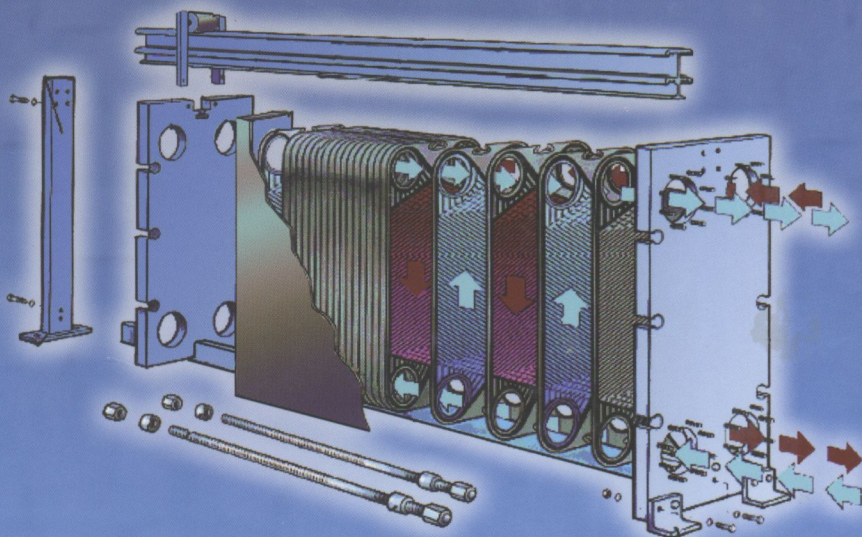


536(075)
K65

С. М. Константинов

ТЕПЛООБМІН



536(075)
К 65

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут»

С. М. Константинов

ТЕПЛОБМІН

*Затверджено Міністерством освіти і науки України
як підручник для студентів вищих технічних
навчальних закладів*



07

Політехніка

Київ
2005

Інрес

УДК 621.1.016.4(075.8)

К64

*Гриф надано Міністерством освіти і науки України
(Лист від 21.07.2005 № 14/18.2-1794)*

Рецензенти:

Ю. Ф. Гутаревич,

доктор технічних наук, професор,
завідувач кафедри двигунів та теплотехніки,
декан автомеханічного факультету
Національного транспортного університету

Р. В. Луцик,

доктор технічних наук, професор,
завідувач кафедри тепломасообмінних процесів
Київського національного університету технологій та дизайну

О. Ф. Буляндра,

доктор технічних наук,
професор кафедри теплотехніки
Національного університету харчових технологій

Константінов С. М.

К64

Теплообмін: Підручник. – К.: ВПІ ВПК «Політехніка»: Інрес, 2005. – 304 с.: іл.
ISBN 966-622-194-2

Викладено основні положення теорії теплообміну та основні визначення й рівняння масообміну. Розглянуто елементарні способи перенесення теплоти за допомогою теплопровідності, конвекції та випромінювання, їх застосування для аналізу роботи енергетичних пристроїв і комплексний процес теплопередачі. Наведено класифікацію та основні конструкції теплообмінних апаратів, їх тепловий і гідродинамічний розрахунки. Подано контрольні запитання, задачі для самостійного розв'язання, а також приклади розв'язання задач.

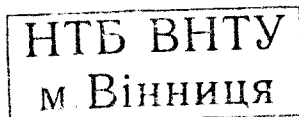
Для студентів вищих технічних навчальних закладів.

УДК 621.1.016.4(075.8)

429454

ISBN 966-622-194-2

© С. М. Константінов, 2005



Вступ

Теплообміном називають процес розповсюдження енергії у формі теплоти від одного тіла до іншого або від однієї частини тіла до іншої унаслідок різниці температур.

Теплообмін – це складний процес, тому для вивчення його розподіляють на прості явища. Існує три способи розповсюдження теплоти в природі, які залежать від фізичних властивостей тіла: теплопровідність, конвективний теплообмін (конвекція) та теплове випромінювання (радіація або радіаційний теплообмін).

Теплопровідністю називають процес перенесення енергії внаслідок хаотичного руху та енергетичної взаємодії між мікрочастинками, з яких складається тіло (молекул, атомів, електронів); вона не залежить від руху тіла або його частин. Теплопровідність – це процес переходу енергії в суцільному середовищі. Механізм перенесення теплоти теплопровідністю різний у твердих тілах, рідинах та газах.

Конвекція – це процес перенесення теплоти при переміщенні мікрочастинок тіла із середовища з однією температурою в середовище з іншою температурою. Конвекція має місце тільки в рідинах або газах і пов'язана з переміщенням самого середовища.

Процес перенесення теплоти конвекцією завжди супроводжується теплопровідністю внаслідок дотику частин середовища з різними температурами.

Передачу теплоти між середовищем (рідиною або газом) та стінкою називають *тепловіддачею*.

Теплове випромінювання – це наслідок складних збуджень частинок тіла (молекул, атомів тощо), які залежать від його температури та передаються за допомогою електромагнітних хвиль.

На відміну від розповсюдження теплоти теплопровідністю та конвекцією, теплове випромінювання може передаватися через вакуум.

За променистого теплообміну відбувається подвійне перетворення енергії. Спочатку внутрішня енергія тіла, що випромінює енергію, перетворюється на променисту енергію, яка передається в середовище, доки на своєму шляху не натрапить на непрозоре тіло, у якому відбувається процес перетворення променистої енергії на внутрішню енергію.

У техніці процес розповсюдження або передачі теплоти здійснюється одночасно різними способами. Такий теплообмін називають *складним теплообміном*. Так, наприклад, передача теплоти конвекцією завжди супроводжується теплопровідністю.

Спільний процес перенесення теплоти конвекцією та теплопровідністю називають *конвективним теплообміном*, а якщо цей процес супроводжується тепловим випромінюванням – *радіаційно-конвективним*. У більшості теплообмінних апаратів різного призначення теплота від одного середовища до іншого передається через відокремлюючу поверхню.

Процес передачі теплоти від одного середовища до іншого через відокремлюючу поверхню називають *теплопередачею*.

У техніці багато процесів перенесення теплоти супроводжуються перенесенням маси речовини – масообміном.

Спільний процес теплообміну та масообміну називають *тепломасообміном*.

Розділ 1.

Теплопровідність.

Основні положення теплопровідності

1.1. Температурне поле, температурний градієнт, тепловий потік

Процес розповсюдження теплоти теплопровідністю – молекулярний процес, що відбувається за безпосереднього контакту тіл або частин тіла з різними температурами.

У чистому вигляді теплопровідність має місце в твердих тілах і тонких нерухомих шарах рідини.

У рідинах і твердих тілах теплота передається пружними хвилями. У металах пружні коливання кристалічних ґрат не мають основного значення. Передача теплоти головним чином відбувається шляхом дифузії вільних електронів.

У газах і рідинах теплота передається завдяки дифузії молекул та атомів.

Сукупність значень температур для всіх точок тіла або середовища, що розглядається, називають *температурним полем*. У загальному вигляді температура – це функція координат x , y , z та часу t .

Розрізняють стаціонарні та нестаціонарні температурні поля. *Нестаціонарним температурним полем* називають поле, яке змінюється з часом:

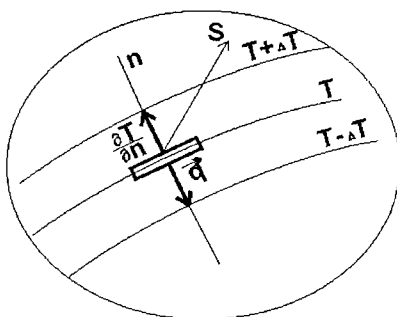


Рис. 1.1. Температурне поле і градієнт температур

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

Стационарним температурним полем називають поле, яке не змінюється з часом:

$$T = f(x, y, z). \quad (1.2)$$

Для такого поля можна записати:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0.$$

Температура може бути функцією однієї, двох або трьох координат і в цьому разі *поле* називають відповідно *одно-, дво- або тривимірним*.

Температурний градієнт. За будь-якого температурного поля в тілі завжди є точки з однаковою температурою.

Геометричне місце точок з однаковою температурою в певний момент часу називають *ізотермічною поверхнею* (рис. 1.1). Уздовж будь-якого довільного напрямку S , який не збігається з ізотермою, температура буде змінюватися. Границю відношення зміни температури ΔT до відрізка Δn , на якому відбувається ця зміна, взятому по нормалі до ізотермічної поверхні, називають *температурним градієнтом*:

$$\lim \left(\frac{\Delta T}{\Delta n} \right)_{n \rightarrow 0} = \frac{\partial T}{\partial n} = \text{grad} T. \quad (1.3)$$

Температурний градієнт – це вектор, спрямований по нормалі до ізотермічної поверхні. Позитивний напрямок цього вектора – напрямок у бік збільшення температур.

Тепловий потік. Теплота довільно переноситься тільки в бік зменшення температури.

Кількість теплоти, яка проходить через будь-яку поверхню площею F за одиницю часу, називають *тепловим потоком* Q , Дж/с = Вт.

Кількість теплоти, яка проходить через 1 м^2 площі поверхні за одиницю часу, називають *питомим тепловим потоком*, або *густиною теплового потоку* q , Дж/($\text{м}^2 \cdot \text{с}$) = Вт/ м^2 .

Тепловий потік – це вектор, напрямком якого збігається з напрямком розповсюдження теплоти та протилежний напрямку вектора температурного градієнта.

1.2. Закон Фур'є. Коефіцієнт теплопровідності

Французький учений Фур'є (1768 – 1830) експериментально встановив, що кількість теплоти, яка передається теплопровідністю, пропорційна температурному градієнту поверхні, через яку передається теплота, і часу, за який передається теплота:

$$Q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n} F \tau, \quad (1.4)$$

де Q – кількість теплоти, яка передається, Дж; $\frac{\partial T}{\partial n}$ – температурний градієнт, К/м; F – площа поверхні, через яку передається теплота, м^2 ; τ – час, за який передається теплота, с; λ – коефіцієнт пропорційності.

Частинну похідну застосовують тому, що температура змінюється не тільки нормалю до елемента dF , але й за іншими напрямками, а для нестационарного поля ще й залежить від часу.

Значення похідної постійне в межах вибраного інтервалу часу dt .

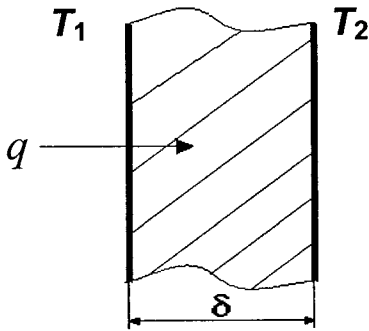


Рис. 1.2. Передача теплоти в часі через плоску пластину

Коефіцієнт пропорційності λ називають *коефіцієнтом теплопровідності*, який характеризує здатність тіла передавати теплоту.

Розглянемо випадок передачі теплоти за проміжок часу τ через плоску пластину завтовшки δ , площа якої F . Температури на поверхнях пластини T_1 і T_2 (рис. 1.2). При цьому $T_1 > T_2$ і $\Delta T = T_1 - T_2$. Абсолютне значення кількості теплоти, яка передається через пластину (якщо не враховувати знак температурного градієнта) згідно із законом Фур'є буде дорівнювати:

$$Q_\tau = \lambda \frac{\Delta T}{\delta} F \tau. \quad (1.6)$$

Якщо узяти, що $\Delta T = 1$ К, $\delta = 1$ м, $F = 1$ м², $\tau = 1$ с, то з рівняння (1.6) будемо мати:

$$\lambda = \frac{Q\delta}{F\tau\Delta T}. \quad (1.7)$$

Звідси впливає *фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності*: коефіцієнт теплопровідності – це кількість теплоти, яка передається від однієї поверхні до іншої на глибину 1 м за одиницю часу через одиницю поверхні за різниці температур між ними в один кельвін.

Розмірність коефіцієнта теплопровідності Дж · м / (м² · с · К) = Вт/(м · К) можна визначити з рівняння (1.7).

Знак “мінус“ у рівнянні (1.4) свідчить про те, що теплота довільно розповсюджується в напрямку меншого значення температур і температурний градієнт має негативний напрям, тобто

$$\vec{q} = -\lambda \text{grad}T. \quad (1.5)$$

Коефіцієнт теплопровідності λ – це фізична властивість речовини; він залежить від структури, густини, вологості, температури і тиску й знаходиться в межах: для газів – 0,05...0,5; рідини – 0,08...0,7; металів – 20...410 Вт/(м · К).

Найбільше значення коефіцієнта теплопровідності має срібло: $\lambda = 410$ Вт/(м · К). Матеріали зі значенням $\lambda < 0,25$ Вт/(м · К) застосовують для теплової ізоляції і називають *теплоізоляційними*. З підвищенням температури і вологості пористих матеріалів коефіцієнт теплопровідності збільшується, оскільки пори замість повітря заповнюються водою, яка має коефіцієнт теплопровідності більший ніж у повітря.

1.3. Диференціальне рівняння теплопровідності

Під час вивчення фізичних явищ виникає потреба встановлення залежності між величинами, які характеризують ці явища. Цю залежність виражають математично за допомогою диференціальних рівнянь між фізичними величинами, які характеризують те чи інше явище, та просторово-часовими координатами.

Диференціальне рівняння теплопровідності встановлює залежність між величинами, які беруть участь у передачі теплоти теплопровідністю.

Для отримання рівнянь користуються методами математичної фізики, які дозволяють розглядати елементарний об'єм протягом елементарного проміжка часу. Такий підхід дозволяє знехтувати зміною ряду величин і спростити залежність.

Розглянемо процес розповсюдження теплоти теплопровідністю через однорідне ізотропне тверде тіло з постійним коефіцієнтом теплопровідності λ , питомою теплоємністю c , густиною ρ та без внутрішнього джерела енергії.

Виділимо в потоці рідини, що рухається, елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy , dz (рис. 1.3).

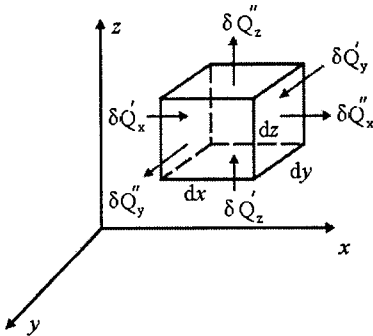


Рис. 1.3. Передача теплоти через елементарний паралелепіпед

Складемо рівняння теплового балансу для цього паралелепіпеда і за допомогою закону Фур'є визначимо збільшення та витрату теплоти, яка передається теплопровідністю через кожне його ребро.

У напрямку осі x через ребро площею $dy \cdot dz$ за проміжок часу τ надходить елементарна кількість теплоти

$$\delta Q'_x = -\lambda \cdot dy \cdot dz \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right) dt. \quad (1.8)$$

Через протилежне ребро паралелепіпеда, що знаходиться на відстані dx та має температуру $T + \frac{\partial T}{\partial x} dx$, за цей же час відводиться теплота в кількості

$$\delta Q''_x = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) dy \cdot dz \cdot dt. \quad (1.9)$$

Кількість теплоти, яка підводиться теплопровідністю до паралелепіпеда в напрямку осі x , одержимо після почленного віднімання з рівняння (1.8) рівняння (1.9):

$$\delta Q_x = \delta Q'_x - \delta Q''_x = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \quad (1.10)$$

Аналогічно визначаємо кількість теплоти в напрямку осей y та z :

$$\delta Q_y = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt; \quad (1.11)$$

$$\delta Q_z = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} dx \cdot dy \cdot dz \cdot dt. \quad (1.12)$$

Кількість теплоти, що акумулюється в об'ємі $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ за час $d\tau$, одержуємо складанням рівнянь (1.10)–(1.12):

$$\begin{aligned} \partial Q &= \partial Q_x + \partial Q_y + \partial Q_z = \\ &= \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) dV \cdot d\tau. \end{aligned} \quad (1.13)$$

Згідно із законом збереження енергії цю кількість теплоти визначають за такою формулою:

$$\partial Q = c\rho dV \frac{\partial T}{\partial \tau} d\tau. \quad (1.14)$$

Прирівнюючи ліві та праві частини рівнянь (1.13) і (1.14), одержимо диференціальне рівняння теплопровідності Фур'є:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\lambda}{c\rho} \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = a\nabla^2 T. \quad (1.15)$$

Величину $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ називають *коефіцієнтом температу-ропровідності*, а $\nabla^2 T$ – оператором Лапласа.

Коефіцієнт температуропровідності характеризує здатність тіл змінювати температуру шарів у разі теплового впливу. Значення цього коефіцієнта неоднакові для різних матеріалів. Наприклад, для сухого дерева $a = 0,972 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$, а для срібла $a = 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$, тобто у дерева температуропровідність майже у 2000 разів менша.

Величина, обернена a , характеризує температурну інерцію речовини.

Для стаціонарного режиму $\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$ і рівняння теплопровідності матиме вигляд:

$$a\nabla^2 T = 0. \quad (1.16)$$

Рівняння (1.15) отримано стосовно однорідного ізотропного тіла. При цьому мали на увазі, що теплопровідність тіла λ не залежить від температури, а всередині тіла немає джерел теплоти. У такому разі рівняння (1.15) не можна використовувати, розглядаючи окремі задачі з внутрішнім джерелом енергії, наприклад, елементи атомних реакторів, які виділяють теплоту. Для цих випадків диференціальне рівняння теплопровідності:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \nabla^2 T + \frac{q_v}{c\rho}, \quad (1.17)$$

де q_v – об’ємна продуктивність внутрішніх джерел теплоти, кДж/м³. Фізичний зміст рівняння (1.15) полягає в тому, що воно пов’язує просторовий і часовий розподіл температур у межах нескінченно тонкого шару пластини. Отже, якщо мати в певний момент часу розподіл температури по товщині пластини, то можна визначити швидкість зміни температури кожного шару пластини з переходом до наступного моменту часу.

1.4. Крайові та граничні умови

Рівняння (1.15) належить до нескінченно малого елемента температурного поля і не визначає розвиток теплопровідності у всьому просторі, де проходить процес, і за весь час, протягом якого він проходить. Для математичного визначення певної задачі з відображенням кількісної і якісної її сторін потрібно доповнити диференціальне рівняння описом особливостей процесу, які розглядаються. Така сукупність дає крайові умови або умови однозначності.

Крайові умови повинні мати всі особливості кожного випадку, який розглядають, і містити:

1) геометричні умови, які характеризують форму і розміри поверхні (тіла);

2) фізичні умови, які характеризують фізичні властивості тіла та навколишнього середовища (густина, в'язкість, теплопровідність тощо);

3) часові умови, які формують особливості перебігу процесу в часі;

4) граничні умови, що характеризують умови перебігу процесу на межах тіла.

Граничні умови можна задати трьома способами.

Граничні умови першого роду. За граничних умов першого роду задають розподіл температури на поверхні стінки T_c для кожного проміжка часу τ :

$$T_c = f(x, y, z, \tau), \quad (1.18)$$

де x, y, z – координати поверхні тіла.

Якщо температура на поверхні тіла з часом залишається сталою, рівняння набуває вигляду:

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

За цих умов величина, яку визначають – це кількість теплоти, що віддається.

Граничні умови другого роду. За граничних умов другого роду задають розподіл теплового потоку для кожної точки тіла в будь-який проміжок часу τ :

$$q = f(x, y, z, \tau). \quad (1.19)$$

Аналогічно граничним умовам першого роду, якщо q – стала величина, будемо мати $q = \text{const}$.

Задача з умовами другого роду протилежна задачі з умовами першого роду, тобто визначається розподіл температур на поверхні.

Граничні умови третього роду. За граничних умов третього роду задається температура навколишнього середовища T_p і закон теплообміну між поверхнею тіла та навколишнім середовищем (закон Ньютона – Ріхмана), згідно з яким кількість теплоти, що віддається одиницею площі поверхні тіла за одиницю часу, пропорційна різниці температур між поверхнею тіла T_c і навколишнім середовищем T_p ($T_c > T_p$), тобто

$$q = \alpha(T_c - T_p), \quad (1.20)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який називають *коефіцієнтом тепловіддачі*, Вт/(м² · К); він характеризує інтенсивність теплообміну між поверхнею тіла та навколишнім середовищем.

Зовнішня простота закону Ньютона – Ріхмана не відповідає дійсності. Складність питання про теплообмін між тілом і навколишнім середовищем полягає у визначенні α за певних умов задачі. Це питання розглянемо в наступних розділах підручника. Коефіцієнт тепловіддачі залежить від ряду факторів і на відміну від коефіцієнта теплопровідності не являє собою фізичну сталу, характерну для даної речовини. Надалі, розв'язуючи задачі теплопровідності, вважатимемо, що коефіцієнт тепловіддачі α – це величина, яку задають.

Згідно із законом збереження енергії, кількість теплоти, що віддається з одиниці площі поверхні за одиницю часу тепловіддачею, має дорівнювати кількості теплоти, яка підводиться до цієї поверхні теплопровідністю за цей самий проміжок часу:

$$\alpha(T_c - T_p) = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{\text{пов}}, \quad (1.21)$$

де $\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{\text{пов}}$ – градієнт температури в напрямку нормалі до поверхні dF . Наведене рівняння можна записати в такому вигляді:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial n}\right)_{\text{пов}} = -\frac{\alpha}{\lambda}(T_c - T_p), \quad (1.22)$$

що являє собою математичне формулювання граничних умов третього роду.

Поєднуючи умови однозначності з диференціальним рівнянням теплопровідності, можна визначити температуру в будь-якій точці тіла N і в будь-який момент часу.

Розділ 2.

Стаціонарна теплопровідність

2.1. Теплопровідність однорідної плоскої стінки

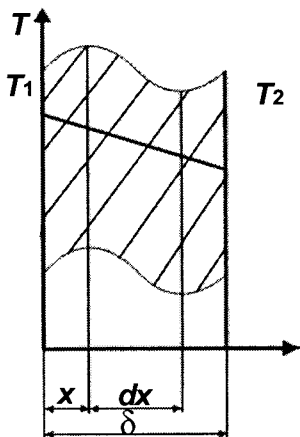


Рис. 2.1. Теплопровідність однорідної плоскої стінки

Розглянемо передачу теплоти теплопровідністю в однорідній плоскій стінці завтовшки δ (рис. 2.1). Коефіцієнт теплопровідності $\lambda = \text{const}$, на поверхнях стінки температури T_1 і T_2 ($T_1 > T_2$). Температурне поле – це функція тільки координати x , тобто воно одновимірне і температурний градієнт має вигляд $\frac{dT}{dx}$. Виділимо всередині стінки на відстані x від осі ординат шар завтовшки dx .

Згідно із законом Фур'є маємо

$$q = -\lambda \frac{dT}{dx}. \quad (2.1)$$

Звідси

$$dT = -\frac{q}{\lambda} dx. \quad (2.2)$$

За стаціонарного режиму кількість теплоти, яка проходить через кожний переріз, буде однаковою, тобто величина q постійна в кожному перерізі. Тому, проінтегрувавши рівняння (2.2), одержимо

$$T = -\frac{q}{\lambda}x + c. \quad (2.3)$$

По товщині температура однорідної плоскої стінки змінюється за прямолінійним законом.

Сталу інтегрування c визначають з граничних умов: якщо $x = 0$, $T = T_1 = c$, а якщо $x = \delta$, $T = T_2$.

Підставивши ці значення в рівняння (2.3), матимемо:

$$T_2 = -\frac{q}{\lambda}\delta + T_1, \quad (2.4)$$

звідки питомий тепловий потік буде дорівнювати:

$$q = \frac{\lambda}{\delta}(T_1 - T_2). \quad (2.5)$$

Відношення $\frac{\lambda}{\delta}$ називають *теплопровідністю стінки*, а обернену величину $\frac{\delta}{\lambda} = k_\lambda$ – *внутрішнім термічним опором*.

2.2. Теплопровідність однорідної плоскої стінки з внутрішнім джерелом теплоти

До внутрішніх джерел теплоти належать екзотермічні або ендотермічні реакції хімічних речовин, проходження електричного струму в провіднику за намагнічування заліза, процеси тепловиділення внаслідок радіоактивного розпаду, ядерні процеси в тепловидільних елементах тощо. Ці процеси характеризуються потужністю внутрішніх джерел теплоти q_v , Вт/м³, що являє собою кількість теплоти, яку виділяє одиниця об'єму тіла за одиницю часу.

Наявність внутрішнього джерела теплоти зумовлює збільшення теплового потоку, що проходить через поверхню.

429454

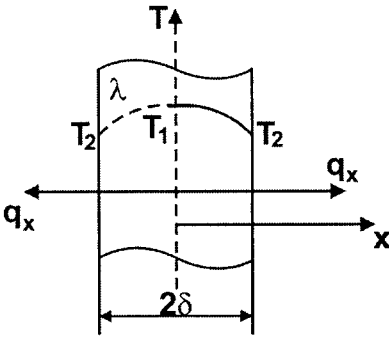


Рис. 2.2. Теплопровідність плоскої стінки з внутрішнім джерелом теплоти

Розглянемо теплопровідність плоскої стінки необмеженої довжини з рівномірно розподіленим внутрішнім джерелом теплоти q_v . Товщина стінки 2δ , коефіцієнт теплопровідності λ (рис. 2.2). Температура на осі пластини T_1 , а на поверхні – T_2 . Вважаємо, що процес теплопровідності проходить симетрично середній площині, а густина теплового потоку змінюється по осі x за залежністю

згідно з рівнянням теплового балансу $q_x = q_v x$, з якої випливає, що якщо $x = 0$, $q = 0$, а якщо $x = \delta$, $q = q_v \delta$, тобто досягає свого найбільшого значення.

На підставі закону Фур'є можемо записати:

$$q_x = q_v x = -\lambda \frac{dT}{dx}, \quad (2.6)$$

з якого, після розподіл у змінних інтегрування і визначення констант з урахуванням граничних умов першого роду ($x = 0$ та $T = T_1$, $c = T_1$), рівняння температурної кривої матиме вигляд:

$$T = T_1 - \frac{q_v x^2}{2\lambda}. \quad (2.7)$$

Якщо $x = \delta$, то $T = T_2$, з рівняння (2.7) одержимо температурний напір між середньою площиною і зовнішньою поверхнею стінки:

$$T_1 - T_2 = \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} = \frac{q_\delta \delta}{2\lambda}, \quad (2.8)$$

де $q_\delta = q_v \delta$ – питомий тепловий потік на зовнішній поверхні стінки.

Якщо температуру T_1 не задано, то стали інтегрування виразимо через T_2 – одержимо рівняння температурної кривої:

$$T = T_2 + \frac{q_v \delta^2}{2\lambda} \left[1 - \left(\frac{x}{\delta} \right)^2 \right]. \quad (2.9)$$

Рівняння (2.7) та (2.9) свідчать, що температура по товщині стінки змінюється параболічно.

2.3. Теплопровідність плоскої багат шарової стінки

Розглянемо розповсюдження теплоти теплопровідністю в плоскій багат шаровій стінці (рис. 2.3). У стаціонарному режимі тепловий потік для всіх шарів стінки буде однаковим і визначатиметься за рівняннями:

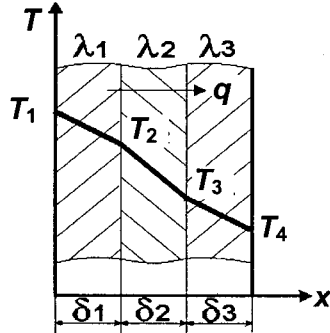


Рис. 2.3. Теплопровідність плоскої багат шарової стінки

$$q = \frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_1 - T_2); \quad (2.10)$$

$$q = \frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_2 - T_3); \quad (2.11)$$

$$q = \frac{\lambda_3}{\delta_3} (T_3 - T_4), \quad (2.12)$$

де $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ і $\delta_1, \delta_2, \delta_3$ – відповідно коефіцієнти теплопровідності й товщини шарів стінки.

Зміна температури в кожному шарі:

$$T_1 - T_2 = q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad (2.13)$$

$$T_2 - T_3 = q \frac{\delta_2}{\lambda_2}; \quad (2.14)$$

$$T_3 - T_4 = q \frac{\delta_3}{\lambda_3}. \quad (2.15)$$

Якщо скласти ліві та праві частини рівнянь (2.13)–(2.15), одержимо рівняння для визначення повного температурного напору:

$$T_1 - T_4 = q \left(\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3} \right), \quad (2.16)$$

звідки питомий тепловий потік дорівнюватиме

$$q = \frac{T_1 - T_4}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{\delta_3}{\lambda_3}}. \quad (2.17)$$

Для n -шарової стінки

$$q = \frac{T_1 - T_{n+1}}{\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}}, \quad (2.18)$$

де $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$ – загальний термічний опір багат шарової стінки.

Значення температур між окремими шарами визначатимемо за рівняннями:

$$T_2 = T_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad (2.19)$$

$$T_3 = T_4 + q \frac{\delta_3}{\lambda_3}. \quad (2.20)$$

2.4. Теплопровідність однорідної циліндричної стінки

Розглянемо однорідну циліндричну стінку завдовжки l , внутрішнім радіусом r_1 , зовнішнім – r_2 (рис. 2.4). Коефіцієнт теплопровідності $\lambda = \text{const}$. Температурне поле – одновимірне.

Температура змінюється по радіусу. Виділимо на відстані радіуса r кільцевий шар dr . Згідно із законом Фур'є за одиницю часу через виділений шар dr проходить теплота в кількості

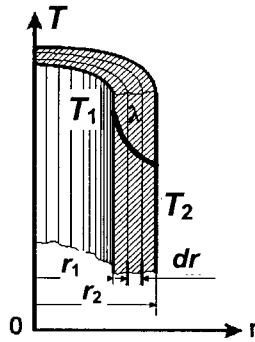


Рис. 2.4.

Теплопровідність однорідної циліндричної стінки

$$Q = -\lambda \frac{dT}{dr} F = -2\lambda\pi r l \frac{dT}{dr}. \quad (2.21)$$

Якщо розподілимо змінні, одержимо:

$$dT = -\frac{Q}{2\pi\lambda l} \frac{dr}{r}, \quad (2.22)$$

звідки після інтегрування матимемо:

$$T = -\frac{Q}{2\pi\lambda} \ln r + c. \quad (2.23)$$

Підставивши значення змінних на поверхнях стінки (якщо $r = r_1, T = T_1$ та якщо $r = r_2, T = T_2$) і виключивши сталу величину c , одержимо рівняння для визначення теплового потоку:

$$Q = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} (T_1 - T_2) = \frac{2\pi\lambda l}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (T_1 - T_2). \quad (2.24)$$

Якщо взяти відношення кількості теплоти, що проходить через стінку, до одиниці довжини, отримаємо:

$$q_l = \frac{Q}{l} = \frac{\pi(T_1 - T_2)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}. \quad (2.25)$$

Рівняння температурної кривої всередині однорідної циліндричної стінки можна одержати з рівняння (2.24), замінивши T_1 на T і d_2 на d та підставивши значення теплового потоку:

$$T = T_1 - \frac{Q}{2\pi\lambda} \ln \frac{d}{d_1} = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \ln \frac{d}{d_1}, \quad (2.26)$$

звідки випливає, що за сталого коефіцієнта теплопровідності температура змінюється за логарифмічною кривою.

2.5. Теплопровідність однорідної циліндричної стінки з внутрішнім джерелом теплоти

Розглянемо однорідну циліндричну стінку з рівномірним розподілим внутрішнім джерелом теплоти q_v , необмеженою довжиною l , внутрішнім радіусом r_1 , зовнішнім – r_2 , сталим коефіцієнтом теплопровідності λ , відведенням теплоти через зовнішню поверхню (рис. 2.5). Тепловий потік будемо відносити до одиниці довжини. Згідно із законом Фур'є можемо записати:

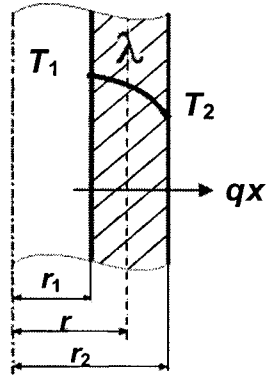


Рис. 2.5. Теплопровідність однорідної циліндричної стінки з внутрішнім джерелом теплоти

$$q_l = -2\pi r \lambda \frac{dT}{dr}, \quad (2.27)$$

де q_l можна визначити як $q_l = q_v \pi (r^2 - r_1^2)$.

Після відповідних перетворень маємо:

$$dT = \frac{q_v}{2\lambda} \left(\frac{r_1^2}{r} - r \right) dr. \quad (2.28)$$

Проінтегрувавши рівняння (2.28) та визначивши константи інтегрування з граничних умов першого роду, одержимо рівняння зміни температури по товщині стінки:

$$T_r = T_1 - \frac{q_v r_1^2}{4\lambda} \left[\left(\frac{r}{r_1} \right)^2 - 2 \ln \frac{r}{r_1} - 1 \right]. \quad (2.29)$$

Якщо візьмемо $r = r_2$, то з рівняння (2.29) одержимо рівняння для визначення перепаду температур по товщині стінки:

$$\begin{aligned}
 T_1 - T_2 &= \frac{q_v r_1^2}{4\lambda} \left[\left(\frac{r_2}{r_1} \right)^2 - 2 \ln \frac{r_2}{r_1} - 1 \right] = \\
 &= \frac{q_l}{4\pi\lambda} \left(1 - \frac{2r_1^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1} \right). \quad (2.30)
 \end{aligned}$$

Якщо теплота відводиться через внутрішню поверхню стінки, то рівняння температурної кривої набуває такого вигляду:

$$T_r = T_2 - \frac{q_v r_2^2}{4\lambda} \left[2 \ln \frac{r_2}{r} + \left(\frac{r}{r_2} \right)^2 - 1 \right], \quad (2.31)$$

а перепад температур в стінці визначатимемо за рівнянням:

$$\begin{aligned}
 T_2 - T_1 &= \frac{q_v r_2^2}{4\lambda} \left[2 \ln \frac{r_2}{r_1} + \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 - 1 \right] = \\
 &= \frac{q_l}{4\pi\lambda} \left(\frac{2r_2^2}{r_2^2 - r_1^2} \ln \frac{r_2}{r_1} - 1 \right). \quad (2.32)
 \end{aligned}$$

З одержаного рівняння випливає, що температура по товщині стінки змінюється за логарифмічною кривою.

2.6. Теплопровідність багат шарової циліндричної стінки

Розглянемо неоднорідну багат шарову циліндричну стінку завдовжки l , із заданими діаметрами d_1, d_2, d_3, d_4 , сталими коефіцієнтами теплопровідності $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ та заданими температурами на поверхнях T_1 та T_4 (рис. 2.6). За стаціонарного теплового режиму через усі шари стінки буде проходити однакова кількість теплоти. Питомий тепловий потік визначимо за системою рівнянь:

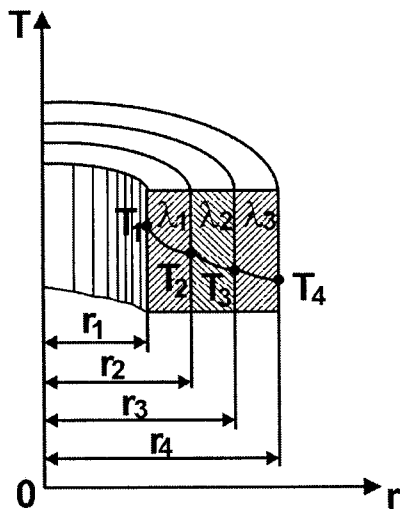


Рис. 2.6. Теплопровідність багат шарової циліндричної стінки

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \frac{2\pi(T_1 - T_2)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1}}; \\ q_l &= \frac{2\pi(T_2 - T_3)}{\frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2}}; \\ q_l &= \frac{2\pi(T_3 - T_4)}{\frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \end{aligned} \right\} \quad (2.33)$$

Розв'язавши систему рівнянь (2.33) відносно різниці температур, матимемо:

$$\left. \begin{aligned} T_1 - T_2 &= \frac{q_l}{2\pi \lambda_1} \frac{1}{d_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ T_2 - T_3 &= \frac{q_l}{2\pi \lambda_2} \frac{1}{d_2} \ln \frac{d_3}{d_2}; \\ T_3 - T_4 &= \frac{q_l}{2\pi \lambda_3} \frac{1}{d_3} \ln \frac{d_4}{d_3}. \end{aligned} \right\} \quad (2.34)$$

Склавши окремо ліві і праві частини рівнянь (2.33) та (2.34), одержимо:

$$T_1 - T_4 = \frac{q_l}{2\pi} \left(\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3} \right), \quad (2.35)$$

звідки визначимо питомий тепловий потік по довжині стінки:

$$q_l = \frac{2\pi(T_1 - T_4)}{\frac{1}{\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\lambda_3} \ln \frac{d_4}{d_3}}. \quad (2.36)$$

Значення температур на внутрішніх поверхнях визначимо за рівняннями:

$$T_2 = T_1 - \frac{q_l}{2\pi \lambda_1} \frac{1}{d_1} \ln \frac{d_2}{d_1}; \quad (2.37)$$

$$T_3 = T_2 - \frac{q_l}{2\pi \lambda_2} \frac{1}{d_2} \ln \frac{d_3}{d_2} = T_4 + \frac{q_l}{2\pi \lambda_3} \frac{1}{d_3} \ln \frac{d_4}{d_3}. \quad (2.38)$$

2.7. Теплопровідність однорідної кульової стінки

Розглянемо порожнисту кулю з однорідною стінкою, сталим коефіцієнтом теплопровідності λ_1 , внутрішнім r_1 та зовнішнім r_2 радіусами (рис. 2.7). Температура внутрішньої поверхні T_1 , а зовнішньої – T_2 , при цьому $T_1 > T_2$. Тепловий потік, що проходить через виділений у товщі стінки шар радіусом r та завтовшки dr , за граничних умов першого роду визначають за законом Фур'є:

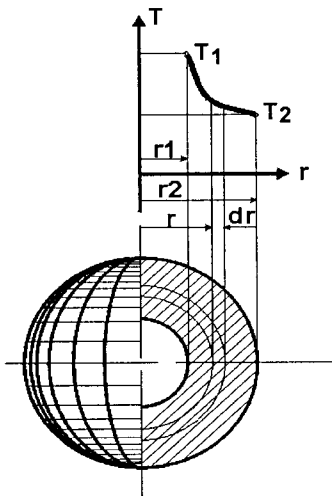


Рис. 2.7. Теплопровідність однорідної кульової стінки

$$Q = -\lambda F \frac{dT}{dr} = -4\pi\lambda r^2 \frac{dT}{dr}. \quad (2.39)$$

З рівняння (2.39) після розподілу змінних та інтегрування за методикою, аналогічною для однорідної циліндричної стінки, маємо

$$\begin{aligned} Q &= \frac{4\pi\lambda(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} = \frac{2\pi\lambda(T_1 - T_2)}{\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} = \\ &= \pi\lambda(T_1 - T_2) \frac{d_1 d_2}{\delta}, \end{aligned} \quad (2.40)$$

де $\delta = \frac{d_1 - d_2}{2}$ – товщина стінки кулі.

Рівняння зміни температури по товщині стінки кулі визначають з умов інтегрування рівняння (2.39) та з урахуванням рівняння (2.40):

$$T = T_1 - \frac{T_1 - T_2}{\left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}\right)} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d}\right), \quad (2.41)$$

звідки випливає, що температура змінюється за законом гіперболи.

2.8. Теплопровідність ребра (стрижня)

Розглянемо тонкий стрижень завдовжки l , з постійною площею поперечного перерізу F , периметром u , що одним кінцем закладено в масив, температура якого підтримується на будь-якому постійному рівні T_0 , другий кінець – теплоізований. Стрижень знаходиться в середовищі, яке має фіксовану температуру T_p . Візьмемо, що $T_p < T_0$.

Температура стрижня змінюється тільки по його довжині. Коефіцієнти тепловіддачі α_1 і теплопровідності λ відомі й однакові по всій довжині стрижня. Треба знайти закон розподілу температури по довжині стрижня та кількість теплоти, яку віддає стрижень у навколишнє середовище.

Двома поперечними перерізами стрижня, які розміщені на відстані dx один від одного, позначимо деякий елемент і складемо для нього тепловий баланс (рис. 2.8).

У цей елемент входить кількість теплоти Q' , виходить Q'' ; кількість теплоти, що віддається за одиницю часу зовнішньою поверхнею елемента навколишньому середовищу, становить

$$dQ = Q' - Q''.$$

Беручи до уваги, що температура стрижня в цьому елементі T , а зовнішнього середовища – $T_p < T$, і що відлік температури ведуть від T_c , надлишкова температура така:

$$v = T - T_p.$$

Згідно із законом Фур'є:

$$Q' = -\lambda F \frac{dv}{dx}; \quad (2.42)$$

і

$$Q'' = -\lambda F \frac{d}{dx} \left(v + \frac{dv}{dx} dx \right),$$

звідки

$$Q'' = -\lambda F \frac{dv}{dx} - \lambda F \frac{d^2 v}{dx^2} dx. \quad (2.43)$$

Отже,

$$Q = -\lambda F \frac{d^2 v}{dx^2} dx. \quad (2.44)$$

Ця теплота за стаціонарного процесу віддається навколишньому середовищу поверхнею елемента udx шляхом конвекції. Тоді згідно із законом Ньютона – Ріхмана

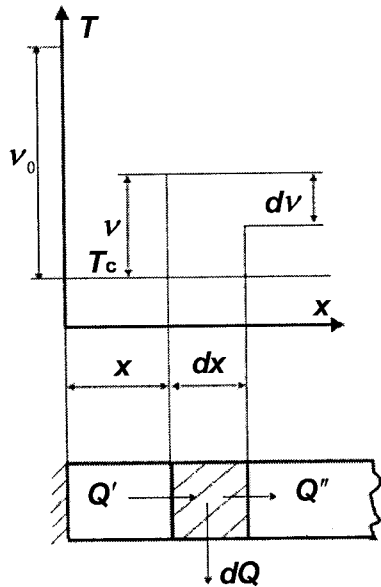


Рис. 2.8. Теплообмін стрижня

$$dQ = \alpha_1 \nu u \cdot dx. \quad (2.45)$$

Із (2.44) і (2.45) випливає, що

$$\frac{d^2 \nu}{dx^2} = \frac{\alpha_1 u}{\lambda F} \nu = m^2 \nu, \quad (2.46)$$

де

$$m = \sqrt{\frac{\alpha_1 u}{\lambda F}}. \quad (2.47)$$

Оскільки диференціальне рівняння (2.46) має другий порядок, його загальний розв'язок повинен мати дві сталі інтегрування і, отже, його можна подати у вигляді:

$$\nu = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}. \quad (2.48)$$

Значення постійних C_1 та C_2 залежать від постійних умов. У початковому перерізі, тобто $x = 0$, температура підтримується постійно і $\nu = \nu_0 = T_0 - T_p$. Згідно із формулою (2.48)

$$\nu_0 = C_1 + C_2. \quad (2.49)$$

Якщо довжина стрижня $l = \infty$, то вся теплота, яка підводиться до стрижня, буде віддаватись навколишньому середовищу, тому при $x = \infty$, $\nu = 0$ і $C_1 e^{\infty} + C_2 e^{-\infty} = 0$, або $C_1 e^{\infty} = 0$. Це справедливо за умови, що

$$C_1 = 0, \text{ тоді } C_2 = \nu_0. \quad (2.50)$$

Підставляючи ці значення у рівняння (2.48), маємо:

$$\nu = \nu_0 e^{-mx}. \quad (2.51)$$

Аналіз зміни температури вздовж стрижня показує, що температура теплоізованого кінця стрижня швидко спадає зі збільшенням аргументу mx до двох-трьох одиниць. Подальше збільшення mx зумовлює асимптотичне зближен-

ня T_l і T_p . Ще більше це стосується кількості теплоти, яка відводиться від стрижня у навколишнє середовище. Тому збільшення тепловідведення від стрижня збільшенням його довжини, за його інших однакових умов, не потребує брати $l > (2,5 \dots 3,0)/m$. Отже, доцільно розглядати температурне рівняння (2.48) стосовно стрижня скінченної довжини. Для цього випадку маємо такі граничні умови:

$$\begin{aligned} x = 0 & \quad v = v_0, \\ x = l & \quad dv/dx = 0, \end{aligned}$$

де $v_0 = T_0 - T_p$.

Якщо підставити ці граничні умови у рівняння (2.48), то одержимо:

$$C_1 + C_2 = v_0; \quad (2.52)$$

$$C_1 m e^{ml} - C_2 m e^{-ml} = 0. \quad (2.53)$$

Звідси

$$C_1 = v_0 \frac{e^{-ml}}{e^{ml} + e^{-ml}}; \quad (2.54)$$

$$C_2 = v_0 \frac{e^{-ml}}{e^{ml} - e^{-ml}}. \quad (2.55)$$

Для визначення надлишкової температури v знаходимо рівняння:

$$v = v_0 \frac{e^{m(x-l)} + e^{-m(x-l)}}{e^{ml} + e^{-ml}}.$$

Кількість теплоти Q , що віддає стрижень у навколишнє середовище, дорівнює кількості теплоти, яка шляхом теплопровідності входить у стрижень через його гарячий кінець (при $x = 0$). Тому

$$Q = -\lambda F \left(\frac{dv}{dx} \right)_{x=0}.$$

Похідну цього рівняння знаходять за рівнянням (2.48):

$$\left(\frac{dv}{dx} \right)_{x=0} = m(C_1 - C_2).$$

Підставляючи значення C_1 та C_2 з формул (2.54) і (2.55), знаходимо

$$Q = Fm\lambda v_0 \frac{e^{ml} - e^{-ml}}{e^{ml} + e^{-ml}}.$$

Для стрижня у вигляді колового циліндра діаметром D , $F = \frac{\pi D^2}{4}$ і $u = \pi D$. З формули (2.47) маємо

$$m = 2\sqrt{\frac{\alpha}{\lambda D}}. \quad (2.56)$$

Якщо стрижень являє собою прямокутний паралелепіпед з довжиною основи значно більшої від ширини, то для розв'язання задачі достатньо розглянути стрижень завдовжки $l = 1$ м. Тоді $F = \delta l = \delta$ і $u = 2l = 2$. Отже,

$$m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda \delta}}. \quad (2.57)$$

Наведені розрахунки мають місце, наприклад, для розгляду теплообміну поверхні, яка має ребра. Довжина стрижня у цьому разі – висота ребра.

2.9. Теплопровідність однорідного круглого стрижня з внутрішнім джерелом теплоти

Розглянемо круглий стрижень з внутрішнім рівномірно розподіленим джерелом теплоти потужністю q_v , необмеженою довжиною l , радіусом r_0 , сталим коефіцієнтом λ (рис. 2.9). Наприклад, цю задачу можна віднести до теплопровідності електричного провідника за граничних умов першого роду.

Вважаємо, що теплота від внутрішнього джерела енергії відводиться через усю бічну поверхню стрижня у навколишнє середовище.

Оскільки радіус стрижня малий порівняно з його довжиною, то температура у стрижні змінюється тільки за радіусом, тобто задача буде одновимірною. Треба знайти температуру на осі та поверхні стрижня.

Виходячи з рівнянь теплового балансу довільного циліндричного елемента в середині стрижня $2\pi r l q_r = \pi r^2 l q_v$ маємо, що густина теплового потоку змінюється за радіусом

$q_r = \frac{1}{2} r q_v$ та досягає свого максимального значення при $r = r_0$,

тобто $q_0 = \frac{1}{2} r_0 q_v$. Закон Фур'є для будь-якого радіуса стрижня записують у вигляді

$$q_r = -\lambda \frac{dT}{dr} = \frac{1}{2} r q_v. \quad (2.58)$$

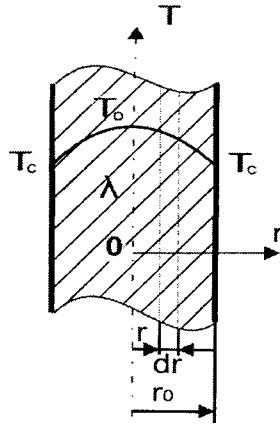


Рис. 2.9. Теплопровідність однорідного круглого стрижня з внутрішнім джерелом теплоти

Після розподілу змінних, інтегрування та визначення констант інтегрування для заданих граничних умов першого роду одержимо рівняння розподілу температури:

а) за відомих $T = T_0, r = 0$ (центральна вісь)

$$T_r = T_0 - \frac{q_v r^2}{4\lambda}; \quad (2.59)$$

б) за відомих $T = T_c, r = r_0$ (зовнішня поверхня)

$$T_r = T_c + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right], \quad (2.60)$$

де T_r – температура, залежна від змінної r , тобто $T_r = f(r)$. Одержані рівняння свідчать, що температура по товщині стрижня змінюється за параболою.

Віднявши з рівняння (2.59) рівняння (2.60), одержимо рівняння для визначення перепаду температури по радіусу стрижня:

$$T_0 - T_c = \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} = \frac{q_l}{4\pi\lambda}, \quad (2.61)$$

де q_l – тепловий потік, віднесений до одиниці довжини.

2.10. Теплообмін тіл в умовах електричного нагрівання

Широке використання електричного струму в процесах нагрівання потребує врахування умов теплообміну для розрахунку електричних нагрівників. Теплота, яка виділяється під час проходження електричного струму через нагрівник, витрачається на його нагрівання, а також віддається в навколишнє середовище.

Якщо сила струму I , напруга U , електричний опір провідника R , то кількість теплоти, яку виділяє струм, визначають за законом Джоуля – Ленца:

$$Q = IU = I^2 R = \frac{U^2}{R}. \quad (2.62)$$

Для провідника з постійним поперечним перерізом електричний опір визначають за формулою

$$R = \frac{\rho L}{f}, \quad (2.63)$$

де L – довжина провідника, м; f – площа поперечного перерізу провідника, мм²; ρ – питомий електричний опір матеріалу провідника, Ом·мм²/м.

З підвищенням температури електричний опір тіл збільшується; його визначають за формулою

$$\rho = \rho_0(1 + \beta t), \quad (2.64)$$

де ρ_0 – питомий електричний опір за температури 0 °С; β – температурний коефіцієнт опору.

Кількість теплоти, переданої нагрівником навколишньому середовищу за стаціонарного теплового стану, визначають за формулою

$$Q = I^2 R = \alpha F (T_c - T_p), \quad (2.65)$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі від поверхні провідника до навколишнього середовища; F – поверхня провідника; T_c і T_p – відповідно температура поверхні провідника і навколишнього середовища.

За рівнянням (2.65) можна визначити будь-яку із п'яти величин за відомих значень інших чотирьох. При цьому вважають, що температура навколишнього середовища T_p постійна.

У разі нагрівання рідини треба визначити її температуру. Вважаючи, що вся теплота, яку виділяє нагрівник, спрямовується на нагрівання рідини, і що теплоємність нагрівника дуже мала порівняно з теплоємністю рідини, яка нагрівається,

тепловий баланс цієї системи за час dt можна записати в такому вигляді:

$$I^2 R dt = m_1 c_1 dT_1 + kF_1(T_1 - T_p) dt$$

або

$$m_1 c_1 dT_1 = [I^2 R - kF_1(T_1 - T_p)] dt, \quad (2.66)$$

де m_1 – маса рідини, що нагрівається, кг; c_1 – її питома теплоємність, кДж/(кг·К); T_1 – температура рідини, що нагрівається, К; T_p – температура навколишнього середовища, К; k – коефіцієнт теплопередачі від рідини, що нагрівається, до навколишнього середовища, кДж/($m^2 \cdot c \cdot K$), через поверхню F_1, m^2 ; I – сила струму, А; R – опір нагрівника, Ом.

Час, потрібний для нагрівання рідини до температури T_1 , визначають за рівнянням (2.66), поділивши змінні та проінтегрувавши:

$$\tau = -\frac{m_1 c_1}{kF_1} \ln \left[1 - \frac{kF_1}{I^2 R} (T_1 - T_2) \right]. \quad (2.67)$$

2.11. Числовий метод розв'язання задач теплопровідності

Аналітичне розв'язання задач теплопровідності можна виконати не для всіх випадків. Особливі складнощі виникають під час розв'язання диференціальних рівнянь теплопровідності для тіл складної форми, за різних граничних умов та розв'язання багатовимірних задач.

Універсальний метод розв'язання – числовий метод, який у багатьох випадках дозволяє відмовитись від спрощення математичної моделі процесу. Найпоширеніший числовий метод розв'язання задач – метод сіток, або метод скінченних різниць, сутність якого зводиться до заміни частинних похідних їх наближеними значеннями, вираженими

через різницю значень функції в окремих вузлових точках, а диференціальні рівняння теплопровідності замінюють скінченно-різницевиими аналогами.

Застосовуючи метод скінченних різниць, безперервний розподіл температури в тілі замінюють на ступеневі скінченні відрізки Δx , а тіло розглядають як складене з елементарних об'ємів або шарів однакової товщини, центри яких – вузли сітки. Кожному вузлу за напрямками осей Ox , Oy , Oz присвоюють порядковий номер i, j, \dots, p , тобто відбувається безперервна зміна.

У разі одновимірної задачі диференціальне рівняння теплопровідності необмеженої пластини записують у вигляді

$$\frac{\partial T}{\partial x} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}. \quad (2.68)$$

Замінімо першу та другу похідні цього рівняння скінченними різницями. Для точки i сітки першу похідну поблизу будь-якої точки для температурної функції $T = f(x, \tau)$ за час $\frac{\partial T}{\partial \tau}$ замінімо скінченним різницевим співвідношенням:

$$\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_+ = \frac{T_{i,k+1} - T_{i,k}}{\Delta \tau} \quad \text{або} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial \tau} \right)_- = \frac{T_{i,k} - T_{i,k-1}}{\Delta \tau}, \quad (2.69)$$

де знаки “+”, “-” означають різницеві відношення “вперед” і “назад” від точки i за час k . За координатою $\frac{\partial T}{\partial x}$ для тих самих умов різницевим співвідношенням

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_+ = \frac{T_{i+1,k} - T_{i,k}}{\Delta x} \quad \text{або} \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_- = \frac{T_{i,k} - T_{i-1,k}}{\Delta x}. \quad (2.70)$$

Другу похідну температурної функції замінімо скінченним різницевим співвідношенням

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T_{i+1,k} - 2T_{i,k} + T_{i-1,k}}{\Delta x^2}. \quad (2.71)$$

Після підстановки рівнянь (2.69) і (2.71) у рівняння (2.68) одержимо:

$$\frac{T_{i,k+1} - T_{i,k}}{\Delta \tau} = a \frac{T_{i+1,k} - 2T_{i,k} + T_{i-1,k}}{\Delta x^2}, \quad (2.72)$$

звідки визначимо значення температури в певний момент часу через температуру в попередній момент:

$$T_{i,k+1} = T_{i,k} + \frac{a\Delta\tau}{\Delta x^2} (T_{i+1,k} - 2T_{i,k} + T_{i-1,k}). \quad (2.73)$$

Одержане рівняння сіткове, яке встановлює зв'язок між температурою, що визначаємо (для точки i), і температурою за попередній розрахунковий період часу k у сусідніх точках $i - 1$ та $i + 1$ за умов, що розподіл температури між точками має лінійний характер.

Для забезпечення стійкості розв'язання значення $\Delta \tau$ та Δx мають відповідати умові $\frac{a\Delta\tau}{\Delta x^2} \leq \frac{1}{2}$, але найбільш простого і стійкого розв'язку досягаємо за умови $\frac{a\Delta\tau}{\Delta x^2} = \frac{1}{2}$. Тоді розрахункове рівняння (2.73) набуває вигляду:

$$T_{i,k+1} = \frac{T_{i-1,k} + T_{i+1,k}}{2}, \quad (2.74)$$

з якого випливає, що температура визначається як середньоарифметична величина двох сусідніх об'ємів сітки – попереднього і наступного.

Виходячи з граничних умов третього роду, температуру на поверхні тіла визначаємо за рівнянням:

$$T_{0,k} = \frac{\frac{\alpha \Delta x}{\lambda} T_p - T_{1,k}}{\frac{\alpha \Delta x}{\lambda} + 1}, \quad (2.75)$$

де T_p – температура рідини.

У кожному розрахунковому інтервалі часу рівняння (2.74) та (2.75) розв'язують стільки разів, скільки інтервалів Δx знаходиться в сітці.

Розділ 3.

Стаціонарна теплопровідність за граничних умов третього роду (теплопередача)

3.1. Теплопередача через плоску одношарову стінку. Коефіцієнт теплопередачі

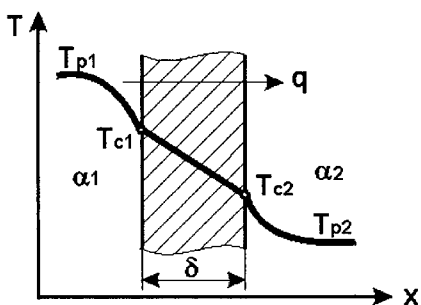


Рис. 3.1. Теплопередача через плоску одношарову стінку

Теплообмін між двома теплоносіями через тверду поверхню (стінку), що їх відокремлює, називають *теплопередачею*.

Розглянемо випадок теплообміну між рідинами через плоску одношарову тверду поверхню (рис. 3.1). У цьому разі процес передачі теплоти

від нагрівальної рідини з температурою T_{p1} до рідини, що нагрівається, з температурою T_{p2} буде складатися з таких процесів:

- конвективного теплообміну між нагрівальною рідиною з температурою T_{p1} і стінкою з температурою T_{c1} ;
- передачі теплоти теплопровідністю через стінку завтовшки δ ;
- конвективного теплообміну між стінкою з температурою T_{c2} і рідиною, що нагрівається, з температурою T_{p2} .

Для кожного процесу можна записати:

$$\left. \begin{aligned} q &= \alpha_1 (T_{p1} - T_{c1}); \\ q &= \frac{\lambda}{\delta} (T_{c1} - T_{c2}); \\ q &= \alpha_2 (T_{c2} - T_{p2}). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

За постійного теплового потоку теплові потоки однакові. Розв'яжемо систему рівнянь (а) відносно різниць температур:

$$\left. \begin{aligned} T_{p1} - T_{c1} &= q \frac{1}{\alpha_1}; \\ T_{c1} - T_{c2} &= q \frac{\delta}{\lambda}; \\ T_{c2} - T_{p2} &= q \frac{1}{\alpha_2}. \end{aligned} \right\} \quad (б)$$

Після складання правих і лівих частин рівнянь системи (б) отримаємо:

$$T_{p1} - T_{p2} = q \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}, \quad (3.1)$$

звідси

$$q = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (3.2)$$

Позначимо

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (3.3)$$

тоді густина теплового потоку буде дорівнювати

$$q = k(T_{p1} - T_{p2}). \quad (3.4)$$

Величину k називають *коефіцієнтом теплопередачі*, який характеризує інтенсивність процесу передачі теплоти.

Коефіцієнт теплопередачі числово дорівнює кількості теплоти, яка передається від однієї рідини до іншої через 1 м^2 поверхні протягом 1 с за різниці температур між рідинами в 1 К ; $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Тепловий потік через відокремлюючу плоску поверхню визначають з рівняння

$$Q = kF(T_{p1} - T_{p2}), \quad (3.5)$$

де F – площа розрахункової поверхні плоскої стінки, м^2 .

Величину теплового потоку в розрахунках можна віднести до одиниці довжини, одиниці поверхні або одиниці об'єму, і розмірність коефіцієнта теплопередачі буде змінюватись.

Величину, обернену коефіцієнту теплопередачі, називають *повним термічним опором теплопередачі*:

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (3.6)$$

З наведеного рівняння випливає, що повний термічний опір дорівнює сумі опорів:

$$R = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_2}, \quad (3.7)$$

де $R_{\alpha_1} = \frac{1}{\alpha_1}$ – окремий термічний опір тепловіддачі з боку

нагрівальної рідини; $R_{\lambda} = \frac{\delta}{\lambda}$ – окремий термічний опір стінки;

$R_{\alpha_2} = \frac{1}{\alpha_2}$ – окремий термічний опір тепловіддачі з боку рідини, що нагрівається.

