняти його до нуля:

$$\frac{\partial R_{T-iz}}{\partial d_{iz}} = \frac{d_1}{d_{iz}} \left(\frac{1}{2\lambda_{iz}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{iz}} \right) = \frac{d_1}{2\lambda_{iz} d_{iz}} - \frac{d_1}{\alpha_2 d_{iz}^2} = 0. \quad (4.37)$$

Похідна (4.37) буде дорівнювати нулю при деякому критичному діаметрі $d_{кр}$, за якого термічний опір циліндричної стінки буде мати мінімальне значення:

$$d_{кр} = d_{iz} = \frac{2\lambda_{iz}}{\alpha_2}. \quad (4.38)$$

Із (4.38) зрозуміло, що критичний діаметр (або критичний діаметр ізоляції) відповідає мінімальному повному термічному опору теплопередачі. Це означає, що критичному діаметру ізоляції відповідає мінімальний термічний опір, максимальні теплові втрати і максимум щільності теплового потоку.

Розглянемо залежність теплових втрат трубопроводу (Φ) від товщини ізоляції і її теплопровідності (рис. 4.7).

Якщо $d_2 < d_{кр}$, то при поступовому збільшенні товщини шару ізоляції діаметр ізольованого трубопроводу досягне критичного значення $d_{кр} = 2\lambda_{із}/\alpha_2$. При збільшенні товщини ізоляції $d_{із}$ до $d_{кр}$ термічний опір теплопередачі зменшується і, відповідно, тепловий потік із поверхні труби збільшується, що обумовлює зростання теплових втрат (рис. 4.7 б).

У випадку, якщо $d_{із} > d_{кр}$ збільшувати товщину ізоляції $d_{із}$, термічний опір теплопередачі зростає, відповідно тепловий потік від трубопроводу зменшується, що призводить до зменшення теплових втрат (рис. 4.7 а). Цей ефект ускладнює вибір товщини теплової ізоляції для труб невеликого діаметру.

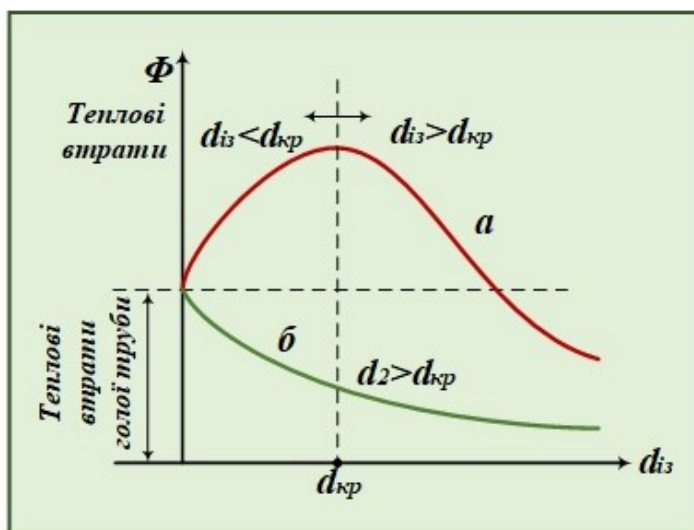


Рис. 4.7. Залежність теплових втрат із поверхні ізольованого трубопроводу від діаметру ізоляції

4.4.2. Конвективне охолодження

У випадку конвективного охолодження одна стінка контактує з гарячим потоком, а інша – омивається холодним газом або рідиною. За певної температури гарячого потоку і умов його теплообміну з поверхнею стан стінки залежить від температури охолоджувача та інтенсивності його теплообміну зі стінкою. Якщо як охолоджувач використовується газ, то теплота, що відводиться від стінки, витрачається на його нагрів, а при використанні рідини – на нагрів і випаровування. Схему конвективного охолодження показано на рис. 4.8.

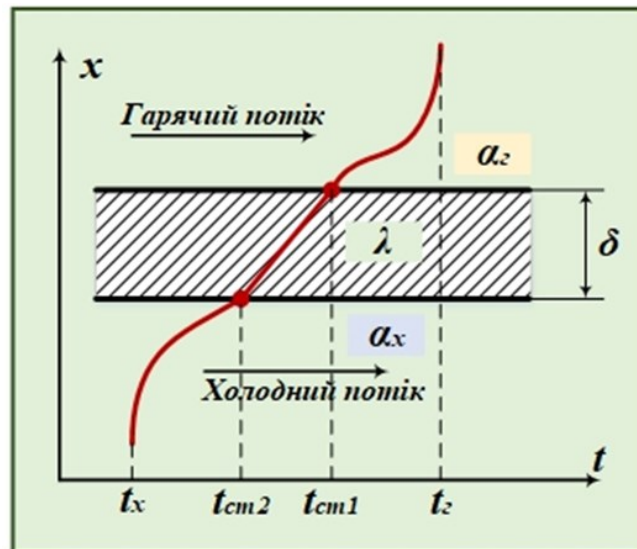


Рис. 4.8. Схема конвективного охолодження

Залежно від засобу розсіювання теплоти, що отримана охолоджувачем, у навколишнє середовище, розрізняють замкнені та розімкнені охолоджувачі. Прикладом замкненої системи є масляний радіатор, у якому мастило після змащування і охолодження вузлів реактивного двигуна охолоджується набігаючим потоком повітря або іншим охолоджувачем. У замкнених системах обов'язковим є теплообмінник, у якому охолоджувач розсіює тепло в навколишнє середовище або віддає іншому теплоносію.

В авіаційній та ракетній техніці найчастіше використовуються розімкнені системи охолодження, де теплота поглинається за рахунок випаровування рідини. Наприклад, під час охолодження радіолокаційних станцій та іншої радіоапаратури використовується етиловий спирт, який має високу теплоту випаровування ($r=853$ кДж/кг), пари якого після процесу охолодження викидаються в атмосферу. Іншим прикладом є система охолодження камери згоряння та сопел рідинних ракетних двигунів. Як охолоджувач використовується один із компонентів палива, який охолоджує стінки камери згоряння і сопла, після чого уже підігрітий компонент подається в камеру згоряння двигуна. Для охолодження лопаток турбіни газотурбінного двигуна використовуються як розімкнені повітряні, так і замкнені рідинні системи.

