

Вища освіта в Україні

А.І. Погорєлов

ТЕПЛОМАСООБМІН

основи теорії і розрахунку



навчальний посібник

А.І. Погорелов

ТЕПЛОМАСОБМІН

(ОСНОВИ ТЕОРІЇ І РОЗРАХУНКУ)

4-те видання, виправлене

*Рекомендовано Міністерством освіти і науки України
як навчальний посібник
для студентів енергетичних спеціальностей*

Львів
“Новий Світ-2000”
2006

ББК 31.31
П 43
УДК 536.24 (075.8)

Рецензенти:

В.О. Загоруйко – доктор технічних наук, професор;

Є.М. Письменний – доктор технічних наук, професор.

Погорелов Арнольд Іванович

П 43 Тепломасообмін (основи теорії і розрахунку): Навчальний посібник для вузів. 4-те видання, виправлене. – Львів: “Новий Світ-2000”, 2006. –144 с.

ISBN 966-7827-50-X

442 248

Викладені основи теорії тепломасообміну у відповідності з програмою курсу “Тепломасообмін” для студентів теплоенергетичних спеціальностей. Може бути використано широким колом інженерно-технічних працівників, які займаються розрахунками і математичним моделюванням процесів тепломасообміну.

**НТБ ВНТУ
м.Вінниця**

Зміст

ВСТУП	7
1. ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ	10
<i>1.1 Основні поняття і визначення</i>	10
1.1.1 Температурне поле.....	10
1.1.2 Закон Фур'є.....	12
1.1.3 Коефіцієнт теплопровідності.....	13
1.1.4 Диференційне рівняння теплопровідності.....	14
1.1.5 Умови однозначності.....	14
<i>1.2 Стаціонарна теплопровідність</i>	16
1.2.1 Теплопровідність в однорідній стінці.....	16
1.2.2 Теплопровідність у багатoshаровій стінці.....	19
1.2.3 Теплопровідність при наявності внутрішніх джерел тепла.....	19
1.2.4 Теплопровідність у ребрі прямокутного профілю постійного поперечного перерізу.....	22
1.2.5 Теплопровідність в ребрах перемінного поперечного перерізу.....	25
1.2.6 Ребро мінімальної маси.....	25
<i>1.3 Теплопровідність при нестационарному режимі</i>	28
1.3.1 Охолодження (нагрівання) тіл обмежених розмірів.....	32
1.3.2 Регулярний режим охолодження.....	33
2. КОНВЕКЦІЙНИЙ ТЕПЛОБМІН	36
<i>2.1 Основні поняття і визначення</i>	36
<i>2.2 Математичний опис процесу</i>	38
<i>2.3 Основні положення теорії подібності</i>	40
<i>2.4 Числа і рівняння подібності</i>	42
<i>2.5 Тепловіддача при русі рідини вздовж плоскої поверхні</i>	45
<i>2.6 Тепловіддача при поперечному обтіканні труб і трубних пучків</i>	46
2.6.1 Одиночні труби.....	46
2.6.2 Пучки труб.....	48

2.7 <i>Тепловіддача при вимушеному русі рідини всередині труб і каналів</i>	49
2.7.1 Ламінарний режим руху.....	52
2.7.2 Турбулентний режим руху.....	53
2.7.3 Перехідний режим руху.....	53
2.8 <i>Тепловіддача при вільному русі</i>	55
2.8.1 Тепловіддача в необмеженому просторі.....	55
2.8.2 Тепловіддача в обмеженому просторі.....	57

3. КОНВЕКЦІЙНИЙ ТЕПЛОБМІН ПРИ ЗМІНІ АГРЕГАТНОГО СТАНУ.....59

3.1 <i>Теплообмін при кипінні рідини</i>	59
3.2 <i>Теплообмін при конденсації пари</i>	65

4. ТЕПЛОБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ.....70

4.1 <i>Основні поняття і визначення</i>	70
4.2 <i>Основні закони теплового випромінювання</i>	73
4.3 <i>Теплообмін випромінюванням між тілами</i>	76
4.3.1 <i>Теплообмін випромінюванням між тілами, довільно розташованими у просторі</i>	76
4.3.2 <i>Теплообмін випромінюванням при наявності екранів</i>	77
4.4 <i>Випромінювання газів</i>	79

5. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА.....82

5.1 <i>Складний теплообмін</i>	82
5.2 <i>Теплопередача через стінку</i>	83
5.3 <i>Критичний діаметр стінки</i>	85
5.4 <i>Вибір матеріала теплової ізоляції</i>	85
5.5 <i>Шляхи інтенсифікації теплопередачі. Теплопередача через ребристу стінку</i>	86

6. ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ.....	89
<i>6.1 Види теплообмінних апаратів.....</i>	<i>89</i>
<i>6.2 Основні положення теплового розрахунку.....</i>	<i>90</i>
<i>6.2.1 Рівняння теплового балансу.....</i>	<i>90</i>
<i>6.2.2 Рівняння теплопередачі.....</i>	<i>91</i>
<i>6.3 Рекуперативні теплообмінні апарати.....</i>	<i>91</i>
<i>6.3.1 Середній температурний напір.....</i>	<i>91</i>
<i>6.3.2 Порядок теплового розрахунку.....</i>	<i>91</i>
<i>6.3.3 Порівняння прямотоку з протитоком.....</i>	<i>93</i>
<i>6.4 Регенеративні теплообмінні апарати.....</i>	<i>94</i>
7. МАСООБМІН.....	97
<i>7.1 Молекулярна дифузія.....</i>	<i>97</i>
<i>7.2 Конвекційна дифузія.....</i>	<i>101</i>
<i>7.3 Масообмін між поверхнею води і повітрям.....</i>	<i>104</i>
ДОДАТКИ.....	106
Список літератури.....	139

Від автора

Посібник написано на основі багаторічного досвіду читання лекцій по дисципліні “Тепломасообмін” для студентів, які навчаються за спеціальностями напряму підготовки “Енергетика”.

Викладення теоретичних положень обмежується необхідністю розуміння фізичної суті явищ, які розглядаються, при розв'язанні прикладних задач. Приведені розрахункові залежності систематизовані у таблицях, більшість з котрих побудована у вигляді алгоритму розв'язання задачі. Це сприяє швидкому засвоєнню матеріала, розвиткові навичок здійснення розрахунків процесів тепломасообміну, полегшує їх виконання. Більш детальні відомості можна знайти в літературі, список котрої додається. Адресується студентам, викладачам і усім, хто цікавиться питаннями тепломасообміну.

Автор висловлює щиру вдячність завідувачу кафедрою атомних електростанцій Національного технічного університету України професору С. М. Письменному і професору кафедри судових енергетичних установок Одеського державного морського університету В. О. Загоруйку за цінні зауваження і побажання, висловлені при рецензуванні посібника. Особливу подяку автор висловлює колегам – співпрацівникам кафедри тепломасообміну Одеської державної Академії холоду, котрі сприяли узагальненню і систематизації наданого матеріала, апробації його в навчальному процесі.

Автор

ВСТУП

Теплообмін – енергетичний обмін між взаємодіючими областями системи, що розглядається, необхідною і достатньою причиною котрого є неоднаковість температур цих областей. Енергія, перенесена внаслідок різниці температур, називається теплом, а за одиницю її вимірювання прийняті джоулі (*Дж*).

В умовах повсякденної діяльності спостерігається цілком певний напрямок перенесення тепла – від тіл більш нагрітих до тіл менш нагрітих. Кінцевий результат теплообміну між обмеженими тілами або частинами одного й того ж самого тіла полягає у вирівнюванні їх температур, після чого система тіл, що розглядаються, набуває стану теплової рівноваги. Саме до таких систем застосовуються класичні закони термодинаміки, які дозволяють обчислити кількість енергії, необхідну для переходу системи із одного рівноважного стану в інший, і кінцеву температуру, що встановлюється в результаті теплообміну. Швидкість перенесення тепла і температура елементів системи через певний заданий проміжок часу визначаються методами теорії теплообміну, що доповнює закони термодинаміки.

Розрізняють три елементарні види передавання тепла: *теплопровідність*, *конвекцію* і *випромінювання*. Спільними для них є необхідність наявності різниці температур і те, що тепло завжди передається в напрямку зниження температури. Розрізняються вони виключно фізичним механізмом передавання тепла і законами, котрі їх описують.

Теплопровідність – молекулярне перенесення теплоти у суцільному середовищі, обумовлене неоднаковістю температур у просторі, що розглядається. Теплопровідність не включає перенесення теплоти внаслідок дифузії речовини.

Конвекція теплоти – процес перенесення теплоти у середовищі з неоднорідним розподілом температури, що здійснюється макроскопічними елементами середовища при їх переміщенні. Конвекція є можливою тільки у текучому середовищі (у рідинах і

газах). А процес перенесення теплоти нерозривно пов'язаний із перенесенням самого середовища.

Розрізняють два види конвекції: природну (вільну) і вимушену. При природній конвекції рушійна сила обумовлена неоднорідністю густини рідкого середовища за наявності у ньому різниці температур, в результаті чого виникають підйомні (архімедові) сили у полі масової сили будь-якого походження. Вимушена конвекція характерна тим, що рідина пересувається під дією зовнішньої рушійної сили.

Поруч із конвекцією завжди співіснує теплопровідність, однак конвекційне перенесення тепла у рідинах, як правило, є визначальним завдяки значній інтенсивності.

Теплообмін, обумовлений спільною дією конвекційного і молекулярного перенесення теплоти (конвекцією і теплопровідністю), називається **конвекційним теплообміном**.

Конвекційний теплообмін між твердою поверхнею і омиваючою її рідиною називається **тепловіддачею**.

Процес передавання тепла від однієї рідини до іншої через тверду стінку, що їх розділяє, називається **теплопередачею**.

Процеси передавання теплоти конвекцією і теплопровідністю є можливими тільки за наявності середовища речовини.

Теплове випромінювання – процес передавання теплоти шляхом електромагнітних хвиль, обумовлений температурою і оптичними властивостями тіл, що беруть участь в теплообміні. Теплове випромінювання пов'язане із подвійним взаємним перетворенням енергії (теплова – променева – тепла). На відміну від конвекції і теплопровідності променевий теплообмін може здійснюватись і за відсутності проміжного середовища речовини, наприклад, у вакуумі, де це – єдиний можливий спосіб перенесення теплоти.

Масообмін – спонтанний незворотний процес перенесення маси даного компонента у просторі із неоднорідним полем хімічного потенціалу цього компонента (у найпростішому випадку із неоднорідним полем концентрації або парціального тиску цього ком-

понента). Масообмін може здійснюватись молекулярною і конвекційною дифузіями. У загальному випадку перенесення маси може також викликатися і неоднорідністю полів інших фізичних величин, наприклад, різницею температур.

Молекулярна дифузія – процес перенесення речовини у суміші, обумовлений тепловим рухом мікрочастиць речовини.

Конвекційна дифузія – процес перенесення маси за рахунок переміщення макроскопічних об'ємів речовини.

Конвекційна масовіддача – процес перенесення маси від поверхні рідини у газоподібне середовище.

ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

1.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

*** Теплопровідність** – молекулярне перенесення теплоти між суміжними елементами системи, зумовлене рухом мікрочастинок речовини внаслідок неоднаковості температур цих елементів.

Механізм передавання тепла теплопровідністю залежить від фізичних параметрів середовища і пов'язаний з рухом мікроструктурних елементів (електронів, атомів, молекул). Стислі відомості про механізм передавання теплоти теплопровідністю наведені у таблиці 1.1. На практиці теплопровідність у чистому вигляді спостерігається у твердих тілах. У рідинах і газах передавання теплоти тільки теплопровідністю спостерігається за умови їх нерухомості в межах усього об'єму, що розглядається.

1.1.1. Температурне поле.

Процес передавання тепла теплопровідністю характеризується зміною температури як у просторі, так і у часі. Аналітичне вивчення процесу передавання тепла теплопровідністю ґрунтується на феноменологічному підході і зводиться до знаходження рівняння температурного поля, котре характеризує просторово-часову зміну температури, будучи якісною характеристикою процесу.

*** Температурне поле** – сукупність миттєвих значень температур для всіх точок простору, що розглядається.

Рівняння температурного поля в загальному вигляді

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

Рівняння (1.1) описує нестационарне температурне поле, коли температура змінюється не тільки при переході від точки до точки,

Таблиця 1.1

МЕХАНІЗМ ПЕРЕДАЧІ ТЕПЛА ТЕПЛОПРОВІДНІСТЮ

Матеріали	Механізм передачі теплоти	Коефіцієнт теплопровідності λ , Вт/(м·К)	Залежність λ від температури
Метали і їх сплави	Направлений рух (дифузія) вільних електронів; внесок пружних коливань кристалічної решітки є незначним внаслідок величезної рухомості електронів	10...400	Для більшості чистих металів з ростом температури зменшується; для сплавів – збільшується
Неметалічні тверді тіла (діелектрики)	Пружні акустичні хвилі, що виникають за рахунок погодженого зміщення усіх молекул і атомів з рівноважного положення	0,02...3,0	Із збільшенням температури збільшується
		0,08...0,7	Із збільшенням температури зменшується; для води і гліцерину – збільшується
Гази, пари	Хаотичний молекулярний рух (дифузія молекул), пропорційний температурі; обмін енергією теплового руху здійснюється в результаті зіткнень окремих молекул	0,005...0,5	Із збільшенням температури збільшується
Теплоізоляційні, вогнетривкі і будівельні матеріали	Спільна дія теплопровідності, конвекції і випромінювання внаслідок неоднорідності матеріалів	0,02...3,0	Із збільшенням температури збільшується

але й у часі. Температура може бути функцією трьох, двох і однієї координат. Відповідно до цього температурне поле називається трьохмірним, двохмірним і одномірним. Якщо температура у часі не змінюється $t(\tau)=0$, то температурне поле – *стаціонарне*.

Точки температурного поля з однаковою температурою утворюють *ізотермічну поверхню*, а на площині, яка їх перетинає, утворюються лінії однакової температури – *ізотерми*.

! *Ізотермічні поверхні і ізотерми не перетинаються між собою, не обриваються всередині тіла; вони повністю замикаються всередині тіла або обриваються на його поверхні.*

На рис. 1.1 показані ізотерми, температура котрих відрізняється на Δt . Вздовж ізотерми температури не змінюються. Найбільший перепад температури, який припадає на одиницю довжини, спостерігається в напрямку нормалі до ізотермічної поверхні.

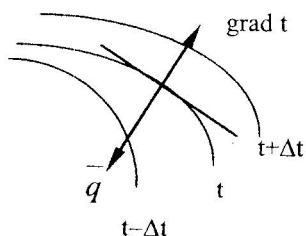


Рис. 1.1

* *Гradient температури – вектор, направлений по нормалі до ізотермічної поверхні в напрямку зростання температури; його числове значення дорівнює першій похідній температури в напрямку нормалі*

$$\text{grad } t = n_0 \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ К/м}, \quad (1.2)$$

де n_0 – одиничний вектор, направлений по нормалі до ізотермічної поверхні в сторону зростання температури;

$\partial t / \partial n$ – похідна температури в напрямку нормалі до ізотермічної поверхні.

! *Наявність gradientа температури є необхідною умовою поширення теплоти.*

1.1.2. Закон Фур'є.

Передача тепла теплопровідністю здійснюється в напрямку нормалі до ізотермічної поверхні від ділянки з більшою температурою

до ділянки з меншою температурою. Кількість теплоти, яка переноситься через елемент ізотермічної поверхні dF за одиницю часу, називається **тепловим потоком** і, згідно з гіпотезою Фур'є, пропорційна градієнту температури

$$dQ = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n} dF, \text{ Вт.} \quad (1.3)$$

★ *Тепловий потік, віднесений до одиниці ізотермічної поверхні, називається щільністю теплового потоку.*

$$q = -\lambda \frac{\partial t}{\partial n}, \text{ Вт/м}^2. \quad (1.4)$$

Знак мінус зумовлений другим законом термодинаміки, у відповідності до котрого тепло переноситься в напрямку зниження температури, а градієнт температури направлений у протилежний бік.

1.1.3. Коефіцієнт теплопровідності.

Коефіцієнт пропорційності λ у рівняннях (1.3) і (1.4) називається **коефіцієнтом теплопровідності**, є фізичною характеристикою речовини відносно її здатності до теплопровідності. Числове значення коефіцієнта теплопровідності дорівнює щільності теплового потоку при одиничному значенні градієнта температури і вимірюється у **Вт/(м·К)**. Фізична сутність коефіцієнта теплопровідності і його залежність від основних параметрів стану речовини пов'язані із механізмом передавання тепла в тілі у відповідному стані. У загальному випадку коефіцієнт теплопровідності залежить від роду і агрегатного стану речовини, її температури і тиску, структури і об'ємної маси, пористості і вологості. Для більшості матеріалів із достатньою точністю для інженерних розрахунків залежність коефіцієнта теплопровідності від температури може бути прийнята лінійною.

$$\lambda = \lambda_0 [1 + b(t - t_0)], \text{ Вт/(м·К)}, \quad (1.5)$$

де λ_0 – значення коефіцієнта теплопровідності при температурі t_0 ; b – стала, що визначається дослідним шляхом і залежить від властивостей матеріалу.

Загальні відомості про порядок величини коефіцієнта теплопровідності для окремих груп матеріалів і його залежність від температури наведені в таблиці 1.1. Наведені дані говорять про те, що метали різко вирізняються серед інших матеріалів високими значеннями коефіцієнта теплопровідності, котрий у більшості випадків зменшується при зростанні температури. Домішки до металів призводять до значного зниження величини коефіцієнта теплопровідності, що збільшується із зростанням температури. Найгіршими провідниками тепла є газы. Це пояснює низькі значення коефіцієнта теплопровідності пористих теплоізоляційних матеріалів, які являють собою композицію твердого тіла з повітрям.

1.1.4. Диференційне рівняння теплопровідності.

Залежність між часовою і просторовою зміною температури в тілі встановлює диференційне рівняння теплопровідності.

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \nabla^2 t + \frac{q_v}{\rho c}, \quad (1.6)$$

де ∇^2 – оператор Лапласа, розгорнута форма котрого залежить від обраної системи координат – декартових (x, y, z) , циліндричних (r, φ, z) або сферичних (r, φ, ψ) ;

q_v – потужність джерел внутрішнього тепловиділення, Вт/м³;

$a = \lambda / (\rho \cdot c)$ – коефіцієнт температуропровідності, (м²/с).

Коефіцієнт температуропровідності характеризує швидкість поширення температури в тілі, виступаючи мірою його теплоінерційних властивостей.

1.1.5. Умови однозначності.

Диференційне рівняння теплопровідності виведено на основі загальних законів фізики і в загальному вигляді описує широкий клас явищ теплопровідності. Однозначне розв'язування рівняння (1.6) передбачає виконання додаткових умов, які враховують усі індивідуальні особливості процесу, що розглядається, і називаються **умовами однозначності**.

Умови однозначності містять:

⇒ **геометричні умови**, що характеризують форму і розміри тіла, в котрому відбувається процес;

⇒ **фізичні умови**, що характеризують фізичні властивості тіла (задаються фізичні параметри λ , ρ , c та ін., а також закон розподілу внутрішніх джерел тепловиділення);

⇒ **початкові умови**, що характеризують стан тіла в початковий момент часу при $\tau = 0$ (наприклад, розподіл температури в тілі у початковий момент часу, тобто $t = f(x, y, z)$);

⇒ **граничні умови**, що характеризують взаємодію тіла, що розглядається, із оточуючим середовищем і задаються декількома способами. Залежно від вибору величин, які визначають зазначену взаємодію, розрізняють граничні умови:

I роду – такі, що задають розподіл температури на поверхні тіла у будь-який момент часу;

II роду – такі, що задають величину щільності теплового потоку для кожної точки поверхні тіла у будь-який момент часу;

III роду – такі, що задають температуру оточуючого середовища і закон теплообміну між поверхнею даного тіла і оточуючим середовищем – закон Ньютона-Ріхмана:

$$q = \alpha \cdot \Delta t, \text{ Вт/м}^2, \quad (1.7)$$

де Δt – різниця температур поверхні тіла і оточуючого середовища, (K);

α – коефіцієнт тепловіддачі [Вт/(м²K)], що характеризує інтенсивність теплообміну між поверхнею тіла і оточуючим середовищем. Числове значення дорівнює кількості тепла, котра віддається (або сприймається) одиницею поверхні за одиницю часу при різниці температур між поверхнею тіла і оточуючим середовищем в один градус. Коефіцієнт тепловіддачі α залежить від великої кількості факторів, однак у багатьох випадках приймається $\alpha = \text{const}$.

У відповідності до законів тепловіддачі і теплопровідності рівняння теплообміну на границі між твердою поверхнею і оточуючим середовищем набуває вигляду:

$$\alpha \cdot \Delta t = -\lambda \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}; \quad (1.8)$$

IV роду – такі, що характеризують умови теплообміну системи тіл або тіла з оточуючим середовищем по закону теплопровідності при умові ідеального контакту між ними. В цих умовах спостерігається рівність теплових потоків, що проходять через поверхні стику

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial t_1}{\partial n} \right)_c = \lambda_2 \left(\frac{\partial t_2}{\partial n} \right)_c. \quad (1.9)$$

1.2. СТАЦІОНАРНА ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

Стаціонарний тепловий режим характерний незмінністю температури у часі і при відсутності внутрішніх джерел тепла диференціальне рівняння теплопровідності набуває простішого вигляду:

$$\nabla^2 t = 0. \quad (1.10)$$

1.2.1. Теплопровідність в однорідній стінці.

Найпростішою задачею теорії теплообміну є визначення теплового потоку, який передається через однорідну плоску, циліндричну або сферичну стінку заданих розмірів, на поверхнях котрої підтримуються постійні температури (тобто задано граничні умови I-го роду). Температура змінюється тільки по товщині стінки, тобто в напрямку однієї координати. Такі задачі є одномірними, розв'язання їх є найбільш простими і здійснюються шляхом розв'язання диференційного рівняння разом з конкретними умовами однозначності. Інтегрування диференційного рівняння дозволяє знайти розподіл температури в стінці, а тепловий потік, який передається, визначається на підставі закону Фур'є шляхом підставлення відповідних значень градієнта температури, отриманих у результаті першого інтегрування диференційного рівняння. Результати розв'язання рівнянь представлені у таблиці 1.2..

Аналіз результатів розв'язання задачі теплопровідності в од-

норідній стінці показує, що при сталому значенні коефіцієнта теплопровідності ($\alpha = \text{const}$) закон зміни температури:

- ⇒ в плоскій стінці – *лінійний*;
- ⇒ в циліндричній – *логіарифмічний*;
- ⇒ в сферичній – *гіперболічний*.

Величина теплового потоку, який передається, повністю визначається заданими умовами однозначності, пропорційна різниці температур на зовнішніх поверхнях стінки і зворотно пропорційна величині термічного опору, що позначається r_λ і має вигляд:

$$\text{для плоскої стінки} - \frac{\delta}{\lambda};$$

$$\text{для циліндричної} - \frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1};$$

$$\text{для сферичної} - \frac{1}{2\lambda} \left(\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2} \right).$$

У випадку плоскої стінки щільність теплового потоку є однаковою для усіх ізотермічних поверхонь. Через це градієнт температури зберігає сталі значення для усіх ізотермічних поверхонь, що й визначає лінійний характер зміни температури в плоскій стінці. Для циліндричної і сферичної стінок щільність теплового потоку через будь-яку ізотермічну поверхню залежить від радіуса, а градієнт температури – величина перемінна для усіх ізотермічних поверхонь, що визначає криволінійний характер зміни температури в стінці.

У випадку циліндричної стінки тепловий потік зручно віднести до одиниці довжини, що виключає двоякість, характерну при віднесенні теплового потоку до одиниці поверхні (внутрішньої або зовнішньої) циліндричної стінки.

$$\frac{Q}{L} = q_L = \frac{\pi(t_{c1} - t_{c2})}{\frac{1}{2\lambda} \ln \frac{d_2}{d_1}}, \text{ Вт/м.} \quad (1.11)$$

* Тепловий потік, віднесений до одиниці довжини циліндричної стінки, називається *лінійною щільністю теплового потоку*.

НТБ ВНТУ
М.Вінниця

Таблиця 1.2

ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ В ОДНОРІДНІЙ СТІНЦІ ($q_r = 0$)

Характеристика однорідної стінки	Вихідні рівняння	Граничні умови	Загальний вигляд розв'язання диференційного рівняння	Рівняння температурного поля	Тепловий потік, що передається
	$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial y} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial z} = 0.$	$x = x_1: t = t_{c1};$ $x = x_2: t = t_{c2};$	$t_x = C_1 x + C_2;$ $\frac{dt}{dx} = C_1$ $C_1 = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta}$ $C_2 = t_{c1}$	$\frac{t_{c1} - t_x}{t_{c1} - t_{c2}} = \frac{x}{\delta}$ $t_x = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \frac{x}{\delta}$	$q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} \lambda$ $Q = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\delta} \lambda F$
	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial t}{\partial r} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial z} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0.$	$r = r_1: t = t_{c1};$ $r = r_2: t = t_{c2};$	$t = C_1 \ln r + C_2$ $\frac{dt}{dr} = \frac{C_1}{r}$ $C_1 = (t_{c1} - t_{c2}) / \ln(r_1/r_2)$ $C_2 = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \frac{\ln r_1}{\ln(r_1/r_2)}$	$\frac{t_{c1} - t_x}{t_{c1} - t_{c2}} = \frac{\ln(r/r_2)}{\ln(r_1/r_2)}$ $t_r = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \frac{\ln(r/r_2)}{\ln(r_1/r_2)}$	$q_{r1} = \frac{\pi (t_{c1} - t_{c2})}{2 \lambda} \frac{d_2}{d_1}$ $Q = \frac{\pi (t_{c1} - t_{c2})}{2 \lambda} \ln \frac{d_2}{d_1} L$
	$\frac{\partial^2 t}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial t}{\partial r} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial \varphi} = 0;$ $\frac{\partial t}{\partial \psi} = 0.$	$r = r_1: t = t_{c1};$ $r = r_2: t = t_{c2};$	$t_r = C_2 - \frac{C_1}{r}$ $\frac{dt}{dr} = \frac{C_1}{r^2}$ $C_1 = \frac{t_{c1} - t_{c2}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}$ $C_2 = t_{c1} - \frac{t_{c1} - t_{c2}}{1 - \frac{r_1}{r_2}}$	$\frac{t_{c1} - t_x}{t_{c1} - t_{c2}} = \frac{\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}$ $t_r = t_{c1} - (t_{c1} - t_{c2}) \frac{\frac{1}{r} - \frac{1}{r_2}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}}$	$Q = \frac{\pi (t_{c1} - t_{c2})}{2 \lambda} \left(\frac{1}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \right)$

Рівняння температурного поля однорідної стінки можна привести до безрозмірного вигляду, якщо відлік надлишкової температури вести від найменшої заданої температури t_{c2} :

$$\theta = 1 - X, \quad (1.12)$$

$\theta = \frac{\vartheta}{\vartheta_0}$ – безрозмірна надлишкова температура;

$\vartheta = t - t_{c2}$ – поточна надлишкова температура;

$\vartheta_0 = t_{c1} - t_{c2}$ – найбільша надлишкова температура;

X – безрозмірна координата:

$X_n = \frac{x}{\delta}$ – для плоскої стінки;

$X_u = \frac{\ln \frac{r}{r_1}}{\ln \frac{r_2}{r_1}}$ – для циліндричної стінки;

$X_c = \frac{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d}}{\frac{1}{d_1} - \frac{1}{d_2}}$ – для сферичної стінки.

1.2.2. Теплопровідність у багат шаровій стінці.

Впровадження поняття термічного опору теплопровідності r_λ дозволяє поширити результат, отриманий для однорідної стінки, на випадок багат шарової стінки, яка складається з n шарів товщиною δ_i з коефіцієнтом теплопровідності λ_i і являє собою послідовний ланцюг теплових провідників. Сумарний термічний опір такої стінки є сумою опорів усіх шарів. При цьому падіння температури в будь-якому шарі у долях від повного падіння температури в стінці дорівнює відношенню теплового опору шару до повного опору багат шарової стінки.

1.2.3. Теплопровідність при наявності внутрішніх джерел тепла.

При стаціонарному режимі у випадку наявності внутрішніх джерел тепла у тілі ($q_v \neq 0$) розв'язання диференційного рівняння теплопровідності скероване на отримання рівняння температурного

Таблиця 1.3

Теплопровідність у багатощаровій стінці

Вид стінки	Термічний опір	Тепловий потік, що передається	Температура на границях дотику шарів
Плоска багатощарова стінка	$\frac{\delta_i}{\lambda_i}$	$Q = \frac{t_{c1} - t_{c(n+1)}}{\sum_1^n \frac{\delta_i}{\lambda_i}} F$	$t_{c(i+1)} = t_{c1} - \frac{Q}{F} \sum_1^i \frac{\delta_i}{\lambda_i}$
Циліндрична багатощарова стінка	$\frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}$	$Q = \frac{\pi \cdot [t_{c1} - t_{c(n+1)}] L}{\sum_1^n \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}}$	$t_{c(i+1)} = t_{c1} - \frac{Q}{\pi \cdot L} \sum_1^i \frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{i+1}}{d_i}$
Сферична багатощарова стінка	$\frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right)$	$Q = \frac{\pi \cdot [t_{c1} - t_{c(n+1)}] L}{\sum_1^n \frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right)}$	$t_{c(i+1)} = t_{c1} - \frac{Q}{\pi} \sum_1^i \frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{i+1}} \right)$

поля у тілі і визначення теплового потоку з його поверхні. Результати розв'язання для необмеженої пластини, нескінченно довгих суцільного циліндричного стержня та циліндричної стінки наведені у таблиці 1.4. Аналіз результатів розв'язання показує, що закон розподілу температури у тілі – параболічний. Розв'язування здійснено при заданні граничних умов третього роду (задана температура оточуючого середовища t_p). При заданні граничних умов першого роду (задається температура стінки t_c) в отриманих рівняннях температурного поля необхідно прийняти $\alpha \rightarrow \infty$, оскільки у цьому випадку $t_p \equiv t_c$.

Потужність джерел внутрішнього тепловиділення q_v при проходженні у провіднику з довжиною L і поперечним перерізом f електричного струму виражається через силу струму I і електричний опір провідника R_Σ :

$$q_v = \frac{I^2 R_\Sigma}{V} = \frac{I^2 \rho_\Sigma L}{fV}, \text{ Вт/м}^3, \quad (1.13)$$

де ρ_Σ – питомий електричний опір матеріалу, Ом·м.