3.2. Теплопередача через плоску багат шарову стінку

Розглянемо передачу теплоти через плоску двошарову стінку (рис. 3.2). Температура нагрівальної рідини становить T_{p1} , а рідини, що нагрівається, – T_{p2} . За стаціонарного теплового режиму густину теплового потоку q для кожного шару можна записати в такому вигляді:

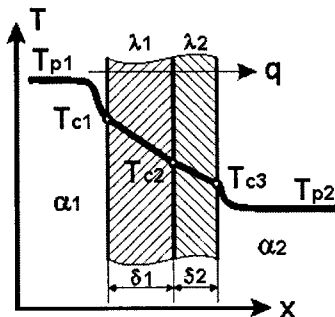


Рис. 3.2. Теплопередача через плоску двошарову стінку

$$\begin{aligned}
 q &= \alpha_1 (T_{p1} - T_{c1}); \\
 q &= \frac{\lambda_1}{\delta_1} (T_{c1} - T_{c2}); \\
 q &= \frac{\lambda_2}{\delta_2} (T_{c2} - T_{c3}); \\
 q &= \alpha_2 (T_{c3} - T_{p2});
 \end{aligned}
 \tag{a}$$

Розв'яжемо наведену систему рівнянь відносно різниць температур:

$$\left. \begin{aligned}
 T_{p1} - T_{c1} &= q \frac{1}{\alpha_1}; \\
 T_{c1} - T_{c2} &= q \frac{\lambda_1}{\delta_1}; \\
 T_{c2} - T_{c3} &= q \frac{\lambda_2}{\delta_2}; \\
 T_{c3} - T_{p2} &= q \frac{1}{\alpha_2}.
 \end{aligned} \right\}
 \tag{б}$$

Після складання лівих та правих частин системи рівнянь (б) одержимо:

$$T_{p1} - T_{p2} = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\lambda_1}{\delta_1} + \frac{\lambda_2}{\delta_2} + \frac{1}{\alpha_2} \right), \quad (3.8)$$

звідки

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\lambda_1}{\delta_1} + \frac{\lambda_2}{\delta_2} + \frac{1}{\alpha_2}} (T_{p1} - T_{p2}) = k (T_{p1} - T_{p2}). \quad (3.9)$$

Коефіцієнт теплопередачі для плоскої двошарової стінки визначають за рівнянням

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\lambda_1}{\delta_1} + \frac{\lambda_2}{\delta_2} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (3.10)$$

Значення температур на межах стінки:

$$T_{c1} = T_{p1} - q \frac{1}{\alpha_1}; \quad (3.11)$$

$$T_{c2} = T_{c1} - q \frac{\delta_1}{\lambda_1}; \quad (3.12)$$

$$T_{c3} = T_{p2} + q \frac{1}{\alpha_2}. \quad (3.13)$$

Температуру стінок можна визначити графічно. Із системи рівнянь (б) випливає, що температурний напір ΔT розподіляється по окремих шарах стінки пропорціонально термічним опорам. Для визначення температур стінок будують графік (рис. 3.3). По осі ординат відкладають температури в шарі, а по осі абсцис – термічний опір, після чого по осі ординат відкладають ординати температур T_{p1} і T_{p2} , з'єднують їх прямою та визначають розподіл температури в стінках.

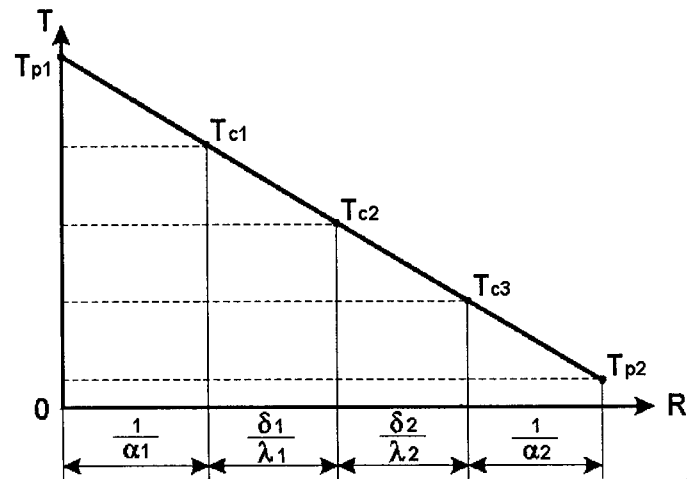


Рис. 3.3. Графічний метод визначення температур на поверхні стінок

Повний термічний опір для цього випадку дорівнюватиме

$$R = \frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2} \quad (3.14)$$

або для багатошарової стінки

$$R = \frac{1}{\alpha_1} + \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} + \frac{1}{\alpha_2}. \quad (3.15)$$

3.3. Теплопередача через одношарову циліндричну стінку

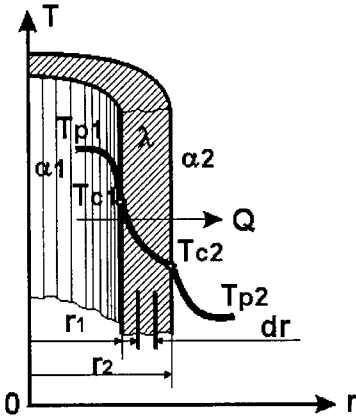


Рис.3.4. Теплопередача через одношарову циліндричну стінку

Уявімо, що за стаціонарного режиму теплота передається від рідини, яка протікає всередині труби, до рідини, котра омиває її зовні. Температура рідини всередині труби T_{p1} , а зовні – T_{p2} . Внутрішній діаметр труби d_1 , зовнішній – d_2 , довжина l (рис. 3.4).

Визначимо лінійну густину теплового потоку q_l , тобто відношення теплового потоку до 1 м довжини труби.

Теплоту, яка віддається від гарячої рідини до стінки, теплоту, що передається через стінку, і теплоту, яка віддається від стінки в зовнішнє середовище (рідині, що омиває трубу зовні), визначають за системою рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \frac{Q}{l} = \alpha_1 \pi d_1 (T_{p1} - T_{c1}); \\ q_l &= \frac{2\pi\lambda(T_{c1} - T_{c2})}{\ln \frac{d_2}{d_1}}; \\ q_l &= \alpha_2 \pi d_2 (T_{c2} - T_{p2}). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Якщо розв'язати їх відносно різниці температур, одержимо:

$$\left. \begin{aligned} T_{p1} - T_{c1} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \\ T_{c1} - T_{c2} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ T_{c2} - T_{p2} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Склавши рівняння (б), одержимо рівняння для визначення повного температурного напору:

$$T_{p1} - T_{p2} = \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \right). \quad (3.16)$$

З рівняння (3.16) визначають лінійну густину теплового потоку:

$$q_l = \frac{\pi(T_{p1} - T_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} = k_l \pi (T_{p1} - T_{p2}), \quad (3.17)$$

де k_l – лінійний коефіцієнт теплопередачі:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}. \quad (3.18)$$

Величину, обернену лінійному коефіцієнту теплопередачі, називають *лінійним термічним опором теплопередачі*. З рівняння (3.18) можна визначити повний лінійний термічний опір теплопередачі:

$$R_l = \frac{1}{k_l} = \frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (3.19)$$

З наведеного рівняння випливає, що повний опір дорівнює сумі окремих опорів – термічного опору теплопровід-

ності стінки $\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}$ і термічних опорів тепловіддачі $\frac{1}{\alpha_1 d_1}$ і $\frac{1}{\alpha_2 d_2}$.

Для спрощення практичних розрахунків, якщо довжина труби незначна, замість рівняння (3.17) застосовують рівняння для плоскої стінки (3.2), яке для труби завдовжки 1 м має такий вигляд:

$$q_l = k\pi d_x (T_{p1} - T_{p2}) = \frac{\pi d_x (T_{p1} - T_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (3.20)$$

де k – коефіцієнт теплопередачі для плоскої стінки; d_x – середній діаметр труби; δ – товщина стінки. За відношення $\frac{d_1}{d_2} = 0,5$ похибка у розрахунках не перевищує 4 %.

Температуру на поверхні шару визначають за системою рівнянь (б):

$$T_{c1} = T_{p1} - \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \quad (3.21)$$

$$T_{c2} = T_{p2} + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_2}. \quad (3.22)$$

3.4. Теплопередача через багат шарову циліндричну стінку

Маємо багат шарову циліндричну неоднорідну стінку зі сталими коефіцієнтами теплопровідності λ_1 і λ_2 , внутрішніми радіусами r_1, r_2, r_3 .

Зсередини стінку омиває рідина з температурою T_{p1} , на поверхні стінки маємо температуру T_{c1} . Коефіцієнт тепловіддачі α_1 .

Зовні стінку омиває навколишнє середовище з температурою T_{p2} , температура стінки T_{c3} , коефіцієнт тепловіддачі α_2 (рис. 3.5).

За стаціонарного теплового процесу, аналогічно одношаровій стінці, запишемо систему рівнянь для визначення лінійних теплових потоків для кожного шару:

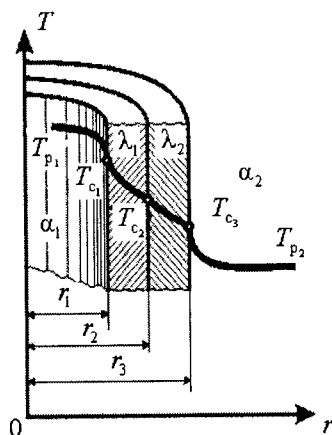


Рис. 3.5. Теплопередача через багат шарову циліндричну стінку

$$\left. \begin{aligned} q_l &= \alpha_1 \pi d_1 (T_{p1} - T_{c1}); \\ q_l &= \frac{\pi (T_{c1} - T_{c2})}{\frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}}; \\ q_l &= \frac{\pi (T_{c2} - T_{c3})}{\frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}}; \\ q_l &= \alpha_2 \pi d_3 (T_{c3} - T_{p2}). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Розв'яжемо систему рівнянь (а) відносно різниці температур:

$$\left. \begin{aligned} T_{p1} - T_{c1} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1}; \\ T_{c1} - T_{c2} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1}; \\ T_{c2} - T_{c3} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2}; \\ T_{c3} - T_{p2} &= \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_3}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Після складання лівих і правих частин рівнянь (б) одержимо рівняння повного температурного напору:

$$\begin{aligned} T_{p1} - T_{p2} &= \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \right. \\ &\left. + \frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3} \right) \end{aligned} \quad (3.23)$$

і лінійної густини теплового потоку:

$$q_l = \frac{\pi(T_{p1} - T_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}}. \quad (3.24)$$

Аналогічно одношаровій циліндричній стінці запишемо рівняння лінійного коефіцієнта теплопередачі:

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{d_3}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_3}}. \quad (3.25)$$

Значення температур на поверхні шарів визначаємо з системи рівнянь (б):

$$T_{c1} = T_{p1} - \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_1 d_1};$$

$$T_{c2} = T_{p1} - \frac{q_l}{\pi} \left(\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{d_2}{d_1} \right);$$

$$T_{c3} = T_{p2} + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_3}.$$
(3.26)

3.5. Теплопередача через кульову поверхню

Маємо порожнисту кулю з внутрішнім діаметром d_1 , зовнішнім d_2 і сталим коефіцієнтом теплопровідності λ (рис. 3.6). У середині кулі знаходиться рідина з температурою T_{p1} . Температура поверхні стінки всередині кулі T_{c1} , коефіцієнт тепловіддачі α_1 . Зовнішню поверхню

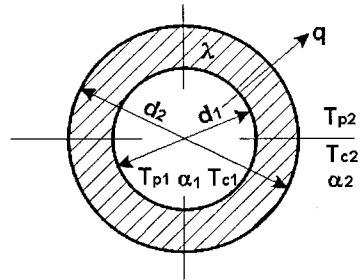


Рис. 3.6. Теплопередача через кульову поверхню

омиває навколишнє середовище з температурою T_{p2} , і відповідно, температура поверхні T_{c2} , коефіцієнт тепловіддачі α_2 .

За стаціонарного процесу теплообміну і заданих граничних умов питомі теплові потоки можна описати системою рівнянь:

$$\left. \begin{aligned} q &= \alpha_1 \pi d_1^2 (T_{p1} - T_{c1}); \\ q &= \frac{2\pi\lambda}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}} (T_{c1} - T_{c2}); \\ q &= \alpha_2 \pi d_2^2 (T_{c2} - T_{p2}). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Розв'язавши цю систему відносно різниць температур, одержуємо рівняння теплового потоку:

$$q = \frac{\pi(T_{p1} - T_{p2})}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}} = k_\kappa \pi (T_{p1} - T_{p2}). \quad (3.27)$$

Величина k_κ – це коефіцієнт теплопередачі кульової поверхні і для одношарової кульової поверхні дорівнює

$$k_\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}}, \quad (3.28)$$

а для багатшарової

$$k_\kappa = \left[\frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \sum_{i=1}^n \frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_{n+1}^2} \right]^{-1}. \quad (3.29)$$

Величина, обернена до k_κ (3.28), – її повний термічний опір:

$$R_\kappa = \frac{1}{k_\kappa} = \frac{1}{\alpha_1 d_1^2} + \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right) + \frac{1}{\alpha_2 d_2^2}. \quad (3.30)$$

З аналізу рівнянь, які визначають термічний опір плоскої, циліндричної та кульової поверхонь, випливає: чим більше зовнішня поверхня відрізняється від внутрішньої (за однакових інших умов), тим менше термічний опір теплопередачі. Отже, для зменшення вказаного опору потрібно збільшити площу поверхні теплообміну з боку меншого коефіцієнта тепловіддачі. Прикладом збільшення площі поверхні може бути її оребрення.

3.6. Теплова ізоляція. Критичний діаметр ізоляції

Виходячи з умов зменшення втрати теплоти в навколишнє середовище, що забезпечує економію палива та безпеку праці обслуговуючого персоналу, поверхні устаткування, апаратів, трубопроводів з температурою теплоносія вище 50 °С в приміщенні та більше 60 °С на відкритому повітрі повинні мати теплову ізоляцію. Температура на поверхні ізоляції в приміщеннях не має перевищувати 45...48 °С та 60 °С на відкритому повітрі.

Тепловою ізоляцією називають покриття, призначене для зниження втрат теплоти в навколишнє середовище та забезпечення відповідних санітарних умов праці.

Асортимент теплоізоляційних матеріалів досить широкий, але власне *ізоляційні матеріали* – це матеріали, що мають низький коефіцієнт теплопровідності – менше 0,2 Вт/(м·К), наприклад, пінобетон має $\lambda = 0,095$ Вт/(м·К), скловата – $\lambda = 0,037$ Вт/(м·К), совеліт – $\lambda = 0,097$ Вт/(м·К), азбест листовий – $\lambda = 0,11$ Вт/(м·К), цегла ізоляційна – $\lambda = 0,139$ Вт/(м·К), альфоль – $\lambda = 0,046$ Вт/(м·К) тощо.

Вакуумна багат шарова ізоляція резервуарів для збереження скраплених газів повинна мати ефективний коефіцієнт теплопровідності $\lambda = 10^4$ Вт/(м·К).

Розглянемо циліндричну трубу з внутрішнім d_1 , зовнішнім d_2 діаметрами, коефіцієнтом теплопровідності λ_c , покриту шаром ізоляції, який має діаметр d_{i3} і коефіцієнт теплопровідності λ_{i3} . У середині трубу омиває теплоносій з температурою T_{p1} , коефіцієнт тепловіддачі на поверхні дорівнює α_1 ; зовні трубу омиває навколишнє середовище з температурою T_{p2} , коефіцієнтом тепловіддачі α_2 (рис. 3.7, а).

З рівняння загального термічного опору двошарової циліндричної стінки

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{1}{d_1 \alpha_1} + \frac{1}{2\lambda_c} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_{i3}} \ln \frac{d_{i3}}{d_2} + \frac{1}{d_{i3} \alpha_2} = \\ &= R_{\alpha_1} + R_{\lambda_c} + R_{i3} + R_{\alpha_2} \end{aligned} \quad (3.31)$$

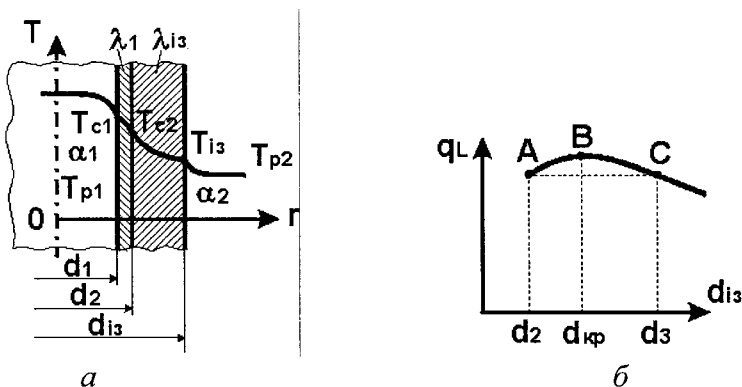


Рис. 3.7. Критичний діаметр ізоляції:

a – зміна температури у шарах стінки;

б – залежність величини втрати теплоти від діаметра ізоляції

впливає, що зі збільшенням діаметра ізоляції d_{is} збільшується

й опір шару ізоляції $\left(\frac{1}{2\lambda_{is}} \ln \frac{d_{is}}{d_2} = R_{is} \right)$. Це зменшує втрати теп-

лоти, але водночас зменшується і термічний опір тепловіддачі

на зовнішній поверхні ізоляції $\left(\frac{1}{d_{is}\alpha_2} = R_{\alpha_2} \right)$, тобто $R_l = f(d_{is})$.

Критичний діаметр ізоляції визначають за правилом знаходження екстремуму для рівняння повного термічного опору за умови, що похідна від правої частини, узята за d_{is} , дорівнює нулю:

$$\frac{\partial R_l}{\partial (d_{is})} = \frac{1}{2\lambda_{is}} - \frac{1}{\alpha_2 d_{is}} = 0. \quad (3.32)$$

Одержане з рівняння (3.32) значення d_{is} відповідає екстремальній точці і називається критичним:

$$d_{kp} = d_{is} = \frac{2\lambda_{is}}{\alpha_2}. \quad (3.33)$$

З аналізу рівняння випливає, що розрахункове значення $d_{кр}$ на практиці може набувати значень $d_{кр} \leq d_2$ та $d_{із} > d_{кр} > d_2$.

Рівняння (3.33) показує, що $d_{кр}$ не залежить від діаметра трубопроводу d_2 . Крім того, якщо діаметр ізоляції $d_{із}$ збільшується, але не перевищує $d_{кр}$, $d_2 < d_{із} < d_{кр}$ – теплові втрати збільшуються і можуть перевищити втрати неізольованого трубопроводу за рахунок збільшення поверхні теплообміну (див. рис. 3.7, б, крива *AB*). Якщо $d_{із} = d_{кр}$, тепловтрати досягнуть максимального значення (точка *B*). Тільки якщо $d_{із} > d_{кр}$ (крива *BC*), теплова ізоляція відіграє позитивну роль.

Отже, для ефективного застосування ізоляції потрібно, щоб її критичний діаметр дорівнював або був менше від зовнішнього діаметра, тоді $d_{із} > d_2 \geq d_{кр}$. Після підстановки в одержану нерівність значення $d_{кр}$ матимемо $d_2 \geq \frac{2\lambda_{із}}{\alpha_2}$, звід-

ки $\lambda_{із} \leq \frac{\alpha_2 d_2}{2}$. Невиконання цієї умови свідчить про неправильний вибір ізоляційного матеріалу.

У зв'язку з тим, що застосування ізоляції потребує капітальних витрат, їх слід зменшити настільки, щоб загальні витрати були мінімальними. Принцип графічного визначення економічної товщини ізоляції наведено на рис. 3.8.

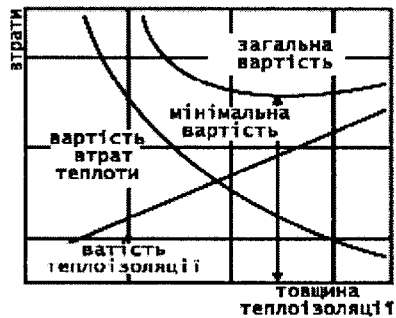


Рис. 3.8. Принцип графічного визначення економічної товщини ізоляції

3.7. Інтенсифікація теплопередачі

У техніці часто виникає потреба в керуванні процесом передачі теплоти. Іноді цей процес потрібно сповільнити, а іноді – інтенсифікувати. Проаналізуємо закономірності явищ теплопередачі з погляду можливого керування процесом. Для цього розглянемо коефіцієнт теплопередачі для плоскої стінки, який можна визначити з рівняння

$$k_0 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2}, \quad (3.34)$$

якщо знехтувати термічним опором стінки.

З аналізу цього рівняння випливає, що коефіцієнт теплопередачі k_0 завжди менше за найменший з коефіцієнтів тепловіддачі. Якщо $\alpha_1 = 40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і $\alpha_2 = 5\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, то $k_0 = 39,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Збільшення α_2 на значення k_0 майже не впливає: якщо $\alpha_1 = 40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і $\alpha_2 = 10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $k_0 = 39,8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

Впливове значення на k_0 має зміна α_1 . Наприклад, якщо $\alpha_1 = 80 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ і $\alpha_2 = 5\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $k_0 = 78,8 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, а якщо $\alpha_1 = 200 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – $k_0 = 192 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

У розглянутих випадках термічний опір стінки не враховано. Визначимо похибку за такого припущення. Нехай для

якогось випадку $k_0 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}}$. Значення коефіцієнта теп-

лопередачі зменшиться, якщо врахувати термічний опір стінки $\frac{\delta}{\lambda}$, і дорівнюватиме

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{k_0} + \frac{\delta}{\lambda}}. \quad (3.35)$$

Розділимо на k_0 ліву та праву частини рівняння (3.35) й отримаємо

$$\frac{k}{k_0} = \frac{1}{1 + \frac{\delta}{\lambda} k_0}. \quad (3.36)$$

Графічну залежність $\frac{k}{k_0} = f\left(\frac{\delta}{\lambda}\right)$ показано на рис. 3.9.

З рисунка видно, що коефіцієнт теплопередачі тим менше, чим більше початкове значення k_0 . Для підтвердження цього розглянемо такі приклади.

Припустімо, що в заданому теплообмінному апараті підігрівається вода. Коефіцієнт тепловіддачі з боку води $\alpha_2 = 5\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$.

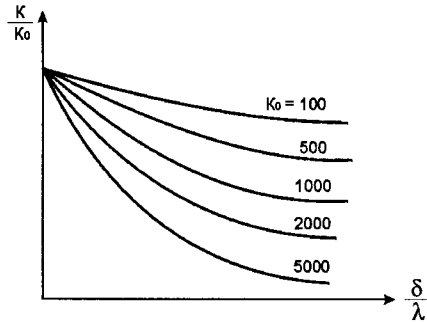


Рис. 3.9. До питання інтенсифікації процесу теплопередачі

Товщина сталевій стінки $\delta = 3 \text{ мм}$, а коефіцієнт теплопровідності $\lambda = 30 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$.

Термічний опір $\frac{\delta}{\lambda} = 1 \cdot 10^{-4} (\text{м}^2 \cdot \text{К})/\text{Вт}$.

У випадку підігріву газом, $\alpha_1 = 40 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$,

$$k_0 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{40} + \frac{1}{5\,000}} = 39,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

У випадку підігріву парою, що конденсується, $\alpha_1 = 10\,000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$,

$$k_0 = \frac{1}{\frac{1}{10\,000} + \frac{1}{5\,000}} = 3\,300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

У випадку підігріву парою, що конденсується, а замість сталеві стінки – мідна тієї самої товщини ($\delta = 3 \text{ мм}$), з $\lambda = 300 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$,

$$\frac{\delta}{\lambda} = 1 \cdot 10^{-5} \text{ (м}^2 \cdot \text{К)}/\text{Вт}; \quad k_0 = 3\,300 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

$$k = \frac{1 \cdot k_0}{1 + \frac{\delta}{\lambda} k_0} = \frac{3\,300}{1 + 1 \cdot 10^{-5} \cdot 3\,300} = 3\,240 = 0,97 k_0.$$

Із розглянутих прикладів випливає, що за великих значень k_0 не треба нехтувати термічним опором стінки, що особливо важливо для випадків, коли стінка має малий коефіцієнт теплопровідності (наприклад, наявність відкладень накипу, сажі тощо). Отже, для інтенсифікації процесу теплопередачі потрібно знати закономірності зміни певних термічних опорів. Якщо вони відрізняються один від одного, то достатньо зменшити найбільший з них, щоб підвищити теплопередачу. Якщо всі величини термічного опору одного порядку, то збільшити коефіцієнт теплопередачі можна зменшивши один із термічних опорів.

3.8. Теплопередача через оребрену стінку

Застосування оребреної поверхні стінки або труби – один із засобів інтенсифікації теплопередачі збільшенням площі поверхні теплообміну з боку меншого значення коефіцієнта тепловіддачі. Крім того, оребрена стінка сприяє вирівнюванню термічних опорів тепловіддачі, коли одну зі сторін омиває середовище з великим коефіцієнтом α (наприклад, вода), а другу – з малим значенням α (наприклад, повітря); як у системах опалення, де коефіцієнт тепловіддачі від стінки до повітря 12...60, а від гарячої води до стінки – 2 500...6 000 Вт/(м²·К). Оребрення поверхні дозволяє збільшенням площі поверхні зменшити загальний термічний опір теплопередачі та збільшити тепловий потік.

Оребрену з одного боку плоску стінку завтовшки δ і з коефіцієнтом теплопровідності λ подано на рис. 3.10. З боку неоребреної поверхні стінку омиває рідина з температурою T_{p1} , а з оребреної – навколишнє середовище з температурою T_{p2} . Неоребрена поверхня F_1 має температуру T_{c1} , а коефіцієнт тепловіддачі α_1 . На оребреній поверхні F_2 температура T_{c2} і коефіцієнт тепловіддачі α_2 . За стаціонарного режиму теплопередачі маємо систему рівнянь:

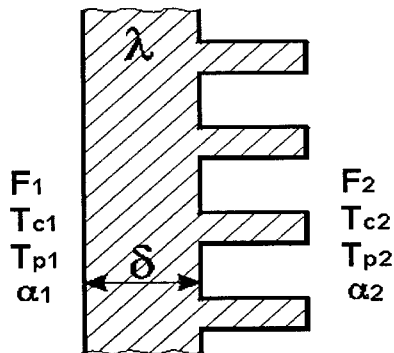


Рис. 3.10. Теплопередача через оребрену плоску стінку

$$\left. \begin{aligned} Q &= \alpha_1 F_1 (T_{p1} - T_{c1}); \\ Q &= \frac{\lambda}{\delta} F_1 (T_{c1} - T_{c2}); \\ Q &= \alpha_2 F_2 (T_{c2} - T_{p2}). \end{aligned} \right\} \quad (a)$$

Розв'язавши систему рівнянь (а) відносно різниці температур, дістанемо

$$\left. \begin{aligned} T_{p1} - T_{c1} &= Q \frac{1}{\alpha_1 F_1}; \\ T_{c1} - T_{c2} &= Q \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1}; \\ T_{c2} - T_{p2} &= Q \frac{1}{\alpha_2 F_2}, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

звідки одержимо рівняння повного температурного напору:

$$T_{p1} - T_{p2} = Q \left(\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2} \right), \quad (3.37)$$

з якого визначимо тепловий потік:

$$Q = \frac{T_{p1} - T_{p2}}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{1}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}} = k_p (T_{p1} - T_{p2}). \quad (3.38)$$

З рівняння (3.38) визначимо коефіцієнт теплопередачі оребреної стінки:

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}}, \quad (3.39)$$

Якщо розрахунки вести відносно одиниці оребреної поверхні, то розрахункове рівняння для оребреної плоскої стінки набуде такого вигляду:

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \frac{F_2}{F_1} + \frac{\delta}{\lambda} \frac{F_2}{F_1} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (3.40)$$

а відносно одиниці поверхні оребреної труби:

$$k'_{T_p} = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2} \frac{F_2}{F_1}}, \quad (3.41)$$

де $\frac{F_2}{F_1}$ – коефіцієнт оребрення.

Розділ 4.

Нестаціонарна теплопровідність

4.1. Основні положення. Безрозмірні змінні

У техніці, інженерних спорудах, природі широко розповсюджені процеси нестаціонарної теплопровідності, наприклад, нагрівання й охолодження металу, охолодження металевих заготовок у ливарництві, нагрівання металу для кування, пуск, зупинку та робота за змінного режиму теплоенергетичного устаткування та установок, нагрівання тіл у денний та охолодження в нічний час тощо. Усе це спричиняє зміну теплових потоків і температурних полів в елементах від найпростішої до найскладнішої форми. Унаслідок цього наведені приклади нестаціонарних процесів вирізняються великою складністю як фізичного, так і математичного аналізу.

Нестаціонарними називають процеси, в яких температура змінюється не тільки у просторовому вимірі, але й із часом.

Нестаціонарні процеси можуть бути періодичними, тобто повторюваними через певний проміжок часу, та більш поширеними, тобто перехідними, які характеризуються переходом від одного нестаціонарного процесу до іншого.

Передачу теплоти за нестаціонарного процесу можемо визначити, якщо знати закон зміни температурного поля $T = f(x, y, z, \tau)$ і теплового потоку в просторі та часі τ , $Q = f(x, y, z, \tau)$. Ці залежності визначають з диференціального рівняння теплопровідності Фур'є, яке разом із гранични-

ми умовами третього роду та часовими умовами дає можливість записати рівняння температурного поля в загальному вигляді (вважаємо, що температура тіла в початковий момент часу $\tau = 0$, $T_0 = \text{const}$):

$$T = f(x, y, z, \tau, d, a, \lambda, T_0, T_p, l_0, l_1 \dots l_n). \quad (4.1)$$

Отже, як видно з рівняння (4.1), до параметрів, які характеризують просторово-часовий розподіл температур у твердому тілі, належать:

- характерні розміри тіла;
- коефіцієнт температуропровідності;
- значення температур у початковий момент і на межах тіла;
- коефіцієнти тепловіддачі і теплопровідності, які входять у граничні умови третього роду;
- характерний час (наприклад, за періодичного характеру процесу це може бути тривалість одного періоду).

Параметр – це величина, яка залишається постійною тільки в умовах певної задачі, в інших випадках вона може мати різні значення.

Велика кількість розмірних змінних і сталих величин надто ускладнює аналітичне розв'язання цього рівняння, для практичного його застосування змінні групують у безрозмірні комплекси або критерії:

$\frac{\alpha l}{\lambda} = \text{Bi}$ – критерій Bi , який характеризує відношення термічного опору $\frac{1}{\lambda}$ до зовнішнього $\frac{1}{\alpha}$;

$\frac{\alpha\tau}{l^2} = \text{Fo}$ – критерій Фур'є, який визначає безрозмірний

час у задачах теплопровідності;

$\frac{x}{l}$ – безрозмірна координата.

Таким чином скорочується кількість аргументів, від яких залежить характер температурного поля у просторі і часі. Використовуючи такий метод, можна числові результати розв'язання задач узагальнювати для певної групи явищ, які мають такі самі комплекси. Він набуває особливого значення, коли аналітична задача має певні складнощі і її можна розв'язати або експериментально, або числовим методом.

Після введення поняття надлишкової температури тіла θ , відлік якої ведуть від температури навколишнього середовища T_p ($\theta = T_{\text{тіла}} - T_p$), ураховуючи, що в початковий період часу $\tau = 0$, $\theta = \theta_1$, одержимо безрозмірну температуру $\frac{\theta}{\theta_0}$, залежність якої можна записати критеріальним рівнянням:

$$\frac{\theta}{\theta_0} = f\left(\frac{\alpha l}{\lambda}, \frac{\alpha \tau}{l^2}, \frac{x}{l}\right) = f\left(\text{Bi}, \text{Fo}, \frac{x}{l}\right). \quad (4.2)$$

4.2. Охолодження (нагрівання) необмеженої плоскої стінки. Вплив значення критерію Ві на цей процес

Розглянемо однорідну плоску стінку для моменту часу τ_1 , з коефіцієнтом теплопровідності λ , густиною ρ , теплоємністю c , завтовшки 2δ , необмеженими розмірами на осях x та y (рис. 4.1). Стінку симетрично охолоджує навколишнє середовище з температурою T_p . Коефіцієнт тепловіддачі з обох боків стінки α .

Наявність фізичних величин дозволяє обчислити коефіцієнт теплопровідності $a = \frac{\lambda}{c\rho}$, де $c\rho$ – об'ємна

теплоємність. Цей коефіцієнт визначає швидкість перебігу теплового процесу за нестационарного режиму, оскільки являє собою відношення здатності матеріалу проводити тепло λ до здатності його накопичувати енергію. Відлік температури стінки для будь-якого проміжку часу будемо вести від температури навколишнього середовища. У початковий момент часу стінка має однакову постійну температуру T_0 в усіх точках і, як наслідок, надлишкова температура $\theta_0 = T_0 - T_p$ буде сталою величиною.

За заданих умов охолодження задача стає симетричною відносно середньої площини, що дозволяє розглядати тільки половину стінки.

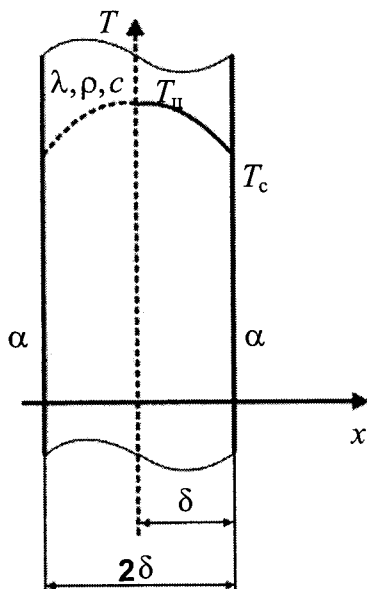


Рис. 4.1. Теплопровідність необмеженої плоскої стінки за нестационарного процесу

Поточні температури на поверхні стінки T_c та її середній площині в центрі T_u можна обчислити за допомогою таких рівнянь відповідно:

$$\frac{\theta_c}{\theta_0} = \frac{T_c - T_p}{T_0 - T_p} = f\left(\frac{\alpha l}{\lambda}, \frac{\alpha \tau}{l^2}\right) = f(Bi, Fo); \quad (4.3)$$

$$\frac{\theta_u}{\theta_0} = \frac{T_u - T_p}{T_0 - T_p} = f\left(\frac{\alpha l}{\lambda}, \frac{\alpha \tau}{l^2}\right) = f(Bi, Fo). \quad (4.4)$$

Кількість теплоти, що виділяється під час охолодження стінки з часом у навколишнє середовище

$$Q_\tau = F 2 \delta c \rho (T_0 - T_{ср.с}),$$

де $T_{ср.с}$ – середня температура стінки за певний проміжок часу, визначають з критеріальної залежності

$$\frac{Q_\tau}{Q_0} = f\left(\frac{\alpha l}{\lambda}, \frac{\alpha \tau}{l^2}\right) = f(Bi, Fo), \quad (4.5)$$

де Q_0 – початкова внутрішня енергія стінки, відлічувана від внутрішньої енергії за температури навколишнього середовища як від нуля, $Q_0 = 2F c \rho \delta (T_0 - T_p) = 2F c \rho \delta \theta_0$.

Критеріальні залежності (4.3)–(4.5) задають у спеціальній літературі з теорії теплопровідності у вигляді графіків або таблиць, з яких можна визначити безрозмірні температури на поверхні стінки θ_c/θ_0 та на площині в центрі пластини θ_u/θ_0 . За допомогою таблиць або графіків спочатку знаходять значення Bi та Fo для заданих проміжків часу τ , далі можна розрахувати безрозмірні температури для умов $x = \delta$ і $x = 0$, а з них – надлишкові температури θ_c і θ_u .

Визначивши температури усередині й на поверхні стінки для окремих моментів часу, проводять лінії зміни температури у товщі стінки. Для цього на поверхні стінки і всередині наносять точки, які відповідають температурам (рис. 4.2).

Нахил ліній зміни температур у товщі стінки від поверхні визначають за рівнянням граничних умов:

$$\frac{\partial \theta_c}{\partial x} = \frac{\alpha}{\lambda} \theta_c(\tau) = \frac{\theta_c(\tau)}{\lambda/\alpha}. \quad (4.6)$$

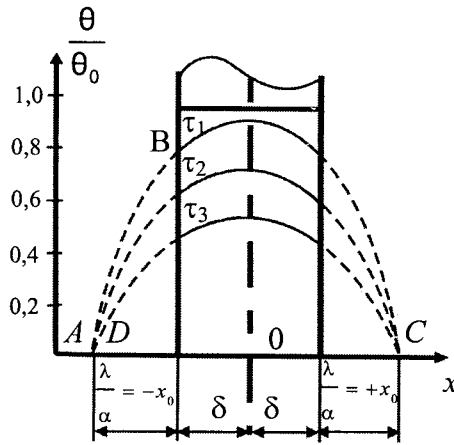


Рис. 4.2. Зміна температурного поля під час охолодження необмеженої плоскої стінки

Для будь-якої $\theta_c(\tau)$ на поверхні величина $\frac{\partial \theta_c}{\partial x}$ визначає нахил ліній у товщі стінки і являє собою напрямок променя, який виходить з точки A , що розміщена від поверхні стінки на відстані $x_0 = \frac{\lambda}{\alpha}$ і має $\theta = 0$ (див. рис. 4.2). Проводячи з точки A промені, що відповідають одержаним значенням $\theta_c(\tau)$ для окремих моментів часу – дотичних ліній до температурних кривих, наносять криві зміни температур у товщі стінки. Усередині стінки $\frac{\partial \theta_c}{\partial x} = 0$, і температурні криві

мають у цьому місці симетричний вигин. Якщо граничні умови (4.6) помножити на δ/θ_0 при $x_0 = \pm \delta$, то матимемо:

$$\left[\frac{\partial \left(\frac{\theta_c}{\theta_0} \right)}{\partial \left(\frac{x}{\delta} \right)} \right]_{x=\pm\delta} = \frac{\alpha\delta}{\lambda} \left(\frac{Q_c}{Q_0} \right)_{x=\pm\delta}. \quad (4.7)$$

Беручи до уваги, що $\frac{\theta_c}{\theta_0} - \theta$ – це безрозмірна температура, $\frac{x}{\delta} = X$ – безрозмірна координата, вираз (4.7) можна записати в такому вигляді:

$$\left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{x=1} = -Bi_i \theta_{x=1}. \quad (4.8)$$

Оскільки з рис. 4.2 видно, що

$$- \left(\frac{\partial \theta}{\partial X} \right)_{x=1} = \frac{\theta_{x=1}}{x_0} = \operatorname{tg} \varphi, \quad (4.9)$$

то з рівнянь (4.8) і (4.9) випливає:

$$\frac{1}{x_0} = Bi_i. \quad (4.10)$$

Тобто відстань від точки A до поверхні стінки залежить від значення критерію Bi_i ; тим самим характер зміни температур у тілі залежить від значення цього критерію.

Якщо охолодження (нагрівання) тіл проходить за малих значень критерію Bi_i ($Bi_i < 0,1$), то дотичні до температурних кривих у точках перетину їх із поверхнею тіла будуть перетинатись з віссю абсцис у нескінченності, оскільки при $Bi_i \rightarrow 0$, $x_0 = \frac{1}{Bi_i} \rightarrow \infty$. Це означає, що температура в товщі

тіла майже не відрізняється і температурні криві — горизонтальні лінії. Температура по товщі тіла змінюється рівномірно й дуже інтенсивно. Тому кількість теплоти, якою тіло обмінюється з навколишнім середовищем, залежить тільки від інтенсивності тепловіддачі.

Якщо охолодження (нагрівання) тіл проходить за умови $Bi \rightarrow \infty$, $Bi > 100$, наприклад, за контактного теплообміну або за великих значень коефіцієнтів тепловіддачі. За визначених властивостей матеріалу пластини λ і її розмірів умова

$$Bi = \frac{\alpha \delta}{\lambda} \rightarrow \infty \text{ означає, що } \alpha \rightarrow \infty, \text{ а тепловий опір переходу}$$

теплоти від поверхні стінки до навколишнього середовища $1/\alpha$ дорівнює нулю. У таких випадках температура поверхні пластини одразу дорівнює температурі середовища, у яке потрапляє пластина. Це впливає з рівняння (4.10), оскільки

$$\text{при } Bi = \infty \quad x_0 = \frac{1}{Bi} = 0. \text{ Точка перетину дотичних ліній до}$$

температурних кривих розташована на поверхні пластини. За цих умов інтенсивність теплообміну між пластиною і навколишнім середовищем визначається фізичними властивостями матеріалу стінки і її розмірами. Зовнішні умови теплообміну на такий процес не впливають.

Для випадків, коли $0,1 < Bi < 100$, інтенсивність теплообміну між поверхнею стінки і навколишнім середовищем залежить як від фізичних властивостей матеріалу і розмірів стінки, так і від зовнішніх умов теплообміну, тобто від значення α .

4.3. Регулярний режим теплопровідності

Охолодження (нагрівання) однорідного тіла довільної форми в середовищі з постійними температурою T_p і коефіцієнтом тепловіддачі α на його поверхні проходить три стадії. На першій стадії в самому початку, за малих значень часу ($\tau = 0 \dots \tau_1$), розподіл температур в усіх точках тіла залежить від початкового розподілу (рис. 4.3). У цей час швидкість зміни температур усередині тіла має випадковий характер і не залежить від умов охолодження (нагрівання). Така стадія має назву *неупорядкованого режиму*.

З якогось часу ($\tau > \tau_1$) початковий стан тіла відіграватиме другорядне значення і процес охолодження (нагрівання) буде визначатися його умовами, фізичними властивостями, геометричною формою та розміром тіла. Цю стадію називають *регулярним упорядкованим тепловим режимом*.

З часом ($\tau \gg \tau_1$) матиме місце *стаціонарний режим* охолодження (нагрівання), коли значення температур в усіх точках тіла будуть дорівнювати температурі середовища, тобто настає *теплова рівновага*.

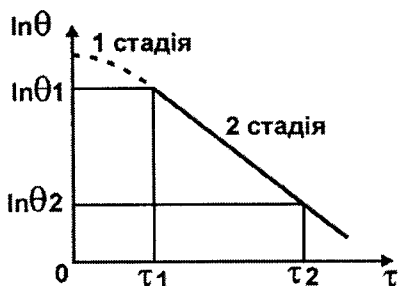


Рис. 4.3. Регулярний режим теплопровідності

Першу стадію охолодження (нагрівання) визначають за диференціальним рівнянням теплопровідності разом із граничними умовами першого і третього родів. З його розв'язання випливає, що температура в кожній точці тіла змінюється за експонентою:

$$\theta = \sum_{i=1}^n \varphi_i \psi_i e^{-m_i \tau}, \quad (4.11)$$

де θ – надлишкова температура ($\theta = T_0 - T_p$); φ_i – стала, яка залежить від форми тіла і початкового розподілу температур; ψ_i – функція координати зміни температури в просторі; m_i – стала, що являє собою ряд додатних зростаючих чисел.

Стадію регулярного режиму записують першим членом ряду, тобто

$$\theta = \varphi_1 \psi_1 e^{-m_1 \tau}. \quad (4.12)$$

Після логарифмування одержаного рівняння зрозуміло, що регулярний режим характеризується тим, що натуральний логарифм надлишкової температури в будь-якій точці з часом змінюється за лінійним законом:

$$\ln \theta = \ln(\varphi\psi) - m\tau - m\tau + c(x,y,z).$$

Продиференціювавши ліву та праву частини рівняння зміни температури в часі, одержимо величину, яка характеризує відносну швидкість зміни температури – темп регулярного режиму охолодження (нагрівання):

$$m = -\frac{\partial(\ln \theta)}{\partial \tau} = -\frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \tau}. \quad (4.13)$$

Темп регулярного режиму визначають тангенсом кута нахилу прямої до осі абсцис:

$$m = \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{\tau_2 - \tau_1}.$$

Залежність надлишкової температури для двох довільних точок у часі (див. рис. 4.3) має такий вигляд:

$$m = \frac{\ln(T_1 - T_p) - \ln(T_2 - T_p)}{\tau_2 - \tau_1} = \frac{\ln \theta_1 - \ln \theta_2}{\tau_2 - \tau_1}, \quad (4.14)$$

де T_1 та T_2 – температури в точці у відповідний момент часу.

Із вищенаведеного випливає, що регулярний тепловий режим – це перехідний режим між стаціонарним і нестационарним. Теорію і практику режиму розробив Г. М. Кондратьєв. Теорія регулярного режиму розглядає процес охолодження або нагрівання тіл не на всьому його проходженні, а тільки у тій стадії, на яку перестав впливати початковий стан тіла.

Основне завдання теорії регулярного режиму – встановлення залежності між темпом охолодження або нагрівання даної системи й усередненим коефіцієнтом тепловіддачі між нею і навколишнім середовищем. Головне практичне застосування теорії регулярного режиму – швидкісні методи визначення теплофізичних властивостей різних матеріалів (коефіцієнти температуропровідності, теплопровідності).

Основні переваги методів, що базуються на теорії регулярного режиму, такі: порівняно прості конструкції установок і простота проведення експерименту за досить великої точності результатів; короткий час проведення експерименту (декілька хвилин); можливість дослідження не тільки однорідних, матеріалів але й таких, що мають значну неоднорідність, тощо.

Розділ 5. Конвективний теплообмін

5.1. Основні поняття. Режими течій. Примежовий шар

Конвективним теплообміном, або тепловіддачею називають процес розповсюдження теплоти теплопровідністю та конвекцією. Конвективний теплообмін має місце тільки в рухомих рідких і газоподібних середовищах.

У природі існує два види течії рідини – вимушена та вільна.

Вільною називають течію, яка виникає внаслідок різниці густин нагрітих і холодних частин тіла. *Вимушена течія* виникає під впливом зовнішніх сил (вентилятор, насос тощо).

Конвективний теплообмін залежить від режиму течії рідини. Розрізняють два основні режими течії – ламінарний і турбулентний.

За *ламінарного режиму* течія має спокійний, плавний характер, окремі шари рідини не перемішуються. Ламінарний режим трапляється рідко і характерний лише для тонких капілярних трубок або течії дуже в'язких рідин.

За *турбулентного режиму* течія має неупорядкований вихровий характер, струмені потоку хаотичні та перемішуються між собою.

Ламінарна течія за певних умов переходить у турбулентну. Перехід течії з одного режиму в інший визначається числом Рейнольдса:

$$Re = \frac{\omega l}{\nu}, \quad (5.1)$$

де ω – середня швидкість руху середовища, м/с; l – лінійний розмір, м; ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с.

Число Рейнольдса дозволяє порівняти сили інерції та сили в'язкості, виразити кількісне їх співвідношення. Якщо сили інерції не перевищують сили в'язкості, виникає турбулентний режим течії. Чим більше масштаб течії та її швидкість, тим більше число Рейнольдса. Число Рейнольдса – величина безрозмірна. Експериментально встановлено, що за значення $Re < 2\,300$ має місце ламінарний режим течії, $Re = 2\,300 \dots 10\,000$ – перехідний і якщо $Re > 10\,000$ – турбулентний.

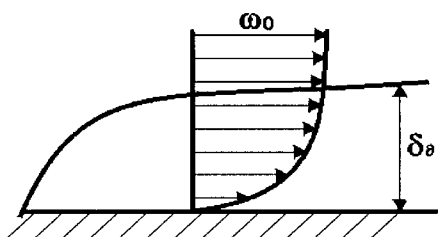


Рис. 5.1. Утворення гідродинамічного примежового шару

За поздовжнього руху рідини вздовж плоскої поверхні внаслідок впливу сил тертя та в'язкості, незалежно від режиму течії, утворюється тонкий ламінарний шар, у якому рідина наче «прилипає» до стінок і швидкість течії зменшується до нуля.

Тонкий шар рідини, у якому швидкість змінюється від нуля на поверхні тіла до швидкості зовнішнього потоку, називають *гідродинамічним примежовим шаром* (рис. 5.1).

У процесі теплообміну біля поверхні формується тепловий примежовий шар, у межах якого температура рідини змінюється від температури стінки T_c до температури зовнішнього потоку рідини T_p (рис. 5.2).

Характер течії рідини зумовлює механізм перенесення теплоти в потоці. Якщо течія всередині теплового примежового шару ламінарна, то теплота розповсюджується теплопровідністю.

Із зовнішньої межі шару тепло переноситься переважно конвекцією.

На формування примежового шару впливають форма, розміри, характер поверхні твердого тіла, швидкість і фізичні властивості рідини. Інтенсивність тепловіддачі значною мірою залежить від структури примежового шару.

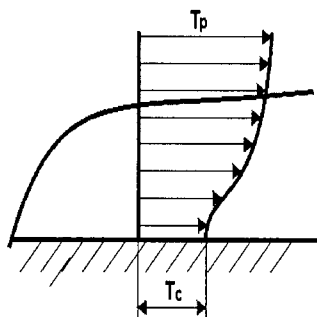


Рис. 5.2. Утворення теплового примежового шару

5.2. Диференціальне рівняння тепловіддачі

Диференціальне рівняння тепловіддачі характеризує процес теплообміну на межі зіткнення рідини або газу із стінкою. Розглянемо процес передачі теплоти на межі тіла (рис. 5.3).

Поблизу поверхні стінки утворюється тепловий примежовий шар, у якому температура змінюється від температури стінки T_c до температури навколишнього середовища – рідини T_p .

Частинки рідини в цьому шарі наче «прилипають» до поверхні стінки. Товщина шару залежить від фізичних властивостей рідини. У примежовому шарі тепло розповсюджується тільки теплопровідністю.

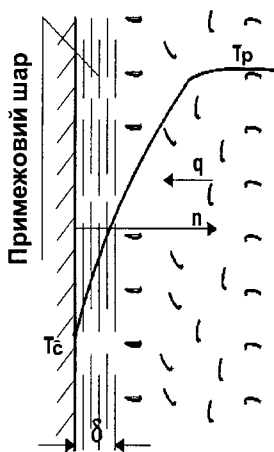


Рис. 5.3. Процес передачі теплоти на межі тіла

Кількість теплоти, яка передається теплопровідністю через примежовий шар, визначають за законом Фур'є:

$$q = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (5.2)$$

де $\frac{\partial T}{\partial n}$ – температурний градієнт по товщині шару, спрямований по нормалі до стінки.

Водночас, згідно із законом Ньютона, можна записати:

$$q = \alpha \Delta T, \quad (5.3)$$

де ΔT – різниця температур рідини і тіла.

Якщо прирівняти рівняння (5.2) і (5.3), одержимо:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial n}. \quad (5.4)$$

5.3. Диференціальне рівняння руху потоку рідини

У рухомому потоці температурне поле залежить від розподілу поля швидкостей. Зміну швидкості в потоці рідини можна описати диференціальним рівнянням руху.

Виділимо з потоку рідин елементарний паралелепіпед з ребрами dx , dy , dz (рис. 5.4), об'ємом $dV = dx dy dz$, масою ρdV .

На паралелепіпед діють сили тиску, в'язкого тертя і тяжіння. Проекція сили тяжіння на вісь x :

$$\rho g dV, \quad (5.5)$$

де g – прискорення вільного тяжіння.

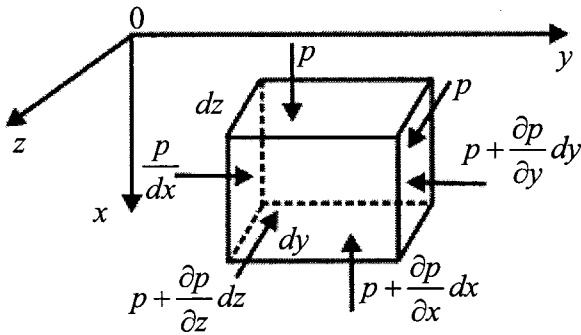


Рис. 5.4. До виведення диференціального рівняння руху рідини

Якщо тиск середовища в цій точці дорівнює p , то сила, яка діє на верхню грань паралелепіпеда $dydz$, дорівнюватиме $pdydz$, а на протилежну грань відповідно

$$\left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dydz .$$

Проекція рівнодійної сили тиску на вісь x :

$$pdydz - \left(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx \right) dydz = - \frac{\partial p}{\partial x} dx dy dz = - \frac{\partial p}{\partial x} dV. \quad (5.6)$$

Сила в'язкого тертя, тобто сила, зумовлена в'язкістю рідини, виникає під час руху реальної рідини. Згідно із законом Ньютона ця сила така:

$$S = \mu \frac{\partial \omega}{\partial n}, \quad (5.7)$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості; n – нормаль до напрямку руху рідини; $\frac{\partial \omega}{\partial n}$ – градієнт швидкості.

Для спрощення розглянемо плоский ламінарний потік в'язкої рідини, у якому її швидкість змінюється лише в напрямку осі y (рис. 5.5).

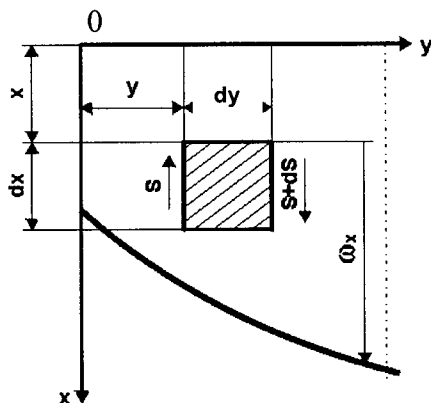


Рис. 5.5. Сили тертя, що діють на елементарний об'єм рухомої рідини

Розглянемо сили в'язкого тертя, які виникають у ламінарному потоці тільки на бічних ребрах елемента. У зв'язку з тим, що біля лівого ребра швидкість руху частинок рідини менше, ніж у самому елементі, сила тертя спрямована проти руху і дорівнює $S dx dz$.

Біля правого ребра елемента швидкість руху більше, ніж у самому елементі, тому сила тертя в перерізі $y + dy$ спрямована за напрямком руху і дорівнює $\left(S + \frac{\partial S}{\partial y} dy \right) dx dz$. Рівнодійна цих сил така:

$$\left(S + \frac{\partial S}{\partial y} dy \right) dx dz - S dx dz = \frac{\partial S}{\partial y} dx dy dz. \quad (5.8)$$

Якщо візьмемо $\mu = \text{const}$ і підставимо значення S з рівняння (5.7) в рівняння (5.8), одержимо вираз для одновимірного потоку:

$$\frac{\partial S}{\partial y} dV = \mu \frac{d^2 \omega_x}{dy^2} dV. \quad (5.9)$$

Якщо швидкість змінюється за трьома напрямками, то проекція сили в'язкого тертя на вісь x :

$$\mu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) dV = \mu \nabla^2 \omega_x dV, \quad (5.10)$$

де $\nabla^2 \omega_x$ – оператор Лапласа.

Склавши рівняння (5.5), (5.6) і (5.10), отримаємо рівнодійну проекцій на вісь x сили тертя, тиску та сили в'язкого тертя:

$$\left[\rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right) \right] dV. \quad (5.11)$$

Ця рівнодійна сила, згідно із другим законом механіки, дорівнює добутку маси елемента ρdV на його прискорення $\frac{D\omega_x}{dt}$:

$$\rho dV \frac{D\omega_x}{dt} = \rho \left[\frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \right] dV. \quad (5.12)$$

Прирівнюючи рівняння (5.11) і (5.12), одержимо:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial \omega_x}{\partial \tau} + \rho \left(\omega_x \frac{\partial \omega_x}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial \omega_x}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \right) = \\ = \rho g_x - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 \omega_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega_x}{\partial z^2} \right). \end{aligned} \quad (5.13)$$

Аналогічно записують рівняння в проекції на осі y та z . Систему цих рівнянь називають *диференціальним рівнянням руху в'язкої рідини* – рівнянням Нав'є – Стокса.

5.4. Рівняння нерозривності

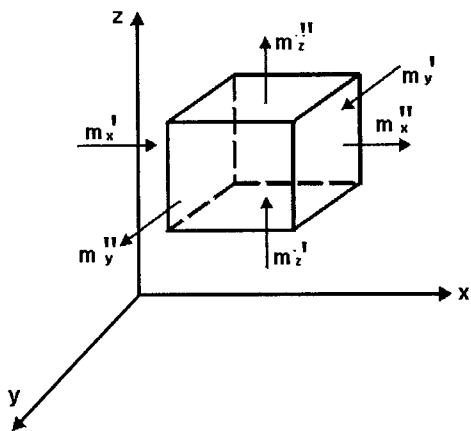


Рис. 5.6. До виведення рівняння нерозривності

Підставою для виведення рівняння нерозривності є закон збереження маси. У потоці рухомої рідини виділимо елементарний паралелепіпед об'ємом dV зі сторонами dx , dy , dz (рис. 5.6) і визначимо масову витрату рідини через нього за проміжок часу $d\tau$. У напрямку осі x за проміжок часу $d\tau$ в паралелепіпед надходить рідина масою

$$m'_x = \rho \omega_x dy dz d\tau. \quad (5.14)$$

Через протилежну грань паралелепіпеда витікає рідина масою

$$m''_x = \left[\rho \omega_x + \frac{\partial(\rho \omega_x)}{\partial x} dx \right] dy dz d\tau. \quad (5.15)$$

Зміна маси рідини в напрямку осі x становить:

$$dm_x = m'_x - m''_x = \frac{\partial}{\partial x} (\rho \omega_x) dx dy dz d\tau. \quad (5.16)$$

Аналогічно записують зміну маси по осях y та z :

$$dm_y = \frac{\partial}{\partial y} (\rho \omega_y) dx dy dz d\tau; \quad (5.17)$$

$$dm_z = \frac{\partial}{\partial z} (\rho \omega_z) dx dy dz d\tau. \quad (5.18)$$

Склавши рівняння (5.16)–(5.18), отримаємо повну зміну маси рідини в елементарному паралелепіпеді:

$$dm = \left[\frac{\partial(\rho\omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho\omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho\omega_z)}{\partial z} \right] dV dt. \quad (5.19)$$

Цю зміну зумовлює зміна густини рідини ρ у паралелепіпеді об'ємом dV і дорівнює вона зміні маси цього паралелепіпеда з часом:

$$\left[\frac{\partial(\rho\omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho\omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho\omega_z)}{\partial z} \right] dV dt = -\frac{\partial\rho}{\partial\tau} dV dt. \quad (5.20)$$

Після перетворення та відповідного скорочення в рівнянні одержимо *диференціальне рівняння нерозривності*:

$$\frac{\partial(\rho\omega_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho\omega_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho\omega_z)}{\partial z} + \frac{\partial\rho}{\partial\tau} = 0. \quad (5.21)$$

5.5. Основи теорії подібності. Критерії подібності. Теорема подібності

Механізм конвективного теплообміну описують системою диференціальних рівнянь, аналітичне розв'язання яких ускладнене і можливе лише після суттєвих спрощень. Визначити коефіцієнт тепловіддачі в певних випадках теплообміну можна експериментально, але при цьому не можна передбачити, як зміниться α в інших умовах теплообміну. Тому слід проводити експеримент в кожному випадку.

Узагальнювати експериментальні дані та поширювати їх на подібні між собою явища дає можливість теорія подібності.

Теорія подібності, як синтез математичного та експериментального методів дослідження, встановлює, за яких умов ті чи інші явища подібні, на які явища можуть поширюватися висновки того чи іншого експерименту.

Теорію подібності започаткували академік Н. В. Кірпичов і професор А. А. Гухман. Її покладено в основу методу моделювання, який дозволяє проводити дослідження не на самих пристроях, устаткуванні чи апаратах, а на подібних до них моделях, що значно спрощує, прискорює та здешевлює експеримент.

Такий метод експериментального дослідження називають *моделюванням*. Для того щоб модель відповідала вимогам подібності явищу, яке вивчають, слід дотримуватися ряду умов – однаковості фізичної природи й опису однаковими диференціальними рівняннями. Також розглядуване явище потрібно виділити з великої кількості аналогічних явищ, подаючи окремі особливості, які називають *умовами однозначності*.

До умов однозначності належать: геометричні умови, що характеризують форму й розміри тіла, в якому проходить процес; фізичні умови, які складаються з фізичних властивостей розглядуваної системи; граничні умови, які описують особливості перебігу процесу на межах тіла; часові умови, що характеризують умови перебігу процесу в часі.