4.4.3. Пористе (проникаюче) охолодження

Принцип пористого охолодження полягає в тому, що стінку, яку омиває гарячий газ, зроблено з пористого матеріалу. Через пори в цій стінці в напрямку гарячого газу продавлюється охолоджувач – рідина або газ. У випадку, коли як охолоджувач використовують рідину, процес охолодження називається *конденсаційним*, а якщо використовується газ, то процес

охолодження називається *ефузивним*⁵. Схему пористого охолодження показано на рис. 4.9.

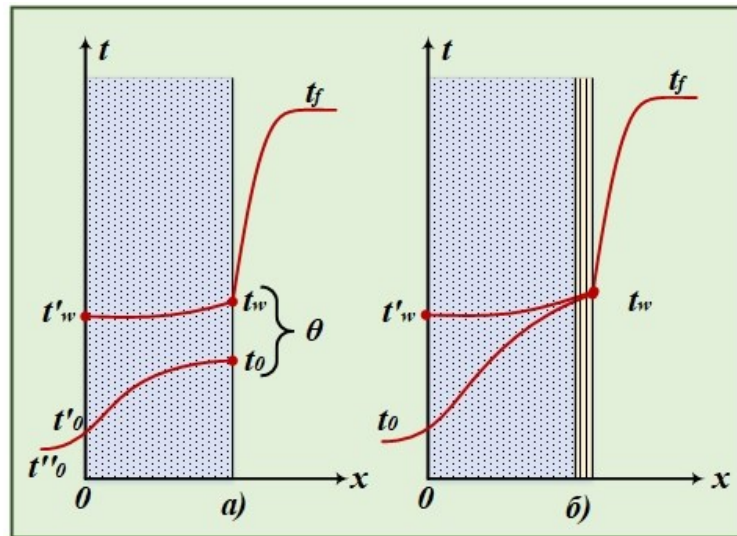


Рис. 4.9. Схема пористого охолодження при ефузивному способі (а) і конденсаційному способі (б)

Коли охолоджувач проходить крізь пори, він отримує теплоту від стінки, а коли він виходить на поверхню, то зменшується інтенсивність теплообміну між гарячим газом і стінкою.

Таким чином, порушуються умови переходу теплоти від гарячого газу до стінки, і тепло, що отримано стінкою, повертається до потоку гарячого газу. Охолоджувач, що витікає з пор, зменшує швидкість руху гарячого газу поблизу стінки, а витрата газу в граничному шарі збільшується, що призводить до збільшення товщини динамічного граничного шару (рис. 4.10 а). Тому відбувається зменшення в'язкого тертя у поверхні стінки. Зміна інтенсивності теплообміну у випадку ефузивного способу охолодження залежить від густини потоку охолоджувального газу $g_0^* = \rho_0 v_0 \left[\frac{\text{кг}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right]$. Зі збільшенням густини потоку охолоджувача інтенсивність теплообміну збільшується. При підведенні охолоджувача до поверхні теплообміну також збільшується товщина теплового граничного шару і температурне поле приймає вигляд, як показано на рис. 4.10 б.

⁵ Ефузія – процес течії газу через пористу стінку

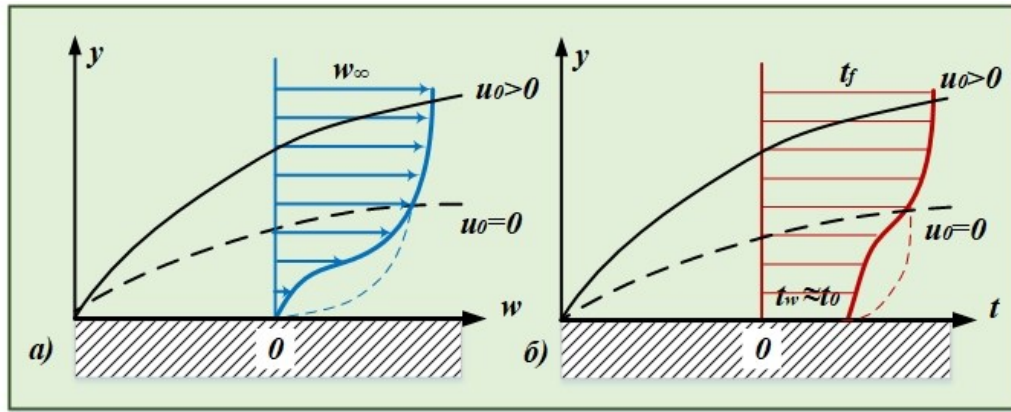


Рис. 4.10. Зміна товщини динамічного приграничного шару і товщини теплового граничного шару

Для високошвидкісного газового потоку баланс теплоти на одиницю поверхні стінки, що омивається цим потоком, визначається за формулою:

$$\frac{\alpha}{c_{p_w}} \Delta i = g_0^* \Delta i_0, \quad (4.39)$$

де: α – коефіцієнт теплопередачі між гарячим газом і стінкою; $\Delta i = i_r - i_w$ – зміна ентальпії гарячого газу; $\Delta i_0 = i_0 - i_0''$ – зміна ентальпії охолоджувача.

У випадку конденсаційного охолодження (рис. 4.10 б) коефіцієнт теплопередачі всередині стінки має більші значення, ніж при ефузивному. Саме тому температура охолоджувача може досягнути температури стінки ще до виходу його на поверхню. Тепловий баланс на одиницю поверхні визначається за формулою (4.39), при цьому зміну ентальпії охолоджувача можливо визначити за формулою:

$$\Delta i_0 = c(t_w - t_0) + r, \quad (4.40)$$

де: c – теплоємність рідкого охолоджувача; r – теплота випарювання рідини.