Таблиця 1.4
ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ ПРИ НАЯВНОСТІ ВНУТРІШНІХ ДЖЕРЕЛ ТЕПЛОТИ ($q_1 \neq 0$)

Характеристика стінки	Вихідне рівняння	Граничні умови	Загальний вигляд розв'язання	Рівняння температурного поля	Тепловий потік з поверхні
Площа стінки товщиною 2δ , два внутрішні стінки значно перевищує її товщину. Коефіцієнт теплопровідності і температури розділи уздовж вал поверхні $\alpha = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$ – задані, $\varphi = \text{const}$ – рівномірно розподілені по об'єму.	$\frac{d^2 t}{dx^2} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	$X = 0, \left(\frac{dt}{dx}\right)_{X=0} = 0$ $X = \pm\delta$ $\mp \lambda \left(\frac{dt}{dx}\right)_{X=\pm\delta} = \alpha(t_c - t_p)$	$t_c = -\frac{q_v x^2}{2\lambda} + C_1 x + C_2$ $C_1 = 0$ $C_2 = t_p + \frac{q_v \delta^2}{\alpha} + 2\lambda$	$t_c = t_p + \frac{q_v \delta^2}{\alpha} + 2\lambda \left[1 - \left(\frac{x}{\delta}\right)^2\right]$	$q = q_1 \delta$
Нескінченно довгий циліндр довжиною $2R$, два циліндричні стержні радіусом r_0 . Коефіцієнт теплопровідності $\alpha = \text{const}$ і температури розділи уздовж вал поверхні, $\lambda = \text{const}$ – задані, $\varphi = \text{const}$ – рівномірно розподілені по об'єму.	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	$\Gamma = 0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=R} = 0$ $\Gamma = \Gamma_0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda}(t_c - t_p)$	$t_r = -\frac{q_v r^2}{2\lambda} + C_1 \ln r + C_2$ $C_1 = 0$ $C_2 = t_p + \frac{q_v \delta^2}{\alpha} + 2\lambda$	$t_r = t_p + \frac{q_v r^2}{2\alpha} + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$	$Q = \frac{q_v V_0}{2} = \frac{q_v V_0}{2} \pi l$ $q = \frac{q_v r_0}{2}$
Теплота відводиться тільки через зовнішню поверхню стінки	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	$\Gamma = \Gamma_1, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=R} = 0$ $\Gamma = \Gamma_2, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda}(t_c - t_p)$ $\Gamma = 0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = 0$ $\Gamma = \Gamma_0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda}(t_c - t_p)$	$t_r = -\frac{q_v r^2}{2\lambda} + C_1 \ln r + C_2$	$t_r = t_p + \frac{q_v r_0^2}{2\alpha} \left[1 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right] 2 \ln \frac{r}{r_0} - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$	$q = \frac{q_v r_0}{2} \left(1 - \frac{r_0^2}{r_0^2}\right)$
Теплота відводиться тільки через внутрішню поверхню стінки	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	$\Gamma = \Gamma_0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = 0$ $\Gamma = \Gamma_1, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=R} = -\frac{\alpha}{\lambda}(t_c - t_p)$	$t_r = -\frac{q_v r^2}{2\lambda} + C_1 \ln r + C_2$	$t_r = t_p + \frac{q_v r_0^2}{2\alpha} \left[\left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - 1\right] + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[2 \ln \frac{r}{r_0} + \left(\frac{r}{r_0}\right)^2 - \left(\frac{r}{r_0}\right)^2\right]$	$q = \frac{q_v r_0}{2} \left(\frac{r_0^2}{r_0^2} - 1\right)$
Теплота відводиться через довільно і внутрішню поверхню стінки	$\frac{d^2 t}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dt}{dr} + \frac{q_v}{\lambda} = 0$	При тепловоді з довільної і внутрішньої поверхонь всередині стінки і з внутрішньої поверхні радіусом r_0 з максимальною температурою t_{c0} для котрої: $\Gamma = \Gamma_0, \left(\frac{dt}{dr}\right)_{r=r_0} = 0$; Ще поверхню розділи шпалерний стіжок на два шпери, поточне значення температури в котрих виражається по залежностям для одностороннього вставу, тепла:	$t_r = -\frac{q_v r^2}{2\lambda} + C_1 \ln r + C_2$	Максимально температура t_{c0} в стінці грабу $t_{c0} = t_{c2} + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[\left(\frac{r_0}{r_0}\right)^2 - 2 \ln \frac{r_0}{r_0} - 1\right]$ $t_{c0} = t_{c1} + \frac{q_v r_0^2}{4\lambda} \left[\left(\frac{r_0}{r_0}\right)^2 + 2 \ln \frac{r_0}{r_0} - 1\right]$ Різниця поверхні з температурою t_{c0} $t_{c0}^2 = \frac{\frac{4\lambda}{q_v}(t_{c0,2} - t_{c0,1}) + r_0^2 \left[\left(\frac{r_0}{r_0}\right)^2 - 1\right]}{2 \ln \frac{r_0}{r_0}}$	Чисельно знайдеться співвідношення для вставу з двох сторін. Поверхневий теплопотік радіусу r_0 поточний поверхні, яка розділяє стіжку на два шпери.

1.2.4. Теплопровідність у ребрі прямокутного профілю постійного поперечного перерізу.

Задача про стаціонарне поширення тепла в ребрах розглядається за наявності низки допущень, які мають на меті спрощення:

- теплопровідність матеріалу ребра стала;
- внутрішні джерела тепла в ребрі відсутні;
- товщина ребра є малою у порівнянні з його висотою;
- коефіцієнт тепловіддачі по верхній поверхні ребра є сталим;
- температури оточуючого середовища (t_p) і основи ребра (t_o) є сталим.

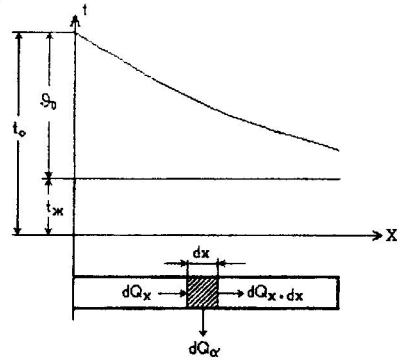


Рис. 1.2

Температурне поле ребра є одномірним, а величина градієнтів температури, що виникають у ребрі, залежить від геометричних розмірів, коефіцієнта теплопровідності матеріалу та умов охолодження ребра (це тим більше є правомірним, чим більшою є теплопровідність матеріалу ребра, чим тонше ребро і чим більше α).

Для декотрого елемента стержня довжиною dx поперечним перерізом f (периметр поперечного перерізу u) перевищення кількості тепла, яке входить до елемента в напрямку осі x ($\lambda \frac{d\vartheta}{dx} f$), над кількістю тепла, що виходить з нього в тому ж напрямку [$\lambda \frac{d}{dx} \left(\vartheta + \frac{d\vartheta}{dx} dx \right) f$], дорівнює кількості тепла, яку віддає зовнішня поверхня ребра в оточуюче середовище ($\alpha \cdot \vartheta \cdot u \cdot dx$):

$$\lambda \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} f dx = \alpha \vartheta u dx \quad (1.14)$$

$$\text{або} \quad \frac{d^2 \vartheta}{dx^2} = m^2 \vartheta, \quad (1.15)$$

$m = \sqrt{\frac{\alpha u}{\lambda f}}$, m^{-1} , – зберігає постійне значення при умові сталості коефіцієнта тепловіддачі по всій поверхні і сталості коефіцієнта теплопровідності λ в інтервалі температур для ребер заданих розмірів і форми, який розглядається.

Розв'язання рівняння (1.14) наведено в таблиці 1.5. Аналіз рівнянь температурного поля показує, що зміна температури по висоті ребра підпорядковується гіперболічному закону, а кількість тепла, що віддається поверхнею ребра в оточуюче середовище, визначається як підведена теплопровідністю через його основу. Якщо температура по висоті ребра не змінюється ($\lambda \rightarrow \infty$), тепловий потік з поверхні ребра буде максимальним. Відношення теплового потоку, який реально віддається ребром в оточуюче середовище, до максимально можливого називається *коефіцієнтом ефективності ребра* і при довжині, що значно перевищує його товщину ($L \gg \delta$), має вигляд:

$$E = \frac{\text{th}\left(\frac{h}{\delta} \sqrt{2\text{Bi}}\right)}{\frac{h}{\delta} \sqrt{2\text{Bi}}} \quad (1.16)$$

Тепловий потік від поверхні ребра:

$$Q_p = \alpha \cdot \vartheta_o \cdot E \cdot F_p, \text{ Вт.} \quad (1.17)$$

Величина E прямує до свого максимального значення при $\frac{h}{\delta} \sqrt{2\text{Bi}} \rightarrow 0$, де $\text{Bi} = \frac{\alpha \delta}{\lambda}$ – безрозмірний комплекс (число Біо), який характеризує відношення внутрішнього термічного опору теплопровідності до зовнішнього термічного опору тепловіддачі. За інших рівних умов коефіцієнт ефективності ребра є більшим для ребер з меншою висотою і більшою товщиною. З ростом числа Біо коефіцієнт ефективності ребра швидко зменшується. При великих значеннях числа Біо ребро розсіює тепло гірше, оскільки термічний опір теплопровідності є великим у порівнянні з термічним опором тепловіддачі. В цьому випадку температура суттєво знижується по висоті ребра, що призводить до зниження коефіцієнта ефективності ребра. При малих значеннях коефіцієнта ефективності може виникнути ситуація, коли оребріння поверхні призведе до зниження тепловіддачі у порівнянні з поверхнею без ребер.

! Для ребер слід обирати високотеплопровідний матеріал.

ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ У СТЕРЖНІ (РЕБРА) ПОСТІЙНОГО ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ
Таблиця 1.5

Характеристика стержня (ребра)	Вихідне рівняння	Загальний вигляд рішення	Граничні умови	Рівняння температурного поля	Тепловий потік
Стержень (ребро) нескінченної довжини ($h = \infty$)			$x = 0:$ $\vartheta = \vartheta_0 = C_1 + C_2$ $x = \infty:$ $\vartheta = 0 = C_1 e^{-mx}$	$\theta = \frac{\vartheta - \vartheta_0}{\vartheta_0} = e^{-mx}$	$Q = \lambda fm \vartheta_0$
Стержень (ребро) скінченної довжини ($0 < h < \infty$)	$\frac{\partial^2 \vartheta}{\partial x^2} = m^2 \vartheta$	$\vartheta = C_1 e^{mx} + C_2 e^{-mx}$	$x = 0:$ $\vartheta = \vartheta_0 = C_1 + C_2$ $x = h:$ $\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=h} = -\frac{\alpha_h}{\lambda} \vartheta_h$	$\theta = \frac{\alpha_h \text{ch}[m(h-x)] + m\lambda \text{sh}[m(h-x)]}{\text{ch}(mh) - \frac{\alpha_h}{m\lambda} \text{sh}(mh)}$	$Q = \lambda fm \vartheta_0 \text{th}[m(h + \delta + 2h)]$
Стержень (ребро) скінченної довжини ($0 < h < \infty$) (горінь теплоізолявані)			$x = 0:$ $\vartheta = \vartheta_0$ $x = h:$ $\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial x}\right)_{x=h} = 0$	$\theta = \frac{\vartheta_0}{\vartheta_0} = \frac{\text{ch}[m(h-x)]}{\text{ch}(mh)}$	$Q = \lambda fm \vartheta_0 \text{th}(mh)$

1.2.5. Теплопровідність в ребрах перемінного поперечного перерізу.

Кільцеві ребра характеризуються внутрішнім r_1 і зовнішнім r_2 радіусами, товщиною δ . Прямі ребра трапецієподібного і трикутного профілю характеризуються товщиною основи δ_1 , торця δ_2 (для трикутних ребер $\delta_2=0$) і висотою h (таблиця 1.6). При сталих значеннях температури оточуючого середовища ($t_p = \text{const}$), температури основи ребра ($t_0 = \text{const}$) і незмінному значенні коефіцієнта тепловіддачі по всій поверхні температура в ребрі змінюється тільки по висоті ребра. Для цих умов диференціальне рівняння, яке описує процес теплопровідності в ребрі,

для кільцевих ребер

$$\frac{d^2\vartheta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\vartheta}{dr} - m^2\vartheta = 0, \quad (1.18)$$

для трикутних і трапецієподібних ребер

$$\frac{d^2\vartheta}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\vartheta}{dz} - \frac{1}{z} \vartheta = 0. \quad (1.19)$$

Розв'язання рівнянь (1.18) і (1.19) наведені в таблиці 1.6, де $I_0(mr)$ і $I_1(z)$ – модифікована функція Бесселя **першого роду** нульового і першого порядків;

$K_0(mr)$ і $K_0(z)$ – модифікована функція Бесселя **другого роду** нульового і першого порядків.

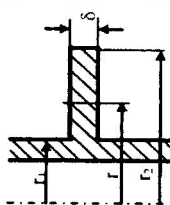
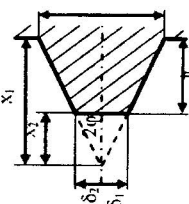
Постійні інтегрування C_1 і C_2 визначаються з граничних умов.

Рівняння температурного поля в кільцевому і трапецієподібному ребрах не враховує тепловіддачі з торця ребра, котра може бути врахованою шляхом умовного збільшення зовнішнього радіуса кільцевого ребра r_2 на половину його товщини ($r'_2 = r_2 + \delta/2$) і висоти h трапецієвидного ребра на половину товщини його торця ($h' = h + \delta/2$).

1.2.6. Ребро мінімальної маси.

Найбільш ефективно ребро використовується за умови постійної теплової напруги q , на вершині котрої встановлюється температура, близька до температури оточуючого середовища t_p . У цьому

Таблиця 1.6
ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ В СЕРЖНІ (РЕБРІ) ПЕРЕМІННОГО ПОПЕРЕЧНОГО ПЕРЕРІЗУ

Характеристика стержня (ребра)	Вихідні рівняння	Загальний вигляд рішення	Граничні умови	Рівняння температурного поля	Тепловий потік
	$\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} - m^2\theta = 0$ $m = \sqrt{\frac{2\alpha}{\lambda\delta}}$	$\theta = C_1 I_0(mr) + C_2 K_0(mr)$	$r = r_1: \theta = \theta_1$ $r = r_2: \theta = \theta_2$ $\left(\frac{\partial\theta}{\partial r}\right)_{r=r_3} = 0$	$\theta = \frac{I_0(mr)K_1(mr_2) + I_1(mr_2)K_0(mr)}{I_0(mr_2)K_1(mr_2) + I_1(mr_2)K_0(mr_2)}$ $\theta_{th} = \frac{I_0(mr_2)K_1(mr_2) + I_1(mr_2)K_0(mr_2)}{I_0(mr_2)K_1(mr_2) + I_1(mr_2)K_0(mr_2)}$	$Q = 2\pi r_1 \lambda \delta m \theta_1 \psi_1$
	$\frac{d^2\theta}{dz^2} + \frac{1}{z} \frac{d\theta}{dz} - \frac{1}{z} \theta = 0$ $z = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} x$	$\theta = C_1 I_0(2\sqrt{z}) + C_2 K_0(2\sqrt{z})$	$x = x_1: \theta = \theta_1$ $x = x_2: \theta = \theta_2$ $\left(\frac{\partial\theta}{\partial x}\right)_{x=x_3} = 0$	$\theta = \frac{I_0(2\sqrt{z})K_1(2\sqrt{z_2}) + I_1(2\sqrt{z_2})K_0(2\sqrt{z_1})}{I_0(2\sqrt{z_1})K_1(2\sqrt{z_2}) + I_1(2\sqrt{z_2})K_0(2\sqrt{z_1})}$ $\theta_{th} = \frac{I_0(2\sqrt{z_2})K_1(2\sqrt{z_2}) + I_1(2\sqrt{z_2})K_0(2\sqrt{z_1})}{I_0(2\sqrt{z_1})K_1(2\sqrt{z_2}) + I_1(2\sqrt{z_2})K_0(2\sqrt{z_1})}$ $z_1 = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N_1 \quad z_2 = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N_2$	$Q = \frac{\alpha \delta \theta_1}{\sin\phi \sqrt{z_1}} \psi_2$ $z_1 = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N_1$
		$\theta = C_1 I_0(2\sqrt{z}) + C_2 K_0(2\sqrt{z})$	$N = x_1: \theta = \theta_0$ $N = h: \theta = \theta_1$ $\left(\frac{\partial\theta}{\partial N}\right)_{N=h} = 0$	$\theta = \frac{I_0(2\sqrt{z})}{I_0(2\sqrt{z_1})}$ $\theta_{th} = \frac{1}{I_0(2\sqrt{z_1})}$ $z = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N \quad z_1 = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N_1$	$Q = \frac{\alpha \delta \theta_1}{\sin\phi \sqrt{z_1}} \psi_3$ $z_1 = \frac{\alpha}{\lambda \sin\phi} N_1$

$$\psi_3 = \frac{I_1(2\sqrt{z_1})}{I_0(2\sqrt{z_1})}$$

$$\psi_2 = \frac{I_1(2\sqrt{z_1})K_1(2\sqrt{z_2}) - I_1(2\sqrt{z_2})K_1(2\sqrt{z_1})}{I_0(2\sqrt{z_1})K_1(2\sqrt{z_2}) + I_1(2\sqrt{z_2})K_0(2\sqrt{z_1})}$$

$$\psi_1 = \frac{I_1(mr_2)K_1(mr_1) - I_1(mr_1)K_1(mr_2)}{I_0(mr_1)K_1(mr_2) + I_1(mr_2)K_0(mr_1)}$$

випадку щільність теплового потоку для кожного поперечного перерізу ребра є однаковою, що відповідає лінійному розподілу температури по висоті ребра

$$t = t_{жс} + \frac{x}{h}(t_1 - t_p). \quad (1.20)$$

Для кожного елемента поверхні ребра

$$q_n = q \sin \varphi = \alpha \cdot (t - t_p) \quad (1.21)$$

або

$$q \sin \varphi = \alpha \cdot (t_1 - t_p) \frac{x}{h}. \quad (1.22)$$

Із (1.21) витікає, що $\varphi = f(x)$

$$\sin \varphi = \frac{\alpha \cdot (t_1 - t_p) x}{q h}. \quad (1.23)$$

Контур профілю такого ребра являє собою дугу кола з радіусом R

$$R = \frac{q}{\alpha \cdot (t_1 - t_p)} h, \text{ м.} \quad (1.24)$$

Найменш металомістким є пряме ребро постійної теплової напруги, для котрого виконуються такі умови:

$$\frac{\delta_1}{h} = \sqrt{2\text{Bi}}; \quad \frac{\delta_x}{\delta_1} = 1 + \text{Bi} \cdot X^2 - 2\text{Bi} \cdot X \cdot H, \quad \delta_2 = \frac{\delta_1}{2}, \quad (1.25)$$

$$\text{де } X = \frac{x}{\delta_1}; \quad H = \frac{h}{\delta_1} \quad \text{Bi} = \frac{\alpha \cdot \delta_1}{\lambda}.$$

Тепловий потік через основу ребра

$$Q = H \cdot \vartheta_0 \sqrt{2\alpha \cdot \lambda \cdot \delta_1}, \text{ Вт.} \quad (1.26)$$

Задля простоти виготовлення ребро постійної теплової напруги параболічного профілю замінюється трапецієподібним, яке по масі має незначні відмінності, проте є більш технологічним у виготовленні.

1.3. ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ ПРИ НЕСТАЦІОНАРНОМУ РЕЖИМІ

Процеси передавання тепла, протягом котрих температурне поле і поле теплового потоку змінюються у часі, називаються **нестационарними**.

У більшості задач нестационарної теплопровідності вимагається знайти температури у певних точках тіла в заданий момент часу або тривалість процесу, в результаті котрого температура в даній точці тіла прийме певне значення. В декотрих задачах вимагається знайти тепловий потік у певній точці тіла в заданий момент часу або повну кількість тепла, віддану (або сприйняту) тілом протягом заданого проміжку часу. Такі задачі зводяться до знаходження температури тіла, що розглядається, як функції координат і часу

$$t = f(x, y, z, \tau). \quad (1.27)$$

Цю залежність можна знайти, проінтегрувавши диференціальне рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) + \frac{q_v}{\rho c}. \quad (1.28)$$

До рівняння (1.28) шукана температура входить тільки під знаком похідної і в сполученні з відомими температурами оточуючого середовища t_p і початковою температурою тіла t_0 утворює безрозмірну незалежну перемінну $\theta = \vartheta / \vartheta_0 = (t - t_{ж}) / (t_0 - t_p)$, де

$\vartheta_0 = (t_0 - t_p)$ – масштабна різниця температур. Поточна координата x , віднесена до характерного лінійного розміру тіла l , являє собою безрозмірну незалежну координату $X = x/l$, де l – масштаб довжини. Безрозмірні перемінні θ і X змінюються від нуля до одиниці.

Для одномірної задачі при відсутності внутрішніх джерел тепла диференціальне рівняння теплопровідності, записане з використанням безрозмірних перемінних,

$$\frac{d\theta}{d\left(\frac{\alpha t}{l^2}\right)} = \frac{d^2\theta}{dX^2}, \quad (1.29)$$

де $(\alpha t/l^2) = Fo$ – число Фур'є, що має зміст безрозмірного часу, а символ (l^2/a) має зміст масштабу часу.

При цьому умови однозначності в безрозмірному вигляді:

· початкові умови:

$$\text{при } Fo=0 \text{ і } 0 \leq X \leq 1 \quad \theta = 1$$

· граничні умови:

$$\text{при } X=0 \text{ і } Fo>0 \quad \left(\frac{d\theta}{dX}\right)_{X=0} = 0;$$

$$\text{при } X=1 \text{ і } Fo>0 \quad \left(\frac{d\theta}{dX}\right)_{X=1} = \frac{\alpha l}{\lambda} \frac{t-t_p}{t_0-t_p} = Bi \cdot \theta_{нов}$$

$\frac{\alpha l}{\lambda} = Bi$ – число Біо, яке характеризує співвідношення інтенсивностей відведення тепла від поверхні в процесі тепловіддачі і підведення тепла з внутрішніх шарів тіла до поверхні в результаті теплопровідності.

Шукана функція набуває такого вигляду:

$$\theta = f(Bi, Fo, X). \quad (1.30)$$

Записане у безрозмірній формі рівняння (1.30) має узагальнений зміст, оскільки певному числовому значенню чисел Bi і Fo відповідає багато задач із різними значеннями α , λ , a , l .

Відомі рішення для тіл класичної форми (пластини, циліндра, кулі) наведені в таблиці 1.7. Аналіз рівнянь температурного поля показує, що необхідна точність результатів розрахунку забезпечується використанням п'яти-шести членів ряду (коренів характеристичного рівняння μ_n) і при заданій координаті залежить тільки від

ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ ПРИ НЕСТАЦІОНАРНОМУ РЕЖИМІ

Характеристика тіла	Вихідне рівняння	Граничні умови	Рівняння температурного поля	Значення внутрішньої енергії
Плоска стінка товщиною 2δ , два вихідні стінки значно перевищують її товщину. Коefіцієнт теплообіду: α ; температура рідини удалені від поверхні ($\alpha = \text{const}$; $t_\infty = \text{const}$) – задані	$\frac{d\theta}{dt} = a \frac{d^2\theta}{dx^2}$	$\tau > 0 \quad X = 0: \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{X=0} = 0$ $\tau > 0 \quad X = \pm\delta: \left(\frac{d\theta}{dx}\right)_{X=\pm\delta} = -\frac{\alpha}{\lambda} \theta_{X=\pm\delta}$	$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos(\mu_n X) \exp(-\mu_n^2 Fo)$ $A_n = \frac{2 \sin \mu_n}{\mu_n + \sin \mu_n \cosh \mu_n} = (-1)^{n+1} \frac{2 \text{Bi} \sqrt{\mu_n^2 + \text{Bi}^2}}{\mu_n (\text{Bi}^2 + \text{Bi} + \mu_n^2)}$	$\bar{\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2 \sin^2 \mu_n}{\mu_n^2 + \mu_n \sin \mu_n \cosh \mu_n} \exp(-\mu_n^2 Fo)$ $Q_0 = 2 \cdot \delta \cdot F \cdot \rho \cdot c \cdot \theta_0$
Безмежно довгий циліндричний стержень радіусом r_0 , в середині задана температура t_0 . Коefіцієнт теплообіду $\alpha = \text{const}$; температура рідини удалені від поверхні $t_\infty = \text{const}$ – задані	$\frac{d\theta}{dt} = a \left(\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\theta}{dr} \right)$	$\tau > 0 \quad r = 0: \left(\frac{d\theta}{dr}\right)_{r=0} = 0$ $\tau > 0 \quad r = r_0: \left(\frac{d\theta}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda} \theta_{r=r_0}$	$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} B_n J_0(\mu_n R) \exp(-\mu_n^2 Fo)$ $B_n = \frac{2 J_1(\mu_n)}{\mu_n [J_1^2(\mu_n) + J_0^2(\mu_n)]} = \frac{2 \text{Bi}}{J_0(\mu_n) [\mu_n^2 + \text{Bi}^2]}$	$\bar{\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{4 \text{Bi}^2}{\mu_n^2 (\mu_n^2 + \text{Bi}^2)} \exp(-\mu_n^2 Fo)$ $Q_0 = \pi r_0^2 \cdot \rho \cdot c \cdot \theta_0$
Куля радіусом r_0 , температура t_0 в середині задана. Коefіцієнт теплообіду $\alpha = \text{const}$; температура рідини удалені від поверхні $t_\infty = \text{const}$ – задані	$\frac{d\theta}{dt} = a \left(\frac{d^2\theta}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\theta}{dr} \right)$	$\tau > 0 \quad r = 0: \left(\frac{d\theta}{dr}\right)_{r=0} = 0$ $\tau > 0 \quad r = r_0: \left(\frac{d\theta}{dr}\right)_{r=r_0} = -\frac{\alpha}{\lambda} \theta_{r=r_0}$	$\theta = \sum_{n=1}^{\infty} D_n \frac{\sin(\mu_n R)}{\mu_n R} \exp(-\mu_n^2 Fo)$ $D_n = \frac{2(\sin \mu_n - \mu_n \cosh \mu_n)}{\mu_n - \sin \mu_n \cosh \mu_n} = (-1)^{n+1} \frac{2 \text{Bi} \sqrt{\mu_n^2 + (\text{Bi} - 1)^2}}{\mu_n^2 + \text{Bi}^2 - \text{Bi}}$	$Q/Q_0 = 1 - \bar{\theta}$ $\bar{\theta} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{6}{\mu_n^3} \frac{(\sin \mu_n - \mu_n \cosh \mu_n)^2}{\mu_n^2 - \sin \mu_n \cosh \mu_n} [1 - \exp(-\mu_n^2 Fo)]$ $Q_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3 \cdot \rho \cdot c \cdot \theta_0$

J_0, J_1 – функції Бесселя першого роду нульового і першого порядків; $\mu_n = \mu_n(\text{Bi})$ – корені характеристичного рівняння.

$Fo = (\alpha t / l^2)$; $\text{Bi} = (\alpha l / \lambda)$; $\text{Bi} = (\alpha r / \lambda)$ – для циліндра і сфери; $X = \delta$; $R = (r / r_0)$

двох безрозмірних параметрів (Bi і Fo). При $Fo \geq 0,3$ (для пластини) і $Fo \geq 0,25$ (для циліндра і кулі) розподіл температури в тілі достатньо точно описується першим членом ряду μ_1 .

При охолодженні у будь-який момент часу розподіл температури в тілі має вигляд симетричної кривої з максимумом на осі симетрії ($X=0$ або $R=0$). Для кожного моменту часу є своя крива, яка монотонно убыває до поверхні тіла.

Дотичні в точках перетину всіх температурних кривих з поверхнею тіла ($X = \pm 1$ або $R = \pm 1$) проходять через направляючі точки A (рис. 1.3), розташовані на лінії нульової надлишкової температури на відстані $\pm X_0$ від поверхні тіла ($X_0 = 1/Bi$), що дозволяє визначити характер зміни температури у тілі в залежності від числа Bi .

$Bi \rightarrow 0$ (практично $Bi < 0,1$). Температура є практично рівномірно розподіленою в тілі, а положення направляючих точок A відсувається у безкінечність, оскільки при $Bi \rightarrow 0$ $X_0 = (1/Bi) \rightarrow \infty$. В цьому випадку внутрішній термічний опір теплопровідності є малим, а процес нагріву або охолодження тіла визначається зовнішнім термічним опором тепловіддачі, тобто інтенсивністю відводу тепла від поверхні тіла, а рівняння температурного поля має вигляд:

$$\bar{\theta} = \exp(-n \cdot Bi \cdot Fo), \quad (1.31)$$

де $n = 1$ (для пластини); $n = 2$ (для циліндра) і $n = 3$ (для кулі).

Із (1.31) витікає, що при інших рівних умовах найбільша швидкість зміни температури в тілі спостерігається для кулі, яка має найбільше відношення площі поверхні тіла до його об'єму (відношення площі поверхні до об'єму для пластини, циліндра і кулі можна представити як 1:2:3).

$Bi \rightarrow \infty$ (практично $Bi > 100$). Температура поверхні тіла прак-

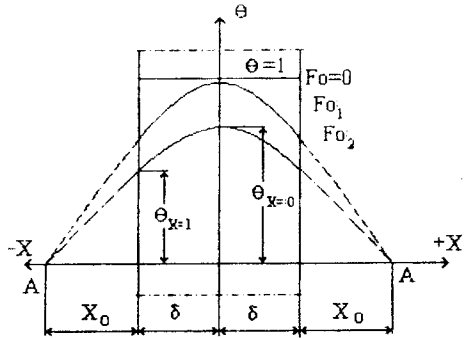


Рис. 1.3

тично миттєво стає рівною температурі оточуючого середовища, що пояснюється високою інтенсивністю відведення тепла від поверхні тіла і низькою інтенсивністю підведення тепла до поверхні із внутрішніх об'ємів тіла. При $Bi \rightarrow \infty$ $X_0 = (1/Bi) \rightarrow 0$. В цьому випадку зовнішній термічний опір тепловіддачі є малим, а процес охолодження або нагрівання визначається внутрішнім термічним опором теплопровідності (фізичними властивостями і розмірами тіла). Направляючі точки розташовуються на поверхні тіла.

$0,1 < Bi < 100$. У цьому випадку інтенсивність процесу охолодження або нагрівання і розподіл температури в тілі визначаються як внутрішнім, так і зовнішнім опором.

1.3.1. Охолодження (нагрівання) тіл обмежених розмірів.

Розв'язання задач нестационарної теплопровідності в тілах обмежених розмірів (паралелепіпед, циліндр) здійснюється з використанням теореми про перемноження розв'язків, у відповідності до котрої безрозмірна температура у заданій точці тіла визначається як добуток безрозмірних температур тіл необмежених розмірів, перетином котрих утворено дане тіло. Паралелепіпед розглядається як тіло, утворене в результаті перетину трьох взаємно перпендикулярних необмежених пластин кінцевої товщини ($2\delta_x \times 2\delta_y \times 2\delta_z$), а циліндр як тіло, утворене в результаті перетину нескінченно довгого циліндра радіусом r_0 з необмеженою пластиною із товщиною $2\delta_z$.