Моделювати можна подібні явища. *Подібними явищами* можуть бути явища одного і того самого класу, під яким розуміють сукупність фізичних процесів, що характеризуються однаковим механізмом (наприклад, клас явищ теплопровідності). Подібність двох фізичних явищ означає подібність усіх величин, які характеризують те чи інше явище. Це означає, що в схожих точках простору в схожі моменти часу будь-яка величина φ' першого явища пропорційна однорідній з нею величині φ'' іншого явища. Тобто $\varphi'' = C_{\varphi}\varphi'$, де C_{φ} – константа подібності, яка не залежить від координат і часу.

Для складних фізичних явищ, які характеризуються багатьма величинами, константи подібності не вибирають довільно.

На підставі диференціальних рівнянь, які описують певний клас явищ, знаходять *критерії подібності* – безрозмірні комплекси величин, що характеризують явище. Критерії подібності для всіх подібних між собою явищ зберігають одне і те саме числове значення, їх називають двома першими літерами прізвищ учених, які зробили суттєвий внесок у певну галузь науки.

Для ілюстрації визначення критеріїв подібності скористаємось диференціальним рівнянням тепловіддачі

$$\alpha = -\frac{\lambda}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial n}.$$

Це рівняння для схожих точок натурального апарату матиме такий вигляд:

$$-\lambda' \frac{\partial T'}{\partial n'} = \alpha' \Delta T', \quad (5.22)$$

а для моделі

$$-\lambda'' \frac{\partial T''}{\partial n''} = \alpha'' \Delta T''. \quad (5.23)$$

У разі фізичної подібності константи дорівнюють:

$$\frac{\lambda''}{\lambda'} = C_\lambda; \quad \frac{\Delta T''}{\Delta T'} = \frac{T''}{T'} = \frac{\partial T''}{\partial T'} = C_T; \quad (5.24)$$

$$\frac{\alpha''}{\alpha'} = C_\alpha; \quad \frac{\partial n''}{\partial n'} = \frac{l''}{l'} = C_l,$$

де l – характерний розмір системи.

З визначення констант подібності випливає:

$$\begin{aligned}\lambda'' &= C_\lambda \lambda'; & T'' &= C_T T'; & \alpha'' &= C_\alpha \alpha'; \\ n'' &= C_l n'.\end{aligned}\tag{5.25}$$

Підставивши ці значення у рівняння (5.22), одержимо:

$$-C_\lambda \lambda' \frac{\partial T' C_T}{\partial n' C_l} = \alpha' C_\alpha \Delta T' C_T.\tag{5.26}$$

Після перегрупування будемо мати:

$$-\lambda' \frac{\partial T'}{\partial n'} = \alpha' \Delta T' \frac{C_\alpha C_l}{C_\lambda}.\tag{5.27}$$

Рівняння (5.22) і (5.27) тотожні та описують явища для однієї і тієї самої точки системи. З умов тотожності випливає:

$$\frac{C_\alpha C_l}{C_\lambda} = 1.\tag{5.28}$$

Підставимо в рівняння (5.28) значення констант подібності:

$$\frac{\alpha'' l'' \lambda'}{\alpha' l' \lambda''} = 1.\tag{5.29}$$

Рівняння (5.29) можна записати у вигляді пропорції:

$$\frac{\alpha'' l''}{\lambda''} = \frac{\alpha' l'}{\lambda'} = \frac{\alpha l}{\lambda} = \text{idem}.\tag{5.30}$$

Цей безрозмірний комплекс називають *критерієм Нуссельта*:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda}.\tag{5.31}$$

Безрозмірні критерії подібності являють собою нові змінні, уведення яких значно зменшує кількість величин у функціональній залежності. Кількісний зв'язок між критеріями подібності встановлюють експериментально.

У зв'язку з тим, що теорія подібності – це теорія експерименту, вона має відповідати на такі питання: які величини потрібно вимірювати, як обробляти результати експерименту, на які явища можна поширювати отримані результати. Відповіді на ці питання дають три теореми подібності, на яких базується теорія подібності.

Перша теорема подібності стверджує, що подібні між собою явища мають однакові критерії подібності. Згідно з теоремою в експерименті потрібно вимірювати всі ті величини, що мають місце в критеріях подібності явища, яке вивчають.

Друга теорема подібності вказує, що зв'язок між змінними величинами, які характеризують явище, можна подати як залежність між критеріями подібності $K_1, K_2, K_3, \dots, K_n$, яку називають *критеріальним рівнянням* $f(K_1, K_2, K_3, \dots, K_n) = 0$. З другої теореми випливає, що результати експерименту треба обробляти в критеріях подібності, а залежність між ними подають у вигляді критеріальних рівнянь.

Третя теорема подібності відповідає на питання, які умови достатні для того, щоб явища були подібними: подібні ті явища, умови однозначності яких подібні, і критерії подібності, складені з умов однозначності, числово рівні.

Умови однозначності, або крайові умови, містять геометричні, фізичні, граничні та часові особливості розглядуваного процесу. Критерії, що складаються лише з величин, які входять в умови однозначності, називають *визначальними*. Згідно з третьою теоремою, узагальнення одержаних критеріальних залежностей можливе для всіх явищ, подібних досліджуваному.

Додержати всіх умов подібності процесів можна не завжди. Тому іноді застосовують *метод наближеного моделювання*, який базується на стабільності й автономності потоку відносно якогось визначального критерію. При цьому використовують метод локального теплового моделювання. Цей метод полягає в тому, що для умов, які найважче моделювати, подібності додержуються не в усьому об'ємі апарата, а в окремих перерізах, де досліджують теплообмін. Адже умови геометричні, фізичні, швидкісні моделювати не складно, а подібність температурних полів у поверхні апарата і моделі змоделювати не завжди вдається. Однак метод наближеного моделювання може призвести до значних помилок у разі необґрунтованого його використання. Стабільність потоку полягає у властивості в'язкості рідини набувати одного і того самого розподілу швидкостей потоку в перерізі, розташованому на деякій відстані від входу, незалежно від характеру розподілу швидкостей потоку у вхідному перерізі.

Автономність потоку виявляється в тому, що в цьому перерізі розподіл швидкостей майже незмінний для широкого діапазону зміни швидкості руху рідини, тобто в такому випадку явище не залежить від значення критерію Рейнольдса. Це можливо тоді, коли одна із сил, що характеризує критерій Re (сила інерції або тертя), стає настільки малою відносно іншої, що нею можна знехтувати. Значення критерію Re стає або дуже малим, або дуже великим, тобто проходить його виродження і він перестає бути визначальним критерієм. Явище автономності дозволяє спрощувати диференціальні рівняння та умови однозначності.

Натепер моделювання широко застосовують під час наукових досліджень у різних галузях науки й техніки. Велико-го значення воно набуло завдяки можливості використання математичного моделювання.

5.6. Критерії гідромеханічної і теплової подібності

Гідромеханічна подібність характеризується двома диференціальними рівняннями: Нав'є – Стокса та рівнянням нерозривності. Розгляд руху двох потоків нестисливої в'язкої рідини в геометрично подібних системах дозволяє знайти *критерії гідромеханічної подібності*.

Критерій гомохронності

$$Ho = \frac{\omega \tau}{l} \quad (5.32)$$

характеризує швидкість зміни полів швидкостей середовища за часом.

Критерій Фруда (критерій гравітаційної подібності)

$$Fr = \frac{gl}{\omega} \quad (5.33)$$

являє собою міру відношення сил інерції та тяжіння в одному рідному потоці.

Критерій Ейлера

$$Eu = \frac{p}{\rho \omega^2} \quad (5.34)$$

– це міра відношення сил тиску й інерції в потоці.

Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{\rho \omega l}{\mu} = \frac{\omega l}{\mu / \rho} = \frac{\omega l}{\nu}, \quad (5.35)$$

де $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ – коефіцієнт кінематичної в'язкості.

Критерій Рейнольдса характеризує гідродинамічний режим потоку і є мірою відношення сил інерції і молекулярного тертя в потоці.

Критерій Галілея

$$Ga = Fr \cdot Re^2 = \left(\frac{gl}{\omega^2} \right) \left(\frac{\omega^2 l^2}{v^2} \right) = \frac{gl^3}{v^2} \quad (5.36)$$

– це міра відношення сил молекулярного тертя і тяжіння в потоці.

Критерій Архімеда

$$Ar = Ga \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho} = \frac{gl^3}{v^2} \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho}, \quad (5.37)$$

де ρ і ρ_0 – густина речовини за різних температур, кг/м^3 .

Критерій Архімеда використовують для вивчення процесів вільного руху рідини, в якій містяться тверді частинки, бульбашки або краплі іншої рідини.

Критерій Грасгофа

$$Gr = \left(\frac{gl^3}{v^2} \right) \beta \Delta T, \quad (5.38)$$

де $\beta = \frac{(\rho - \rho_0)}{\rho \Delta T}$ – коефіцієнт об'ємного розширення рідини,

характеризує взаємодію молекулярного тертя та піднімальної сили, яка зумовлена різницею густин в окремих точках неізотермічного потоку.

З розглянутих критеріїв подібності критерій Ейлера – визначуваний критерій, оскільки перепад тиску Δp – це визначувана величина (гідравлічний опір). Решта критеріїв визначальні.

До критеріїв теплової подібності належать кілька критеріїв:

Критерій Нуссельта

$$\text{Nu} = \frac{\alpha l}{\lambda} \quad (5.39)$$

визначає безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі та характеризує зв'язок між інтенсивністю тепловіддачі і температурним полем у прилежовому шарі.

Критерій Фур'є

$$\text{Fo} = \frac{a\tau}{l^2}, \quad (5.40)$$

де $a = \frac{\lambda}{c\rho}$ – коефіцієнт температуропровідності, характеризує теплову інерцію тіла. Чим більше значення a , тим швидше нагрівається та охолоджується тіло.

Критерій Пекле

$$\text{Pe} = \frac{\omega l}{a} \quad (5.41)$$

– це міра відношення молекулярного та конвективного перенесення в потоці.

Критерій Прандтля

$$\text{Pr} = \frac{\nu}{a}, \quad (5.42)$$

де ν – кінематична в'язкість, характеризує фізичні властивості середовища і здатність поширення теплоти в ньому.

У критеріях теплової подібності критерій Нуссельта визначуваний, оскільки в нього входить шуканий коефіцієнт тепловіддачі α .

Величину l , яка входить у критерії подібності, називають *визначальним розміром*. Зазвичай за визначальний беруть той розмір, від якого найбільше залежить процес теплообміну і який найповніше визначає фізичну сутність процесу.

У критерії входять значення фізичних властивостей середовища. Температуру, за якої вибирають значення теплофізичних величин, називають *визначальною температурою*.

5.7. Критеріальні рівняння

Оскільки в експериментальному вивченні конвективного теплообміну визначувана величина – це коефіцієнт тепловіддачі α , то критеріальні рівняння для тепловіддачі складають у вигляді залежності критерію Нуссельта від критеріїв, що характеризують те чи інше явище. У загальному вигляді цю залежність можна записати так:

$$\text{Nu} = f(\text{Fo}, \text{Re}, \text{Pe}, \text{Gr}) \quad (5.43)$$

або

$$\text{Nu} = f(\text{Fo}, \text{Re}, \text{Gr}, \text{Pr}). \quad (5.44)$$

Залежно від завдань цю залежність можна спростити. Так, у разі вимушеного руху рідини залежність набуває вигляду

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Gr}, \text{Pr}). \quad (5.45)$$

Для вільного руху рідини

$$\text{Nu} = f(\text{Gr}, \text{Pr}). \quad (5.46)$$

Критеріальні рівняння для різних випадків наведено в спеціальній літературі. Залежність між критеріями здебільшого записують у вигляді степеневої функції, наприклад:

$$\text{Nu} = c \text{Re}^n \text{Pr}^m, \quad (5.47)$$

де c , n , m – безрозмірні числа.

Якщо розглядати процес, у якому критерій Нуссельта залежить тільки від критерію Рейнольдса, то рівняння набуває вигляду

$$\text{Nu} = c \text{Re}^n. \quad (5.48)$$

Для знаходження величин c і n пролога рифмуємо рівняння (5.48):

$$\lg Nu = \lg c + n \lg Re.$$

Якщо позначимо $\lg Nu = y$, $\lg c = A$, $\lg Re = x$, то можемо записати

$$y = A + nx \quad (5.49)$$

– це рівняння прямої лінії. Показник степеня n – тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис. Із цього випливає, що значення n можна визначити за допомогою графічного подання експериментальних даних у координатах $\lg Nu = f(\lg Re)$

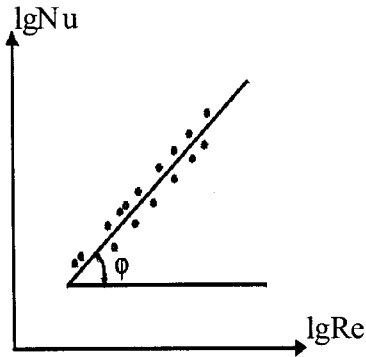


Рис. 5.7. Графічний метод визначення показника степеня n

(рис. 5.7). Сталу величину c визначають з рівняння $c = \frac{Nu}{Re^n}$.

Числові значення критеріїв Nu та Re одержують з експериментальних даних.

5.8. Тепловіддача за вільної течії рідини в необмеженому просторі

Вільна течія рідини або газів (вільна конвекція) виникає унаслідок різниці густин нагрітих і холодних об'ємів середовища поблизу нагрітих поверхонь теплових апаратів, трубопроводів, батарей опалення тощо.

Густина нагрітих шарів рідини чи газів зменшується, вони піднімаються вгору, де їх замінюють більш холодні шари навколишнього середовища. Режим вільної течії може бути ламінарним або турбулентним, що впливає на процес тепловіддачі.

Розглянемо особливості теплообміну поблизу нагрітої поверхні вертикальної плити або труби в необмеженому просторі (рис. 5.8).

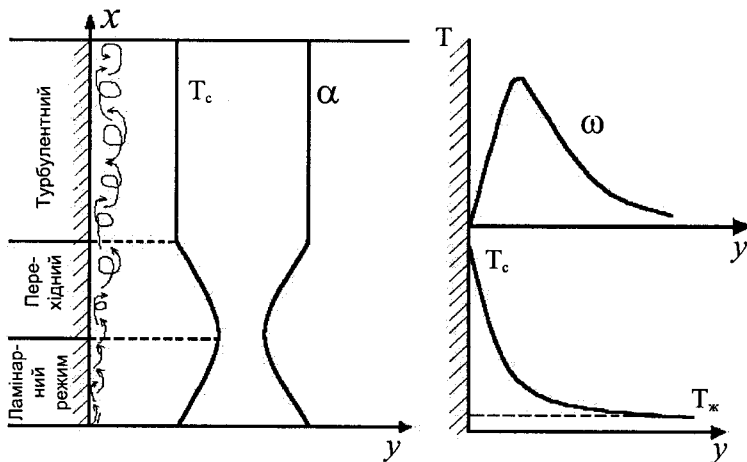


Рис. 5.8. Процес теплообміну поблизу нагрітої поверхні в необмеженому просторі за вільної течії рідини

Необмеженим називають простір, об'єм якого настільки великий, що теплове збурення від нагрітого тіла не розповсюджується на весь об'єм. Нагрівання навколишнього середовища в нижній частині поверхні зумовлює ламінарну течію. Товщина ламінарної плівки поступово збільшується; з досягненням певної товщини характер течії стає нестійким, хвильовим, що відповідає перехідному режиму течії, який потім переходить у турбулентний. Зі збільшенням товщини ламінарного шару коефіцієнт тепловіддачі зменшується і досягає найменшого значення там, де товщина ламінарного шару буде найбільша. У перехідному режимі течії коефіцієнт тепловіддачі збільшується та набуває постійного значення у зоні розвиненого турбулентного режиму. Швид-

кість течії ω прямуватиме від нуля біля стінки до найбільшого значення і зменшуватиметься до нуля на великій відстані від неї. Температура змінюватиметься від температури стінки до температури середовища.

Чисельні експериментальні дані з вивчення тепловіддачі в необмеженому просторі за вільної конвекції узагальнено у вигляді критеріальних залежностей для середніх за довжиною значень коефіцієнта тепловіддачі. Характер течії рідини за вільної конвекції визначають критерії піднімальної сили та фізичних властивостей рідини $Pr = \frac{\nu}{a}$. Для горизонтальних труб конвективний теплообмін в зоні ламінарного режиму при $10^3 < (Gr \cdot Pr)_p < 10^8$ відповідає залежності

$$Nu = 0,5 (Gr \cdot Pr)_p^{0,25} \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (5.50)$$

де індекси „p” та „c” вказують на те, що фізичні властивості вибирають за середньою температурою рідини і стінки. Множник $\left(Pr_p / Pr_c \right)^{0,25}$ ураховує залежність фізичних властивостей від температури та вплив напрямку теплового потоку.

Для вертикальних поверхонь (пластина, труба) при $10^3 < (Gr \cdot Pr)_p < 10^9$, що відповідає ламінарному режиму течії, ця залежність набуває вигляду

$$Nu = 0,76 (Gr \cdot Pr)_p^{0,25} \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}, \quad (5.51)$$

а якщо $(Gr \cdot Pr)_p > 10^9$ – це турбулентний режим:

$$Nu = 0,15 (Gr \cdot Pr)_p^{0,33} \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (5.52)$$

За визначальний розмір у критеріях Nu та Gr узято діаметр для горизонтальних труб і висоту для вертикальних труб і пластин. Визначальна температура в рівняннях (5.50)–(5.52) – температура навколишнього середовища.

5.9. Тепловіддача за вільної течії рідини в обмеженому просторі

В обмеженому просторі на характер вільної течії впливають температура поверхні, форма та розміри простору. Обмеженість простору, наявність потоків, що піднімаються й опускаються, ускладнюють умови перебігу теплообміну.

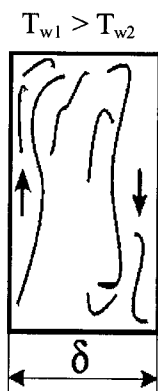


Рис. 5.9. Тепловіддача в обмеженому просторі

Для цього введемо поняття еквівалентного коефіцієнта теплопровідності:

$$\lambda_{\text{екв}} = \frac{Q\delta}{F\Delta T},$$

Розглянемо вузьку камеру завтовшки δ , заповнену повітрям, з температурами стінок T_{c1} і T_{c2} , причому $T_{c1} > T_{c2}$ (рис. 5.9). Визначити характер течії повітря в камері дуже складно. Тому, щоб визначити кількість теплоти, яка передається від однієї стінки до іншої через шар повітря, складний процес конвективного теплообміну буде розглядати як елементарне явище теплопровідності.

який за рівнянням Фур'є дозволяє визначити тепловий потік, що дорівнює конвективному. Вплив конвекції враховується безрозмірним коефіцієнтом конвекції:

$$E_k = \frac{\lambda_{\text{екв}}}{\lambda}, \quad (5.53)$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності середовища в необмеженому просторі.

Величину E_k визначають як функцію критеріїв $Gr_p \cdot Pr_p$.

За наближених розрахунків для $Gr_p \cdot Pr_p > 10^3$

$$E_k = 0,18 (Gr_p \cdot Pr_p)^{0,25}. \quad (5.54)$$

Розраховуючи критерії подібності, за визначальний розмір беруть товщину δ камери, незалежно від її форми, а за визначальну температуру – середню температуру рідини:

$$T_p = 0,5 (T_{p1} + T_{p2}).$$

5.10. Тепловіддача за вимушеної течії рідини в трубах

Теплообмін значною мірою залежить від гідродинаміки потоку рідини. Залежно від режиму течії встановлюється різний характер розподілу швидкостей у поперечному перерізі потоку. За ламінарного режиму течії встановлюється параболічний розподіл (рис. 5.10, а), а за турбулентного режиму розподіл має вигляд зрізаної параболи (рис. 5.10, б).

Такий розподіл швидкостей справедливий лише для ізотермічного потоку рухомої рідини.

Ця закономірність повністю порушується в разі зміни температури. Зміна температури в перерізі спричиняє зміну в'язкості, теплопровідності та теплоємності, що впливає на інтенсивність теплообміну.

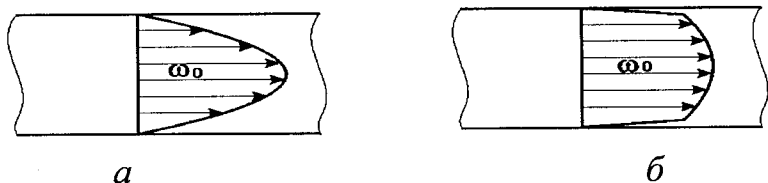


Рис. 5.10. Розподіл швидкостей руху рідини по перерізу труби за ламінарного (а) і турбулентного (б) режимів течії

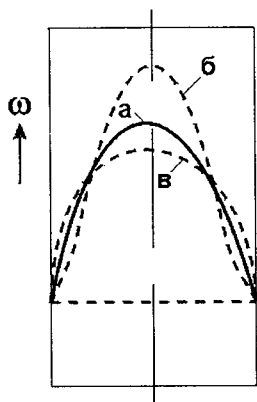


Рис. 5.11. Зміна швидкості рідини по висоті труби

Крім того, на зміну профілю швидкості впливає напрямок теплового потоку (рис. 5.11). Припустимо, що тепловий потік спрямований від рідини до труби, тобто нагріває її. У цьому випадку температура біля стінки буде меншою, а в'язкість дещо вище, ніж у центрі потоку, і, як наслідок, швидкість біля стінки буде менше, ніж у центрі (рис. 5.11, б), порівняно з ізотермічним потоком

(рис. 5.11, а). Коли рідина нагрівається від труби, швидкість руху її біля стінки буде вище, а в центрі потоку нижче (рис. 5.11, в).

Якщо рідина тече в трубах, то характерний розподіл швидкостей встановлюється на певній відстані від входу в трубу. Ця ділянка має назву *ділянки гідродинамічної стабілізації*. Поряд з цією ділянкою має місце *ділянка теплової стабілізації*, на якій коефіцієнт тепловіддачі змінюється від максимального значення на вході до граничної величини. Довжина ділянок гідродинамічної та теплової стабілізації

залежить від низки чинників; її визначають за емпіричними залежностями.

Коефіцієнт тепловіддачі α одержують з рівнянь, які залежать від режиму течії. За вимушеного ламінарного режиму течії теплота передається теплопровідністю. Якщо в різних точках потоку зміна температури значна, то через різницю густин виникатимуть піднімальні сили. На вимушений режим течії впливає вільна конвекція, яка позначається на інтенсивності тепловіддачі.

Для ламінарного режиму течії рідини в трубах, коли має місце турбулізувальний вплив вільної конвекції, середній коефіцієнт тепловіддачі визначають за критеріальною залежністю, запропонованою М. А. Міхєєвим:

$$Nu = 0,17Re_p^{0,33} \cdot Pr_p^{0,43} \cdot Gr_p^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} \quad (5.55)$$

Залежність (5.55) застосовують при $\frac{l}{d} \geq 50$. Для коротких труб вводять поправковий множник ε_1 , значення якого зумовлене відношенням $\frac{l}{d}$.

За турбулентного режиму течії, завдяки інтенсивному перемішуванню рідини, температура потоку буде майже постійною, тому вплив вільної конвекції незначний, що дозволяє виключити в критеріальній залежності критерій Грасгофа. Для визначення коефіцієнта тепловіддачі за турбулентного режиму течії в трубах і каналах різної форми в поперечному перерізі М. А. Міхєєв запропонував залежність:

$$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}_p^{0,8} \cdot \text{Pr}_p^{0,43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25} \varepsilon_l, \quad (5.56)$$

яка справедлива для випадків $\text{Re}_p = 1 \cdot 10^4 \dots 5 \cdot 10^6$ та $\text{Pr}_p = 0,6 \dots 2500$. У цій залежності за визначальну температуру беруть середню температуру рідини, а за визначальний розмір – еквівалентний діаметр: $d_{\text{екв}} = \frac{4f}{u}$, де f – площа поперечного перерізу каналу; u – повний периметр каналу.

Коефіцієнт ε_l урахує зміну коефіцієнта тепловіддачі по довжині труби. Якщо $\frac{l}{d} < 50$, $\varepsilon_l = 1$, а якщо $\frac{l}{d} > 50$, його визначають за табл. 5.1.

Для повітря та будь-якого двохатомного газу цю залежність з урахуванням того, що $\text{Pr} = 0,71$, а $\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} = 1$, можна спростити:

$$\text{Nu}_p = 0,018 \text{Re}_p^{0,8}. \quad (5.56a)$$

Таблиця 5.1. Значення коефіцієнта ε_l

Re_p	l/d							
	1	2	5	10	20	30	40	50
$1 \cdot 10^4$	1,65	1,50	1,34	1,23	1,13	1,07	1,03	1
$2 \cdot 10^4$	1,51	1,40	1,27	1,18	1,10	1,05	1,02	1
$5 \cdot 10^4$	1,34	1,27	1,18	1,13	1,08	1,04	1,02	1
$10 \cdot 10^4$	1,28	1,22	1,15	1,10	1,06	1,03	1,02	1

5.11. Тепловіддача за поперечного обтікання труби і пучка труб

Розглянемо процес поперечного обтікання поодинокі труби рідиною (рис. 5.12). Лобову поверхню в межах дуги (a-a) потік омиває безвідривно. За межами дуги (a-a) має місце відрив струменів потоку і вся частина труби буде знаходитись у вихровій зоні. Течія рідини має складний неупорядкований характер.

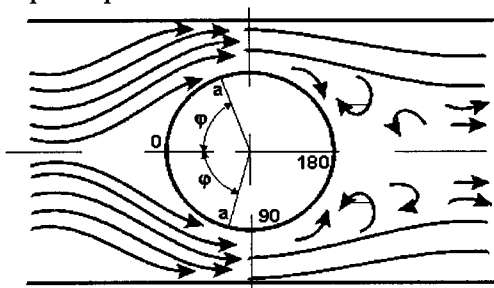


Рис. 5.12. Тепловіддача за поперечного омивання труби потоком рідини

Така гідродинамічна картина течії рідини впливає на особливості процесу тепловіддачі. Значення коефіцієнта тепловіддачі змінюється по колу (рис. 5.13). Максимальне значення коефіцієнт тепловіддачі має на лобовій частині труби (у межах дуги a-a), де товщина примежового шару найменша.

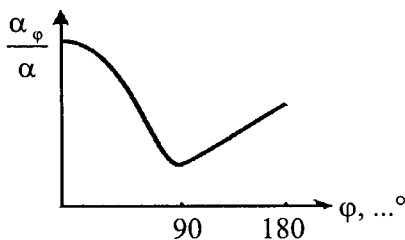


Рис. 5.13. Зміна коефіцієнта тепловіддачі за поперечного омивання труби

Якщо потік омиває циліндричну поверхню, товщина примежового шару збільшується, а інтенсивність тепловіддачі зменшується, а при куті $\varphi = 90 \dots 100^\circ$ – досягає мініма-

льного значення. Надалі примежовий шар руйнується, утворюється вихрова зона, що зумовлює збільшення інтенсивності теплообміну, яка досягає свого максимального значення, якщо кут $\varphi = 180^\circ$.

Для визначення середнього по периметру коефіцієнта тепловіддачі застосовують критеріальні залежності. Якщо $Re_p = 5 \dots 1 \cdot 10^3$

$$Nu_p = 0,56 Re_p^{0,50} \cdot Pr_p^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}; \quad (5.57)$$

а якщо $Re_p = 1 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$

$$Nu_p = 0,28 Re_p^{0,60} \cdot Pr_p^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25}. \quad (5.58)$$

За визначальний розмір беруть зовнішній діаметр труби. Якщо потік омиває пучок труб з коридорним (рис. 5.14, *a*) або шаховим (рис. 5.14, *б*) розташуванням, гідродинамічна картина ще більше ускладнюється.

На інтенсивність теплообміну впливає схема розташування труб у пучку, поперечний крок S_1 і поздовжній крок S_2 , кількість рядів труб Z , діаметр труб d , відносна відстань між осями труб по ширині пучка $\frac{S_1}{d}$ і по глибині $\frac{S_2}{d}$.

Зміна локального коефіцієнта тепловіддачі по колу першого ряду труб коридорного і всіх рядів труб шахового пучка підпорядковується закономірностям обтікання поодинокі труби. За однакових умов тепловіддача в шахових пучках більш інтенсивна порівняно з коридорними пучками, в яких у проходах між рядами труб утворюються застійні зони. У шахових пучках характер обтікання труб по глибині мало чим відрізняється від характеру обтікання труб першого ряду.

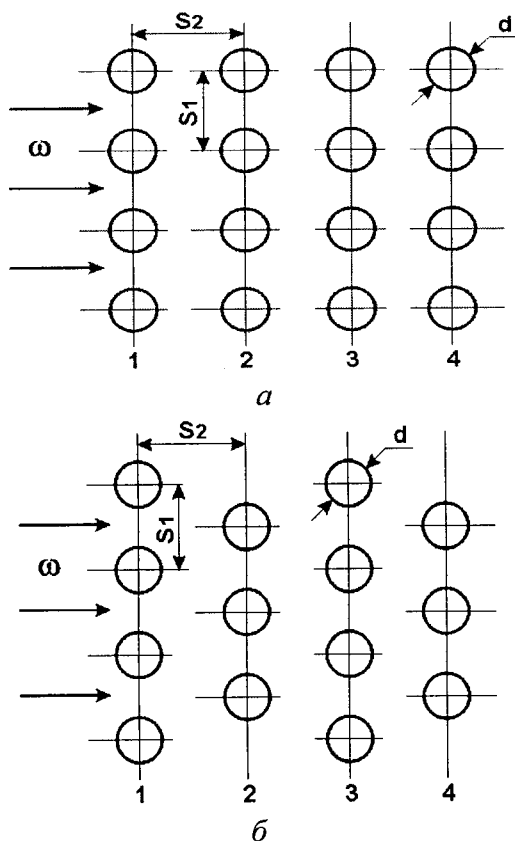


Рис. 5.14. Омивання потоком рідини пучків труб

Середня інтенсивність тепловіддачі змінюється в початкових рядах пучка. Починаючи з третього ряду, процес стабілізується. Якщо узяти коефіцієнт тепловіддачі для третього ряду за 1, то у першому ряду будь-якого пучка коефіцієнт тепловіддачі беруть 0,6 від визначеного значення α для третього ряду.

Для труб другого ряду шахового пучка поправковий коефіцієнт 0,7, а для коридорного – 0,9.

На підставі узагальнення експериментальних даних для визначення коефіцієнта тепловіддачі третього ряду труб рекомендують такі критеріальні залежності при $Re_p = 1 \cdot 10^3 \dots 1 \cdot 10^5$:

а) коридорне розташування труб:

$$Nu_p = 0,22 Re_p^{0,65} \cdot Pr_p^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \epsilon_r, \quad (5.59)$$

де $\epsilon_r = \left(\frac{S_2}{d} \right)^{0,15}$ – поправковий коефіцієнт, який ураховує вплив відносних кроків для більш глибоких рядів;

б) шахове розташування труб:

$$Nu_p = 0,40 Re_p^{0,60} \cdot Pr_p^{0,36} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} \cdot \epsilon_r. \quad (5.60)$$

За визначальний лінійний розмір беруть зовнішній діаметр труб, а за визначальну температуру – середню температуру рідини. Швидкість потоку визначають у найвужчому перерізі ряду.

Таблиця 5.2. Значення коефіцієнта ϵ_ψ для поодинокі труби

ψ, \dots°	90	80	70	60	50	40	30	20	10
ϵ_ψ	1	1	0,98	0,95	0,87	0,77	0,67	0,60	0,55

Рівняння (5.59) та (5.60) справедливі тоді, коли потік рідини перетинає пучок труб перпендикулярно, тобто кут атаки $\psi = 90^\circ$. Якщо кут атаки зменшується, то зменшується і коефіцієнт тепловіддачі. Цю зміну враховують введенням поправкового коефіцієнта ϵ_ψ (табл. 5.2), тоді справжнє значення коефіцієнта тепловіддачі визначають як

$$\alpha_{спр} = \alpha \epsilon_\psi, \quad (5.61)$$

5.12. Тепловіддача за поздовжнього обтікання пластини

За поздовжнього обтікання пластини інтенсивність тепловіддачі залежить від режиму течії примежового шару, який може бути як ламінарним, так і турбулентним. Швидкість руху потоку вздовж пластини ω_0 і температура середовища, яке омиває її поверхню, T_0 , однакові на певній відстані від поверхні (рис. 5.15). У примежовому шарі швидкість змінюється від нуля до ω_0 . За турбулентного режиму течії примежового шару 3 біля поверхні все ж таки є досить тонкий ламінарний підшар 4 (рис. 5.15), який виникає внаслідок великої в'язкості рідини і значного зменшення швидкості її руху аж до нуля.

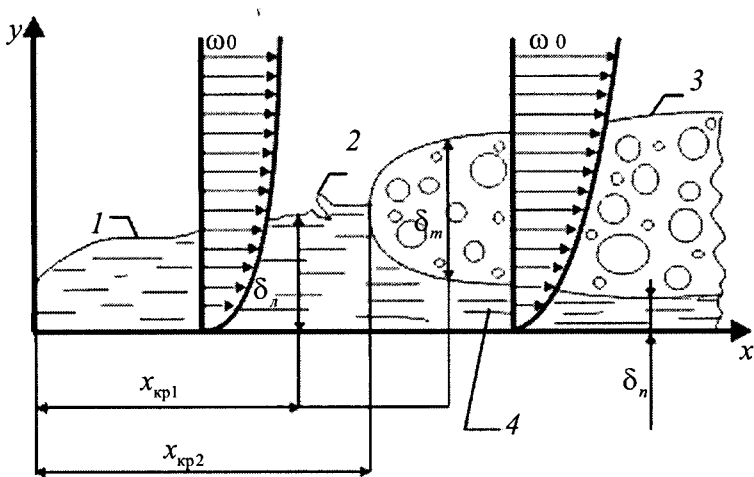


Рис. 5.15. Схема примежового шару за поздовжнього обтікання пластини: 1 – ламінарний примежовий шар; 2 – перехідна зона; 3 – турбулентний примежовий шар; 4 – ламінарний підшар

У міру просування вздовж пластини товщину примежового шару можна визначити за формулою:

$$\delta_n = \frac{4,64x}{\sqrt{Re}} = 4,64x \sqrt{\frac{xv_B}{\omega_0}}, \quad (5.62)$$

де v_B – кінематична в'язкість рідини, м²/с; ω_0 – швидкість течії рідини поза примежовим шаром, м/с; $Re = \frac{\omega_0 x}{v_B}$.

Інтенсивність тепловіддачі залежить від режиму течії. Перехід від одного режиму до іншого характеризується критерієм Рейнольдса, який має критичні значення $Re_{кр1}$ і $Re_{кр2}$ у моменти переходу від ламінарного до перехідного та від перехідного до турбулентного режимів.

Крім інтенсивності тепловіддачі, ці значення залежать також від зміни тиску вздовж пластини, стану її поверхні, пульсацій потоку, що супроводжується зміною ω_0 та інших факторів. Тому точне визначення меж перехідного режиму течії має певні складнощі, і беруть, що $Re_{кр1} \approx Re_{кр2} \approx Re_{кр} \approx 10^5$.

Після досягнення критичного значення критерію $Re_{кр}$ ламінарний примежовий шар переходить у турбулентний, товщина якого вздовж пластини змінюється згідно з законом:

$$\delta_\tau = \frac{0,37x}{Re^{0,2}} = 0,375 \sqrt{\frac{x^4 v_B}{\omega_0}}. \quad (5.63)$$

Течія рідини вздовж поверхні пластини – це досить складний процес, який ще більше ускладнюється за наявності теплообміну. Аналітичне розв'язання задачі знаходження коефіцієнта тепловіддачі для цього випадку дуже складне. Тому користуються залежностями, одержаними на підставі результатів експерименту.

Під час проведення експерименту було враховано залежність тепловіддачі від напрямку теплового потоку, а також від

зміни значень фізичних параметрів рідини. Так, за інших умов, коефіцієнт тепловіддачі під час нагрівання краплинної рідини буде більший, ніж під час її охолодження. Це пояснюється тим, що під час охолодження рідини її температура біля стінки буде менша, ніж під час нагрівання, а в'язкість більша. У результаті зменшується швидкість течії і тим самим відповідно змінюється значення критерію Рейнольдса.

Дослідно показано, що залежність тепловіддачі від напрямку теплового потоку і температурного напору можна врахувати, увівши в критеріальне рівняння додатковий множник $(Pr_p / Pr_c)^{0,25}$, де індекси «р» і «с» показують, що відповідні значення Pr знаходять за температурою рідини на віддалі від тіла і температурою стінки.

Значення фізичних параметрів залежать від характеру рідини та її температури. Це, у свою чергу, позначається на розподілі швидкостей і температур для краплинних рідин. Розрахунки для газів з урахуванням змінності значень фізичних параметрів показують, що поля температур і швидкостей змінюються незначно. Нині теорія не дає певного загального способу врахування впливу зміни значень фізичних параметрів краплинних рідин на тепловіддачу.

Для розрахунків тепловіддачі пластини за поздовжнього її обтікання користуються рівняннями, отриманими з узагальнення експериментальних даних. Для розрахунку локальних коефіцієнтів тепловіддачі пластини в ламінарному потоці ($Re < 4 \cdot 10^4$) з урахуванням поправки на напрямок теплового потоку і зміни значень фізичних параметрів у поперечному перерізі потоку для краплинних рідин можна використовувати рівняння

$$Nu_{px} = 0,33 Re_{px}^{0,50} \cdot Pr_p^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} . \quad (5.64)$$

Для розрахунку середньої тепловіддачі:

$$Nu_p = 0,66 Re_p^{0,50} \cdot Pr_p^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} . \quad (5.65)$$

Критерій Pr краплинних рідин значно зменшується з підвищенням температури. Як правило, для краплинних рідин $Pr > 1$ і збільшується з підвищенням в'язкості рідин.

Для газів значення критерію Прандтля близьке до одиниці і змінюється в межах від 0,6 до 1, наприклад, для повітря $Pr \approx 0,7$ у великому інтервалі температур. Тому для середовищ за умови $Pr \rightarrow 1$ і $Re < 4 \cdot 10^4$ маємо:

$$Nu_p = 0,66 Re_p^{0,50} . \quad (5.66)$$

У разі обтікання пластини турбулентним потоком для розрахунку тепловіддачі від пластини рекомендують такі формули:

для локальної тепловіддачі:

$$Nu_{px} = 0,296 Re_{px}^{0,8} \cdot Pr_p^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} . \quad (5.67)$$

для середньої тепловіддачі:

$$Nu_p = 0,037 Re_p^{0,8} \cdot Pr_p^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_p}{Pr_c} \right)^{0,25} ; \quad (5.68)$$

при $Pr \rightarrow 1$ маємо:

$$Nu_p = 0,037 Re_p^{0,8} . \quad (5.69)$$

У наведених формулах за визначальну температуру беруть температуру рідини на відстані від тіла, крім Pr_c , де беруть температуру поверхні пластини. Визначальний розмір – координата x у формулах (5.64), (5.67) або довжина пластини l у формулах (5.65), (5.66), (5.68), (5.69). За початок відліку довжини беруть точку початку теплообміну.

Розділ 6.

Тепловіддача під час кипіння рідини

6.1. Фізичні особливості процесу кипіння. Бульбашковий та плівковий режими кипіння. Криза кипіння

Процес кипіння рідини широко застосовують в енергетиці, хімічній, нафтохімічній, паперовій, харчовій та інших галузях господарства. Процес випаровування й уварювання напівпродуктів виробництва – це складова частина багатьох технологічних процесів. У зв'язку з тим, що в процесі кипіння теплота передається у великих кількостях, то його широко використовують і для високоінтенсивного охолодження поверхонь теплообміну.

Кипінням називають процес пароутворення в об'ємі рідини за умови підведення до неї теплоти.

Розрізняють два види кипіння: кипіння у великому об'ємі та кипіння в потоці рідини.

Кипіння у великому об'ємі – це кипіння на поверхні нагріву, яку занурюють у ємність з початково нерухомою рідиною.

Кипіння у потоці – це кипіння у рухомій рідині, коли поверхнею теплообміну є стінки каналу, у якому рухається рідина.

Тепловіддача під час кипіння рідини – складний процес, який залежить від ряду факторів.

Для виникнення процесу кипіння потрібно дотримання двох умов: наявність деякого перегріву рідини відносно температури насичення T_n за даного тиску і наявність центрів пароутворення.

Під час кипіння температура частинок рідини, що стикаються з поверхнею, дорівнює температурі поверхні. Тому на поверхні нагріву і поблизу неї кипляча рідина перегріта порівняно з температурою насичення.

Особливість процесу кипіння – утворення парових бульбашок. Дослідження підтверджують, що бульбашки виникають лише на поверхні, яка обігривається, де перегрів рідини найбільший, і саме в окремих точках цієї поверхні.

Ці точки називають *центрами пароутворення*. До них належать окремі нерівності поверхні, пилінки, бульбашки повітря. Зі збільшенням теплового потоку q і тиску p кількість діючих центрів пароутворення Z збільшується, і процес кипіння стає інтенсивнішим. Бульбашки зростають до певного діаметра d_0 , який називають *відривним діаметром*, і відриваються від поверхні. Під час кипіння теплота передається від стінки безпосередньо прилеглому шару рідини, а від неї – до пари. Рідина перетворюється на пару на межі бульбашок, які збільшуються за розміром, відриваються від поверхні, піднімаються всередині рідини. На місцях бульбашок, що відірвалися, на тих самих центрах пароутворення, виникають нові бульбашки. Такий режим має назву *бульбашкового режиму кипіння*.

Інтенсивність тепловіддачі під час кипіння визначають умовами пароутворення і пов'язаною з ним турбулізацією примезового шару рідини. Оскільки рідина дещо перегріта відносно пари, що утворюється, то відбувається безперервне випаровування рідини всередину парових бульбашок і об'єм їх багатократно збільшується після відриву від поверхні. Ріст бульбашок на поверхні нагріву, відрив їх від неї і рух після відриву спричиняють рух і перемішування рідини біля поверхні і в об'ємі, що зумовлює підвищення інтенсивності тепловіддачі. Кількість теплоти, що поглинає рідина під час кипіння, за інших однакових умов, визначають тепловим потоком q .

Зі зростанням q збільшується частота відриву парових бульбашок, кількість центрів пароутворення і, відповідно, коефіцієнт тепловіддачі. Збільшення кількості центрів пароутворення зумовлює, з одного боку, зменшення площі стикання рідини з поверхнею нагріву, з другого – підвищення рівня турбулізації прилежового шару рідини, що також позитивно впливає на інтенсивність тепловіддачі. Проте за значного зростання теплового потоку q утворювані парові бульбашки зливаються у спільну парову плівку, яка ізолює киплячу рідину від поверхні нагріву і тепловіддача різко зменшується. Це пояснюється тим, що шар пари має великий термічний опір через малу теплопровідність пари (при $p = 1$ бар для води $\lambda_{\text{в}} = 0,68$, а для водяної пари $\lambda_{\text{п}} = 0,02$ Вт/(м·К)).

За незмінної кількості теплоти q , що підводиться, і температури кипіння рідини $T_{\text{р}}$, зменшення коефіцієнта тепловіддачі α температура поверхні теплообміну $T_{\text{с}}$ значно збільшується, що видно з рівняння $q = \alpha(T_{\text{с}} - T_{\text{р}})$, тобто збільшується різниця температур стінки і рідини. Це може спричинити пошкодження стінки і навіть аварію апарата.

Режим кипіння, за якого пара утворює шар, що відокремлює поверхню нагріву від маси рідини, називають *плівковим режимом кипіння*.

Паровий шар періодично проривається до поверхні киплячої рідини і знову поновлюється.

У зв'язку з тим, що паровий шар має малу теплопровідність, інтенсивність тепловіддачі за плівкового режиму кипіння значно менша, ніж за бульбашкового, а це небажано. Виникнення того чи того режиму кипіння визначають значенням теплового потоку через поверхню нагріву, фізичними властивостями рідини, гідродинамічним режимом потоку. У зв'язку із різким зменшенням коефіцієнта тепловіддачі за плівкового режиму кипіння, у початковий момент появи плівки виникає так звана криза тепловіддачі під час кипіння і залежно від способу нагрівання різко

знижується пароутворення або різко зростає температура поверхні нагріву.

Залежність коефіцієнта тепловіддачі α від різниці температур між стінкою T_c і температурою насичення T_n наведено на рис. 6.1. Цю залежність називають *температурним напором* ΔT , для випадку кипіння у великому об'ємі за нормального тиску. У режимі бульбашкового кипіння коефіцієнт тепловіддачі збільшується, але різко зменшується з досягненням плівкового режиму кипіння. Значення теплового потоку, температурного напору і коефіцієнта тепловіддачі, які відповідають моменту переходу бульбашкового режиму кипіння у плівковий, називають *критичними*.

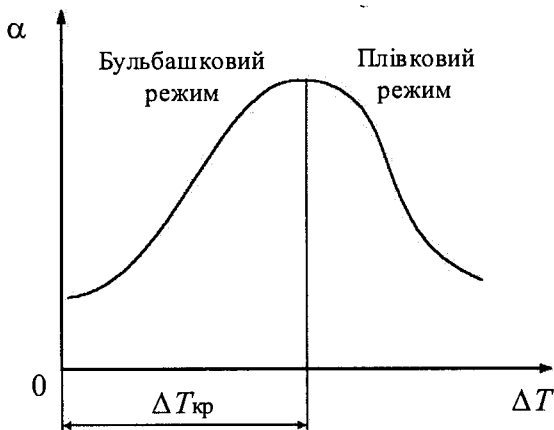


Рис. 6.1. Залежність коефіцієнта тепловіддачі від різниці температур стінки і рідини

Для води якщо $p = 0,1$ МПа, $q_{кр} = 1,2 \cdot 10^6$ Вт/м², $\Delta T = 25$ °С, $\alpha_{кр} = 35 \cdot 10^3$ Вт/(м²·К). Зі збільшенням тиску значення критичного температурного напору зменшується. На величину $q_{кр}$ впливає ряд факторів: тиск p , швидкість переміщення рідини ω , різниця температур між поверхнею

нагріву і рідиною ΔT , теплофізичні властивості киплячої рідини і стан поверхні. Величину $q_{кр}$ знаходять експериментально або з окремих емпіричних формул. Наявність відомостей про критичні значення температурного перепаду має велике практичне значення для встановлення оптимального температурного режиму роботи теплообмінних апаратів, у яких проходить процес кипіння рідин.

6.2. Бульбашкове кипіння рідини у великому об'ємі

Під час кипіння у великому об'ємі бульбашки пари спливають в об'ємі рідини, розміри яких більші за відривний діаметр бульбашки. Спершу нагрівається шар рідини, який прилягає до поверхні; з досягненням температури насичення утворюються бульбашки пари на поверхні нагріву, які потім відриваються і спливають в об'ємі рідини. Бульбашки пари потрапляють у шари рідини, які мають нижчу температуру, і конденсуються.

Кипіння рідини на поверхні нагріву з подальшою конденсацією бульбашок пари в шарах рідини, температура яких нижче від температури насичення, називають *кипінням недогрітої рідини*, або *поверхневим кипінням*. Кипіння рідини, вся маса якої має температуру насичення і в якій бульбашки пари досягають поверхні рідини, називають *кипінням насиченої рідини*.

Інтенсивність пароутворення на поверхні нагріву залежить від перегріву рідини, а конденсацію пари визначають недогрівом рідини. Чим більше недогрів рідини, тим менша зона кипіння. Недогрів рідини до температури насичення – основний фактор, який відрізняє поверхнєве кипіння від кипіння насиченої рідини. За невеликої різниці температур ΔT між стінкою T_c і рідиною T_p теплота переноситься вільною конвекцією рідини. Зі збільшенням ΔT виникає процес бу-

льбашкового кипіння, за якого рух рідини зумовлений виникненням, ростом, відривом і спливанням бульбашок пари. Такий процес називають *розвиненим процесом бульбашкового кипіння*. Частка теплоти, яка переноситься вільною конвекцією рідини у цьому процесі, мала, тому і нею можна знехтувати.

Для виникнення й існування парової бульбашки потрібно, щоб тиск усередині неї був не менший за суму сил, які діють на цю бульбашку. У момент виникнення на бульбашку впливає тиск рідини, яка її оточує, і поверхневий натяг самої поверхні бульбашки.

В умовах рівноваги різницю між тиском пари в бульбашці p_n і тиском рідини p_p , що оточує бульбашку, визначають рівнянням Лапласа:

$$\Delta p = p_n - p_p = \frac{2\sigma}{R_k}, \quad (6.1)$$

де σ – поверхневий натяг рідини, Дж/м; R_k – мінімальний або критичний радіус бульбашки в момент зародження, м.

Тиск p_p відповідає температурі насичення T_n , тобто дорівнює p_n . Температура пари в бульбашці вища за T_n , оскільки $p_n > p_p$. Тому виникнення парової бульбашки і її існування в рівновазі з рідиною, яка оточує бульбашку, можливе тільки за умови відповідного перегріву рідини. Величина перегріву рідини залежить від величини Δp . Бульбашка має форму сфери, поверхня рідини над нею вгнута. Тому, з урахуванням формули Кельвіна і того, що поверхня поділу фаз скривлена, перегрів рідини $\Delta T_{пер}$ визначають за формулою

$$\Delta T_{пер} = \frac{2\sigma}{R_k} \frac{\rho'}{\rho' - \rho''} \frac{\partial T_n}{\partial p_n}, \quad (6.2)$$

де ρ' і ρ'' – густини рідини і пари, кг/м³.

Величина $\frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial p_{\text{н}}}$ – похідна температури за тиском на лінії насичення, яка згідно з рівнянням Клапейрона – Клаузіуса дорівнює:

$$\frac{\partial T_{\text{н}}}{\partial p_{\text{н}}} = \frac{T_{\text{н}} (\rho' - \rho'')}{r \rho' \rho''}, \quad (6.3)$$

де r – теплота пароутворення, кДж/кг.

Отже,

$$\Delta T_{\text{пер}} = \frac{2\sigma T_{\text{н}}}{R_{\text{к}} \rho'' r}. \quad (6.4)$$

Кожному перегріву відповідає певний мінімальний критичний діаметр парової бульбашки:

$$d_{\text{к}} = \frac{4\sigma T_{\text{н}}}{\rho'' r \Delta T_{\text{пер}}}. \quad (6.5)$$

З підвищенням перегріву рідини за заданого тиску і з підвищенням тиску за заданого перегріву $d_{\text{к}}$ зменшується. Це призводить до збільшення центрів пароутворення, більшої турбулізації прилежового шару і підвищення інтенсивності тепловіддачі.

Дослідження показують, що утворення, ріст і відділення бульбашок проходить дуже швидко. Сумарний час між відділенням бульбашок, які йдуть одна за одною, може становити декілька сотих секунди. Швидкий ріст бульбашок і турбулізація рідини зумовлюють великі значення коефіцієнтів тепловіддачі під час кипіння.

Частота відриву парових бульбашок і їх відривний об'єм, а отже, й інтенсивність пароутворення на даному елементі поверхні залежать переважно від властивостей рідини і стінки. Частота утворення парових бульбашок U_{δ} , яку вимірюють у 1/с, залежить від відривного діаметра бульбашки d_0 .

Цю залежність можна описати гіперболою:

$$d_0 U_\delta = \text{const},$$

де $d_0 U_\delta$ характеризує швидкість росту парової бульбашки на поверхні нагріву, м/с. Але зі збільшенням тиску $d_0 U_\delta$ зменшується.

Диференціальне рівняння росту бульбашки має вигляд

$$d\tau = \frac{r\rho''}{\lambda\Delta T_{\text{пер}}} R dR. \quad (6.6)$$

Якщо інтегрувати це рівняння від d_k до d , то можна визначити діаметр бульбашки пари, яка росте за час τ :

$$d = \sqrt{d_k^2 + \frac{\delta\lambda\Delta T_{\text{пер}}}{r\rho''} \tau}. \quad (6.7)$$

Максимальний діаметр бульбашки d_{max} , що росте на поверхні нагріву, визначається рівновагою піднімальної сили $P_{\text{під}} = V(\rho' - \rho'')g$, яка визначається силою тяжіння g , збільшується зі збільшенням об'єму бульбашки і намагається відірвати бульбашку від поверхні нагріву, і сили натягу рідини, яка визначається поверхневим натягом σ і намагається утримати бульбашку на поверхні нагріву:

$$d_{\text{max}} = 0,018 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{\rho' - \rho''}}, \quad (6.8)$$

де θ – крайовий кут оболонки рідини з поверхнею нагріву (кут змочування).

Якщо рідина змочує поверхню нагріву, то ніжка бульбашки пари буде тонкою, кут змочування менший за 90° (для води $\theta = 50^\circ$) і бульбашка легко відірветься від поверхні нагріву. Якщо рідина не змочує поверхню нагріву, то ніжка бульбашки пари буде широкою і $\theta > 90^\circ$, пароутворення проходитиме по всій поверхні нагріву.

Максимальний відривний діаметр більше за d_k на декілька порядків. Так, для води при $p_{\text{н}} = 1$ бар, $t_{\text{н}} = 100$ °C і $\Delta T_{\text{пер}} = 25$ °C, $d_{\text{max}} = 2,5$ мм, $d_k = 2,6 \cdot 10^{-3}$ мм та їх відношення

$$\frac{d_{\text{max}}}{d_k} \approx 10^3.$$

Найбільшу швидкість росту бульбашки спостерігають у перші моменти її утворення.

Температура киплячої рідини T_p вища за температуру насичення $T_{\text{н}}$, тому під час спливання бульбашки в об'ємі рідини триває теплообмін між рідиною і бульбашкою, а отже, і ріст бульбашки.

На інтенсивність тепловіддачі під час кипіння впливають теплофізичні властивості рідини, які змінюються в міру зміни тиску і внаслідок цього й температури насичення, особливо великий вплив чинять теплопровідність і в'язкість. Оскільки основний потік теплоти від поверхні нагріву сприймає рідина, то з підвищенням коефіцієнта теплопровідності тепловіддача збільшується. З підвищенням в'язкості рідини тепловіддача зменшується, оскільки зменшується турбулізація рідини за рахунок пароутворення. Ступінь впливу матеріалу поверхні нагріву на інтенсивність тепловіддачі не має кількісного визначення і думки дослідників щодо цього питання різні. Форма і розміри поверхні нагріву, а також розташування її у просторі, на інтенсивність тепловіддачі майже не впливають.

Як зазначено, інтенсивність теплообміну під час кипіння рідини у великому об'ємі, крім інших факторів, визначається тепловим потоком q або, що те саме, різницею температур між поверхнею нагріву і киплячою рідиною.

Як відомо, будь-яке критеріальне рівняння можна звести до вигляду:

$$\alpha_2 = A_2 q^n, \quad (6.9)$$

де α_2 – коефіцієнт тепловіддачі від поверхні нагріву до киплячої рідини; A_2 – стала величина; n – показник степеня.

Часто використовують аналогічні емпіричні співвідношення. Значення показника степеня n можна отримати тільки експериментально. Найбільше на значення показника степеня n впливають такі фактори: теплофізичні властивості киплячої рідини, стан поверхні нагріву, тиск, за якого проходить кипіння.

У результаті значної кількості дослідів з вивчення процесу кипіння одержуть досить суперечливі дані, за якими значення n змінюються від 0,8 до 0,4. За даними В. І. Толубінського, С. С. Кутателадзе та інших дослідників, $\alpha_2 = f(q^{0,6})$ і за всіх умов кипіння не змінюється. Деякі автори вказують на залежність $\alpha_2 = f(q^{0,7})$ як для кипіння у великому об'ємі, так і для кипіння у трубах, і на незмінність цього значення n від умов кипіння.

Водночас, у різних дослідників значення n різне для води, що кипить за тих самих умов і змінюється від 0,42 (Рачко) до 0,8 (Якоб). А. Г. Бондар, яка досліджувала тепловіддачу під час кипіння розчинів їдкою натру концентрацію від 5 до 40 %, Р. Я. Ладієв, який досліджував тепловіддачу до киплячих розчинів азотнокислого амонію з концентрацією від 10 до 60 %, вказують на незначне зменшення n зі збільшенням концентрації киплячого розчину. За їх даними, $n \cong 0,6$.

Досліди І. Е. Венераки, що стосуються тепловіддачі під час кипіння розчинів цукру, свідчать про значне зменшення

n зі збільшенням концентрації розчинів. Згідно з даними Ю. Ю. Лукача, значення n змінюються залежно від складу водно-спиртової суміші і суміші бензол-толуол.

Досліди С. М. Константінова щодо тепловіддачі мелясної барди з концентрацією сухих речовин від 10 до 78 % і в межах зміни теплових потоків від 8 до 235 кВт/м² під час кипіння у великому об'ємі і зміни теплових потоків від 7 до 80 кВт/м² під час кипіння у трубах показали, що $n = 0,7$ для кипіння рідин у великому об'ємі і $n = 0,55$ для кипіння у трубах; ці величини незмінні для різних умов кипіння.

На підставі численних досліджень з різними рідинами за тисків до 4 МПа, Г. Н. Кружилін встановив закономірності для бульбашкового режиму кипіння у великому об'ємі:

$$\alpha = 3,14 q^{0,7} p^{0,15}; \quad (6.10)$$

$$\alpha = 46\Delta T^{2,33} p^{0,5}, \quad (6.11)$$

де p – тиск, бар.

6.3. Тепловіддача під час кипіння рідини всередині труб

Кипіння рідини у великому об'ємі і під час руху її в трубах має свої особливості. Розглядаючи суть процесу кипіння, слід зазначити, що фізика цього процесу неоднакова як для кипіння рідин у великому об'ємі, так і у вертикальних трубах у разі природної циркуляції. Мають місце особливості впливу різних факторів на інтенсивність кипіння.

На кипіння в трубах впливають такі фактори, як вміст пари в потоці, швидкість циркуляції і геометричні розміри апарата, які позначаються на процес і пароутворення. Під

час кипіння рідин у трубах у разі природної циркуляції на переміщення частинок рідини впливають:

1. Вільна конвекція, зумовлена наявністю в рідині температурного градієнта.
2. Рух рідини біля поверхні нагріву, спричинений пароутворенням.
3. Рух усієї маси рідини, зумовлений швидкістю циркуляції.

Наявність вільної конвекції пояснюється тим, що плівка рідини біля поверхні нагріву перегріта щодо основної маси киплячої рідини. Це визначає наявність у рідині температурного градієнта. Інтенсивність руху рідини біля поверхні нагріву визначають об'ємною швидкістю пароутворення

$\frac{q}{r\rho}$, тобто об'ємом рідини, яка перетворилася на пару в результаті кипіння на одиничній поверхні нагріву за одиницю часу, або інакше кажучи, паропродуктивністю поверхні нагріву.

Швидкість циркуляції – це об'ємна швидкість входу рідини або розчину, які рухаються (циркулюють) в трубі, віднесена до одиниці площі перерізу труби за одиницю часу. Швидкість циркуляції визначають висотою уявного рівня рідини, тиском і температурним перепадом у випарнику.

Уявним рівнем рідини в трубі називають її рівень під час кипіння. Він відрізняється від рівня рідини в трубі без її обігріву через відсутність *паровмісту*.

Рух рідини під впливом вільної конвекції незначно впливає на переміщення частинок киплячої рідини, тому ним можна знехтувати.

Отже, відмінність процесу теплообміну під час кипіння в трубах від процесу теплообміну під час кипіння у великому

об'ємі полягає, головним чином, у наявності спрямованої циркуляції і змінного паровмісту по всій довжині труби. Унаслідок цього умови тепловіддачі на різних ділянках кип'ятильної труби неоднакові.

У нижній частині труби є економайзерна зона, на якій температура рідини нижча за температуру насичення T_n . На ділянці AB (рис. 6.2) температура досягає температури насичення і кипіння проходить у примезовому шарі, тобто відбувається *поверхнєве кипіння*. Далі йде зона розвиненого бульбашкового кипіння (ділянка BC) з найбільшою інтенсивністю тепловіддачі. Починаючи з точки C , бульбашки розподіляються по всій масі рідини і збільшуються в середній частині труби.