4.4.4. Загороджувальне охолодження

Плівкове охолодження

Одним із видів загороджувального охолодження є плівкове охолодження. При такому виді охолодження стінку, що захищають, покривають плівкою рідини. Рідину на поверхню, що захищають, подають через одну або декілька щілин, що розташовані на деякій відстані одна від одної. Для подачі рідини щілини можуть мати пористі вставки. Плівка рідини розтікається по поверхні і за рахунок підведення теплоти випаровується, при цьому її товщина зменшується (рис. 4.11). Пара, яка відокремлюється від поверхні плівки, поступає в граничний шар гарячого газу і зменшує тепло-

вий потік від газу до поверхні випаровування. Унаслідок випаровування плівка рідини зникає на деякій відстані від щілини. Температура стінки при цьому буде нижчою або дорівнювати температурі випаровування охолоджувальної рідини.

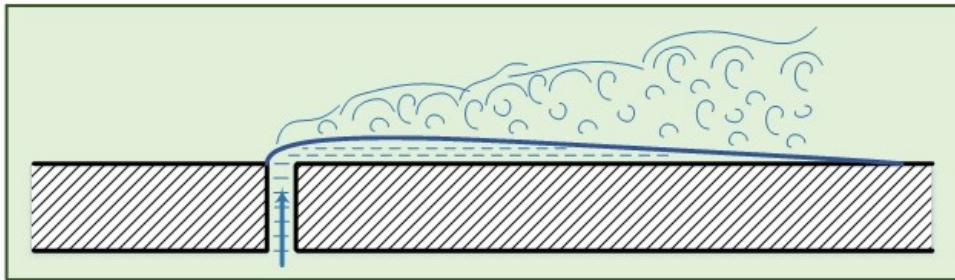


Рис. 4.11. Схема плівкового охолодження

Зі збільшенням витрати охолоджувача площа поверхні, яку вона захищає, збільшується. Проте витрату доцільно збільшувати до тих пір, доки плівка рухається без відриву від поверхні. Відрив плівки від поверхні відбувається на відстані, значення якої визначається критичною швидкістю $u_{0кр}$. Критична швидкість $u_{0кр}$ залежить від швидкості газового потоку w_{∞} і від ширини щілини b (рис. 4.12).

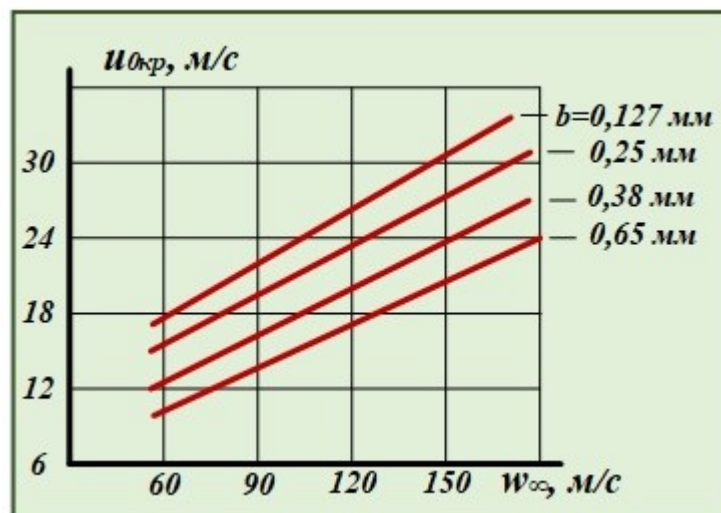


Рис. 4.12. Залежність критичної швидкості від швидкості газового потоку і ширини щілини

У випадку сталого руху плівки без відриву від поверхні тепловий баланс визначається за формулою:

$$\frac{\alpha}{c_{pw}} \Delta i l b = G_0 \Delta i_0, \quad (4.41)$$

де: Δi – зміна повної ентальпії гарячого газу; l – довжина щілини; b – ширина щілини; G_0 – масова витрата охолоджувача через щілину;

$\Delta i_0 = c\Delta t + r$ – зміна ентальпії охолоджувача в системі. З формули (4.41) можна визначити довжину захисної плівки:

$$l = \frac{G_0 \Delta i_0}{\frac{\alpha}{c_{p_w}} \Delta i h}. \quad (4.42)$$

Плівкове охолодження використовується сумісно з конвективним охолодженням для охолодження стінок камер згоряння та сопел рідинних ракетних двигунів як додатковий засіб захисту.

Загороджувальне і комбіноване охолодження

Загороджувальне охолодження полягає в тому, що нагріту стінку захищають шаром холодного повітря або іншого газу, який підводиться до поверхні через щілину або через пористу вставку. Найбільш ефективно охолодження відбувається при вдуванні газу уздовж до поверхні. На практиці підведення газу здійснюється під кутом 15–30°. Характер зміни швидкості і характер температурного поля показано на рис. 4.13.