Для паралелепіпеда:

$$\theta = \frac{t(x, y, z, \tau) - t_p}{t_o - t_p} = \frac{t(x, \tau) - t_p}{t_o - t_p} \cdot \frac{t(y, \tau) - t_p}{t_o - t_p} \cdot \frac{t(z, \tau) - t_p}{t_o - t_p} \quad (1.32)$$

$$\text{або } \theta = \theta_x \cdot \theta_y \cdot \theta_z = F_x(X, Bi_x, Fo_x) \cdot F_y(Y, Bi_y, Fo_y) \cdot F_z(Z, Bi_z, Fo_z) \quad (1.33)$$

Для циліндра:

$$\theta = \frac{t(r, z, \tau) - t_p}{t_o - t_p} = \frac{t(r, \tau) - t_p}{t_o - t_p} \cdot \frac{t(z, \tau) - t_p}{t_o - t_p} \quad (1.34)$$

$$\text{або } \theta = \theta_r \cdot \theta_z = F_r(R, Bi_r, Fo_r) \cdot F_z(Z, Bi_z, Fo_z) \quad (1.35)$$

Значення безрозмірних температур у певний момент часу $\vartheta_x, \vartheta_y, \vartheta_z, \vartheta_r$ необмежених пластин із товщиною $2\delta_x, 2\delta_y, 2\delta_z$ і нескінченно довгого циліндра радіусом r_0 визначаються за відповідними формулами з таблиці 1.7.

Метод перемноження розв'язків використовується і при визначенні середніх надлишкових температур в тілах обмежених розмірів.

1.3.2. Регулярний режим охолодження.

В процесі охолодження (нагріву) тіла в середовищі зі сталою температурою t_p при сталому значенні коефіцієнта тепловіддачі α на його поверхні розрізняють три режими:

- **неупорядкований** – процес залежить від початкового розподілу температури в тілі;

- **регулярний** – процес не залежить від початкового розподілу температури в тілі;

- **стаціонарний** – температура в усіх точках тіла дорівнює температурі середовища (теплова рівновага).

Необхідність врахування кількох членів ряду у рівняннях температурного поля (табл. 1.7) пов'язана із тим, що розподіл температури в тілі більшою або меншою мірою залежить від початкового розподілу температури (*неупорядкований режим*).

Достатність врахування тільки першого члена ряду (при $Fo \geq 0,3$) пояснюється тим, що для кожного моменту часу ряд в правій частині рівнянь є таким, що швидко збігається внаслідок зростання величини μ_n при збільшенні номера (наскільки більш віддаленим є даний момент від початку процесу). Через певний час зміна надлишкової температури в тілі як у просторі, так і у часі не залежить від початкового розподілу температури (*регулярний режим*).

$$\frac{1}{\vartheta} \frac{\partial \vartheta}{\partial \tau} = -m = \text{const} \quad (1.36)$$

Величина m (s^{-1}), яка називається **темпом охолодження**, не залежить ані від координат, ані від часу для усіх точок тіла. Залежить тільки від фізичних властивостей тіла, умов охолодження його поверхні, форми і розмірів тіла.

- ! **Темп охолодження характеризує відносну швидкість зміни температури в тілі**

$$m = \psi \frac{\alpha \cdot F}{C} \quad (1.37)$$

***** Темп охолодження однорідного і ізотропного тіла при сталому значенні коефіцієнта тепловіддачі α пропорційний коефіцієнту тепловіддачі, поверхні тіла і зворотно пропорційний його теплоємності (перша теорема Кондратьєва).

Ψ – коефіцієнт нерівномірності розподілу температури в тілі ($0 \leq \Psi \leq 1$), що залежить від умов охолодження поверхні тіла (від числа Bi) і являє собою відношення середньої надлишкової температури по поверхні тіла $\bar{\vartheta}_F$ до середньої надлишкової температури за його об'ємом $\bar{\vartheta}_V$,

$$\Psi = \frac{\bar{\vartheta}_F}{\bar{\vartheta}_V} \quad (1.38)$$

При $Bi \rightarrow 0$ (практично $Bi < 0,1$) розподіл температури в тілі не залежить від його розмірів і фізичних властивостей і визначається зовнішнім термічним опором тепловіддачі (зовнішня задача). Усереднені по поверхні і об'єму температури однакові, а $\Psi=1$.

При $Bi \rightarrow \infty$ (практично $Bi > 100$) розподіл температури в тілі залежить тільки від його розмірів і фізичних властивостей і визначається внутрішнім термічним опором теплопровідності (внутрішня задача). Температура поверхні тіла дорівнює температурі оточуючого середовища, а $\Psi = 0$.

***** При $Bi \rightarrow \infty$ ($\alpha \rightarrow \infty$) темп охолодження є прямо пропорційним коефіцієнту температуропровідності тіла (друга теорема Кондратьєва)

$$a = K \cdot m_\infty, \quad (1.39)$$

де $K = f(\Phi, l)$ – коефіцієнт форми (враховує форму і розміри тіла).

$K = (\pi / r_0)^2$ – куля радіусом r_0 ;

$K = [(2,405/\tau_0)^2 + (\pi/l)^2]^{-1}$ – циліндр довжиною l і радіусом r_0 ;

$K = [(\pi/a)^2 + (\pi/b)^2 + (\pi/c)^2]^{-1}$ – паралелепіпед розмірами $a \times b \times c$.

Для двох довільних моментів часу в стадії регулярного режиму

$$\frac{\ln \vartheta_1 - \ln \vartheta_2}{\tau_2 - \tau_1} = m = \text{const} . \quad (1.40)$$

Метод регулярного режиму використовується для розв'язання ряду практичних задач, зокрема для визначення теплофізичних властивостей речовин.

КОНВЕКЦІЙНИЙ ТЕПЛОБМІН

2.1. ОСНОВИ ТЕОРІЇ

Конвекційним теплообміном або тепловіддачею називається процес перенесення теплоти між поверхнею твердого тіла і рідким середовищем. При цьому перенесення теплоти здійснюється одночасною дією теплопровідності і конвекції.

Явище теплопровідності в рідинах і газах визначається коефіцієнтом теплопровідності і градієнтом температури (як і в твердих тілах). При конвекції перенесення тепла неподільно пов'язане із перенесенням самого середовища. Тому конвекція є можливою тільки у рідинах та газах, частинки котрих можуть легко пересуватися.

За природою виникнення розрізняють два види руху – *вільний і вимушений*.

Вільним називається рух, що відбувається внаслідок різниці густини частинок рідини у гравітаційному полі. Інтенсивність вільного руху визначається тепловими умовами процесу і залежить від роду рідини, різниці температур, напруженості гравітаційного поля і об'єму простору, в якому відбувається процес.

Вимушеним називається рух, що виникає під дією зовнішніх сил (різниці тисків). У загальному випадку одночасно із вимушеним може розвиватися й вільний рух. Вплив вільного руху (тобто його внесок у процес теплообміну) є тим більшим, чим більшою є різниця температур в окремих точках рідини і чим меншою є швидкість вимушеного руху.

Кількість тепла, що передається у процесі конвекційного теплообміну, визначається за законом Ньютона-Ріхмана:

$$Q = \alpha \cdot (t_c - t_{ж}) \cdot F, \text{ Вт}, \quad (2.1)$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі, який характеризує інтенсивність конвекційного теплообміну, Вт/(м²К).

Інтенсивність тепловіддачі залежить від виду конвекції (природна чи вимушена), умов руху рідини і її фізичних властивостей, форми і розмірів поверхні, яка віддає тепло тощо. У загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі може змінюватись вздовж поверхні теплообміну. Тому розрізняють середній по поверхні коефіцієнт тепловіддачі і місцевий (локальний), що відповідає одиничному елементу поверхні.

Умови руху рідини характеризуються числами гідродинамічної подібності: Грасгофа (вільний рух) або Рейнольдса (вимушений рух), які встановлюють існування двох принципово різних за характером режимів руху – ламінарного і турбулентного, якими визначається механізм перенесення теплоти.

Теоретичне вивчення процесу конвекційного теплообміну ґрунтується на понятті *пограничного шару*. При русі рідини вздовж твердої поверхні у безпосередній близькості від поверхні утворюється *динамічний пограничний шар* рідини, що характеризується великим поперечним градієнтом поздовжньої складової швидкості, під дією котрого відбувається поперечне перенесення кількості руху. Характер течії рідини у ньому (ламінарний або турбулентний) визначається в основному величиною чисел динамічної подібності. У випадку турбулентного динамічного пограничного шару у межах дуже тонкого шару рідини безпосередньо біля поверхні зберігається ламінарний характер руху.

У процесі теплообміну біля поверхні формується і *тепловий пограничний шар*, що характеризується великим поперечним градієнтом температури, під дією котрого відбувається поперечне перенесення теплоти. У межах теплового пограничного шару відбувається зміна температури рідини від температури стінки до температури незбуреного потоку. За межами теплового пограничного шару температура рідини не змінюється.

Товщина пограничного шару – умовна величина, що визначається для динамічного чи теплового пограничних шарів як відстань по нормалі від стінки, на котрій основна перемінна величина (поздовжня складова швидкості або температура, відповідно) досягає свого граничного значення удаліні від стінки.

Характер формування теплового пограничного шару подібний

до характеру формування динамічного пограничного шару. При ламінарному режимі течії відношення товщини динамічного пограничного шару (δ_v) до товщини теплового пограничного шару (Δ_v) залежить тільки від теплофізичних властивостей рідини і визначається величиною числа Прандтля ($Pr = \nu/a$).

Для в'язких рідин з низькою теплопровідністю ($Pr > 1$) $\delta_v > \Delta_v$, для газів ($Pr \approx 1$) $\delta_v \approx \Delta_v$, для рідких металів ($Pr \ll 1$) $\delta_v \ll \Delta_v$.

Отже, інтенсивність теплообміну залежить від характеру руху у тепловому пограничному шарі і визначається в основному термічним опором пристінного ламінарного шару. Тому як для ламінарного, так і для турбулентного режимів течії поблизу власне поверхні має застосування закон Фур'є:

$$q = -\lambda \text{grad} t. \quad (2.2)$$

2.2. МАТЕМАТИЧНИЙ ОПИС ПРОЦЕСУ

Інтенсивність конвекційного теплообміну визначається тепловими і гідродинамічними явищами. Математичне описання процесу являє собою систему диференціальних рівнянь і умови однозначності:

⇒ **Диференціальне рівняння тепловіддачі.**

$$\alpha = -\frac{\lambda}{t_c - t_p} \left(\frac{\partial t}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (2.3)$$

Рівняння (2.3) виражає умову теплообміну на границі твердого тіла і рідини і дозволяє визначити коефіцієнт тепловіддачі за відомим полем температур у рідині.

⇒ **Диференціальне рівняння енергії.**

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial t}{\partial x} + w_y \frac{\partial t}{\partial y} + w_z \frac{\partial t}{\partial z} = a \nabla^2 t. \quad (2.4)$$

Рівняння енергії (2.4) виражає закон збереження енергії і встановлює зв'язок між просторовими і часовими змінами температури у рідині, котра рухається.

⇒ Рівняння руху.

Рівняння руху в'язкої рідини Нав'є–Стокса виражають закон збереження імпульсу і дозволяють описати швидкісне поле $w = f(x, y, z, \tau)$, складові котрого входять до рівняння енергії.

Для просторового (тримірний) руху рідини

$$\begin{aligned} \frac{dw_x}{dt} &= g_x \beta \Delta t - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_x}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dw_y}{dt} &= g_y \beta \Delta t - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_y}{\partial z^2} \right), \\ \frac{dw_z}{dt} &= g_z \beta \Delta t - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \nu \left(\frac{\partial^2 w_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w_z}{\partial z^2} \right), \end{aligned} \quad (2.5)$$

Причиною вільного руху рідини є зміна густини в залежності від температури. Ця обставина врахована добутком $\beta \cdot \Delta t$ (у випадку лінійної залежності), де β – температурний коефіцієнт об'ємного розширення.

⇒ Рівняння нерозривності.

Рівняння нерозривності виражає закон збереження маси і для рідин, що не стискаються, при $\rho = \text{const}$ має вигляд:

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

Система рівнянь (2.3)...(2.6) є математичним описанням цілого класу явищ, котрі характеризуються однаковим механізмом і фізичною природою, і має бути доповненою умовами однозначності, що визначають форму і розміри твердої поверхні, фізичні властивості рідини, початковий розподіл температури і умови перебігу процесу на границі. Це дозволяє однозначно описати одиничне явище і з множини рішень отримати одне окреме.

Система рівнянь (2.3)...(2.6) разом із умовами однозначності являє собою повне математичне описання процесу конвекційного теплообміну і дозволяє визначити інтенсивність тепловіддачі і величину теплового потоку, який передається.

Аналітичне рішення у більшості випадків наштовхується на непереборні математичні труднощі і призводить до широкого використання експериментальних досліджень. Недоліком експериментальних досліджень є неможливість використання результатів даного експерименту стосовно іншого явища, яке відрізняється від вивченого певними деталями. Ці труднощі долаються за допомогою *теорії подібності*, яка дозволяє на основі аналізу математичного описання процесу отримати теоретичне обґрунтування постановки експериментів і обробки експериментальних даних.

2.3. ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕОРІЇ ПОДІБНОСТІ

Теорія подібності – вчення про подібність явищ. Поняття подібності може бути поширене на будь-які фізичні явища і зводиться до таких положень (ознак подібності):

➤ *подібні явища мають однакову фізичну природу і аналітично описуються однаковими рівняннями, як за формою, так і за змістом;*

➤ *подібні явища відбуваються в геометрично подібних системах (тобто повинна мати місце геометрична подібність);*

➤ *при аналізі подібних явищ зіставляти між собою можна тільки однорідні величини (які мають однаковий фізичний зміст і однакову розмірність) і тільки в схожих точках (координати котрих задовольняють умові: $x' = C_1 \cdot x''$) простору;*

➤ *подібність двох фізичних явищ означає подібність всіх величин, котрі характеризують явища, що розглядаються.*

Це означає, що в схожих точках простору і в схожі моменти часу будь-яка величина φ' першого явища є пропорційною однорідній з нею величині φ'' другого явища, тобто $\varphi' = C_\varphi \varphi''$.

C_φ – коефіцієнт пропорційності, який називається константою подібності або множником подібного перетворення величини φ , не залежить від координат, напрямку і часу:

$$w' = C_w \cdot w'' ; \quad \alpha' = C_\alpha \cdot \alpha'' ; \quad t' = C_t \cdot t'' ; \quad p' = C_p \cdot p'' .$$

Множники перетворення ($C_w, C_t, C_p, C_\alpha, \dots$) не дорівнюють одне

одному. Їх не можна обирати довільно, між ними завжди є строго визначені співвідношення, котрі виводяться з аналізу математичного описання процесів. Ці співвідношення встановлюють існування **чисел подібності** (критеріїв подібності), які зберігають одне і те саме числове значення для всіх подібних між собою явищ.

* **Число подібності** – безрозмірний комплекс, складений з величин, істотних для даного процесу.

Основні положення теорії подібності сформульовані у трьох теоремах:

* Подібні між собою процеси мають однакові числа подібності.

* Зв'язок між перемінними, які характеризують процес, може бути представлено у вигляді залежності між числами подібності K_1, K_2, \dots, K_n :

$$f(K_1, K_2, \dots, K_n) = 0.$$

Залежність такого виду називається **рівнянням подібності** (критеріальним рівнянням).

Рівняння подібності – функціональний зв'язок між числами подібності. Кількісний зв'язок між числами подібності встановлюється дослідним шляхом.

* (зворотна теорема): подібними є ті процеси, умови однозначності котрих подібні, і критерії, що складаються з величин, які входять до умов однозначності, однакові за числовим значенням.

Критерій подібності – число подібності, складене тільки із заданих параметрів математичного описання процесу.

Дослідне вивчення фізичних явищ може бути здійснене на зразку або на моделі, а положення теорії подібності визначають умови, котрі повинна задовольняти модель.

*** Моделювання** – метод експериментального дослідження даного процесу, оснований на заміщенні його подібним йому процесом тої самої (пряме моделювання) або іншої (метод аналогії) фізичної природи.

Моделювання ґрунтується на тому, що будь-яке явище, описане в безрозмірних перемінних, відображає ознаки групи подібних явищ. Це дозволяє перенести висновки, отримані при вивченні будь-якого явища групи, на всі явища цієї групи.

2.4. ЧИСЛА І РІВНЯННЯ ПОДІБНОСТІ

Практичне застосування теорії подібності для процесів конвекційного теплообміну полягає в об'єднанні розмірних фізичних величин, представлених системою рівнянь (2.3)...(2.6) і умовами однозначності, в безрозмірні комплекси (числа подібності) і в розгляді їх у якості нових перемінних. Заміна в рівняннях для двох подібних систем перемінних першої системи через перемінні другої призводить до цілком визначених співвідношень між множниками перетворення і чисел подібності. Основні числа подібності і їх фізичний смисл наведені в таблиці 2.1.

Числа подібності Fr , Eu , Re використовуються при вивченні гідромеханічної подібності систем.

Числа подібності Fo , Nu , Pe використовуються при вивченні теплової подібності систем.

Числа Ar , Ga , Gr і Fr – тотожні.

Залежність між числами подібності визначається дослідним шляхом і у випадку вільного руху рідини має вигляд:

$$Nu = f(Gr, Pr) . \quad (2.7)$$

У випадку вимушеного руху рідини при розвиненому турбулентному режимі:

$$Nu = f(Re, Pr) . \quad (2.8)$$

У випадку, коли одночасно з вимушеним рухом може розвинути і вільний рух,

Таблиця 2.1

ОСНОВНІ ЧИСЛА ПОДІБНОСТІ

Числа подібності	Величини, що входять в числа подібності	Фізичний зміст числа подібності
Число Ейлера $Eu = \frac{\Delta p}{\rho v^2}$	Δp – різниця тисків в двох точках потоку, Па; ρ – густина рідини, $кг/м^3$; v – характерне значення швидкості потоку, м/с.	Характеризує співвідношення між силами тиску і силами інерції в потоці рідини
Число Фруда $Fr = \frac{w^2}{g l}$	w – характерне значення швидкості руху середовища, м/с; g – прискорення сили тяжіння, м/с ² ; l – характерний розмір, м.	Характеризує співвідношення сил інерції до сил тяжіння
Число Архімеда $Ar = \frac{g l^3 \Delta \rho}{\nu^2 \rho}$	g – прискорення сили тяжіння, м/с ² ; l – характерний розмір, м; $\Delta \rho$ – різниця характерних значень густини, $кг/м^3$; ρ – одне із характерних значень густини, $кг/м^3$; ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості, м ² /с.	Характеризує гідродинамічну подібність (режим течії) при вільному русі рідини, виступаючи мірою відношення подібних (архімедових) сил, виникаючих в гравітаційному полі, вислідок різниці шільностей нагрітх і холодних частей рідини, до сил внутрішнього тертя, що перешкоджають розвитку вільного руху
Число Грасгофа $Gr = \frac{g l^3 \beta \Delta t}{\nu^2}$	g – прискорення сили тяжіння, м/с ² ; β – коефіцієнт об'ємного розширення рідини, $К^{-1}$; Δt – різниця між характерними температурами рідини і стінки, $^{\circ}К$; l – характерний лінійний розмір, м.	Характеризує відношення сил тяжіння до сил внутрішнього тертя (використовується у випадках, коли завеса сил внутрішнього тертя відно сил тяжіння, біляма важкої фазы)
Число Галілея $Ga = \frac{g l^3}{\nu^2}$	g – прискорення сили тяжіння, м/с ² ; l – характерний розмір, м; ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості, м ² /с.	Характеризує гідродинамічну подібність (режим течії) при вимушеному русі рідини, виступаючи мірою відношення сил інерції до сил внутрішнього тертя.
Число Рейнольдса $Re = \frac{w l}{\nu}$	w – характерне значення швидкості руху рідини, м/с; l – характерний розмір, м; ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості, м ² /с.	

Таблиця 2.1 (продовження)

ОСНОВНІ ЧИСЛА ПОДІБНОСТІ

Числа подібності	Величини, що входять в числа подібності	Фізичний зміст числа подібності
Число Био $Bi = \frac{\alpha l}{\lambda}$	α – коефіцієнт теплообміну від поверхні тіла до оточуючого середовища (або навпаки), Вт/(м ² ·К); l – характерний розмір, м;	Характеризує відносну інтенсивність нестационарного теплообміну, виступаючи мірою співвідношення між внутрішнім термічним опором теплопровідності і зовнішнім термічним опором теплообміну
Число Фур'є $Fo = \frac{\alpha t}{l^2}$	α – коефіцієнт теплопровідності тіла, Вт/(м·К); t – час, с; l – характерний розмір, м;	Характеризує відносну швидкість зміни температури (безрозмірний час) при нестационарному режимі теплообміну виступаючи мірою співвідношення між швидкістю перенесення тепла теплопровідністю і швидкістю акумулювання енергії в матеріалі
Число Нуссельта $Nu = \frac{\alpha l}{\lambda}$	α – коефіцієнт теплообміну, Вт/(м ² ·К); l – характерний розмір, м; λ – коефіцієнт теплопровідності рідини, Вт/(м·К)	Характеризує співвідношення між інтенсивністю теплообміну і температурним полем в пограничному шарі потоку
Число Пекле $Pe = \frac{w l}{a} = Re \cdot Pr$	w – характерне значення швидкості руху рідини, м/с; l – характерний розмір, м; a – коефіцієнт теплопровідності рідини, м ² /с;	Характеризує відношення шільності теплового потоку, перенесеного конвективним шляхом, до шільності теплового потоку теплопровідністю
Число Рейле $Ra = Gr \cdot Pr$	Gr – число Грасгофа; Pr – число Прандтля	Характеризує відношення об'ємних сил (сил тяжіння) до сил внутрішнього тертя (застосовано на різних температур стислих і середньвазискової)
Число фазового переходу $K_{\phi} = \frac{\tau}{c_p \Delta T}$	τ – удіельна теплота фазового переходу, Дж/кг; c_p – удіельна теплоємність рідкої (парової) фази, Дж/(кг·К); ΔT – перепад температури в рідкій (паровій) фазі, °К	Характеризує відношення теплоти переохолодження (перегріву) початкової фази відносно температури на границі розділу
Число Прандтля $Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda}$	ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості, м ² /с; μ – динамічний коефіцієнт в'язкості, Па·с; c_p – теплоємність при постійному тиску, Дж/(кг·К); λ – коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К); μ – коефіцієнт температуропровідності, м ² /с	Характеризує фізичні параметри середовища, виступаючи безрозмірним фізичним параметром, що визначає співвідношення між розподілом швидкостей і температур (відношення молекулярних потоків імпульсу і енергії)

$$\text{Nu} = f(\text{Re}, \text{Gr}, \text{Pr}) . \quad (2.9)$$

Зміна фізичних властивостей рідини у пограничному шарі враховується поправкою ε_t (враховує напрямок теплового потоку):

$$\varepsilon_t = \left(\frac{\text{Pr}_p}{\text{Pr}_c} \right)^{0,25} . \quad (2.10)$$

Для двохатомних газів і повітря: $\varepsilon_t \approx 1$.

Для крапельних рідин: $\varepsilon_t > 1$ – при нагріві рідини;
 $\varepsilon_t < 1$ – при охолодженні рідини.

Фізичні властивості крапельних рідин і газів у рівняннях подібності обираються при **визначаючій температурі**, яка відповідає умові збереження вигляду рівнянь при перемінних фізичних властивостях такими ж, як і при постійних. У якості визначаючої температури доцільно приймати ту, котра задана умовою задачі або може бути легко визначена.

У якості **визначаючого розміру** обирається той характерний лінійний розмір, котрим визначається розвиток процесу.

2.5. ТЕПЛОВІДАЧА ПРИ РУСІ РІДИНИ ВДОВЖ ПЛОСКОЇ ПОВЕРХНІ

При поздовжньому обтіканні плоскої поверхні (пластини) необмеженим потоком рідини з постійними швидкістю $w_0 = \text{const}$ і температурою $t_p = \text{const}$ біля поверхні утворюється динамічний пограничний шар товщиною δ (рис.2.2), в межах котрого швидкість змінюється від нуля біля поверхні до швидкості незбуреного потоку удалині від поверхні. Рух рідини в динамічному пограничному шарі може бути як ламінарним, так і турбулентним. Характер течії і товщина динамічного пограничного шару вздовж течії

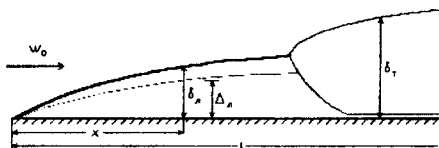


Рис.2.2

змінюються і визначаються в основному числом Re . В турбулентному пограничному шарі ламінарний характер течії зберігається тільки в межах тонкого в'язкого підшару. Перехід до турбулентного режиму течії відбувається на декотрій відстані $x_{кр}$ від передньої кромки плоскої поверхні при $Re_{x,кр} = (2...5) \cdot 10^5$.

Поруч із динамічним пограничним шаром біля поверхні утворюється й тепловий пограничний шар товщиною Δ , в межах якого змінюється температура рідини – від температури стінки безпосередньо біля поверхні до температури незбуреного потоку удалині від поверхні. У загальному випадку товщини динамічного і теплового пограничних шарів не співпадають, співвідношення між ними залежить від фізичних властивостей рідини (числа Pr_p).

$$(\delta_\Delta / \Delta_\Delta) = Pr_p^{0,33} \quad (2.11)$$

Порядок розрахунку α і розрахункові залежності наведені у таблиці 2.2.

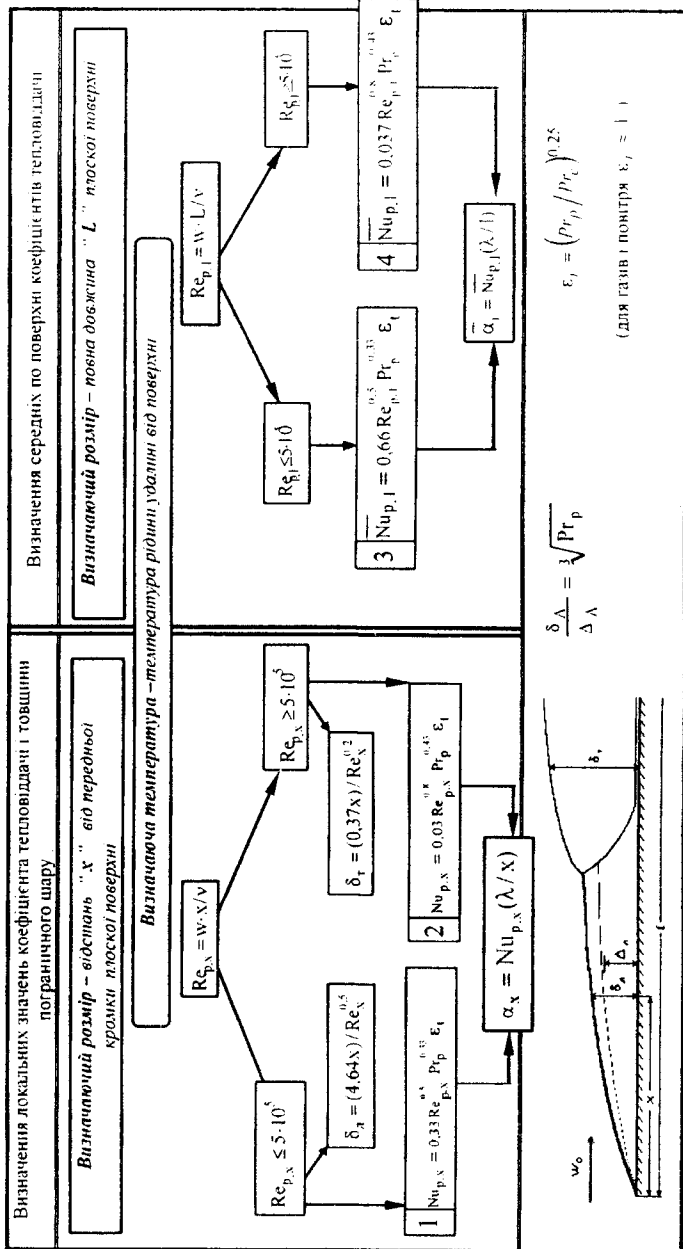
2.6. ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМУ ОБТІКАННІ ТРУБ І ТРУБНИХ ПУЧКІВ

2.6.1. Одиночні труби.

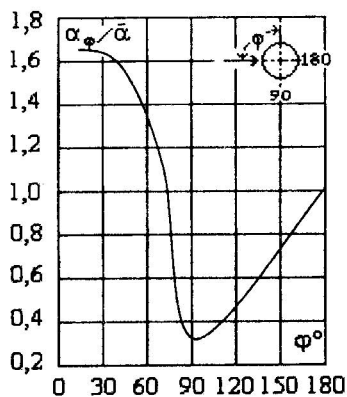
Особливість теплообміну при поперечному обтіканні пов'язана з гідродинамічною картиною течії рідини вздовж поверхні труби. Обтікання відбувається в умовах перемінних швидкості і тиску по периметру труби. Плавне, безвідривне обтікання спостерігається при малих значеннях числа Рейнольдса ($Re < 5$). При великих значеннях числа Рейнольдса безвідривне обтікання спостерігається тільки в передній частині труби, в кормовій частині пограничний шар відривається від поверхні, утворюючи вихори. Положення точки відриву пограничного шару залежить від режиму течії і ступеню турбулентності набігаючого потоку. При ламінарній течії відрив пограничного шару відбувається в точці периметра, яка відповідає куту $\varphi = 82^\circ \dots 84^\circ$. При великих числах Рейнольдса підгальмовування рідини біля поверхні призводить до формування турбулентного пограничного шару, відрив котрого відбувається при кутах $\varphi \approx 140^\circ$.

Таблиця 2.2

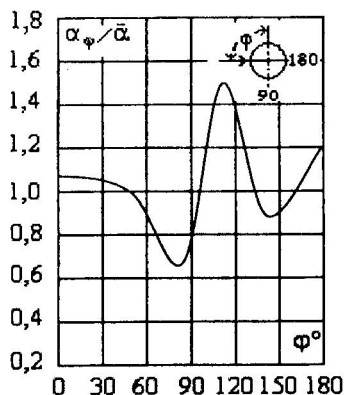
ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ РУСІ РІДИНИ ВЗДОВЖ ПЛОСКОЇ ПОВЕРХНІ



Зміна інтенсивності тепловіддачі по периметру труби пов'язана зі зміною товщини пограничного шару. Мінімальне значення величини коефіцієнта тепловіддачі при ламінарному режимі відповідає місцю відриву пограничного шару (рис. 2.3а). При турбулентному режимі перший мінімум відповідає переходу ламінарного режиму течії в турбулентний у пограничному шарі (рис. 2.3б). Другий мінімум відповідає відриву пограничного шару.