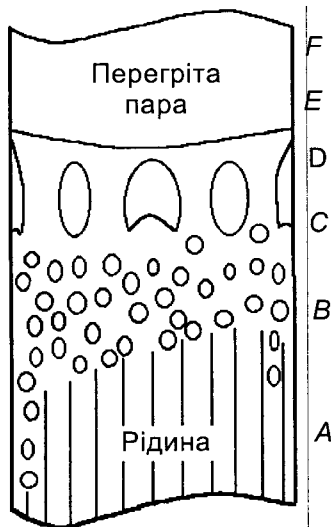


Рис. 6.2. Процес кипіння рідини в кип'ятильній трубі

Ділянку CD називають *пробковим, або снарядним режимом течії*, за якого великі бульбашки перемішуються із шаром рідини.

Зі збільшенням маси пари відносно маси пароводяної суміші парові бульбашки зливаються і займають усю середню частину труби. Рідина при цьому буде утворювати кільцевий шар, тому режим кипіння на ділянці DE має назву *кільцевого*.

За певних умов перебігу процесу теплообміну у верхній частині труби можливе порушення рідинної плівки на поверхні нагріву через високий паровміст, що погіршує тепловіддачу.

На ділянці EF можливе навіть висихання плівки, і тоді поверхню нагріву омиває суха або навіть перегріта пара. Це переважно стосується довгих труб.

Отже, тепловіддача значною мірою залежить від паровмісту рідини. Зі збільшенням швидкості циркуляції за заданого q збільшується економайзерна зона і зменшується зона розвиненого кипіння. Зі збільшенням теплового потоку q за постійної швидкості циркуляції економайзерна зона зменшується, зона розвиненого кипіння збільшується. Для отримання максимального значення середнього по всій довжині труби коефіцієнта тепловіддачі потрібне максимальне скорочення або виключення зон з малоінтенсивною тепловіддачею.

Розмір ділянок труби з різними умовами перебігу процесу теплообміну залежить від величини уявного рівня киплячої рідини, який визначає вплив швидкості циркуляції на тепловіддачу під час кипіння і цим характеризує гідродинамічний режим процесу теплообміну.

Найінтенсивніша тепловіддача має місце в зоні кільцевого режиму кипіння, де плівка рідини біля поверхні труби найтонша. З підвищенням паровмісту потоку тепловіддача зменшується через втрату стійкості плівки рідини, яка відривається від стінки труби паровим ядром, що рухається з великою швидкістю.

Отже, розмір ділянок труби з різними умовами перебігу процесу теплообміну залежить від паровмісту потоку і тим самим, від уявного рівня киплячої рідини. Паровміст, якому відповідає максимальний рівень тепловіддачі, залежить від швидкості циркуляції, тиску, теплофізичних властивостей

рідини і пари; для кожного випадку його знаходять дослідним шляхом.

Під час кипіння рідин у трубах велике значення має розташування їх у просторі. Якщо положення труби горизонтальне, швидкість руху невелика і малий паровміст потоку, потік розшаровується на рідинну частину, яка рухається в нижній частині труби, і парову, яка рухається у верхній частині труби. Зі зростанням швидкості руху і паровмісту потоку структура його поступово перетворюється на пробкову, а далі – на кільцеву, але повної осьової симетрії не набуває. Тепловіддача під час розвинутого кипіння всередині горизонтальних труб відрізняється нерівномірним характером розподілу по периметру, про що свідчить температура стінки.

6.4. Критеріальні рівняння для визначення тепловіддачі під час кипіння рідин

Складність процесу кипіння не дозволяє аналітично розв'язати задачу знаходження коефіцієнта тепловіддачі. Тому використовують експериментальні дані для коефіцієнтів тепловіддачі за бульбашкового кипіння, які подають у критеріальній формі.

Напрямок вивчення теплообміну на базі теорії подібності нині отримав настільки широкий розвиток, що надає можливість розв'язання складних питань теплообміну, зокрема теплообміну під час кипіння.

На підставі теорії подібності запропоновано ряд узагальнених критеріальних рівнянь, які базуються на надійному експериментальному матеріалі. Такі рівняння мають не

тільки давати результати, які збігаються з дослідними даними, але й правильно відобразити фізику процесу. Оскільки, досліджуючи цю досить складну задачу, різні автори йшли різними шляхами, то дотепер отримано ряд варіантів її роз'язання. Наведемо тільки окремі критеріальні рівняння, які найповніше узагальнюють дослідні дані про тепловіддачу під час кипіння рідин.

М. А. Кичигін і Н. Ю. Тобілевич, досліджуючи коефіцієнти тепловіддачі під час кипіння води, розчинів цукру і кухонної солі, запропонували критеріальне рівняння для визначення тепловіддачі під час кипіння рідин у трубах:

$$\text{Nu} = 3,25 \cdot 10^{-4} \text{Pe}^{0,6} K_p^{0,7} \text{Ga}^{0,125}, \quad (6.12)$$

де $\text{Pe} = q \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{(\rho' \rho'') g}}}{r \rho'' a}$ – критерій Пекле, який являє собою міру відношення молекулярного та конвективного перенесення теплоти в потоці;

$K_p = \frac{P}{\sqrt{\sigma g (\rho' - \rho'')}} -$ критерій, що враховує вплив тиску;

$\text{Ga} = \frac{g}{v^2} \left(\sqrt{\frac{\sigma}{g (\rho' - \rho'')}} \right)^3 -$ критерій Галі-

лея, що є мірою відношення сил молекулярного тертя і тяжіння в потоці.

В. І. Толубинський, правильно розкриваючи фізичний зміст критерію Якоба на підставі даних про частоту відриву і розміри парових бульбашок, а також аналізуючи і розв'язуючи систему диференціальних рівнянь, прийшов до критеріального рівняння такого вигляду:

$$\text{Nu} = 54K^{0,6} \text{Pr}^{-0,2}, \quad (6.13)$$

де $K = \frac{q}{r\rho'' d_0 U_6}$ – критерій Якоба – Толубинського, який

відображає специфічні особливості процесу бульбашкового кипіння і містить величину $d_0 U_6$, яка характеризує швидкість росту парових бульбашок у певній точці або паропро-

дуктивність одного центру пароутворення; $Pr = \frac{\nu}{a}$ – крите-

рій Прандтля, який характеризує вплив теплофізичних властивостей киплячої рідини на тепловіддачу під час кипіння.

С. С. Кутателадзе розглянув рівняння руху, нерозривності і теплопровідності рідкої фази, рівняння руху і нерозривності парової фази, умови на межах поділу фаз, умови виникнення і відриву парових бульбашок. Такі рівняння описують теплообмін у рідині під час бульбашкового кипіння. Із цієї системи рівнянь він отримав ряд первинних критеріїв подібності. Потім виділив визначальні критерії і узагальнив дослідні дані про тепловіддачу під час кипіння рідин. С. С. Кутателадзе запропонував критеріальне рівняння:

$$Nu = 0,44 Pr^{-0,35} \cdot K_p^{0,65} \cdot Ku^{0,7}, \quad (6.14)$$

де $Ku = \frac{q}{r\rho'' \nu} \left(\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')} \right)^{\frac{1}{2}}$ – критерій Кутателадзе.

Г. Н. Кружилін розглянув систему рівнянь, які характеризують теплообмін під час кипіння рідин, і, враховуючи вплив загальної кількості центрів пароутворення на теплообмін під час кипіння, запропонував таке критеріальне рівняння:

$$Nu = 0,082 Pr^{-0,45} \cdot K_q^{0,7} K_u^{0,33} \quad (6.15)$$

де $K_q = \frac{qr\rho''}{AT_n \lambda (\rho' - \rho'')} -$ критерій, що визначає кількість ді-

ючих центрів пароутворення; $K_u = \frac{AT_n c \sigma \rho'}{r^2 (\rho'')^2 \delta}$ – критерій, що визначає частоту відриву парових бульбашок.

Досліджуючи теплообмін під час кипіння мелясної барди у великому об'ємі і в трубах у широкому діапазоні зміни концентрації сухих речовин у барді, що визначало зміну в'язкості рідини й інших теплофізичних властивостей у широких межах, С. М. Константинов одержав результати, які не узагальнювались існуючими критеріальними рівняннями. Використовуючи критеріальну систему як окремих випадок системи, запропонованої С. С. Кутателадзе, С. М. Константинов і Н. Ю. Тобілевич одержали рівняння для розрахунку тепловіддачі під час кипіння рідин у великому об'ємі:

$$\text{Nu} = 2,12 \cdot 10^{-3} \text{Pe}^{0,7} K_p^{0,59} \text{Pr}^{-0,1}. \quad (6.16)$$

В. Д. Попов і С. М. Константинов, узагальнюючи ті самі дослідні дані про тепловіддачу під час кипіння висок'язких рідин у трубах, одержали критеріальне рівняння вигляду:

$$\text{Nu} = 6,03 \cdot 10^{-3} \text{Pe}^{0,55} K_p^{0,59} \text{Pr}^{-0,1}. \quad (6.17)$$

Достовірність рівнянь (6.16) і (6.17) підтверджується узагальненням дослідних даних широкого кола авторів про тепловіддачу під час кипіння рідин.

У результаті такого узагальнення дослідних даних рівняння (6.16) і (6.17) експериментально підтверджені:

а) для робочих речовин – води, етилового спирту і його водних розчинів, мелясної барди, розчинів цукру, розчинів хлорного натрію, розчинів їдкового натру, розчинів азотнокислого амонію, чотирехлористого вуглецю;

- б) для тисків киплячої рідини від 0,2 до 2,0 бар;
- в) для питомих теплових потоків від 8 до 235 кВт/м²;
- г) для значень критерію Прандтля від 1,47 до 2720.

Принципова відмінність критеріальних рівнянь (6.16) і (6.17) від існуючих рівнянь інших авторів полягає у зменшеному значенні показника степеня при критерії Прандтля, що вказує на менший вплив в'язкості киплячої рідини на тепловіддачу. За вказаними рівняннями $\alpha_2 = f(\nu)^{-0,1}$, у інших авторів ця залежність знаходиться у межах від – 0,25 (М. А. Кичигін, Н. Ю. Тобілевич) до 0,45 (Г. Н. Кружилін).

Унаслідок значної складності явища теплообміну під час кипіння дотепер все ж таки ще немає загальноновизнаної системи критеріїв, і у зв'язку з цим немає загальноприйнятої залежності, яку можна використати в усіх випадках, коли дослідних даних немає. Надійність значень коефіцієнтів тепловіддачі, розрахованих за вказаними критеріальними рівняннями, обмежується недостатнім вивченням фізичних параметрів киплячих рідин у широкому інтервалі температури і тисків. Тому треба мати залежності, в яких використовують мінімальну кількість фізичних параметрів. Такі залежності можна одержати за законом відповідних станів.

6.5. Тепловіддача під час плівкового кипіння

Плівкове кипіння має місце, коли перегрів досить високий і тепловий потік вище за деяке визначене значення q_{\max} .

Установлення плівкового кипіння являє собою кризу кипіння. При цьому поверхня нагріву повністю покрита парою, і теплота передається рідині, що випаровується, через парову плівку теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням.

Загальний характер зміни теплового потоку і коефіцієнта тепловіддачі залежно від температурного напору $\Delta T = T_c - T_p$ під час кипіння води в умовах вільної конвекції наведено на рис. 6.3.

У зоні I пароутворення немає або утворення парових бульбашок незначне. У зоні II має місце бульбашкове кипіння з турбулізацією примежового шару і шару рідини паровими бульбашками. У зоні III встановлюється плівкове кипіння зі зменшенням значень q і α і з підвищенням ΔT . Зона нестійкого плівкового кипіння відповідає частковому покриттю поверхні нагріву паровою плівкою, через яку проривається рідина.

Зі зростанням температурного напору збільшується частина поверхні, яка покрита паровою плівкою, тому зменшуються q і α . У зоні IV має місце стабільне плівкове кипіння, за якого вся поверхню нагріву покрита паровою плівкою.

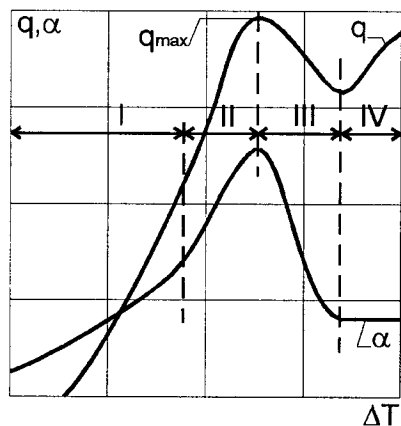


Рис. 6.3. Загальний характер зміни теплового потоку q і коефіцієнта тепловіддачі α під час кипіння води в умовах вільної конвекції

Підвищення температурного напору ΔT зумовлює підвищення q унаслідок підвищення інтенсивності перенесення теплоти через плівку теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням. Характер зміни q і α в зонах II і III значно залежить від матеріалу стінки і її змочування киплячою рідиною. У зоні IV такої залежності немає, оскільки в цих умовах рідина безпосередньо не стикається з поверхнею.

За плівкового кипіння виникає новий фактор у вигляді коефіцієнта випромінювання поверхні, особливо в зоні високих температур, де частка радіаційного теплообміну значна. На плівкове кипіння також впливають тиск, за якого кипить рідина, та фізичні властивості цієї рідини.

Інтенсивність конвективного теплообміну під час плівкового кипіння визначають термічним опором парової плівки, який залежить від характеру руху пари в плівці і товщини парової плівки. Під час кипіння на поверхні горизонтальних труб у великому об'ємі парова плівка має товщину, яку вимірюють частками міліметра, а пара у плівці рухається ламінарно. Коефіцієнт тепловіддачі за цих умов можна визначити за формулою

$$\alpha = 0,624 \sqrt{\frac{\lambda^3 (\rho' - \rho'') g r_{\text{эф}}}{\nu'' D (t_c - t_p)}}, \quad (6.18)$$

де $r_{\text{эф}} = r + 0,5 c_p (t_c - t_p)$ – ефективна теплота пароутворення, яка враховує перегрів пари у плівці; D – діаметр труби.

Фізичні властивості беруть для парової фази, крім ρ' , за середньої температури пари $t_{\text{cp}} = 0,5(t_c + t_p)$.

Для плівкового кипіння на поверхні вертикальних труб і пластин, за якого режим руху плівки турбулентний, тепловіддачу розраховують за формулою

$$\alpha = 0,25^3 \sqrt{\frac{\lambda'' c_p'' g (\rho' - \rho'')}{\nu}}. \quad (6.19)$$

Фізичні властивості пари в цій формулі вибирають за середньою температурою пари.

Плівкове кипіння припиняється, коли температура поверхні досягає температури сфероїдального стану, або точки Лейденфроста. Цьому стану відповідає температура граничного перегріву рідини t_r . Вище за цей стан рідка фаза стає нестійкою і, стикаючись із поверхнею, розпадається і випаровується. Це – друга криза кипіння.

Плівкове кипіння має важливе значення у ракетній техніці, де для охолодження ракетного двигуна використовують скраплені водень і кисень. У цих двигунах мають місце великі перегріву, що зумовлює плівкове кипіння. Плівкове кипіння можна використовувати і у парогенераторах, оскільки високі значення α за високого тиску захищають поверхні нагріву від перепапу.

Розділ 7.

Тепловіддача під час конденсації пари

7.1. Механізм конденсації пари

Другий важливий випадок теплообміну під час зміни агрегатного стану – конденсація пари. Процес конденсації пари відбувається під час її контакту зі стінкою, яка має температуру, нижчу за температуру насичення пари.

Конденсація на поверхні твердих тіл може бути *краплинною* або *плівковою* залежно від величини кута змочування. Кут φ , утворений твердою і рідкою поверхнями поділу (рис. 7.1), називають *кутом змочування*. Якщо $\varphi < 90^\circ$, то поверхню називають *змочуваною*.

Якщо $\varphi > 90^\circ$, то *поверхні тою чи тою мірою не змочуються*. Повне змочування й утворення плівки проходить, якщо $\varphi = 0$.

Ступінь змочуваності твердої поверхні залежить від ступеня її забрудненості.

Зовсім чисті поверхні металу добре змочуються, забруднені – не змочуються. Якщо пара і поверхня конденсації чисті, то конденсат змочує поверхню і його краплі швидко розтікаються по поверхні, утворюючи плівку рідини. Пара при цьому стикається вже з поверхнею плівки. Якщо поверхня металу забруднена, то на поверхні проходить краплинна конденсація.

На практиці конденсація зазвичай проходить на чистих поверхнях. Якщо на початку роботи поверхня апарата забруднена, то в ході роботи вона або самоочищується, або

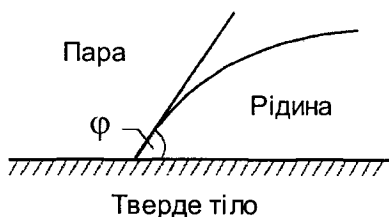


Рис. 7.1. Схема утворення кута змочування

утворюється оксидна плівка, яка змочується. Тому використання краплинної конденсації для промислових апаратів не має практичного інтересу. Промислові конденсатори розраховують для режиму плівкової конденсації. Хоча, як показує досвід, краплинна конденсація пари порівняно з плівковою, за інших однакових умов, має інтенсивнішу тепловіддачу.

Під час конденсації пари треба підвести пару до поверхні конденсації. Потім, коли пара перейде з газоподібного стану в рідкий, слід відвести теплоту пароутворення, яка виділяється під час конденсації пари. Останній процес визначальний для швидкості конденсації. Конденсат утворює суцільну рідку плівку, яка рухається ламінарно або турбулентно, і термічний опір цієї плівки визначає швидкість конденсації. У свою чергу, товщина плівки конденсату на поверхні, що охолоджується, залежить від інтенсивності конденсації і умов стоку конденсату.

Для розрахунку досить визначити опір плівки конденсату. Значення коефіцієнта тепловіддачі під час конденсації змінюється для вертикальних труб вздовж них, для горизонтальних – по їх периметру.

7.2. Плівкова конденсація пари

Конденсат, який осідає на вертикальній стінці у вигляді плівки, стікає донизу. У цих умовах пара безпосередньо торкається лише зовнішньої поверхні плівки, температура якої майже дорівнює температурі насичення T_n . Теплота, яка виділяється під час конденсації пари, проходить через плівку і відводиться через стінку. За ламінарного режиму течії конденсату теплота переноситься через плівку теплопровідністю (рис. 7.2).

Припустімо, що температура конденсату, який прилягає до стінки, дорівнює T_c , а поверхня, що контактує з парою, має температуру насичення T_n .

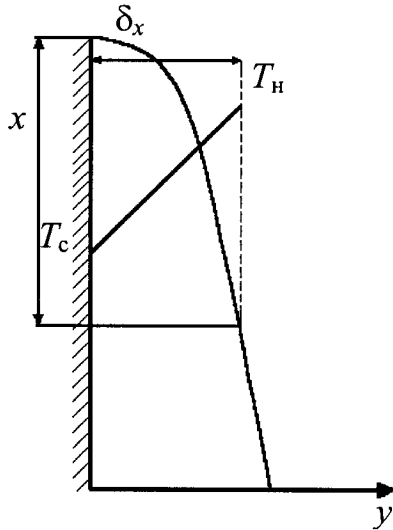


Рис. 7.2. Тепловіддача під час плівкової конденсації пари на вертикальній стінці

Якщо λ – коефіцієнт теплопровідності, а δ_x – товщина плівки в перерізі x , то, з одного боку, кількість теплоти, яка передається через товщу плівки δ_x у будь-якому місці поверхні стінки, що охолоджується, визначають за формулою

$$q_x = \lambda \frac{T_n - T_c}{\delta_x}. \quad (7.1)$$

З іншого боку, кількість переданої теплоти можна визначити з рівняння Ньютона:

$$q_x = \alpha_x (T_n - T_c). \quad (7.2)$$

На підставі рівнянь (7.1) та (7.2) одержимо

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{\delta_x}. \quad (7.3)$$

З рівняння (7.3) випливає, що коефіцієнт тепловіддачі обернено пропорційний до товщини плівки і що ця плівка в процесі перенесення теплоти являє собою основний термічний опір. У такому разі визначення закономірності тепловіддачі зводиться до визначення закономірності зміни товщини плівки конденсату.

У міру стікання конденсату вздовж поверхні товщина плівки збільшується, а значення коефіцієнта тепловіддачі відповідно зменшується. Спочатку характер течії в плівці має ламінарний характер. На підставі дослідження товщини водяної плівки за різних розміщень труб, Нуссельт (1916) запропонував рівняння для визначення середнього за висою коефіцієнта α від пари до стінки в стані спокою:

– для вертикальної труби або пластини:

$$\alpha = \frac{4}{3} \sqrt[4]{\frac{r\rho^2\lambda^3}{\mu H (T_n - T_c)}}; \quad (7.4)$$

– для горизонтальних труб:

$$\alpha = 0,83 \sqrt[4]{\frac{r\rho^2\lambda^3}{\mu d (T_n - T_c)}}, \quad (7.5)$$

де r – теплота пароутворення, кДж/кг; ρ – густина конденсату, кг/м³; d – діаметр труби, м; H – висота труби, м; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості конденсату, Н·с/м².

Значення фізичних констант вибирають з таблиць за середньою температурою:

$$T_m = \frac{(T_c - T_n)}{2}. \quad (7.6)$$

Ураховуючи, що завжди $H > d$, коефіцієнт α для горизонтально розташованих труб значно більше, ніж для вертикальних, наприклад, якщо $H = 1$ м і $d = 0,02$ м, $\frac{\alpha_{\text{гор}}}{\alpha_{\text{верт}}} = 1,7$.

Тому в теплообмінних апаратах, у яких використовують пару, що конденсується, труби найчастіше розташовують горизонтально (рис. 7.3).

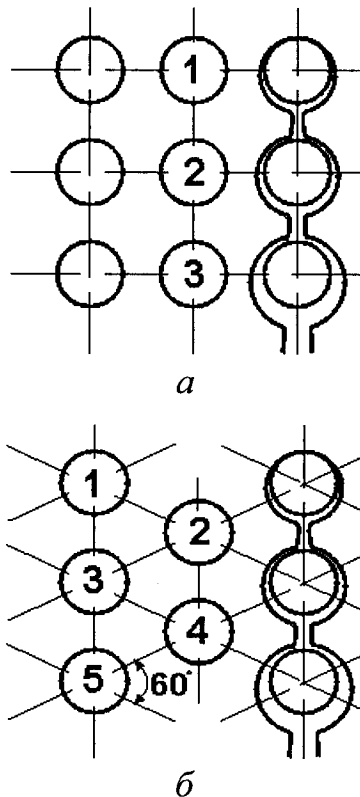


Рис. 7.3. Схеми компонування трубних пучків у теплообмінних апаратах і конденсаторах

У багаторядних пучках горизонтальних труб (рис. 7.3, *a*) конденсат з верхніх рядів стікає на нижні ряди, унаслідок чого товщина плівки конденсату на останніх збільшується, а коефіцієнт тепловіддачі зменшується. Найбільшого значення α досягає в разі ромбоподібного розташування труб під

кутом 60° (рис. 7.3, б), тобто коли плівка конденсату найтонша. З поворотом пучка, який розташований ромбічно на 15° , конденсат стікає лише з одного боку труб. Інтенсивність тепловіддачі під час конденсації залежить від швидкості, напрямку течії пари і особливо від домішок до пари газів, що не конденсуються, наприклад, повітря. Вміст у парі навіть 1 % повітря зменшує α приблизно на 60 %. Для визначення коефіцієнта тепловіддачі за ламінарного режиму течії Нуссельт запропонував такі рівняння:

– для середнього значення α вертикальної стінки або труби висотою H :

$$\text{Nu} = 0,42(\text{Ga} \cdot \text{Pr} \cdot K)^{0,28}, \quad (7.7)$$

де $K = \frac{r}{c\Delta T}$ – критерій фазового переходу, який описує механізм передачі теплоти від пари до рідини під час конденсації;

– для середнього значення α горизонтальної труби діаметром d :

$$\text{Nu} = 0,72(\text{Ga} \cdot \text{Pr} \cdot K)^{0,25}. \quad (7.8)$$

За визначальну температуру в рівняннях (7.7) і (7.8) беруть температуру насичення T_n , а за визначальні розміри: для вертикальних поверхонь – висоту H , а для горизонтальних труб – їх діаметр. Наведені рівняння справедливі для швидкості течії пари до 10 м/с. За більших швидкостей між парою та плівкою виникає тертя.

Якщо напрямок течії пари збігається з напрямком течії плівки, то внаслідок тертя її швидкість збільшується, товщина зменшується, а коефіцієнт тепловіддачі зростає. Якщо пара тече знизу догори, тобто в зворотному напрямку, течія плівки загальмовується, товщина її збільшується, а коефіцієнт тепловіддачі зменшується.

Для турбулентного режиму течії конденсату С. С. Кутателадзе запропонував рівняння

$$\text{Nu} = 0,068 (\text{Ga} \cdot \text{Pr} \cdot K)^{0,33}, \quad (7.9)$$

яке справедливе при $\text{Ga} \cdot \text{Pr} \cdot K > 10^{15}$.

Під час конденсації перегрітої пари потрібно відвести теплоту перегріву разом із теплотою конденсації. Ці теплоти відводяться рідиною, що протікає всередині труб і охолоджує їх поверхню. Дослідно було встановлено, що тепловий опір, який виникає під час охолодження пари до температури насичення, незначний. Навіть за перегрітої пари температура рідини на межі пара – рідина дорівнює температурі насичення. Тому в разі конденсації перегрітої пари з рушійною силою $T_{\text{п}} - T_{\text{с}}$ використовують звичайний коефіцієнт тепловіддачі, як і для насиченої пари.

7.3. Тепловіддача під час конденсації пари з парогазової суміші

Конденсація пари з парогазової суміші можлива, якщо температура стінки $T_{\text{с}}$ нижче за температуру насичення пари за тиску, який дорівнює парціальному тиску пари в суміші $T_{\text{н, рп}}$. Перебіг конденсації пари з парогазової суміші зумовлює потребу дифузійного перенесення пари до поверхні, яка охолоджується.

Для плівкової конденсації на поверхні плівки має місце температура, яка відповідає стану насичення пари за її парціального тиску.

Отже, перепад температури у водяній плівці буде менше, ніж у випадку чистої пари, і в результаті відводитиметься менша кількість теплоти і відповідно утворюватиметься менше конденсату. Температуру насичення за парціального тиску пари $T_{\text{н, рп}}$ можна знайти з рівняння Нуссельта:

$$\frac{\lambda}{\delta}(T_{n, p_n} - T_c) = \frac{\beta}{RT} r(p - p_n). \quad (7.10)$$

Ліва частина рівняння (7.10) являє собою густину теплового потоку, який проходить через плівку конденсату завтовшки δ , а права частина – це кількість теплоти, яка підводиться з парою, що передається до поверхні плівки за впливу різниці парціальних тисків ($p - p_n$) за даного значення коефіцієнта масовіддачі β . Тут p – середній парціальний тиск пари в ядрі потоку біля розглядуваного елемента стінки.

Складність використання рівняння (7.10) для порівняння різних дослідних результатів полягає в тому, що здебільшого відомості про значення коефіцієнта масовіддачі β не наводяться.

Розділ 8.

Основні визначення і рівняння масообміну

Велика кількість технологічних процесів у хімічній, нафтохімічній, паперовій, харчовій та інших галузях промисловості супроводжуються перенесенням маси речовини, тобто масообміном, наприклад, сушіння, упарювання, сорбція, кондиціонування повітря, конденсація водяної пари з парогазової суміші, випаровування рідини тощо.

У природі процеси теплообміну часто супроводжуються такими явищами, коли відбувається перенесення маси однієї речовини відносно маси іншої, які можуть бути як у гомогенному, так і в гетерогенному стані. Такі процеси назвали *масообміном*. Кількісна характеристика процесу масообміну – дифузія.

Дифузія – це довільний процес проникнення однієї речовини в іншу і встановлення в них рівноважного розподілу концентрацій.

Процес дифузії, зумовлений молекулярним рухом речовин під впливом різниці концентрацій, має назву *концентраційної дифузії*. Якщо цей процес зумовлено різницею температур, використовують термін *термодифузія*, а якщо різницею тисків – *бародифузія*.

Кількість речовини, що переноситься під час масообміну, прямо пропорційна поверхні поділу фаз та рушійній силі процесу у вигляді різниці концентрацій речовини, яка розподіляється між фазами.

Масу речовини, що проходить за одиницю часу через одиницю поверхні у напрямку нормалі до неї dn , називають *густиною потоку маси J* , моль/(м²·с). Для одного із компонентів

двокомпонентної суміші газів густину потоку маси визначають за законом Фіка. Аналогічно закону Фур'є, який визначає величину потоку теплоти, потік маси одного з компонентів під час дифузії за законом Фіка визначають з рівняння:

$$J = -D_c \frac{dC}{dn} = -D_c \text{grad}C, \quad (8.1)$$

де D_c – коефіцієнт дифузії, $\text{м}^2/\text{с}$; dC/dn – градієнт концентрацій; C – місцева концентрація компонента, яку визначають відношенням його маси до об'єму суміші, $\text{кг}/\text{м}^3$.

З рівняння (8.1) випливає, що густина дифузного потоку речовини прямо пропорційна градієнту концентрацій.

Знак „мінус“ у рівнянні вказує на те, що перенесення речовини відбувається в бік меншої концентрації.

Коефіцієнт дифузії газів і парів залежить від їх природи, тиску, температури; його визначають з рівняння

$$D_c = D_0 \frac{p_0}{p} \left(\frac{273+t}{273} \right)^{1+n}, \quad (8.2)$$

де D_0 – коефіцієнт дифузії за нормальних умов; p_0 – тиск за нормальних умов; n – показник степеня, який залежить від складу газової суміші.

Так, наприклад, рівняння (8.2) для суміші повітря і водяної пари має вигляд

$$D_c = \frac{2,28}{p} \left(\frac{T}{273} \right)^{1,8}, \quad (8.3)$$

де p – тиск суміші; T – температура суміші.

Концентрацію компонента C суміші визначають, виходячи з рівняння стану $pV_c = mRT$, де p – парціальний тиск повітря; V_c – об'єм суміші; R – питома газова стала; m – маса компонента.

$$C = \frac{m}{V_c} = \frac{P}{RT}. \quad (8.4)$$

Після підстановки рівняння (8.4) в рівняння (8.1) одержимо:

$$J = -\frac{D_c \partial p}{RT \partial n} = -D_m \frac{\partial p}{\partial n}, \quad (8.5)$$

де D_m – коефіцієнт молекулярної дифузії, віднесений до градієнта парціального тиску компонента.

У рухомому середовищі речовина переноситься як дифузійно, так і конвекційно.

За стаціонарного процесу $\left(\frac{\partial C}{\partial \tau} = 0\right)$ і сталого коефіцієнта

дифузії, аналогічно диференціальному рівнянню перенесення енергії рухомої рідини, записують диференціальне рівняння Фіка, яке відображає матеріальний баланс дифузії в умовах вимушеного руху:

$$\omega_x \frac{\partial C}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial C}{\partial y} + \omega_z \frac{\partial C}{\partial z} = D_c \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial z^2} \right). \quad (8.6)$$

За турбулентного режиму течії двокомпонентної суміші, наприклад, рідина – газ, аналогічно виникненню гідродинамічного примежового шару, на поверхні поділу фаз виникає дифузійний примежовий шар, у якому має місце різка зміна концентрації речовини, що переноситься. На міжфазній поверхні речовина переноситься за рахунок молекулярної дифузії, і основний закон масовіддачі, аналогічно до закону тепловіддачі Ньютона – Ріхмана, записують у вигляді

$$J = \beta \Delta C = \beta (C_c - C_p), \quad (8.7)$$

де β – коефіцієнт масовіддачі, віднесений до різниці концентрацій речовини, що дифундує, м/с; C_c і C_p – концентрація компонента на поверхні поділу фаз і на відстані від неї відповідно, кг/м³.

З рівняння (8.7), аналогічно диференціальному рівнянню теплообміну, можна записати умови масопереносу на межі потоку:

$$\beta \Delta C = D \left(\frac{\partial C}{\partial n} \right). \quad (8.8)$$

Рівняння спільного процесу масопереносу речовини дифузєю і конвекцією для двовимірного потоку має вигляд

$$\omega_x \frac{\partial C}{\partial x} + \omega_y \frac{\partial C}{\partial y} = D_c \left(\frac{\partial^2 C}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial y^2} \right). \quad (8.9)$$

Точне аналітичне розв'язання диференціальних рівнянь тепломасообміну – складне завдання, але разом з умовами однозначності, які описують ті чи інші особливості будь-якого явища, дозволяє використовувати теорію подібності для одержання чисел або критеріїв подібності, за допомогою яких можна розрахувати процеси. Основних критеріїв масообміну декілька:

1. Дифузний критерій Пекле – критерій взаємодій конвективного і молекулярного процесів перенесення теплоти, який характеризує відношення конвективного переносу маси до молекулярної дифузії:

$$Pe_D = \frac{\omega l}{D} = Re \cdot Pr, \quad (8.10)$$

де ω – швидкість масопереносу, м/с; l – визначальний розмір, м.

2. Дифузний критерій Нуссельта (число Шервуда Sh) – безрозмірний критерій масообміну, який впливає з рівняння (8.8):

$$\text{Nu}_D = \frac{\beta l^3}{D}. \quad (8.11)$$

3. Дифузний критерій Прандтля (число Шмідта Sc) – критерій подібності швидкісних і концентраційних полів у потоці:

$$\text{Pr}_D = \frac{\nu}{D} = \frac{\mu}{\rho D}, \quad (8.12)$$

де ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, $\text{м}^2/\text{с}$; μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, $\text{кг}\cdot\text{с}/\text{м}^2$; ρ – густина, $\text{кг}/\text{м}^3$.

4. Критерій подібності Льюїса – Семенова – критерій подібності полів концентрацій і температур у потоці:

$$\text{Le} = \frac{D}{a} = \frac{\text{Pr}}{\text{Pr}_D}, \quad (8.13)$$

де a – коефіцієнт температуропровідності, $\text{м}^2/\text{с}$.

5. Дифузний критерій Фур'є, який характеризує гоморхність полів перенесення теплоти і маси речовини:

$$\text{Fo}_D = \frac{D\tau}{l^2}. \quad (8.14)$$

6. Критерій Гухмана, що характеризує вплив масопереносу на теплообмін:

$$\text{Gu} = \frac{T_c - T_m}{T_c}, \quad (8.15)$$

де T_c і T_m – абсолютні температури парогазової суміші за сухим та мокрим термометром.

7. Дифузний критерій Стантона ($\text{St}_D = f(\text{Re}, \text{Pr})$) – критерій вимушеного конвективного перенесення, що характеризує взаємодію інтегральної тепловіддачі з конвективним перенесенням теплоти у течії середовища:

$$\text{St}_D = \frac{\text{Nu}_D}{\text{Re} \cdot \text{Pr}_D}. \quad (8.16)$$

Вивчаючи процес масообміну, для визначення коефіцієнта масовіддачі, аналогічно визначенню коефіцієнта тепловіддачі, складають критеріальну залежність:

$$\text{Nu}_D = f(\text{Re}, \text{Pr}_D, \text{Fo}_D, \text{Gu}, \text{Ar}K), \quad (8.17)$$

де $\text{Ar} = \frac{gl^3 \Delta\rho}{\nu^2}$ – критерій подібності вільної конвекції Архімеда, який характеризує взаємодію архімедової сили, що виникає внаслідок різниці густини ($\Delta\rho$) та сил в'язкого тертя середовища.

Що ж стосується окремих задач масообміну, то з критеріальної залежності (8.17) можна виключити ті чи інші критерії подібності. Наприклад, для стаціонарних процесів не буде критерію Фур'є тощо.

Розділ 9.

Теплове випромінювання

9.1. Основні поняття і визначення

Теплове випромінювання – це результат складних молекулярних і атомних процесів, які зумовлені впливом теплового стану тіла. Теплове випромінювання органічно притаманне всякому макрофізичному тілу і визначається винятково лише його температурою.

Згідно з електромагнітною теорією світла, теплове випромінювання розповсюджується за допомогою електромагнітних хвиль, які випромінює тіло внаслідок хаотичного руху електронів. З квантового погляду теплове випромінювання має корпускулярну властивість, тобто променистий потік випромінюється і поглинається тілами дискретно, окремими порціями – квантами, носіями яких є фотони. Фотон – це частинка матерії, яка має енергію, кількість руху, електромагнітну масу.

Отже, теплове випромінювання подвійного характеру, оскільки має властивості безперервності поля електромагнітних хвиль і властивості дискретності, типові для фотонів.

Електромагнітні коливання характеризуються довжиною хвилі λ або частотою коливання $\nu = \frac{c}{\lambda}$, де c – швидкість розповсюдження коливань (у вакуумі $c = 3 \cdot 10^8$ м/с).

Електромагнітні коливання відомі під різними назвами – *космічні, рентгенівські, ультрафіолетові, світлові, інфрачервоні, радіомагнітні.*

Властивість передавати енергію у формі теплоти значною мірою мають світлові та інфрачервоні випромінювання. Світлові промені мають довжину хвилі $\lambda = 0,4 \dots 0,8$ мк, а

інфрачервонні – $\lambda = 0,8 \dots 400$ мк. Під час променистого теплообміну відбувається подвійне перетворення енергії: спочатку внутрішня енергія тіла, що випромінює, перетворюється на променисту енергію, яка розповсюджується променями, а потім промениста енергія перетворюється на внутрішню енергію поглинального тіла.

У результаті енергія переноситься від тіл, які мають вищу температуру, до тіл, які мають нижчу температуру. Таке явище називають *передачею теплоти випромінюванням*. Променисту енергію випромінює кожне тіло, яке має температуру вище від абсолютного нуля, але кількість теплового випромінювання залежить від температури тіла. У системах, за кімнатної температури, теплове випромінювання незначне. Але за температур близько 550 °С і вище передача теплоти випромінюванням – це переважно основний засіб теплопередачі. Зі зміною температури змінюється як повна енергія, що випромінюється, так і її розподілення. Довжина хвилі, на яку припадає максимальна випромінювальна здатність, зменшується зі зростанням температури тіла, що випромінює. Сонце випромінює енергію за температури $6\ 000$ °С. Промені Сонця проходять через земну атмосферу, яка частково поглинає енергію, що призводить до зміни властивостей тих променів, які досягають поверхні Землі.

Якщо теплове випромінювання потрапляє на інші тіла, цей вид енергії частково поглинається, частково відбивається і частково проходить крізь них.

Загальну кількість променистої енергії, яка випромінюється з поверхні F у всіх довжинах хвиль спектра за одиницю часу τ , називають *інтегральним*, або *повним випромінювальним потоком* Q , Вт.

Величину, яка числово дорівнює кількості енергії, випромінюваної одиницею поверхні тіла за одиницю часу, називають *випромінювальною здатністю тіла* E (Вт/м²), або *густиною інтегрального потоку випромінювання*:

$$E = \frac{dQ}{dF}, \quad (9.1)$$

де dQ – променистий потік, Вт, який випромінюється з елемента поверхні dF , м². Повний променистий потік з усієї поверхні буде дорівнювати

$$Q = \int E dF, \quad (9.2)$$

де F – повна площа поверхні тіла.

Якщо для всіх елементів поверхні тіла густина потоку постійна, то повний променистий потік:

$$Q = EF. \quad (9.3)$$

Розподіл енергії випромінювання за довжинами хвиль характеризується *спектральною густиною випромінювання* E_λ . Величина E_λ являє собою відношення густини потоку випромінювання в нескінченно малому інтервалі довжин хвиль λ до $\lambda + d\lambda$ до інтервалу довжин хвиль $d\lambda$, що розглядається, тобто $E_\lambda = dE / d\lambda$ (Вт/ м³). При цьому $d\lambda$ прямує до нуля.

Різні тіла неоднаково поглинають, відбивають і пропускають променистий потік. З усього променистого потоку Q частина Q_A поглинається, частина Q_R відбивається і частина Q_D проходить крізь тіло (рис. 9.1).

Загальний променистий потік дорівнює:

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (9.4)$$

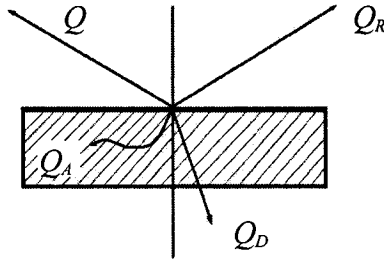


Рис. 9.1. Схема розподілу падаючої променевої енергії

А якщо поділимо обидві частини рівняння на значення променевого потоку Q , будемо мати:

$$\frac{Q_A}{Q} + \frac{Q_R}{Q} + \frac{Q_D}{Q} = A + R + D = 1, \quad (9.5)$$

де $\frac{Q_A}{Q} = A$ – частина променевого потоку, яку поглинає тіло (*коефіцієнт поглинання, або поглинальна здатність тіла*); $\frac{Q_R}{Q} = R$ – частина променевого потоку, яку відбиває тіло (*коефіцієнт відбивання, або відбивна здатність тіла*); $\frac{Q_D}{Q} = D$ – частина променевого потоку, що проходить крізь тіло (*коефіцієнт пропускання, або пропускна здатність тіла*).

Величини A , R , D змінюються від нуля до одиниці. Якщо $A = 1$, то $R = 0$ і $D = 0$, тобто вся падаюча променеста енергія повністю поглинається тілом; такі тіла називають *абсолютно чорними тілами*.

Якщо $R = 1$, то $A = 0$ і $D = 0$, тобто вся падаюча променеста енергія відбивається. Якщо відбивання підкоряється законам геометричної оптики, то такі тіла мають назву *дзер-*

кальних, а якщо світло розповсюджується на всі боки (дифузне відбивання), то їх називають *абсолютно білими*.

Якщо $D = 1$, $A = 0$ і $R = 0$ – падаюча енергія повністю проходить крізь тіло, то такі тіла називають *абсолютно прозорими*, або *діатермічними*.

У природі не існує абсолютно чорних, білих або прозорих тіл. У реальних тіл, наприклад, сажі або чорного оксамиту, не менше 2...3 % усієї падаючої променистої енергії відбивається. Модель абсолютно чорного тіла – це отвір у боці порожнистого тіла. Промінь, який потрапляє в такий отвір, повністю поглинається після багатьох відбивань.

Чисте сухе повітря без домішок трьохатомних газів – вуглекислоти та водяної пари – це прозоре тіло для теплових променів.

Більшість твердих тіл у природі належать до сірих тіл. *Сіримі тілами* називають тіла, які мають суцільний спектр і поглинають не повністю ($A < 1$), але однаковою мірою, промені всіх довжин хвиль за всіх температур. Розподіл енергії у спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла за всіма частотами або довжинами хвиль відповідає термодинамічно рівноважному тепловому стану випромінювального тіла, не залежить від природи тіла і визначається тільки температурою.

Розглянемо види променистих потоків (рис. 9.2). Якщо густина потоку випромінювання тіла E_1 , то це – *густина потоку власного випромінювання тіла*; вона повністю визначається температурою і фізичними властивостями тіла. Водночас, з боку інших тіл на це тіло падає промениста енергія, густина

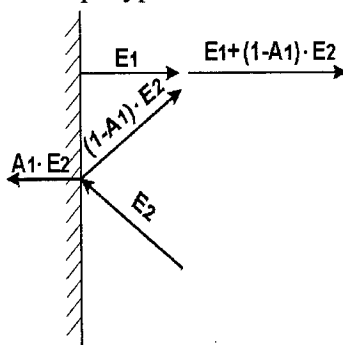


Рис. 9.2. Види променистих потоків

потокую якої E_2 . Частину падаючого випромінювання в кількості $A_1 E_2$ поглинає тіло, а решту в кількості $(1 - A_1) E_2$ відбиває. Суму власного потоку і густини потоку відбитого випромінювання тіла називають *густиною потоку ефективного випромінювання*:

$$E_{\text{еф}} = E_1 + (1 - A_1) E_2. \quad (9.6)$$

Сума потоків власного $Q_{\text{вл}}$ і відбитого $Q_{\text{від}}$ випромінювань дає *потік ефективного випромінювання*:

$$Q_{\text{еф}} = Q_{\text{вл}} + Q_{\text{від}}.$$

Різницю між падаючим потоком $Q_{\text{пад}}$ і ефективним потоком випромінювання $Q_{\text{еф}}$

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{пад}} - Q_{\text{еф}}$$

або різницю потоків поглинутого і власного випромінювань

$$Q_{\text{рез}} = Q_{\text{погл}} - Q_{\text{вл}}$$

називають *результуючим потоком випромінювання*.

Якщо поглинуте тілом падаюче випромінювання переходить у теплоту і тіло має власне теплове випромінювання, то результуючий потік випромінювання визначає *теплопередачу випромінюванням*.

9.2. Основні закони теплового випромінювання

Закон Планка. Велике значення в теорії теплового випромінювання має питання про розповсюдження променистої енергії, яку випромінює абсолютно чорне тіло за окремими частотами або довжинами хвиль спектра. Енергія, яку випромінює тіло, однозначно визначається його температурою та довжиною хвиль. Закон зміни інтенсивності випромінювання за довжинами хвиль установив Планк у 1900 р.

Згідно із законом Планка для абсолютно чорного тіла розподіл енергії за довжинами хвиль підкоряється залежності

$$E_{0\lambda} = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp(C_2 / \lambda T) - 1}, \quad (9.7)$$

де C_1 – стала, яка дорівнює $3,7 \cdot 10^{-16}$ Вт · м²; λ – довжина хвилі, м; C_2 – стала, яка дорівнює 0,0144 м · К; T – абсолютна температура, К.

Додатковий індекс “0” величини E_λ вказує на її належність до абсолютно чорного тіла.

З рівняння (9.7) видно, що інтенсивність випромінювання дорівнює нулю, коли $T = 0$, або коли $\lambda = 0$ чи $\lambda = \infty$.

Розподіл інтенсивності випромінювання залежно від температури та довжини хвиль відповідно до закону Планка показано на рис. 9.3. З ізотерм, наведених на рисунку, видно, що інтенсивність випромінювання для дуже коротких хвиль швидко зростає до максимуму, а потім повільно зменшується, але нульового значення не досягає навіть за найбільших довжин хвиль теплового спектра.

Заштрихована площа на графіку (див. рис. 9.3), обмежена ізотермою, що відповідає довжинам хвиль λ та $\lambda + d\lambda$, вказує кількість енергії, яка випромінюється з одиниці поверхні тіла за одиницю часу за температури T в інтервалі довжин хвиль $d\lambda$.

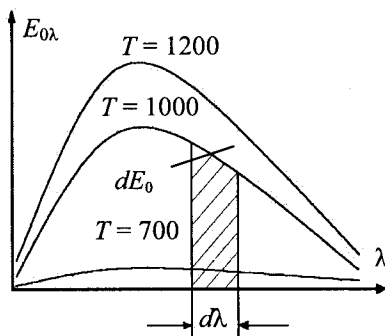


Рис. 9.3. Розподіл інтенсивності випромінювання залежно від температури і довжини хвиль згідно із законом Планка

Для граничних умов, коли $\lambda T \gg C_2$, закон має спрощений вигляд:

$$E_\lambda = \frac{C_1 T}{C_2 \lambda^4}. \quad (9.8)$$

Залежність (9.8) виражає закон Релея – Джінса.

Закон Віна. Закон Віна впливає з рівняння (9.7), хоча встановлений до появи закону Планка. Згідно з цим законом *максимальна інтенсивність випромінювання з підвищенням температури зміщується в бік коротких хвиль*. Закон Віна можна описати рівнянням

$$\lambda_{\max} T = 2,9 \cdot 10^{-3}, \quad (9.8a)$$

де λ_{\max} – довжина хвилі, яка відповідає максимальній інтенсивності випромінювання, м.

За допомогою закону Віна будь-який відомий розподіл інтенсивності випромінювання за однієї температури можна перерахувати на розподіл інтенсивності за іншої температури.

Закон Стефана – Больцмана. Кількість енергії, яку випромінює відрізок хвиль довжиною $d\lambda$, буде еквівалентна заштрихованій на рис. 9.3 площі і визначатись з рівняння

$$dE_0 = E_{0\lambda} d\lambda. \quad (9.9)$$

Повна кількість енергії, яка випромінюється з 1 м^2 поверхні абсолютно чорного тіла для всіх довжин хвиль від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$, дорівнюватиме

$$E_0 = \int_0^\infty E_{0\lambda} d\lambda. \quad (9.10)$$

Після підстановки в рівняння (9.10) рівняння (9.7) отримаємо закон Стефана – Больцмана:

$$E_0 = \int_0^{\infty} \frac{C_1 \lambda^{-5} d\lambda}{\frac{C_2}{e^{\lambda T}} - 1} = \sigma_0 T^4, \quad (9.11)$$

де σ_0 – стала випромінювання абсолютно чорного тіла, яка дорівнює $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴).

Закон Стефана – Больцмана можна сформулювати так: повна кількість енергії, яка випромінюється з одиниці поверхні абсолютно чорного тіла, пропорційна четвертому степеню абсолютної температури.

Цей закон дослідно встановив чеський учений Й. Стефан у 1879 р. і теоретично обґрунтував австрійський учений Л. Больцман у 1881 р.

Закон Стефана – Больцмана стосується теплового випромінювання за всіма довжинами хвиль. Кількість енергії, яку випромінює абсолютно чорне тіло у зонах обмежених смуг спектра, зростає по-різному залежно від місця знаходження і ширини цих смуг. Якісний склад повної енергії, що випромінюється, зі збільшенням температури змінюється, оскільки темп її зростання в короткохвильовій частині спектра вище, ніж у довгохвильовій. Переважна частина випромінюваної енергії за температур до 1 500...2 000 К припадає на невидиме оком довгохвильове випромінювання, а за температури близько 6 000 °С (температура Сонця) майже половина всієї енергії сприймається у вигляді світла і близького до нього ультрафіолетового випромінювання.

У технічних розрахунках, за великих значень температури, рівняння (9.11) використовують у вигляді

$$E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4; \quad (9.12)$$

у цьому разі $C_0 = \sigma_0 10^8 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Закон Стефана – Больцмана справедливий для абсолютно чорного тіла, але його можна застосувати і до сірих тіл, але з іншим (меншим) коефіцієнтом випромінювання C :

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (9.13)$$

Якщо порівняти рівняння (9.12) і (9.13), то знаходимо відносну випромінювальну здатність, або *ступінь чорноти тіла* ε :

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{C \left(\frac{T}{100} \right)^4}{C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4} = \frac{C}{C_0}. \quad (9.14)$$

Ступінь чорноти ε змінюється від 0 до 1. Розрахункове рівняння для випромінювання сірого тіла таке:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (9.15)$$

Ступінь чорноти вказує, наскільки тіло наближається до абсолютно чорного тіла за своєю здатністю випромінювати; він залежить від природи тіла, стану його поверхні (насамперед, шорсткості) і температури. Значення ступеня чорноти наведено в довідковій літературі ($0,01 < \varepsilon < 0,99$).

Закон Ламберта. За законом Стефана – Больцмана можна визначити кількість енергії, яку випромінює тіло у всіх напрямках. Випромінювання відбувається по-різному в різних напрямках простору. Закон Ламберта встановлює, що інтенсивність випромінювання з одиниці поверхні абсолют-

но чорного тіла в довільному напрямку пропорційна косинусу кута між цим напрямком і нормаллю до поверхні:

$$E_{\varphi} = E \cos \varphi. \quad (9.16)$$

Закон Кірхгофа. Цей закон встановлює зв'язок між випромінювальною та поглинальною здатностями будь-якого тіла. Припустімо, що є сіра поверхня з температурою T і абсолютно чорна поверхня з температурою T_0 . Поверхні розташовані паралельно одна одній на такій відстані, що випромінювання кожної з них обов'язково потрапляє на другу (рис. 9.4).

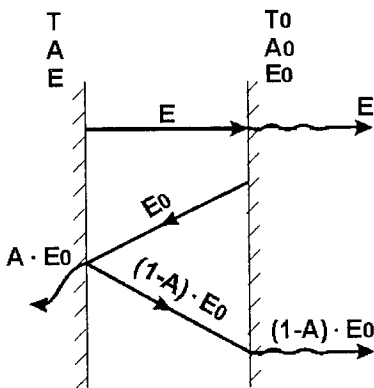


Рис. 9.4. Зв'язок між випромінювальною і поглинальною здатностями тіл

Складемо енергетичний баланс, урахувавши, що $T > T_0$, коефіцієнт поглинання сірої поверхні A , чорної поверхні $A_0 = 1$.

Енергію, яку випромінює сіре тіло (E), буде повністю поглинати чорне тіло. Енергію, випромінювану абсолютно чорним тілом (E_0), частково (у кількості $A E_0$) буде поглинати сіре тіло, а частково (у кількості $(1 - A) E_0$) вона, відбившись, потраплятиме на абсолютно чорну поверхню і поглинатиметься нею. Отже, енергетичний баланс матиме такий вигляд:

$$E_{\text{вих}} = q = E - A E_0, \quad (9.17)$$

де $E_{\text{вих}}$ – вихідний потік енергії.

У разі $T = T_0$, будемо мати термодинамічну рівновагу між поверхнями. Якщо $q = 0$, рівняння (9.17) матиме такий вигляд:

$$\frac{E}{A} = E_0. \quad (9.18)$$

Це співвідношення справедливе для будь-яких тіл і можна записати закон Кірхгофа:

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = K = \frac{E_0}{A_0} = E_0 = f(T). \quad (9.19)$$

З отриманого рівняння випливає, що для будь-яких тіл відношення випромінювальної здатності до їх поглинальної здатності дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла за тої самої температури.

Якщо в рівняння (9.19) підставити $E_1 = C_1 \left(\frac{T}{100} \right)^4$ і $E_2 = C_2 \left(\frac{T}{100} \right)^4$, то одержимо:

$$\frac{C_1}{A_1} = \frac{C_2}{A_2} = K = C_0. \quad (9.20)$$

З рівняння (9.20) випливає перший наслідок закону Кірхгофа: *відношення коефіцієнта випромінювання до коефіцієнта поглинання для всіх тіл одне й те саме і дорівнює коефіцієнту випромінювання абсолютно чорного тіла.*

Другий наслідок випливає із зіставлення рівнянь (9.14) і (9.20): *поглинальна здатність тіла числово дорівнює ступеню чорноти тіла $A = \epsilon$.*

Із закону Кірхгофа випливає, що випромінювальна здатність тіл тим більша, чим більша їх поглинальна здатність. Тіла, які добре відбивають променисту енергію, самі ви-

промінюють дуже мало (наприклад, випромінювальна здатність абсолютно білого тіла дорівнює нулю).

Якщо треба зменшити втрати теплоти будь-якою поверхнею, то її обробляють так, щоб вона мала найменше значення ε . Поліровані поверхні мають дуже малі значення ε . На шорстких і забруднених поверхнях, а також на поверхнях, покритих оксидною плівкою, значення ε збільшується у десятки разів, може навіть наблизитися до одиниці. Значення ε та A залежать від температури. Для металів вони з підвищенням температури зростають, для деяких неметалів – знижуються.

9.3. Теплообмін випромінюванням між двома сірими поверхнями

Нехай маємо дві паралельні плоскі сірі пластини з однаковими площами поверхонь F (м^2), температурами T_1 і T_2 , причому $T_1 > T_2$ (рис. 9.5). Розглянемо баланс енергії під час теплообміну випромінюванням між ними в умовах стаціонарного процесу, тобто за незмінності температур T_1 і T_2 у часі. Середовище між пластинами діатермічне.

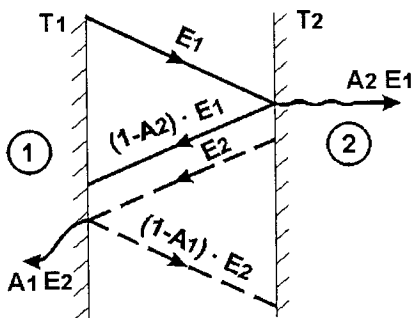


Рис. 9.5. Теплообмін випромінюванням між двома паралельними поверхнями

З одиниці поверхні за одиницю часу випромінюється енергія E_1 . З цього потоку другою поверхнею поглинається енергія $A_2 E_1$ і відбивається потік $(1 - A_2) E_1 = E_1 - A_2 E_1$. У зв'язку з тим, що повний потік випромінювання дорівнює $Q = EF$, то згідно із законом Стефана – Больцмана поверхня

першої пластини випромінює потік $Q = FC_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4$ і відбиває потік $Q_2(1 - A_1)$, де Q_2 – повний потік випромінювання з другої поверхні; Q_1 – повний потік випромінювання з першої поверхні.

Тоді

$$Q_1 = FC_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + Q_2(1 - A_1); \quad (9.21)$$

$$Q_2 = FC_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 + Q_1(1 - A_2). \quad (9.22)$$

Розв'язавши ці рівняння, визначимо $Q = Q_1 - Q_2$, тобто результуючий потік між двома поверхнями:

$$Q = C_3 F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right], \quad (9.23)$$

де C_3 – зведений коефіцієнт випромінювання:

$$C_3 = \frac{1}{\frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} - \frac{1}{C_0}} \quad (9.24)$$

або $C_3 = A_3 C_0$, де $A_3 = \frac{1}{\frac{1}{A_1} + \frac{1}{A_2} - 1}$ – зведений коефіцієнт поглинання.

Якщо $A = \varepsilon$, то $C_3 = \varepsilon_3 C_0$, де ε_3 – зведений ступінь чорноти системи:

$$\varepsilon_3 = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}. \quad (9.25)$$

На підставі викладеного, результуючий потік можна визначити за рівнянням

$$Q = \varepsilon_3 C_0 F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.26)$$

9.4. Теплообмін випромінюванням за наявності екранів

З отриманого рівняння (9.26) випливає, що для того, аби змінити теплообмін випромінюванням, треба змінити температуру тіла, яка випромінює енергію, і ступінь чорноти системи. Якщо потрібно зменшити потік випромінювання за

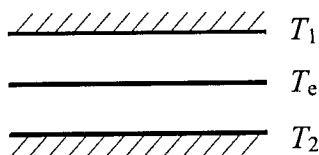


Рис. 9.6. Теплообмін випромінюванням за наявності екранів

незмінної температури тіла, що випромінює, застосовують екрани між тілами (рис. 9.6). Вважатимемо, що коефіцієнти випромінювання або ступені чорноти для пластин і екрана однакові, а температури їх T_1, T_c, T_2 , причому $T_1 > T_c > T_2$. За відсутності екрана потік випромінювання з 1 м^2 пластини буде дорівнювати

$$q_{1-2} = C_3 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.27)$$

За наявності екрана він отримує від 1 м^2 першої пластини:

$$q_{1-c} = C_3 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.28)$$

Від екрана до другої пластини передається:

$$q_{c-2} = C_3 \left[\left(\frac{T_c}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.29)$$

За сталого теплового режиму $q_{1-e} = q_{e-2}$, тобто

$$\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_e}{100}\right)^4 = \left(\frac{T_e}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4,$$

звідки

$$\left(\frac{T_e}{100}\right)^4 = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 + \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right]. \quad (9.30)$$

Після підстановки (9.30) у (9.28) отримаємо:

$$q_{1-e} = \frac{1}{2} C_3 \left[\left(\frac{T_1}{100}\right)^4 - \left(\frac{T_2}{100}\right)^4 \right] = \frac{1}{2} q_{1-2}. \quad (9.31)$$

З рівняння (9.31) випливає, що один екран зменшує потік випромінювання вдвічі. За наявності n екранів потік зменшується в $n + 1$ разів. Ефект від застосування екранів збільшується, якщо використовувати екрани з низьким значенням коефіцієнта випромінювання. Якщо коефіцієнти випромінювання $C_{1-e} = C_{2-e} = C_e$ і $C_{1-2} = C_c$, то за наявності

одного екрана $\frac{q_e}{q} = \frac{1}{2} \frac{C_e}{C_c}$. Припустімо, наприклад, що

$C_c = 0,3$, і $C_e = 4,5$, тоді $\frac{q_e}{q} = \frac{1}{30}$, тобто тепловіддача змен-

шується в 30 разів.

Екрани широко використовують у тих випадках, коли треба значно знизити руйнівний вплив теплових променів на поверхні (наприклад, обмурівка топок парових котлів). Або коли потрібно захистити від випромінювання людей, що працюють біля гарячих поверхонь, та в багатьох інших випадках.