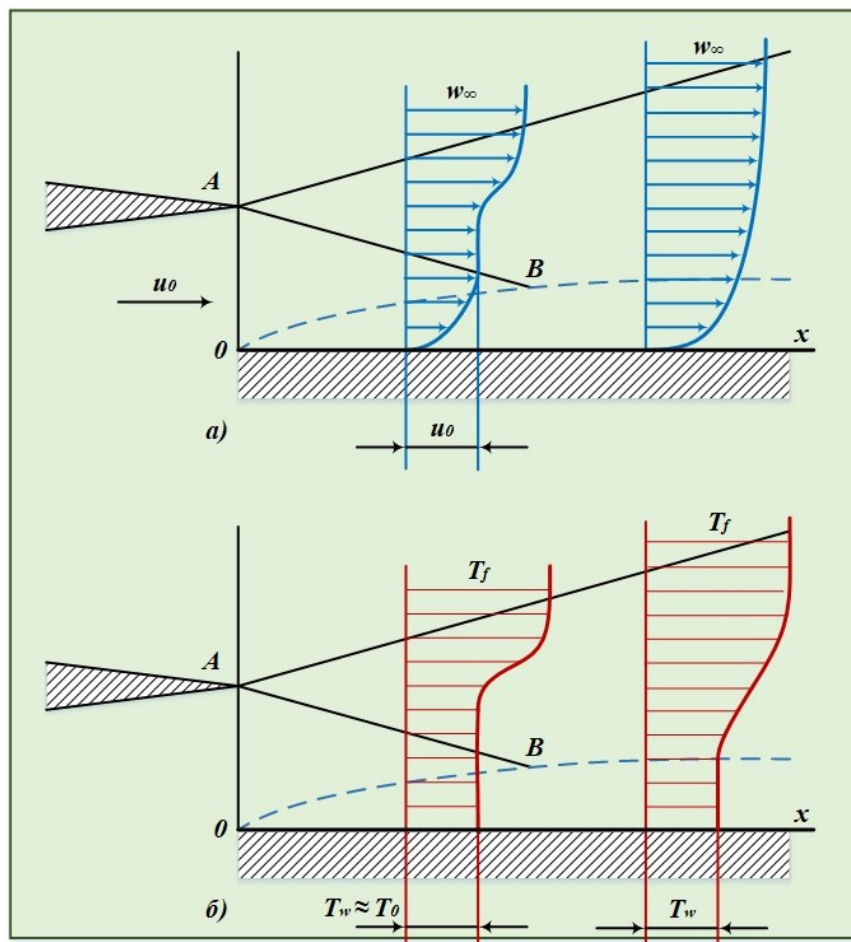


Рис. 4.13. Зміна профілів швидкостей та температурних полів по перерізам течії

Газ-охолоджувач, який подається на поверхню через тангенціальну щілину, в початковому перерізі ($x=0$) має рівномірне поле швидкостей. Далі охолоджувач взаємодіє зі стінкою, уздовж якої виникає гідродинамічний граничний шар із потоком гарячого газу, який має іншу швидкість $w_\infty \neq u_0$. На границі розділу охолоджувача і гарячого потоку виникає ділянка турбулентного перемішування.

У швидкісному полі можна виділити дві характерні ділянки течії (рис. 4.13 а):

- *OAB* – початкова ділянка довжиною $x=0$, на якій у потоці охолоджувача зберігається ядро течії з постійною швидкістю;
- основна ділянка, де утворюється зона турбулентної течії, що безпосередньо контактує з динамічним граничним шаром.

Довжина початкової ділянки залежить від співвідношення швидкостей u_0/w_∞ і ширини щілини, при $w_\infty > u_0$. Довжину початкової ділянки визначають за формулою:

$$\frac{x_0}{b} = \left(0,107 + 0,037 \frac{u_0}{w_\infty} \right)^{-1} \frac{w_\infty + u_0}{w_\infty - u_0}. \quad (4.43)$$

Гідродинамічні умови течії охолоджувача біля стінки визначають вид температурного поля в різних перерізах потоку (рис. 4.13 б).

Оскільки стінка теплоізолювана, то температура по товщині майже не змінюється. Але насправді температура граничного шару при віддаленні від щілини трохи збільшується. На основній ділянці температура граничного шару збільшується в міру віддалення від міста подання охолоджувача. Одночасно температура теплоізолюваної стінки є однаковою з температурою граничного шару і збільшується при віддаленні від щілини.

Загороджувальне охолодження може використовуватися одночасно з конвективним, при цьому стінка омивається охолоджуючим газом з обох сторін. Таке охолодження називається *комбінованим*. У цьому випадку на основній ділянці змішування основного і охолоджуючого потоків температура в граничному шарі з боку гарячого газу вище температури охолоджувача. Тому через стінку, що охолоджується, передається тепло і температура стінки нижче, чим при використанні тільки загороджувального охолодження.

Характеристикою якості системи загороджувального охолодження є її ефективність:

$$\bar{\theta} = \frac{T_f^* - T_w}{T_f^* - T_0}, \quad (4.44)$$

де: T_w – температура стінки на відстані x від виходу охолоджувального газу; T_f^* – температура загальмованого потоку; T_0 – температура на початку охолоджувального потоку.

Загороджувальне і комбіноване охолодження використовують для захисту стінок камер згоряння і реактивних сопел турбореактивних двигунів (ТРД), а також для захисту лопаток турбін ТРД і внутрішніх поверхонь ракетних двигунів твердого палива (РДТП) і реактивних сопел.

4.4.5. Теплозахисні покриття

Теплозахисне покриття, що нанесено на стінку, знижує її температуру тільки в умовах нестационарного нагріву. В стаціонарних умовах теплоізоляція забезпечує ефект зниження температури тільки за наявності конвективного охолодження. Вплив шару теплоізолятора на температурний стан стінки у випадку стаціонарного режиму теплообміну показано на рис. 4.14.

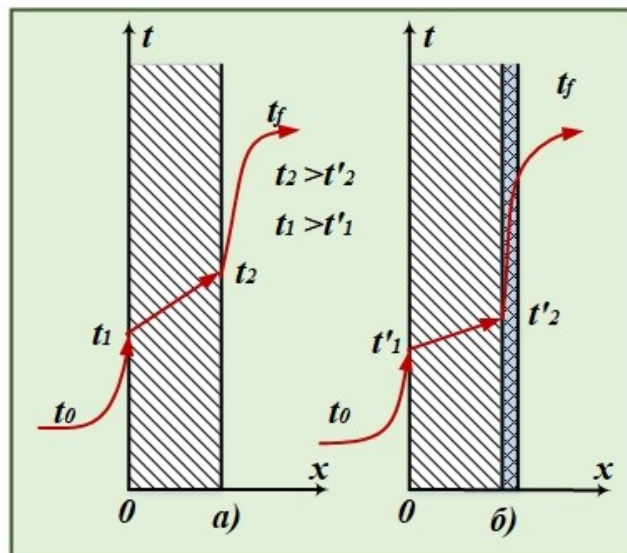


Рис. 4.14. Теплове поле стінки: а) без теплоізоляції; б) з теплоізолюючим покриттям

Наявність теплоізоляційного шару при незмінних температурах середовищ і коефіцієнтах теплообміну з обох боків стінки збільшує термічний опір і зменшує тепловий потік. Завдяки цьому температура зовнішньої поверхні теплоізоляції є більшою порівняно з температурою незахищеної поверхні стінки і знижується температура на її внутрішній поверхні. Зростання температури зовнішньої поверхні збільшує її випромінювання, завдяки чому додатково зменшується коефіцієнт теплопередачі й тепловий потік.