а) ламінарний режим



б) турбулентний режим

Рис. 2.3

Залежності для визначення середніх по периметру труби значень коефіцієнта тепловіддачі наведені в таблиці 2.3. В залежностях за визначаючий лінійний розмір прийнято зовнішній діаметр труби, за визначаючу температуру – середню температуру рідини; швидкість віднесено до стисненого перерізу каналу. Залежності є справедливими при поперечному обтіканні, коли кут атаки $\psi=90^\circ$. При менших значеннях кута атаки ($\psi < 90^\circ$) використовується поправка ϵ_ψ , що визначається як $\epsilon_\psi = 1 - 0,54 \cos^2 \psi$.

2.6.2. Пучки труб.

Геометричними характеристиками пучка труб є їх зовнішній діаметр d , компоновання (шахове або коридорне), поперечний s_1 і поздовжній s_2 кроки, кількість рядів по ходу руху рідини. Характер омивання труб кожного ряду пучка в значній мірі залежить від його

компонування. Характер обтікання труб першого ряду як шахового, так і коридорного пучків близький до характеру обтікання одиночних труб. Другий і наступні ряди труб зазнають впливу турбулізації потоку, яку створюють попередні ряди. Починаючи з третього ряду потік практично стабілізується, тому середній коефіцієнт тепловіддачі для усіх наступних рядів не змінюється.

Розрахункові залежності для визначення коефіцієнта тепловіддачі в пучках труб наведені в таблиці 2.3. В залежностях у якості визначаючої температури прийнята середня температура рідини, при визначенні числа Рейнольдса приймається значення швидкості у найвужчому перерізі. Залежності є справедливими при поперечному омиванні пучка (при кутах атаки $\psi=90^\circ$). При кутах атаки $\psi < 90^\circ$ вводиться поправочний коефіцієнт ε_ψ . Вплив компоновання поверхні враховується поправочним коефіцієнтом $\varepsilon_s = f(s_1/d, s_2/d)$.

При значеннях числа Рейнольдса більше $2 \cdot 10^5$:

для глибинних рядів шахових пучків ($s_1/d=1,25 \dots 2,0$ і $s_2/d=1,25 \dots 1,5$)

$$\overline{Nu}_{p,d} = 0,031 Re_{p,d}^{0,8} Pr_p^{0,4} \varepsilon_t (s_1/s_2)^{0,2} \quad (2.12)$$

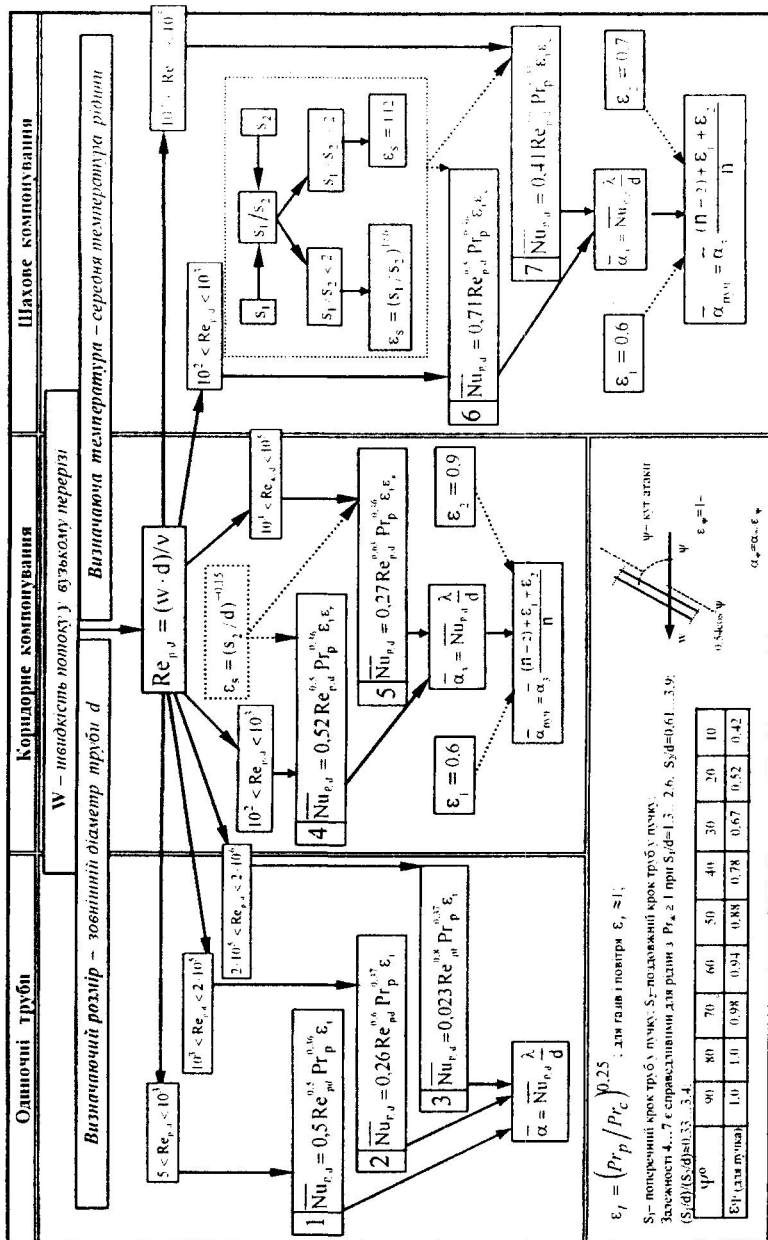
для глибинних рядів коридорних пучків ($s_1/d=1,5 \dots 2,0$ і $s_2/d=1,25$)

$$\overline{Nu}_{p,d} = 0,033 Re_{p,d}^{0,8} Pr_p^{0,4} \varepsilon_t \quad (2.13)$$

2.7. ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ВИМУШЕНІЙ ТЕЧІЇ РІДИНИ ВСЕРЕДИНІ ТРУБ І КАНАЛІВ

Режим руху рідини в трубах і каналах визначається числом Рейнольдса (Re). Якщо $Re \leq 2 \cdot 10^3$ – режим течії є ламінарним. При $Re \geq 10^4$ встановлюється розвинений турбулентний режим. Значення чисел Рейнольдса $2 \cdot 10^3 < Re < 10^4$ відповідають перехідному режиму течії.

Таблиця 2.3
ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ПОПЕРЕЧНОМУ ОБТІКАННІ ТРУБ І ТРУБНИХ ПУЧКІВ



При русі рідини всередині труб біля стінок утворюється динамічний пограничний шар, товщина котрого поступово наростає по ходу руху рідини. На декотрій відстані від входу пограничний шар змикається, заповнюючи увесь поперечний переріз труби, після чого встановлюється сталий розподіл швидкості, характерний для даного режиму течії. Відстань від входу в трубу до перерізу, який відповідає злиттю пограничного шару, називається *ділянкою гідродинамічної стабілізації*.

При ламінарній ізотермічній течії на ділянці стабілізованої течії швидкості по перерізу розподіляються по параболі:

$$\frac{w_r}{w_{\max}} = [1 - (r/r_0)^2], \quad (2.14)$$

де r_0 – радіус труби; w_{\max} – швидкість на осі труби.

При цьому середня по перерізу швидкість дорівнює

$$\bar{w} = 0,5w_{\max}. \quad (2.15)$$

При турбулентній ізотермічній течії швидкості по поперечному перерізу розподіляються по урізаній параболі з максимумом на осі труби і залежать від числа Рейнольдса:

$$\frac{w_r}{w_{\max}} = f(r/r_0, Re). \quad (2.16)$$

Середня по перерізу швидкість також залежить від числа Рейнольдса і має порядок

$$\bar{w} = (0,8 \dots 0,9)w_{\max}. \quad (2.17)$$

Довжина ділянки гідродинамічної стабілізації при ламінарному режимі

$$l_{\text{нд}} = 0,05d Re. \quad (2.18)$$

При турбулентній течії величина $l_{\text{нд}}$ слабо залежить від числа Рейнольдса і складає приблизно

$$l_{\text{нд}} = 15d. \quad (2.19)$$

При різних температурах рідини і стінки в початковій частині труби утворюється і тепловий пограничний шар. Аналогічно гідродинамічному пограничному шару тепловий пограничний шар змикається на декотрій відстані $l_{нт}$ від входу до труби. Після цього вся рідина бере участь в теплообміні, а інтенсивність тепловіддачі вже не залежить від розподілу швидкості і температури на вході. Ця ділянка довжиною $l_{нт}$ називається **ділянкою теплової стабілізації**. Якщо при $x > l_{нт}$ закон завдання граничних умов на стінці не змінюється, то такий теплообмін називається **стабілізованим**.

У загальному випадку $l_{но} \neq l_{нт}$. За ділянкою теплової стабілізації профіль розподілу температур по перерізу труби є стабілізованим (для кожного режиму течії) і підпорядковується певному закону: для ламінарного режиму – парабола, для турбулентного – урізана парабола. Тут, на відміну від епюр швидкостей, епюри температур змінюються. Середня температура рідини є перемінною, оскільки в результаті теплообміну температура рідини наближається до температури стінки (при $t_c = const$). При стабілізованій течії в ламінарному режимі температурний градієнт біля стінки $(\partial\theta/\partial r)_{r=0}$ і температурний напір $\theta = t_c - t_{ж}$ убувають з однаковою швидкістю і тому $\alpha = const$.

У рівняннях подібності вплив ділянок гідродинамічної стабілізації враховується коефіцієнтом e_l (табл. 2.4).

2.7.1. Ламінарний режим руху ($Re \leq 2 \cdot 10^3$).

При теплообміні розрізняють дві форми ламінарного руху – в'язкісний і в'язкісно-гравітаційний. Наявність власне у рідині різниці температур приводить до існування одночасно із вимушеною також і вільної конвекції, що може суттєво позначитись на теплообміні при ламінарному режимі.

При в'язкісному режимі ($Ra_{pd} < 8 \cdot 10^5$) впливом вільної конвекції можна знехтувати. Відхилення розподілу швидкості по перерізу труби пояснюється зміною в'язкості рідини внаслідок зміни її температури. Характер розподілу швидкості залежить від напрямку теплового потоку. При нагріванні рідини ($t_c > t_p$) в'язкість рідини біля стінки є меншою, отже, швидкість є більшою. При охолодженні

– навпаки. Це пояснює більшу інтенсивну тепловіддачу при нагріванні рідини в порівнянні з її охолодженням.

При в'язкісно-гравітаційному режимі ($Ra_{pd} \geq 8 \cdot 10^5$) сили в'язкості і підйомні сили є сумірними, а розподіл швидкості по перерізу труби залежить не тільки від в'язкості рідини, але й від напрямку токів природної конвекції. В залежності від взаємного напрямку вільного і вимушеного рухів розрізняють такі випадки:

⇒ напрямки вільного і вимушеного рухів співпадають (нагрівання рідини при русі її знизу догори або охолодження рідини при її русі згори донизу);

⇒ напрямки вільного і вимушеного рухів є протилежними (нагрівання рідини при русі її згори донизу або охолодження рідини при її русі знизу догори);

⇒ напрямки вільного і вимушеного рухів взаємно перпендикулярні (в горизонтальних трубах).

- ! При в'язкісно-гравітаційному режимі інтенсивність тепловіддачі є більшою, ніж при в'язкісному.

2.7.2. Турбулентний режим руху ($Re \geq 10^4$).

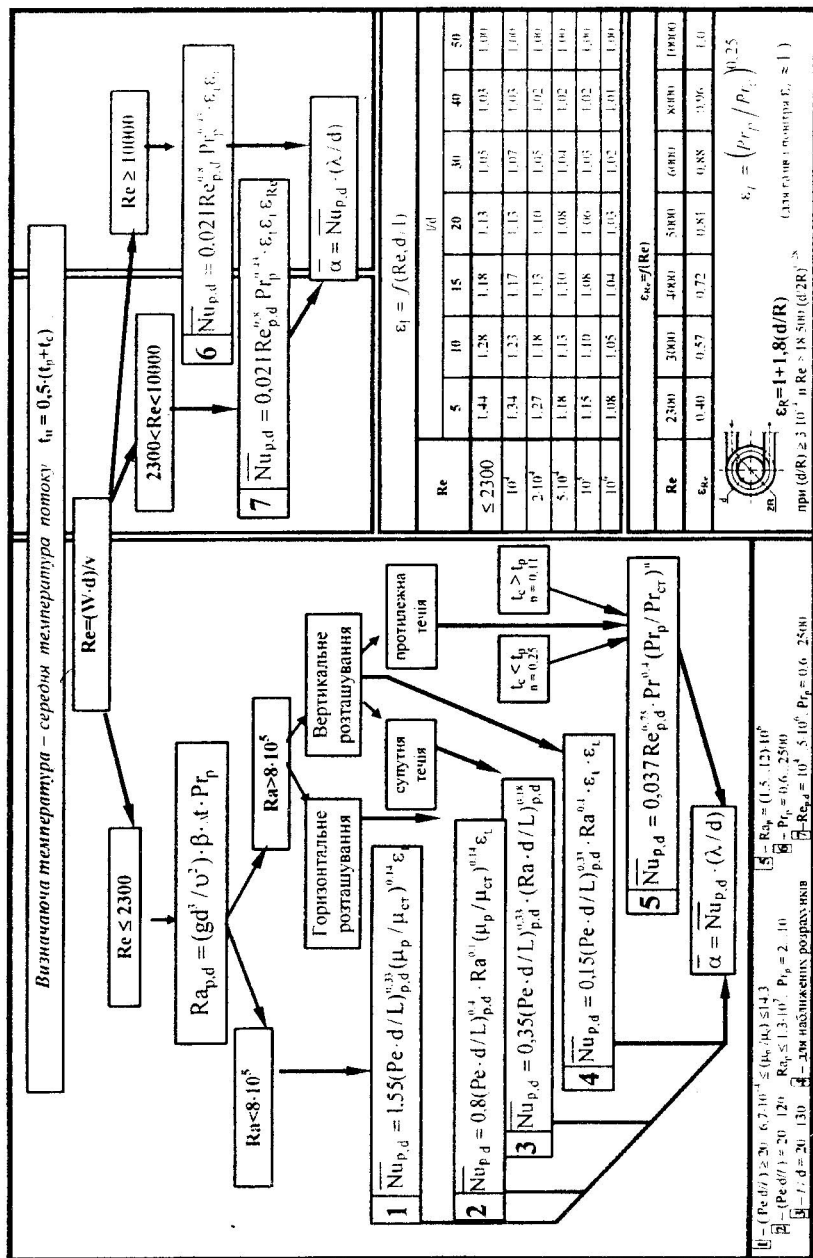
Перенесення тепла в рідині здійснюється в основному шляхом перемішування. Процес перемішування є настільки інтенсивним, що по перерізу ядра потоку температура рідини практично є постійною, різка зміна температури спостерігається тільки в межах тонкого шару біля поверхні. Інтенсивність тепловіддачі при турбулентному режимі руху в найбільшій мірі залежить від швидкості руху рідини і її густини. Вплив геометричного розміру каналу проявляється відносно слабо.

2.7.2. Перехідний режим руху ($2 \cdot 10^3 < Re < 1 \cdot 10^4$).

Розрахунок тепловіддачі проводиться по залежності для турбулентного режиму із введенням коефіцієнта $\epsilon_{Re} = f(Re)$.

Порядок розрахунку α для усіх режимів наведено в табл. 2.4.

ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ВИМУШЕНОМУ РУСІ РІДИНИ В ТРУБАХ



2.8. ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ВІЛЬНОМУ РУСІ

*** Вільний рух** (вільна конвекція) – рух рідини в даній системі під дією неоднорідного поля масових сил, прикладених до частинок рідини всередині системи і обумовлених зовнішніми полями (гравітаційним, магнітним, електричним).

*** Гравітаційний вільний рух** – це вільний рух під дією гравітаційного поля у системі з неоднорідним розподілом густини рідини.

2.8.1. Тепловіддача в необмеженому просторі.

У гравітаційному полі біля поверхні нагрітого тіла виникають конвекційні токи елементів оточуючого середовища, які мають меншу густину, ніж середовище удалині від тіла. Якщо при цьому конвекційні точки повністю розвиваються і не здатні збудити організовану циркуляцію в просторі, вільний рух вважається таким, що відбувається у необмеженому об'ємі. Температура рідини в пограничному шарі змінюється від температури стінки безпосередньо біля стінки до температури рідини удалині від стінки. Швидкість змінюється від нуля біля стінки до нуля на великій віддалі від стінки, проходячи через максимум.

По напрямку руху товщина пограничного шару збільшується, а характер течії рідини в ньому змінюється від ламінарного до турбулентного. Зміна характеру руху обумовлює і тепловіддачу. При ламінарному русі внаслідок збільшення товщини пограничного шару інтенсивність тепловіддачі по напрямку руху убуває, а при турбулентному різко зростає, потім залишаючись постійною по висоті. Тепловіддача при вільному русі рідини визначається по залежностям, наведеним у табл. 2.5.

Характер течії в пограничному шарі визначається числом Ra і залежить від довжини поверхні, вздовж котрої розвивається вільний рух, та її положення. Форма тіла має другорядне значення. Це відбувається на виборі визначаючих розмірів у рівняннях подібності. Біля нагрітих горизонтальних плоских плит рух рідини суттєво залежить від положення плити. Якщо поверхня, що віддає

ТЕПЛОВІДДАЧА ПРИ ПРИРОДНІЙ КОНВЕКЦІЇ

Горизонтальні плоскі поверхні розміром $a \times b$	Вертикальні плоскі поверхні і труби висотою h	Горизонтально розташовані труби діаметром d	Щільні циліндричні плоскі товщиною δ
<p>Випадки температур робити T_m узяти від поверхні</p> <p>$l = a \cdot b$</p>	<p>Випадки температур робити T_m узяти від поверхні</p> <p>$l = h$</p>	<p>Випадки температур робити T_m узяти від поверхні</p> <p>$\Delta t = t_c - t_p$</p>	<p>Випадки температур робити T_m узяти від поверхні</p> <p>$t_p = 0,5(t_c + t_d)$</p> <p>$\Delta t = t_c - t_d$</p>
<p>$10^3 \leq Ra_{p,a} \leq 10^9$</p> <p>$1^* \bar{Nu}_{p,a} = 0,76 \cdot Ra_{p,a}^{0,25} \cdot \epsilon_1$</p> <p>$Ra_{p,a} \geq 10^9$</p> <p>$2^* \bar{Nu}_{p,a} = 0,15 \cdot Ra_{p,a}^{0,33} \cdot \epsilon_1$</p>	<p>$10^3 \leq Ra_{p,h} \leq 10^9$</p> <p>$1 \bar{Nu}_{p,h} = 0,76 \cdot Ra_{p,h}^{0,25} \cdot \epsilon_1$</p> <p>$Ra_{p,h} \geq 10^9$</p> <p>$2 \bar{Nu}_{p,h} = 0,15 \cdot Ra_{p,h}^{0,33} \cdot \epsilon_1$</p>	<p>$10^3 \leq Ra_{p,d} \leq 10^4$</p> <p>$3 \bar{Nu}_{p,d} = 0,5 \cdot Ra_{p,d}^{0,25} \cdot \epsilon_1$</p> <p>$4 \bar{Nu}_{p,d} = 1,18 \cdot Ra_{p,d}^{0,25} \cdot \epsilon_1$</p>	<p>$Ra_{p,\delta} = \frac{g \cdot \delta^3}{\nu^2} \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot Pr_p$</p> <p>$10^3 \leq Ra_{p,\delta} \leq 10^7$</p> <p>$10^7 \leq Ra_{p,\delta} \leq 10^8$</p>
<p>$\alpha_s = \bar{Nu}_{p,a} \frac{\lambda}{a}$</p> <p>Теплообмін між поверхнями вертикальної і горизонтальної поверхні</p> <p>$\bar{\alpha}_s = 1,3 \cdot \alpha_s$</p>	<p>$\alpha_b = \bar{Nu}_{p,h} \frac{\lambda}{h}$</p>	<p>$\alpha_d = \bar{Nu}_{p,d} \frac{\lambda}{d}$</p>	<p>$\epsilon_k = 1$</p> <p>$\epsilon_k = 0,18 \cdot Ra_{p,\delta}^{-0,1}$</p> <p>$\lambda_y = \lambda \cdot \epsilon_k$</p>
<p>$\bar{\alpha} = 0,7 \cdot \alpha_s$</p>	<p>$\bar{\alpha}_h = 0,7 \cdot \alpha_b$</p>	<p>$\bar{\alpha}_d = 0,5 \cdot (\alpha_s + \alpha_p)$</p>	<p>Держималі поверхні</p> <p>$\bar{\alpha}_s = \alpha_s \cdot (1 + \sqrt{0,5 \cdot \epsilon_k})$</p>

є звернутою догори і має великі розміри, її центральна частина ізольована суцільним потоком нагрітої рідини з країв плити. Її вентиляція відбувається за рахунок провалу рідини згори. У випадку горизонтально розташованих плоских поверхонь тепловіддача розраховується за формулами для вертикальних поверхонь. У якості визначаючого розміру обирається менша зі сторін. При цьому $\alpha = 1,3\alpha_n$ при зверненні поверхні, яка віддає тепло, догори і $\alpha = 0,7\alpha_n$ при зверненні поверхні, яка віддає тепло, донизу. В якості визначаючої температури приймається температура рідини удалині від поверхні. Для тонких дротиків ($d = 0,2 \dots 2,2$ мм) внаслідок малої їх поверхні кількість тепла, яке віддається, є незначним. При малих температурних напорах навколо дротику утворюється плівка нерухомої рідини і теплообмін здійснюється теплопровідністю. Цей режим називається плівковим і спостерігається при $Ra \leq 0,5$.

2.8.2. Тепловіддача в обмеженому просторі.

Якщо характер руху, а відповідно, й тепловіддача залежать від форми, розташування і розмірів стінок, які замикають середовище навколо джерела тепла, вільний рух називається **рухом в обмеженому просторі**. В обмеженому просторі явища нагрівання і охолодження рідини відбуваються поблизу одне одного в умовах взаємних перешкод і розділити їх неможливо. У цьому випадку весь процес розглядається в цілому.

У вертикальних щілинах при достатньо великій їх товщині δ висхідні і спадні потоки формуються без взаємних перешкод, як і вздовж вертикальних поверхонь в необмеженому просторі. Якщо ж товщина є малою, внаслідок взаємних перешкод всередині виникають циркуляційні контури.

У горизонтальних щілинах процес визначається взаємним розташуванням нагрітих і холодних поверхонь і відстанню між ними. Якщо нагріта поверхня розташована знизу, спостерігаються висхідні і спадні токи, що чергуються між собою.

У горизонтальних циліндричних прошарках характер процесу залежить від співвідношення діаметрів (товщини прошарку) і взаєм-

ного положення нагрітої і холодної поверхонь. При цьому циркуляція розвивається тільки в зоні, що лежить нижче верхньої кромки холодної поверхні або вище нижньої кромки нагрітої поверхні.

Такий складний процес конвекційного теплообміну розглядається як явище теплопровідності із введенням поняття еквівалентного коефіцієнта теплопровідності $\lambda_{\text{екв}}$ (табл. 2.5), а тепловий потік, що передається, обчислюється по залежностям, наведеним в табл. 1.2.

КОНВЕКЦІЙНИЙ ТЕПЛОБМІН ПРИ ЗМІНІ АГРЕГАТНОГО СТАНУ

3.1. ТЕПЛОБМІН ПРИ КИПІННІ РІДИНИ

** Кипіння – процес пароутворення в об'ємі рідини, що характеризується утворенням нових вільних поверхонь поділу рідкої та парової фаз всередині рідини, нагрітої вище температури насичення.*

Необхідною умовою кипіння є перегрівання рідини відносно температури насичення при даному тискові і наявність центрів пароутворення. Максимальне перегрівання рідини спостерігається біля поверхні нагрівання. При кипінні рідини процес перетворення її на пару супроводжується поглинанням теплоти пароутворення, тому є необхідним підведення тепла до киплячої рідини.

Розрізняють **об'ємне кипіння**, що відбувається в об'ємі рідини, і **поверхневе кипіння**, що відбувається на поверхні твердого тіла, до котрої підводиться тепло.

При об'ємному кипінні парові бульбашки виникають у будь-якому місці об'єму рідини, якщо її температура є значно вищою за температуру насичення. При поверхневому кипінні парова фаза утворюється на поверхні твердого тіла, температура котрої є вищою за температуру насичення рідини при даному тискові.

В залежності від конструкції апарата кипіння може відбуватись на поверхні, що розташована у вільному об'ємі рідини, розміри котрого по усіх напрямках є великими порівняно із відривним діаметром бульбашки (кипіння у великому об'ємі), або всередині труб і каналів, як при вільному, так і при вимушеному русі.

Для виникнення кипіння завжди є необхідним декотре перегрівання рідини. Величина перегрівання, що відповідає початку кипіння (початкове перегрівання), залежить від фізичних властивостей рідини, її чистоти, тиску і стану поверхні. Початкове перегрівання є меншим для шорстких поверхонь, а також таких, що

мають неоднорідності і різні включення.

Розрізняють два режими поверхневого кипіння – *бульбашковий* і *плівковий*. При бульбашковому режимі пара утворюється у вигляді бульбашок, які періодично зароджуються, ростуть і відриваються. При збільшенні теплового потоку парових бульбашок стає все більше, потім окремі бульбашки зливаються в групи, в підсумку утворюючи суцільний паровий шар біля поверхні теплообміну. У випадку бульбашкового кипіння основна частина поверхні нагрівання омивається рідиною. При цьому перенесення тепла відбувається головним чином у прилеглому до поверхні пограничному шарі, що інтенсивно перемішується.

Режим кипіння, що характеризується наявністю на поверхні плівки пари, яка цю поверхню огортає і відокремлює її від рідини, називається плівковим. При плівковому кипінні рідина відокремлена від поверхні нагріву паровим шаром, теплопровідність якого в 20...40 раз менше, ніж рідини. Внаслідок цього інтенсивність теплообміну при плівковому кипінні в десятки разів є меншою, ніж при бульбашковому.

Залежність теплового потоку від величини температурного напору (крива кипіння) представлена на рис. 3.1.

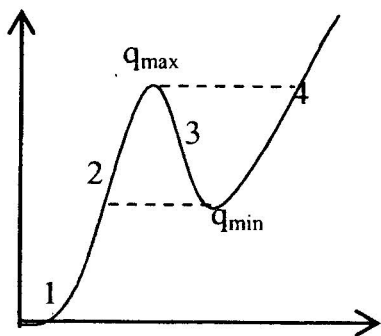


Рис 3.1

1. вільна конвекція (кипіння немає);
 2. бульбашкове кипіння;
 3. перехідний режим (утворення сухих плям);
 4. плівкове кипіння (конвекційний теплообмін і випромінювання)
- $q_{max} = q_{кр1}$ – максимальна щільність теплового потоку при бульбашковому кипінні (1-а критична щільність теплового потоку)
- $q_{min} = q_{кр2}$ – мінімальне теплове навантаження при плівковому режимі кипіння (2-а критична щільність теплового потоку).

При обігріві поверхні теплообміну з постійною щільністю теплового потоку (електрообігрівання) має місце стрибкоподібний перехід від бульбашкового режиму до плівкового і навпаки, без перехідного режиму. Якщо при цьому не зменшити потужність, що підводиться, настане значне підвищення температури поверхні, що може призвести до її руйнування.

Мінімальний радіус бульбашки в момент її зародження називається **критичним радіусом**. Він відповідає розмірові мікрошорсткостей (центрів пароутворення) на поверхні теплообміну. Критичний радіус визначається за умови теплової і механічної рівноваги парової і рідкої фаз. Щоби бульбашка існувала, необхідно, щоби сила тиску пари всередині неї була не меншою за суму усіх зовнішніх сил, які діють на бульбашку (сила тиску оточуючої рідини, сила поверхневого натягу на поверхні бульбашки).

Умова механічної рівноваги (рівняння Лапласа):

$$\Delta p = p_n - p_p = \frac{2\sigma_{n-p}}{R_{кр}} \quad (3.1)$$

Умова теплової рівноваги полягає в тому, що температура рідини, яка оточує бульбашку (тобто стінок бульбашки), має бути вищою за температуру насичення (при тискові у рідині p_p) на декотру величину $\Delta t = t_p - t_n$.

Величина $R_{кр}$ характеризує радіус кривизни зовнішньої поверхні бульбашки і визначає розміри мікрошорсткості, котрі можуть служити центрами пароутворення (при даних умовах: тиску, перегріві,...)

$$R_{кр} = \frac{2\sigma T_n}{\rho r''(T_c - T_n)} \quad (3.2)$$

Парова бульбашка із зародженням на поверхні росте до декотрого розміру d_0 , при котрому вона відривається від поверхні і спливає. Величина d_0 визначається умовами механічної рівноваги між підйомною силою, що прагне відірвати бульбашку від поверхні, і силою, яка утримує її на твердій поверхні – силою поверхневого натягу:

Відривний діаметр бульбашки – діаметр сфери, об'єм котрої дорівнює об'єму парової бульбашки безпосередньо після її відриву від поверхні нагріву.

$$d_0 = 0,0208 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho' - \rho'')}} \quad (3.3)$$

де θ – краєвий кут, що вимірюється в кутових градусах.

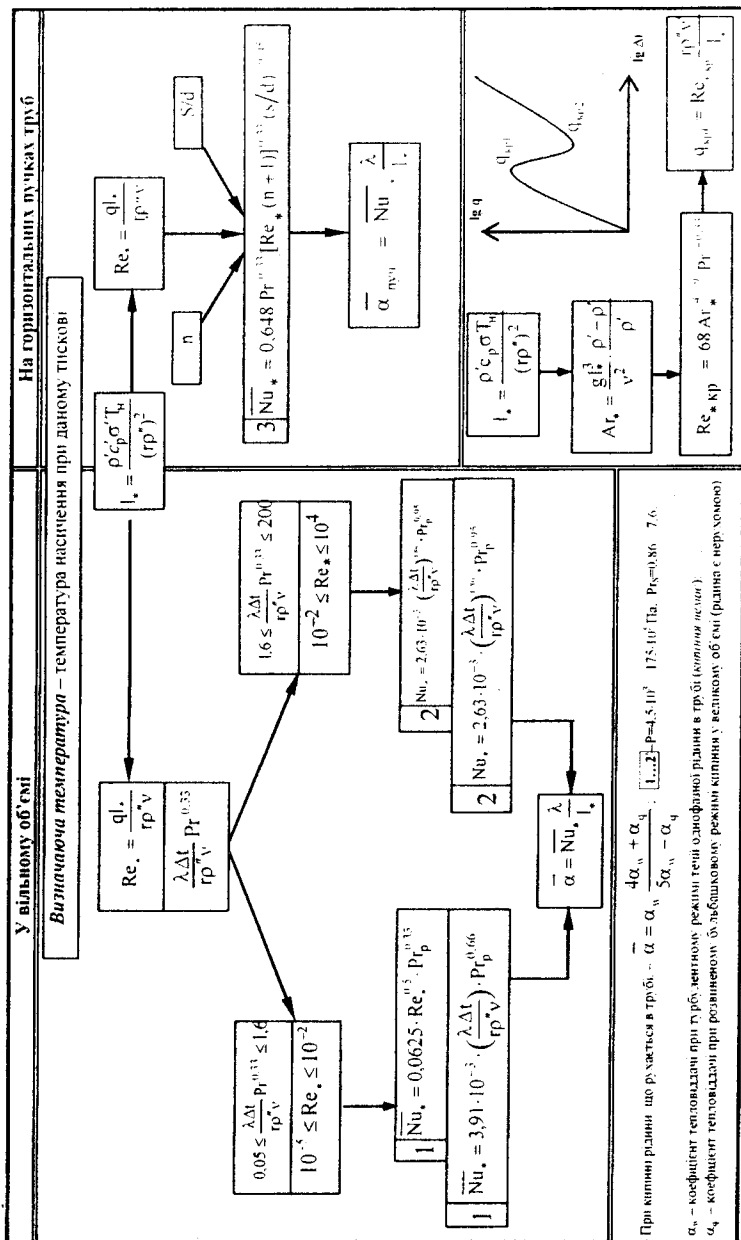
Кризи кипіння пов'язані з корінною зміною механізму і інтенсивності теплообміну. Максимальна щільність теплового потоку при бульбашковому кипінні (1-а критична) може бути визначена по залежності, наведеній в табл. 3.1.