9.5. Теплообмін випромінюванням між тілом та його оболонкою

У техніці часто трапляються випадки, коли треба розглядати теплообмін між тілами, якщо вони знаходяться одне з опуклою поверхнею всередині іншого більшого тіла з увігнутою поверхнею. Поверхня більшого тіла повністю охоплює менше (рис. 9.7). Площа поверхні меншого тіла F_1 , її температура T_1 , сту-

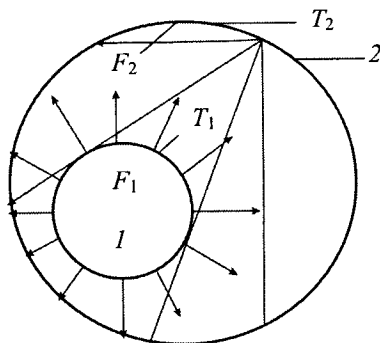


Рис. 9.7. Схема променистого теплообміну між тілом та його оболонкою

пінь чорноти ε_1 . Відповідно поверхня оболонки характеризується величинами F_2 , T_2 , ε_2 , причому $T_1 > T_2$. Потрібно визначити теплопередачу випромінюванням. Такий випадок називають теплообміном між тілом і його оболонкою. Потік енергії ефективного випромінювання внутрішнього тіла 1 повністю падає на поверхню зовнішнього тіла 2 :

$$Q_{\text{пад}_{1-2}} = Q_{\text{еф}_1}.$$

Потік енергії ефективного випромінювання зовнішнього тіла тільки частково падає на внутрішнє тіло:

$$Q_{\text{пад}_{2-1}} = Q_{\text{еф}_2} \varphi,$$

де φ називають коефіцієнтом опромінення другого тіла на перше.

Коефіцієнт опромінення – це частина енергії випромінювання оболонкою, яка потрапила на тіло. Решта променистої енергії $(1 - \varphi) Q_{\text{еф}_2}$, минаючи тіло, знову потрапляє на

поверхню оболонки F_2 і таким чином здійснюється внутрішній радіаційний теплообмін. Теплопередачу випромінюванням від тіла до оболонки (оскільки $T_1 > T_2$) визначають різницею

$$Q_{1-2} = Q_{\text{еф}_1} - \varphi Q_{\text{еф}_2}. \quad (9.32)$$

Випромінювання тіл складається з власного випромінювання $E_1 F_1$ і частини енергії випромінювання від оболонки, яке тіло відбиває:

$$Q_{\text{еф}_1} = E_1 F_1 + R_1 \varphi Q_2. \quad (9.33)$$

Випромінювання оболонки складається з власного випромінювання $E_2 F_2$, відбитої частини падаючої на нього енергії $Q_{\text{еф}_1}$ і відбитої частини енергії $(1-\varphi)Q_{\text{еф}_2}$ самої оболонки:

$$Q_{\text{еф}_2} = E_2 F_2 + R_2 Q_1 + R_2 (1-\varphi) Q_2. \quad (9.34)$$

Розв'язуючи спільно рівняння (9.33) і (9.34), знайдемо значення Q_1 і Q_2 (беручи до уваги, що $1 - R = A = \varepsilon$):

$$Q_{\text{еф}_1} = \frac{E_1 F_1 [\varepsilon_2 + (1-\varepsilon_2)\varphi] + \varphi(1-\varepsilon_1)E_2 F_2}{\varepsilon_2 + \varphi\varepsilon_1(1-\varepsilon_2)}; \quad (9.35)$$

$$Q_{\text{еф}_2} = \frac{E_2 F_2 + (1-\varepsilon_2)E_1 F_1}{\varepsilon_2 + \varphi\varepsilon_1(1-\varepsilon_2)}. \quad (9.36)$$

Підставляючи значення $Q_{\text{еф}_1}$ і $Q_{\text{еф}_2}$ у рівняння (9.32), одержимо:

$$Q_{1-2} = \frac{1}{\varepsilon_2 + \varphi\varepsilon_1(1-\varepsilon_2)} (\varepsilon_2 E_1 F_1 - \varphi\varepsilon_1 E_2 F_2). \quad (9.37)$$

Замінюючи E_1 і E_2 згідно із законом Стефана – Больцмана, знайдемо:

$$Q_{1-2} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 C_0}{\varepsilon_2 + \varphi \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2)} \left[F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \varphi F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= \frac{C_0}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \varphi \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)} \left[F_1 \left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \varphi F_2 \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.38)$$

Щоб використати рівняння (9.38), треба визначити коефіцієнт опромінення φ . Для випадку, коли $T_1 = T_2$, маємо $Q_{1-2} = 0$, при цьому вираз у квадратних дужках дорівнює нулю. У такому разі $F_1 = \varphi F_2$ або $\varphi = \frac{F_1}{F_2}$. Тоді рівняння (9.38) набуває вигляду:

$$Q_{1-2} = C_0 \varepsilon_n \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1, \quad (9.39)$$

де

$$\varepsilon_n = \frac{1}{\frac{1}{\varepsilon_2} + \frac{F_1}{F_2} \left(\frac{1}{\varepsilon_2} - 1 \right)}. \quad (9.40)$$

З рівняння (9.40) випливає, що для випадку, коли $F_1 \gg F_2$, $\varepsilon_n \approx \varepsilon_1$. Якщо потрібно знайти втрати теплоти тіла в навколишнє середовище, то можна взяти $F_2 = \infty$, тоді $\varphi = 0$ і $\varepsilon_n = \varepsilon_1$. Рівняння (9.39) використовують для променистого теплообміну двох тіл будь-якої форми за умови, що менше з них опукле. Коефіцієнти опромінення залежать від форми і взаємного розташування тіл. Існує ряд методів розрахунку цих коефіцієнтів. Знаходження коефіцієнтів опро-

мінення має великі математичні труднощі, навіть для нескладних випадків, і тому їх визначають графічним методом. Під час розв'язання графічних задач для знаходження коефіцієнтів опромінення використовують таблиці.

9.6. Випромінювання напівпрозорого середовища. Особливості випромінювання та поглинання газів

Прозорість газоподібного середовища ослаблюється за наявності в ньому дрібних твердих частинок або краплин рідини у вигляді хмари, а також за наявності полярних молекул. Під час взаємодії електромагнітних хвиль випромінювання з частками речовини середовища виникає поглинання та розсіювання променистого потоку, що призводить до ослаблення інтенсивності цього потоку. Цим пояснюється часткова прозорість середовища. За високих температур розжарені тверді частинки надають середовищу, у якому вони розташовані, видимого забарвлення у вигляді світіння, інтенсивність якого повністю визначають розсіюванням променистого потоку. Це явище значно збільшує ступінь чорноти маси, яка випромінює.

Випромінювання газів зумовлює коливальний і обертальний рух атомів, і якщо вони мають вільні електричні заряди, то випромінюють електромагнітні хвилі. Одно- і двохатомні гази (водень, гелій, азот, сухе і чисте повітря) належать до прозорих тіл і теплових променів не випромінюють. Трьох- та багатоатомні гази мають значну поглинальну та випромінювальну здатності. У теплотехнічних установках особливого значення надають трьохатомним компонентам продуктів згоряння палива – вуглекислоті CO_2 , сірчастому ангідриду SO_2 і водяній парі H_2O .

Порівняно з твердими тілами випромінювання і поглинання газів має ряд особливостей. Для твердих тіл характерні суцільні спектри випромінювання, тобто вони випромі-

нюють і поглинають енергію всіх довжин хвиль від $\lambda = 0$ до $\lambda = \infty$. Випромінювання і поглинання газів характеризується властивостями вибірності (селективності). Гази випромінюють і поглинають енергію в деяких інтервалах довжин хвиль, тобто в смугах, розташованих у різних частинах спектра. Наприклад, спектр поглинання вуглекислоти складається з ряду смуг, три з яких найпотужніші. Аналогічне явище має місце для водяної пари. В інших довжинах хвиль променистої енергії ці газы прозорі. Тобто селективність випромінювання газів веде до селективності їх поглинання.

Друга відмінність полягає в тому, що якщо випромінювання і поглинання енергії в твердих тілах відбувається тільки з поверхні, то в газах випромінювання має об'ємний характер. У ньому беруть участь усі мікрочастинки об'єму. Газові об'єми не відбивають теплові промені. Для смугастих спектрів закон Стефана – Больцмана видозмінений і записується у вигляді

$$E = C \left(\frac{T}{100} \right)^n. \quad (9.41)$$

Показник степеня для CO_2 $n = 3,5$, а для водяної пари $n = 3$. Для зручності розрахунків слід вважати, що випромінювання газів теж відповідає закону четвертого степеня, але тоді в коефіцієнт C вводять поправку на температуру, оскільки $C = f(T)$.

Під час проходження теплових променів через газ їх енергія зменшується, тобто відбувається їх послаблення, що зумовлено кількістю молекул газу на шляху потоку. Кількість молекул пропорційна парціальному тиску p_i газу, що поглинає теплові промені, та довжині шляху променя l .

Поглиналина здатність газу залежить також і від його температури, отже, $A = f(T, p_i, l)$. За смугастих спектрів значення густини потоку випромінювання відрізняється від такого

значення, знайденого за законом Стефана – Больцмана. Так, густину потоку інтегрального випромінювання для двоокси- су вуглецю і водяної пари згідно з дослідними даними ви- значають за формулами:

$$E_{\text{CO}_2} = 3,5(pl)^{0,33} \left(\frac{T}{100} \right)^{3,5}; \quad (9.42)$$

$$E_{\text{H}_2\text{O}} = 3,5p^{0,8}l^{0,6} \left(\frac{T}{100} \right)^3. \quad (9.43)$$

Еквівалентну довжину шляху променя визначають за виразом

$$l = 3,6 \frac{V}{F}, \quad (9.44)$$

де V – об'єм газу; F – площа поверхні випромінювального об'єму (поверхня оболонки, з якою проходить теплообмін). Так, довжина шляху променя для сфери діаметром d дорівнює $0,6 d$; $0,9 d$ – для циліндра нескінченної довжини діаметром d ; $1,8\delta$ – для плоского шару завтовшки δ .

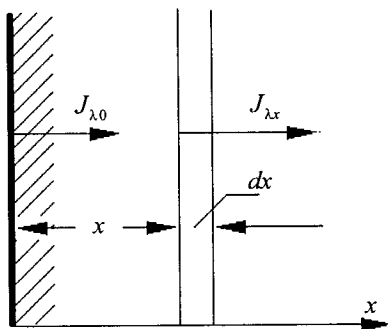


Рис. 9.8. До виведення формули закону Бугера

Розглянемо процес проходження енергії через напівпрозоре середовище. Будемо вважати задачу одновимірною, тому що вісь x спрямовано щодо внутрішньої нормалі до поверхні шару (рис. 9.8). Беремо до уваги, що густина потоку монохроматичного випромінювання має назву спектральної інтенсивності

випромінювання $J_{\lambda x}$, де індекс λ позначає визначену довжину хвилі, а індекс x – визначений напрямок, заданий віссю x . Зменшення густини потоку у міру його заглиблення в товщу середовища пропорційне відношенню $dJ_{\lambda x}/dx$. Візьмемо, що густина потоку енергії, яка входить у шар, $J_{\lambda 0}$. На відстані x від поверхні вона дорівнює $J_{\lambda x}$ (рис. 9.8). При цьому $J_{\lambda 0} > J_{\lambda x}$. Тоді

$$\frac{dJ_{\lambda x}}{dx} = -\alpha_{\lambda} J_{\lambda x}, \quad (9.45)$$

де α_{λ} – коефіцієнт поглинання середовища. Знак «мінус» наявний тому, що в додатному напрямку осі x величина $dJ_{\lambda x}$ від'ємна. Беручи до уваги, що коефіцієнт α_{λ} не залежить від x , у результаті інтегрування отримуємо:

$$\int_{J_{\lambda 0}}^{J_{\lambda x}} \frac{dJ_{\lambda x}}{J_{\lambda x}} = -\alpha_{\lambda} \int_0^x dx;$$

$$\ln \frac{J_{\lambda x}}{J_{\lambda 0}} = -\alpha_{\lambda} x;$$

$$J_{\lambda x} = J_{\lambda 0} e^{-\alpha_{\lambda} x}. \quad (9.46)$$

Формула (9.46) – це вираження закону Бугера.

Оскільки відбивною здатністю поверхні плоского шару напівпрозорого середовища можна знехтувати, то пропускна здатність такого шару D – це відношення енергії, яка виходить з цього шару, до енергії, яка ввійшла всередину шару:

$$D = \frac{J_{\lambda x}}{J_{\lambda 0}} = e^{-\alpha_{\lambda} x}. \quad (9.47)$$

Тоді поглинальну здатність шару напівпрозорого середовища визначають за формулою

$$A = 1 - e^{-\alpha_\lambda x}. \quad (9.48)$$

Поглинання в газах селективне, тому величина A набирає характеру фізичної сталої тільки в умовах монохроматичності випромінювання. За законом Кірхгофа і на підставі (9.48) маємо:

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda = 1 - e^{-\alpha_\lambda x}. \quad (9.49)$$

Аналіз виразу (9.49) показує, що ступінь чорноти газу ε_λ залежить від коефіцієнта поглинання середовища і товщини шару газу. Якщо коефіцієнт поглинання газу не дорівнює нулю, то ступінь чорноти газу і коефіцієнт поглинання зростають разом із товщиною шару газу. Якщо $x = \infty$, отримуємо $\varepsilon_\lambda = A_\lambda = 1$. Випромінювання необмежено товстого шару газу називають *чорним випромінюванням газу*. Чим більше коефіцієнт поглинання середовища, тим менша товщина x зумовлює практичну нескінченність шару.

Інтегральний ступінь чорноти газу (у всьому інтервалі зміни довжин хвиль) визначають зазвичай експериментально.

9.7. Складний теплообмін

Розглянуті раніше види теплообміну на практиці зазвичай самотійно трапляються рідко. Найчастіше передача теплоти теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням відбувається сумісно, і такий вид теплообміну називають *складним*.

Під час теплообміну між навколишнім середовищем з температурою T_p і стінкою з температурою T_c сумарна густина теплового потоку середовища до стінки буде дорівню-

вати сумі густини потоку під час конвективного теплообміну q_k і густини потоку випромінювання q_v .

$$q_0 = q_k + q_v. \quad (9.50)$$

Кількісною характеристикою такого процесу буде сумарний коефіцієнт тепловіддачі α_0 :

$$\alpha_0 = \alpha_k + \alpha_v, \quad (9.51)$$

де α_k – коефіцієнт тепловіддачі конвекцією; α_v – коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням.

Сумарну густину теплового потоку можна подати так:

$$q_0 = \alpha_0 (T_p - T_c) = (\alpha_k + \alpha_v) (T_p - T_c). \quad (9.52)$$

Густину конвективного теплового потоку визначають рівнянням:

$$q_k = \alpha_k (T_p - T_c). \quad (9.53)$$

Густина теплового потоку випромінювання дорівнює

$$q_v = \varepsilon C_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.54)$$

Після підстановки (9.53) і (9.54) в (9.50) одержуємо:

$$q_0 = \alpha_k (T_p - T_c) + \varepsilon C_0 \left[\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 \right]. \quad (9.55)$$

Якщо винесемо різницю температур $T_p - T_c$ за дужки, матимемо:

$$q_0 = \left\{ \alpha_k + \varepsilon C_0 \left[\frac{\left(\frac{T_p}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_c}{100} \right)^4}{(T_p - T_c)} \right] \right\} (T_p - T_c). \quad (9.56)$$

Прирівнявши рівняння (9.52) і (9.56), одержимо:

$$\begin{aligned} \alpha_{\text{в}} &= \varepsilon C_0 \cdot 10^{-8} \frac{T_{\text{п}}^4 - T_{\text{с}}^4}{T_{\text{п}} - T_{\text{с}}} = \\ &= \varepsilon C_0 \left[\frac{1}{10^8} (T_{\text{п}}^3 + T_{\text{п}} T_{\text{с}} + T_{\text{п}} T_{\text{с}}^2 + T_{\text{с}}^3) \right] = \varepsilon C_0 \theta, \end{aligned} \quad (9.57)$$

де $\theta = \left[\frac{1}{10^8} (T_{\text{п}}^3 + T_{\text{п}} T_{\text{с}} + T_{\text{п}} T_{\text{с}}^2 + T_{\text{с}}^3) \right]$ – температурний коефіцієнт системи, значення його залежить лише від температур $T_{\text{п}}$ і $T_{\text{с}}$; ε – зведений ступінь чорноти системи; C_0 – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Якщо стінку омиває краплинна рідина, наприклад вода, то $\alpha_{\text{в}} = 0$, $\alpha_0 = \alpha_{\text{к}}$, а якщо основним теплообміном є теплообмін випромінюванням, то сумарний тепловий потік буде дорівнювати

$$q_0 = (\varepsilon_{\text{к}} + \varepsilon) C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{п}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right], \quad (9.58)$$

де

$$\varepsilon_{\text{к}} = \frac{\alpha_{\text{к}} (T_{\text{п}} - T_{\text{с}})}{C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{п}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right]} = \frac{\alpha_{\text{к}}}{C_0 \theta}. \quad (9.59)$$

Розділ 10.

Теплообмінні апарати

10.1. Класифікація теплообмінних апаратів

Теплообмінними апаратами називають пристрої, у яких проходить процес передачі теплоти від одного тіла до іншого. Залежно від призначення теплообмінні апарати поділяють на підігрівники, конденсатори, випарні апарати, парові котли і т. ін. Тіла, що віддають або приймають теплоту, називають *теплоносіями*.

Теплоносії можуть перебувати у рідинному або газоподібному стані чи являти собою суміш рідини з паром, яку називають *двофазним середовищем*. Теплоносій, який має більш високу температуру і віддає теплоту, називають *гарячим*. Теплоносій, який має більш низьку температуру й отримує теплоту, називають *холодним*.

У зв'язку з різноманітністю конструкцій теплообмінних апаратів нині немає чіткої системи їх класифікації. Теплообмінники можна класифікувати за такими ознаками.

За принципом дії теплообмінні апарати поділяють на *рекуперативні, регенеративні та змішувальні*.

У рекуперативних апаратах одна сторона поверхні теплообмінну весь час омивається гарячим теплоносієм, друга – холодним. Теплота передається від одного теплоносія до іншого через стінку, яка їх відокремлює. Напрямок теплового потоку в стінці залишається незмінним. Прикладом такого апарата може слугувати радіатор опалення, у якому теплота від гарячого теплоносія (води або пари) через металеву стінку передається повітрю опалюваного помешкання.

У регенеративних апаратах одна й та сама поверхня теплообміну, яку називають *насадкою регенератора*, попеременно

омивається гарячим і холодним теплоносіями. Під час контакту поверхні теплообміну з гарячим теплоносієм вона нагрівається й акумулює теплоту, яку поверхня теплообміну віддає холодному теплоносію під час наступного контакту з ним. Напрямок теплового потоку в стінках апарата періодично змінюється.

Як насадку в таких апаратах використовують кулі, кільця, дрібні труби, цегельну кладку і т. ін. Прикладом регенеративного апарата можуть бути повітропідігрівники доменних печей. Перевага таких апаратів – можливість розміщення великої поверхні в одиниці об'єму, велика компактність, а також робота з високими температурами. Недолік – погана герметичність, неминучість змішування теплоносіїв, неможливість роботи з високими тисками.

Режим роботи рекуперативних апаратів переважно стаціонарний, регенеративних – нестаціонарний.

У *контактних теплообмінних апаратах* теплота передається під час безпосереднього контакту теплоносіїв, при цьому теплообмін супроводжується масообміном. Ці апарати поділяють на змішувальні і барботажні. У *змішувальних апаратах* гарячий і холодний теплоносії змішуються й утворюють розчини або суміші. Прикладом таких апаратів можуть слугувати різного типу скрубери або змішувачі гарячої і холодної води в системах опалення та гарячого водопостачання. Так, контактний водонагрівник КВН науково-виробничого товариства з обмеженою відповідальністю „Лота” (м. Київ) працює в автономних теплових мережах як теплогенерувальний пристрій, у якому вода нагрівається за рахунок безпосереднього контакту з продуктами згоряння природного газу. За контактного теплообміну досягають високого рівня використання теплоти продуктів згоряння. Температура відхідних газів стає нижчою за температуру точки роси, пара продуктів згоряння частково конденсується. Це зумовлює значне підвищення коефіцієнта корисної дії теплообмінника.

В апаратах барботажного типу теплоносії перебувають в різних фазах і під час контакту обмінюються теплотою. Такий спосіб підігріву рідини парою найбільш ефективний, коли пара конденсується, проходячи через шар рідини у вигляді бульбашок.

У контактних апаратах теплоносії можуть практично не змішуватись між собою. У градирнях вода, яку розбризкують форсунки, охолоджується холодним повітрям.

У скруберах аналогічні процеси проходять між потоком газу, що піднімається, і краплями або струменями рідини.

Крім розглянутих типів апаратів, існують апарати з внутрішніми джерелами енергії, де використовується одне середовище, яке відводить теплоту, що виділяється в апараті. Прикладом таких апаратів слугують електричні нагрівники, атомні реактори.

За взаємним напрямком руху теплоносіїв теплообмінники поділяють на:

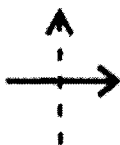
– *прямотечійні*, коли обидва теплоносії рухаються паралельно в одному напрямку (рис. 10.1, а);



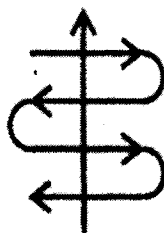
а



б



в



г

Рис. 10.1. Схеми взаємодії течії теплоносіїв у теплообмінних апаратах: а – прямотечія; б – протитечія; в, г – перехреснотечія

– *протитечійні*, коли обидва теплоносії рухаються у протилежних напрямках (рис. 10.1, б);

– *перехреснотечійні* – теплоносії рухаються у взаємно перпендикулярних напрямках одноразово або багаторазово (рис. 10.1, в, г).

За характером теплоносіїв:

- апарати, у яких обидва теплоносії не змінюють свого агрегатного стану (газо-газові, рідинно-рідинні, газо-рідинні);
- апарати, у яких змінюється агрегатний стан одного теплоносія (парогенератори, підігрівники);
- апарати, у яких змінюється агрегатний стан обох теплоносіїв (конденсатори-випарники).

Залежно від конструктивного виконання: трубчасті, трубчасто-ребристі, пластинчасті, пластинчасто-ребристі.

Трубчасті апарати бувають різних типів. До найбільш простих можна віднести *теплообмінник типу „труба в трубі”* (рис. 10.2). У цьому апараті одна з рідин рухається у трубці меншого діаметра, друга – в міжтрубному кільцевому просторі між трубами більшого і меншого діаметрів. Рідини рухаються у протилежних напрямках.

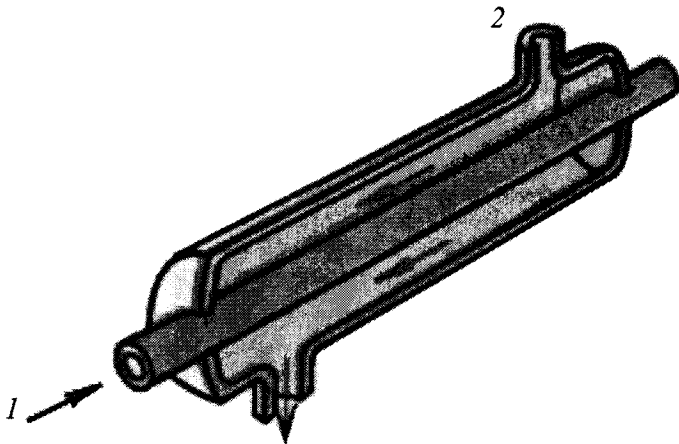


Рис. 10.2. Теплообмінник типу „труба в трубі”

Такий теплообмінник може складатись з декількох секцій залежно від кількості теплоти, яку треба передати від одного теплоносія до другого. Секції можуть підключатись послідовно або

паралельно, що зменшує втрати тиску потоку теплоносіїв у теплообміннику. Теплообмінники такого типу прості за конструкцією і виготовленням. Але вони не економічні за великих теплових потужностей. Їх застосовують в установках малої потужності.

За досить високих теплових потужностей використовують кожухотрубні теплообмінні апарати. Вони складаються з кожуха, до якого прикріплюються грати (трубна дошка). Схеми таких апаратів показано на рис. 10.3.

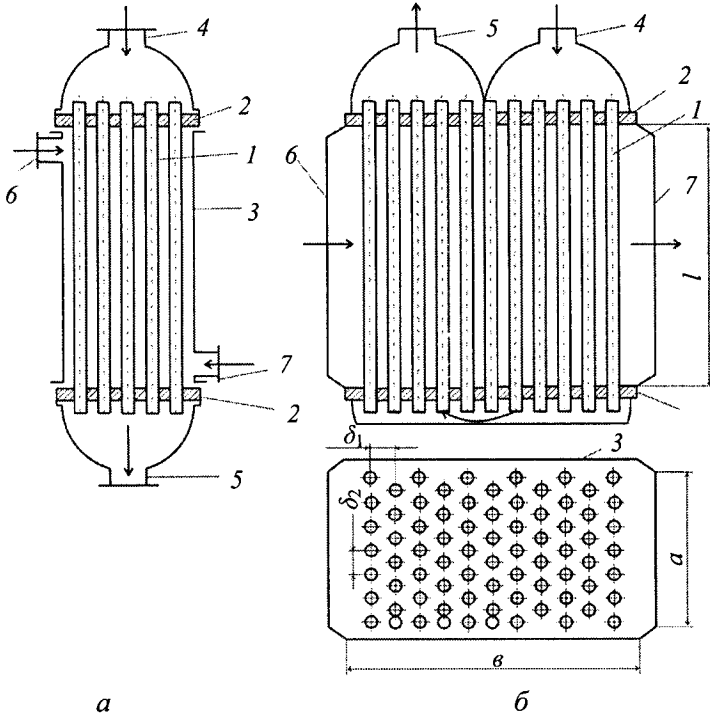


Рис. 10.3. Кожухотрубні теплообмінники: 1 – труба; 2 – трубні дошки; 3 – кожух; 4, 5 – вхідний і вихідний патрубки для теплоносія, який протікає всередині труб; 6, 7 – патрубки для теплоносія, який протікає в міжтрубному просторі

В апараті є два простори: трубний і міжтрубний, у яких протікають теплоносії, що обмінюються теплотою через по-

верхні труб. Міжтрубний простір може омиватись поздовжньо (рис. 10.3, а) або поперечно (рис. 10.3, б). За поздовжнього омивання труб можна реалізувати протитечійний рух теплоносіїв.

Вибір простору, в якому рухаються теплоносії (у трубах або міжтрубному), залежить від температури і тиску теплоносіїв, зручності компоновання апарата в технологічній схемі, агресивності теплоносія і здатності його забруднювати поверхню теплообміну, припустимих втрат тиску потоку теплоносія. Усередину труб краще спрямовувати теплоносії з більш високими значеннями температури і тиску, теплоносії агресивний і такий, що забруднює поверхню труб. У цих випадках апарат буде легшим, можна використовувати дорожчі високолеговані сталі тільки для труб і трубної дошки, а кожух виготовляти з більш простих матеріалів. Якщо труби забруднюються всередині, то їх легше чистити, ніж зовнішню їх поверхню. Теплоносії, за якими обмежуються втрати тиску (зазвичай, це газоподібні середовища з меншим тиском), краще розташовувати зовні труб.

До одного з різновидів трубчастих апаратів належать *трубчасто-ребристі*. Їх використовують тоді, коли коефіцієнт тепловіддачі зовні труб набагато менший за коефіцієнт тепловіддачі всередині них. Збільшення площі поверхні теплообміну зовні труб і додаткова турбулізація потоку ребрами дозволяють значно збільшити теплоті з труб. Можливі конструкції таких труб з різним характером поверхні показано на рис. 10.4.

Наявність оребрення змінює крок розміщення труб і тим самим технологію складання апаратів.

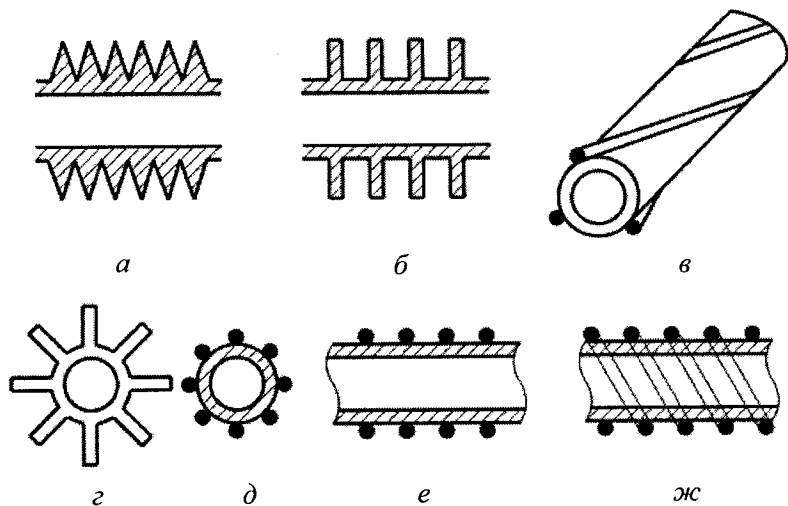


Рис. 10.4. Трубчасто-ребристі поверхні теплообміну:
 а – поперечне гвинтове оребрення; б – поперечні кільцеві ребра;
 в – спіральні ребра; г – поздовжнє оребрення;
 д – оребрення за допомогою поздовжньо приварених дротів;
 е, ж – дротове оребрення: кільцеве або спіральне

Тонкостінні теплообмінні апарати інтенсифіковані (ТТАУ), які виробляє ТОВ „Теплообмін” (м. Севастополь), належать до кожухотрубних теплообмінних апаратів (рис. 10.5), але мають такі значні відмінності від традиційних апаратів:

- використовуються особливо тонкостінні теплообмінні трубки малого еквівалентного діаметра;
- теплообмінні трубки мають спеціальний профіль;
- теплообмінні трубки зібрані в щільний пучок;
- застосовується нерегулярне розташування труб у трубних дошках;
- пучок труб розташовується в корпусі рухомо за рахунок плаваючих трубних дошок;

– реалізовані підвищені швидкості руху середовищ, які обмінюються теплотою;

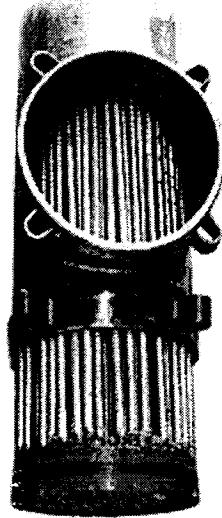


Рис. 10.5. Тонкостінний теплообмінний апарат інтенсифікований

– корпуси виготовляють зі спеціальних тонкостінних труб;

– трубний пучок легко вийняти з корпуса.

Все це дало можливість майже в 10 разів зменшити масу і габаритний об'єм апаратів порівняно з традиційними кожухотрубними, пластинчастими й іншими конструкціями.

При цьому забезпечується:

– економія виробничих площ;

– можливість розташування апаратів у малих приміщеннях;

- полегшене їх транспортування;
- спрощений монтаж;
- зручність технічного обслуговування.

У технологічних виробництвах особливе місце посідають *процеси обробки рідини в тонких плівках*, які рухаються вздовж поверхні теплообміну. Особливого значення така обробка набуває, коли мають справу з рідинами, чутливими до високих температур, які під час нагрівання можуть пригорати або полімеризуватись у разі тривалого контакту з поверхнею нагріву. До таких рідин відносять, наприклад, продукти хімічних і харчових виробництв. Використання плівкових апаратів найбільш доцільне тоді, коли технологічні умови дозволяють однопрохідні режими, що, наприклад, має місце в деяких випадках нагрівання й охолодження рідин. Для ефективної роботи цих апаратів важлива рівномірність зрошення рідиною поверхні теплообміну. З порушенням цього процесу ефективність плівкових апаратів різко знижується. Створення стійкого, тонкого, рівномірного рідинного шару на поверхні теплообміну потребує спеціальних розподільних пристроїв, що спричиняють ускладнення апаратів і їх використання.

У кожному окремому випадку доцільність використання плівкових апаратів слід визначати на підставі аналізу теплових показників роботи і техніко-економічних факторів. З погляду ефективності теплообміну перевагу треба віддавати стічній плівці, оскільки тут легше забезпечити рівномірне зрошення по всьому периметру теплообміну.

Основні переваги проведення технологічних процесів у тонкому шарі такі:

- коефіцієнт тепловіддачі до плівки завжди вищий, ніж коефіцієнт тепловіддачі під час течії рідини у всьому перерізі труби. Відношення цих коефіцієнтів зазвичай становить 2,2 і більше;

- збільшується площа поверхні контакту фаз, що особливо має значення під час масообміну;
- досягаються високі швидкості руху тонкого шару рідини, що різко скорочує час її стикання з поверхнею теплообміну;
- немає температурних втрат на гідростатичну депресію, оскільки рідина має постійну температуру кипіння по висоті внаслідок незмінності тиску по висоті;
- плівкові апарати мають відносно невеликий гідравлічний опір, малу металомісткість і їх розміщують на невеликій виробничій площі;
- найефективніше їх використовувати для обробки пінливих продуктів;
- плівкові апарати порівняно прості в експлуатації і дозволяють автоматизувати процес.

Досить поширена *пластинчаста* конструкція теплообмінників (рис. 10.6).

Канали для протікання теплоносіїв утворені паралельно розташованими пластинами. Апарати з такими каналами використовують для теплообміну середовищ з близькими за значеннями коефіцієнтами тепловіддачі.

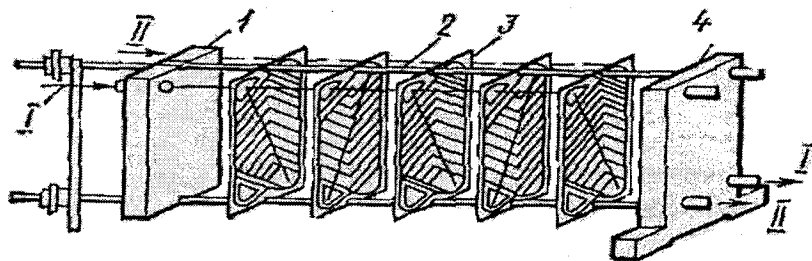


Рис. 10.6. Пластинчастий теплообмінник

Пластинчастий теплообмінник складається з двох кінцевих пластин 1 і 4, між якими десятьма натяжними болтами закріплено проміжні пластини 3 із нержавіючої сталі. За до-

помогою регулювальних штанг 2 забезпечується правильне положення пластин під час складання. Пластини зварено в пари, а пари пластин (канали) відділено одна від одної спеціальними міжпластинними ущільнювачами. З їх допомогою потік рідини розподіляють по каналах у потрібному напрямку. Теплообмінник не потребує особливого фундаменту, його можна встановлювати на підлогу. Кількість пластин теплообмінника точно визначено для необхідної потужності.

Теплообмінники проектують з урахуванням різниці температур і тисків води, що надходять із траси.

Пластини теплообмінника утворюють поверхню теплообміну, одночасно відокремлюючи середовища. На рис. 10.6 стрілками показано підведення і відведення теплоносіїв (I і II). Теплообмінники спроектовано так, щоб максимізувати теплообмін за мінімальної товщини пластини і максимального використання поверхні теплообміну.

Переваги пластинчастих теплообмінників:

- конструкція забезпечує високу теплообмінну здатність;
- завдяки турбулентному потоку теплообмін проходить інтенсивніше (примусова конвекція);
- турбулентний режим роботи теплообмінника зводить до мінімуму забруднення поверхонь теплообміну;
- легко розбирається для обслуговування і ремонту;
- очищення менш трудомістке порівняно з теплообмінниками інших типів;
- об'єм рідини в теплообміннику невеликий, унаслідок чого температурне регулювання здійснюється швидко;
- пластинчасті теплообмінники можна дуже гнучко підібрати за потужністю, яку в разі потреби легко змінити;
- немає загрози корозії завдяки можливості правильного підбору матеріалу пластин;

– легко виявити й усунути можливі течії через неправильне складання.

Більш компактні порівняно з пластинчастими *пластинчасто-ребристі* поверхні, у яких між плоскими пластинами розташовані гофри, які рідина обтікає уздовж. Це дає можливість розташувати більшу поверхню теплообміну в одиниці об'єму. У таких апаратах в 1 м³ об'єму можна розташувати до 1500 м² поверхні теплообміну. В одному з оребрених каналів рухається гаряче середовище, в другому – холодне. Підбираючи відповідні форми і розміри оребрення, можна інтенсифікувати процес теплообміну й отримати високі коефіцієнти теплопередачі і компактність апарата.

Апарати *зрошувального і випарного* типів використовують як конденсатори. Зрошувальні конденсатори горизонтального типу складаються з декількох трубчастих змійовиків, усередині яких протікає теплоносій, що конденсується. Змійовики зовні зрошуються водою, яка стікає каскадно у вигляді плівки з горизонтальних труб. Вода при цьому контактує з повітрям і між ними проходить тепло- і масообмін. Між теплоносієм, що конденсується, і водою теплообмін проходить через стінки труб. Отже, має місце комбінований принцип дії: рекуперативно-контактний.

Теплота переноситься від одного джерела до іншого, який розміщений на деякій відстані, за допомогою теплообмінного пристрою, котрий називають *тепловою трубою*. Принцип дії теплової труби полягає в тому, що відведення теплоти від джерела, що охолоджується, проходить за рахунок випаровування теплоносія в одному кінці теплової труби. А підведення теплоти – унаслідок конденсації того са-

мого теплоносія в іншому кінці пристрою. Оскільки змінюються фази теплоносія, то при цьому переноситься велика кількість теплоти через невеликі поверхні.

10.2. Розрахунок теплообмінних апаратів

Незважаючи на велику різноманітність теплообмінних апаратів, основні положення теплового розрахунку залишаються спільними.

Під час проектування нових типів апаратів мета теплового розрахунку – визначення площі поверхні теплообміну (конструктивний розрахунок). Якщо площу поверхні відомо, то мета розрахунку – визначення кількості теплоти, що передається, і кінцевих температур теплоносіїв (перевірний розрахунок).

Основні розрахункові рівняння для теплового розрахунку теплообмінних апаратів – рівняння теплового балансу та теплопередачі.

Рівняння теплопередачі відповідно до рівняння (3.5) має вигляд

$$Q = kF\Delta T. \quad (10.1)$$

Рівняння теплового балансу за відсутності теплових втрат у навколишнє середовище являє собою рівність теплового потоку Q_1 , що передається гарячим теплоносієм, тепловому потоку Q_2 , одержаному холодним теплоносієм:

$$\begin{aligned} Q = Q_1 = Q_2 &= M_1 c_{p1} (T_1' - T_1'') = M_2 c_{p2} (T_2' - T_2'') = \\ &= W_1 (T_1' - T_1'') = W_2 (T_2'' - T_2') \end{aligned} \quad (10.2)$$

або

$$Q = M_1 (h_1' - h_1'') = M_2 (h_2'' - h_2'), \quad (10.3)$$

де M_1, M_2 – масові витрати гарячого і холодного теплоносіїв, кг/с; c_{p1}, c_{p2} – середні питомі теплоємності теплоносіїв, кДж/(кг·К); T_1', T_1'' – температури гарячого теплоносія на вході і виході з апарата, К; T_2', T_2'' – температури холодного теплоносія на вході і виході з апарата, К; h_1', h_1'' – питомі ентальпії гарячого теплоносія на вході і виході з апарата, кДж/кг; h_2', h_2'' – питомі ентальпії холодного теплоносія на вході і виході з апарата, кДж/кг.

Величину $Mc_p = W$ (кВт/К) називають *водяним* або *умовним еквівалентом*. Він числово визначає масу теплоносія, яка за теплоємністю пропорційна теплоємності масових витрат теплоносія, що розглядається, за одиницю часу. На підставі цього можна записати рівняння теплового балансу

$$\frac{(T_1' - T_1'')}{(T_2'' - T_2')} = \frac{W_2}{W_1}, \quad (10.4)$$

тобто зміна температури однофазних теплоносіїв обернено пропорційна водяним еквівалентам. Рівняння (10.4) визначає нахил температурних кривих на графіках зміни температур (рис. 10.7).

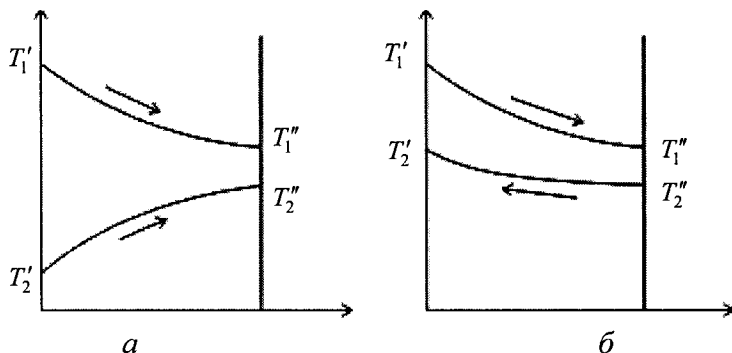


Рис. 10.7. Зміна температури робочих тіл у проточечійних (а) і протитечійних (б) теплообмінниках

З наведених графіків випливає, що зі зміною температур теплоносіїв змінюється різниця температур між ними, тобто змінюється температурний напір. У разі зміни агрегатного стану середовища його водяний еквівалент $W \rightarrow \infty$.

10.3. Визначення середнього температурного напору

Для визначення середнього температурного напору запишемо рівняння для кількості теплоти, що передається на елементарній поверхні нагріву dF (рис. 10.8):

$$dQ = k(T_1 - T_2)dF. \quad (10.5)$$

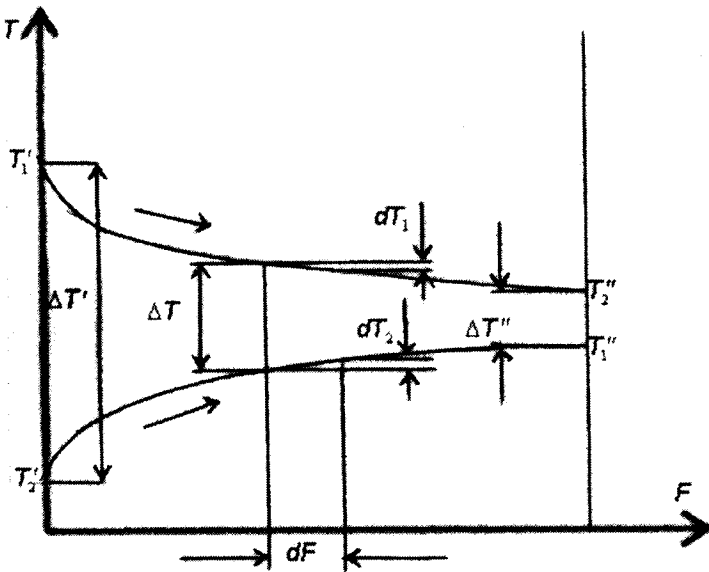


Рис. 10.8. Середній температурний напір

Унаслідок передачі гарячим теплоносієм теплоти dQ зменшується його температура на

$$dT_1 = \frac{-dQ}{M_1 c_{pm1}} = -\frac{dQ}{W_1}. \quad (10.6)$$

Температура холодного теплоносія при цьому підвищується на dT_2 :

$$dT_2 = \frac{dQ}{M_2 c_{pm2}} = \frac{dQ}{W_2}. \quad (10.7)$$

З рівняння (10.2) випливає:

$$W_1 = \frac{Q}{T_1' - T_1''}; \quad W_2 = \frac{Q}{T_2'' - T_2'}.$$

Підставимо ці значення в рівняння (10.6) і (10.7) і розв'яжемо їх разом з рівнянням (10.5), одержимо для прототечійних теплообмінних апаратів:

$$\frac{d(T_1 - T_2)}{T_1 - T_2} = -[(T_1' - T_1'') + (T_2'' - T_2')] \frac{k dF}{Q}. \quad (10.8)$$

Значення теплового потоку через стінку визначають за рівнянням (10.8) після інтегрування:

$$Q = kF \left[\frac{(T_1'' - T_2') - (T_1' - T_2'')}{\ln \frac{T_1' - T_2''}{T_1'' - T_2'}} \right] = kF \Delta T_{cp}, \quad (10.9)$$

де k – середній на поверхні нагріву коефіцієнт теплопередачі.

Аналогічно для протитечійних теплообмінних апаратів:

$$Q = kF \left[\frac{(T_1' - T_2'') - (T_1'' - T_2')}{\ln \frac{T_1' - T_2''}{T_1'' - T_2'}} \right] = kF \Delta T_{cp}. \quad (10.10)$$

Рівняння (10.9) і (10.10) описують процес теплопередачі у всьому апараті. З них зазвичай визначають необхідну площу поверхні теплообміну F .

Величину Q у цих рівняннях називають *продуктивністю*, або *тепловим навантаженням апарата*.

Величину ΔT_{cp} називають середнім логарифмічним температурним напором.

Позначимо найбільшу різницю температур гарячого і холодного теплоносіїв через ΔT_{δ} , а найменшу – через $\Delta T_{\text{м}}$; можемо записати загальний розв'язок для протитечії і прямотечії:

$$\Delta T_{\text{cp}} = \frac{\Delta T_{\delta} - \Delta T_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta T_{\delta}}{\Delta T_{\text{м}}}}. \quad (10.11)$$

У випадку, коли середній температурний напір постійний на всій поверхні, $\Delta T_{\text{cp}} = \Delta T_{\delta} = \Delta T_{\text{м}} = \text{const}$, а коли

$\frac{\Delta T_{\delta}}{\Delta T_{\text{м}}} > 0,6$ – середньоарифмічний напір можна замінити

на середньоарифметичний; його різниця від середньоарифмічного не перевищує 3 %:

$$\Delta T_{\text{cp}} = \frac{\Delta T_{\delta} + \Delta T_{\text{м}}}{2}. \quad (10.12)$$

За перехресної течії середній температурний напір можна визначити з рівняння $\Delta T_{\text{cp}} = E \Delta T$, де E – поправковий коефіцієнт, який знаходять залежно від значень P та R з відповідних графіків:

$$P = \frac{T_2'' - T_2'}{T_1' - T_2''}; \quad R = \frac{T_1' - T_1''}{T_2'' - T_2'}. \quad (10.13)$$

10.4. Визначення коефіцієнта теплопередачі

Коефіцієнт теплопередачі від гарячого середовища до холодного залежить від коефіцієнтів тепловіддачі α_1 і α_2 та термічного опору стінки поверхні теплообміну апарата.

Якщо в теплообмінному апараті коефіцієнт теплопередачі істотно змінюється на окремих ділянках поверхні теплообміну, вводять середній для поверхні коефіцієнт теплопередачі. Для плоскої стінки коефіцієнт теплопередачі визначають за рівнянням:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}. \quad (10.14)$$

Для циліндричної стінки, якщо віднести тепловий потік відповідно до внутрішньої та зовнішньої поверхонь

$$k_1 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_1}{\alpha_2 d_2}}; \quad (10.15)$$

$$k_2 = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} \frac{d_2}{d_1} + \frac{d_2}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (10.16)$$

де α_1, α_2 – коефіцієнти тепловіддачі всередині і зовні труб; d_1, d_2 – внутрішній і зовнішній діаметри.

Якщо $d_1/d_2 < 1,8$, то можна визначити коефіцієнт теплопередачі за формулою для плоскої стінки (10.14):

$$Q = k\pi d_0 l \Delta T_{cp}, \quad (10.17)$$

де $d_0 = d_2$, якщо $\alpha_1 \gg \alpha_2$; $d_0 = d_1$, якщо $\alpha_2 \gg \alpha_1$; $d_0 = 0,5(d_1 + d_2)$, якщо $\alpha_1 = \alpha_2$; l – довжина труб.

Якщо ввести лінійний коефіцієнт теплопередачі для циліндричної стінки

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}}, \quad (10.18)$$

то

$$Q = k_l \pi l \Delta T_{cp}. \quad (10.19)$$

Розрахункові залежності, потрібні для визначення коефіцієнтів тепловіддачі, наведено в попередніх розділах. Зокрема, в розд. 5 подано рекомендації для розрахунку тепловіддачі в трубах, а також за поздовжнього і поперечного обтікання пучків труб, за коридорного та шахового розташування труб (формули (5.55)–(5.60)).

Середню тепловіддачу для багаторядних пучків гладких труб при $z > 10$ визначають за формулою

$$\text{Nu}_p = C \text{Re}_p^n \text{Pr}_p^{0,36} \left(\text{Pr}_p / \text{Pr}_c \right)^{0,25}, \quad (10.20)$$

де для коридорних пучків при $\text{Re}_p = 5 \dots 10^3$ коефіцієнти $C = 0,56$ і $n = 0,50$; якщо $\text{Re}_p = 1 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$, $C = 0,28$ і

$$n = 0,60; \text{ для } S_2/\alpha_2 \geq 2 \text{ і } C = 0,2 \left[1 + \left(2 \frac{S_1}{d_2} - 3 \right) \left(1 - \frac{S_2}{d_2} \right)^3 \right]^{-2}$$

$n = 0,65$; при $S_2/d_2 < 2$, $S_1/d_2 \leq 1,5$ беруть $C = 0,2$. Якщо $\text{Re}_p > 2 \cdot 10^5$, коефіцієнти $C = 0,02$, $n = 0,84$.

За визначальний розмір беруть зовнішній діаметр труб d_2 , за розрахункову швидкість потоку – середню швидкість у найвужчому поперечному перерізі пучка, за визначальну температуру – середню температуру потоку T_p , а критерій Прандтля Pr_c визначають за середньою температурою стінки.

За кількості рядів $z > 10$ і $Re = 10^3 \dots 10^5$ критерій Нуссельта обчислюють за формулою

$$Nu = Nu_{z>10} C_z, \quad (10.21)$$

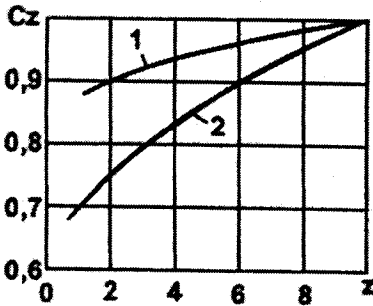


Рис. 10.9. Поправковий коефіцієнт C_z

де $Nu_{z>10}$ знаходять за формулою (10.20); C_z – поправковий коефіцієнт, який визначають за кривими рис. 10.9, де крива 1 належить до коридорних, а крива 2 – до шахових пучків.

10.5. Порядок конструктивного теплового розрахунку рекуперативного теплообмінного апарата

Розглянемо послідовність розрахунку кожухотрубного теплообмінного апарата, від якого мало відрізняються розрахунки інших типів рекуперативних теплообмінних апаратів.

У проектному завданні задають потужність або теплове навантаження Q , витрати теплоносіїв M_1 і M_2 , водяні еквіваленти, температури теплоносіїв на вході і виході T_1' , T_1'' , T_2' і T_2'' .

Ці величини пов'язані між собою рівнянням теплового балансу (10.2), яке з урахуванням теплових втрат у навколишнє середовище можна записати у вигляді

$$Q = \eta_{в.т} W_1 (T_1' - T_1'') = W_2 (T_2'' - T_2'), \quad (10.22)$$

де $\eta_{в,т}$ – коефіцієнт теплових втрат, який дорівнює 0,95...0,98.

Відомо також вид поверхні, деякі геометричні розміри (наприклад, діаметр труб, тип і розміри оребрення, схема розташування труб та інше), теплоносії, умови обтікання, швидкості руху.

Середню логарифмічну різницю температур визначають за формулою (10.11). За відповідними критеріальними рівняннями або розмірними формулами знаходять коефіцієнти тепловіддачі для гарячого і холодного теплоносіїв. Коефіцієнт теплопередачі розраховують за формулами підрозд. 10.4.

Площу поверхні нагріву обчислюють за формулою

$$F = \frac{Q}{k\Delta T_{cp}}. \quad (10.23)$$

Описаний порядок розрахунку використовують тоді, коли коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 не залежать від температури поверхні теплообміну. Проте в деяких процесах така залежність існує, наприклад, під час кипіння, конденсації, за вільної або ламінарної вимушеної течії. У цих випадках температуру стінки, коефіцієнт тепловіддачі, який залежить від неї, а також коефіцієнт теплопередачі можна визначити за *методом послідовних наближень*.

Задаються значенням середньої по поверхні теплообміну температури стінки T_c . Орієнтовно середню температуру стінки можна визначити за формулою

$$T_c = 0,5 \left(\frac{T_1' + T_1''}{2} + \frac{T_2' + T_2''}{2} \right), \quad (10.24)$$

де T_1' і T_1'' – початкова і кінцева температури гарячого теплоносія; T_2' і T_2'' – початкова і кінцева температури холодного теплоносія.

За загальними формулами розраховують α і k . При цьому також оцінюють окремі термічні опори. Визначають T_c , яка відповідає умовам стаціонарного режиму роботи апарата, тобто умовам, за яких густина теплового потоку від стінки апарата до середовища, яке омиває стінку, дорівнює густині теплового потоку від гарячого теплоносія до холодного. Математично ці умови записують у вигляді

$$\alpha(T_c - T) = \pm k\Delta T_{\text{cp}}, \quad (10.25)$$

звідки

$$T_c = T \pm \frac{k\Delta T_{\text{cp}}}{\alpha}, \quad (10.26)$$

де T – середня по поверхні температура середовища.

Розрахунок вважають завершеним, коли T_c , узята під час визначення α і визначена з рівняння (10.26), збігаються. Допустима похибка: $\pm(5...7)\%$.

Інший спосіб використання методу послідовних наближень для конструктивного розрахунку теплообмінних апаратів полягає в тому, що на початку розрахунку площу поверхні нагріву апарата попередньо визначають за формулою (10.23) за середньою різницею температур теплоносіїв для протитечії і за оціненим значенням коефіцієнта теплопередачі.

Середню логарифмічну різницю температур для випадку протитечії розраховують за формулою (10.11).

Коефіцієнт теплопередачі можна оцінювати за наближеними значеннями коефіцієнтів тепловіддачі, при цьому коефі-

цієнт теплопередачі має бути меншим за найменший коефіцієнт тепловіддачі.

Порядок значень коефіцієнта тепловіддачі $\alpha, \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, такий:

Вільна конвекція газів	5...30
Вільна конвекція води	$10^2 \dots 10^3$
Вимушена конвекція газів.....	20...200
Вимушена конвекція води.....	500...20 000
Вимушена конвекція масла і мазуту	150...500
Краплинна конденсація водяної пари	$4 \cdot 10^4 \dots 10^5$
Плівкова конденсація водяної пари	$4 \cdot 10^3 \dots 1,5 \cdot 10^4$
Бульбашкове кипіння води у великому об'ємі	$1,5 \cdot 10^3 \dots 6 \cdot 10^3$

За попередньо визначеною площею поверхні нагріву згідно з формулою (10.23) вибирають з таблиці у додатку тип теплообмінного апарата, для якого вказано точні значення площ поверхонь теплообміну, а також кількість труб n , діаметри труб: зовнішній d_3 і внутрішній d_6 або d_3/δ , де δ – товщина стінки, мм; довжину труби l . Такі апарати наведено на рис. 10.10 і 10.12.

На рис. 10.10 показано вертикальний одноходовий теплообмінний апарат жорсткої конструкції, тобто трубні дошки з болтовими отворами приварені до корпусу апарата (рис. 10.11, а).

На рис. 10.10 у кожуху 1 розміщено трубчатку 2, що складається з двох трубних дошок 3 і пучка труб 4, які розвальцьовані у трубних дошках. Для підведення і відведення теплоносіїв (гарячого і холодного) апарат має патрубки 5. З торців апарат обмежений днищами або кришками 6 і 7. Окремі вузли апарата з'єднують фланці 8 на болтах. Для кріплення теплообмінника застосовують вертикальні лапи 9.

Недолік одноходових теплообмінних апаратів – зазвичай мала швидкість руху теплоносіїв, що має особливе значення в однофазних середовищах, які не змінюють свій агрегатний стан. Тому одноходові теплообмінники характеризуються переважно зниженими коефіцієнтами теплопередачі.

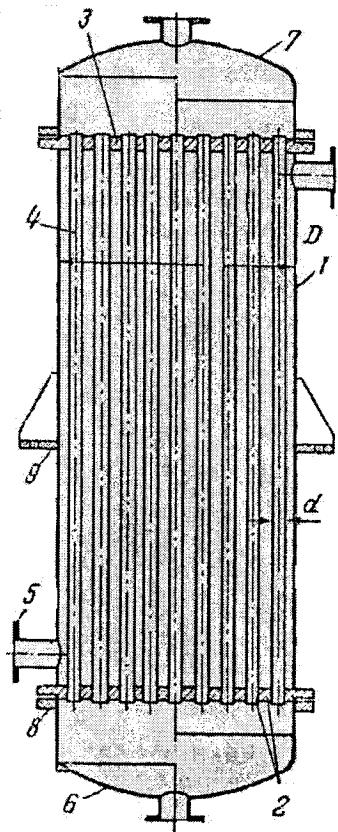
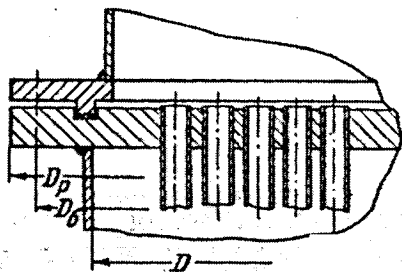
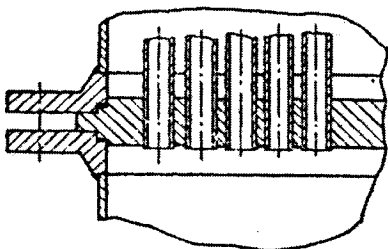


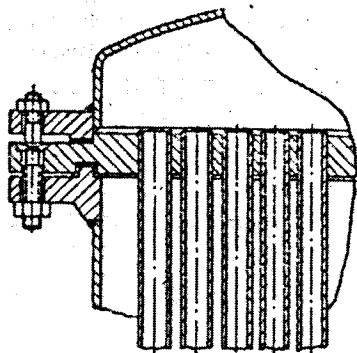
Рис. 10.10. Вертикальний одноходовий трубчастий теплообмінний апарат жорсткої конструкції:
1 – кожух; 2 – трубчатка; 3 – трубна дошка; 4 – пучок труб;
5 – патрубок; 6 – днище сферичне; 7 – кришка;
8 – фланець; 9 – лапа вертикальна



a



б



в

Рис. 10.11. Конструктивне оформлення нерухомих трубних дошок:
a – приварені до корпусу; *б* – зажаті між фланцями;
в – прикріплені болтами

Для підвищення коефіцієнтів теплопередачі використовують багатоходові теплообмінники, у яких змінюється кі-

лькість трубок в одному ході за однакової площі поверхні теплообміну, зменшується поперечний переріз трубок в одному ході, зростає швидкість руху теплоносія.

Типовий горизонтальний багатоходовий теплообмінний апарат показано на рис. 10.12. Він складається з тих самих основних вузлів і деталей, що і вищеписаний, відрізняється тільки розташуванням і типом лап для кріплення.

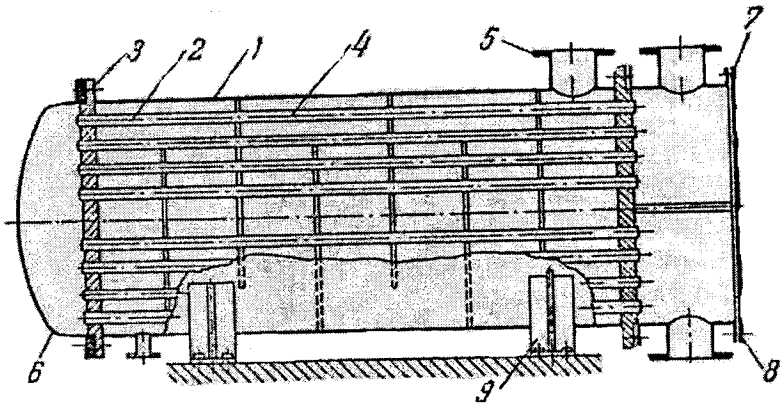


Рис. 10.12. Горизонтальний багатоходовий трубчастий теплообмінний апарат жорсткої конструкції:

- 1 – кожух; 2 – трубчатка; 3 – трубна дошка; 4 – пучок труб;
- 5 – патрубок; 6 – кришка сферична; 7 – кришка плоска;
- 8 – фланець; 9 – лапа горизонтальна

Перегородки в теплообмінних апаратах слугують для утворення в трубному або міжтрубному просторі декількох ходів. Найскладніше встановлення поперечних перегородок у міжтрубному просторі порівняно з розміщенням поздовжньої перегородки (рис. 10.13).