Тугоплавкі теплоізолюючі покриття

Важливими якостями теплоізолюючих покриттів є висока температура плавлення і здатність протистояти термічним напруженням, які ви-

никають при великих температурних градієнтах, та добра адгезія до матеріалу стінки, що захищається.

Як матеріали для покриття використовуються тугоплавкі метали (вольфрам, молібден, нікель тощо), металокераміка (окиси, карбіди й нітриди металів), піролізований графіт тощо.

Температура плавлення або розкладання цих матеріалів становить 2000–3500°C.

Абляційний захист

Іншим видом теплозахисних матеріалів, що отримали широке застосування в техніці, є матеріали, які руйнуються при взаємодії з гарячим газовим потоком. Під час нагрівання поверхня таких матеріалів *сублімується* – розкладається з виникненням газоподібних речовин і твердого обвугленого шару. Продукти руйнування з поверхні виносяться разом із гарячим газовим потоком, тому поверхня теплообміну поступово переміщається вглиб покриття зі швидкістю *u*. Сукупність цих процесів називається *абляцією*.

Особливістю абляційного теплозахисного покриття є те, що основна доля теплоти, яка підводиться до поверхні теплообміну, витрачається на фазові й хімічні перетворення і тільки її частина іде на нагрів конструкції. Як таке покриття використовуються склоподібні матеріали, які мають добрі термopружні характеристики, невелику теплопровідність у рідкому стані, велику в'язкість і теплоту випаровування, а також деякі пластмаси, армовані скловолокном.

Для порівняльної оцінки покриттів використовують значення ефективної теплоти абляції:

$$r_{ef} = \frac{q_0 - q_{вин} - q_{вн}}{g_a^*}, \quad (4.45)$$

де: q_0 – щільність теплового потоку від гарячого газу до поверхні, який має температуру абляції; $q_{вин}$ – щільність теплового потоку, який відводиться випромінюванням; $q_{вн}$ – щільність теплового потоку, що направлений у середину покриття за рахунок теплопровідності; g_a^* – маса теплозахисної речовини, яка видаляється з поверхні.

Абляційні речовини застосовуються в ракетно-космічній техніці для захисту зовнішніх поверхонь ракет і космічних апаратів від руйнування при їх вході в щільні шари атмосфери, а також для захисту внутрішніх поверхонь ракетних двигунів.

Контрольні питання

1. Яке тіло називається чорним?
2. Напишіть закон поглинання теплоти при проходженні променевого потоку крізь тіло.
3. Сформулюйте основні закони випромінювання: Планка, Стефана-Больцмана.
4. Поясніть вплив екрану на теплообмін у системі плоских паралельних стінок.
5. Напишіть формули для визначення повного температурного натиску, щільності теплового потоку, коефіцієнту теплопередачі й термічного опору для складного теплопередавання через одношарову плоску стінку.
6. Напишіть формули для визначення повного температурного натиску, щільності теплового потоку, коефіцієнту теплопередачі й термічного опору для випадку складного теплопередавання через одношарову циліндричну стінку.
7. Напишіть формули для визначення кількості тепла і коефіцієнту теплопередачі через стінку з ребрами.
8. Напишіть формули для визначення повного термічного опору трубопроводу з одношаровою ізоляцією і критичного діаметру ізоляції.
9. Опишіть принцип конвективного охолодження.
10. У чому полягає різниця між ефузивним і конвективним способами пористого охолодження?
11. У чому полягає фізичний зміст використання тугоплавкого покриття і абляційного теплового захисту?

РОЗДІЛ 5

ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

Теплообмінними апаратами (ТА) називаються пристрої, що призначені для передавання теплоти від середовища з більш високою температурою до середовища з більш низькою температурою.

Середовище з більш високою температурою називається *тепловіддаючим*, а середовище з більш низькою температурою – *теплосприймаючим*. Рухомі середовища, які беруть участь у процесі теплообміну, називаються *теплоносіями*.

Теплообмінники використовують у системах охолодження літальних апаратів та інших транспортних засобах (системи охолодження).

5.1. Основні типи теплообмінних апаратів та їх класифікація

За принципом дії теплообмінники поділяють на три види: *рекуперативні, регенеративні і змішувальні (контактні)*.

У рекуперативних теплообмінниках теплоносії омивають стінку з двох боків і обмінюються при цьому теплотою. Цей процес відбувається безперервно і зазвичай є стаціонарним. За призначенням теплообмінні апарати поділяються на охолоджувачі, конденсатори, випарники, кристалізатори та інші.

Принцип дії рекуперативних теплообмінних апаратів показано на рис. 4.15.

У регенеративних апаратах одна і та ж теплообмінна поверхня по чергово омивається то гарячим, то холодним теплоносієм. Характерною особливістю регенеративних апаратів є нестаціонарний режим роботи.

У змішувальних теплообмінниках процес теплообміну супроводжується перемішуванням теплоносіїв, тобто вони змішуються один з одним. Тому змішувальні теплообмінники також називаються *контактними*. Процес теплообміну в таких апаратах має стаціонарний характер і супроводжується випарюванням рідини. Схеми регенеративного та змішувального теплообмінників наведено на рис. 4.16. У техніці широкого розповсюдження набули теплообмінники саме рекуперативного типу.