Інтенсивність теплообміну залежить від теплофізичних властивостей рідини і тиску.

- *Із збільшенням тиску коефіцієнт тепловіддачі зростає. Це пояснюється зменшенням критичного діаметра бульбашки і відривного діаметра, а також збільшенням числа центрів пароутворення і частоти відриву.*
- *При збільшенні коефіцієнта теплопровідності рідини інтенсивність теплообміну збільшується, що пояснюється меншим термічним опором мікрошару рідини біля основи бульбашки, кращими умовами передавання тепла до бульбашки і, відповідно, збільшенням швидкості їх росту. При збільшенні в'язкості рідини інтенсивність теплообміну знижується внаслідок погіршення умов перемішування рідини біля поверхні і збільшення мікрошару рідини. Збільшення поверхневого натягу знижує інтенсивність теплообміну в усіх випадках.*
- *Збільшення коефіцієнта теплозасвоєння стінки $\sqrt{r\lambda c_p}$ призводить до інтенсифікації тепловіддачі (внаслідок збільшення швидкості росту парових бульбашок і зміни їх відривного діаметра) і призводить до зменшення $q_{кр1}$.*

Обчислення коефіцієнта тепловіддачі при бульбашковому кипінні рідини у великому об'ємі здійснюється по залежностям, наведеним у табл. 3.1. Для певного роду рідини коефіцієнт тепловіддачі при розвиненому бульбашковому кипінні залежить тільки від щільності теплового потоку і тиску.

Таблиця 3.1
ТЕПЛОБІМІН ПРИ БУЛЬБАШКОВОМУ КИПІННІ ОДНОКОМПОНЕНТНИХ РІДИН



При кипінні на пучках горизонтальних труб інтенсивність теплообміну є вищою, ніж при кипінні на одиночній трубі, а коефіцієнт тепловіддачі зростає від ряду до ряду знизу догори. Це пояснюється додатковими турбулентними збуреннями, що вносяться бульбашками пари, які підіймаються з нижніх рядів на верхні. Дія цих збурень збільшується при переході до кожного наступного ряду знизу догори, що пояснюється збільшенням кількості парових бульбашок. У загальному випадку коефіцієнт тепловіддачі залежить від властивостей рідини, тиску, геометричних параметрів пучка, величини теплового потоку і числа рядів труб по висоті пучка, але при значеннях щільності теплового потоку більше 10^5 тепловіддача при кипінні на трубних пучках практично може зіставлятись із тепловіддачею при кипінні на одиночних трубах.

Тепловіддача при кипінні рідини всередині труб пов'язана із неперервною зміною співвідношення парової і рідкої фаз, що дозволяє виокремити декілька областей, які відрізняються гідродинамічною структурою потоку як за довжиною, так і за поперечним перерізом труби.

У вертикальних трубах при русі рідини знизу догори розрізняють області підігрівання рідини (економайзерна ділянка), кипіння (випарувальна ділянка) і підсихання вологої пари. В області підігрівання рідина нагрівається до температури насичення. Початкова зона області кипіння відповідає поверхневому кипінню, основна зона – об'ємному кипінню. При об'ємному кипінні по мірі збільшення парової фази структура потоку змінюється від емульсійної до пробкової і потім стержневої. У емульсійному режимі потік являє собою рідину із розподіленими в ньому дрібними бульбашками пари. Для пробкового режиму є характерним утворення великих бульбашок – пробок, сумірних із діаметром труби. У стержневому режимі в ядрі потоку рухається волога пара, а біля стінки – тонкий шар рідини. При повному випаровуванні рідини починається режим підсихання вологої пари.

У горизонтальних трубах структура змінюється як по довжині, так і по перерізу труби: Теплообмін визначається фазовою структурою парорідинної суміші. Максимальне значення коефіцієнта теп-

ловіддачі відповідає стержневому режимові, при котрому товщина плівки рідини є малою, а в ядрі потоку рухається пара із великою швидкістю.

Для обчислення тепловіддачі при кипінні рідини, яка рухається в трубах, використовуються співвідношення, наведені в табл. 3.1 і 2.4.

3.2. ТЕПЛОБМІН ПРИ КОНДЕНСАЦІЇ ПАРИ

Конденсація – процес переходу речовини з газоподібного стану до рідкого або твердого (десублімація). Розрізняють конденсацію в об'ємі пари або парогазової суміші і конденсацію на поверхні твердого тіла або рідини, з котрими пара (парогазова суміш) перебуває у контакті (поверхнева конденсація). При цьому можливими є два види поверхневої конденсації – плівкова і крапельна.

* **Плівкова конденсація** – конденсація у рідкий стан на гідрофільній (такій, що добре зволожується рідиною) поверхні твердого тіла, при котрій на цій поверхні утворюється суцільна плівка конденсату.

* **Крапельна конденсація** – конденсація у рідкий стан на гідрофобній (такій, що не зволожується рідиною) поверхні твердого тіла, при котрій на ній утворюються окремі краплі конденсату.

* **Змішана конденсація** – конденсація у рідкий стан на поверхні твердого тіла, при котрій на різних ділянках поверхні спостерігаються як плівкова, так і крапельна конденсації.

Термічний опір передавання тепла від пари до стінки являє собою два складники:

$$R = \frac{t_n - t_c}{q} = \frac{1}{\alpha} = R_n + R_\phi, \quad (3.4)$$

де $R_n = (\delta/\lambda)$ – термічний опір плівки конденсату;

R_ϕ – міжфазовий термічний опір (тобто на границі поділу фаз), пов'язаний із стрибком температури на границі поділу парової і рідкої фаз.

Теоретичне рішення питання конденсації пари виконане Нус-

сельтом при низці спрощувальних допущень:

- ⇒ рух плівки є ламінарним;
- ⇒ температура зовнішньої поверхні плівки конденсату є постійною;
- ⇒ фізичні параметри конденсату (l , ρ , μ) не залежать від температури;
- ⇒ сили інерції є знехтувально малими у порівнянні із силами тяжіння і тертя;
- ⇒ тертя і температурний стрибок на границі плівка-пара відсутні;
- ⇒ сили поверхневого натягу на зовнішній поверхні плівки не впливають на характер її руху;
- ⇒ густина пари є знехтувально малою у порівнянні із густиною рідини;
- ⇒ конвекційне перенесення тепла в плівці і теплопровідність вздовж плівки не враховуються; враховується тільки теплопровідність поперек плівки.

Прийняті допущення суттєво спрощують математичний опис процесу.

Рівняння енергії

$$\frac{d^2 t}{dy^2} = 0. \quad (3.5)$$

Рівняння руху

$$\frac{d^2 w_x}{dy^2} = -\frac{\rho g}{\mu}. \quad (3.6)$$

Розв'язання рівнянь руху і енергії разом із граничними умовами дозволяє отримати вирази для визначення товщини плівки конденсату і локального значення коефіцієнта тепловіддачі на відстані x від верхньої кромки вертикальної поверхні:

$$\delta_x = \sqrt[4]{\frac{4\lambda\mu(t_H - t_C)x}{\rho^2 g \Gamma}}, \text{ м}, \quad (3.7)$$

$$\alpha_x = \sqrt[4]{\frac{\lambda^3 \rho^2 g \Gamma}{4\mu(t_H - t_C)x}}, \text{ Вт/(м}^2\text{К)}. \quad (3.8)$$

Отримані співвідношення є справедливими для будь-якої рідини. Фізичні параметри плівки конденсату (λ , ρ , μ) приймаються по температурі насичення.

Коефіцієнт тепловіддачі зменшується із збільшенням x або Δt , оскільки при цьому збільшується товщина плівки конденсату, а отже, і термічний опір. Із збільшенням температурного напору коефіцієнт тепловіддачі зменшується, а товщина плівки зростає. Однак зменшення α не означає зменшення теплового потоку, оскільки згідно із законом Ньютона-Ріхмана

$$q = \alpha_x \Delta t = C \cdot \Delta t^{0,75} \quad (3.9)$$

Співвідношення, отримані із теорії Нуссельта, обмежені найпростішою схемою ламінарної течії плівки конденсату. По мірі збільшення числа $Re_{пл}$ для плівки виникає хвилюєтворення на поверхні плівки і коли $Re_{пл}$ досягає декотрого критичного значення, ламінарна течія перероджується у турбулентну. Завдяки цьому середній коефіцієнт тепловіддачі при хвильовому русі є більшим, ніж при ламінарному, оскільки при хвильовій течії плівки ефективна її товщина є меншою, ніж за рівнянням Нуссельта. Отже, меншим є і її термічний опір.

Середні по поверхні значення коефіцієнтів тепловіддачі при конденсації на вертикальних і горизонтальних поверхнях визначаються по залежностям, наведеним в табл. 3.2.

Наведені співвідношення є справедливими при конденсації нерухомої чистої насиченої пари на чистій поверхні. Однак при обчисленні тепловіддачі необхідно враховувати низку обставин.

Перемінність фізичних параметрів конденсату по товщині плівки, де температура змінюється від t_c до t_w , враховується поправкою $\epsilon_i = (Pr_H / Pr_c)^{0,25} \dots$

Вплив перегріву і вологості пари. Якщо температура стінки нижче температури насичення, то конденсація перегрітої пари відбувається так само, як і насиченої. При цьому пара охолоджується до температури насичення біля стінки, залишаючись перегрітою удаліні від стінки. Коефіцієнт тепловіддачі визначається із врахуванням теплоти перегріву шляхом підставлення в обчислювальні рівняння $r' = r + \Delta i$ і $r \cdot x$ (x – паровміст) при кон-

денсації вологої пари (табл. 3.2).

Вплив стану поверхні. Шорстка поверхня створює додатковий опір рухові плівки і товщина її збільшується, що призводить до зростання термічного опору і зменшення коефіцієнта тепловіддачі.

Вплив наявності у парі домішок, які не конденсуються. При наявності в парі повітря або інших домішок, які не конденсуються, тепловіддача суттєво знижується. Це пояснюється накопиченням біля поверхні конденсації повітря, яке чинить значний опір репеміщенню пари до поверхні, в напрямку котрої пара потрапляє тільки шляхом дифузії через шар повітря.

Вплив орієнтації і компонування поверхні. При інших рівних умовах тепловіддача при конденсації на горизонтальних трубах є вищою, ніж на вертикальних. Це пояснюється тим, що середня товщина конденсату є меншою для горизонтальних труб. Кут нахилу труби до горизонту враховується поправкою ϵ_{ϕ} (табл. 3.2).

У горизонтальних трубних пучках умови теплообміну на різних рядах труб неоднакові. У багаторядних пучках конденсат з верхніх рядів стікає на нижні і товщина плівки тут є більшою. Середній коефіцієнт тепловіддачі пучка визначається із врахуванням числа рядів труб по вертикалі (табл. 3.2).

Вплив швидкості і напрямку руху пари. Режим руху плівки, її товщина і коефіцієнт тепловіддачі залежать від взаємодії сили тяжіння в плівці і сили тертя на границі поділу фаз. Напрямок дії залежить від положення поверхні (труби) в просторі. При збіжності напрямків руху пари і плівки товщина плівки зменшується, а коефіцієнт тепловіддачі збільшується. При протилежних напрямках руху пари і плівки коефіцієнт тепловіддачі зменшується внаслідок збільшення товщини плівки за рахунок гальмування силою тертя на границі плівка–пар. Однак при великих швидкостях сила тертя може бути більшою за силу тяжіння і плівка утягується парою; товщина плівки при цьому зменшується, а коефіцієнт тепловіддачі збільшується.

Рекомендації щодо врахування впливу перелічених факторів на інтенсивність тепловіддачі при конденсації наведені в спеціальній літературі.

ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ

4.1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ І ВИЗНАЧЕННЯ

Теплообмін випромінюванням – процес передавання теплоти за допомогою електромагнітних хвиль і фотонів; обумовлений перетворенням внутрішньої енергії речовини на енергію **випромінювання** (енергія фотонів і електромагнітних хвиль), **перенесенням випромінювання** (процес розповсюдження випромінювання в просторі) і його **поглинанням** речовиною (процес перетворення енергії випромінювання на внутрішню енергію поглинаючого тіла).

Теплове випромінювання властиве усім тілам и обумовлено тільки температурою і оптичними властивостями тіл, що беруть участь в теплообміні. Такі властивості мають світлові (довжина хвилі 0,4...0,8 мкм) та інфрачервоні (довжина хвилі 0,8...800 мкм) промені, які мають однакову фізичну природу.

Види променевих потоків. Кількість енергії випромінювання, що переноситься за одиницю часу через довільну поверхню, називається **потокком випромінювання**. Розрізняють інтегральне і монохроматичне випромінювання.

★ **Інтегральне випромінювання** – випромінювання, що відповідає усьому спектрові довжин хвиль (частот) від нуля до безконачності.

★ **Монохроматичне випромінювання** – випромінювання, що відповідає вузькому інтервалу довжин хвиль (частот), котре можна характеризувати даним значенням довжини хвилі (частоти).

★ **Напівсферичне випромінювання** – випромінювання, що поширюється по всіх напрямках у межах напівсферичного тілесного кута ($\Omega=2\pi$).

★ **Об'ємне випромінювання** – випромінювання, що випускається елементами поглинаючого і розсіювального середовища, яке по-

ширюється по різних напрямках в межах сферичного тілесного кута ($\Omega=4\pi$).

Кожне тіло безперервно випромінює і поглинає. Результат цих явищ пов'язаний із подвійним взаємним перетворенням енергії (теплова–променева–теплова)– процес променевого теплообміну. При потраплянні на інші тіла енергія випромінювання частково поглинається, частково відбивається і частково проходить крізь тіло (рис. 4.1). Кількість теплоти, що віддається або сприймається, визначається різницею між променевими енергіями, котрі поглинаються і випромінюються тілом. Ця різниця відмінна від нуля у випадку *нерівноважного теплового випромінювання* (при різних температурах тіл, що беруть участь у теплообміні). Якщо температура тіл є однаковою, то система перебуває в термодинамічній рівновазі. У такому випадку всі тіла системи безперервно випромінюють і поглинають, але прихід променевої енергії дорівнює її розходу для кожного тіла (*рівноважне теплове випромінювання*).

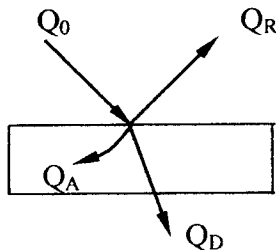


Рис. 4.1

Q_0 – потік падаючого випромінювання (потік випромінювання, падаючого на довільну поверхню);

Q_A – потік випромінювання, яке поглинається (частина потоку падаючого випромінювання, яку поглинуто тілом);

Q_R – потік відбитого випромінювання (частина потоку падаючого випромінювання, відбита від поверхні тіла);

Q_D – потік випромінювання, яке пропускається (частина потоку падаючого випромінювання, яка проходить через частково прозоре тіло).

$$\frac{Q_A}{Q_0} + \frac{Q_R}{Q_0} + \frac{Q_D}{Q_0} = 1; \quad (4.1)$$

$$A + R + D = 1. \quad (4.2)$$

A – *поглинальна здатність* ($0 \leq A \leq 1$) – відношення потоку випромінювання, яке поглинуте тілом (середовищем), до потоку

випромінювання, що падає на тіло (середовище);

R – *здатність до відбиття* ($0 \leq R \leq 1$) – відношення потоку випромінювання, відбитого поверхнею тіла (середовища), до потоку випромінювання, що падає на тіло (середовище);

D – *пропускна здатність* ($0 \leq D \leq 1$) – відношення потоку випромінювання, пропущеного тілом (середовищем), до потоку випромінювання, що падає на тіло (середовище).

Абсолютно чорне тіло – тіло, котре повністю поглинає все випромінювання, яке падає на нього, незалежно від напрямку падаючого випромінювання, його спектрального складу і поляризації, нічого не відбиваючи і не пропускаючи крізь себе. Абсолютно чорне тіло при даній температурі характеризується найбільшою енергією випромінювання для усіх частот порівняно із власним випромінюванням інших (нечорних) тіл.

Сіре тіло (сіре середовище) – тіло (середовище), спектральна здатність поглинання котрого не залежить від довжини хвилі (частоти) випромінювання, що падає. Сіре тіло при даній температурі характеризується безперервним розподілом енергії в спектрі власного випромінювання, подібним до розподілу енергії в спектрі абсолютно чорного тіла при такій самій температурі.

Прозоре середовище (діатермічне середовище) – середовище, яке повністю пропускає будь-яке випромінювання, котре падає на нього.

Тіла, які повністю відбивають потік падаючого випромінювання, вважаються **абсолютно білими**.

Тверді тіла і декотрі рідини (вода, спирти) для теплових променів є практично непроникними ($D=0$). В цьому випадку $A+R=1$.

Потік власного випромінювання (здатність до випромінювання) – потік випромінювання, який походить від тіла (середовища) і залежить тільки від температури і оптичних властивостей даного тіла (середовища) – Q_1 .

Потік падаючого випромінювання (падаюче випромінювання) – потік випромінювання, падаючого на довільну поверхню в полі випромінювання – Q_2 .

Потік ефективного випромінювання (ефективне випромінювання) – сума потоків власного і відбитого випромінювань

$$Q_{\text{ДФ}} = Q_1 + (1 - A_1) \cdot Q_2.$$

Потік підсумовуючого випромінювання (підсумовуюче випромінювання) – різниця між потоками поглинутого і власного випромінювань (потоками падаючого і ефективного випромінювань)

$$Q_{\text{РЕЗ}} = Q_1 - A_1 \cdot Q_2.$$

Поверхнева щільність потоку випромінювання (щільність потоку випромінювання) E – потік випромінювання, що проходить через одиницю поверхні по усіх можливих напрямках у межах напівсферичного тілесного кута:

$$E = \frac{Q}{F}, \text{ Вт/м}^2. \quad (4.3)$$

Інтенсивність (яскравість) випромінювання – потік випромінювання, який поширюється у даному напрямку, віднесений до одиниці елементарного тілесного кута, віссю котрого є обраний напрямок, і до одиниці поверхні, розташованої у даній точці перпендикулярно до цього напрямку.

Спектральна інтенсивність випромінювання – відношення інтенсивності випромінювання, взятої в нескінченно малому інтервалі довжин хвиль (частот), що включає дану довжину хвилі (частоту), до цього інтервалу.

4.2. ОСНОВНІ ЗАКОНИ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Процес поширення теплового випромінювання в просторі характеризується довжиною хвилі (λ) і частотою коливань (ν). Поширення хвиль відбувається із швидкістю світла ($c=3 \cdot 10^8$ м/с), а частота $\nu=c/\lambda$. Світлові і інфрачервоні промені мають однакову фізичну природу. Тому закони, встановлені для світлового випромінювання, є справедливими і для теплового випромінювання.

4.2.1. Закон Планка.

Встановлює закон зміни спектральної щільності потоку випромінювання (E_{λ}) від довжини хвилі (λ , м) і температури (T , °К) для абсолютно чорного тіла (рис 4.3).

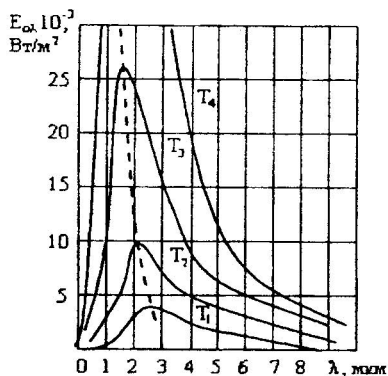


Рис. 4.3

$$E_{0\lambda} = C_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{C_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1}, \quad (4.4)$$

де

$$\left. \begin{aligned} C_1 &= 3,73 \cdot 10^{16} \text{ Вт} \cdot \text{м}^3 \\ C_2 &= 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К} \end{aligned} \right\} \text{ сталі випромінювання}$$

e – основа натурального логарифма.

Ізотерми, що характеризують зміну щільності потоку випромінювання, проходять через максимум, а кожній довжині хвилі відповідає своє значення $E_{0\lambda}$ (при $\lambda \rightarrow 0$ і $\lambda \rightarrow \infty$ $E_{0\lambda} \rightarrow 0$).

Із підвищенням температури тіла енергія його випромінювання суттєво зростає, збільшується й енергія однієї і тої ж довжини хвилі. Зміщення максимуму спектральної щільності потоку випромінювання при підвищенні температури ($T_1 < T_2 < \dots$) в напрямок коротких хвиль описується **законом Віна**, що витікає з (4.4) при $\lambda T \ll C_2$:

$$\lambda_{\max} \cdot T = 2,9 \cdot 10^{-3}, \quad (4.5)$$

де λ_{\max} – довжина хвилі, яка відповідає максимальному значенню спектральної щільності потоку випромінювання.

4.2.2. Закон Стефана–Больцмана

Закон Стефана–Больцмана отримується в результаті інтегрування (4.4) і визначає повну кількість енергії, що походить від тіла в усьому діапазоні довжин хвиль:

$$E_0 = \sigma_0 T^4 \quad \text{або} \quad E_0 = C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (4.6)$$

де $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8}$, Вт/(м²·К⁴) – стала Стефана–Больцмана.

$C_0 = 5,67$, Вт/(м²·К⁴) – стала випромінювання абсолютно чорного тіла.

Закон Стефана–Больцмана встановлює залежність щільності потоку інтегрального випромінювання від температури (*щільність потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла є пропорційною четвертому ступеню температури*).

Для сірих тіл (більшості реальних тіл)

$$E = \varepsilon \sigma_0 T^4 . \quad (4.7)$$

Ступінь чорноти $\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{C}{C_0}$ – відношення потоку власного випромінювання тіла до потоку чорного випромінювання при тій же температурі (*визначається дослідним шляхом і залежить від природи тіла, його температури і стану поверхні*).

4.2.3. Закон Кірхгофа.

Встановлює зв'язок між власним випромінюванням тіла і його поглинальною здатністю

$$\frac{E_1}{A_1} = \frac{E_2}{A_2} = \dots = \frac{E_n}{A_n} = \frac{E_0}{A_0} = E_0 = f(T) . \quad (4.8)$$

! *Відношення щільності потоку випромінювання сірого тіла до його поглинальної здатності дорівнює щільності потоку випромінювання абсолютно чорного тіла при такій самій температурі.*

Із закону Кірхгофа витікає, що

$$A_1 = \varepsilon_1 , \quad A_2 = \varepsilon_2 , \dots , \quad A = \varepsilon . \quad (4.9)$$

|| * *У випадку термодинамічної рівноваги ступінь чорноти тіла чисельно дорівнює його поглинальній здатності.*

4.2.4. Закон Ламберта.

Визначає зміну інтенсивності випромінювання по окремих напрямках для абсолютно чорного тіла:

$$dE_{0\varphi} = E_{0n} \cdot d\Omega \cdot \cos \varphi , \quad (4.10)$$

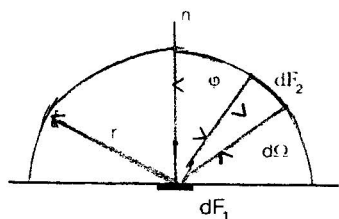


Рис. 4.4

де $E_{\text{оп}}$ – щільність потоку випромінювання в напрямку, що відповідає куту φ ;

$E_{(n)}$ – щільність потоку випромінювання у напрямку нормалі;

$d\Omega$ – елементарний тілесний кут, під котрим із даної точки елементарної поверхні dF_1 випромінюючого тіла видно елементарну площадку dF_2 на по-

верхні півсфери з центром у цій точці;

φ – кут між нормаллю до поверхні випромінюючого тіла і напрямком випромінювання.

Променевипускна здатність у напрямку нормалі ϵ в π разів меншою від повної променевипускної здатності тіла.

4.3. ТЕПЛОБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ МІЖ ТІЛАМИ

4.3.1. Теплообмін між тілами, довільно розташованими у просторі.

На основі законів теплового випромінювання променевий тепловий потік між двома абсолютно чорними поверхнями, довільно розташованими у просторі:

$$Q_{1-2} = C_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{1-2} = C_0 \cdot F_2 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{2-1}, \quad (4.11)$$

де φ_{1-2} – середній кутовий коефіцієнт поверхні F_1 відносно поверхні F_2 ;

φ_{2-1} – середній кутовий коефіцієнт поверхні F_2 відносно поверхні F_1 ;

середні кутові коефіцієнти випромінювання (φ_{1-2} , φ_{2-1}) показують, яка частина поверхневого випромінювання, випромінюваного одним тілом, потрапляє на інше.

*** Середній кутовий коефіцієнт випромінювання** – відношення потоку випромінювання від поверхні одного тіла на поверхню іншого тіла до повного потоку випромінювання, який виходить з усієї поверхні першого тіла по усіх можливих напрямках у межах півсферичного тілесного кута,

$$\varphi_{1-2} = \frac{1}{F_1} \iint_{F_1 F_2} \frac{\cos \varphi_1 \cdot \cos \varphi_2}{\pi r^2} dF_1 \cdot dF_2, \quad (4.12)$$

де φ_1 – кут між нормаллю до поверхні F_1 і напрямком випромінювання на поверхню F_2 ;

φ_2 – кут між нормаллю до поверхні F_2 і напрямком випромінювання на поверхню F_1 .

Із врахуванням багаторазових відбиттів у випадку променевого теплообміну між сірими поверхнями

$$Q_{1-2} = A_{1-2} \cdot C_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right] \cdot \varphi_{1-2}, \quad (4.13)$$

де A_{1-2} – зведена поглинальна здатність системи тіл.

Для замкненої системи, що складається з двох сірих поверхонь

$$A_{1-2} = \left[\left(\frac{1}{A_1} - 1 \right) \cdot \varphi_{1-2} + 1 + \left(\frac{1}{A_2} - 1 \right) \cdot \varphi_{2-1} \right]^{-1}. \quad (4.14)$$

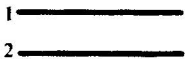
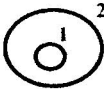

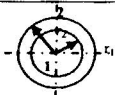
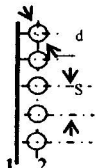
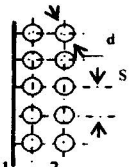
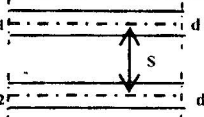
Способи визначення кутових коефіцієнтів випромінювання для декотрих випадків взаємного положення випромінюючих поверхонь наведені у таблиці 4.1.

4.3.2. Теплообмін випромінюванням при наявності екранів.

Зниження величини підсумовуючого теплового потоку між двома випромінюючими поверхнями досягається шляхом розміщення між ними екранів, які здійснюють перевипромінювання у зворотному напрямку.

Таблиця 4.1

**СЕРЕДНІ КУТОВІ КОЕФІЦІЄНТИ ВИПРОМІНЮВАННЯ
СИСТЕМИ ТІЛ**

Характеристика поверхонь	Кутівий коефіцієнт випромінювання Φ_{1-2}, Φ_{2-1}
Дві паралельні площини, розміри котрих значно більші за відстань між ними	 $\Phi_{1-2} = \Phi_{2-1} = 1$
Тіло, яке не має ввігнутостей, перебуває всередині іншого тіла.	 $\Phi_{1-2} = 1$ $\Phi_{2-1} = \frac{F_1}{F_2}$
Дві поверхні, що утворюють замкнену систему (одна із поверхонь не має ввігнутостей)	
Безконечно довгі концентричні циліндри Концентричні сфери	 $\Phi_{1-2} = 1$ $\Phi_{2-1} = \frac{F_1}{F_2} = \frac{r_1}{r_2}$
Необмежена площина і ряд труб в паралельній площині	 $\Phi_{1-2} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s}\right)^2} + \frac{d}{s} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1}$ $\Phi_{2-1} = \Phi_{1-2} \frac{s}{\pi d}$
Необмежена площина і п рядів труб в паралельних площинах	 $\Phi_{1-2} = 1 - \sqrt{1 - \left(\frac{d}{s}\right)^2} + \frac{d}{s} \operatorname{arctg} \sqrt{\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1}$ $\Phi'_{1-2} = 1 - (1 - \Phi_{1-2})^n$
Два паралельні циліндри однакового діаметра безконечної довжини	 $\Phi_{1-2} = \Phi_{2-1} = \frac{1}{\pi} \left[\arcsin \frac{d}{s} + \sqrt{\left(\frac{s}{d}\right)^2 - 1} - 1 - \frac{s}{d} \right]$

$$Q_{(1-2)_3} = A_{(1-2)_3} \cdot C_0 \cdot F_1 \cdot \left[\left(\frac{T_1}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_2}{100} \right)^4 \right]. \quad (4.15)$$

Для замкненої системи двох сірих тіл з N екранів між ними (в загальному випадку $F_1 \neq F_2 \neq F_{31} \neq F_{32} \neq \dots \neq F_{3N}$ і $A_1 \neq A_2 \neq A_{31} \neq A_{32} \neq \dots \neq A_{3N}$)

$$A_{(1-2)_3} = \left[\frac{1}{A_{1-2}} + \sum_{i=1}^N \left(\frac{2}{A_{3i}} - 1 \right) \cdot \varphi_{3i-1} \right]^{-1}. \quad (4.16)$$

Із (4.16) витікає, що $A_{(1-2)_3}$ є меншим у випадку, коли A_{3i} мале і коли $F_{3i} \rightarrow F_1$. Отже, екрани необхідно розташовувати ближче до поверхні F_1 , тобто поверхні з більшою температурою (при $T_1 > T_2$).