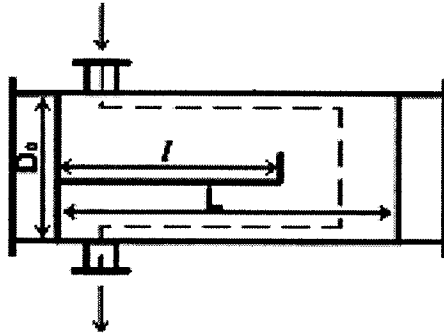


Рис. 10.13. Схема розміщення поздовжньої перегородки в міжтрубному просторі теплообмінного апарата

Кількість перегородок і розмір h визначають за конструктивним розрахунком. Товщина перегородок дорівнює 3...4 мм. Зазор між перегородкою і корпусом має бути мінімальним. Згідно з цим визначають діаметр перегородки D_p . Діаметр отворів у перегородці для трубок:

$$d_0 = (1,02 \dots 1,06)d_3, \quad (10.27)$$

де d_3 – діаметр трубок.

Кількість і схему розміщення отворів визначають за кількістю і розташуванням трубок в апараті.

Вибирати розташування трубок у трубних дошках потрібно з урахуванням таких вимог:

- досягнення максимальної компактності апарата;
- забезпечення достатньої міцності трубних дошок;
- забезпечення максимальної „технологічності”, тобто полегшення умов виготовлення і ремонту апаратів.

За геометричною конфігурацією розміщення трубок виконують за сторонами правильних багатокутників і за концентричними колами (рис. 10.14).

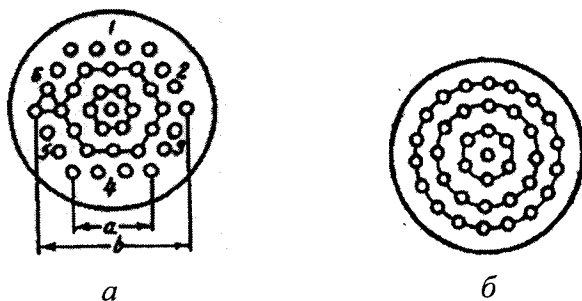


Рис. 10.14. Схема розміщення трубок у трубній дошці:
a – за сторонами правильних шестикутників;
б – за концентричними колами

Розташовуючи трубки за ходами, потрібно в кожному ході розміщати однакову кількість трубок.

Існує декілька способів розташування трубок за ходами, які відрізняються типом перегородок. Найчастіше використовують перегородки хордові, радіальні, дугові та їх комбінації (рис. 10.15).

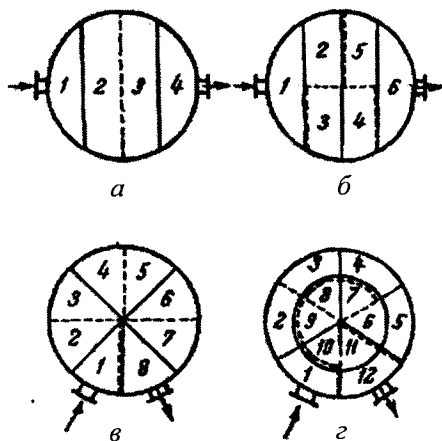


Рис. 10.15. Схеми розміщення перегородок у камерах багатходових теплообмінних апаратів:
a, б – хордові перегородки; *в* – радіальні перегородки;
г – комбіновані (радіальні й дугові) перегородки

Розміщення трубок за сторонами правильних шестикутників набуло переважного використання в техніці. Схему такого розташування показано на рис. 10.14, *а*. Якщо a – кількість трубок, розташованих за стороною найбільшого шестикутника, то загальну кількість трубок у пучку n_0 визначають за формулою

$$n_0 = 3a(a-1) + 1. \quad (10.28)$$

При цьому кількість пучків, розміщених по діагоналі найбільшого шестикутника,

$$v = 2a - 1. \quad (10.29)$$

У разі розміщення трубок за сторонами шестикутника частина трубної дошки залишається невикористаною, на рис. 10.14, *а* це сегменти l – $б$. У разі потреби на цих сегментах можна розташувати додаткову кількість трубок (10...18 % від загальної кількості трубок).

Схему розміщення трубок за концентричними колами наведено на рис. 10.14, *б*. Якщо x – порядковий номер кола, рахуючи від центральної трубки, то в кожному з концентричних рядів розташовано трубок

$$m_x = 2\pi x. \quad (10.30)$$

З округленням до найближчого меншого цілого числа, наприклад, для $x = 2$, отримаємо $m_2 = 12$; для $x = 5$ $m_5 = 30$. Отже, крок розташування трубок S для кожного з рядів різний, що ускладнює розмітку трубних дошок, їх виготовлення і складання апарата. Як показують порівняльні дані, компактність апаратів з розташуванням трубок за сторонами шестикутника і за концентричними колами однакова тільки за малих діаметрів D трубних дошок, які не перевищують значення $12S$ (кроків розташування трубок). При $D > 12S$ апарати з розташуванням трубок за концентрич-

ними колами стають більш громіздкими. Тому такий спосіб розміщення трубок не набув широкого використання.

Вибір кроку розміщення трубок S і способу кріплення їх у трубній дошці визначається умовами міцності трубної дошки і кріплення трубок.

Для сталевих трубних дошок і кріплення в них трубок вальцюванням, вибираючи крок розташування трубок S і відстань між двома сусідніми трубками t (рис. 10.16), слід урахувати, що при $d = 25 \dots 57$ мм прийнято

$$\beta = \frac{S}{d} = 1,23 \dots 1,28; \quad (10.31)$$

$$t = S - d = 7 \dots 13 \text{ мм.} \quad (10.32)$$

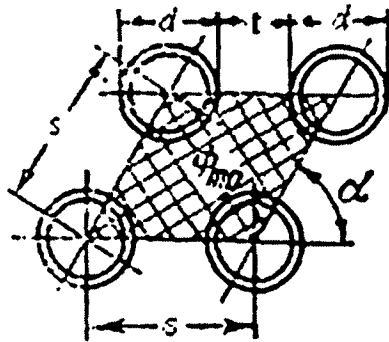


Рис. 10.16. Схема розміщення суміжних трубок у дошці

У разі горизонтального розташування апарата, коли в міжтрубному просторі конденсується пара, для зменшення товщини плівки конденсату і підвищення інтенсивності теплообміну намагаються зменшувати кількість трубок, які розміщені в одному вертикальному ряду і їх послідовно об-

тікає конденсат. З розташуванням трубок за вершинами шестикутника це завдання можна виконати двома способами:

1) горизонтально розташувати діагональ шестикутника (див. рис. 10.14, *a*);

2) повернути діагональ шестикутника на кут δ так, щоб конденсат, який стікає з верхніх трубок, надходив по дотичній до бічної поверхні наступного нижнього ряду трубок (рис. 10.17). Кут повороту δ можна визначити, розглядаючи трикутник abc , звідки знаходимо:

$$\sin(30^\circ - \delta) = \frac{bc}{ac} = \frac{d}{2S} = \frac{1}{2\beta}. \quad (10.33)$$

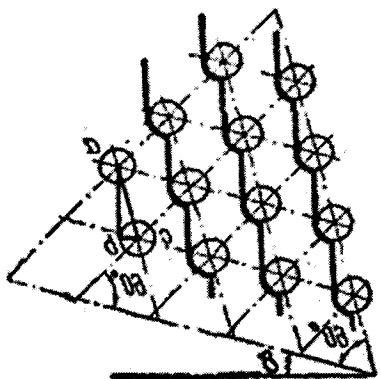


Рис. 10.17. Поворот діагоналі шестикутника в горизонтальних теплообмінниках

Наприклад, якщо $\beta = \frac{S}{d} = 1,25$, отримуємо $\delta = 6^\circ 30'$.

Наведені способи розташування трубок стосуються однокерових теплообмінників. У багатокерових апаратах слід урахувувати наявність перегородок, тому загальна кількість трубок для певного діаметра трубної дошки буде менша.

Розрахунок проточної частини трубного простору базується на використанні рівняння безперервності потоку:

$$V_1 = \frac{M_1}{\rho_1} = 3600 f_1 \omega_1, \quad (10.34)$$

звідки визначають площу перерізу трубок одного ходу:

$$f_1 = \frac{V_1}{\omega_1} = \frac{M_1}{3600 \rho_1 \omega_1}, \quad (10.35)$$

де V_1 – об'ємна витрата робочого середовища, м³/год; M_1 – масова витрата робочого середовища, кг/год; ω_1 – швидкість руху середовища, м/с; ρ_1 – густина середовища, кг/м³.

Швидкість руху рідин усередині апаратів можна брати у межах від 0,1 до 0,3 м/с. За швидкості більше ніж 3 м/с починається ударне зношування частин, які стикаються з рідиною. Якщо в продукті є тверді домішки, то швидкість має бути не менше ніж 1,5 м/с, щоб уникнути їх осідання в каналах. У зміювиках швидкість рідини беруть близько 1 м/с, а газів – до 10 м/с. У спіральних теплообмінниках швидкість рідин – близько 2 м/с, а в пластинчастих – у межах 0,3...1,2 м/с.

Площу перерізу одного ходу також визначають за співвідношенням:

$$f_1 = \frac{\pi d_b^2}{4} n_1, \quad (10.36)$$

звідки знаходять кількість трубок одного ходу:

$$n_1 = \frac{4 f_1}{\pi d_b^2}, \quad (10.37)$$

де d_b – внутрішній діаметр трубок, м.

Поверхня одноходового теплообмінного апарата складається з поверхні всіх трубок:

$$F = \pi d_p L_1 n_1, \quad (10.38)$$

де d_p – розрахунковий діаметр трубок, м.

Якщо коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 – це величини одного порядку, то за d_p беруть середнє арифметичне значення між зовнішнім і внутрішнім діаметрами трубки:

$$d_p = \frac{1}{2}(d_s + d_b). \quad (10.39)$$

Якщо коефіцієнти тепловіддачі α_1 і α_2 числово суттєво різні, то за розрахунковий діаметр d_p треба брати діаметр з боку ділянки теплообміну з меншим значенням коефіцієнта тепловіддачі.

За формулою (10.38) визначають розрахункову довжину однієї трубки для одного ходу:

$$L_1 = \frac{F}{\pi d_p n_1}. \quad (10.40)$$

Робочу довжину трубок L рекомендують брати у межах 3...4 м (за великих поверхонь теплообміну – понад 300 м² – використовують трубки завдовжки 6...7 м).

Кількість ходів у трубному просторі становить:

$$z = \frac{L_1}{L}. \quad (10.41)$$

Загальна кількість трубок прийнятої довжини в багатоходовому апараті

$$n = z n_1. \quad (10.42)$$

Бажано брати парну кількість ходів, оскільки в такому разі підведення і відведення продукту буде виконуватись

біля однієї кришки апарата, що спрощує конструкцію апарата і комунікацій.

Розташовуючи трубки (із зовнішнім діаметром $d_3 = 25...57$ мм), крок їх розташування S (відстань між осями сусідніх трубок) треба обирати згідно з такими рекомендаціями:

Діаметр трубок d_3/d_b , мм	25/21	38/34	57/52
Крок трубок S , мм	32	48	70

Внутрішній діаметр корпусу теплообмінного апарата D_0 визначають залежно від активної площі трубної дошки Π , розташованої в цьому корпусі; її розраховують за формулою

$$\Pi = \frac{\pi D_0^2}{4}, \quad (10.43)$$

звідки

$$D_0 = \sqrt{\frac{4\Pi}{\pi}}. \quad (10.44)$$

Активна площа трубної дошки складається з корисної площі Π_k , яка припадає на розташування в дошці трубок, і вільної площі Π_b , не заповненої трубками:

$$\Pi = \Pi_k + \Pi_b.$$

Корисна площа трубної дошки прямо пропорційна кількості трубок апарата:

$$\Pi_k = n\Pi_{тр}, \quad (10.45)$$

де $\Pi_{тр}$ – площа дошки, яка потрібна для розташування однієї трубки (у тому числі і міжтрубний простір), як це показано на рис. 10.16.

З розташуванням трубок за вершинами правильних багатокутників (див. рис. 10.14) площу $\Pi_{\text{тр}}$ визначають за співвідношенням

$$\Pi_{\text{тр}} = S^2 \sin \alpha, \quad (10.46)$$

де S – крок розташування трубок; α – кут, який утворюють центральні лінії трубних рядів.

Якщо трубки розташовано за вершинами рівнобічних трикутників (шахове розташування), $\alpha = 60^\circ$ і $\sin \alpha = 0,866$; якщо за вершинами квадратів (коридорне розташування) – $\alpha = 90^\circ$ і $\sin \alpha = 1$.

До вільної площі трубної дошки належить площа на периферії трубного пучка, смуги для розташування перегородок у камерах багатоходових апаратів і т. ін. Вона становить приблизно 10...40 % від $\Pi_{\text{к}}$.

Отже, можна записати:

$$\Pi = \Pi_{\text{к}} + \Pi_{\text{в}} = \frac{\Pi_{\text{к}}}{\psi} \quad (10.47)$$

або

$$\Pi = \frac{nS^2 \sin \alpha}{\psi}, \quad (10.48)$$

де ψ – коефіцієнт заповнення трубної дошки.

У разі розміщення трубок за сторонами шестикутників можна брати:

- для одноходових теплообмінників $\psi = 0,8...0,9$;
- для багатоходових теплообмінників $\psi = 0,6...0,8$.

Для малої кількості трубок і більшої кількості ходів у трубному просторі беруть величину ψ . З розміщенням трубок за концентричними колами ψ зменшується на 5...10 %, з розміщенням за вершинами квадратів – на 15 %.

Підставивши вираз (10.48) у формулу (10.44), отримаємо:

$$D_0 = 1,13\beta d_3 \sqrt{\frac{n}{\psi} \sin \alpha}, \quad (10.49)$$

де $\beta = \frac{S}{d_3}$.

Аналіз формули (10.49) показує, що для зменшення діаметра корпусу кожухотрубного теплообмінного апарата потрібно:

- вибирати по можливості невеликі діаметри трубок d_3 ;
- розміщати трубки в дошках за вершинами рівнобічних трикутників ($\alpha = 60^\circ$ і $\sin \alpha = 0,866$);
- зменшувати по можливості β , але не менше 7 мм;
- по можливості збільшувати значення ψ .

Внутрішній діаметр багатоходового теплообмінника по трубному простору визначають зазвичай графічно з урахуванням розміщення перегородок і анкерних болтів для кріплення трубних дошок.

Внутрішній діаметр корпусів апаратів, виготовлених зварюванням з листового металу, слід брати від 400 до 3 000 мм через кожні 200 мм. Для корпусів, які виготовляють з готових труб, рекомендується брати труби із зовнішнім діаметром 159, 273 або 325 мм.

Кількість ходів у міжтрубному просторі $z_{\text{мтр}}$ можна визначити за формулою

$$z_{\text{мтр}} = \frac{900\pi(D_0^2 - n^2)\rho\omega_{\text{мтр}}}{M_{\text{мтр}}}, \quad (10.50)$$

де D_0 – внутрішній діаметр корпусу, м; n – загальна кількість трубок; d_3 – зовнішній діаметр трубок, м; ρ – густина

рідини в міжтрубному просторі, $\text{кг}/\text{м}^3$; $\omega_{\text{мтр}}$ – швидкість руху рідини в міжтрубному просторі, $\text{м}/\text{с}$; $M_{\text{мтр}}$ – витрата рідини в міжтрубному просторі, $\text{кг}/\text{год}$.

Рекомендована кількість ходів у міжтрубному просторі – 1, 2, 3, 4, 6, 12.

Відстань h між сегментними перегородками, розташованими всередині корпусу багатоголового апарата в міжтрубному просторі, визначають за формулою

$$h = \frac{F_{\text{мтр}}}{D_0 \left(1 - \frac{d_3}{S}\right)}, \quad (10.51)$$

де $F_{\text{мтр}}$ – площа перерізу міжтрубного простору, м^2 .

Ширину перегородок беруть у межах $(0,6 \dots 0,8) D_0$.

Площу перерізу одного ходу в міжтрубному просторі f_2 визначають також з рівняння нерозривності потоку:

$$f_2 = \frac{M_2}{3600 \rho_2 \omega_2}, \quad (10.52)$$

де M_2 – годинна витрата робочого середовища, $\text{кг}/\text{год}$; ω_2 – швидкість руху, $\text{м}/\text{с}$; ρ_2 – густина середовища в міжтрубному просторі, $\text{кг}/\text{м}^3$.

У найпростішому випадку – за одноходового і поздовжнього руху робочого середовища в міжтрубному просторі – площу перерізу f_2 визначають умовами розміщення трубного пучка:

$$f_2 = n \left(\frac{S^2 \sin \alpha}{\psi} - \frac{\pi d_3}{4} \right), \quad (10.53)$$

де n – загальна кількість трубок апарата.

За однакових об'ємів робочих середовищ V_1 і V_2 швидкість руху середовища в міжтрубному просторі ω_2 одноходового апарата становить 0,7 від швидкості ω_1 руху робочого середовища в трубному просторі:

$$\omega_2 \approx 0,7\omega_1. \quad (10.54)$$

За менших V_2 швидкість ω_2 буде ще меншою.

За поздовжнього руху і одного ходу або за кількості ходів, що дорівнюють кількості ходів у трубному просторі, швидкість руху робочого середовища в міжтрубному просторі визначають за формулою

$$\omega_2 = \omega_1 \frac{V_2}{V_1} \frac{d_3^2}{\frac{4 S^2 \sin \alpha}{\pi \psi} - d_3^2}. \quad (10.55)$$

У міжтрубному просторі перегородки, які відокремлюють ходи, можуть розміщуватись поздовжньо або поперечно. За поздовжнього розміщення кількість перегородок

$$m_2 = z_2 - 1.$$

Для зручності підключення апарата слід вибирати парну кількість ходів. У випадку двоходового апарата для діаметрального перерізу:

$$f_2 = D_0(L-l) - \epsilon d_3(L-l) \approx D_0(L-l)(1 - x_{\text{поп}}), \quad (10.56)$$

де L – довжина трубок апарата, м; l – довжина поздовжньої перегородки, м; $x_{\text{поп}}$ – ступінь заповнення перерізу трубками у поперечному напрямку за повороту потоку між ходами, $x_{\text{поп}} = 0,75 \dots 0,8$; ϵ – кількість трубок, розміщених за діаметром трубної дошки.

З формули (10.56):

$$l = L - \frac{f_2}{D_0 - \varepsilon d_3} \quad (10.57)$$

або

$$l \approx L - \frac{f_2}{D_0(1 - x_{\text{ноп}})}. \quad (10.58)$$

Створюючи багатоходовий апарат по міжтрубному простору поперечними перегородками, їх виконують у формі сегментів (рис. 10.18). Переріз потоку в поперечному напрямку відносно осей трубок:

$$f_2' = \frac{L}{z_2}(D_0 - \varepsilon d_3) = \frac{LD_0}{z_2}(1 - x_{\text{ноп}}) \quad (10.59)$$

і в поздовжньому напрямку трубок за повороту потоку міжходами:

$$f_2'' = \left(\frac{\pi D_0^2}{4} \frac{\omega}{360} - \frac{D_0^2}{8} \sin \omega \right) (1 - x_{\text{поз}}), \quad (10.60)$$

де ω – центральний кут сегмента перегородки, ...°; $x_{\text{поз}}$ – ступінь заповнення перерізу трубками в поздовжньому напрямку; $x_{\text{поз}} = 0,4 \dots 0,5$.

Кількість ходів визначають згідно з рівнянням (10.59):

$$z_2 = \frac{L}{f_2'}(D_0 - \varepsilon d_3) \quad (10.61)$$

або

$$z_2 = \frac{LD_0}{f_2'}(1 - x_{\text{ноп}}). \quad (10.62)$$

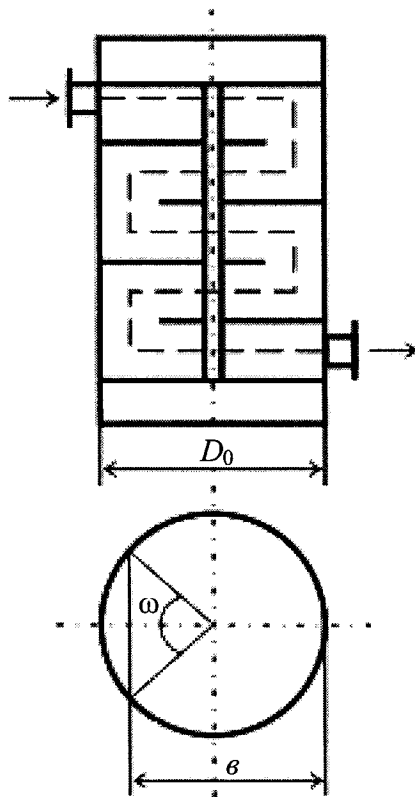


Рис. 10.18. Схема розміщення сегментних (поперечних) перегородок у міжтрубному просторі теплообмінного апарата

Вибір ширини перегородки дає можливість додержуватись умови $f_2' = f_2''$. За умов $\omega = 100 \dots 150$,

$$\phi = (0,6 \dots 0,8) D_0. \quad (10.63)$$

Розміщення перегородок у міжтрубному просторі ускладнює конструкцію апарата, тому їх наявність небажана. Такі перегородки ставлять, коли обидва середовища перебувають в однаковому фазовому стані (рідинно-рідинні або газо-

газові). Для парорідинних середовищ у міжтрубному просторі перегородки не потрібні.

Визначення діаметрів патрубків теплообмінних апаратів і діаметрів трубопроводів. Діаметри патрубків та трубопроводів визначають за рівнянням об'ємної витрати:

$$V_{\tau} = 3600 f \omega = 3600 \frac{\pi d^2}{4} \omega^2 \quad (10.64)$$

або в одиницях маси:

$$M_{\tau} = 3600 f \omega \rho = 3600 \frac{\pi d^2}{4} \omega \rho, \quad (10.65)$$

де $f = \frac{\pi d^2}{4}$ – площа перерізу патрубка або трубопроводу, м²;

d – діаметр трубопроводу або патрубка, м; ω – швидкість руху рідини або газу, м/с; ρ – густина рідини або газу, кг/м³.

Розв'язуючи ці рівняння відносно діаметра трубопроводу або патрубка, маємо:

$$d = \sqrt{\frac{V_{\tau}}{2826\omega}} \quad (10.66)$$

або

$$d = 1,13 \sqrt{\frac{M_{\tau}}{3600\omega\rho}}. \quad (10.67)$$

Якщо через трубопроводи проходить пара, зручніше користуватись не густиною ρ , а питомими об'ємами відповідного стану пари $v = \frac{1}{\rho}$. Тоді формула (10.66) набуває вигляду:

$$d = \sqrt{\frac{M_{\tau} v}{2826\omega}}, \quad (10.68)$$

де M_{τ} – витрати пари, кг/год; $M_{\tau v}$ – об'ємна витрата пари, м³/год.

Швидкість руху робочих середовищ у патрубку має по можливості збігатися зі швидкістю середовища в апараті, яку визначають у тепловому і гідродинамічному розрахунках. Діаметр патрубка треба узгодити з діаметром трубопроводу, який належить даному апарату.

Вибираючи швидкості, можна керуватись такими орієнтовними даними:

Швидкість руху у трубопроводах, м³/год

Рідини

рух самопливом

нев'язкі.....	0,5...2,0
в'язкі	0,5...1,0

рух у трубопроводах насосів

всмоктувальних.....	0,8...2,0
нагнітальних.....	1,5...3,0

Гази

природна тяга.....	2...4
невеликі тиски (вентилятори тощо).....	4...15
великі тиски (компресори).....	15...25

Пара

насичена за абсолютного тиску (бар)

1 і більше	15...40
1,0...0,5	20...40
0,5...0,2	40...60
0,2...0,005	60...70

перегріта.....	30...50
пароповітряна суміш (вторинна пара тощо).....	30...35

З підвищенням швидкості відповідно зменшується діаметр трубопроводу й економиться метал. Але при цьому різко зростають гідравлічні опори і тим самим зростають витрати енергії на переміщення рідини або газу.

10.6. Гідравлічний розрахунок теплообмінного апарата

Основна мета гідравлічного розрахунку – визначення *гідравлічного опору апарата* Δp , тобто величини втрати тиску робочого середовища, пов'язаної з проходженням останнього через апарат. Величина цієї втрати визначає витрату потужності на подолання гідравлічного опору, що, у свою чергу, визначає економічність роботи теплообмінного апарата. Але при цьому треба пам'ятати, що зниження гідравлічного опору можливе за рахунок зниження швидкості руху середовища в апараті, що веде до зменшення значень коефіцієнта теплопередачі i , тим самим, до збільшення площі поверхні теплообміну апарата. Отже, швидкість руху робочих середовищ потрібно брати в певних оптимальних межах, які визначаються, з одного боку, вартістю поверхні теплообміну апарата, а з іншого – вартістю енергії, витраченої під час експлуатації.

Слід звернути увагу на те, що навіть за простих конструкцій теплообмінних апаратів гідродинамічна картина руху робочих середовищ досить складна. Тому гідравлічний розрахунок апаратів зазвичай має наближений характер і базується переважно на дослідних даних.

Гідравлічний опір апарата Δp складається з втрати тиску на подолання опору тертя Δp_T у тракці апарата і втрати тиску на подолання місцевих опорів $\Delta p_{м.о}$:

$$\Delta p = \Delta p_T + \Delta p_{м.о}. \quad (10.69)$$

Втрати тиску на тертя визначають за формулою

$$\Delta p_T = \lambda \frac{l}{d_{\text{екв}}} \frac{\omega^2 \rho}{2}, \quad (10.70)$$

де λ – коефіцієнт опору тертя (величина безрозмірна і залежить від режиму руху середовища та шорсткості стінок каналу); l – довжина каналу, м; $d_{\text{екв}}$ – еквівалентний діаметр каналу, м; ω – швидкість руху робочого середовища в каналі, м/с; ρ – густина середовища, кг/м³.

Еквівалентний діаметр для каналів будь-якого перерізу

$$d_{\text{екв}} = \frac{4f}{u}, \quad (10.71)$$

де f – площа поперечного перерізу каналу, м²; u – периметр перерізу, м.

Місцеві опори зумовлені наявністю в апаратах пристроїв, які змінюють напрямок руху середовища або форму потоку (повороти, коліна, звуження та розширення перерізу потоку і т. ін.).

Втрату тиску на подолання місцевих опорів розраховують за формулою

$$\Delta p_{\text{м.о}} = \zeta \sum \frac{\omega^2 \rho}{2}, \quad (10.72)$$

де ζ – коефіцієнт місцевого опору.

Повний гідравлічний опір визначають за формулою

$$\Delta p = \left(\lambda \frac{l}{d_{\text{екв}}} + \sum \zeta \right) \frac{\omega^2 \rho}{2}. \quad (10.73)$$

Коефіцієнт опору тертя для ламінарного режиму руху середовища не залежить від шорсткості стінок каналу; згідно із законом Пуазейля його визначають за формулою

$$\lambda = \frac{64}{\text{Re}}. \quad (10.74)$$

Значення Re :

$$\text{Re} = \frac{wl}{\nu}.$$

Шорсткість стінок каналу також не має великого значення за турбулентного режиму руху і невисоких значень критерію Рейнольдса (до 10^5). Коефіцієнт опору тертя розраховують за формулою:

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 1,82 \lg Re - 1,64. \quad (10.75)$$

За турбулентного режиму руху і високих значень критерію Рейнольдса ($Re > 10^5$) коефіцієнт опору тертя визначають за формулою

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda}} = 2 \lg \frac{3,7}{\varepsilon}, \quad (10.76)$$

де $\varepsilon = \frac{K}{d}$ – відносна шорсткість труби; d – діаметр труби;

K – абсолютна середня шорсткість поверхні труби.

Орієнтовні значення коефіцієнта K для наближених розрахунків можна брати в таких межах:

Сталеві труби нові	0,06...0,1
Сталеві труби, які були в експлуатації, з незначною корозією	0,1...0,2
Сталеві або чавунні труби старі, забруднені.....	0,5...2,0
Чавунні труби нові.....	0,35...1,0

За основу рівнянь (10.74)–(10.76) узято рівняння для ізотермічного режиму течії. Вплив неізотермічності режиму течії на опір тертя можна врахувати з допомогою поправки

$\left(\frac{Pr_c}{Pr_p} \right)^{1/3}$. Тоді формулу для розрахунку коефіцієнта опору

тертя для неізотермічної течії можна записати так:

$$\lambda = \lambda_{\text{із}} \left(\frac{Pr_c}{Pr_p} \right)^{1/3}. \quad (10.77)$$

Коефіцієнт місцевих опорів ζ у більшості випадків визначають дослідно.

Розраховуючи місцеві опори для окремих випадків, можна брати такі значення коефіцієнтів:

Вентиль прохідний, $d = 50$ мм	
за повного відкриття	4,6
Засувка звичайна	0,5...1,0
Кран прохідний.....	0,6...2,0
Коліно гладке 90° , $R = d$	0,3
Те саме, $R = 4d$	1,0
Вхідна або вихідна камера (удар та поворот)	1,5
Поворот на 180° з однієї секції в іншу через проміжну камеру.....	2,5
Вхід у міжтрубний простір під кутом 90° до робочого потоку	1,5
Поворот на 180° через перегородку у міжтрубному просторі	1,5
Вихід з міжтрубного простору під кутом 90°	1,0

Розраховані перепади тиску порівнюють із заданими. Якщо перепад тисків більше від заданого, то уточнюють значення критерію Рейнольдса і повторюють розрахунок.

Тепловий і гідродинамічний розрахунки повторюють доки, доки знайдені перепади тисків не дорівнюватимуть заданим значенням з точністю 3...5 %.

Кінцева мета гідравлічного розрахунку – визначення потужності, яка витрачається на перекачування робочого середовища через апарат. Ефективну потужність приводу насоса знаходять за формулою

$$N_e = \frac{M_\tau \Delta p}{1000 \rho \eta_{вi} \eta_m}, \quad (10.78)$$

де M_τ – витрата робочого середовища, кг/с; Δp – гідравлічний опір апарата, Н/м²; ρ – густина робочого середовища, $\eta_{вi}$ – внутрішній відносний ККД насоса, $\eta_{вi} = 0,75 \dots 0,80$; η_m – механічний ККД насоса, $\eta_m = 0,93 \dots 0,96$.

Ефективну потужність вентилятора або димососа розраховують за формулою (10.78), яка справедлива для нестисливої рідини, оскільки різниця тисків у вхідному і вихідному патрубках цих машин мала.

Для визначення електричної потужності $W_{ел}$, яка витрачається на привід насоса, потрібно в знаменнику рівняння (10.78) поставити ще ККД електричного двигуна $\eta_{ел.д} = 0,96 \dots 0,98$.

Оцінюючи досконалість конструкції теплообмінного апарата, використовують характеристики його маси і розміру; їх називають *компактністю* S_T , визначають як відношення площі поверхні теплообміну F до об'єму V теплообмінного апарата:

$$S_T = \frac{F}{V}. \quad (10.79)$$

Величину S_T порівнюють з відповідними величинами існуючих апаратів. Отже, конструктивний розрахунок теплообмінного апарата завершується визначенням технічних і

енергетичних показників установки, потрібних для економічних розрахунків, що визначають витрати і собівартість нагрівання або охолодження.

10.7. Перевірний розрахунок теплообмінного апарата

У проектному завданні для проведення перевірного розрахунку задають конструкцію теплообмінного апарата, площу поверхні нагріву F , довжину трубок L , кількість трубок n , зовнішній і внутрішній діаметри трубок d_3 і $d_в$, площі прохідних перерізів теплоносіїв f_1 і f_2 , витрати теплоносіїв M_1 і M_2 , температури теплоносіїв на вході в теплообмінний апарат t'_1 , t'_2 , тиски теплоносіїв у резервуарах, з яких вони забираються.

Треба визначити температури теплоносіїв на виході з теплообмінного апарата та його потужність. Розглянемо послідовність розрахунку кожухотрубного теплообмінного апарата. Використаємо метод послідовних наближень. Потрібно задатись кінцевими температурами теплоносіїв t''_1 і t''_2 . Це дасть можливість визначити середні арифметичні температури теплоносіїв за формулами

$$\begin{aligned} t_{1c} &= \frac{1}{2}(t'_1 + t''_1); \\ t_{2c} &= \frac{1}{2}(t'_2 + t''_2). \end{aligned} \tag{10.80}$$

Середню арифметичну різницю температур теплоносіїв визначають за формулою

$$\theta_{cp} = t_{1c} - t_{2c}. \tag{10.81}$$

За літературними даними знаходять, за середніх арифметичних температур, теплофізичні властивості теплоносіїв ρ , C_p , λ , ν , критерій Pr . За формулою $Re = \frac{\omega d}{\nu}$ одержують значення критерію Рейнольдса. При цьому задають відповідні значення швидкостей руху теплоносіїв. Залежно від характеру теплообміну вибирають відповідні критеріальні рівняння, з яких отримують значення критеріїв Нуссельта і коефіцієнтів тепловіддачі α_1 і α_2 . Беруть термічний опір стінки труби $\sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}$. Розраховують коефіцієнт теплопередачі k за формулою (10.14).

Значення водяних еквівалентів знаходять за формулами

$$W_1 = M_1 C_{p1}; \quad W_2 = M_2 C_{p2}.$$

Перепади температур теплоносіїв для прототечійної схеми розраховують за формулами

$$\Delta t_1 = (t'_1 - t'_2) \frac{1 - e^{-\left(1 + \frac{W_1}{W_2}\right) \frac{kF}{W_1}}}{1 + \frac{W_1}{W_2}}; \quad (10.82)$$

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \frac{W_1}{W_2}. \quad (10.83)$$

Для протитечійної схеми перепади температур теплоносіїв визначають за формулами

$$\Delta t_1 = (t'_1 - t'_2) \frac{1 - e^{-\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right) \frac{kF}{W_1}}}{1 + \frac{W_1}{W_2} e^{-\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right) \frac{kF}{W_1}}}; \quad (10.84)$$

$$\Delta t_2 = \Delta t_1 \frac{W_1}{W_2}. \quad (10.85)$$

Кінцеві температури теплоносіїв визначають за формулами

$$t_1'' = t_1 - \Delta t_1; \quad (10.86)$$

$$t_2'' = t_2' - \Delta t_2. \quad (10.87)$$

Якщо знайдені значення кінцевих температур теплоносіїв відрізняються від заданих більше ніж на 3...5 %, то задаються новими значеннями t_1'' , t_2'' і повторюють розрахунок. Таким чином розрахунок повторюють доти, доки знайдені значення збігаються з попередньо заданими в останньому наближенні з точністю 3...5 %.

Для випадку перехресної течії розрахунок ведуть як для прямої течії або протитечії, оскільки значення кінцевих температур знаходяться між такими значеннями для прямої течії і протитечії.

Для змішаної течії використовують формули для протитечії.

Потужність теплообмінного апарата знаходять за формулами

$$Q = M_1 C_{pm1} (t_1' - t_1'') = W_1 \Delta t_1; \quad (10.88)$$

$$Q = M_2 C_{pm2} (t_2'' - t_2') = W_2 \Delta t_2; \quad (10.89)$$

$$Q = kF\theta_{cp}. \quad (10.90)$$

Ефективну потужність насоса визначають за формулою (10.78).

10.8. Порівняння схем теплообмінних апаратів

Як видно з рис. 10.8, за прямотечії кінцева температура холодного теплоносія завжди нижча за кінцеву температуру гарячого теплоносія. За протитечії кінцева температура холодного теплоносія може бути вища за кінцеву температуру гарячого теплоносія (див. рис. 10.7, б). Отже, за однакових початкових температур холодного теплоносія при протитечії можна нагріти його до вищої температури порівняно з температурою при прямотечії.

За протитечії середній температурний напір за однакових умов більше, ніж за прямотечії, тому потрібна поверхня нагріву за протитечії менше. Отже, з теплотехнічного погляду протитечія вигідніша порівняно з прямотечією, але на практиці протитечія не завжди допустима через можливість перегріву на ділянці, де теплообмінний апарат з обох боків омивається робочими теплоносіями з найвищою температурою.

10.9. Економічність теплообмінних апаратів

Економічність теплообмінних апаратів має велике значення, оскільки в багатьох галузях промисловості (хімічній, харчовій) ці апарати становлять значну частину технологічного обладнання. У машинобудуванні економію отримують, знижуючи металомісткість і собівартість виготовлення апаратів.

В умовах виробництва економії досягають завдяки зручності експлуатації теплообмінних апаратів, надійності конструкції, ремонту, зменшенню витрат води, пари та енергії.

Економічність апаратів переважно залежить від конструкторського вирішення. Розглянемо основні питання, від яких залежить економічність теплообмінних апаратів.

Металомісткість апарата залежить від площі поверхні теплообміну і конструктивної форми каркаса, у якому розташована ця площа.

Відношення площі поверхні теплообміну до об'єму простору апарата називають *коефіцієнтом компактності*. Площа поверхні теплообміну значною мірою визначає масу всієї теплообмінної установки. Форма і розмір теплообмінного каналу впливають на форму і розмір каркаса. Наприклад, паралельне розміщення пластин з малою відстанню між ними дозволяє розташувати в певному об'ємі більшу поверхню теплообміну. Коефіцієнт компактності трубчастих апаратів залежить від діаметра трубок. Чим менше діаметр трубок, тим вище коефіцієнт компактності і тим економічніша конструкція апарата. За малих діаметрів трубок коефіцієнти компактності пластинчастих і трубчастих апаратів стають наближеними.

У питанні скорочення маси металу вирішальні два параметри: у трубчастих апаратах – діаметр трубок d і швидкість руху робочого середовища ω , а в пластинчастих – висота h і швидкість ω . Ті самі параметри визначають енергетичні витрати на переміщення робочого середовища. За заданих потужності і температурного режиму зі збільшенням швидкості течії робочого середовища різко зменшується площа поверхні теплообміну унаслідок зменшення ширини каналу. Довжина каналу зі збільшенням швидкості зростає і зростають втрати напору. Якщо взяти два апарати – трубчастий і пластинчастий, то відношення їх площ поверхонь теплообміну має такий вигляд:

$$\frac{F_{\text{тр}}}{F_{\text{пл}}} = \frac{\alpha_{\text{пл}}}{\alpha_{\text{тр}}} = \frac{\sqrt{\zeta_{\text{пл}}}}{\sqrt{\zeta_{\text{тр}}}}. \quad (10.91)$$

Отже, для порівняння металомісткостей апаратів досить визначити тільки коефіцієнти гідравлічного тертя.

Другий економічний показник – витрата енергії на переміщення робочого середовища через апарат. Якщо порівняти втрати апарата тільки на прямих ділянках каналів, то

$$\frac{p_{\text{тр}}}{p_{\text{пл}}} = \frac{\zeta \omega_{\text{тр}}^2 d L_{\text{тр}}}{\zeta_{\text{пл}} \omega_{\text{пл}}^2 d_{\text{екв}} L_{\text{пл}}}, \quad (10.92)$$

де d – діаметр трубок; $d_{\text{екв}}$ – еквівалентний діаметр.

За однакових втрат напору:

$$\frac{\zeta_{\text{тр}} \omega_{\text{тр}}^2 d L_{\text{тр}}}{\zeta_{\text{пл}} \omega_{\text{пл}}^2 d_{\text{екв}} L_{\text{пл}}} = 1. \quad (10.93)$$

Трубчасті апарати з малими діаметрами трубок економічніші, ніж пластинчасті, ураховуючи, що коефіцієнти опору тертя в рифлених каналах приблизно в 10 разів більше, ніж у трубах.

Розділ 11.

Контрольні запитання та задачі

11.1. До вступу і розділу 1. Теплопровідність.

Основні положення теплопровідності

1. Які основні види теплообміну? Дати їх визначення.
2. Фізична сутність основних видів теплообміну. Що називають складним теплообміном? Його фізична сутність.
3. Стаціонарний і нестаціонарний режими під час теплообміну. Що називають температурним полем?
4. Написати рівняння температурного поля за стаціонарного й нестаціонарного режимів теплообміну, а також рівняння одновимірного температурного поля.
5. Що називають ізотермічною поверхнею і температурним градієнтом?
6. Що називають тепловим потоком?
7. У чому полягає закон Фур'є?
8. Коефіцієнт теплопровідності, його фізичний зміст і розмірність.
9. Від яких факторів залежить коефіцієнт теплопровідності? Які межі його значень для газів, рідин і металів? Які матеріали називають ізоляційними?
10. Написати залежність для коефіцієнта температуропровідності.
11. Вивести диференціальне рівняння теплопровідності. Проаналізувати його.
12. Навіщо використовують крайові умови, як їх називають?
13. Які характеристики повинні мати крайові умови?

14. Якими величинами задаються граничні умови першого, другого і третього роду?

15. У чому полягає закон Ньютона – Ріхмана?

16. Що таке коефіцієнт тепловіддачі? Написати математичне формулювання граничних умов третього роду.

11.2. До розділу 2. Стаціонарна теплопровідність

1. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопровідності однорідної плоскої стінки.

2. Який графік зміни температур по товщині однорідної плоскої стінки? Який внутрішній термічний опір стінки?

3. Вивести рівняння температурної кривої для перенесення теплоти теплопровідністю через однорідну плоску стінку з внутрішнім джерелом теплоти. Який графік зміни температур по товщині стінки?

4. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопровідності плоскої багатоплощинної стінки.

5. Як визначити температури між окремими шарами і загальний термічний опір плоскої багатоплощинної стінки?

6. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопровідності однорідної циліндричної стінки.

7. Написати рівняння зміни температури. Який графік цієї зміни по товщині однорідної циліндричної стінки?

8. За яким законом визначають зміну температур по товщині однорідної циліндричної стінки з внутрішнім джерелом теплоти у разі перенесення її теплопровідністю? Вивести це рівняння.

9. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопровідності багатоплощинної циліндричної стінки.

10. Як визначити температури між шарами багатоплощинної циліндричної стінки?

11. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопровідності однорідної кульової стінки.

12. Теплопровідність ребра (стрижня). Вивести рівняння для теплового потоку.

13. Проаналізувати зміну температури вздовж ребра.

14. Як впливає форма ребра на значення теплового потоку теплопровідності?

15. Теплопровідність однорідного круглого стрижня з внутрішнім джерелом теплоти. Визначити тепловий потік.

16. За яким законом змінюється температура по товщині стрижня? Довести.

17. Як розрахувати теплообмін тіл в умовах електричного нагрівання?

18. Як визначити час нагрівання рідини до певної температури в умовах електричного нагрівання?

19. У чому полягає числовий метод розв'язання задач теплопровідності?

11.3. До розділу 3.

Стаціонарна теплопровідність за граничних умов третього роду (теплопередача)

1. Що таке теплопередача?

2. Як визначити тепловий потік теплопередачі?

3. Який фізичний зміст коефіцієнта теплопередачі і як його визначити?

4. Як визначити передачу теплоти через плоску одношарову стінку?

5. Що називають повним термічним опором теплопередачі? З яких величин він складається?

6. Теплопередача через плоску багатшарову стінку. Визначити коефіцієнт теплопередачі для неї.

7. Як визначити температури між шарами плоскої стінки? У чому полягає графічний метод визначення цих температур?
8. Вивести рівняння для визначення теплового потоку теплопередачі через одношарову циліндричну стінку.
9. Що називають лінійним термічним опором теплопередачі і як його визначити?
10. Як визначити температури внутрішньої і зовнішньої поверхонь циліндричної стінки?
11. Тепловий потік і коефіцієнт теплопередачі через багатшарову циліндричну стінку.
12. Як визначити температури на поверхні шарів?
13. Теплопередача та коефіцієнт теплопередачі через кульову поверхню.
14. Що таке критичний діаметр ізоляції і як його визначають?
15. Які вимоги до ізоляції зумовлюють зменшення втрат теплоти?
16. Що таке економна товщина ізоляції і як її визначити?
17. У чому полягає основне правило інтенсифікації теплопередачі?
18. У яких випадках і за рахунок чого можна інтенсифікувати теплопередачу?
19. З якою метою використовують ребрені поверхні?
20. Як визначити коефіцієнт теплопередачі і тепловий потік у разі теплопередачі через ребрену стінку?

11.4. До розділу 4.

Нестаціонарна теплопровідність

1. Що називають нестаціонарним температурним полем?
2. Рівняння температурного поля для нестаціонарної теплопровідності.

3. Які безрозмірні змінні характеризують нестационарне температурне поле?

4. Який характер розподілу температур у плоскій однорідній стінці під час теплообміну в режимі нестационарної теплопровідності?

5. Яка залежність теплообміну за нестационарної теплопровідності від значення критерію Ві?

6. Які часові режими мають місце під час охолодження тіла довільної форми в середовищі з постійними температурою і коефіцієнтом тепловіддачі на поверхні тіла?

7. Записати диференціальні рівняння, що описують охолодження однорідного, рівномірно нагрітого тіла довільної форми, яке має початкову постійну температуру.

8. Що таке темп регулярного режиму і від яких величин він залежить?

11.5. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділів 1–4

Задача 11-1. Визначити втрату теплоти за 1 год через цегляну стінку висотою 3 м, шириною 4 м і товщиною 250 мм. Температури поверхонь стінки: внутрішньої $t_b = 22$ °С і зовнішньої $t_3 = -15$ °С. Коефіцієнт теплопровідності червоної цегли $\lambda = 0,77$ Вт/(м·К).

Розв'язання

Тепловий потік визначимо за формулою (2.5) для поверхні F :

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} F (t_b - t_3) = \frac{0,77}{0,25} \cdot 3 \cdot 4 \cdot (22 - (-15)) = 1367 \text{ Вт.}$$

Задача 11-2. Густина теплового потоку через плоску однорідну стінку завтовшки $\delta = 50$ мм дорівнює $q = 100$ Вт/м². Визначити різницю температур на поверхні стінки і значення градієнта температури в стінці, якщо вона виконана: 1) з латуні, $\lambda = 70$ Вт/(м·К); 2) з червоної цегли, $\lambda = 0,7$ Вт/(м·К); 3) з корка, $\lambda = 0,07$ Вт/(м·К).

Розв'язання

З рівняння (2.5) маємо:

$$\Delta T = \Delta t_c = q \frac{\delta}{\lambda}.$$

За заданими величинами знаходимо:

$$\Delta t_{c1} = \frac{100 \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{70} = 0,07 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{c2} = \frac{100 \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{0,7} = 7 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{c3} = \frac{100 \cdot 50 \cdot 10^{-3}}{0,07} = 70 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Градієнт температури визначимо за рівнянням (2.2):

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Delta t}{\delta}.$$

Звідси маємо:

$$\frac{\Delta t_{c1}}{\delta} = \frac{0,07}{50 \cdot 10^{-3}} = 1,4 \text{ К/м};$$

$$\frac{\Delta t_{c2}}{\delta} = \frac{7}{50 \cdot 10^{-3}} = 140 \text{ К/м};$$

$$\frac{\Delta t_{c3}}{\delta} = \frac{70}{50 \cdot 10^{-3}} = 1400 \text{ К/м}.$$

Задача 11-3. Визначити різницю температур на зовнішній і внутрішній поверхнях сталевій стінці парового котла, який працює за надлишкового тиску $p_n = 19$ бар. Товщина стінки котла 20 мм; температура води, яка надходить у котел, $50\text{ }^\circ\text{C}$. З 1 м^2 поверхні нагріву знімається $d = 36$ кг/год сухої насиченої пари. Коефіцієнт теплопровідності сталі $\lambda = 50$ Вт/(м·К). Барометричний тиск $p_b = 750$ мм рт. ст. Стінку котла вважати плоскою.

Розв'язання

Абсолютний тиск у котлі:

$$p_{\text{абс}} = p_n + p_b = 19 + \frac{750}{750} = 20 \text{ бар.}$$

Ентальпія сухої насиченої пари за абсолютного тиску 20 бар дорівнює $h'' = 2799$ кДж/кг. Ентальпія води за температури $50\text{ }^\circ\text{C}$ становить $h' = 209,3$ кДж/кг.

Густина теплового потоку:

$$q = (h'' - h') d;$$

$$q = (2799 - 209,3) \cdot 0,01 = 25,9 \text{ кВт/м}^2,$$

де 0,01 – це d , кг/с.

Різницю температур знаходимо з рівняння

$$\Delta t = \frac{\delta}{\lambda} q = \frac{0,02}{50} \cdot 25,9 \cdot 10^3 = 26\text{ }^\circ\text{C}.$$

Задача 11-4. Визначити кількість теплоти, яка проходить через 1 м^2 стінки котла, якщо товщина її $\delta_1 = 20$ мм, коефіцієнт теплопровідності матеріалу $\lambda_1 = 50$ Вт/(м·К), з внутрішньої сторони стінку покриває шар котельного накипу завтовшки $\delta_2 = 3$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_2 = 0,15$ Вт/(м·К). Температура зовнішньої поверхні $t_1 = 300\text{ }^\circ\text{C}$ і внутрішньої поверхні накипу $t_3 = 220\text{ }^\circ\text{C}$. Стінку вважати плоскою.

Розв'язання

За формулою (2.17)

$$q = \frac{t_1 - t_3}{\frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2}} = \frac{300 - 220}{\frac{0,02}{50} + \frac{0,003}{0,15}} = 3922 \text{ Вт/м}^2.$$

Температуру внутрішньої поверхні сталевого листа (під накипом) визначаємо за формулою (2.19):

$$t_2 = t_1 - q \frac{\delta_1}{\lambda_1} = 300 - 3922 \cdot \frac{0,02}{50} = 300 - 1,6 = 298,4 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Задача 11-5. Пароперегрівник зроблено з труб жаростійкої сталі діаметром $d_1/d_2 = 32/42$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 22$ Вт/(м·К). Температура зовнішньої поверхні труби $t_3 = 550$ °С і внутрішньої поверхні $t_b = 400$ °С. Визначити лінійну густину теплового потоку q_l .

Розв'язання

Лінійну густину теплового потоку визначаємо за формулою (2.25):

$$q_l = \frac{\pi(t_3 - t_b)}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}} = \frac{3,14(550 - 400)}{\frac{1}{2 \cdot 22} \ln \frac{42}{32}} = 75287 \text{ Вт/м}.$$

Задача 11-6. Паропровід діаметром $d_1/d_2 = 150/160$ мм покрито шаром теплової ізоляції завтовшки $\delta = 100$ мм, коефіцієнт теплопровідності стінки труби $\lambda_1 = 50$ Вт/(м·К), ізоляції $\lambda_2 = 0,085$ Вт/(м·К). Температура на внутрішній поверхні паропроводу $t_1 = 400$ °С, на зовнішній поверхні ізоляції $t_3 = 50$ °С. Знайти теплові втрати з 1 м паропроводу і температуру на зовнішній поверхні паропроводу.

Розв'язання

Лінійну густина теплового потоку знаходимо за рівнянням (2.36):

$$q_l = \frac{\pi(t_1 - t_3)}{\frac{1}{2\lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{2\lambda_2} \ln \frac{d_3}{d_2}} =$$
$$= \frac{3,14(400 - 50)}{\frac{1}{2 \cdot 50} \ln \frac{160}{150} + \frac{1}{2 \cdot 0,08} \ln \frac{160 + 2 \cdot 100}{160}} = 216 \text{ Вт/м.}$$

Температуру на зовнішній поверхні паропроводу знаходимо за формулою (2.37):

$$t_2 = t_1 - \frac{q_l}{2\pi \lambda_1} \ln \frac{d_2}{d_1} = 400 - \frac{216}{2 \cdot 3,14} \frac{1}{50} \ln \frac{160}{150} =$$
$$= 400 - 0,048 \approx 400 \text{ } ^\circ\text{C.}$$

Задача 11-7. Стінка з цегли приміщення завтовшки в дві цеглини $\delta = 510$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 0,77$ Вт/(м·К) з внутрішньої поверхні стикається з повітрям, температура якого $t_{p1} = 20$ °С. Коефіцієнт тепловіддачі від повітря до внутрішньої поверхні стінки $\alpha_1 = 8$ Вт/(м²·К), температура повітря зовні $t_{p2} = -15$ °С, коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки, яка обдувається вітром, $\alpha_2 = 20$ Вт/(м²·К). Визначити густина теплового потоку q через стінку, а також температури на поверхнях стінки t_{c1} і t_{c2} .

Розв'язання

Коефіцієнт теплопередачі визначимо за формулою (3.3):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{8} + \frac{0,51}{0,77} + \frac{1}{20}} = 1,19 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К).}$$

Густина теплового потоку визначаємо за формулою (3.4):

$$q = k(t_{p1} - t_{p2}) = 1,19 \cdot [20 - (-15)] = 41,6 \text{ Вт/м}^2.$$

Температури на поверхнях стінки дорівнюють:

внутрішня поверхня

$$t_{c1} = t_{p1} - q \frac{1}{\alpha_1} = 20 - 41,6 \frac{1}{8} = 14,8 \text{ }^\circ\text{C};$$

зовнішня поверхня:

$$t_{c2} = t_{p1} + q \frac{1}{\alpha_2} = -15 + 41,6 \frac{1}{20} = -12,9 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Задача 11-8. Для зменшення втрат теплоти з приміщення стінку із задачі 11-7 вкрито зовні шаром теплової ізоляції завтовшки $\delta_2 = 50$ мм з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda_2 = 0,08$ Вт/(м·К). Визначити густина теплового потоку через ізольовану стінку.

Розв'язання

Коефіцієнт теплопередачі визначаємо за формулою (3.10):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta_1}{\lambda_1} + \frac{\delta_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{8} + \frac{0,51}{0,77} + \frac{0,05}{0,08} + \frac{1}{20}} = 0,68 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Густина теплового потоку за формулою (3.9) дорівнює:

$$q = k(t_{p1} - t_{p2}) = 0,68 \cdot [20 - (-15)] = 23,8 \text{ Вт/м}^2.$$

У результаті використання теплоізоляції втрата теплоти зменшилась на

$$\frac{41,6 - 23,8}{41,6} \cdot 100 = 42,8 \text{ } \%$$

Задача 11-9. Визначити втрату теплоти з поверхні 1 погонного метра сталевого теплопроводу діаметром $d_1/d_2 = 150/165$ мм. Коефіцієнт теплопровідності матеріалу труби $\lambda_1 = 50$ Вт/(м·К). Температура води в трубопроводі $t_{p1} = 90$ °С. Коефіцієнт тепловіддачі від води до стінки труби $\alpha_1 = 1000$ Вт/(м²·К). Температура навколишнього повітря $t_{p2} = -15$ °С. Коефіцієнт тепловіддачі від поверхні труби до повітря $\alpha_2 = 8$ Вт/(м²·К). Визначити також температуру зовнішньої поверхні трубопроводу t_{p2} .

Розв'язання

Лінійний коефіцієнт теплопередачі визначасмо за рівнянням (3.18):

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_1}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 \delta_2}}$$

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{1000 \cdot 0,15} + \frac{1}{2 \cdot 50} \ln \frac{0,165}{0,15} + \frac{1}{8 \cdot 0,165}} = 1,31 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

Лінійна густина теплового потоку за рівнянням (3.17) дорівнює:

$$q_l = k_l \pi (t_{p1} - t_{p2}) = 1,31 \cdot 3,14 [90 - (-15)] = 431,9 \text{ Вт/м}.$$

Температуру зовнішньої поверхні трубопроводу визначасмо за рівнянням (3.22):

$$t_{c2} = t_{p2} + \frac{q_l}{\pi \alpha_2 d_2} = -15 + \frac{431,9}{8 \cdot 0,165 \cdot 3,14} = 89,2 \text{ } ^\circ\text{С}.$$

Задача 11-10. Визначити втрату теплоти з поверхні 1 погонного метра сталевого трубопроводу для умов задачі 11-9, якщо поверхню трубопроводу покрито шаром ізоляції завтовшки $\delta = 60$ мм з коефіцієнтом теплопровідності

$\lambda_2 = 0,06$ Вт/(м·К). Визначити також температуру зовнішньої поверхні ізоляції t_{c3} . Проаналізувати результати розрахунку.

Розв'язання

Для цього випадку лінійний коефіцієнт теплопередачі визначають за рівнянням (3.25):

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

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{1000 \cdot 0,15} + \frac{1}{2 \cdot 50} \ln \frac{0,165}{0,150} + \frac{1}{2 \cdot 0,06} \ln \frac{0,285}{0,165} + \frac{1}{8 \cdot 0,285}} =$$

$$= 0,2 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}.$$

Лінійну густину теплового потоку визначимо за рівнянням (3.24) з урахуванням рівняння (3.25):

$$q_l = k_l \pi (t_{p1} - t_{p2}) = 0 \cdot 3,14 [90 - (-15)] = 65,9 \text{ Вт/м}.$$

Температуру зовнішньої поверхні ізоляції знайдемо за рівнянням (3.26):

$$t_{c3} = t_{p2} + \frac{q_l}{\pi} \frac{1}{\alpha_2 d_3} = -15 + \frac{65,9}{3,14 \cdot 8 \cdot 0,285} = -5,8 \text{ }^\circ\text{C}.$$

У результаті використання теплоізоляції втрати теплоти зменшились, порівнюючи з втратами за умовами задачі 11-9, на

$$\frac{431,9 - 65,9}{431,9} \cdot 100 = 84,7 \text{ } \%$$

Задача 11-11. Визначити кількість теплоти, яка передається через 1 м^2 оребреної стінки, коефіцієнт оребрення якої дорівнює $F_2/F_1 = 12$. Стінку зроблено з чавуну з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 60$ Вт/(м·К). Товщина стінки $\delta = 12$ мм. Стінку омиває з одного боку робоче тіло з темпе-

ратурую $t_{p1} = 120$ °С, а з іншого боку температура робочого тіла $t_{p2} = 20$ °С. Коефіцієнт тепловіддачі від робочого тіла до стінки (гладка сторона) $\alpha_1 = 250$ Вт/(м²·К), а від стінки (оребрена сторона) до другого робочого тіла $\alpha_2 = 20$ Вт/(м²·К).

Розв'язання

Коефіцієнт теплопередачі для оребреної поверхні визначимо за формулою (3.39):

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 F_1} + \frac{\delta}{\lambda F_1} + \frac{1}{\alpha_2 F_2}};$$

$$k_p = \frac{1}{\frac{1}{250 \cdot 1} + \frac{0,012}{60 \cdot 1} + \frac{1}{20 \cdot 12}} = 119 \text{ Вт/К.}$$

Густина теплового потоку визначимо за формулою (3.38) і віднесемо до 1 м² гладкої стінки:

$$Q = k_p(t_{p1} - t_{p2}) = 119 \cdot (120 - 20) = 11900 \text{ Вт.}$$

Якщо поверхня стінки гладка, k визначаємо за рівнянням (3.3):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{250} + \frac{0,012}{60} + \frac{1}{20}} = 18,45 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К).}$$

Густина теплового потоку:

$$q = k(t_{p1} - t_{p2}) = 18,45 \cdot (120 - 20) = 1845 \text{ Вт/м}^2.$$

Оребрення поверхні збільшило теплопередачу в 6,15 разу. Якщо врахувати зміну температури і коефіцієнта тепловіддачі вздовж ребра, то збільшення значно менше.

Задача 11-12. Визначити добову втрату теплоти на ділянці 30 погонних метрів паропроводу діаметром $d = 30 \times 2$ мм, температура внутрішньої стінки $t_{c1} = 180$ °С. Паропровід покрито шаром ізоляції з коефіцієнтом теплопровідності $\lambda = 0,05$ Вт/(м·К). Температура на поверхні ізоляції $t_{c3} = 30$ °С.

Задача 11-13. Плоску сталеву поверхню завтовшки $\delta_1 = 10$ мм, температурою $t_{c1} = 350$ °С треба ізолювати мінеральною ватою ($\lambda = 0,05$ Вт/(м·К)) так, щоб втрати теплоти не перевищували 400 Вт/м² за температури поверхні ізоляції $t_{c3} = 45$ °С. Знайти товщину ізоляції.