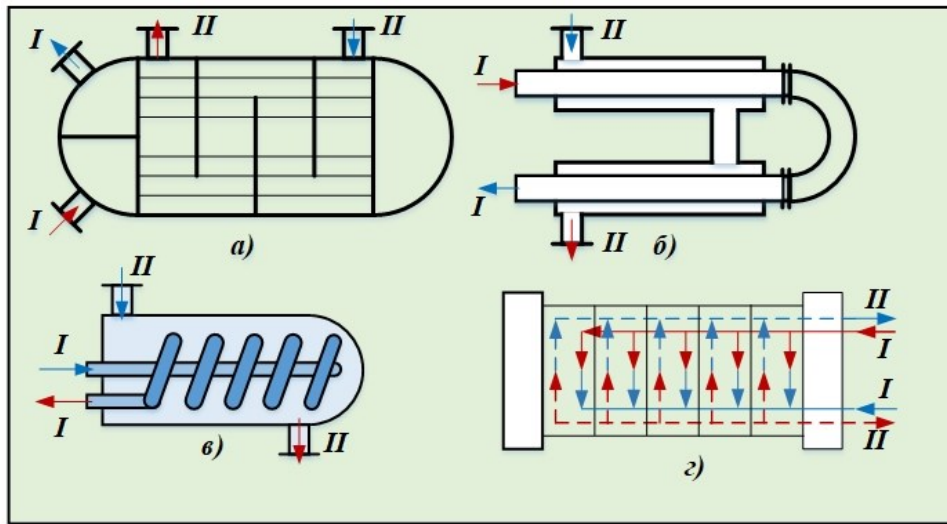


Рис. 4.15. Схеми рекуперативних теплообмінників: а) кожухотрубний; б) «труба в трубі»; в) змійниковий; г) пластинчастий

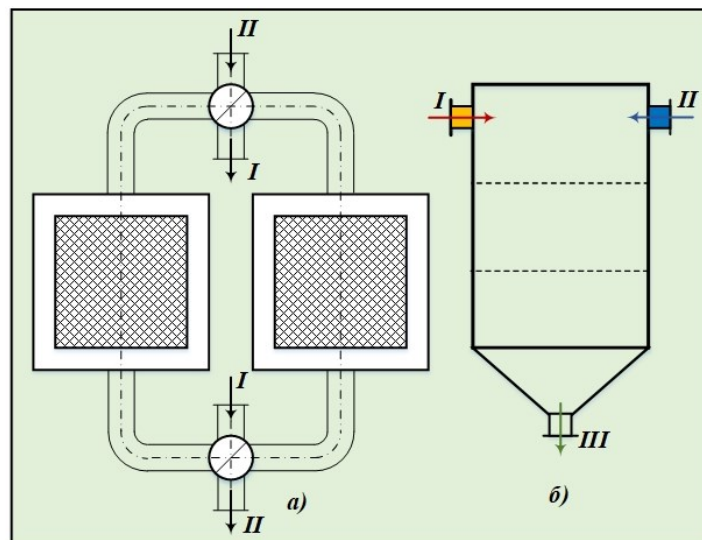


Рис. 4.16. Схема регенеративного (а) і змішувального (б) теплообмінників

За видом теплоносія ТА розрізняються на *газові, газорідинні та рідинні*.

За типом поверхні ТА поділяють на *трубчасті* (гладкі й такі, що мають ребра), *пластинчасті, трубчато-пластинчасті та спіральні*.

Залежно від напрямку руху теплоносіїв теплообмінні апарати поділяють на наступні типи (рис. 4.17):

а) *прямоточні* – обидва теплоносії рухаються в одному напрямку паралельно один одному;

б) *з протитечією* – теплоносії рухаються в протилежних напрямках;

в) *теплообмінники з перехресним рухом*, коли теплоносії рухаються у взаємно перпендикулярних напрямках, при цьому перехресна течія може бути одноразовою і багаторазовою;

г) *комбіновані*, в яких поєднуються елементи прямоточного, протитечії і перехресного напрямків течії.

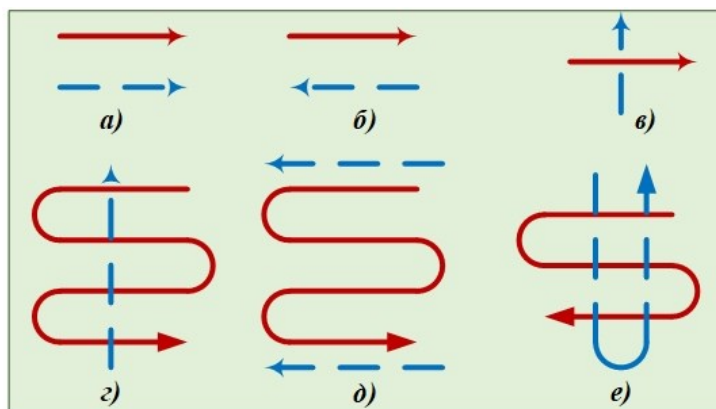


Рис. 4.17. Схеми руху теплоносіїв: а – прямоточний; б – з протитечією; в, г – перехресний; д, е – комбінований

5.2. Тепловий баланс і зміна температур у теплообміннику

Теплопередача в теплообміннику визначається за допомогою теплового балансу. За відсутності теплових втрат тепловий потік Φ_1 від теплоносія, що віддає тепло, дорівнює тепловому потоку Φ_2 до теплоносія, який приймає тепло, тобто:

$$\Phi = \Phi_1 = \Phi_2 \Rightarrow \Phi = m_{\tau 1} c_{pm1} (t'_1 - t''_1) = m_{\tau 2} c_{pm2} (t'_2 - t''_2), \quad (5.1)$$

де: m_{τ} – масова витрата рідини, кг/с; c_{pm} – середня питома масова теплоємність теплоносія при постійному тиску, Дж/(кг·К); t – температура теплоносія.

Індексом «'» відмічені параметри теплоносія на вході в теплообмінний апарат, а індексом «''» – параметри теплоносія на виході з теплообмінного апарату.