Елемент $\sum_{i=1}^N \left(\frac{2}{A_{3i}} - 1 \right) \varphi_{3i-1}$ характеризує тепловий опір променевому теплообміну, обумовлений наявністю екранів, зростає пропорційно числу екранів. При $\varphi_{3i-1} = 1$ (система плоскопаралельних тіл) величина $A_{(1-2)_3}$ не залежить від місця встановлення екранів.

! *Екрани слід виконувати з матеріалів із високою теплопровідністю і низькою поглинальною здатністю.*

4.4. ВИПРОМІНЮВАННЯ ГАЗІВ

Випромінювання газів обумовлене коливальними рухами атомів у молекулах. Одно- і двоатомні гази, молекули котрих складаються з однорідних атомів, (азот, водень, кисень), практично не випромінюють і є діатермічними для теплових променів. Значну випромінювальну і поглинальну здатність мають три- і багатоатомні гази. Найбільш цікавими у практиці теплотехнічних розрахунків є компоненти продуктів згоряння пального (вуглекислота CO_2 , сірчаний ангідрид SO_2 і водяна пара H_2O).

На відміну від твердих тіл газам властиве *несіре (селективне) випромінювання*, яке характеризується довільним (зокрема, дискретним) розподілом енергії у спектрі, і *несіре (селективне) погли-*

нання. яке характеризується залежністю спектральної поглинальної здатності від довжини хвилі. Це означає, що гази випромінюють і поглинають енергію в певних інтервалах довжин хвиль (смугах), розташованих у різних частинах спектру. Енергія решти довжин хвиль не випромінюється і не поглинається. Відомості про інтервали селективного випромінювання CO_2 і H_2O наведені в табл. 4.2.

Таблиця 4.2
Смуги селективного поглинання CO_2 і H_2O

CO_2		H_2O	
λ , мкм	$\Delta\lambda$, мкм	λ , мкм	$\Delta\lambda$, мкм
2,4...3,0	0,6	1,7...2,0	0,3
4,0...4,8	0,8	2,2...3,0	0,8
12,5...16,5	4,0	4,8...8,5	3,7
—	—	12,0...30,0	18,0

Завдяки відносно великим відстаням між молекулами променевої енергія поглинається всім об'ємом і не відбивається. При проходженні променів через газ їх енергія зменшується. Ослаблення енергії залежить від кількості молекул поглинаючого газу на шляху променевого потоку і визначається його парціальним тиском, температурою і довжиною шляху променя (у загальному випадку не однаковою за різними напрямками).

Ступінь чорноти газу

$$\varepsilon_r = 1 - \exp(-k \cdot p \cdot l_{\text{эф}}), \quad (4.17)$$

де p – тиск газу;

k – коефіцієнт ослаблення, який характеризує долю падаючого в даному напрямку випромінювання, поглиненого і розсіяного елементарним шаром середовища, поділеної на товщину цього шару;

$l_{\text{эф}}$ – ефективна довжина променя, що дорівнює радіусу півсфери, об'ємне випромінювання котрої на її центральну площадку дорівнює випромінюванню даного об'єму середовища при умові, що середовище є ізотермічним.

Ефективна довжина променя для обмеженого з усіх боків об'єму V газу залежить від поверхні F оточуючої його оболонки

$$l_{\text{эф}} = 3,6 \frac{V}{F}. \quad (4.18)$$

Щільність потоку власного випромінювання газу

$$q_{\text{г}} = \varepsilon_{\text{г}} C_0 \left(\frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4. \quad (4.19)$$

Ефективний ступінь чорноти суміші газів, наприклад, компонентів продуктів згоряння (CO_2 и H_2O),

$$\varepsilon_{\text{г}} = \varepsilon_{\text{CO}_2} + \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}} - \varepsilon_{\text{CO}_2} \cdot \varepsilon_{\text{H}_2\text{O}}. \quad (4.20)$$

Променевий тепловий потік між газом і стінкою

$$q_{\text{г-с}} = \varepsilon_{\text{г-с}} C_0 \left[\left(\frac{T_{\text{г}}}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_{\text{с}}}{100} \right)^4 \right]; \quad (4.21)$$

$$\varepsilon_{\text{г-с}} = \frac{\varepsilon_{\text{г}} \varepsilon_{\text{с}}}{\varepsilon_{\text{с}} + \varepsilon_{\text{г}} (1 - \varepsilon_{\text{с}})}. \quad (4.22)$$

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА

5.1. СКЛАДНИЙ ТЕПЛООБМІН

! *Складний теплообмін, обумовлений спільним перенесенням теплоти випромінюванням, теплопровідністю і конвекцією, називається радіаційно-конвекційним теплообміном.*

Методично виправдане розбивання процесу перенесення теплоти на елементарні явища (теплопровідність, конвекція і теплове випромінювання) в реальних умовах не завжди є можливим і доцільним. Їх сукупна дія звичайно приписується одному із них (головному), кількісні характеристики котрого враховують також вплив решти (другорядних) явищ. Наприклад, процес теплообміну між газом і твердою поверхнею є результатом сумісної дії конвекційного теплообміну і променевого теплообміну, а тепловий потік, що припадає на одиницю поверхні, визначається як їх сума

$$q_o = q_k + q_l = \alpha_o (t_p - t_c). \quad (5.1)$$

У цьому випадку в якості основного процесу приймається процес конвекційного теплообміну, сумарною кількісною характеристикою котрого є коефіцієнт тепловіддачі α_o .

$$\alpha_o = \alpha_k + \alpha_l, \quad (5.2)$$

де α_k – враховує перенесення теплоти конвекцією і теплопровідністю;

α_l – враховує перенесення теплоти випромінюванням.

Із врахуванням (1.7) і (4.21)

$$q_o = \left[\alpha_k + \varepsilon_{p-c} \cdot C_o \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_p^4 - T_c^4}{T_p - T_c} \right) \right] (t_p - t_c); \quad (5.3)$$

$$\alpha_{\text{н}} = \varepsilon_{\text{p-c}} \cdot C_0 \cdot 10^{-8} \left(\frac{T_{\text{p}}^4 - T_{\text{c}}^4}{T_{\text{p}} - T_{\text{c}}} \right), \quad (5.4)$$

де $\varepsilon_{\text{p-c}}$ – зведений ступінь чорноти системи, який визначається по (4.22).

5.2. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ СТІНКУ

Складний процес передавання тепла від однієї рідини до іншої через розділяючу стінку (теплопередача) визначається сукупною дією явищ теплопровідності, конвекції і теплового випромінювання, які є окремими умовами загального процесу перенесення теплоти. Величина теплового потоку, що передається, визначається різницею температур рідин ($t_{\text{p1}} - t_{\text{p2}}$) і є пропорційною коефіцієнтові теплопередачі k , котрий є кількісною характеристикою процесу.

$$Q = k(t_{\text{p1}} - t_{\text{p2}})F. \quad (5.5)$$

*** Коефіцієнт теплопередачі** – величина, що характеризує інтенсивність процесу теплопередачі і дорівнює щільності теплового потоку на стінці (поверхні поділу), віднесений до температурного напору між теплоносійми, Вт/(м²К).

Взаємозв'язок коефіцієнта теплопередачі із коефіцієнтами тепловіддачі і теплопровідності залежить від форми розділяючої стінки, а його величина є зворотно пропорційною загальному термічному опору, тобто сумі зовнішніх ($1/\alpha$) і внутрішніх (δ/λ) термічних опорів. Вирази для визначення загального і окремих термічних опорів, коефіцієнтів теплопередачі, теплового потоку, що передається, і температури на границях шарів багатшарових стінок різної форми наведені в табл. 5.1.

Таблиця 5.1

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ СКЛАДНУ СТІНКУ

Характеристика стінки	Термічні опори		Коефіцієнт теплопередачі	Тепловий потік, що передається	Температура на границях шарів
	r_{a1}	$r_{\lambda, i}$			
Багатошарова плоска стінка	$\frac{1}{\alpha_1}$	$\frac{\delta_i}{\lambda_i}$	$\frac{1}{\alpha_2}$	$Q = k \cdot \Delta t \cdot F$	$t_{c(i+1)} = t_{ж1} - \frac{Q}{F} \left(r_{a1} + \sum_n r_{\lambda, i} \right)$
Багатошарова циліндрична стінка	$\frac{1}{\alpha_1 d_1}$	$\frac{1}{2\lambda_i} \ln \frac{d_{(i+1)}}{d_i}$	$\frac{1}{\alpha_2 d_{(n+1)}}$	$Q = k \cdot \Delta t \cdot \pi \cdot L$	$t_{c(i+1)} = t_{ж1} - \frac{Q}{\pi L} \left(r_{a1} + \sum_n r_{\lambda, i} \right)$
Багатошарова сферична стінка	$\frac{1}{\alpha_1 d_1^2}$	$\frac{1}{2\lambda_i} \left(\frac{1}{d_i} - \frac{1}{d_{(i+1)}} \right)$	$\frac{1}{\alpha_2 d_{(n+1)}^2}$	$Q = k \cdot \Delta t \cdot \pi$	$t_{c(i+1)} = t_{ж1} - \frac{Q}{\pi} \left(r_{a1} + \sum_n r_{\lambda, i} \right)$

5.3. КРИТИЧНИЙ ДІАМЕТР СТІНКИ

Загальний термічний опір стінок, що мають різні площі внутрішньої та зовнішньої поверхонь (циліндричних, сферичних), залежить не тільки від величини коефіцієнтів тепловіддачі, але й від геометричної форми і розмірів стінки. При сталих значеннях α_1 , α_2 , λ , d_1 загальний термічний опір залежить від зовнішнього діаметра d_2 , визначаючись характером зміни окремих термічних опорів. При цьому із збільшенням діаметра d_2 внутрішній термічний опір теплопровідності зростає, а зовнішній термічний опір тепловіддачі зменшується. Дослідження загального термічного опору ($\Gamma_{\alpha_1} + \Gamma_{\lambda} + \Gamma_{\alpha_2}$) на екстремум дозволяє визначити критичний діаметр стінки.

Критичний діаметр стінки ($d_{кр}$) – значення зовнішнього діаметра, яке відповідає її мінімальному загальному термічному опору.

Для циліндричної стінки

$$d_{кр} = \frac{2\lambda}{\alpha_2}. \quad (5.6)$$

Для сферичної стінки

$$d_{кр} = \frac{4\lambda}{\alpha_2}. \quad (5.7)$$

5.4 ВИБІР МАТЕРІАЛУ ТЕПЛОВОЇ ІЗОЛЯЦІЇ

Зниження теплового потоку через стінки здійснюється шляхом нанесення шару теплоізоляційного матеріалу. Нанесення шару теплоізоляційного матеріалу на плоскі поверхні завдяки незмінності площі поверхні завжди призводить до зниження теплового потоку. Нанесення шару теплоізоляційного матеріалу на циліндричні і сферичні поверхні призводить до збільшення зовнішньої поверхні і зменшення зовнішнього термічного опору теплопровідності, з

одного боку, і збільшення внутрішнього термічного опору теплопровідності – з другого боку. При цьому залежно від теплопровідних властивостей ізоляційного матеріалу загальний термічний опір може як збільшуватися, так і зменшуватися. Питання доцільності використання ізоляційного матеріалу із заданим коефіцієнтом теплопровідності λ_{13} вирішується шляхом зіставлення діаметра (d_2) поверхні, яка ізолюється, з критичним діаметром ізоляції ($d_{кр(из)}$).

Доцільність використання ізоляції з відомим λ_{13} визначається співвідношенням

$$d_2 \geq d_{кр(из)}. \quad (5.8)$$

З цього ж співвідношення визначається і теплопровідність ізоляційного матеріалу:

для циліндричної поверхні $\lambda_{из} \leq (\alpha_2 \cdot d_2 / 2)$;

для сферичної поверхні $\lambda_{из} \leq (\alpha_2 \cdot d_2 / 4)$.

Товщина шару ізоляції визначається допустимою або заданою величиною тепловтрат (теплонадходжень).

5.5. ШЛЯХИ ІНТЕНСИФІКАЦІЇ ТЕПЛОПЕРЕДАЧІ. ТЕПЛОПЕРЕДАЧА ЧЕРЕЗ РЕБРИСТУ СТІНКУ

Із рівняння теплопередачі $Q = k \cdot \Delta t \cdot F$ (табл. 5.1) витікає, що $Q=f(k)$ при $F=\text{const}$ і $\Delta t=\text{const}$. Очевидно, що рішення питання про шлях інтенсифікації процесу теплопередачі можна знайти завдяки аналізу складових загального термічного опору.

Для плоскої однорідної стінки

$$k = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1}. \quad (5.9)$$

При $(\delta/\lambda) \rightarrow 0$

$$k = \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} \right)^{-1} = \frac{\alpha_1}{1 + \frac{\alpha_1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_2}{1 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1}}. \quad (5.10)$$

Із (5.10) витікає, що

$$k \rightarrow \alpha_1 \quad \text{при } \alpha_1 \ll \alpha_2;$$

$$k \rightarrow \alpha_2 \quad \text{при } \alpha_2 \ll \alpha_1.$$

! *Значення коефіцієнта теплопередачі завжди є меншим за найменший коефіцієнт тепловіддачі.*

Для циліндричної і сферичної стінок термічні опори визначаються як значеннями коефіцієнтів тепловіддачі, так і розмірами самих поверхонь. Отже, при малому значенні α термічний опір можна зменшити шляхом збільшення відповідної поверхні, наприклад, за рахунок оребріння. Термічні опори представляються у вигляді $1/(\alpha_1 \cdot F_1)$ і $1/(\alpha_2 \cdot F_2)$.

Оребріння здійснюється до тих пір, доки термічні опори не стануть рівними ($\alpha_1 \cdot F_1 = \alpha_2 \cdot F_2$).

Рівняння теплопередачі через ребристу стінку

$$Q_{pc} = k_{pc} \cdot \Delta t \cdot F_{pc} . \quad (5.11)$$

Значення коефіцієнта теплопередачі через плоску ребристу стінку ($\alpha_2 \ll \alpha_1$) при віднесенні теплового потоку до оребреної поверхні F_{pc} у загальному випадку багатопарової стінки

$$k_{pc} = \left[\left(\frac{1}{\alpha_1} + \sum_1^n \frac{\delta_i}{\lambda_i} \right) \frac{F_{pc}}{F_1} + \frac{1}{\alpha_{пр}} \right]^{-1} , \quad (5.12)$$

де $\alpha_{пр}$ – зведений коефіцієнт тепловіддачі ребристої поверхні.

! *Зведений коефіцієнт тепловіддачі характеризує інтенсивність тепловіддачі на ребристій поверхні і ефективність роботи ребер.*

У загальному випадку

$$\alpha_{пр} = \alpha_c \frac{F_c}{F_{pc}} + \alpha_p \frac{F_p}{F_{pc}} , \quad (5.13)$$

де α_c – коефіцієнт тепловіддачі на поверхні, не зайнятій ребрами;

α_δ – коефіцієнт тепловіддачі на поверхні ребер;

E – коефіцієнт ефективності ребра, який визначається по (1.16);

F_c – поверхня стінки, не зайнята ребрами;

F_p – поверхня ребер;

$F_{pc} = F_c + F_p$ – сумарна поверхня ребристої стінки;

$F_{pc} / F_0 = k_{op}'$ – коефіцієнт оребріння;

F_0 – поверхня стінки до оребріння.

При рівності коефіцієнтів тепловіддачі на поверхні ребер і на поверхні стінки, не зайнятої ребрами, ($\alpha_p = \alpha_c = \alpha$),

$$\alpha_{пр} = \alpha \left(\frac{F_c}{F_{pc}} + \frac{F_p}{F_{pc}} E \right). \quad (5.14)$$

ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

6.1. ВИДИ ТЕПЛООБМІННИХ АПАРАТІВ

|| * *Теплообмінний апарат* – пристрій, в котрому здійснюється обмін теплотою між середовищами, які гріють і які нагріваються (теплоносіями).

За принципом дії теплообмінні апарати поділяються на *рекуперативні, регенеративні і змішувальні*.

Рекуперативні теплообмінні апарати – пристрої, в котрих обидва теплоносії одночасно омивають поверхню теплообміну, а передавання тепла від гарячого теплоносія до холодного здійснюється через розділяючу тверду стінку (апарати безперервної дії).

Регенеративні теплообмінні апарати – пристрої, в котрих одна й та сама поверхня по черзі омивається то гарячим, то холодним теплоносіями (апарати періодичної дії). При протіканні гарячого теплоносія тепло сприймається стінками і акумулюється в них. При протіканні холодного теплоносія акумульоване тепло віддається йому.

Змішувальні теплообмінні апарати – пристрої, в котрих передавання тепла від гарячого теплоносія до холодного здійснюється при їх безпосередньому контакті. У цих апаратах теплообмін супроводжується масообміном.

Різноманітні назви теплообмінних апаратів визначаються їх технологічним призначенням і конструктивними особливостями. Але з теплотехнічної точки зору всі теплообмінні апарати мають одне призначення – передавання тепла від одного теплоносія до другого, що визначає спільність положень, що лежать в основі теплового розрахунку будь-якого теплообмінного апарата.

6.2. ОСНОВНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО РОЗРАХУНКУ

Теплові розрахунки можуть бути *конструкторськими* (визначається площа поверхні теплообміну нового теплообмінного апарата) і *перевірочними* (визначаються кінцеві температури теплоносіїв і кількість тепла, що передається, для готових теплообмінних апаратів відомої поверхні теплообміну). В основі теплового розрахунку будь-якого теплообмінного апарата лежать рівняння теплового балансу і теплопередачі, що відрізняються лише у деталях, залежно від типу теплообмінного апарата.

6.2.1. Рівняння теплового балансу.

Рівняння теплового балансу виражає закон збереження енергії для теплоносіїв (*кількість тепла, відданого гарячим теплоносієм у процесі охолодження, дорівнює кількості тепла, сприйнятого холодним теплоносієм у процесі нагрівання*). Для однофазних теплоносіїв рівняння теплового балансу має вигляд:

$$Q = G_1 \bar{c}_{p1} (t'_1 - t''_1) = G_2 \bar{c}_{p2} (t''_2 - t'_2); \quad (6.1)$$

$$Q = C_1 \delta t_1 = C_2 \delta t_2; \quad (6.2)$$

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{\delta t_2}{\delta t_1}, \text{ де} \quad (6.3)$$

G_1, G_2 – масові витрати теплоносіїв, що гріють і що нагріваються;

$\bar{c}_{p1}, \bar{c}_{p2}$ – середня теплоємність теплоносіїв;

t'_1, t''_1, t'_2, t''_2 – температури теплоносіїв на вході й виході апарата;

$G \cdot c_p = C$ – повна теплосмність масової витрати теплоносія за одиницю часу (*водяний еквівалент*).

- ! *Зміна температур однофазних теплоносіїв є зворотно пропорційною до відношення їх водяних еквівалентів.*

Рівняння теплового балансу для декотрих типів теплообмінників наведені в таблиці 6.1.

6.2.2. Рівняння теплопередачі.

Процес теплопередачі в теплообмінних апаратах частіше за все відбувається за умов перемінних значень коефіцієнта теплопередачі і перемінних значень температур теплоносіїв вздовж поверхні теплообміну. Коефіцієнт теплопередачі у більшості випадків змінюється несуттєво, тому можна прийняти $k = \text{const}$ (визначається по залежностях, наведених у табл. 5.1). Рівняння теплопередачі для теплообмінних апаратів приймає вигляд:

$$Q = k F \overline{\Delta t}, \quad (6.4)$$

де

$\overline{\Delta t}$ – середній по поверхні теплообміну температурний напір.

6.3. РЕКУПЕРАТИВНІ ТЕПЛОБМІННІ АПАРАТИ

6.3.1 Середній температурний напір.

Середній температурний напір – усереднена по поверхні теплообміну різниця температур теплоносіїв, величина котрої визначається в залежності від схеми їх руху (табл. 6.1). Основні види взаємного напрямку руху теплоносіїв вздовж стінки, що їх розділяє: **прямотік** (теплоносії рухаються в одному напрямку), **протитік** (теплоносії рухаються у протилежних напрямках), **поперечний тік** (теплоносії рухаються у взаємно перпендикулярних напрямках).

$$\overline{\Delta t}_{\rightarrow} = \overline{\Delta t}_{\downarrow\uparrow} \cdot \varepsilon_{\Delta t}, \quad (6.5)$$

де $\varepsilon_{\Delta t} = f\left(\frac{\delta t_2}{\Delta t'}, \frac{\delta t_1}{\delta t_2}\right)$ – враховує схему руху теплоносіїв.

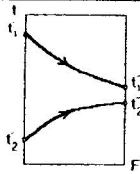
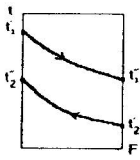
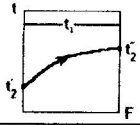
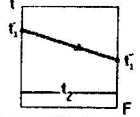
Для поперечного току і складних схем руху теплоносіїв, що являють собою комбінацію перелічених, середній температурний напір менше відповідного напору при протитоці.

6.3.2. Порядок теплового розрахунку.

Порядок теплового розрахунку рекуперативних теплообмінних апаратів визначається його видом (конструкторський чи перевірочний).

Таблиця 6.1

Рівняння теплового балансу, температурний напір

Схема руху теплоносіїв	Співвідношення водянних еквівалентів	Рівняння теплового балансу	Температурний напір
	$0 < \frac{C_1}{C_2} < \infty$	$C_1 \delta t_1 = C_2 \delta t_2$	$\bar{\Delta t}_{\downarrow\downarrow} = \frac{(t_1' - t_2') - (t_1 - t_2)}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1 - t_2}}$
			$\bar{\Delta t}_{\downarrow\uparrow} = \frac{(t_1' - t_2'') - (t_1'' - t_2')}{\ln \frac{t_1' - t_2''}{t_1'' - t_2'}}$
	$C_1 = \infty$	$G_1 r_1 = G_2 \bar{c}_{p2} \delta t_2$	$\bar{\Delta t} = \frac{t_2'' - t_2'}{\ln \frac{t_1 - t_2''}{t_1 - t_2'}}$
	$C_2 = \infty$	$G_1 \bar{c}_{p1} \delta t_1 = G_2 r_2$	$\bar{\Delta t} = \frac{t_1' - t_1''}{\ln \frac{t_1' - t_2}{t_1' - t_2'}}$

При **конструкторському** розрахунку задаються або приймаються:

⇒ *тип апарата і загальні геометричні характеристики поверхні теплообміну (матеріал і розміри труб, ...);*

⇒ *параметри теплоносіїв на вході й виході (тиск, температура, ...);*

⇒ *продуктивність апарата Q або витрати теплоносіїв G_1 і G_2 .*

Розрахунок здійснюється у такому порядку:

1) за прийнятою схемою зміни температур теплоносіїв визначається середній температурний напір $\bar{\Delta t}$;

2) визначаються середні параметри теплоносіїв в апараті і їх теплофізичні характеристики при цих параметрах ($(\lambda, \rho, c, \mu, \dots)$); се-

редня температура теплоносія з більшим водяним еквівалентом визначається як середньоарифметична, а середня температура теплоносія з меншим водяним еквівалентом визначається через середню температуру першого і температурний напір;

3) визначаються коефіцієнти тепловіддачі теплоносіїв α_1 і α_2 , з урахуванням характеру течії і геометричних характеристик поверхні теплообміну;

4) визначається коефіцієнт теплопередачі k ;

5) визначається площа поверхні теплообміну (6.4).

Якщо коефіцієнт тепловіддачі хоча б одного теплоносія залежить від температурного напору (температури стінки), розрахунок здійснюється методом послідовних наближень або графоаналітичним методом. Графоаналітичний метод засновано на графічному визначенні рівності щільностей теплових потоків, що передаються від теплоносія, що гріє, до стінки і від стінки до теплоносія, що нагрівається.

При *перевірочному розрахунку* теплообмінного апарата заданої конструкції (задані площі поверхні теплообміну, витрати теплоносіїв та їх температури на вході) визначаються його продуктивність та температури теплоносіїв на виході з апарата. Теплофізичні характеристики теплоносіїв приймаються за їх температурами на вході із подальшим уточненням за результатами розрахунку. При виконанні розрахунків використовуються співвідношення, отримані із рівнянь теплового балансу і теплопередачі (таблиця 6.2).

6.3.3 Порівняння прямогоку з протитоком.

При інших рівних умовах середній температурний напір при протитоці є більшим, ніж при прямотоці, а тому необхідна поверхня теплообміну є меншою. При протитоці кінцева температура теплоносія, який нагрівається, може бути вищою за кінцеву температуру теплоносія, який гріє; при прямотоці це неможливо. При протитотоці розподіл Δt по поверхні є більш рівномірним, а при рівності теплоємностей масової витрати теплоносіїв $\Delta t_{\downarrow\uparrow} = \text{const}$.

За кількістю тепла, що передається, при інших рівних умовах прямоток і противоток зіставляють як функцію C_1/C_2 і $(k \cdot F)/C_1$:

$$\frac{Q_{\downarrow\downarrow}}{Q_{\uparrow\uparrow}} = f\left(\frac{C_1}{C_2}, \frac{kF}{C_1}\right) \quad (6.6)$$

Прямоток и противоток можуть бути рівноцінними лише при $C_1/C_2 \rightarrow 0$ або $C_1/C_2 \rightarrow \infty$ (дуже мала зміна температури одного із теплоносіїв: $\delta t_2 \rightarrow 0$ або $\delta t_1 \rightarrow 0$), а також при $(k \cdot F)/C_1 \rightarrow 0$ ($dt_1 \ll \Delta t$) або $(k \cdot F)/C_2 \rightarrow 0$ ($dt_2 \ll \Delta t$). В усіх інших випадках противоток є більш бажаним.

6.4. РЕГЕНЕРАТИВНІ ТЕПЛООБМІННІ АПАРАТИ

Особливість розрахунку полягає в тому, що всі розрахунки здійснюються за середніми характеристиками за період охолодження і нагрівання теплоносіїв. А тому рівняння теплопередачі має вигляд:

$$Q = k_{\Pi} (\bar{t}_1 - \bar{t}_2), \quad (6.7)$$

де \bar{t}_1, \bar{t}_2 – середні температури теплоносіїв за період охолодження і нагрівання;

k_{Π} – коефіцієнт теплопередачі за період, [Дж/(м²·К·період)].

Коефіцієнт теплопередачі в регенеративному теплообміннику

$$k_{\Pi} = \left(\frac{1}{\alpha_1 \tau_1} + \frac{1}{\alpha_2 \tau_2} \right)^{-1} \left[1 - \frac{\bar{t}_{c1} - \bar{t}_{c2}}{\bar{t}_1 - \bar{t}_2} \right]. \quad (6.8)$$

При умові рівності середньої температури насадки в період нагрівання і охолодження (“ідеальний регенератор”)

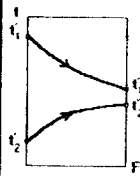
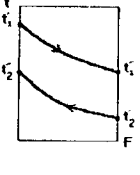
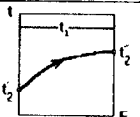
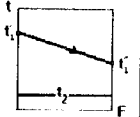
$$k'_{\Pi} = \left(\frac{1}{\alpha_1 \tau_1} + \frac{1}{\alpha_2 \tau_2} \right)^{-1} \quad (6.9)$$

де τ_1 і τ_2 – тривалості періодів нагрівання і охолодження;

α_1 і α_2 – сумарні коефіцієнти тепловіддачі за період нагрівання і охолодження.

Таблиця 6.2

Визначення кінцевих температур теплоносіїв і кількості тепла, що передається в теплообмінних апаратах

Схема руху теплоносіїв	Співвідношення водяних еквівалентів	Зміна температур теплоносіїв	Тепловий потік, що передається
	$C_1 \neq C_2$ $0 < \frac{C_1}{C_2} < \infty$	$\delta t_1 = \Delta t' \cdot \frac{1 - e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)}}{1 + \frac{C_1}{C_2}}$	$Q = C_1 \cdot \delta t_1$
		$\delta t_2 = \Delta t' \cdot \frac{C_1}{C_2} \frac{1 - e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 + \frac{C_1}{C_2}\right)}}{1 + \frac{C_1}{C_2}}$	$Q = C_2 \cdot \delta t_2$
	$C_1 = C_2 = C$	$\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t' \cdot \frac{1 - e^{-\frac{2kF}{C}}}{2}$	$Q = C \cdot \Delta t' \cdot \frac{1 - e^{-\frac{2kF}{C}}}{2}$
	$C_1 \neq C_2$ $0 < \frac{C_1}{C_2} < \infty$	$\delta t_1 = \Delta t' \cdot \frac{1 - e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}{1 - \frac{C_1}{C_2} \cdot e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}$	$Q = C_1 \cdot \delta t_1$
		$\delta t_2 = \Delta t' \cdot \frac{C_1}{C_2} \frac{1 - e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}{1 - \frac{C_1}{C_2} \cdot e^{-\frac{kF}{C_1} \left(1 - \frac{C_1}{C_2}\right)}}$	$Q = C_2 \cdot \delta t_2$
	$C_1 = C_2 = C$	$\delta t_1 = \delta t_2 = \Delta t' \cdot C \frac{kF}{kF + C}$	$Q = C \cdot \Delta t' \cdot \frac{kF}{kF + C}$
	$C_1 = \infty$	$t_2' = t_1 - \Delta t' \cdot \left(1 - e^{-\frac{kF}{C_2}}\right)$	$Q = C_2 \cdot \Delta t' \cdot \left(1 - e^{-\frac{kF}{C_2}}\right)$
	$C_2 = \infty$	$t_1' = t_2 + \Delta t' \cdot \left(1 - e^{-\frac{kF}{C_1}}\right)$	$Q = C_1 \cdot \Delta t' \cdot \left(1 - e^{-\frac{kF}{C_1}}\right)$

$\Delta t' = t_1' - t_2'$ – температурний напір на вході; F – площа поверхні теплообміну;
 $C = G \cdot c_p$ – водяний еквівалент; k – коефіцієнт теплопередачі.

В реальних умовах величина коефіцієнта теплопередачі є меншою внаслідок неоднаковості середніх температур насадки за період нагрівання і охолодження (недостатня теплопровідність і акумулюючи здатність насадки)

$$k'_n = k_n \frac{u}{v}, \quad (6.10)$$

$$u = f\left(\frac{2\alpha_1\tau_1}{c\delta\rho}, \frac{\Delta\vartheta_1 + \Delta\vartheta_2}{t_1 - t_2}\right), \quad (6.11)$$

$$v = f\left(\frac{2\alpha_1\tau_1}{c\delta\rho}, \eta\right), \quad (6.12)$$

де $\Delta\vartheta_1, \Delta\vartheta_2$ – зміна температур теплоносіїв на вході;
 \tilde{m}, ρ, δ – питома теплоємність, щільність і товщина насадки;
 η – коефіцієнт використання насадки.

Залежності (6.11) і (6.12) у вигляді сімейства кривих представлені в літературі і використовуються при обчисленні коефіцієнта теплопередачі по (6.10).