Задача 11-14. Визначити, на скільки збільшиться термічний опір сталевій труби діаметром $d = 45 \times 2,5$ мм, якщо її покриватиме шар емалі завтовшки $\delta = 5$ мм і $\lambda = 1,05$ Вт/(м·К). Вважати стінку плоскою.

Задача 11-15. Плоска стінка завтовшки $\delta = 25$ мм має температуру з одного боку $t_{c1} = 20$ °С, а з іншого – $t_{c2} = -10$ °С. Густина теплового потоку через стінку $q = 910$ Вт/м². Визначити коефіцієнт теплопровідності матеріалу стінки і який це може бути матеріал.

Задача 11-16. Сталеву трубу ($d_1/d_2 = 100/110$ мм і $\lambda_1 = 50$ Вт/(м·К)) покрито двома шарами ізоляції $\delta_2 = 30$ мм з $\lambda_2 = 0,1$ Вт/(м·К) і $\delta_3 = 50$ мм з $\lambda_3 = 0,05$ Вт/(м·К). Температура внутрішньої поверхні труби $t_{c1} = 300$ °С і зовнішньої поверхні ізоляції $t_{c4} = 45$ °С. Визначити втрати теплоти через 1 погонний метр ізоляції і температури на межі стикання окремих шарів.

Задача 11-17. Віконна рама розміром $1,5 \times 1,5$ м складається з двох шарів скла завтовшки 4 мм кожний. Між шарами скла знаходиться шар сухого повітря завтовшки 7 мм,

який не рухається. Перепад температури між внутрішньою і зовнішньою поверхнями рамки $25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Визначити втрату теплоти через скло.

Задача 11-18. Стінку холодильної камери виготовлено із шару червоної цегли ($\delta = 250\text{ мм}$) і сухої коркової плити ($\delta = 200\text{ мм}$), обгорнутої в гідроізоляцію. На зовнішніх поверхнях цегляного шару і корки температура відповідно становить $t_{c1} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$ і $t_{c3} = -5\text{ }^{\circ}\text{C}$. Визначити втрату теплоти через стінку і температуру між шарами, нехтуючи термічним опором гідроізоляції.

Задача 11-19. Площа цегляної стінки будівлі дорівнює 80 м^2 . Товщина стінки $\delta = 250\text{ мм}$. Коефіцієнт теплопровідності цегли $\lambda = 0,7\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$. Температура повітря в приміщенні $t_{p1} = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$, температура зовнішнього повітря $t_{p2} = -10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Коефіцієнт тепловіддачі від повітря до внутрішньої поверхні стінки $\alpha_1 = 9\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$; коефіцієнт тепловіддачі від зовнішньої поверхні стінки до повітря $\alpha_2 = 20\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Визначити: добу втрату теплоти через стінку, температури внутрішньої і зовнішньої поверхонь стінки.

Задача 11-20. Поверхня нагріву парового котла складається зі сталевих труб діаметром $d_1/d_2 = 70/80\text{ мм}$. Температура киплячої води всередині труб $t_{p1} = 200\text{ }^{\circ}\text{C}$, коефіцієнт тепловіддачі від внутрішньої поверхні труб до води $\alpha_1 = 5\text{ 000}\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Температура димових газів зовні труб $t_{p2} = 1\text{ 000}\text{ }^{\circ}\text{C}$, коефіцієнт тепловіддачі від газів до поверхні труб $\alpha_2 = 100\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. У процесі експлуатації поверхня нагріву парового котла з боку димових газів покрилась шаром сажі завтовшки $\delta_c = 1\text{ мм}$ ($\lambda_c = 0,2\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$), а з боку води – шаром накипу, $\delta_n = 2\text{ мм}$ ($\lambda_n = 1,5\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$). Порівняти теплопередачу через чисту стінку труби і через забруднену стінку.

Задача 11-21. Площа вікон приміщень будинку $1\,000\text{ м}^2$. Температура повітря в приміщенні $t_{p1} = 20\text{ }^\circ\text{C}$, температура зовнішнього повітря $t_{p2} = -5\text{ }^\circ\text{C}$. Вікна мають два скла, завтовшки $\delta_c = 3\text{ мм}$ кожне, і між ними шар сухого нерухомого повітря завтовшки $\delta_n = 6\text{ мм}$. Коефіцієнт тепловіддачі від повітря до скла всередині приміщення $\alpha_1 = 10\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$, а від скла до зовнішнього повітря $\alpha_2 = 14\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Визначити, яку кількість теплоти треба ввести в приміщення для опалення за годину.

Задача 11-22. Пароперегрівник зроблено з труб жаростійкої сталі ($\lambda_c = 45\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$) діаметром $d_1/d_2 = 32/40\text{ мм}$. Паропродуктивність його становить $D = 6,9\text{ кг}/\text{с}$. У пароперегрівник надходить суха насичена пара під тиском $p = 2,2\text{ МПа}$. Температура перегрітої пари на виході $t_n = 450\text{ }^\circ\text{C}$. Середня температура газів, що обігрівають пароперегрівник, $t_2 = 900\text{ }^\circ\text{C}$. Коефіцієнт тепловіддачі від газів до поверхні труб становить $\alpha_2 = 80\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$, а від стінки труб до пари $\alpha_1 = 1\,000\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Термічний опір труб пароперегрівника не враховувати. Визначити площу поверхні теплообміну пароперегрівника.

Задача 11-23. На алюмінієвій стінці холодильної камери розміром $500 \times 200\text{ мм}$ розташовані 20 ребер завтовшки $\delta = 2\text{ мм}$ і висотою 30 мм . Ребра зроблені вздовж стінки на всю довжину в 500 мм . На початку ребра $t = 50\text{ }^\circ\text{C}$. Навколишнє середовище має температуру $10\text{ }^\circ\text{C}$. Коефіцієнт тепловіддачі з поверхні ребер і з поверхні між ребрами в навколишнє середовище дорівнює $8\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Визначити кількість теплоти, яку віддає ребриста стінка, а також стінка без ребер. Зробити висновок.

Задача 11-24. Горизонтальна алюмінієва труба діаметром $60 \times 4\text{ мм}$ і з температурою зовнішньої стінки $100\text{ }^\circ\text{C}$ має на поверхні круглі ребра з того самого матеріалу постійної

товщини 2 мм і діаметром 160 мм. На 1 м довжини труби розташовується 25 ребер. Навколишнє повітря має температуру $t = 10\text{ }^{\circ}\text{C}$, а коефіцієнт тепловіддачі від труби і ребер дорівнює $10\text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К})$. Визначити кількість теплоти, що віддається від ребристої труби і гладкої труби без ребер. Зробити висновок.

Задача 11-25. Знайти густину теплового потоку на поверхні стрижня з внутрішнім джерелом теплоти й об'ємну потужність внутрішнього джерела теплоти q_v , якщо діаметр стрижня становить 10 мм, на поверхні стрижня $t_n = 350\text{ }^{\circ}\text{C}$, на його осі $t_o = 460\text{ }^{\circ}\text{C}$. Коефіцієнт теплопровідності матеріалу стрижня $\lambda = 60\text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$.

11.6. До розділу 5. Конвективний теплообмін

1. Що називають конвективним теплообміном?
2. Які розрізняють види течії?
3. Які режими течії трапляються? Які їх характеристики?
4. Значення якої величини визначає режим течії? Її позначення, склад і розмірність.
5. Межові значення числа Рейнольдса для різних режимів течії.
6. Що називають гідродинамічним і тепловим примежовим шаром?
7. Записати систему диференціальних рівнянь для конвективного теплообміну.
8. Дати визначення коефіцієнта тепловіддачі.
9. Функцією яких величин є коефіцієнт тепловіддачі?
10. Чому використовують теорію подібності і що вона собою являє?
11. Що називають моделюванням?
12. Що називають умовами однозначності і які фактори до них належать?

13. Які явища можуть бути подібними?
14. Що називають критеріями подібності і як їх позначають?
15. Який критерій отримують з диференціального рівняння конвективного теплообміну? Вивести цей критерій.
16. Що називають критеріальним рівнянням?
17. Сформулювати три теореми подібності.
18. Які критерії називають визначальними? Навести приклад такого критерію.
19. Що таке метод наближеного моделювання і в чому його сутність?
20. Які критерії належать до критеріїв гідромеханічної подібності? Як їх позначають, який їх склад, що вони характеризують?
21. Які критерії відносять до критеріїв теплової подібності? Як їх позначають, який їх склад, що вони характеризують?
22. Навести критеріальне рівняння у загальному вигляді.
23. Навести спрощені критеріальні рівняння для вимушеного і вільного рухів.
24. Як визначають сталі величини в критеріальних рівняннях?
25. Яким співвідношенням ураховують напрямок теплового потоку?
26. Що впливає на виникнення вільної конвекції середовища в процесі теплообміну?
27. Які особливості теплообміну біля нагрітої поверхні плити в необмеженому просторі?
28. Які критеріальні рівняння визначають теплообмін за вільної конвекції в необмеженому просторі?
29. Які особливості тепловіддачі за вільної течії рідини в обмеженому просторі? Як ці особливості позначаються на вигляді критеріального рівняння?
30. Описати перебіг процесу теплообміну за вимушеної течії рідини в трубах. Від яких факторів залежить цей процес?

31. Який розподіл швидкості руху рідини в трубі за вимушеної її течії? Як він залежить від режиму течії рідини?

32. Яке критеріальне рівняння використовують для ламінарної течії рідини в трубах? Як враховують довжину труб?

33. Яке критеріальне рівняння використовують для турбулентної течії рідини в трубах? Який вигляд воно має для двохатомних газів?

34. Що таке еквівалентний діаметр і в яких випадках використовують цю величину?

35. Які особливості тепловіддачі за поперечного обтікання труби і пучка труб?

36. Яке критеріальне рівняння рекомендують для поодинокій труби за поперечного її обтікання рідиною? Як впливає значення критерію Рейнольдса на рівняння?

37. Навести схеми розташування труб у пучках, які використовують у техніці. Як впливають на тепловіддачу схеми розташування труб?

38. Які критеріальні рівняння для розрахунку тепловіддачі за поперечного обтікання пучка труб для різних схем їх розташування? Як враховують значення кута атаки?

39. Описати докладно особливості тепловіддачі за поздовжнього обтікання пластини.

40. Критеріальні рівняння для розрахунку локальних і середніх значень коефіцієнтів тепловіддачі пластини у ламінарному поздовжньому потоці.

41. Критеріальні рівняння для розрахунку локальної та середньої тепловіддачі від пластини за поздовжнього турбулентного обтікання пластини.

11.7. До розділу 6.

Тепловіддача під час кипіння рідини

1. Що називають кипінням у великому об'ємі і в потоці?
2. Які режими кипіння і їх особливості?
3. Що називають кризою кипіння?

4. Що називають критичними параметрами стану під час кипіння?

5. Описати процес бульбашкового кипіння у великому об'ємі. Режими кипіння.

6. Які умови потрібні для виникнення та існування бульбашки пари?

7. Що таке мінімальний критичний діаметр парової бульбашки? Від чого він залежить і як його визначають?

8. Від чого залежить максимальний діаметр парової бульбашки під час кипіння рідини у великому об'ємі і як його визначити?

9. Від яких факторів залежить інтенсивність тепловіддачі під час кипіння рідини у великому об'ємі і як вони впливають на процес?

10. Ступінь впливу теплового потоку на тепловіддачу під час кипіння.

11. Особливості кипіння рідини у трубах. Фактори, які зумовлюють особливості кипіння рідини в трубах.

12. Стадії кипіння рідини у трубах. Проаналізувати їх.

13. Критеріальні рівняння для визначення тепловіддачі під час кипіння рідини у великому об'ємі. Проаналізувати їх.

14. Критеріальні рівняння для визначення тепловіддачі під час кипіння рідини в трубах. Проаналізувати їх.

15. Умови виникнення плівкового кипіння.

16. Проаналізувати характер зміни теплового потоку і коефіцієнта тепловіддачі від температурного напору під час кипіння води в умовах вільної конвекції.

17. Фактори, які впливають на інтенсивність тепловіддачі під час плівкового кипіння.

18. Навести формули для визначення коефіцієнта тепловіддачі для різних випадків плівкового кипіння.

19. Друга криза кипіння і умови її виникнення.

20. Умови використання плівкового кипіння.

11.8. До розділу 7.

Тепловіддача під час конденсації пари

1. Умови виникнення конденсації пари.
2. Кут змочування і його вплив на характер конденсації пари.
3. Які види конденсації розрізняють?
4. Який основний термічний опір конденсації?
5. Особливості плівкової конденсації і умови її виникнення.
6. Визначення коефіцієнта тепловіддачі під час конденсації пари для вертикальної і горизонтальної стінок. Фактори, які впливають на його значення.
7. Вплив схеми компонування труб у трубних пучках на інтенсивність тепловіддачі під час конденсації пари.
8. Як впливають напрямок руху пари та стан поверхні на тепловіддачу під час конденсації пари?
9. Критеріальні рівняння Нуссельта для визначення середнього значення коефіцієнта тепловіддачі за ламінарного режиму течії плівки конденсату для вертикальної та горизонтальної стінки або труби. Їх аналіз, межі використання.
10. Критеріальне рівняння турбулентного режиму течії плівки конденсату, межі його використання.
11. Особливості конденсації перегрітої пари.
12. Як впливає на тепловіддачу під час конденсації пари напрямок розташування труб у конденсаторі?
13. Особливості конденсації пари з парогазової суміші.

11.9. До розділу 8.

Основні визначення і рівняння масообміну

1. Що називають дифузією і які види дифузії існують?
2. Що називають густиною потоку маси?
3. Рівняння закону Фіка та його аналіз.

4. Коефіцієнт дифузії газів і парів, його визначення.
5. Рівняння основного закону масовіддачі та його аналіз.
6. Основні критерії масообміну та їх фізичний зміст.
7. Загальний вигляд критеріальної залежності для визначення коефіцієнта масовіддачі.

11.10. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділів 5–8

Задача 11-26. Визначити втрати теплоти горизонтальним трубопроводом із зовнішнім діаметром $d = 57$ мм і довжиною $l = 5$ м, що проходить всередині приміщення, повітря якого має температуру $t_p = 30$ °С. Температура зовнішньої поверхні трубопроводу $t_c = 110$ °С.

Розв'язання

Тепловий потік, який відводиться від зовнішньої поверхні трубопроводу до навколишнього повітря, тобто втрату теплоти, визначають за формулою

$$Q = \alpha \pi d l (t_c - t_p),$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі за вільної конвекції повітря біля нагрітої поверхні труби.

Визначальна температура для цього випадку – температура $t_p = 30$ °С рідини. За цієї температурою визначаємо згідно з табл. 2 додатка теплофізичні властивості повітря: $\nu = 16 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\lambda = 2,67 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $Pr_p = 0,701$; $Pr_c = 0,687$. Визначаємо коефіцієнт об'ємного розширення для повітря як для ідеального газу:

$$\beta = \frac{1}{T} = \frac{1}{30 + 273} = 3,3 \cdot 10^{-3} \text{ К}^{-1}.$$

Для визначення режиму вільної течії повітря біля нагрітої поверхні розрахуємо доданок $Gr \cdot Pr$:

$$\text{Gr} \cdot \text{Pr} = \frac{gd^3}{\nu^2} \beta \Delta t \text{Pr};$$

$$(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p = \frac{9,81 \cdot (57 \cdot 10^{-3})^3}{(16 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 3,3 \cdot 10^{-3} \cdot (110 - 30) \cdot 0,701 =$$

$$= 1,15 \cdot 10^6.$$

Це значення доданка відповідає ламінарному режиму течії, оскільки $10^3 < (\text{Gr} \cdot \text{Pr}) < 10^8$. Для цього випадку використовуємо залежність (5.50). Ураховуючи, що для повітря $\text{Pr}_p/\text{Pr}_c \approx 1$, залежність набуває вигляду:

$$\text{Nu} = 0,5(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p^{0,25};$$

$$\text{Nu} = 0,5(1,15 \cdot 10^6)^{0,25} = 16,06;$$

$$\alpha = \frac{\text{Nu} \cdot \lambda}{d} = \frac{16,06 \cdot 2,67 \cdot 10^{-2}}{57 \cdot 10^{-3}} = 7,7 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Остаточню втрати теплоти з поверхні трубопроводу становлять:

$$Q = 7,7 \cdot 3,14 \cdot 57 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot (110 - 30) = 551,3 \text{ Вт}.$$

Задача 11-27. Розв'язати задачу 11-26 за тих самих числових значень вихідних даних для випадку, якщо трубопровід розташований у воді, температура якої $t_p = 30^\circ\text{C}$.

Розв'язання

У цьому випадку біля нагрітої поверхні трубопроводу має місце вільна конвекція води. За $t_p = 30^\circ\text{C}$ визначаємо згідно з табл. 3 додатка теплофізичні властивості води: $\nu = 0,805 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 61,8 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $\text{Pr}_p = 5,42$; $\text{Pr}_c = 1,60$; $\beta = 3,21 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}$.

Знаходимо

$$\begin{aligned}(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p &= \frac{9,81 \cdot (57 \cdot 10^{-3})^3}{(0,805 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 3,21 \cdot 10^{-4} \cdot (110 - 30) \cdot 5,42 = \\ &= 39 \cdot 10^9.\end{aligned}$$

Значення доданка відповідає турбулентному режиму течії, оскільки $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p > 10^9$. Для знаходження значення критерію Nu використовуємо залежність (5.52):

$$\begin{aligned}\text{Nu} &= 0,15(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0,33} \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25}; \\ \text{Nu} &= 0,15 \cdot (39 \cdot 10^9)^{0,33} \cdot \left(\frac{5,42}{1,6} \right)^{0,25} = 468,4;\end{aligned}$$

$$\alpha = \frac{\text{Nu}}{d} = \frac{468,4 \cdot 61,8 \cdot 10^{-2}}{57 \cdot 10^{-3}} = 5078 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Тепловіддача до води зросла в 660 разів порівняно з тепловіддачею до повітря. Але треба мати на увазі, що випадок розглядають як необмежений об'єм води. Втрати теплоти з поверхні труби становлять

$$\begin{aligned}Q &= \alpha \pi d l (t_c - t_p) = 5078 \cdot 3,14 \cdot 57 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot (110 - 30) = \\ &= 363,6 \text{ кВт}.\end{aligned}$$

Задача 11-28. Визначити коефіцієнт тепловіддачі α від повітря, яке тече зі швидкістю $\omega = 10$ м/с, до стінки прямої труби діаметром $d = 0,1$ м і завдовжки $l = 6$ м. Середня температура повітря $t_{cp} = 120$ °С.

Розв'язання

Згідно з табл. 2 додатка за температури повітря $t_{cp} = 120$ °С визначаємо його теплофізичні властивості: $\lambda_p = 0,0334$ Вт/(м·К); $\nu_p = 25,45 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

За цих умов

$$\text{Re}_p = \frac{\omega d}{\nu} = \frac{10 \cdot 0,1}{25,45 \cdot 10^{-6}} = 39\,200.$$

Це означає, що повітря в трубці тече в турбулентному режимі і для цього випадку можна використати залежність (5.56а):

$$\text{Nu} = 0,018 \text{Re}_p^{0,8} = 85,2,$$

звідки

$$\alpha = \frac{\text{Nu}_p \alpha}{d} = \frac{85,2 \cdot 0,0334}{0,1} = 28,4 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

Задача 11-29. По трубці з внутрішнім діаметром $d = 8$ мм і завдовжки $l = 2$ м рухається вода зі швидкістю $\omega = 1,2$ м/с. Середня температура води в трубці $t_p = 30$ °С. Температура поверхні трубки $t_c = 90$ °С. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від стінки трубки до води і середню по довжині трубки густину теплового потоку.

Розв'язання

За середньої температури води в трубці $t_p = 30$ °С: $\lambda = 61,8 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\nu_3 = 0,805 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\text{Pr}_p = 5,42$.

При $t_c = 90$ °С $\text{Pr}_c = 1,95$.

Визначаємо значення критерію Re:

$$\text{Re} = \frac{\omega d}{\nu} = \frac{1,2 \cdot 8 \cdot 10^{-3}}{0,805 \cdot 10^{-6}} = 1,19 \cdot 10^4 > 10^4.$$

Режим течії турбулентний. Тоді за формулою (5.56):

$$\text{Nu} = 0,021 \text{Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}_p^{0,43} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_l.$$

Оскільки $l/d > 50$, то коефіцієнт $\varepsilon_l = 1$ і

$$\text{Nu} = 0,021 \cdot (1,19 \cdot 10^4)^8 \cdot 5,42^{0,43} \cdot \left(\frac{5,42}{1,95} \right)^{0,25} \cdot 1 = 101.$$

Лінійна густина теплового потоку

$$\begin{aligned} q_l &= \alpha p d l (t_c - t_p) = 7823 \cdot 3,14 \cdot 8 \cdot 10^{-3} \cdot (90 - 30) = \\ &= 11800 \text{ Вт/м} = 11,8 \text{ кВт/м}. \end{aligned}$$

Задача 11-30. Циліндрична труба із зовнішнім діаметром $d = 30$ мм і завдовжки $l = 5$ м охолоджується поперечним потоком води з температурою $t_p = 10$ °С. Швидкість руху води $\omega = 2$ м/с. Температура поверхні труби $t = 80$ °С. Кут атаки 90° . Визначити коефіцієнт тепловіддачі від поверхні труби до води і кількість теплоти, що передається.

Розв'язання

За температури рідини $t_p = 10$ °С: $\lambda_p = 0,574$ Вт/(м·К);

$\nu_p = 1,306 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $\text{Pr}_p = 9,52$; $\text{Pr}_c = 2,21$. Для цих умов

$$\text{Re}_p = \frac{\omega d}{\nu} = \frac{2 \cdot 0,03}{1,306 \cdot 10^{-6}} = 46\,000.$$

Оскільки значення критерію Re лежить у межах $1 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^5$, то використовуємо залежність (5.58):

$$\text{Nu}_p = 0,28 \text{Re}_p^{0,6} \cdot \text{Pr}_p^{0,36} \cdot \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25};$$

$$\text{Nu} = 0,28 \cdot 46\,000^{0,6} \cdot 9,52^{0,36} \cdot \left(\frac{9,52}{2,21} \right)^{0,25} = 534,$$

звідки

$$\alpha = \text{Nu}_p \frac{\lambda_p}{d} = 534 \cdot \frac{0,574}{0,03} = 10\,200 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Кількість теплоти, що відводиться від труби

$$Q = \pi d l \alpha (t_c - t_p) = 3,14 \cdot 0,03 \cdot 5 \cdot 10 \cdot 200 \cdot (80 - 10) = \\ = 336\,294 \text{ Вт} = 336,3 \text{ кВт.}$$

Задача 11-31. У каналі прямокутного перерізу 30×10 см рухається повітря, що нагрівається від $t_{p1} = 40$ °С до $t_{p2} = 160$ °С. Визначити питомий тепловий потік, якщо витрата повітря $V = 0,8$ м³/с, а середня температура стінки каналу $t_c = 180$ °С.

Розв'язання

Визначальною температурою є середня температура потоку

$$t_{cp} = \frac{t_{p1} - t_{p2}}{2} = \frac{40 + 160}{2} = 100 \text{ °С.}$$

За цієї температури теплофізичні властивості повітря (див. додаток) такі: $\lambda = 3,21 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\nu = 23,13 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $Pr_p = 0,688$; при $t_c = 180$ °С; $Pr_c = 0,681$.
Визначальний розмір у цьому разі – еквівалентний діаметр перерізу каналу:

$$d_{екв} = \frac{4f}{u} = \frac{4 \cdot 0,3 \cdot 0,1}{2 \cdot (0,3 + 0,1)} = 0,15 \text{ м,}$$

де f – площа перерізу каналу.

Швидкість повітря

$$\omega = \frac{V}{f} = \frac{0,8}{0,3 \cdot 0,1} = 26,6 \text{ м/с.}$$

Критерій Рейнольдса

$$Re = \frac{\omega d_{екв}}{\nu} = \frac{26,6 \cdot 0,15}{23,13 \cdot 10^{-6}} = 15 \cdot 10^4 > 10^4,$$

що відповідає турбулентному режиму руху повітря. Для цих умов використовуємо залежність (5.56). Ураховуючи, що для повітря $Pr_p/Pr_c \cong 1$, залежність набуде вигляду:

$$Nu = 0,021 Re^{0,8} \cdot Pr^{0,43} = 0,021 \cdot (15 \cdot 10^4)^{0,8} \cdot 0,688^{0,43} = 255.$$

Звідси визначаємо коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = Nu \cdot \lambda / d_{\text{екв}} = 255 \cdot 3,21 \cdot 10^{-2} / 0,15 = 54,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Питомий тепловий потік

$$q = \alpha(t_c - t_{\text{cp}}) = 54,5 \cdot (180 - 100) = \\ = 4,35 \cdot 10^3 \text{ Вт}/\text{м}^2 = 4,35 \text{ кВт}/\text{м}^2.$$

Задача 11-32. Восьмирядний трубний пучок із зовнішнім діаметром труб $d = 57$ мм поперечно омивається ($\varphi = 90^\circ \text{C}$) потоком повітря зі швидкістю $\omega = 12$ м/с. Середня температура повітря $t_p = 300^\circ \text{C}$, середня температура стінки труб $t_c = 400^\circ \text{C}$. Визначити середній для пучка коефіцієнт тепловіддачі у випадках шахового і коридорного розташування труб.

Розв'язання

За визначальної температури $t_{\text{cp}} = 300^\circ \text{C}$ теплофізичні властивості повітря (див. табл. 2 додатка) такі: $\nu = 48,33 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda_p = 4,60 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $Pr_p = 0,674$; $Pr_c = 0,678$.

Критерій Рейнольдса:

$$Re = \frac{\omega d}{\nu} = \frac{12 \cdot 0,057}{48,33 \cdot 10^{-6}} = 14,3 \cdot 10^3.$$

Для цього режиму течії, коли $10^3 < Re < 10^5$, у разі шахового розташування труб використовують залежність (5.60), яка за значень $Pr_p/Pr_c \cong 1$ і $\epsilon_l = 1$ набуває вигляду

$$Nu = 0,40 Re_p^{0,60} \cdot Pr_p^{0,36} = 0,40 \cdot (14,3 \cdot 10^3)^{0,60} \cdot 0,674^{0,36} = 114,2,$$

звідки

$$\alpha_{ш} = \frac{Nu \lambda}{d} = \frac{114,2 \cdot 4,60 \cdot 10^{-2}}{0,057} = 92 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Одержане значення α справедливе для 3–8 рядів труб. Для визначення значення α , справедливого для 1 і 2 рядів труб, вводимо поправкові коефіцієнти:

$$\alpha_1 = \varepsilon_1 \alpha = 0,6 \cdot 92 = 55,2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

$$\alpha_{11} = \varepsilon_{11} \alpha = 0,7 \cdot 92 = 64,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Середній для шахового восьмирядного пучка коефіцієнт тепловіддачі

$$\begin{aligned} \alpha_{ср.ш} &= \frac{\alpha_1 + \alpha_{11} + \alpha_{ш}(n-2)}{n} = \\ &= \frac{55,2 + 64,4 + 92 \cdot 6}{8} = 84 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}). \end{aligned}$$

Для коридорного розташування труб використовуємо спрощену залежність (5.59):

$$Nu_p = 0,22^{0,65} Re \cdot Pr^{0,36} = 0,22 \cdot (14,3 \cdot 10^3)^{0,65} \cdot 0,674^{0,36} = 102,3,$$

звідки

$$\alpha_k = \frac{Nu \lambda}{d} = \frac{10,23 \cdot 4,6 \cdot 10^{-2}}{0,057} = 83 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Середній поправковий коефіцієнт для всього пучка труб з урахуванням значення α в 1 і 2 рядах

$$\varepsilon_{ср} = \frac{\varepsilon_1 + \varepsilon_{11} + (n-2)}{n} = \frac{0,6 + 0,9 + 6}{8} = 0,94.$$

Середній для коридорного пучка коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha_{\text{ср.к}} = \varepsilon_{\text{ср}} \alpha_{\text{к}} = 0,94 \cdot 83 = 78 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

За шахового розташування труб коефіцієнт тепловіддачі збільшується відносно коридорного розташування на

$$\frac{84 - 78}{78} = 7,7 \text{ \%}.$$

Задача 11-33. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від вертикальної плити висотою $H = 2$ м до навколишнього середовища, якщо відомо, що температура поверхні плити $t_c = 100$ °С, температура повітря на віддаленні від поверхні $t_p = 20$ °С.

Розв'язання

Тепловіддачу під час вільної конвекції біля поверхні вертикальної плити можна визначити за формулою

$$\text{Nu} = c(\text{Gr} \cdot \text{Pr})^n \cdot \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25}.$$

За визначальний розмір беруть висоту плити H , за визначальну температуру – температуру середовища на віддаленні від поверхні $t_p = 20$ °С. За цієї температури теплофізичні властивості повітря (див. додаток) такі:

$$\lambda_p = 2,59 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}); \quad \nu_p = 15,06 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}; \quad \text{Pr}_p = 0,703;$$

$$\beta_p = \frac{1}{T_p} = \frac{1}{293} = 0,35 \cdot 10^{-2} \text{ К}^{-1}.$$

Для визначення режиму течії повітря потрібно знайти значення доданка $\text{Gr} \cdot \text{Pr}$:

$$(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p = \frac{gH^3}{\nu^2} \beta \Delta t \text{Pr}_p;$$

$$\begin{aligned}
 (\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p &= \frac{9,81 \cdot 2^3}{(15,06 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 0,35 \cdot 10^{-2} \cdot (100 - 20) = \\
 &= 6,64 \cdot 10^{10}.
 \end{aligned}$$

Оскільки $(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p > 10^9$, то повітря рухається в турбулентному режимі і для розрахунку значення критерію Nu використовуємо залежність (5.52). Тому що середовищем є повітря і для нього $\text{Pr}_p/\text{Pr}_c \cong 1$, то ця залежність набуває вигляду:

$$\begin{aligned}
 \text{Nu}_p &= 0,15(\text{Gr} \cdot \text{Pr})_p^{0,33}; \\
 \text{Nu} &= 0,15(6,64 \cdot 10^{10})^{0,33} = 610.
 \end{aligned}$$

І тоді

$$\alpha = \frac{N_p \lambda_p}{H} = \frac{610 \cdot 2,59 \cdot 10^{-2}}{2} = 7,92 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Задача 11-34. Тонку пластину, яка має довжину $l = 2$ м і ширину 1,5 м, омиває поздовжній потік повітря з температурою $t_p = 20$ °С і швидкістю $\omega = 4$ м/с. Температура поверхні пластини $t_c = 80$ °С. Визначити коефіцієнт тепловіддачі α і тепловий потік Q .

Розв'язання

За температури $t_p = 20$ °С теплофізичні властивості повітря (див. додаток) такі: $\lambda_3 = 0,0259$ Вт/(м·К); $\nu_p = 15,06 \cdot 10^{-6}$ м²/с.

$$\text{Для цих значень } \text{Re} = \frac{\omega l}{\nu}; \quad \text{Re} = \frac{4 \cdot 2}{15,06 \cdot 10^{-6}} = 531\,200.$$

Значення критерію Nu визначаємо із залежності (5.67) як для турбулентного режиму руху повітря.

$$\text{Nu}_p = 0,037 \text{Re}_p^{0,8} = 0,037 \cdot 531\,200^{0,8} = 1407,$$

звідки

$$\alpha = Nu_p \frac{\lambda_p}{l} = \frac{1407 \cdot 0,0259}{2} = 18,2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Кількість теплоти, що передається від пластини до повітря:

$$\begin{aligned} Q &= \alpha F (t_c - t_p) = 18,2 \cdot 2 \cdot 1,5 \cdot (80 - 20) = \\ &= 3\,276 \text{ Вт} = 3,276 \text{ кВт}. \end{aligned}$$

Задача 11-35. У випарнику кипить вода за тиску $p = 4,5$ бар. Температура стінки випарника $t_c = 156$ °С, площа поверхні нагріву $F = 5$ м². Визначити коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння води і кількість пари, отриманої у випарнику за 1 год.

Розв'язання

За тиску $p = 4,5$ бар температура насичення $t_n = 148$ °С, теплота пароутворення $r = 2120,6$ кДж/кг, різниця температур між стінкою і паром $\Delta t = t_c - t_n = 156 - 148 = 8$ °С. Коефіцієнт тепловіддачі визначають за формулою (6.11):

$$\alpha = 46 \Delta t^{2,33} p^{0,5} = 46 \cdot 8^{2,33} \cdot 4,5^{0,5} = 12\,403 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Кількість теплоти, що передається:

$$Q = \alpha \Delta t F = 12403 \cdot 8 \cdot 5 = 496\,120 \text{ Вт} = 496,12 \text{ кВт}.$$

Кількість пари, отриманої за 1 год,

$$m = \frac{Q\tau}{r} = \frac{496120 \cdot 3600}{2120600} = \frac{496,12 \cdot 3600}{2120,6} = 842,4 \text{ кг/год}.$$

Задача 11-36. Визначити коефіцієнт тепловіддачі для умов задачі 11-35, якщо замість температур дано питомий тепловий потік через поверхню підігрівника

$$q = 99,22 \text{ кВт}/\text{м}^2 \text{ (отримано } q = \frac{Q}{F} = \frac{496,12}{5} = 99,22 \text{ кВт}).$$

Розв'язання

Для визначення коефіцієнта тепловіддачі використовуємо рівняння (6.10):

$$\alpha = 3,14q^{0,7} p^{0,15} = 3,14 \cdot 99220^{0,7} \cdot 4,5^{0,15} = 12\,374 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Це значення відрізняється від значення, знайденого за формулою (6.11), на

$$\frac{12403 - 12374}{12403} \cdot 100\% = 0,24\%.$$

Задача 11-37. Визначити коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння води на забрудненій поверхні, якщо температура кипіння $t_{\text{н}} = 120^\circ\text{C}$, а питоме теплове навантаження $q = 23\,000 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Розв'язання

Визначимо за табл. 3 (див. додаток) теплофізичні властивості води за температури $t_{\text{н}} = 120^\circ\text{C}$: $p = 943 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\lambda = 0,686 \text{ Вт}/(\text{м}\cdot\text{К})$; $\nu = 0,252 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\sigma = 548 \cdot 10^{-4} \text{ Н}/\text{м}$; $\text{Pr} = 1,47$; $r = 22 \text{ кДж}/\text{кг}$; $\rho^{\text{II}} = 1,12 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\alpha = 17,1 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$.

Розрахунок виконаємо за рівнянням (6.14):

$$\text{Nu} = 2,12 \cdot 10^{-3} \text{Re}^{0,7} K_p^{0,59} \text{Pr}^{-0,1}.$$

Критерій Пекле

$$\text{Re} = q \frac{\sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho^{\text{I}} - \rho^{\text{II}})}}}{r \rho^{\text{II}} \alpha}.$$

Визначальний розмір

$$r = \delta = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho^{\text{I}} - \rho^{\text{II}})}} = \sqrt{\frac{0,0548}{9,81 \cdot (943 - 1,12)}} = 2,44 \cdot 10^{-3} \text{ м};$$

$$Pe = 23000 \cdot \frac{2,44 \cdot 10^{-3}}{2,2 \cdot 10^6 \cdot 1,12 \cdot 0,252 \cdot 10^{-6}} = 90,4;$$

$$Pe^{0,7} = 90,4^{0,7} = 23,4.$$

Критерій, що враховує вплив тиску

$$K_p = \frac{p\delta}{\sigma} = \frac{0,2 \cdot 10^6 \cdot 2,44 \cdot 10^{-3}}{0,0548} = 8905;$$

$$K_p^{0,59} = 8905^{0,59} = 213,9; \quad Pr^{-0,1} = 1,47^{-0,1} = 0,96.$$

Тоді $Nu = 2,12 \cdot 10^{-3} \cdot 23,4 \cdot 213,9 \cdot 0,96 = 10,2$.

Звідси визначаємо коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{\delta} = \frac{10,2 \cdot 0,686}{2,44 \cdot 10^{-3}} = 2868 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Задача 11-38. Визначити коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння води в трубі за тих самих умов, що і в задачі 11-37.

Розв'язання

У цьому випадку використовуємо рівняння (6.15):

$$Nu = 6,03 \cdot 10^{-3} Pe^{0,55} K_p^{0,59} Pr^{-0,1}.$$

Використаємо дані розрахунків задачі 11-37.

$$Pe^{0,55} = 90,4^{0,55} = 11,91;$$

$$Nu = 6,03 \cdot 10^{-3} \cdot 11,91 \cdot 213,9 \cdot 0,96 = 14,74.$$

Тоді

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{\delta} = \frac{14,74 \cdot 0,686}{2,44 \cdot 10^{-3}} = 4144 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

З порівняння результатів розрахунків задачі 11-37 і цієї задачі видно, що в разі кипіння рідини в трубах інтенсивність тепловіддачі порівняно з кипінням у великому об'ємі за таких самих умов вища на

$$\frac{4144 - 2868}{2868} \cdot 100\% = 44,5\%$$

Задача 11-39. На зовнішній поверхні труби діаметром $d = 20$ мм і завдовжки 2 м конденсується суха насичена водяна пара за тиску $p = 0,101$ МПа. Температура поверхні труби $t_c = 94,5$ °С. Визначити масу пари, що конденсується, на поверхні труби для вертикального розташування.

Розв'язання

Температура насичення для даного тиску пари $t_n = 100$ °С. За цієї температури теплофізичні властивості конденсату такі: $\rho = 958$ кг/м³; $\lambda = 68,3 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\nu = 0,295 \cdot 10^{-6}$ м²/с; теплота пароутворення $r = 2257 \cdot 10^3$ Дж/кг; $Pr = 1,75$; $c_p = 4,22$ кДж/(кг·К).

Для вертикального розташування труби використовуємо залежність (7.7):

$$Nu = 0,42(Ga \cdot Pr \cdot K)^{0,25}$$

Визначальний розмір – це висота, тобто $H = 2$ м:

$$Ga \cdot Pr \cdot K = \frac{gH^3}{\nu^2} Pr \frac{r}{c_p(t_c - t_n)};$$

$$Ga \cdot Pr \cdot K = \frac{9,81 \cdot 2^3}{(0,295 \cdot 10^{-6})^2} \cdot 1,75 \cdot \frac{2257 \cdot 10^3}{4,22 \cdot 10^3 \cdot (100 - 94,5)} =$$

$$= 153569 \cdot 10^{12};$$

$$Nu = 0,42 \cdot (153569 \cdot 10^{12})^{0,25} = 8301;$$

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{H} = \frac{8301 \cdot 68,3 \cdot 10^{-2}}{2} =$$

$$= 2835 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К});$$

$$M = \pi d H \frac{\alpha \Delta t}{r} = 3,14 \cdot 0,02 \cdot 2 \cdot \frac{2835 \cdot 5,5}{2257 \cdot 10^3} = 0,87 \cdot 10^{-3} \text{ кг/с.}$$

Задача 11-40. Горизонтальна плита з верхнім розташуванням тепловіддавальної поверхні має розміри 1×2 м і $t = 120$ °С на поверхні. Плита передає теплоту повітрю, температура якого на віддалі від плити $t_p = 20$ °С. Визначити кількість теплоти, яку плита віддає до навколишнього середовища. Чи достатньо цієї кількості теплоти, щоб нагріти 3 кг води від $t = 15$ °С до температури кипіння за атмосферного тиску?

Задача 11-41. Трансформаторне масло з $t = 40$ °С нагрівається в маслонагрівнику трубами з $t_c = 110$ °С на поверхні. Діаметр труби $d = 30$ мм. Визначити кількість теплоти, що передається маслу за годину, якщо площа поверхні нагріву 150 м^2 . Теплообмін за вільної конвекції.

Задача 11-42. Повітря рухається каналом прямокутного перерізу, що має ширину 80 мм і висоту 600 мм. Температура стінок каналу 300 °С, середня температура повітря 200 °С, швидкість руху повітря $\omega = 8$ м/с, тиск повітря $p = 1$ бар. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від стінки до повітря.

Задача 11-43. Визначити коефіцієнт тепловіддачі за течії води в горизонтальній круглій трубі діаметром $d = 10$ мм і завдовжки $l = 400$ мм. Витрата води становить 36 л/год, середня температура води $t_p = 20$ °С, температура стінки труби $t_c = 80$ °С.

Задача 11-44. Вертикальний циліндр діаметром $d = 200$ мм і завдовжки $l = 4$ м оточений повітрям з $t_p = -20$ °С. Циліндр повинен мати на зовнішній поверхні постійну температуру $t_c = 20$ °С. Яка має бути теплова потужність нагрівника всередині циліндра?

Задача 11-45. Знайти втрати теплоти, що припадають на 1 погонний метр паропроводу за рахунок конвекції протягом 4 год, якщо паропровід охолоджується вільним потоком повітря, що має на віддалі від паропроводу температуру $t = 20^\circ\text{C}$. Зовнішній діаметр паропроводу $d = 200$ мм, на його поверхні $t_c = 180^\circ\text{C}$. Як зміняться теплові втрати, якщо паропровід вкрити ізоляцією завтовшки $\delta = 30$ мм з температурою $t_c = 50^\circ\text{C}$ на зовнішній поверхні? Інші умови ті самі.

Задача 11-46. Горизонтальний паропровід діаметром $d = 0,2$ м і завтовшки $l = 5$ м має на поверхні температуру $t_c = 400^\circ\text{C}$. Навколо труби повітря з температурою на віддалі від труби $t_p = -20^\circ\text{C}$. Знайти втрати теплоти горизонтальним паропроводом, а також, за тих самих умов, вертикальним паропроводом. Визначити, у скільки разів зменшаться втрати теплоти, якщо температура поверхні паропроводу зменшиться у 4 рази.

Задача 11-47. У вузькій щілині циркулює повітря між стінками, які на поверхні мають температури 170 і 50°C . Повітряний шар має товщину $\delta = 25$ мм. Знайти еквівалентний коефіцієнт теплопровідності і густину теплового потоку між стінками через шар повітря.

Задача 11-48. У середині великого об'єму, де прокладено гарячі труби діаметром $d = 60$ мм і температурою $t_c = 120^\circ\text{C}$ на поверхні, знаходиться мазут, температура якого $t_p = 20^\circ\text{C}$. Для мазуту залежно від температури:

$$\lambda = 0,124 - 0,0151 \left(\frac{t}{100} \right) \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}, \quad \rho = 990 \text{ кг/м}^3, \quad \nu = \frac{2,56}{t^3} \text{ м}^2/\text{с},$$

$$\beta = 3 \cdot 10^{-4} \text{ К}^{-1}.$$

Знайти коефіцієнт тепловіддачі для двох випадків: а) тепловий потік спрямовано від труби до мазуту, як в умові

задачі; б) навпаки, тепловий потік спрямовано від мазуту ($t_p = 120\text{ }^\circ\text{C}$) до труби ($t_c = 20\text{ }^\circ\text{C}$). Пояснити результати.

Задача 11-49. У трубі діаметром $d = 80$ мм і завдовжки $l = 3$ м проходить повітря зі швидкістю $\omega = 10$ м/с. Визначити значення коефіцієнта тепловіддачі, якщо середня температура повітря $t_p = 120\text{ }^\circ\text{C}$.

Задача 11-50. Через горизонтальну трубу ($d = 60$ мм і $l = 4$ м) тече вода зі швидкістю $\omega = 1$ м/с. Визначити коефіцієнт тепловіддачі, якщо середня температура води $t_p = 40\text{ }^\circ\text{C}$, а температура стінки $t_c = 90\text{ }^\circ\text{C}$.

Задача 11-51. Через трубу ($d = 20$ мм і $l = 3$ м) проходить трансформаторне масло зі швидкістю $\omega = 0,1$ м/с. Температура внутрішньої поверхні труби $t_c = 100\text{ }^\circ\text{C}$. Масло нагрівається від $t_{p1} = 20\text{ }^\circ\text{C}$ до $t_{p2} = 50\text{ }^\circ\text{C}$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від стінки труби до рідини і середню за довжиною трубки густину теплового потоку.

Задача 11-52. У трубі діаметром $d = 50$ мм тече вода зі швидкістю $0,8$ м/с, яка повинна віддати стінці труби теплоту $Q = 300$ кВт. Температура води на вході в трубу $t_{p1} = 90\text{ }^\circ\text{C}$, температура внутрішньої поверхні труби $t_c = 20\text{ }^\circ\text{C}$. Визначити потрібну довжину труби.

Задача 11-53. У горизонтальній трубі діаметром $d = 12 \times 1$ мм і завдовжки $0,3$ м тече вода зі швидкістю $\omega = 0,1$ м/с за середньої температури $t_p = 70\text{ }^\circ\text{C}$.

1. Визначити середній коефіцієнт тепловіддачі, якщо $t_c = 10\text{ }^\circ\text{C}$.

2. Знайти коефіцієнт тепловіддачі, якщо замість води в трубі протікає повітря. Інші умови такі самі.

3. Як зміниться коефіцієнт тепловіддачі, якщо для повітря збільшити діаметр труби в 3 рази? Інші умови такі самі.

Задача 11-54. Котельний пучок омивається поздовжнім потоком димових газів. Труби пучка із зовнішнім діаметром $d = 80$ мм і завдовжки $l = 3$ м розташовані в коридорному порядку з кроком $s_1 = 200$ мм і $s_2 = 200$ мм. Середня температура газів $t_p = 750$ °С; середня температура зовнішньої поверхні труб $t_c = 250$ °С; середня швидкість газів $\omega = 6$ м/с. Теплофізичні властивості димових газів при $t_c = 750$ °С: $\lambda_p = 8,71 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\nu = 122 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $Pr = 0,6$; $\varepsilon_l = 1,24$. Визначити коефіцієнт тепловіддачі конвекцією від димових газів до поверхні труб пучка.

Задача 11-55. Труби ($d = 30 \times 2$ мм і $l = 5$ м) зібрано в пучок із шаховим розташуванням за вершинами рівнобічного трикутника зі стороною 60 мм. Пучок омиває повітря, яке рухається зі швидкістю $\omega = 10$ м/с і має середню температуру $t_p = 200$ °С. Визначити середній коефіцієнт тепловіддачі за поздовжнього омивання пучка повітрям. Як зміниться коефіцієнт тепловіддачі, якщо швидкість повітря збільшиться в 4 рази?

Задача 11-56. Мідний шинопровід круглого перерізу діаметром $d = 15$ мм охолоджується поперечним потоком сухого повітря, який рухається зі швидкістю $\omega = 5$ м/с і має середню температуру $t_p = 20$ °С. Визначити коефіцієнт тепловіддачі від поверхні шинопроводу до повітря і допустиму силу струму в шинопроводі за умов, що температура його поверхні не перевищуватиме $t_c = 80$ °С. Питомий електричний опір міді $\rho = 0,0275$ Ом·мм²/м.

Задача 11-57. Знайти коефіцієнт тепловіддачі в охолоджувачі повітря за поперечного обтікання пучка труб. Дано: діаметр труб $d = 16$ мм, швидкість руху повітря у вузькому перерізі пучка $\omega = 15$ м/с, середня температура повітря $t_p = 60$ °С. Розрахунок виконати для шахового і коридорного розташування труб у пучку. Для цих умов знайти коефіцієнт тепловіддачі під час охолодження води, яка омиває пучок зі швидкістю 1 м/с, а інші дані такі самі. Порівняти результати.

Задача 11-58. Вода у великому об'ємі кипить на трубах випарника. Температура на поверхні труб $t_c = 180$ °С. Тиск води 7,92 бар, температура води дорівнює температурі насичення $t_p = t_n$. Діаметр труб випарника $d = 40$ мм. Визначити коефіцієнт тепловіддачі під час кипіння, якщо $t_c = 210$ °С.

Задача 11-59. Кипляча вода за тиску 1,013 бар знаходиться у великому об'ємі. Густина теплового потоку $q = 4 \cdot 10^4$ Вт/м². Знайти коефіцієнт тепловіддачі для води в умовах вільної конвекції.

Задача 11-60. З киплячої води за тиску $p = 2,7$ бар потрібно одержати 400 кг/год сухої насиченої пари за температури поверхні нагріву $t_c = 140$ °С. Знайти необхідну для цього площу поверхні нагріву котла.

Задача 11-61. Знайти кількість сухої насиченої пари, яку можна отримати з 4 м² поверхні нагріву парового котла, якщо манометр показує тиск $p = 8$ бар, а перегрів стінки котла становить 10 °С.

Задача 11-62. Потрібно сконденсувати за атмосферного тиску $p = 1,013$ бар 500 кг/год насиченої водяної пари в горизонтальному конденсаторі, який зроблено з труб завдовжки $l = 2$ м і діаметром $d = 20 \times 1$ мм. Температура стінок

труб $t_c = 15$ °С. Визначити необхідну кількість труб за умови, що конденсат не переохолоджується.

Задача 11-63. Насичена пара метилового спирту конденсується за тиску $p = 1,79$ бар у двох випадках:

а) на зовнішній поверхні горизонтальної труби діаметром $d = 50 \times 3$ мм;

б) на внутрішній поверхні цієї труби, розташованої вертикально, висотою 2 м.

Температура стінки в обох випадках $t_c = 50$ °С. Визначити коефіцієнт тепловіддачі.

Задача 11-64. Визначити, скільки сухої насиченої водяної пари може бути сконденсовано на горизонтальній трубі діаметром $d = 20$ мм і завдовжки 1 м за тиску $p = 0,05$ бар, якщо середня температура поверхні $t_c = 15$ °С. Визначити те саме для вертикального розташування труби. Порівняти результати.

Задача 11-65. Насичена водяна пара за абсолютного тиску $p = 4$ бар проходить у горизонтальному паропроводі завдовжки $l = 30$ м і діаметром $d = 40 \times 2,5$ мм. Температура навколишнього повітря $t_p = 18$ °С. Скільки конденсату утвориться за добу в неізольованому паропроводі? На скільки відсотків зменшиться втрата теплоти, якщо паропровід покрити шаром ізоляції із шлаковати завтовшки $\delta = 40$ мм?

11.11. До розділу 9. Теплове випромінювання

1. Яка природа енергії випромінювання?
2. Які величини характеризують електромагнітні коливання?
3. Класифікація електромагнітних коливань.

4. Які промені мають властивість передавати енергію у формі теплоти?
5. На які частини поділяється падаюча промениста енергія?
6. Що називають поглинальною, відбивною і пропускну здатністю тіла?
7. Що називають абсолютно чорним тілом, абсолютно білим, дзеркальним і абсолютно прозорим?
8. Які спектри випромінювання твердих і газоподібних тіл?
9. Що називають випромінювальною здатністю тіла?
10. Що називають спектральною густиною випромінювання?
11. Що називають сірими тілами?
12. Потік ефективного випромінювання і його густина. Результуючий потік випромінювання.
13. Закон Планка та його графічне зображення.
14. Закон Віна.
15. Закон Стефана – Больцмана.
16. Що називають ступенем чорноти тіла? Зведений ступінь чорноти системи.
17. Закон Ламберта.
18. Закон Кірхгофа та його аналіз.
19. Тепловий потік випромінювання між двома сірими поверхнями.
20. З якою метою використовують екрани? Ефект від застосування екранів.
21. Теплообмін випромінюванням між тілом та його оболонкою.
22. Від яких факторів залежить значення коефіцієнта опромінення?
23. Чим пояснюють часткову прозорість середовища?
24. Чим зумовлено випромінювання газів?

25. Які гази мають властивість випромінювати?
26. У чому полягають особливості випромінювання і поглинання газів порівняно з твердими тілами?
27. Закон Стефана – Больцмана для смугастих спектрів.
28. Як визначити еквівалентну довжину шляху променя в газовому середовищі і від чого вона залежить?
29. Закон Бучера.
30. Коефіцієнт поглинання газу.
31. Що називають чорним випромінюванням газу?
32. Що називають складним теплообміном?
33. Визначення сумарної густини теплового потоку за складного теплообміну.

11.12. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділу 9

Задача 11-66. Визначити теплообмін випромінюванням між двома паралельно розташованими поверхнями $F_1 = F_2 = 5 \text{ м}^2$ з температурами $t_1 = 527 \text{ }^\circ\text{C}$ і $t_2 = 127 \text{ }^\circ\text{C}$. Коефіцієнт випромінювання першої поверхні $c_1 = 5,1$, другої – $c_2 = 4,2 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$. Втрату теплоти бічними поверхнями не враховувати. Як зміниться теплообмін, якщо за тих самих умов коефіцієнт другої поверхні $c_2 = 0,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$?

Розв'язання

Теплообмін випромінюванням між паралельними поверхнями визначаємо за рівнянням (9.23) з урахуванням (9.24):

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_0}} \cdot F \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right];$$

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{5,1} + \frac{1}{4,2} - \frac{1}{5,67}} \cdot 5 \cdot \left[\left(\frac{800}{100} \right)^4 - \left(\frac{400}{100} \right)^4 \right] = 75\,000 \text{ Вт.}$$

За умов, що $c_2 = 0,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$,

$$Q = \frac{1}{\frac{1}{5,1} + \frac{1}{0,4} - \frac{1}{5,67}} \cdot 5 \cdot \left[\left(\frac{800}{100} \right)^4 - \left(\frac{400}{100} \right)^4 \right] = 7\,700 \text{ Вт.}$$

Заміна однієї поверхні полірованим матеріалом зменшує теплообмін випромінюванням майже в 10 разів.

Задача 11-67. У приміщенні, довжина якого 10 м, ширина 8 м і висота 4 м, встановлено сталевий підігрівник без ізоляції. Коефіцієнт випромінювання його поверхні $c_1 = 0,4 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$. Температура зовнішньої поверхні підігрівника $t_1 = 157 \text{ }^\circ\text{C}$, довжина підігрівника 2 м, діаметр 1 м. Температура в приміщенні $t_2 = 27 \text{ }^\circ\text{C}$. Визначити кількість теплоти випромінювання.

Розв'язання

Визначимо співвідношення площ поверхонь підігрівника F_1 і стін приміщення F_2 :

$$F_1 = \pi dl = 3,14 \cdot 1 \cdot 2 = 6,28 \text{ м}^2;$$

$$F_2 = 10 \cdot 8 \cdot 4 = 320 \text{ м}^2.$$

Беручи до уваги, що $\frac{F_1}{F_2} = \frac{6,28}{320} = 0,02$, тобто $F_1 \gg F_2$,

для знаходження кількості теплоти випромінювання використовуємо рівняння (9.39), яке за умов, що для цього випадку $\varepsilon_n = \varepsilon_1 c_0$, $\varepsilon_1 = c_1$, набуває вигляду

$$Q = c_1 \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] F_1;$$

$$Q = 5,2 \left[\left(\frac{430}{100} \right)^4 - \left(\frac{300}{100} \right)^4 \right] = 8\,523 \text{ Вт.}$$

Задача 11-68. Між двома поверхнями з температурами $T_1 = 600 \text{ К}$ і $T_2 = 300 \text{ К}$ встановлено екран, коефіцієнт випромінювання їх $c_1 = c_2 = 4,8 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$. Визначити теплообмін випромінюванням до і після встановлення екрана, а також температуру екрана.

Розв'язання

Теплообмін між поверхнями до встановлення екрана визначають за рівнянням (9.27) з урахуванням рівняння (9.24):

$$q_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{c_2} + \frac{1}{c_2} - \frac{1}{c_0}} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right];$$

$$q_{1-2} = \frac{1}{\frac{1}{4,8} + \frac{1}{4,8} - \frac{1}{5,67}} \left[\left(\frac{600}{100} \right)^4 - \left(\frac{300}{100} \right)^4 \right] = 5\,070 \text{ Вт/м}^2.$$

Після встановлення екрана за формулою (9.31):

$$q_{1-T-2} = \frac{1}{2} q_{1-2} = 5070 / 2 = 2\,535 \text{ Вт/м}^2.$$

Температуру екрана визначаємо за рівнянням (9.30):

$$\begin{aligned} \left(\frac{T_c}{100} \right)^4 &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 + \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] = \\ &= \frac{1}{2} \left[\left(\frac{600}{100} \right)^4 + \left(\frac{300}{100} \right)^4 \right] = 690, \end{aligned}$$

звідки $T_c = 512 \text{ К}$.

Задача 11-69. Визначити тепловий потік від вертикальної плити висотою $l = 2$ м і шириною $b = 5$ м з температурою $t_{c1} = 100$ °С у навколишнє середовище, у якому знаходиться спокійне повітря, що має температуру $t_p = 20$ °С. На відстані 0,3 м від плити розміщено вертикальну стінку, температура якої $t_{c2} = 20$ °С. Ступені чорноти плити і стінки однакові і дорівнюють $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,9$.

Розв'язання

Це – випадок складного теплообміну, коли сумарний тепловий потік визначають за рівнянням (9.50):

$$Q_0 = Q_k + Q_v.$$

Для визначення режиму течії за вільної конвекції знаходимо значення комплексу $(Gr \cdot Pr)$. За температури $t_p = 20$ °С для повітря маємо (табл. 2 додатка): $\lambda = 2,59 \cdot 10^{-2}$ Вт/(м·К); $\nu = 15,06 \cdot 10^{-6}$ м²/с; $Pr = 0,703$.

$$\begin{aligned} Gr \cdot Pr &= \frac{g l^3}{\nu^2} \beta \Delta t \cdot Pr = \frac{9,81 \cdot 2^3 \cdot (100 - 2)}{(15,06 \cdot 10^{-6})^2 \cdot 293} \cdot 0,703 = \\ &= 6,64 \cdot 10^{10}. \end{aligned}$$

Оскільки $Gr \cdot Pr > 10^9$, використовуємо рівняння (5.52):

$$Nu = 0,15(Gr \cdot Pr)^{0,33} = 0,15 \cdot (6,64 \cdot 10^{10})^{0,33} = 610.$$

Коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = Nu \frac{\lambda}{l} = 610 \frac{2,59 \cdot 10^{-2}}{2} = 7,92 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Конвективний тепловий потік

$$Q_{II} = \alpha \Delta t F = 7,92 \cdot 80 \cdot 10 = 6\,340 \text{ Вт}.$$

Тепловий потік випромінюванням визначаємо за рівнянням (9.26), яке з урахуванням рівняння (9.25) набуває вигляду:

$$Q_{\text{в}} = \frac{c_0}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1} F \left[\left(\frac{T_{c1}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{c2}}{100} \right)^4 \right] =$$

$$= \frac{5,67}{\frac{1}{0,9} + \frac{1}{0,9} - 1} \cdot 10 \cdot \left[\left(\frac{373}{100} \right)^4 - \left(\frac{293}{100} \right)^4 \right] = 5\,670 \text{ Вт.}$$

Сумарний тепловий потік:

$$Q_0 = 6340 + 5670 = 12\,010 \text{ Вт.}$$

Задача 11-70. Визначити тепловий потік, який втрачає через випромінювання сталевая труба з окисненою поверхнею, яка має діаметр $d = 80$ мм і довжину $l = 10$ м. Температура поверхні труби $t_{c1} = 230$ °С. Розташована труба в приміщенні на великій відстані від стін, температура яких $t_{c2} = 20$ °С.

Задача 11-71. Знайти температуру поверхні тіла із окисненої латуні, якщо тепловий потік енергії, випромінюваної тілом, має густину 30 кВт/м².

Задача 11-72. Визначити втрату теплоти випромінюванням сталевий труби діаметром $d = 80$ мм і завдовжки $l = 4$ м. Поверхня труби шорстка окиснена і має температуру $t_{c1} = 180$ °С. Труба знаходиться: 1) у великому приміщенні, температура стінок якого $t_{c2} = 20$ °С; 2) у цегляному каналі $(0,3 \cdot 0,3)$ м² за температури $t_{c2} = 20$ °С.

Задача 11-73. Визначити втрати теплоти випромінюванням за годину для паропроводу ($c = 2,6 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$) із зовнішнім діаметром $d = 150 \text{ мм}$, завдовжки $l = 100 \text{ м}$. У паропроводі тиск $p_a = 10 \text{ бар}$. Температура зовнішньої поверхні труби на 20°C нижча за температуру насичення.