Якщо позначити, що $W = m_{\tau} c_{pm}$, $t'_1 - t''_1 = \Delta t_1$, $t'_2 - t''_2 = \Delta t_2$, то рівняння (5.1) можна записати так:

$$W_1 \Delta t_1 = W_2 \Delta t_2. \quad (5.2)$$

Звідки
$$\frac{\Delta t_1}{\Delta t_2} = \frac{W_2}{W_1}. \quad (5.3)$$

Таким чином: зміна температур рідин є зворотно пропорційною до добутку їх масових витрат на питомі теплоємності.

Характер зміни температур при різних схемах руху теплоносія показано на рис. 4.18.

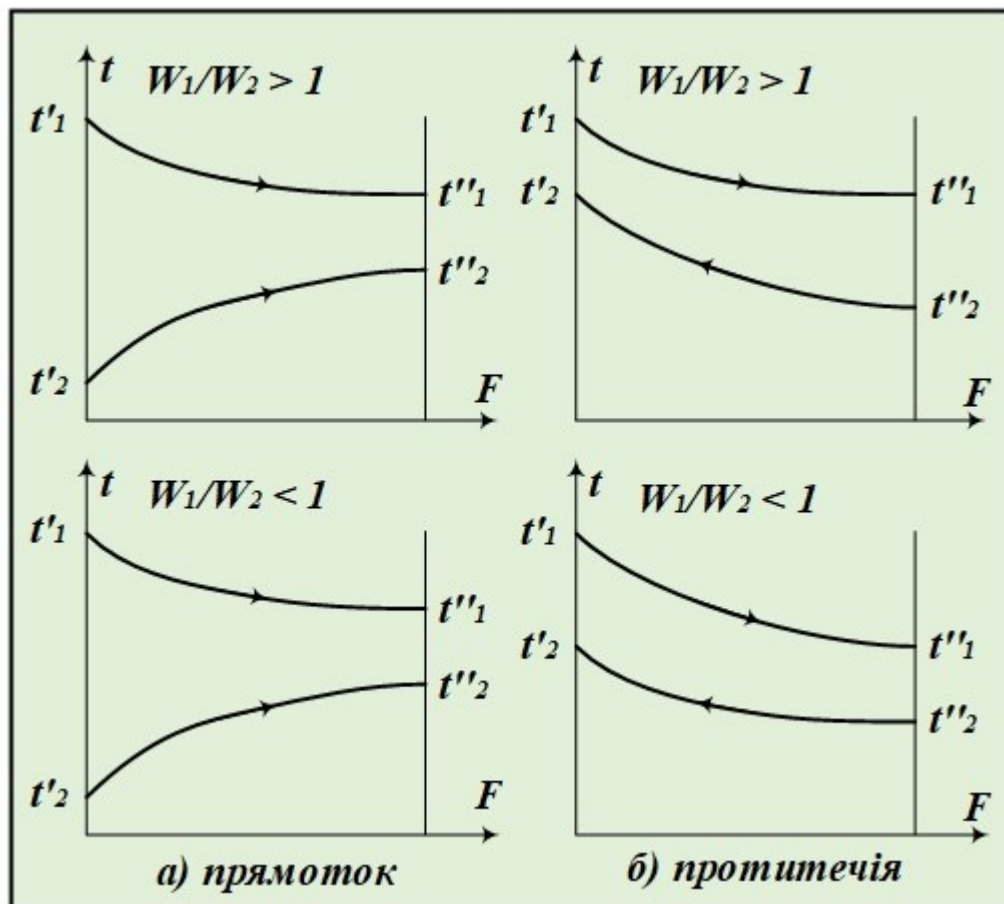


Рис. 4.18. Зміна температур при різних схемах руху теплоносія

5.3. Середній температурний натиск

Під *середнім температурним натиском* розуміють середню різницю температур теплоносіїв, яка залежить від значень температур теплоносіїв на вході і виході ТА та схеми теплообміну (прямоток, протитечія тощо).

Рівняння теплопередачі для теплообмінного апарату має вигляд:

$$\Phi = kF \Delta t_T. \quad (5.4)$$

Для визначення температурного натиску Δt_T у загальному випадку теплопередачі розглянемо ТА, який працює в стаціонарному режимі за схемою з протитечією (рис. 4.19 а) або прямотоку (рис. 4.19 б).

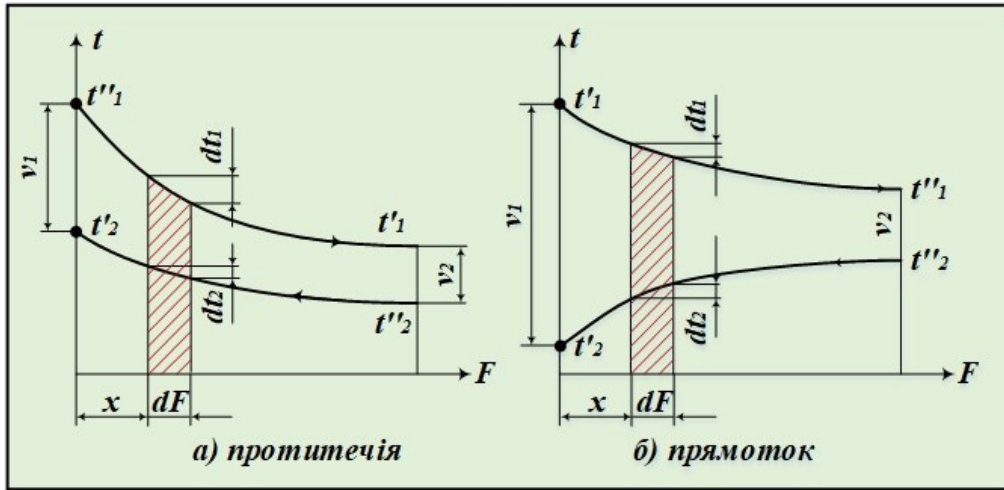


Рис. 4.19. Розрахункові схеми для визначення температурного натиску

Для елементарної площі dF , що віддалена від початку поверхні на відстані x , можна записати рівняння теплопередачі (5.4) і рівняння теплового балансу (5.1).