МАСООБМІН

7.1. МОЛЕКУЛЯРНА ДИФУЗІЯ

Подібно до теплообміну, масообмін може здійснюватися як молекулярною, так і конвекційною дифузійною. **Молекулярна дифузійна** – процес переносу маси, обумовлений тепловим рухом мікрочастинок речовини. Молекулярна дифузійна, що викликана неоднорідним розподілом концентрацій компонентів суміші, називається **концентраційною дифузійною**. Молекулярна дифузійна, що викликана неоднорідним розподілом температури, називається **термодифузійною (ефект Соре)**. Масообмін, обумовлений спільною дією конвекційного переносу маси речовини і молекулярною дифузійною, називається **конвекційним масообміном**.

Маса даного компонента суміші, що проходить за одиницю часу через довільну поверхню, називається **поток маси**. Механізм переносу маси визначається динамікою фази, яка рухається. В нерухомотому середовищі і при ламінарному русі перенесення маси здійснюється молекулярною дифузійною, а при турбулентному – ще й конвекційною. Потік маси, обумовлений молекулярною дифузійною, називається **дифузійним потоком маси**. Щільність потоку маси j одного із компонентів в однорідній по температурі і за тиском макроскопічно нерухомотій двокомпонентній суміші за рахунок молекулярної дифузії визначається **законом Фіка**

$$j = -D \frac{dc}{dn} \quad \text{або} \quad j = -\rho \cdot D \frac{dC}{dn}, \quad \text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), \quad (7.1)$$

де c, ρ – концентрація речовини і густина середовища, $\text{кг}/\text{м}^3$;

$C=(c/\rho)$ – відносна концентрація;

D – коефіцієнт молекулярної дифузії даного компонента в середовищі, яке розглядається, $\text{м}^2/\text{с}$;

n – нормаль до поверхні рівної концентрації.

Коефіцієнт дифузії – фізичний параметр, який має зміст коефіцієнта пропорційності при градієнті концентрації певного компонента суміші в рівнянні (7.1). В залежності від кількості компонентів суміші розрізняють *коефіцієнт дифузії бінарної суміші* і *коефіцієнт дифузії багатоконпонентної суміші*. Для однокомпонентного середовища застосовується термін *коефіцієнт самодифузії*, що характеризує дифузію одних молекул середовища по відношенню до інших.

За наявності у середовищі різниці температур більш легкі молекули (які мають більшу рухомість) прагнуть перейти в область із більшою температурою, а важчі – в область із меншою температурою (термодифузія). Наявність у нерухомому середовищі градієнта тисків призводить до переміщення важких молекул в область високого тиску, а легких – в область пониженого тиску (бародифузія).

Термодифузія і бародифузія призводять до утворення градієнта концентрації і, отже, до виникнення протилежно направленого процесу концентраційної дифузії. За певний час може встановитись стаціонарний стан, при котрому їх протилежні впливи урівноважуються.

Із урахуванням всіх трьох видів дифузії щільність потоку маси в загальному випадку

$$j_i = -\rho \left(D \nabla C_i + \frac{D_T}{T} \nabla T_i + \frac{D_p}{P} \nabla P \right). \quad (7.2)$$

В умовах одномірної задачі

$$j_i = -\rho \left(D \frac{\partial C_i}{\partial n} + \frac{D_T}{T} \frac{\partial T_i}{\partial n} + \frac{D_p}{P} \frac{\partial P_i}{\partial n} \right). \quad (7.3)$$

де D_T, D_p – коефіцієнти термодифузії і бародифузії;

P – абсолютний тиск суміші, Па;

T – температура суміші, °К.

Перенесення маси термодифузією несуттєве при малих градієнтах температур і незначній концентрації одного з компонентів. Бародифузія проявляється при значних перепадах тисків, що рідко зустрічається в процесах теплообміну. Тому сумарне перенесення

маси будь-якого компонента шляхом молекулярної дифузії є наслідком переважно концентраційної дифузії. Відбувається воно аналогічно перенесенню теплоти теплопровідністю або перенесенню кількості руху – *потрійна аналогія*. Це дозволяє використовувати для процесу молекулярної дифузії залежності, аналогічні за формою залежностям для перенесення теплоти теплопровідністю.

Для одномірного поля концентрації

$$j = -D \cdot \text{grad } c \quad (7.4)$$

Тут градієнт концентрації ($\text{grad } c$) є аналогом градієнта температури, ($\text{grad } t$), а коефіцієнт дифузії D є аналогом коефіцієнта теплопровідності λ в рівнянні Фур'є.

Щільність потоку маси однієї речовини через плоский шар товщиною δ іншої нерухомої речовини (зміна концентрації речовини у шарі – лінійна, коефіцієнт дифузії D не залежить від температури і концентрації)

$$j = D \frac{c_{x1} - c_{x2}}{\delta}, \quad (7.5)$$

де c_{x1} і c_{x2} – концентрації речовини на протилежних границях шару;

D – коефіцієнт дифузії, що визначається при середній температурі шару.

У застосуванні до газової фази концентрація виражається через парціальні тиски. Для ідеального газу ($P = \rho \cdot R \cdot T$) закон Фіка набирає вигляду

$$j = -\frac{D}{RT} \frac{dP_1}{dx}, \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), \quad (7.6)$$

де $\frac{dP_1}{dx}$ – градієнт парціального тиску компонента, який розглядається.

У загальному випадку перемінності градієнта концентрації щільність потоку газу А в газі В між двома поверхнями (з коорди-

натами x_1, x_2)

$$j_A = - \frac{D}{RT} \frac{P}{P_b} \frac{P_{A2} - P_{A1}}{\delta}, \text{ кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}), \quad (7.7)$$

де $P = P_{A1} + P_{B2} = P_{A2} + P_{B1}$ – повний тиск суміші, Па;

$$\bar{P}_b = \frac{P_{B2} - P_{B1}}{\ln(P_{B2}/P_{B1})} \text{ – середньологарифмічний тиск газу В};$$

$\delta = x_2 - x_1$ – відстань між поверхнями.

У загальному випадку значення коефіцієнта дифузії визначається фізичними властивостями компонента і суміші, фазового стану, тиску і концентрації.

Коефіцієнт молекулярної дифузії газу в газі

$$D_A = \frac{4,27 \cdot 10^{-2} \cdot T^{3/2}}{P \cdot (v_A^{1/3} + v_B^{1/3})} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}, \text{ (м}^2/\text{с)}, \quad (7.8)$$

де P, T – повний тиск (Па) і абсолютна температура ($^{\circ}\text{K}$) суміші;
 M_A, M_B – мольні маси газів А і В;
 v_A, v_B – мольні об'єми газів А і В.

Для двох різних значень P і T

$$\frac{D_{A2}}{D_{A1}} = \frac{P_1}{P_2} \left(\frac{T_2}{T_1} \right)^{3/2} \quad (7.9)$$

Коефіцієнт дифузії газу (рідини) А в рідині В (розчиннику)

$$D_A = \frac{8,2 \cdot 10^{-15} \cdot T}{\mu_B \cdot v_A^{1/3}} \left[1 + \left(3 \frac{v_B}{v_A} \right)^{2/3} \right], \text{ (м}^2/\text{с)}, \quad (7.10)$$

де μ_B – динамічний коефіцієнт в'язкості розчинника, Па·с;
 v_A, v_B – мольні об'єми газу (рідини) А і розчинника В.

Значення коефіцієнтів дифузії декотрих газів у повітрі і воді наведені в таблиці 7.1.

Таблиця 7.1

Коефіцієнти дифузії декотрих газів у повітрі і воді

Газ	$D_0 \cdot 10^6, \text{ м}^2/\text{с}$	
	У повітрі (при $t_0=0^\circ\text{C}$ и $P=10^5 \text{ Па}$)	У воді (при $t=20^\circ\text{C}$)
Азот	13,2	0,0019
Аміак	17,0	0,0018
Водень	61,1	0,0053
Водяна пара	21,9	–
Двоокис вуглецю	13,8	0,0018
Кисень	17,8	0,0021
Сірководень	8,9	0,0016
Хлор	–	0,0016
Хлористий водень	13,0	0,0023

7.2. КОНВЕКТИВНА ДИФУЗИЯ

Конвекційна дифузія – процес перенесення маси за рахунок переміщення макроскопічних об'ємів речовини. Конвекційна дифузія завжди супроводжується дифузією молекулярною. Математичне описання процесу включає у себе систему диференціальних рівнянь:

* *Диференційне рівняння масовіддачі*

$$\beta = -\frac{D}{c_c - c_{ж}} \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right)_{n=0} \quad (7.11)$$

Рівняння (7.11) виражає умову масообміну на границі твердого тіла і середовища і дозволяє визначити коефіцієнт масовіддачі β по відомому полю температур у середовищі.

* *Диференційне рівняння енергії*

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial c}{\partial x} + w_y \frac{\partial c}{\partial y} + w_z \frac{\partial c}{\partial z} = \rho \left(D \nabla^2 c_i + \frac{D_T}{T} \nabla T_i + \frac{D_b}{P} \nabla P_i \right) \quad (7.12)$$

Рівняння (7.12) описує масоперенесення у рухомій рідині і при постійних температурах і тиску (перенесення маси термодифузією

і бародифузіїю відсутнє) набуває вигляду

$$\frac{\partial c}{\partial \tau} + w_x \frac{\partial c}{\partial x} + w_y \frac{\partial c}{\partial y} + w_z \frac{\partial c}{\partial z} = \rho D \nabla^2 C_i \quad (7.13)$$

Наведені рівняння, доповнені рівняннями руху і рівнянням суцільності, разом із умовами однозначності являють повне математичне описання процесу. Із його аналізу методами теорії подібності знаходиться (у вигляді рівнянь подібності) зв'язок між перемінними, що характеризують процес масовіддачі. Основні числа подібності процесів масообміну наведені в табл. 7.2.

В умовах течії рідини, коли формується динамічний пограничний шар, неоднаковість концентрацій на його границях приводить до формування дифузійного пограничного шару, який має аналогічні характерні ознаки. Це дозволяє зіставити функції, виконувани динамічним, тепловим і дифузійним пограничними шарами.

Якщо при цьому роздільно одне від одного, на основі заданого поля швидкостей, відбуваються процеси тепловіддачі і масовіддачі при тотожності виражених у безрозмірній формі граничних умов, то конкретний вигляд рівнянь подібності тепловіддачі і масовіддачі буде також тотожним. Це є дійсним у межах границь, визначених числом однаковими Re і $Re_{др}$, Pr і $Pr_{д}$ і в фіксованому інтервалі значень числа Рейнольдса.

Таким чином, якщо для декотрого класу явищ тепловіддачі існує емпірична залежність

$$Nu = C \cdot Re^n \cdot Pr^m, \quad (7.14)$$

то для аналогічного класу явищ масовіддачі (при виконанні вказаних передумов) буде справедливою залежність (із однаковими коефіцієнтом C і показниками n і m)

$$Nu_{д} = C \cdot Re^n \cdot Pr_{д}^m. \quad (7.15)$$

Ця обставина широко використовується у випадках дифузії в сумішах газів, що пояснюється близькістю значень Pr і $Pr_{д}$. В рідких розчинах $Pr_{д} \gg Pr$, що робить неможливим перенесення емпіричних залежностей одного процесу на інший. Відношення модифі-

Таблиця 7.2

ОСНОВНІ ЧИСЛА ПОДІБНОСТІ МАСОБМІНУ

Числа подібності	Величини, що входять в числа подібності	Фізичний зміст числа подібності
<p><i>Дифузійне число Фур'є</i></p> $Fo_D = \frac{D \cdot \tau}{l^2}$	<p>Величини, що входять в числа подібності</p> <p>D – коефіцієнт дифузії, м²/с; τ – час, с. l – характерний розмір, м</p>	Фізичний зміст числа подібності
<p><i>Дифузійне число Пекле</i></p> $Pe_D = \frac{w \cdot l}{D} = Re \cdot Pr_D$	<p>Величини, що входять в числа подібності</p> <p>w – характерне значення швидкості руху рідини, м/с. l – характерний розмір, м. D – коефіцієнт дифузії, м²/с.</p>	Характеризує зв'язок між змінами поля концентрацій, фізичними характеристиками і розмірами тіла
<p><i>Дифузійне число Нуссельта</i></p> $Nu_D = \frac{\beta \cdot l}{D}$	<p>Величини, що входять в числа подібності</p> <p>β – коефіцієнт масовдачі, м/с. l – характерний розмір, м. D – коефіцієнт дифузії, м²/с</p>	Характеризує відношення молекулярного і конвективного переносу маси в потоці
<p><i>Дифузійне число Прандтля</i></p> $Pr_D = \frac{\nu}{D}$	<p>Величини, що входять в числа подібності</p> <p>ν – кінематичний коефіцієнт в'язкості, м²/с; D – коефіцієнт дифузії, м²/с.</p>	Характеризує співвідношення між масовіддачею і молекулярною дифузиею
<p><i>Число Льюїса-Семенова</i></p> $Le = \frac{Pr_D}{Pr} = \frac{\alpha}{a}$	<p>Величини, що входять в числа подібності</p> <p>D – коефіцієнт дифузії, м²/с, a – коефіцієнт температуропровідності, м²/с</p>	Є мірою подібності концентраційних і швидкісних полів у потоці рухомої рідини
		Є мірою подібності концентраційного і температурного полів

кацій чисел Прандтля називається числом Льюїса

$$Le = \frac{Pr_d}{Pr} \quad (7.16)$$

Якщо $Le = 1$ і процеси, які зіставляються, відбуваються в умовах гідродинамічної подібності, то $Nu \equiv Nu_d$ і має місце співвідношення Льюїса

$$\beta = \frac{\alpha}{\rho \cdot c_p} \quad (7.17)$$

Співвідношення Льюїса належить до випадку тотожності розподілу температур і концентрацій у потоці, який визначається тотожністю основних рівнянь поширення теплоти і маси.

Співвідношення (7.17) може бути використане і у випадку дифузії водяної пари в повітрі ($Le = 0,879$), якщо не вимагається більшої точності.

7.3. МАСООБМІН МІЖ ПОВЕРХНЕЮ ВОДИ І ПОВІТРЯМ

Масообмін між поверхнею води, котра дотикається до парогазового середовища (повітря), визначається неоднаковістю температур води і повітря і неоднаковістю парціальних тисків водяної пари у повітрі і біля границі поділу фаз.

Маса води, що надходить у повітря з поверхні води,

$$M = \bar{\beta} \cdot F \cdot \Delta C, \quad (7.18)$$

де ΔC – різниця концентрацій, F – площа поверхні води.

Середній коефіцієнт масовіддачі $\bar{\beta}$ у випадку вільного руху повітря визначається з рівняння ($3 \cdot 10^6 \leq Ar \cdot Pr_d \leq 2 \cdot 10^8$)

$$Nu = 0,66(Ar \cdot Pr_d)^{0,26} \quad (7.19)$$

У (7.19) в якості визначаючої температури прийнята середня

температура в пограничному шарі, в якості визначаючого розміру – менша сторона поверхні.

В умовах вимушеного руху повітря для визначення середнього коефіцієнта масовіддачі $\bar{\beta}$ використовуються залежності:

при $Re = 3,15 \cdot 10^3 \dots 2,2 \cdot 10^4$

$$Nu = 0,49 Re^{0,61} Pr_{\text{л}}^{0,33} Gu^{0,135} \theta^2 ; \quad (7.20)$$

при $Re = 2,2 \cdot 10^4 \dots 3,15 \cdot 10^5$

$$Nu = 0,0248 Re^{0,9} Pr_{\text{л}}^{0,33} Gu^{0,135} \theta^2 , \quad (7.21)$$

де $Gu = (T_c - T_m) / T_c$ – число Гухмана, яке враховує вплив масообміну;

$\theta = T_c / T_F$ – температурний фактор;

T_c, T_m – абсолютна температура повітря по сухому і мокрому термометрам;

T_F – абсолютна температура поверхні води.

В (7.20) і (7.21) визначаюча температура – середня температура в пограничному шарі, визначаючий розмір – довжина поверхні води в напрямку руху повітря.

ДОДАТКИ

Фізичні властивості декотрих металів і сплавів

Матеріал	$t, \text{ } ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{ кг/м}^3$	$c, \text{ кДж/(кг}\cdot\text{K)}$	$\lambda, \text{ Вт/(м}\cdot\text{K)}$	Характеристика матеріалу
Алюміній	-100...0 0...500	2700	0,896	241...236 236...212	
Алюмінієві сплави: <i>дюралюміній</i> <i>силумін</i>	0...400 0...400	2780 2660	0,833 0,871	13...176 167	Д20 АЛД2
Вольфрам	-100...0 0...3000	9340	0,134	1,9...1,8 1,8...0,90	
Золото	-100...0 0...900	19310	0,130	324...319 319...257	
Мідь	-100...0 0...900	8900	0,388	420...403 403...341	
Мідні сплави: <i>бронза</i> <i>латунь</i>	0...600 0...600	8800 8500	0,368 0,392	97...141 84...152	БрА7 ЛАН59-3-2
Нікель	-100...0 0...400 400...1100	8900	0,427	114...94 94...64 64...55	
Нікелеві сплави: <i>Ніхром</i>	0...600			12...23	X20H80
Олово	-100...0 0...100	7300	0,222	76...68 68...63	
Срібло	-100...0 0...900	10500	0,234	431...429 429...363	
Сталі: <i>вуглецеві</i> <i>нержавіюча</i> <i>хромонікелева</i> <i>Хромиста</i>	0...900 0...900 0...600 0...900	7800 7817 7833 7865	0,473 0,460 0,460 0,460	52...23 31...34 40...32 39...30	Сталь45 12Х13 30ХН3А 15Х, 20Х, 15ХА
Титан	-100...0 0...600 600...1600	4540	0,530	26...22 22...20 20...28	
Титанові сплави	0...900	4460	0,524	12...21	ОТ40
Хром	-100...0 0...1800	7150	0,448	120...96 96...48	
Цинк	-50...0 0...400	7150	0,384	117 117...100	
Чавун	20	7220	0,5	63	

Додаток 2

Теплофізичні властивості декотрих матеріалів
(технічних, будівельних, теплоізоляційних)

Матеріал	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$c, \text{кДж/(кг}\cdot\text{К)}$	$\lambda, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$
Азбест				
листовий (картон)	30	770	0,816	0,1163
волокно	50	340	0,816	0,1105
Шнур	20	800	0,816	0,1380
Азбошифер (до 50% азбесту)	20	1800	-	0,64... 0,52
Асфальт	0...30	2120	1,67	0,60... 0,74
Бетон з кам'яним щебенем				
вологий	0	2000	0,84	1,28
сухий	0	1600	-	0,84
Бетон с гравієм				
гідротехнічний	0...30	2400	0,83	2,0
Залізобетон набивний	0	2200	0,84	1,55
Шлакобетон	0	1500	0,80	0,70
Папір звичайний	20	-	1,51	0,14
Вата мінеральна	20	150	0,92	0,075
Вата скляна	0	200	0,67	0,051... 0,059
Вата бавовняна	30	80	1,69	0,042
Вермикуліт	100	200	-	0,099
Повсть шерстяна	30	330	-	0,0524
Гіпс литий	20	2100	0,96	0,349
Глина	20	2000	0,84	0,90
Глина вогнетривка	450	1845	1,09	1,04
Гравій	20	1840	-	0,36
Граніт	-	2800	0,921	2,91
Деревина				
дуб поперек волокон	20	800	2,39	0,207
дуб вздовж волокон	20	800	2,39	0,363
сосна поперек волокон	0...50	546	2,72	0,153
сосна вздовж волокон	20	546	2,72	0,503
Кам'яне вугілля	20	1400	1,31	0,186
Картон	20	700	1,51	0,175
Керамічна плитка	20	2000	0,93	0,92
Цегла				
червона	0	1800	0,88	0,77
силікатна	0	1900	0,84	0,81
динасова	0	900... 1950	0,80	0,90
шамотна	0	1800... 1900	0,88	0,84
Кладка				
із червоної цегли	0	1700	0,88	0,81
із силікатної цегли	0	1900	0,84	0,87
бутова	0	2000	0,88	1,28
Шкіра (підшовена)	20	1000	1,42	0,16
Лід	0	917	2,26	2,2
Лід	-100	928	1,17	3,5
Крейда	50	2000	0,88	0,9
Мармур	0	2800	0,92	3,5

Додаток 2 (продовження)

Матеріал	$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг.м}^3$	$c, \text{кДж/(кг.К)}$	$\lambda, \text{Вт/(м.К)}$
Накип котельний	65	-	-	0,13... 3,14
Оргскло	20	1130	1,43	0,184
Парафин	20	920	-	0,268
Пінокераміка	20	1400	0,84	1,16
Пінополістирол				
сухий	-	40	1,34	0,038
вологий	-	80	1,47	0,05
Пінопласт ПХВ-1				
сухий	-	125	1,26	0,052
вологий	-	125	1,26	0,064
Пінополіуритан				
сухий	-	80	1,47	0,041
вологий	-	80	1,47	0,05
Піношамот	20	1400	0,84	1,16
Пісок річковий дрібний				
сухий	20	1500	0,80	0,326
вологий	20	1650	2,09	1,130
Плексиглас	20	--	--	0,184
Пробкові плити	30	190	1,76	0,042... 0,053
Пробкова дрібнота (4... 5 мм)	60	85	1,76	0,044... 0,058
Гума				
тверда	0...100	1200	1,38	0,159
м'яка	20	1100	1,38	0,15
Сніг				
пухнастий	-	200	2,09	0,116
ущільнений	-	400	2,09	0,349
Скло				
звичайне	20	2500	0,67	0,74
термометричне	20	2590	0,75	0,96
кварцове	0	2210	0,668	1,30
Склотекстоліт	20	200	-	0,0465
Текстоліт	20	1350	1,48	0,293
Торфоплити	50	220	-	0,064
Вугілля деревне (кускове)	80	190	-	0,074
Фанера	0	600	2,51	0,15
Фарфор	95	2400	1,09	1,04
	1055	2400	1,09	1,96
Фібра червона	20...100	1290	-	0,46... 50
Фіброліт	80	360... 440	-	0,073... 0,128
Целулоїд	30	1400	-	0,21
Шлак				
котельний	0	1000	0,75	0,29
доменний	0	500	0,75	0,15
Штукатурка				
вапнякова	0	1600	0,84	0,7
цементно-піщана	0	1800	0,84	1,2
Ебоніт	20	1200	1,42	0,165

Додаток 3

Фізичні властивості сухого повітря ($p=1,01 \cdot 10^5 \text{ Па}$)

$t, ^\circ\text{C}$	$\rho, \text{кг/м}^3$	$C_p, \text{кДж/(кг}\cdot\text{К)}$	$\lambda \cdot 10^{-2}, \text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$\alpha \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	$\mu \cdot 10^6, \text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu \cdot 10^6, \text{м}^2/\text{с}$	Pr
-50	1,584	1,013	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	11,79	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	26,2	20,1	18,97	0,696
70	1,929	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
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	27,80	0,684
160	0,915	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	1,093	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	245,9	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	223,7	0,724
1300	0,225	1,251	9,61	341,5	55,8	248,1	0,726
1400	0,211	1,258	10,03	378,0	58,0	275,0	0,727

Параметри вологого повітря ($P = 1.01 \cdot 10^5$ Па)

t, °C	P_0'' Па	d'' г/кг	$C_{Pг}$ кДж/(кгК)	$C_{Pвв}$ кДж/(кгК)	$I_г$ кДж/кг	$I''_{вв}$ кДж/кг	$\rho_{г}$ кг/м ³	$\rho_{вв}$ кг/м ³
-50	3,866	0,02405	1,006	-50,30	-50,24	1,562	1,562	1,0061
-48	4,933	0,03068	1,006	-48,29	-48,21	1,549	1,549	1,0061
-46	6,266	0,03898	1,006	-46,28	-46,18	1,535	1,535	1,0061
-44	7,733	0,04810	1,006	-45,26	-44,15	1,521	1,521	1,0061
-42	9,866	0,06137	1,006	-42,25	-42,10	1,508	1,508	1,0061
-40	12,399	0,07713	1,006	-40,24	-40,05	1,495	1,495	1,0061
-38	15,865	0,09870	1,006	-38,23	-37,99	1,483	1,483	1,0062
-36	19,998	0,1244	1,006	-36,22	-35,91	1,470	1,470	1,0062
-34	24,665	0,1535	1,006	-34,20	-33,83	1,458	1,458	1,0063
-32	30,264	0,1883	1,006	-32,19	-31,73	1,446	1,446	1,0064
-30	37,330	0,2323	1,006	-30,18	-29,61	1,434	1,434	1,0064
-28	45,996	0,2862	1,006	-28,17	-27,47	1,422	1,422	1,0065
-26	56,395	0,3510	1,006	-26,16	-25,30	1,410	1,410	1,0067
-24	69,461	0,4324	1,006	-24,14	-23,08	1,399	1,399	1,0068
-22	84,793	0,5279	1,006	-22,13	-20,83	1,388	1,388	1,0069
-20	102,925	0,6408	1,006	-20,12	-18,54	1,377	1,377	1,0072
-18	124,656	0,7763	1,006	-18,11	-16,19	1,366	1,366	1,0075
-16	150,387	0,9368	1,006	-16,10	-13,78	1,356	1,355	1,0078
-14	180,918	1,17	1,006	-14,08	-11,30	1,345	1,344	1,0081
-12	216,915	1,352	1,006	-12,07	-8,72	1,335	1,334	1,0085
-10	259,445	1,618	1,006	-10,06	-6,04	1,325	1,324	1,0090
-8	309,440	1,931	1,006	-8,05	-3,25	1,315	1,313	1,0096
-6	368,102	2,298	1,006	-6,04	-0,31	1,305	1,303	1,0103
-4	436,763	2,729	1,006	-4,02	2,78	1,295	1,293	1,0111
-2	517,156	3,233	1,006	-2,01	6,06	1,286	1,283	1,0120
0	610,8	3,823	1,006	0,0	9,561	1,276	1,273	1,0131
2	705,4	4,419	1,006	2,01	13,08	1,267	1,264	1,0143
4	812,9	5,098	1,006	4,02	16,81	1,258	1,254	1,0155
6	934,6	5,868	1,006	6,04	20,78	1,249	1,244	1,0170
8	1072,1	6,741	1,006	8,05	25,01	1,240	1,235	1,0186
10	1227,1	7,727	1,006	10,06	29,53	1,231	1,225	1,0205
12	1401,5	8,841	1,006	12,07	34,38	1,223	1,216	1,0225
14	1597,4	10,097	1,006	14,08	39,60	1,214	1,207	1,0249
16	1817,0	11,511	1,006	16,10	45,23	1,206	1,197	1,0275
18	2062,6	13,100	1,006	18,11	51,31	1,197	1,188	1,0305
20	2336,8	14,883	1,006	20,12	57,90	1,189	1,179	1,0339
22	2642,4	16,882	1,0061	22,13	65,05	1,181	1,169	1,0379
24	2982,4	19,121	1,0061	24,15	72,83	1,173	1,160	1,0416
26	3360,0	21,626	1,0061	26,16	81,30	1,165	1,150	1,0472
28	3778,5	24,425	1,0061	28,17	90,54	1,158	1,141	1,0510
30	4241,7	27,552	1,0062	30,19	100,64	1,150	1,131	1,0586
32	4753,6	31,043	1,0062	32,20	111,69	1,142	1,122	1,0642
34	5318,2	34,037	1,0063	34,21	123,81	1,135	1,113	1,0718
36	5940,1	39,281	1,0063	36,23	137,11	1,128	1,102	1,0792
38	6624,0	44,124	1,0064	38,24	151,73	1,120	1,092	1,0883
40	7374,9	49,524	1,0064	40,26	167,82	1,113	1,082	1,0999
44	9099,8	62,267	1,0065	44,28	205,14	1,099	1,061	1,1274
48	11161,0	78,143	1,0065	48,13	250,76	1,085	1,039	1,1524
50	12335,0	87,519	1,0065	50,53	277,40	1,079	1,028	1,1711

Фізичні властивості води на лінії насичення

t , °C	$P \cdot 10^5$, Па	ρ , кг/м ³	i , кДж/кг	C_p , кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, К ⁻¹	$\sigma \cdot 10^4$, Н/м	P_f
0	1,013	999,9	0,0	4,212	55,1	13,1	1788	1,789	-0,63	756,4	13,67
10	1,013	999,7	42,04	4,191	57,4	13,7	1306	1,306	+0,70	741,6	9,52
20	1,013	998,2	83,91	4,183	59,9	14,3	1004	1,006	1,82	726,9	7,02
30	1,013	995,7	125,7	4,174	61,8	14,9	801,5	0,805	3,21	712,2	5,42
40	1,013	992,2	167,5	4,174	63,5	15,3	653,3	0,659	3,87	696,5	4,31
50	1,013	988,1	209,3	4,174	64,9	15,7	549,4	0,556	4,49	676,9	3,54
60	1,013	983,2	251,1	4,179	65,9	16,0	469,9	0,478	5,11	662,2	2,98
70	1,013	977,8	293,0	4,187	66,8	16,3	406,1	0,415	5,70	643,5	2,55
80	1,013	971,8	335,0	4,195	67,4	16,6	355,1	0,365	6,32	625,9	2,21
90	1,013	965,3	377,0	4,208	68,0	16,8	314,9	0,326	6,95	607,2	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	548,4	1,47
130	2,70	934,8	546,4	4,266	68,6	17,2	217,8	0,233	9,19	528,8	1,36
140	3,61	926,1	589,1	4,287	68,5	17,2	201,1	0,217	9,72	507,2	1,26
150	4,76	917,0	632,2	4,313	68,4	17,3	186,4	0,203	10,3	486,6	1,17
160	6,18	907,4	675,4	4,346	68,3	17,3	173,6	0,191	10,7	466,0	1,10
170	7,92	897,3	719,3	4,380	67,9	17,3	162,8	0,181	11,3	443,4	1,05
180	10,03	886,9	763,3	4,417	67,4	17,2	153,0	0,173	11,9	422,8	1,00
190	12,55	876,0	807,8	4,459	67,0	17,1	144,2	0,165	12,6	400,2	0,96

Додаток 6
(продовження)

Фізичні властивості води на лінії насичення

t_c °C	$P \cdot 10^{-3}$ Па	ρ_s кг/м ³	i_c кДж/кг	C_p кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^{-3}$ Вт/(м·К)	$\sigma \cdot 10^8$ м ² /с	$\mu \cdot 10^6$ Па·с	$\nu \cdot 10^6$ м ² /с	$\beta \cdot 10^{-4}$ К ⁻¹	$\sigma \cdot 10^4$ Н/м	Pr
200	15,55	863,0	852,5	4,505	66,3	17,0	136,4	0,158	13,3	376,7	0,93
210	19,08	852,8	897,7	4,555	65,5	16,9	130,5	0,153	14,1	354,1	0,91
220	23,20	840,3	943,7	4,614	64,5	16,6	124,6	0,148	14,8	331,6	0,89
230	27,98	827,3	990,2	4,681	63,7	16,4	119,7	0,145	15,9	310,0	0,88
240	33,48	813,6	1037,5	4,766	62,8	16,2	114,8	0,141	16,8	285,5	0,87
250	39,78	799,0	1085,7	4,844	61,8	15,9	109,9	0,137	18,1	261,9	0,86
260	46,94	784,0	1135,1	4,949	60,5	15,6	105,9	0,135	19,1	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	13,2	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	1,05
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	7,88	72,6	0,126	66,8	38,16	1,60
360	186,74	528,0	1761,5	13,984	39,5	5,36	66,7	0,126	109	20,21	2,35
370	210,53	450,5	1892,5	40,321	33,7	1,86	56,9	0,126	264	4,709	6,79