Задача 11-74. Ніхромовий дріт має температуру $t = 800^\circ\text{C}$. Знайти коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням з поверхні дроту, якщо нагрівник розташований у великому приміщенні, температура якого $t = 20^\circ\text{C}$.

Задача 11-75. Яку кількість енергії випромінює Сонце за 1 хв? Випромінювання Сонця вважати близьким до випромінювання абсолютно чорного тіла. Температуру поверхні Сонця узяти 5800 К .

Задача 11-76. У посудині Дьюара міститься рідкий кисень за температури $t = -183^\circ\text{C}$. Посудина має по товщині дві стінки з посрібленими поверхнями. Площі поверхонь однакові і дорівнюють $0,15 \text{ м}^2$. Середовище навколо посудини має температуру $t = 20^\circ\text{C}$. Знайти кількість теплоти, яка передається випромінюванням між стінками посудини, якщо вони мають температуру середовищ, з якими стикаються.

Задача 11-77. Електронагрівник у вигляді ніхромового дроту діаметром $d = 0,5 \text{ м}$ і завдовжки $l = 2 \text{ м}$ споживає потужність 400 Вт . Температура огорожувальної арматури 20°C . Знайти температуру дроту без урахування конвективного теплообміну.

Задача 11-78. У скільки разів зменшиться теплообмін випромінюванням між двома сталевими окисненими листами, якщо між ними покласти екран з алюмінію шорсткого?

Температура поверхні одного листа $t_{c1} = 400 \text{ }^\circ\text{C}$, другого – $t_{c2} = 50 \text{ }^\circ\text{C}$. Знайти також температуру поверхні екрана.

Задача 11-79. Горизонтальна сталева труба з окисненою шорсткою поверхнею має діаметр $d = 200 \text{ мм}$ і довжину $l = 30 \text{ м}$. Поверхню труби нагріто до температури $t_c = 300 \text{ }^\circ\text{C}$. Труба знаходиться у великому приміщенні, температура повітря в якому $t_p = 20 \text{ }^\circ\text{C}$. Знайти втрати теплоти цією трубою шляхом конвекції. На скільки відсотків зростуть втрати теплоти, якщо врахувати теплообмін випромінюванням?

Задача 11-80. Визначити втрату теплоти випромінюванням окисненою поверхнею сталевого агрегату, що знаходиться в приміщенні, стіни якого покрито олійною фарбою. Агрегат циліндричної форми ($D = 1 \text{ м}$ і $H = 2 \text{ м}$). Розміри приміщення $4 \times 10 \times 6 \text{ м}$, температура повітря і поверхні стінок приміщення $20 \text{ }^\circ\text{C}$. Температура поверхні стінок агрегату $70 \text{ }^\circ\text{C}$. Знайти загальну втрату теплоти агрегатом шляхом випромінювання і конвекції.

11.13. До розділу 10. Теплообмінні апарати

1. Що таке теплообмінний апарат?
2. За якими принципами класифікують теплообмінні апарати? Групи теплообмінних апаратів.
3. За якими схемами проходить рух теплоносіїв?
4. Найпростіший трубчастий теплообмінник, його будова.
5. Кожухотрубні теплообмінні апарати, їх будова, галузь використання.
6. Конструктивні методи інтенсифікації роботи теплообмінних апаратів.
7. Технологічні методи інтенсифікації роботи теплообмінних апаратів.

8. Теплова труба, принцип її роботи.
9. Мета конструкторського і перевірного розрахунків теплообмінників.
10. Рівняння теплового балансу, фізичний зміст складових цього балансу.
11. Середній температурний напір і його визначення для прямотечії, протитечії і перехресної течії.
12. Графіки зміни температур теплоносіїв у теплообмінних апаратах для прямотечії і протитечії.
13. Визначення коефіцієнта теплопередачі для плоскої і циліндричної поверхонь.
14. Як визначити площу поверхні нагріву теплообмінного апарата?
15. У чому полягає метод послідовних наближень для розрахунку площі поверхні нагріву теплообмінника?
16. Визначення температури стінки поверхні нагріву.
17. Побудова вертикального одноходового кожуха трубчастого теплообмінного апарата.
18. Схеми розташування труб у трубних дошках, їх характеристика.
19. Розрахунок довжини однієї труби в одноходовому теплообміннику і кількості ходів у трубному просторі багатогодового теплообмінника.
20. Знаходження внутрішнього діаметра й активної площі трубної дошки теплообмінного апарата.
21. Які фактори впливають на зменшення діаметра корпусу кожухотрубного теплообмінника?
22. Визначення кількості ходів і площі перерізу одного ходу в міжтрубному просторі кожухотрубного теплообмінника.
23. Визначення діаметрів патрубків теплообмінних апаратів і діаметрів трубопроводів.
24. Яка мета гідравлічного розрахунку теплообмінного апарата?

25. З яких величин складається повний гідравлічний опір теплообмінника і як його визначити?

26. Від чого залежить значення коефіцієнта опору тертя і як його визначити?

27. Коефіцієнти місцевих опорів.

28. Визначення ефективної потужності приводу для перекачування робочого середовища через теплообмінний апарат.

29. Що називають компактністю теплообмінного апарата і як її визначити?

30. Яка мета перевірного розрахунку теплообмінного апарата?

31. Як встановити кінцеві і знайти середні арифметичні температури теплоносіїв у теплообмінному апараті?

32. Визначення перепадів температур теплоносіїв для різних схем їх взаємотечії. Водяний еквівалент.

33. Визначення потужності теплообмінного апарата.

11.14. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділу 10

Задача 11-81. Теплота вихідних газів котла використовується для нагрівання повітря, необхідного для спалювання палива. Температура газів змінюється від температури $t_1^I = 380^\circ\text{C}$ до $t_1^{II} = 150^\circ\text{C}$, а температура повітря від $t_2^I = 20^\circ\text{C}$ до $t_2^{II} = 120^\circ\text{C}$. Визначити середню різницю температур для випадків використання прямотечійного і протитечійного апаратів. Проаналізувати результати.

Розв'язання

1. Для прямотечійного апарата середню різницю температур визначаємо за формулою (10.11):

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{м}}}}$$

У цьому випадку маємо:

$$350 \text{ }^{\circ}\text{C} \rightarrow 150 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$20 \text{ }^{\circ}\text{C} \rightarrow 120 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$\Delta t_{\delta} = 350 - 20 = 330 \text{ }^{\circ}\text{C}; \quad \Delta t_{\text{м}} = 150 - 120 = 30 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Тоді

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{330 - 30}{\ln \frac{330}{30}} = 125 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

2. Для протитечійного апарата

$$350 \text{ }^{\circ}\text{C} \rightarrow 150 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$120 \text{ }^{\circ}\text{C} \leftarrow 20 \text{ }^{\circ}\text{C};$$

$$\Delta t_{\delta} = 350 - 120 = 230 \text{ }^{\circ}\text{C}; \quad \Delta t_{\text{м}} = 150 - 20 = 130 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

Середня різниця температур

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{230 - 130}{\ln \frac{230}{130}} = 175 \text{ }^{\circ}\text{C}.$$

У випадку протитечії середня різниця температур на $\Delta t_{\text{cp}} / \Delta$ значно більше, ніж у випадку прямої течії, і якщо визначати площі поверхонь нагріву апарата за формулою (10.23), то вони будуть обернено пропорційні різницям температур за різних схем течії:

$$\frac{F_{\text{протит}}}{F_{\text{прямот}}} = \frac{\Delta t_{\text{прямот}}}{\Delta t_{\text{протит}}} = \frac{125}{175} = 0,7.$$

Площа поверхні теплообміну за протитечії на 30 % менше, ніж за прямої течії.

Задача 11-82. Визначити теплове навантаження сталеві труби ($\lambda = 50 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$) пароводяного підігрівника завдовжки 3 м і діаметром $d = 30/33 \text{ мм}$, якщо трубу ззовні обігріває водяна пара ($\alpha_2 = 8000 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$), а всередині труби нагрівається вода ($\alpha_1 = 4000 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}$). Середня різниця температур $\Delta t_{\text{cp}} = 12 \text{ }^\circ\text{C}$. Поверхню вважати плоскою, в іншому випадку – циліндричною. Порівняти результати.

Розв'язання

Теплове навантаження визначаємо за формулою (10.1):

$$Q = kF\Delta t_{\text{cp}}.$$

Коефіцієнт теплопередачі знаходимо за формулою (10.14):

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{1}{\frac{1}{4000} + \frac{0,0015}{50} + \frac{1}{8000}} = 2470 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К)}.$$

Розрахунковий діаметр (для випадку порівняних значень α_1 і α_2) одержуємо за формулою

$$d_0 = 0,5(d_1 + d_2) = 0,5 \cdot (0,030 + 0,033) = 0,0315 \text{ м}.$$

Теплове навантаження для плоскої поверхні:

$$Q = 2470 \cdot 3,14 \cdot 0,0315 \cdot 3 = 8800 \text{ Вт}.$$

Другий випадок – поверхня циліндрична. Коефіцієнт теплопередачі визначаємо за формулою (10.18):

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda} \cdot \ln \frac{0,033}{0,03} + \frac{1}{8000 \cdot 0,0333}} = 76,4 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}.$$

Теплове навантаження для циліндричної поверхні визначаємо за формулою (10.19):

$$Q = k_1 \pi l \Delta t_{cp} = 76,4 \cdot 3,14 \cdot 3 \cdot 12 = 8\,636 \text{ Вт.}$$

Результат розрахунку для плоскої поверхні відрізняється від результату для циліндричної поверхні на

$$\frac{8800 - 8636}{8636} \cdot 100 \% = 1,9 \%$$

Оскільки похибка незначна, то можливе використання під час розрахунків трубчастих апаратів (якщо $d_3/d_{вн} < 1,5$) більш простих формул теплообміну для випадку плоскої поверхні.

Задача 11-83. Вода нагрівається у водо-водяному теплообміннику типу «труба в трубі». Нагрівальна вода тече у внутрішній сталевій трубі ($\lambda = 50 \text{ Вт/(м} \cdot \text{К)}$), діаметр якої $d_1/d_2 = 40/45 \text{ мм}$. Початкова температура нагрівальної води $t_1^I = 87 \text{ }^\circ\text{C}$, а її втрата $M_1 = 1 \text{ кг/с}$. Нагрівна вода проходить кільцевим каналом між трубами і нагрівається від температури $t_2^{II} = 45 \text{ }^\circ\text{C}$. Внутрішній діаметр зовнішньої труби $D = 60 \text{ мм}$. Витрата нагрівної води $M_2 = 1,2 \text{ кг/с}$. Втратами теплоти в навколишнє середовище знехтувати. Визначити площу поверхні теплообміну цього теплообмінника для протитечії і прямотечії теплоносіїв.

Розв'язання

Кількість теплоти, що передається:

$$Q = M_2 c_{p2} (t_2^{II} - t_2^I) = 1,2 \cdot 4190 \cdot (45 - 15) = 150\,840 \text{ Вт.}$$

Температура нагрівальної води на виході з теплообмінника

$$t_1^{II} = t_1^I - \frac{Q}{M_1 c_{p1}} = 87 - \frac{150840}{1,1 \cdot 4190} = 54 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Середня температура нагрівальної води

$$t_{\text{ср1}} = \frac{t_1^I + t_1^{II}}{2} = \frac{87 + 54}{2} = 70 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Теплофізичні властивості води за цієї температури такі: густина $\rho_1 = 977,8 \text{ кг/м}^3$; кінематична в'язкість $\nu_1 = 0,415 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; коефіцієнт теплопровідності $\lambda_1 = 0,668 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; коефіцієнт температуропровідності $\alpha_1 = 16,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; критерій Прандтля $Pr_{p1} = 2,55$.

Середня температура нагрівної води

$$t_{\text{ср2}} = \frac{t_2^I + t_2^{II}}{2} = \frac{15 + 45}{2} = 30 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Теплофізичні властивості води за цієї температури такі: $P_2 = 995,7 \text{ кг/м}^3$; $\nu_2 = 0,805 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$; $\lambda = 0,618 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$; $Pr_p = 5,42$.

Швидкості руху дорівнюють:

– для нагрівальної води:

$$\omega_1 = \frac{4 M_1}{\rho_1 \pi d_1^2} = \frac{4 \cdot 1,1}{977,8 \cdot 3,14 \cdot 0,04^2} = 0,9 \text{ м/с};$$

– для нагрівної води:

$$\omega_2 = \frac{4 M_2}{\rho_2 \pi (D^2 - d_2^2)} = \frac{4 \cdot 1,2}{995,7 \cdot 3,14 \cdot (0,06^2 - 0,045^2)} = 1 \text{ м/с}.$$

Критерій Рейнольдса для нагрівальної води

$$Re = \frac{\omega_1 d_1}{\nu_1} = \frac{0,9 \cdot 0,04}{0,415 \cdot 10^{-6}} = 86 \text{ } 700.$$

Отже, $Re_1 > 10^4$ і режим течії нагрівальної води турбулентний.

Для цього випадку критерій Nu знаходимо за рівнянням (5.56):

$$Nu = 0,021 Re_1^{0,8} \cdot Pr_{p1}^{0,43} \cdot (Pr_{p1}/Pr_{cr1})^{0,25} \varepsilon_l.$$

Беремо, що $l/d > 50$, тому $\varepsilon_l = 1$. Температура стінки:

$$t_{cr1} = 0,5 (t_{cp1} + t_{cp2}) = 0,5 \cdot (70 + 30) = 50 \text{ }^\circ\text{C}.$$

За цієї температури $Pr_{cr1} = 3,54$, тоді

$$\begin{aligned} Nu &= 0,021 \cdot 86700^{0,8} \cdot 2,55^{0,43} \cdot (2,55/3,54)^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot 8921 \cdot 1,5 \cdot 0,92 = 259. \end{aligned}$$

Коефіцієнт тепловіддачі α_1 від нагрівальної води до стінки труби:

$$\alpha_1 = Nu_1 \frac{\lambda_1}{d_1} = 259 \cdot \frac{0,668}{0,04} = 4\,325 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Критерій Рейнольдса для нагрівної води

$$Re = \frac{\omega_2 d_{скв}}{v_2} = \frac{1 \cdot 0,015}{0,805 \cdot 10^{-6}} = 18\,663,$$

де $d_{скв} = D - d_2 = 60 - 45 = 15 \text{ мм}$.

Режим течії нагрівної води теж турбулентний, використовуємо також рівняння (5.56). Беремо, що $t_{cr2} = t_{cr1} = 50 \text{ }^\circ\text{C}$, тоді $Pr_{cr2} = Pr_{cr1} = 3,54$.

Отже,

$$\begin{aligned} Nu_2 &= 0,021 Re_2^{0,8} \cdot Pr_{p2}^{0,43} \cdot (Pr_{p2}/Pr_{cr2})^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot 18633^{0,8} \cdot 5,42^{0,43} \cdot (5,42/3,54)^{0,25} = \\ &= 0,021 \cdot 2607 \cdot 2,07 \cdot 1,125. \end{aligned}$$

Коефіцієнт тепловіддачі α_2 від стінки труби до нагрівної води:

$$\alpha_2 = \text{Nu}_2 \frac{\lambda_2}{d_{\text{екв}}} = \frac{125 \cdot 0,618}{0,015} = 5\,150 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Коефіцієнт теплопередачі для теплообмінника типу «труба в трубі» визначаємо за рівнянням (10.18):

$$k_l = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 d_1} + \frac{1}{2\lambda_{\text{ст}}} \ln \frac{d_1}{d_2} + \frac{1}{\alpha_2 d_2}} =$$

$$= \frac{1}{\frac{1}{4325 \cdot 0,04} + \frac{1}{2 \cdot 50} \ln \frac{45}{40} + \frac{1}{5150 \cdot 0,045}} = 100 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К}).$$

Середню логарифмічну різницю температур знаходимо за рівнянням (10.11):

$$\Delta t_{\text{cp}} = \frac{\Delta t_{\delta} - \Delta t_{\text{м}}}{\ln \frac{\Delta t_{\delta}}{\Delta t_{\text{м}}}}.$$

У випадку протитечії схема взаємотечії теплоносіїв така:

$$t_1^{\text{I}} = 87 \text{ }^\circ\text{C} \rightarrow t_1^{\text{II}} = 54 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$t_2^{\text{II}} = 45 \text{ }^\circ\text{C} \leftarrow t_2^{\text{I}} = 15 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{\delta} = t_1^{\text{I}} - t_2^{\text{II}} = 87 - 45 = 42 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{\text{м}} = t_1^{\text{II}} - t_2^{\text{I}} = 54 - 15 = 39 \text{ }^\circ\text{C};$$

для прямотечії

$$t_1^{\text{I}} = 87 \text{ }^\circ\text{C} \rightarrow t_1^{\text{II}} = 54 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$t_2^{\text{I}} = 15 \text{ }^\circ\text{C} \rightarrow t_2^{\text{II}} = 45 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{\delta} = t_1^{\text{I}} - t_2^{\text{I}} = 87 - 15 = 72 \text{ }^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{\text{м}} = t_1^{\text{II}} - t_2^{\text{II}} = 54 - 15 = 9 \text{ }^\circ\text{C}.$$

Тоді

$$\Delta t_{\text{ср.прот}} = \frac{42 - 39}{\ln \frac{42}{39}} = 40,5 \text{ } ^\circ\text{C};$$

$$\Delta t_{\text{ср.прям}} = \frac{72 - 9}{\ln \frac{72}{9}} = 30 \text{ } ^\circ\text{C}.$$

Густина теплового потоку на 1 м довжини труби для протитечії:

$$q_{11} = k \Delta t_{\text{ср.прот}} = 100 \cdot 40,5 = 4\,050 \text{ Вт/м};$$

для прямиотечії:

$$q_{12} = k_1 \Delta t_{\text{ср.прям}} = 100 \cdot 30,3 = 3\,030 \text{ Вт/м}.$$

Довжина труби відповідно для протитечії і прямиотечії:

$$l_1 = \frac{Q}{q_1} = \frac{150840}{4050} = 37,2 \text{ м};$$

$$l_2 = \frac{Q}{q_2} = \frac{150840}{3030} = 48,9 \text{ м}.$$

Площа поверхні нагріву дорівнює:

для протитечії

$$F_1 = \pi d_1 l_1 = 3,14 \cdot 0,04 \cdot 37,2 = 4,67 \text{ м}^2;$$

для прямиотечії

$$F_2 = \pi d_1 l_2 = 3,14 \cdot 0,04 \cdot 48,8 = 6,25 \text{ м}^2.$$

Площа поверхні нагріву в теплообміннику з прямиотечією більша порівняно з площею поверхні нагріву в теплообміннику з протитечією на

$$\frac{F_2 - F_1}{F_1} \cdot 100 = \frac{6,25 - 4,67}{4,67} \cdot 100 = 33,8 \text{ } \%$$

Задача 11-84. Суха насичена пара за тиску $p_a = 4$ бар конденсується в теплообміннику на трубах, всередині яких нагрівається вода від температури 20 до 60 °С. Визначити середньологарифмічний і середньоарифметичний температурні напори. Порівняти їх.

Задача 11-85. Рідиною з температурою на вході 300 °С і на виході 200 °С нагрівають нафту від 25 до 150 °С. Визначити середні арифметичну і логарифмічну різниці температур між рідиною і нафтою в теплообмінниках для прямої і протитечії. Обґрунтувати переваги протитечії.

Задача 11-86. Визначити площу поверхні нагріву теплообмінника за прямої і протитечій рухів теплоносіїв. Теплоносієм є газ із початковою температурою 500 °С і кінцевою температурою 250 °С. Потрібно нагріти 30 000 м³/год повітря від температури 20 °С до 200 °С. Узяти коефіцієнт теплопередачі $k = 18$ Вт/(м²·К).

Задача 11-87. Потрібно охолодити рідину від температури 100 °С до 40 °С, для чого використовують воду з температурою 10 °С, кінцева температура води 22 °С. Визначити необхідну площу поверхні охолодження для прямої і протитечії, якщо $k = 900$ Вт/(м²·К), і кількість теплоти, яка передається через поверхню, $Q = 12$ 000 Вт.

Задача 11-88. Знайти кінцеві температури рідин і кількість теплоти, яка передається в протитечійному холодильнику. Площа поверхні охолодження 7 м² і $k = 40$ Вт/(м²·К). Початкова температура рідини, що охолоджується, 120 °С і охолоджувальної води 10 °С. Витрати рідини 0,06 кг/с і води 0,24 кг/с. Теплоємність рідини $c = 3,5$ кДж/(кг·К).

Задача 11-89. Визначити площу поверхні нагріву протитечійного теплообмінника для передачі теплоти $Q = 2\,000$ Вт, якщо на вході газ має температуру $400\text{ }^\circ\text{C}$, на виході – $210\text{ }^\circ\text{C}$. Температура повітря на вході $120\text{ }^\circ\text{C}$. Витрати і теплоємності газу та повітря однакові, $k = 90$ Вт/($\text{m}^2\cdot\text{K}$). Чи можливе таке нагрівання у прямотечійному апараті?

Задача 11-90. Площа поверхні теплообміну трубчастого теплообмінника 50 m^2 . У ньому нагрівається 60 т/год води від температури $50\text{ }^\circ\text{C}$ до $70\text{ }^\circ\text{C}$. Нагрівальним теплоносієм є суха насичена водяна пара ($p_a = 1,5$ бар). Визначити коефіцієнт теплопередачі.

Задача 11-91. У протитечійному теплообміннику охолоджується $0,5\text{ m}^3$ /год трансформаторного масла від температури $95\text{ }^\circ\text{C}$ до $40\text{ }^\circ\text{C}$. Охолоджувальна вода нагрівається від 12 до $50\text{ }^\circ\text{C}$, $\alpha_{\text{масла}} = 180$ Вт/($\text{m}^2\cdot\text{K}$), $\alpha_{\text{води}} = 800$ Вт/($\text{m}^2\cdot\text{K}$). Товщина сталеві стінки 3 мм. Визначити втрату охолоджувальної води і необхідну площу поверхні теплообміну.

Додатки

Таблиця 1

Коефіцієнти теплопровідності матеріалів

№	Матеріал	$\lambda, \frac{\text{Вт}}{(\text{м} \cdot \text{К})}$
1	2	3
1	Алюміній	204
2	Азбест	0,151
3	Азбозурит	0,213
4	Азбослюда	0,208
5	Бетон	1,28
6	Бронза	64
7	Вермикулит	0,328
8	Вогнестійка цегла	1,05
9	Вермикулитові плити	0,186
10	Гума	0,155
11	Дерево (дуб): поперек волокон	0,23
12	Дерево (дуб): уздовж волокон	0,37
13	Діатоміт мелений	0,314
14	Діатомова цегла	0,31
15	Динасова цегла	0,35
16	Корковий дрібняк	0,038
17	Латунь	93
18	Лід	2,22
19	Мідь	384
20	Мінеральна вата	0,052
21	Накип	1,75

Продовження табл. 1

1	2	3
22	Нержавіюча сталь	18
23	Новозбозурит	0,175
24	Ньювель	0,11
25	Піношамот	0,29
26	Пісок річковий (сухий)	0,35
27	Коркові плити	0,047
28	Сажа	0,2
29	Силкатна цегла	0,82
30	Сніг	0,465
31	Совеліт	0,047
32	Сосна поперек волокон	0,151
33	Сталь	50
34	Скловата	0,047
35	Скло звичайне	0,745
36	Титан	15
37	Фанера клеєна	0,15
38	Фарфор	1,03
39	Цегла червона	0,76
40	Чавун	90
41	Шамотна цегла	1,14
42	Шлаковата	0,16

Таблиця 2
Теплофізичні властивості сухого повітря за тиску $p = 0,0981$ МПа

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho,$ кг/м^3	$c_p,$ $\text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda 10^2,$ $\frac{\text{Вт}}{(\text{м}\cdot\text{K})}$	$a 10^6$ $\text{м}^2/\text{с}$	$\mu 10^6$ Нс/м^2	$\nu 10^6,$ $\frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	Pr
1	2	3	4	5	6	7	8
-50	1,584	1,061	2,04	12,7	14,6	9,23	0,728
-40	1,515	1,013	2,12	13,8	15,2	10,04	0,728
-30	1,453	1,013	2,20	14,9	15,7	10,80	0,723
-20	1,395	1,009	2,28	16,2	16,2	12,79	0,716
-10	1,342	1,009	2,36	17,4	16,7	12,43	0,712
0	1,293	1,005	2,44	18,8	17,2	13,28	0,707
10	1,247	1,005	2,51	20,0	17,6	14,16	0,705
20	1,205	1,005	2,59	21,4	18,1	15,06	0,703
30	1,165	1,005	2,67	22,9	18,6	16,00	0,701
40	1,128	1,005	2,76	24,3	19,1	16,96	0,699
50	1,093	1,005	2,83	25,7	19,6	17,95	0,698
60	1,060	1,005	2,90	27,2	20,1	18,97	0,696
70	1,029	1,009	2,96	28,6	20,6	20,02	0,694
80	1,000	1,009	3,05	30,2	21,1	21,09	0,692
90	0,972	1,009	3,13	31,9	21,5	22,10	0,690
100	0,946	1,009	3,21	33,6	21,9	23,13	0,688

Продолжения табл. 2

1	2	3	4	5	6	7	8
120	0,898	1,009	3,34	36,8	22,8	25,45	0,686
140	0,854	1,013	3,49	40,3	23,7	23,80	0,684
160	0,815	1,017	3,64	43,9	24,5	30,09	0,682
180	0,779	1,022	3,78	47,5	25,3	32,49	0,681
200	0,746	1,026	3,93	51,4	26,0	34,85	0,680
250	0,674	1,038	4,27	61,0	27,4	40,61	0,677
300	0,615	1,047	4,60	71,6	29,7	48,33	0,674
350	0,566	1,059	4,91	81,9	31,4	55,46	0,676
400	0,524	1,068	5,21	93,1	33,0	63,09	0,678
500	0,456	1,059	5,74	115,3	36,2	79,38	0,687
600	0,404	1,114	6,22	138,3	39,1	96,89	0,699
700	0,362	1,135	6,71	163,4	41,8	115,4	0,706
800	0,329	1,156	7,18	188,8	44,3	134,8	0,713
900	0,301	1,172	7,63	216,2	46,7	155,1	0,717
1000	0,277	1,185	8,07	254,9	49,0	177,1	0,719
1100	0,257	1,197	8,50	276,2	51,2	199,3	0,722
1200	0,239	1,210	9,15	316,5	53,5	233,7	0,724

Таблиця 3

Теплофізичні властивості води на лінії насичення

t , °C	p , бар	ρ , кг/м ³	n' , $\frac{\text{кДжс}}{\text{кг}}$	$c_p 10^3$, $\frac{\text{кДжс}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}$	$\lambda 10^3$, $\frac{\text{Вт}}{(\text{м} \cdot \text{К})}$	$\alpha 10^6$, $\frac{\text{м}^2/\text{с}}$	$\mu 10^6$, $\frac{\text{Н} \cdot \text{с}/\text{м}^2}$	$\nu 10^6$, $\frac{\text{м}^2/\text{с}}$	$\beta 10^4$, $\frac{1}{\text{К}}$	$\sigma 10^4$, $\frac{\text{Н/м}}$	Pr
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
0	0,006	999,9	0,00	4,212	51,1	13,1	1788	1,789	0,63	756,1	13,67
10	0,012	999,7	42,04	4,191	57,4	13,7	1306	1,306	0,70	742,0	9,52
20	0,023	998,2	83,91	4,183	59,9	14,3	1004	1,006	1,82	728,3	7,02
30	0,042	995,7	125,7	4,174	61,8	14,9	801,5	0,805	3,21	712,2	5,42
40	0,073	992,2	167,5	4,174	63,5	15,3	653,3	0,659	3,87	696,3	4,31
50	0,123	988,1	209,3	4,174	64,8	15,7	549,4	0,556	4,49	676,9	3,54
60	0,199	983,2	251,1	4,179	65,9	16,0	469,4	0,478	5,11	662,2	2,98
70	0,312	977,8	293,0	4,187	66,8	16,3	406,1	0,415	5,70	643,5	2,55
80	0,473	971,8	335,0	4,195	67,4	16,6	355,1	0,365	6,32	625,9	2,21
90	0,701	965,3	377,0	4,208	68,0	16,8	314,9	0,326	6,95	609,2	1,95
100	1,013	958,4	419,1	4,220	68,3	16,9	282,5	0,295	7,52	588,6	1,75
110	1,43	951,0	461,4	4,233	68,5	17,0	259,0	0,272	8,08	569,0	1,60
120	1,98	943,1	503,7	4,250	68,6	17,1	237,4	0,252	8,64	549,4	1,47
130	2,70	934,8	546,4	4,266	68,6	17,2	217,8	0,233	9,19	529,0	1,36
140	3,61	926,1	589,1	4,287	68,5	17,2	201,1	0,217	9,72	507,1	1,26
150	4,76	917,0	633,2	4,313	68,4	17,3	186,4	0,203	10,3	488,6	1,17
160	6,18	907,4	676,1	4,346	68,3	17,3	173,6	0,191	10,7	466,0	1,10
170	7,92	897,3	712,3	4,380	67,9	17,3	162,8	0,181	11,3	443,5	1,05

Продовження табл. 3

<i>I</i>	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
180	10,03	886,9	758,0	4,417	67,4	17,2	153,0	0,173	11,9	422,8	1,00
190	12,55	886,0	792,3	4,459	67,0	17,1	144,2	0,165	12,6	400,2	0,96
200	15,55	863,0	836,1	4,505	66,3	17,0	136,4	0,158	13,3	376,1	0,93
210	19,08	852,8	876,5	4,555	65,5	16,9	130,5	0,153	14,1	354,7	0,91
220	23,20	840,3	912,3	4,614	64,5	16,6	124,6	0,149	14,8	331,6	0,89
230	27,98	827,3	954,6	4,681	63,7	16,4	119,7	0,145	15,9	310,0	0,88
240	33,48	813,6	997,2	4,756	62,8	16,2	114,8	0,141	16,3	285,5	0,87
250	39,78	799,0	1050,6	4,844	61,8	15,9	109,9	0,137	18,1	265,9	0,86
260	46,94	781,5	1103,1	4,949	60,5	15,6	105,9	0,135	19,7	237,4	0,87
270	55,05	767,9	1185,3	5,070	59,0	15,1	102,0	0,133	21,6	214,8	0,88
280	64,19	750,7	1236,8	5,230	57,4	14,6	98,1	0,131	23,7	191,3	0,90
290	74,45	732,3	1290,0	5,485	55,8	13,9	94,2	0,129	26,2	168,7	0,93
300	85,92	712,5	1344,9	5,736	54,0	13,8	91,2	0,128	29,2	144,2	0,97
310	98,70	691,1	1402,2	6,071	52,3	12,5	88,3	0,128	32,9	120,7	1,03
320	112,90	667,1	1462,1	6,574	50,6	11,5	85,3	0,128	38,2	98,10	1,11
330	128,65	640,2	1526,2	7,244	48,4	10,4	81,4	0,127	43,3	76,71	1,22
340	146,08	610,1	1594,8	8,165	45,7	9,17	77,5	0,127	53,4	56,70	1,39
350	165,37	574,4	1671,4	9,504	43,0	7,38	72,6	0,126	66,8	38,16	1,60
360	186,34	528,0	1761,5	13,98	39,5	5,36	66,7	0,126	109	20,21	2,35
370	210,53	450,5	1892,5	40,32	33,7	1,86	56,9	0,126	264	7,71	6,79

Таблиця 4

Температура кипіння залежно від тиску

Критичний стан

 $p = 221,29$ бар. $t = 374,5$ °C

P_1 бар	t °C	P_2 бар	t °C	P_3 бар	t °C	P_4 бар	t °C
1	99,64	26	226,03	72	287,71	122	325,90
2	120,23	27	228,06	74	289,58	124	327,15
3	133,54	28	230,04	76	291,41	126	328,39
4	143,62	29	231,96	78	293,22	128	329,61
5	151,84	30	233,83	80	294,98	130	330,81
6	158,84	32	237,44	82	296,71	132	332,00
7	164,96	34	240,88	84	298,40	134	333,18
8	170,42	36	244,16	86	300,07	136	334,34
9	175,35	38	247,31	88	301,71	138	335,49
10	179,88	40	250,33	90	303,32	140	336,63
11	184,05	42	253,24	92	304,90	142	337,75
12	187,95	44	256,05	94	306,45	144	338,86
13	191,60	46	258,75	96	307,98	146	339,96
14	195,04	48	261,37	98	309,49	148	341,04
15	198,28	50	263,91	100	310,96	150	342,11
16	201,36	52	266,38	102	312,42	152	343,18
17	204,30	54	268,77	104	313,86	154	344,23
18	207,10	56	271,10	106	315,28	156	345,27
19	209,78	58	273,36	108	316,67	158	346,30
20	212,37	60	275,56	110	318,04	160	347,32
21	214,84	62	277,71	112	319,39	162	348,33
22	217,24	64	279,80	114	320,75	164	349,32
23	219,55	66	281,85	116	322,05	166	350,31
24	221,77	68	283,85	118	323,35	168	351,29
25	223,93	70	285,80	120	324,63	170	352,26

Таблиця 5

Теплофізичні властивості водяної пари на лінії насичення

$t, ^\circ\text{C}$	$P, \text{бар}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$h', \text{кДж/кг}$	$r, \text{кДж/кг}$	$c_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda 10^2, \text{Вт/м}\cdot\text{K}$	$\alpha 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\mu 10^6, \text{г/см}^2$	$\nu 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
100	1,013	0,598	2675,9	2256,8	2,135	2,372	18,58	11,97	20,02	1,08
110	1,43	0,826	2691,4	2230,0	2,171	2,489	13,83	12,46	15,07	1,09
120	1,98	1,121	2706,5	2202,8	2,206	2,593	10,50	12,85	11,46	1,09
130	2,70	1,466	2720,7	2174,3	2,257	2,686	7,972	13,24	8,85	1,11
140	3,61	1,966	2734,1	2145,0	2,315	2,791	6,130	13,54	6,89	1,12
150	4,76	2,547	2746,7	2114,3	2,395	2,884	4,728	13,93	5,47	1,16
160	6,18	3,258	2758,0	2082,6	2,479	3,012	3,722	14,32	4,39	1,18
170	7,92	4,122	2768,9	2049,5	2,538	3,128	2,939	14,72	3,57	1,21
180	10,03	5,157	2778,5	2015,2	2,709	3,268	2,339	15,11	2,93	1,25
190	12,55	6,397	2786,4	178,8	2,836	3,419	1,872	15,60	2,44	1,30
200	15,55	7,862	2793,1	1940,7	3,023	3,547	1,492	15,99	2,03	1,36
210	19,09	9,588	2798,2	1900,5	3,199	3,722	1,214	16,38	1,71	1,41
220	23,20	11,62	2801,5	1857,8	3,408	3,896	0,983	16,87	1,45	1,47
230	27,98	13,99	2803,2	1813,0	3,634	4,094	0,806	17,36	1,24	1,54
240	33,48	16,76	2803,2	1765,6	3,881	4,291	0,658	17,76	1,06	1,61
250	39,78	19,98	2801,1	1715,8	4,158	4,512	0,544	18,25	0,913	1,68
260	46,94	23,72	2796,5	1661,4	4,468	4,803	0,453	18,84	0,794	1,75
270	55,05	28,09	2789,8	1604,4	4,815	5,106	0,378	19,32	0,688	1,82
280	64,19	33,19	2779,7	1542,9	5,234	5,489	0,317	19,91	0,600	1,90
290	74,45	39,15	2766,4	1476,3	5,694	5,827	0,261	20,60	0,526	2,01
300	85,92	46,21	2749,2	1404,3	6,280	6,268	0,216	21,29	0,461	2,13
310	98,70	54,58	2727,4	1325,2	7,118	6,838	0,176	21,98	0,403	2,29
320	112,90	64,72	2700,2	1238,1	8,206	7,513	0,141	22,86	0,353	2,50
330	128,65	77,10	2665,9	1139,7	9,881	8,257	0,108	23,94	0,310	2,86
340	146,08	92,76	2621,9	1027,1	12,35	9,304	0,0811	25,21	0,272	3,35
350	165,37	113,6	2564,5	893,5	16,24	10,70	0,0580	26,58	0,234	4,03
360	186,74	144,0	2481,2	719,7	23,03	12,79	0,0396	29,14	0,202	5,23
370	210,53	203,0	2330,9	438,4	56,52	17,10	0,0150	33,75	0,166	11,10

Таблиця 6

**Теплофізичні властивості гліцерину
за атмосферного тиску**

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$c_{\text{ррт}}, \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}$	$\lambda, \frac{\text{Вт}}{(\text{м} \cdot \text{К})}$	$\beta 10^4, \frac{1}{\text{К}}$	$\nu 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	Pr
20	1260	2,35	0,278	3,8	1174,60	12510,80
30	1255	2,40	0,280	3,9	478,08	5142,85
40	1250	2,45	0,281	4,0	264,00	2877,22
50	1244	2,50	0,283	4,7	144,69	1590,10
60	1238	2,56	0,284	4,8	82,39	919,43
70	1231	2,60	0,285	5,6	47,93	538,24
80	1224	2,67	0,287	5,7	28,59	325,61
90	1216	2,72	0,288	6,5	17,27	198,23
100	1208	2,79	0,289	6,6	10,76	125,50
120	1188	2,90	0,292	8,4	4,38	51,64
140	1167	3,01	0,295	9,00	1,54	18,36
160	1143	3,12	0,297	10,5	0,87	10,50
180	1117	3,23	0,30	11,6	0,40	4,5
200	1090	3,34	0,302	12,4	0,20	2,4
220	1059	3,46	0,305	14,6	0,09	1,15
240	1025	3,60	0,307	16,5	0,06	0,70

Таблиця 7

**Теплофізичні властивості трансформаторного масла
за атмосферного тиску**

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$c_{\text{ртр}}, \frac{\text{кДж}}{(\text{кг} \cdot \text{К})}$	$\lambda, \frac{\text{Вт}}{(\text{м} \cdot \text{К})}$	$\beta 10^4, \frac{1}{\text{К}}$	$\nu 10^6, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$	Pr
0	892,5	1,549	0,112	6,80	70,56	866
10	886,4	1,620	0,112	6,85	37,85	484
20	880,3	1,666	0,110	6,90	22,51	298
30	874,2	1,729	0,110	6,95	14,70	202
40	868,2	1,788	0,109	7,00	10,30	146
50	862,1	1,846	0,108	7,05	7,57	111
60	856,0	1,905	0,107	7,10	5,78	87,8
70	850,0	1,964	0,106	7,15	4,54	71,3
80	843,9	2,026	0,106	7,20	3,65	59,3
90	837,8	2,085	0,105	7,25	3,03	50,5
100	831,8	2,144	0,104	7,30	2,56	43,9
110	826,7	2,202	0,103	7,35	2,19	38,8
120	819,6	2,261	0,102	7,40	1,91	34,9

Таблиця 8

Теплоємність розчинів NaOH, c_p [кДж/(кг·К)]

Кон- цент- рація, %	Температура, °С																			
	0	10	25	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	
0	4,203	4,190	4,177	4,177	4,182	4,186	4,194	4,203	4,211	4,224	4,232	-	-	-	-	-	-	-	-	-
5	3,872	4,905	3,939	3,973	3,981	3,993	4,006	4,018	4,027	4,035	4,039	-	-	-	-	-	-	-	-	-
10	3,692	3,738	3,784	3,834	3,843	3,851	3,859	3,864	3,868	3,872	3,876	-	-	-	-	-	-	-	-	-
15	3,587	3,642	3,692	3,742	3,751	3,759	3,767	3,772	3,772	3,772	3,772	-	-	-	-	-	-	-	-	-
20	3,525	3,575	3,629	3,684	3,692	3,701	3,708	3,713	3,717	3,717	3,717	-	-	-	-	-	-	-	-	-
25	-	-	-	3,646	3,658	3,667	3,675	3,679	3,679	3,679	3,679	-	-	-	-	-	-	-	-	-
30	-	3,483	3,533	3,608	3,621	3,629	3,637	3,637	3,637	3,637	3,637	3,642	3,642	3,642	-	-	-	-	-	-
40	-	3,399	3,433	3,471	3,474	3,478	3,483	3,483	3,483	3,483	3,483	3,487	3,487	3,487	-	-	-	-	-	-
50	-	-	3,232	3,215	3,211	3,206	3,202	3,196	3,194	3,194	3,189	3,189	3,185	3,185	3,185	3,185	3,185	3,185	3,182	3,182
60	-	-	-	2,952	2,945	2,934	2,926	2,923	2,914	2,905	2,897	2,893	2,884	2,879	2,879	2,876	2,876	2,872	2,872	2,872
70	-	-	-	-	-	-	2,725	2,721	2,713	2,704	2,696	2,692	2,683	2,679	2,679	2,675	2,675	2,671	2,671	2,671

Таблиця 9

Коефіцієнти кінематичної в'язкості розчинів NaOH, $\nu \cdot 10^9$ [м²/с]

Концентрація, %	Температура, °С															
	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200	
0	0,479	0,415	0,367	0,325	0,286	0,268	0,244	0,226	0,212	0,202	0,191	0,181	0,173	0,166	0,158	
5	0,666	0,567	0,515	0,485	0,460	0,436	0,415	0,400	0,383	0,375	0,366	0,361	0,355	0,350	0,347	
10	0,835	0,705	0,650	0,629	0,611	0,592	0,573	0,558	0,547	0,542	0,536	0,527	0,519	0,516	0,511	
15	1,111	0,957	0,872	0,827	0,805	0,783	0,759	0,742	0,731	0,722	0,716	0,711	0,705	0,700	0,694	
20	1,363	1,185	1,074	1,011	0,983	0,958	0,935	0,922	0,911	0,903	0,897	0,892	0,886	0,881	0,875	
30	2,611	2,046	1,677	1,511	1,427	1,377	1,352	1,319	1,294	1,275	1,261	1,247	1,233	1,222	1,194	
40	3,877	3,192	2,597	2,194	1,977	1,822	1,744	1,697	1,658	1,625	1,597	1,577	1,558	1,542	1,527	
50	5,361	4,436	3,733	3,222	2,705	2,466	2,353	2,264	2,194	2,138	2,097	2,055	2,027	2,005	1,986	
60	8,166	6,388	4,777	4,027	3,500	3,127	2,903	2,786	2,716	2,662	2,619	2,581	2,544	2,514	2,486	
70	11,686	9,444	7,222	5,277	4,277	3,833	3,527	3,375	3,292	3,222	3,166	3,125	3,088	3,055	3,027	

Таблиця 10

Густина розчинів NaOH, ρ [кг/м³]

Концентрація, %	Температура, °С															
	50	60	70	80	90	100	110	120	130	140	150	160	170	180	190	200
0	988	983	978	972	965	958	951	943	935	926	917	907	897	887	876	865
5	1041	1036	1030	1024	1018	1012	1005	997	988	979	970	960	950	940	930	919
10	1094	1089	1083	1077	1071	1064	1057	1049	1041	1032	1023	1013	1003	993	983	972
15	1148	1142	1136	1130	1124	1117	1110	1102	1094	1085	1076	1066	1056	1046	1036	1025
20	1202	1196	1190	1183	1177	1170	1163	1155	1147	1138	1129	1119	1109	1099	1089	1078
25	1256	1250	1244	1237	1230	1223	1216	1208	1200	1191	1182	1172	1162	1151	1141	1130
30	1309	1303	1296	1289	1283	1276	1269	1261	1253	1244	1234	1224	1214	1203	1192	1181
40	1410	1403	1396	1389	1382	1375	1368	1360	1350	1341	1331	1321	1311	1300	1289	1277
50	1504	1497	1490	1483	1476	1469	1462	1454	1443	1433	1423	1412	1401	1390	1379	1367
60	1595	1588	1581	1574	1567	1560	1553	1544	1534	1524	1514	1503	1492	1481	1470	1458
70	1684	1677	1670	1663	1656	1649	1642	1633	1623	1613	1603	1591	1581	1570	1559	1547

Таблиця 11

**Коефіцієнти теплопровідності розчинів NaOH,
λ [Вт/(м·К)]**

Концент- рація, %	Температура, °С									
	0	30	50	60	70	80	90	100	110	120
0	0,552	0,618	0,648	0,659	0,668	0,675	0,681	0,683	0,685	0,687
5	0,527	0,557	0,523	0,578	0,583	0,588	0,591	0,593	0,594	0,642
10	0,524	0,552	0,567	0,573	0,577	0,581	0,584	0,585	0,587	0,588
15	0,522	0,548	0,677	0,683	0,572	0,575	0,578	0,579	0,581	0,582
20	0,521	0,545	0,557	0,564	0,568	0,572	0,574	0,575	0,576	0,577
30	0,543	0,542	0,552	0,556	0,561	0,564	0,566	0,567	0,568	0,569
40	0,543	0,538	0,548	0,553	0,553	0,559	0,562	0,563	0,564	0,565

Таблиця 12

Числа Прандтля для розчинів NaOH, Pr

Концент- рація, %	Температура, °С						
	60	70	80	90	100	110	120
5	4,76	4,01	3,60	3,36	3,17	2,98	2,81
10	6,10	5,11	4,66	4,46	4,30	4,14	3,96
15	8,41	7,15	6,48	7,06	5,86	5,65	5,44
20	10,7	9,2	8,25	7,70	7,45	7,20	6,95
30	22,20	17,20	13,92	12,45	11,69	11,20	10,92
40	34,20	27,85	22,54	18,85	16,89	15,42	14,68

Таблиця 13

Температури кипіння водних розчинів їдкого натру та значення нормальної депресії, η (при 760 мм рт. ст.)

b , %	$t_{\text{кип}}$, °C	η , °C	b , %	$t_{\text{кип}}$, °C	η , °C
3	100,8	0,8	50	142,2	42,2
5	101,0	1,0	55	150,6	50,6
10	102,8	2,8	60	159,6	59,6
15	105,0	5,0	65	169,0	69,0
20	108,2	8,2	70	179,6	79,6
25	112,2	12,2	75	192,0	92,0
30	117,0	17,0	80	206,6	106,6
35	122,0	22,0	85	224,0	124,0
40	128,0	28,0	90	245,5	145,5
45	135,0	35,0	95	274,5	174,5

Таблиця 14

Орієнтовні значення оптимальної швидкості руху теплоносіїв

Назва теплоносія, умови руху	Швидкість, м/с
1. Краплинні рідини:	
для труб з діаметром 25...30 мм	0,6...0,8
для труб з діаметром 30...50 мм	0,8...1,0
для труб з діаметром 100 мм	1,0...1,5
Максимальна	3,0
Мінімальна	0,3
2. Повітря і газ:	
Максимальна	60
Мінімальна	5
3. Водяна пара:	
Максимальна	50
Мінімальна	5

Орієнтовні значення коефіцієнта тепловіддачі

Вид і умови тепловіддачі	$\alpha, \frac{Вт}{(м^2 \cdot К)}$		
	Повітря (гази)	Вода	Органічні та неорганічні рідини
1. Примусова конвекція:			
а) ламінарний рух уздовж осі труби	3,5...10	300...450	200...600
б) турбулентний рух уздовж осі труби	35...60	1000...6000	700...6500
в) турбулентний рух поперек осі труби	70...100	3000...10000	2000...12000
2. Вільна конвекція	4...9	350...950	250...1000
3. Кипіння			
а) у великому об'ємі	-	1000...50000	500...30000
б) у трубах	-	2000...90000	1000...40000
4. Конденсація насиченої пари:			
а) плівкова	-	4000...20000	500...30000
б) краплинна	-	80000...300000	1000...500000

Список використаної та рекомендованої літератури

1. *Аверин Е. К., Кружилин Г. Н.* // Изв. Академии наук СССР, ОТН. – 1955. – № 10.
2. *Алабовский А. Н., Константинов С. М., Недижий И. А.* Теплотехника: Учебник / Под ред. С. М. Константинова. – К.: Высш. шк., 1986. – 226 с.
3. *Беляев Н. М.* Основы теплопередачи. – К.: Высш. шк., 1989. – 342 с.
4. *Бондар А. Г.* Исследование кипения растворов едкого натра в вертикальных трубах при естественной циркуляции: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – К.: КПИ, 1952.
5. *Варгафтик Н. Б.* Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. – М.: Наука, 1972. – 720 с.
6. *Воронин Г. И., Дубровский Е. В.* Эффективные теплообменники. – М.: Машиностроение, 1973. – 148 с.
7. *Воронцов Е. Г., Тананайко Ю. М.* Теплообмен в жидкостных пленках. – К.: Техника, 1972. – 194 с.
8. *Вукалович М. П.* Таблицы термодинамических свойств воды и водяного пара. – М., Л.: Энергия, 1965. – 400 с.
9. *Гребер Г., Арк С.* Основы учения о теплообмене. – ОНТИ, 1958.
10. *Гухман А. А.* Введение в теорию подобия. – М.: Высш. шк., 1973. – 254 с.
11. *Жукиускас А. А.* Конвективный перенос в теплообменниках. – М.: Наука, 1982. – 472 с.
12. *Жуковский В. С.* Основы теории теплопередачи. – М.: Госэнергоиздат, 1960. – 190 с.
13. *Задачник по технической термодинамике и теории тепломассобмена / Под ред. В. И. Крупова, Петражицкого.* – М.: Высш. шк., 1986. – 384 с.

14. *Исаченко В. П., Осипова В. А., Мукомел А. С.* Теплопередача. – М.: Энергоатомиздат, 1981.– 416 с.
15. *Киртичев М. В., Михеев М. А., Эйгенсон Л. С.* Теплопередача. – М., Л.: Госэнергоиздат, 1940. – 292 с.
16. *Кичигин М. А., Костенко Г. Н.* Теплообменные аппараты и выпарные установки. – М., Л.: Госэнергоиздат, 1955. – 391 с.
17. *Кондратьев Г. М.* Регулярный тепловой режим. – М.: Гостехтеоретиздат, 1954.– 408 с.
18. *Константинов С. М.* Исследование теплоотдачи к кипящей паточной барде в контуре с естественной циркуляцией // Изв. вузов СССР. Пищевая технология. –1962. – № 3.
19. *Константинов С. М., Тобилевич Н. Ю.* Теплоотдача при кипении паточной барды // Спиртовая промышленность. – 1961.– № 1.
20. *Краснощеков Е. А., Мукомел А. С.* Задачник по теплопередаче. – М., Л.: Госэнергоиздат, 1963.
21. *Крейт Ф., Блэк У.* Основы теплопередачи. – М.: Мир, 1983. – 512 с.
22. *Кутателадзе С. С.* Основы теории теплообмена. – Новосибирск: Наука, 1970. – 660 с.
23. *Кутателадзе С. С., Боришанский В. М.* Справочник по теплопередаче. – М., Л.: Госэнергоиздат, 1959. – 414 с.
24. *Лукач Ю. Е.* Исследование теплоотдачи при кипении бинарных смесей: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – К.: КПИ, 1952.
25. *Луцик Р. В.* Теплообмін. – К.: КНУТД, 2004. – 126 с.
26. *Лыков А. А.* Тепло массообмен: Справочник. – М.: Энергия, 1978.– 480 с.
27. *Михеев М. А., Михеева И. М.* Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1973.– 320 с.
28. *Нацокин В. В.* Техническая термодинамика и теплопередача. – М.: Высш. шк., 1975.– 496 с.

29. Недужий И. А., Алабовский А. Н. Техническая термодинамика и теплопередача / Под ред. С. М. Константинова. – К.: Высш. шк., 1981. – 248 с.
30. Немцов З. Ф., Арсеньев Г. В. Теплоэнергетические установки и теплоснабжение. – М.: Энергоиздат, 1982. – 400 с.
31. Попов В. Д., Константинов С. М. Обобщение опытных данных по теплоотдаче при кипении некоторых жидкостей и водных растворов // Изв. вузов СССР. Энергетика. – 1962. – № 7.
32. Розенау У. М. Теплообмен при кипении // Современные проблемы теплообмена. – М., 1966. – С. 23–34.
33. Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче / Под ред. Б. Н. Юдаева. – М.: Высш. шк., 1968. – 370 с.
34. Толубинский В. Н. К теории теплообмена при кипении // Изв. вузов СССР. Энергетика. – 1959. – № 1.
35. Федоткин И. М., Фересюк В. Ф. Интенсификация теплообмена в аппаратах химических производств. – К.: Техніка, 1971. – 216 с.
36. Хаузен Х. Теплопередача при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 384 с.
37. Юдаев Б. Н. Теплопередача. – М.: Высш. шк., 1981. – 320 с.

Зміст

Вступ.....	3
Розділ 1. Теплопровідність.	
Основні положення теплопровідності.....	5
1.1. Температурне поле, температурний градієнт, тепловий потік	5
1.2. Закон Фур'є. Коефіцієнт теплопровідності.....	7
1.3. Диференціальне рівняння теплопровідності	9
1.4. Крайові та граничні умови.....	12
Розділ 2. Стаціонарна теплопровідність.....	16
2.1. Теплопровідність однорідної плоскої стінки	16
2.2. Теплопровідність однорідної плоскої стінки з внутрішнім джерелом теплоти.....	17
2.3. Теплопровідність плоскої багат шарової стінки.....	19
2.4. Теплопровідність однорідної циліндричної стінки.....	21
2.5. Теплопровідність однорідної циліндричної стінки з внутрішнім джерелом теплоти.....	23
2.6. Теплопровідність багат шарової циліндричної стінки	25
2.7. Теплопровідність однорідної кульової стінки.....	27
2.8. Теплопровідність ребра (стрижня).....	28
2.9. Теплопровідність однорідного круглого стрижня з внутрішнім джерелом теплоти	33
2.10. Теплообмін тіл в умовах електричного нагрівання.....	34
2.11. Числовий метод розв'язання задач теплопровідності.....	36
Розділ 3. Стаціонарна теплопровідність за граничних умов третього роду (теплопередача).....	40
3.1. Теплопередача через плоску одношарову стінку. Коефіцієнт теплопередачі.....	40
3.2. Теплопередача через плоску багат шарову стінку....	43
3.3. Теплопередача через одношарову циліндричну стінку	46
3.4. Теплопередача через багат шарову циліндричну стінку.....	49

3.5. Теплопередача через кульову поверхню.....	51
3.6. Теплова ізоляція. Критичний діаметр ізоляції	53
3.7. Інтенсифікація теплопередачі	56
3.8. Теплопередача через оребрену стінку	59
Розділ 4. Нестационарна теплопровідність	62
4.1. Основні положення. Безрозмірні змінні.....	62
4.2. Охолодження (нагрівання) необмеженої плоскої стінки. Вплив значення критерію Ві на цей процес.....	65
4.3. Регулярний режим теплопровідності	70
Розділ 5. Конвективний теплообмін.....	73
5.1. Основні поняття. Режими течій. Примежовий шар	73
5.2. Диференціальне рівняння тепловіддачі.....	75
5.3. Диференціальне рівняння руху потоку рідини.....	76
5.4. Рівняння нерозривності.....	80
5.5 Основи теорії подібності. Критерії подібності. Теореми подібності	81
5.6. Критерії гідромеханічної і теплової подібності	87
5.7. Критеріальні рівняння.....	90
5.8. Тепловіддача за вільної течії рідини в необмеженому просторі	91
5.9. Тепловіддача за вільної течії рідини в обмеженому просторі	94
5.10. Тепловіддача за вимушеної течії рідини в трубах.....	95
5.11. Тепловіддача за поперечного обтікання труби і пучка труб.....	99
5.12. Тепловіддача за поздовжнього обтікання пластини ...	103
Розділ 6. Тепловіддача під час кипіння рідини	107
6.1. Фізичні особливості процесу кипіння. Бульбашковий та плівковий режими кипіння. Криза кипіння	107
6.2. Бульбашкове кипіння рідини у великому об'ємі	111
6.3. Тепловіддача під час кипіння рідини всередині труб	117
6.4. Критеріальні рівняння для визначення тепловіддачі під час кипіння рідин	121
6.5. Тепловіддача під час плівкового кипіння	125

Розділ 7. Тепловіддача під час конденсації пари	129
7.1. Механізм конденсації пари.....	129
7.2. Плівкова конденсація пари	130
7.3. Тепловіддача під час конденсації пари з парогазової суміші	135
Розділ 8. Основні визначення і рівняння масообміну	137
Розділ 9. Теплове випромінювання	143
9.1. Основні поняття і визначення.....	143
9.2. Основні закони теплового випромінювання.....	148
9.3. Теплообмін випромінюванням між двома сірими поверхнями	155
9.4. Теплообмін випромінюванням за наявності екранів	157
9.5. Теплообмін випромінюванням між тілом та його оболонкою.....	159
9.6. Випромінювання напівпрозорого середовища. Особливості випромінювання та поглинання газів.....	162
9.7. Складний теплообмін	166
Розділ 10. Теплообмінні апарати	169
10.1. Класифікація теплообмінних апаратів	169
10.2. Розрахунок теплообмінних апаратів	181
10.3. Визначення середнього температурного напору	183
10.4. Визначення коефіцієнта теплопередачі.....	186
10.5. Порядок конструктивного теплового розрахунку рекуперативного теплообмінного апарата.....	188
10.6. Гідравлічний розрахунок теплообмінного апарата.....	211
10.7. Перевірний розрахунок теплообмінного апарата.....	216
10.8. Порівняння схем теплообмінних апаратів	219
10.9. Економічність теплообмінних апаратів	219

Розділ 11. Контрольні запитання та задачі	222
11.1. <i>До вступу і розділу 1. Теплопровідність.</i> Основні положення теплопровідності	222
11.2. <i>До розділу 2. Стаціонарна теплопровідність</i>	223
11.3. <i>До розділу 3. Стаціонарна теплопровідність</i> <i>за граничних умов третього роду (теплопередача).....</i>	224
11.4. <i>До розділу 4. Нестаціонарна теплопровідність</i>	225
11.5. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділів 1–4	226
11.6. <i>До розділу 5. Конвективний теплообмін.....</i>	238
11.7. <i>До розділу 6. Тепловіддача під час кипіння рідини</i>	240
11.8. <i>До розділу 7. Тепловіддача під час конденсації пари ..</i>	242
11.9. <i>До розділу 8. Основні визначення</i> <i>і рівняння масообміну</i>	242
11.10. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділів 5–8	243
11.11. <i>До розділу 9. Теплове випромінювання</i>	262
11.12. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділу 9	264
11.13. <i>До розділу 10. Теплообмінні апарати.....</i>	270
11.14. Приклади розв'язання типових задач та задачі для самостійного розв'язання до розділу 10	272
Додатки	282
Список використаної та рекомендованої літератури	297

Навчальне видання

Константинов Сергій Михайлович

ТЕПЛОБМІН

Підручник

Редактор *Т. В. Рибитва*

Темплан 2005 р., поз. 1-1-002

Редакційно-видавничий відділ ВПІ ВПК «Політехніка»

Оригінал-макет підготовлено ПГО УСІ «Інрес»

Редактор-коректор *М. В. Прокопенко*
Комп'ютерна верстка *Н. В. Стрелець*
Дизайн *О. С. Єременко*

Підп. до друку 06.10.2005. Формат 60×84¹/₁₆.
Папір офс. Гарнітура Times. Друк офсетний.
Ум. друк. арк. 17,67. Обл.-вид. арк. 29,38. Тираж 1500 пр.

НТУУ «КПІ» ВПІ ВПК «Політехніка»

Свідоцтво ДК № 1665 від 28.01.2004

03056, Київ, вул. Політехнічна, 14, корп. 15, тел./факс (044) 241-68-78

ПГО УСІ «Інрес»

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру
видавців, виготівників і розповсюджувачів видавничої продукції

ДК № 2225 від 25.06.2005 р.

03067, Київ-67, вул. Машинобудівна, 36

тел. (044) 458-04-46, факс 458-04-29, e-mail: axiompub@gmail.com



Константинов Сергій Михайлович – професор, кандидат технічних наук, Заслужений працівник вищої школи України. Має урядові нагороди. Працює понад 50 років на різних посадах: від асистента до ректора університету (Національний університет харчових технологій, Київський національний університет технологій та дизайну, Національний технічний університет України «Київський

політехнічний інститут»).

Автор і співавтор 6 підручників і навчальних посібників, 140 статей, має 18 свідоцтв на винаходи. Викладає дисципліни «Технічна термодинаміка», «Тепломасообмін», «Теплотехніка».

Напрямок наукової діяльності — теплообмін під час кипіння рідин.