У випадку стаціонарного режиму теплові потоки для теплоносіїв дорівнюють один одному, тоді рівняння теплового балансу можна записати в диференціальній формі:

$$\delta\Phi = -W_1 dt_1 = -W_2 dt_2. \quad (5.5)$$

У формулі (5.5) має місце знак «+» або «-» при dt_i . Знак обирають залежно від напрямку руху рідини. Якщо має місце прямоток, то обираємо знак «+».

Розглянемо випадок протитоку:

$$dt_1 = -\frac{\delta\Phi}{W_1}, \quad (5.6 \text{ а})$$

$$dt_2 = -\frac{\delta\Phi}{W_2}. \quad (5.6 \text{ б})$$

Після віднімання (5.6, б) з (5.6, а) отримуємо:

$$d(t_1 - t_2) = -\frac{\delta\Phi}{1/W_1 - 1/W_2}. \quad (5.7)$$

Оскільки $\delta\Phi = k dF (t_1 - t_2)$, то підставивши в (5.7), отримуємо:

$$d(t_1 - t_2) = -k dF (t_1 - t_2) (1/W_1 - 1/W_2). \quad (5.8)$$

Розділивши змінні, проінтегруємо в межах зміни різниці температур від $t'_1 - t''_2 = v_1$ до $t''_1 - t'_2 = v_2$ для лівої частини і від 0 до F – для правої частини, отримаємо наступну формулу:

$$-\int_{v_1}^{v_2} \frac{d(t_1 - t_2)}{t_1 - t_2} = k(1/W_1 - 1/W_2) \int_0^F dF, \quad (5.9)$$

$$\ln \frac{v_1}{v_2} = kF(1/W_1 - 1/W_2). \quad (5.10)$$

Підставимо значення kF з (5.4) в (5.10) і після низки перетворень отримаємо наступний вираз:

$$\ln \frac{v_1}{v_2} = \frac{\Phi(1/W_1 - 1/W_2)}{\Delta t_T}. \quad (5.11)$$

Звідки

$$\Delta t_T = \frac{\Phi/W_1 - \Phi/W_2}{\ln \frac{v_1}{v_2}}. \quad (5.12)$$

Після інтегрування (5.6, а) в межах зміни температур t_1 і t_2 отримаємо наступні вирази:

$$\begin{aligned} \Phi/W_1 &= t'_1 - t''_1 \\ \Phi/W_2 &= t'_2 - t''_2 \end{aligned} \quad (5.13)$$

Підставивши (5.13) в (5.12), остаточно отримуємо:

$$\Delta t_T = \frac{v_1 - v_2}{\ln \frac{v_1}{v_2}}, \quad (5.14)$$

де: $v_1 = t'_1 - t''_2$ і $v_2 = t''_1 - t'_2$ – для протитечії; $v_1 = t'_1 - t'_2$ і $v_2 = t''_1 - t''_2$ – для прямо-току.

Отримана величина називається *середньологарифмічним температурним натиском*.

За будь-яких значень температури і добутку масової витрати на питому теплоємність ($m_{\tau} c_{pm}$) *найбільший можливий температурний натиск* (Δt_T) *досягається у випадку використання протитечії, а найменший – при*

використанні прямотоку. Таким чином, схема з використанням протитечії є більш ефективною.

Контрольні питання

1. Яке призначення мають теплообмінні апарати?
2. На яких принципах базується робота теплообмінних апаратів?
3. Якими конструктивними засобами збільшується ефективність роботи теплообмінних апаратів?
4. Як розрізняють теплообмінні апарати за способом організації течії теплоносіїв?
5. Яким чином співвідносяться теплові потоки від теплоносія, що віддає тепло, і теплоносія, що приймає тепло за відсутності теплових втрат?
6. Що саме розуміють під середнім температурним натиском?
7. Від яких чинників залежить значення середнього температурного натиску?
8. Яка схема теплообмінного апарату є найбільш ефективною і чому?

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Бариллович В. А., Смирнов Ю. А. Основы технической термодинамики и теории тепло- и массообмена. СПб. : СПбГПУ, 2010. 340 с.
2. Болгарский А. В., Мухачев Г. А., Щукин В. К. Термодинамика и теплопередача. М. : Высшая шк., 1975. 495 с.
3. Ерофеев В. Л., Семенов П. Д., Пряхин А. С. Теплотехника. М. : ИКУ Академкнига, 2006. 319 с.
4. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М. : Энергия, 1975. 486 с.
5. Миснар М. Теплопроводность твердых тел, жидкостей, газов и их композиций. М. : Мир, 1968. 460 с.
6. Михеев М. А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М. : Энергия, 1977. 342 с.
7. Теория авиационных двигателей. Ч. 1. Термодинамика и газовая динамика / Я. Ю. Мадорский и др. М. : Воениздат, 1969. 255 с.
8. Теплотехника / А. М. Архаров и др. М. : Машиностроение, 1968. 426 с.

Навчальне видання

ЄМЕЦЬ Валерій Васильович
ПАВЛЕНКО Олександр Володимирович

ТЕРМОДИНАМІКА І ТЕПЛООБМІН

Частина II ОСНОВИ ТЕОРІЇ ТЕПЛООБМІНУ

Навчальний посібник

Редагування: *Т. Д. Мельник*
Коригування списків літератури: *С. С. Тарасова*
Комп'ютерне верстання: *К. М. Салашна*

Формат 60x84/8.
Ум. друк. арк. 12,93. Обл.-вид. арк. 2,9.
Тираж 25 пр.

Видавець і виготовлювач–
Харківський національний університет внутрішніх справ,
просп.Льва Ландау, 27, м. Харків, 61080.
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 3087 від 22.01.2008