Фізичні властивості водяної пари на лінії насичення

t , °C	$P \cdot 10^{-5}$ Па	ρ , кг/м ³	i' , кДж/кг	i , кДж/кг	Ср, кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К)	$\sigma \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /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	2230,5	2,177	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	1,496	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	2114,4	2,395	2,884	4,728	13,93	5,47	
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	2,583	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	6,394	2786,4	1978,8	2,856	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	19,08	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

Додаток 7
(продовження)

Фізичні властивості водяної пари на лінії насичення

t , °C	$P \cdot 10^{-5}$ Па	ρ , кг/м ³	i' , кДж/кг	i , кДж/кг	C_p , кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Пас	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	P_r
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	21,97	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	893,1	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	0,0386	29,14	0,202	5,23
370	210,53	203,0	2330,9	248,4	56,52	17,10	0,0150	33,75	0,166	11,1

Фізичні властивості димових газів
($B=1,014105$ Па; $p_{\text{CO}_2}=0,13$; $p_{\text{H}_2\text{O}}=0,11$; $p_{\text{N}_2}=0,76$)

t , °C	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^9$, м ² /с	Pr
0	1,295	1,042	2,28	16,9	15,8	12,20	0,72
100	0,950	1,068	3,13	30,8	20,4	21,54	0,69
200	0,748	1,097	4,01	48,9	24,5	32,80	0,67
300	0,617	1,122	4,84	69,9	28,2	45,81	0,65
400	0,525	1,151	5,70	94,3	31,7	60,38	0,64
500	0,457	1,185	6,56	121,1	34,8	76,30	0,62
600	0,405	1,214	7,42	150,9	37,9	93,61	0,62
700	0,363	1,239	8,27	183,8	40,7	112,1	0,61
800	0,330	1,264	9,15	219,7	43,4	131,8	0,59
900	0,301	1,290	10,0	258,0	45,9	152,5	0,59
1000	0,275	1,306	10,9	303,4	48,4	174,3	0,58
1100	0,257	1,323	11,75	345,5	50,7	197,1	0,57
1200	0,240	1,340	12,62	392,4	53,0	221,0	0,56
1300	0,225	1,348	13,50	445,6	55,1	245,1	0,55
1400	0,212	1,358	14,42	501,0	57,3	270,5	0,54
1500	0,199	1,377	15,26	556,9	58,7	295,2	0,53

Фізичні властивості трансформаторного масла

t , $^{\circ}\text{C}$	ρ , кг/м^3	C_p , $\text{кДж/(кг}\cdot\text{К)}$	λ , $\text{Вт/(м}\cdot\text{К)}$	$\alpha \cdot 10^8$, $\text{м}^2/\text{с}$	$\mu \cdot 10^4$, $\text{Па}\cdot\text{с}$	$\nu \cdot 10^6$, $\text{м}^2/\text{с}$	$\beta \cdot 10^4$, $1/\text{К}$	ρ_f
0	892,5	1,549	0,1123	8,14	629,8	70,5	6,80	866
10	886,4	1,620	0,1115	7,83	335,5	37,9	6,85	484
20	880,3	1,666	0,1106	7,56	198,2	22,5	6,90	298
30	874,2	1,729	0,1098	7,28	128,5	14,7	6,95	202
40	868,2	1,788	0,1090	7,03	89,4	10,3	7,00	146
50	862,1	1,846	0,1082	6,80	65,3	7,58	7,05	111
60	856,0	1,905	0,1072	6,58	49,5	5,78	7,10	87,8
70	850,0	1,964	0,1064	6,36	38,6	4,54	7,15	71,3
80	843,9	2,026	0,1056	6,17	30,38	3,66	7,20	59,3
90	837,8	2,085	0,1047	6,00	25,4	3,03	7,25	50,5
100	831,8	2,144	0,1038	5,83	21,3	2,56	7,30	43,9
110	825,7	2,202	0,1030	5,67	18,1	2,20	7,35	38,8
120	819,6	2,261	0,1022	5,50	15,7	1,92	7,40	34,9

Фізичні властивості масла МС-20

t , °C	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, 1/К	Pr
-10	990,3	1,951	0,136	7,75	—	—	6,24	—
0,0	903,6	1,980	0,135	7,58	—	—	6,24	—
10	897,9	2,010	0,135	7,44	—	—	6,31	—
20	892,3	2,043	0,134	7,30	10026	1125	6,35	15400
30	886,6	2,072	0,132	7,19	4670	526	6,38	7310
40	881,0	2,106	0,131	7,08	2433	267	6,42	3890
50	875,3	2,135	0,130	7,00	1334	153	6,46	2180
60	869,6	2,165	0,129	6,86	798,5	91,9	6,51	1340
70	864,0	2,198	0,128	6,75	498,3	58,4	6,55	865
80	858,3	2,227	0,127	6,67	336,5	39,2	6,60	588
90	852,7	2,261	0,126	6,56	234,4	27,5	6,64	420
100	847,0	2,290	0,126	6,44	171,7	20,3	6,69	315
110	841,3	2,320	0,124	6,36	132,4	15,7	6,73	247
120	835,7	2,353	0,123	6,25	101,0	12,1	6,77	193
130	830,0	2,382	0,122	6,17	79,76	9,61	6,82	156
140	824,4	2,420	0,121	6,08	61,80	7,50	6,87	123
150	818,7	2,445	0,120	6,00	53,17	6,50	6,92	108

Фізичні властивості масла МК

t , °C	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^8$, м ² /с	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\beta \cdot 10^4$, 1/К	Pr
10	911,0	1,645	0,1510	9,94	35414	3883	8,56	39000
20	903,0	1,712	0,1485	9,58	18560	1514	8,64	15800
30	894,5	1,758	0,1461	9,28	6180	691,2	8,71	7450
40	887,5	1,804	0,1437	8,97	3031	342,0	8,79	3810
50	879,0	1,851	0,1413	8,69	1638	186,2	8,86	2140
60	871,5	1,897	0,1389	8,39	961,4	110,6	8,95	1320
70	864,0	1,943	0,1363	8,14	603,3	69,3	9,03	858
80	856,0	1,989	0,1340	7,89	399,3	46,6	9,12	591
90	848,2	2,035	0,1314	7,61	273,7	32,3	9,20	424
100	840,7	2,081	0,1290	7,33	202,1	24,0	9,28	327
110	838,0	2,127	0,1264	7,11	145,2	17,4	9,37	245
120	825,0	2,173	0,1240	6,92	110,4	13,4	9,46	193,5
130	817,0	2,219	0,1214	6,69	87,31	10,7	9,54	160,0
140	809,2	2,265	0,1188	6,53	70,34	8,70	9,65	133,3
150	801,6	2,311	0,1168	6,25	56,90	7,10	9,73	113,5

Додаток 12

Теплофізичні властивості розчину хлористого натрію

ξ , %	t_0 , °C	ρ_{15} , кг/м ³	t , °C	c , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^3$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\alpha \cdot 10^7$, м ² /с	Pr
7,0	-4,4	1050	20	3,843	0,593	1,08	1,03	1,48	6,9
7,0	-4,4	1050	10	3,835	0,576	1,41	1,34	1,43	9,4
7,0	-4,4	1050	0	3,827	0,559	1,87	1,78	1,39	12,7
7,0	-4,4	1050	-4	3,818	0,556	2,16	2,06	1,39	14,8
11,0	-7,5	1080	20	3,697	0,593	1,15	1,06	1,48	7,2
11,0	-7,5	1080	10	3,684	0,570	1,52	1,41	1,43	9,9
11,0	-7,5	1080	0	3,676	0,556	2,02	1,87	1,40	13,4
11,0	-7,5	1080	-5	3,672	0,549	2,44	2,26	1,38	16,4
11,0	-7,5	1080	-7,5	3,672	0,545	2,65	2,45	1,38	17,8
13,6	-9,8	1100	20	3,609	0,593	1,23	1,12	1,50	7,4
13,6	-9,8	1100	10	3,601	0,568	1,62	1,47	1,43	10,3
13,6	-9,8	1100	0	3,588	0,544	2,15	1,95	1,41	12,9
13,6	-9,8	1100	-5	3,584	0,547	2,61	2,37	1,39	17,1
13,6	-9,8	1100	-9,8	3,580	0,540	3,43	3,13	1,37	22,9
16,6	-12,2	1120	20	3,534	0,573	1,31	1,20	1,45	8,3
16,2	-12,2	1120	10	3,525	0,569	1,73	1,57	1,44	10,9
16,2	-12,2	1120	-5	3,508	0,544	2,83	2,58	1,39	18,6
16,2	-12,2	1120	-10	3,504	0,535	3,49	3,18	1,37	23,2
16,2	-12,2	1120	-12,2	3,500	0,533	4,22	3,84	1,36	28,3
18,8	-15,1	1140	20	3,462	0,582	1,43	1,26	1,48	8,5
18,8	-15,1	1140	10	3,454	0,566	1,85	1,63	1,44	11,4
18,8	-15,1	1140	0	3,442	0,550	2,56	2,25	1,40	16,1
18,8	-15,1	1140	-5	3,433	0,542	3,12	2,74	1,39	19,8
18,8	-15,1	1140	-10	3,429	0,533	3,87	3,40	1,37	24,8
18,8	-15,1	1140	-15	3,425	0,524	4,78	4,19	1,35	31,0
21,2	-18,2	1140	20	3,395	0,579	1,55	1,33	1,46	9,1
21,2	-18,2	1160	10	3,383	0,563	2,01	1,73	1,44	12,1
21,2	-18,2	1160	0	3,374	0,547	2,82	2,44	1,40	17,5
21,2	-18,2	1160	-5	3,366	0,538	3,44	2,96	1,38	21,5
21,2	-18,2	1160	-10	3,362	0,530	4,30	3,70	1,36	27,1
21,2	-18,2	1160	-15	3,358	0,522	5,28	4,55	1,35	33,9
21,2	-18,2	1160	-18	3,358	0,518	6,08	5,24	1,33	39,4
23,1	-21,2	1175	20	3,345	0,565	1,67	1,42	1,47	9,6
23,1	-21,2	1175	10	3,333	0,549	2,16	1,84	1,40	13,1
23,1	-21,2	1175	0	3,324	0,544	3,04	2,59	1,39	18,6
23,1	-21,2	1175	-5	3,320	0,536	3,75	3,20	1,38	23,3
23,1	-21,2	1175	-10	3,312	0,528	4,71	4,02	1,36	29,5
23,1	-21,2	1175	-15	3,308	0,520	5,75	4,90	1,34	36,5
23,1	-21,2	1175	-21	3,303	0,514	7,75	6,60	1,32	50,0

Теплофізичні властивості розчину хлористого кальцію

ξ , %	t_b , °C	ρ_{155} , кг/м ³	t , °C	c , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^3$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$a \cdot 10^7$, м ² /с	Pr
9,4	-5,2	1080	20	3,642	0,584	1,24	1,15	1,49	7,8
9,4	5,2	1080	10	3,634	0,570	1,55	1,44	1,45	9,9
9,4	-5,2	1080	0	3,626	0,556	2,16	2,00	1,42	14,1
9,4	-5,2	1080	-5	3,601	0,549	2,55	2,36	1,41	16,7
14,7	-10,2	1130	20	3,362	0,576	1,49	1,32	1,52	8,7
14,7	-10,2	1130	10	3,349	0,563	1,86	1,64	1,49	11,0
14,7	-10,2	1130	0	3,328	0,549	2,56	2,27	1,46	15,6
14,7	-10,2	1130	-5	3,316	0,542	3,04	2,70	1,44	18,7
14,7	-10,2	1130	-10	3,308	0,534	4,06	3,60	1,43	25,3
18,9	-15,7	1170	20	3,148	0,572	1,80	1,54	1,56	9,9
18,9	-15,7	1170	10	3,140	0,558	2,24	1,91	1,52	12,6
18,9	-15,7	1170	0	3,128	0,544	2,99	2,56	1,49	17,2
18,9	-15,7	1170	-5	3,098	0,537	3,43	2,94	1,48	19,8
18,9	-15,7	1170	-10	3,086	0,529	4,67	4,00	1,47	27,3
18,9	-15,7	1170	-15	3,065	0,523	6,15	5,27	1,47	35,9
20,9	-19,2	1190	20	3,077	0,569	2,00	1,68	1,55	10,9
20,9	-19,2	1190	10	3,056	0,555	2,45	2,06	1,53	13,4
20,9	-19,2	1190	0	3,044	0,542	3,28	2,76	1,49	18,5
20,9	-19,2	1190	-5	3,014	0,535	3,82	3,22	1,49	21,5
20,9	-19,2	1190	-10	3,014	0,527	5,07	4,25	1,47	28,9
20,9	-19,2	1190	-15	3,014	0,521	6,59	5,53	1,45	38,2
23,8	-25,7	1220	20	2,973	0,565	2,35	1,94	1,56	12,5
23,8	-25,7	1220	10	2,952	0,551	2,87	2,35	1,53	15,4
23,8	-25,7	1220	0	2,931	0,538	3,81	3,13	1,51	20,8
23,8	-25,7	1220	-5	2,910	0,530	4,41	3,63	1,49	24,4
23,8	-25,7	1220	-10	2,910	0,523	5,92	4,87	1,48	33,0
23,8	-25,7	1220	-15	2,910	0,518	7,55	6,20	1,46	42,5
23,8	-25,7	1220	-20	2,889	0,510	9,47	7,77	1,44	53,8
23,8	-25,7	1220	-25	2,889	0,504	11,57	9,48	1,43	66,5
25,7	-31,2	1240	20	2,889	0,562	2,63	2,12	1,57	13,5
25,7	-31,2	1240	10	2,889	0,548	3,22	2,51	1,53	16,5
25,7	-31,2	1240	0	2,868	0,535	4,26	3,43	1,51	22,7
25,7	-31,2	1240	-10	2,847	0,521	6,68	5,40	1,48	36,6
25,7	-31,2	1240	-15	2,847	0,514	9,36	6,75	1,46	46,3
25,7	-31,2	1240	-20	2,805	0,508	10,56	8,52	1,46	58,5
25,7	-31,2	1240	-25	2,805	0,501	12,90	10,40	1,44	72,0
25,7	-31,2	1240	-30	2,763	0,494	14,81	12,00	1,44	83,0

Додаток 13
(продовження)

Термофізичні властивості розчину хлористого кальцію

ξ , %	t_3 , °C	ρ_{15} , кг/м ³	t , °C	c , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\mu \cdot 10^3$, П а·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\alpha \cdot 10^7$, м ² /с	Pr
27,5	-38,6	1260	20	2,847	0,558	2,93	2,33	1,56	14,9
27,5	-38,6	1260	10	2,826	0,545	3,61	2,87	1,53	18,8
27,5	-38,6	1260	0	2,809	0,531	4,80	3,81	1,50	25,3
27,5	-38,6	1260	-10	2,784	0,519	7,52	5,97	1,48	40,3
27,5	-38,6	1260	-20	2,763	0,506	11,87	9,45	1,46	65,0
27,5	-38,6	1260	-25	2,742	0,449	14,71	1,70	1,44	80,7
27,5	-38,6	1260	-30	2,742	0,492	17,16	13,60	1,42	95,5
27,5	-38,6	1260	-35	2,721	0,486	21,57	17,10	1,42	120,0
28,5	-43,5	1270	20	2,805	0,557	3,14	2,47	1,56	15,8
28,5	-43,5	1270	0	2,780	0,529	5,12	4,02	1,50	26,7
28,5	-43,5	1270	-10	2,763	0,518	8,02	6,32	1,48	42,7
28,5	-43,5	1270	-20	2,721	0,505	12,65	10,00	1,46	68,8
28,5	-43,5	1270	-25	2,721	0,500	15,98	12,60	1,44	87,5
28,5	-43,5	1270	-30	2,700	0,491	18,83	14,90	1,43	103,5
28,5	-43,5	1270	-35	2,700	0,491	18,83	14,90	1,43	103,5
28,5	-43,5	1270	-40	2,680	0,478	30,40	24,00	1,41	171,0
29,4	-50,1	1280	20	2,805	0,555	3,33	2,65	1,55	17,2
29,4	-50,1	1280	0	2,775	0,528	5,49	4,30	1,50	28,7
29,4	-50,1	1280	-10	2,721	0,576	8,63	6,75	1,49	45,4
29,4	-50,1	1280	-20	2,680	0,504	13,83	10,80	1,47	73,4
29,4	-50,1	1280	-30	2,659	0,490	21,28	16,60	1,44	115,0
29,4	-50,1	1280	-35	2,638	0,483	25,50	19,90	1,43	139,0
29,4	-50,1	1280	-40	2,638	0,447	32,36	25,30	1,42	179,0
29,4	-50,1	1280	-45	2,617	0,470	40,21	31,40	1,40	223,0
29,4	-50,1	1280	-50	2,617	0,464	49,03	38,30	1,30	295,0
29,9	-55,0	1286	20	2,784	0,554	3,51	2,75	1,55	17,8
29,9	-55,0	1286	0	2,738	0,528	5,69	4,43	1,50	29,5
29,9	-55,0	1286	-10	2,700	0,515	9,04	7,04	1,48	47,5
29,9	-55,0	1286	-20	2,680	0,502	14,42	11,23	1,46	77,0
29,9	-55,0	1286	-30	2,659	0,488	22,56	17,60	1,43	123,0
29,9	-55,0	1286	-35	2,638	0,483	28,44	22,10	1,42	156,5
29,9	-55,0	1286	-40	2,638	0,576	35,30	27,50	1,40	196,0
29,9	-55,0	1286	-45	2,617	0,470	43,15	33,50	1,39	240,0
29,9	-55,0	1286	-50	2,617	0,463	50,99	39,70	1,38	290,0
29,9	-55,0	1286	-55	2,596	0,456	64,72	50,20	1,36	368,0

Додаток 14

Коефіцієнт об'ємного розширення β
водних розчинів хлористого натрію і кальцію

ξ, %	$\beta \cdot 10^4$, 1/К при t					
	-30 °C	-20 °C	-10 °C	0 °C	10 °C	20 °C
<i>Розчин хлористого натрію</i>						
10	-	1.8	1.8	1.8	1.9	1.9
15	-	2.6	2.7	2.7	2.8	2.8
20	-	2.8	3.2	3.6	4.0	4.5
23	-	3.0	3.4	3.8	4.2	4.7
<i>Розчин хлористого кальцію</i>						
15	0.8	1.3	1.9	2.4	2.9	3.4
20	2.1	2.4	2.8	3.2	3.5	3.9
25	3.1	3.3	3.5	3.7	3.9	4.1
30	3.9	4.0	4.0	4.1	4.2	4.3

Термофізичні властивості сухої насиченої пари аміаку

t , °C	P , МПа	ρ , кг/м ³	γ , кДж/кг	C_p , кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^5$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	P_r
-70	0,01092	0,1108	1469,3	2,028	1,50	66,800	0,672	60,62	0,83
-60	0,02187	0,2123	1443,5	2,066	1,60	36,500	0,711	33,54	0,84
-50	0,04082	0,3804	1416,8	2,118	1,70	21,100	0,785	20,636	0,98
-40	0,07169	0,6439	1388,9	2,184	1,80	12,800	0,807	12,533	0,98
-30	0,11940	1,0380	1359,6	2,267	1,91	8,120	0,830	7,996	0,98
-20	0,19010	1,6050	1328,7	2,368	2,03	5,340	0,854	5,321	1,00
-10	0,29080	2,3930	1296,1	2,486	2,17	3,650	0,880	3,677	1,01
0	0,42960	3,4600	1261,5	2,624	2,33	2,570	0,907	2,621	1,02
10	0,61530	4,8720	1224,8	2,783	2,50	1,840	1,936	1,921	1,04
20	0,85780	6,7060	1185,8	2,966	2,69	1,350	0,968	1,443	1,07
30	1,16750	9,0540	1144,0	3,177	2,91	1,010	1,000	1,104	1,09
40	1,55560	12,029	1099,1	3,424	3,15	0,765	1,035	0,860	1,13
50	2,03370	15,770	1050,5	3,719	3,43	0,585	1,072	0,680	1,16
60	2,61470	20,460	997,6	4,081	3,75	0,449	1,114	0,544	1,21
70	3,31170	26,360	939,4	4,545	4,11	0,345	1,160	0,440	1,28

Термофізичні властивості насиченої рідини аміаку

t_s °C	P, МПа	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^5$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	$\sigma \cdot 10^7$, Н/м	$\beta \cdot 10^{-4}$, 1/К	Pr
-70	0,01092	725,3	4,359	0,550	—	—	—	5,49	15,6	3,7
-60	0,02187	713,9	4,378	0,600	0,192	38,1	0,533	5,14	16,1	3,01
-50	0,04082	702,2	4,404	0,585	0,189	31,5	0,449	4,81	16,9	2,37
-40	0,07169	690,2	4,434	0,570	0,186	27,6	0,400	4,48	17,7	2,15
-30	0,11940	677,9	4,468	0,554	0,183	24,3	0,358	4,16	18,3	1,96
-20	0,19010	665,1	4,506	0,538	0,180	21,6	0,325	3,84	19,3	1,81
-10	0,29080	652,0	4,549	0,522	0,176	19,4	0,298	3,53	20,2	1,69
0	0,42960	638,5	4,599	0,506	0,172	17,5	0,274	3,23	21,1	1,59
10	0,61530	624,6	4,659	0,490	0,168	15,9	0,255	2,93	22,5	1,51
20	0,85780	610,2	4,731	0,472	0,164	14,5	0,238	2,64	23,9	1,45
30	1,16750	595,1	4,821	0,455	0,159	13,2	0,223	2,34	25,7	1,40
40	1,55560	579,4	4,931	0,436	0,153	12,1	0,209	2,06	27,9	1,37
50	2,03370	562,8	5,070	0,417	0,146	11,0	0,195	1,77	30,3	1,34
60	2,61470	545,2	5,246	0,398	0,139	10,0	0,183	1,49	33,2	1,32
70	3,31170	526,3	5,475	0,377	0,131	9,1	0,173	1,22	—	1,32

Теплофізичні властивості сухої насиченої пари R22

t_s °C	P_s МПа	ρ_s кг/м ³	γ_s кДж/кг	C_p кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$ Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$ м ² /с	$\mu \cdot 10^6$ Па·с	$\nu \cdot 10^6$ м ² /с	Pr
-80	0,01033	0,5603	257,4	0,531	0,48	16,130	8,59	15,3800	0,95
-70	0,02042	1,0580	251,5	0,550	0,54	9,280	9,18	8,6800	0,94
-60	0,03747	1,8630	245,5	0,571	0,60	5,640	9,59	5,1500	0,91
-50	0,06453	3,0920	239,4	0,592	0,66	3,600	9,99	3,2300	0,90
-40	0,10530	4,8840	233,0	0,619	0,72	2,380	10,50	2,1500	0,90
-30	0,16400	7,3980	226,4	0,648	0,78	1,630	10,88	1,4700	0,90
-20	0,24550	10,8200	219,5	0,679	0,84	1,140	11,25	1,0400	0,91
-10	0,35500	15,3600	212,2	0,714	0,90	0,821	11,72	0,7630	0,93
0	0,49810	21,2800	204,4	0,754	0,97	0,604	11,98	0,5630	0,93
10	0,68090	28,8700	196,1	0,801	1,05	0,454	12,25	0,4240	0,93
20	0,90970	38,5300	187,1	0,856	1,13	0,343	12,68	0,3290	0,96
30	1,19130	50,7600	177,3	0,924	1,23	0,262	12,84	0,2530	0,96
40	1,53270	66,2500	166,4	1,010	1,34	0,200	13,18	0,1990	0,99
50	1,94180	86,0200	154,1	1,126	1,47	0,152	13,60	0,1580	1,04
60	2,42670	111,700	139,9	1,299	1,63	0,112	13,96	0,1250	1,12
70	2,99710	146,300	122,8	1,594	1,84	0,079	14,15	0,0967	1,22
80	3,66400	196,200	101,1	2,245	2,13	0,048	14,55	0,0731	1,51

Додаток 18

Терлофізичні властивості насиченої рідини R22

t , °C	P , МПа	ρ , кг/м ³	C_p , кДж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^7$, м ² /с	$\mu \cdot 10^4$, Па·с	$\nu \cdot 10^7$, м ² /с	$\sigma \cdot 10^3$, Н/м	$\beta \cdot 10^{-3}$, 1/К	P_r
-80	0,01033	1517,0	1,073	0,1290	0,792	—	—	24,8	12,9	—
-70	0,02042	1490,0	1,078	0,1244	0,774	—	—	23,2	14,1	—
-60	0,03747	1463,0	1,085	0,1199	0,755	4,14	2,83	21,5	15,3	3,75
-50	0,06453	1435,0	1,094	0,1153	0,734	3,78	2,63	19,9	16,8	3,58
-40	0,10530	1406,0	1,104	0,1108	0,714	3,49	2,48	18,2	18,4	3,47
-30	0,16400	1377,0	1,116	0,1064	0,692	3,24	2,35	16,6	20,1	3,40
-20	0,24550	1347,0	1,130	0,1021	0,671	3,02	2,24	15,0	22,1	3,34
-10	0,35500	1315,0	1,147	0,0977	0,648	2,83	2,15	13,3	24,1	3,32
0	0,49810	1282,0	1,167	0,0934	0,624	2,67	2,08	11,7	26,3	3,33
10	0,68090	1248,0	1,193	0,0892	0,599	2,53	2,03	10,2	29,1	3,39
20	0,90970	1211,0	1,226	0,0849	0,572	2,40	1,98	8,7	32,7	3,46
30	1,19130	1172,0	1,269	0,0807	0,543	2,29	1,95	7,2	37,7	3,59
40	1,53270	1130,0	1,330	0,0765	0,509	2,19	1,94	5,8	44,9	3,81
50	1,94180	1083,0	1,416	0,0722	0,471	2,10	1,94	4,5	55,0	4,12
60	2,42670	1031,0	1,546	0,0679	0,426	—	—	3,3	69,6	—
70	2,99710	970,2	1,764	0,0633	0,370	—	—	2,1	—	—
80	3,66400	894,1	2,215	0,0583	0,294	—	—	1,1	—	—

Теплофізичні властивості сухої насиченої пари R134a

t , °C	P , МПа	ρ , кг/м ³	γ , кДж/кг	C_p , кДж/(кг·К)	$\lambda \cdot 10^2$, Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^6$, м ² /с	$\mu \cdot 10^6$, Па·с	$\nu \cdot 10^6$, м ² /с	P_f
-35	0,063	3,44	225,4	0,753	0,93	3,59	9,50	2,760	0,769
-30	0,081	4,35	220,4	0,767	0,96	2,877	9,74	2,240	0,778
-20	0,129	6,71	213,7	0,796	1,03	1,928	10,20	1,520	0,778
-10	0,196	9,97	207,8	0,829	1,10	1,331	10,70	1,070	0,806
0	0,289	14,39	201,0	0,864	1,17	0,941	11,20	0,778	0,827
10	0,412	20,28	192,7	0,904	1,24	0,678	11,70	0,577	0,853
20	0,571	27,96	183,2	0,949	1,31	0,494	12,20	0,436	0,884
30	0,772	37,89	172,8	1,002	1,39	0,366	12,70	0,335	0,916
40	1,019	50,64	161,6	1,066	1,47	0,272	13,20	0,261	0,957
50	1,321	67,05	149,7	1,149	1,56	0,202	13,80	0,206	1,016
60	1,684	88,48	136,9	1,262	1,65	0,148	14,50	0,164	1,109
70	2,118	117,25	122,3	1,438	1,77	0,105	15,30	0,130	1,243

Термофізичні властивості насиченої рідини R134a

t °C	P МПа	ρ кг/м ³	C_p кДж/(кг·К)	λ Вт/(м·К)	$\alpha \cdot 10^8$ м ² /с	$\mu \cdot 10^4$ Па·с	$\nu \cdot 10^7$ м ² /с	$\sigma \cdot 10^3$ Н/м	$\beta \cdot 10^3$ 1/К	P_r
-35	0,063	1419,6	1,301	0,1095	5,029	3,09	2,174	16,72	2,30	3,67
-30	0,081	1396,9	1,308	0,1072	5,867	2,79	1,997	15,98	2,32	3,40
-20	0,129	1363,2	1,323	0,1027	5,694	2,26	1,658	14,54	2,36	2,91
-10	0,196	1331,3	1,339	0,0983	5,514	1,99	1,495	13,10	2,41	2,71
0	0,289	1298,7	1,358	0,0942	5,341	1,69	1,301	11,69	2,57	2,44
10	0,412	1264,6	1,380	0,0901	5,163	1,50	1,186	10,30	2,77	2,30
20	0,571	1228,4	1,406	0,0860	4,979	1,35	1,099	8,94	3,03	2,21
30	0,772	1190,1	1,439	0,0820	4,788	1,22	1,025	7,61	3,34	2,14
40	1,019	1149,0	1,482	0,0781	4,586	1,09	0,949	6,31	3,72	2,07
50	1,321	1104,5	1,537	0,0742	4,371	0,95	0,860	5,06	4,22	1,97
60	1,684	1055,3	1,618	0,0704	4,123	0,80	0,758	3,86	4,97	1,84
70	2,118	998,8	1,747	0,0665	3,811	0,69	0,687	2,74	6,19	1,80

Додаток 21

**Корені характеристичного рівняння μ_i
для обчислення теплопровідності в необмеженій пластині**

Bi	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6
0,0	0,0000	3,1416	6,2832	9,4248	12,5664	15,7080
0,001	0,0316	3,1419	6,2833	9,4249	12,5665	15,7080
0,002	0,0447	3,1422	6,2835	9,4250	12,5665	15,7081
0,004	0,0632	3,1429	6,2838	9,4252	12,5667	15,7082
0,006	0,0774	3,1435	6,2841	9,4254	12,5668	15,7083
0,008	0,0893	3,1441	6,2845	9,4256	12,5670	15,7085
0,01	0,0998	3,1448	6,2848	9,4258	12,5672	15,7086
0,02	0,1410	3,1479	6,2864	9,4269	12,5680	15,7092
0,04	0,1987	3,1543	6,2895	9,4290	12,5696	15,7105
0,06	0,2425	3,1606	6,2927	9,4311	2,5711	15,7118
0,08	0,2791	3,1668	6,2959	9,433	12,5727	15,7131
0,1	0,3111	3,1731	6,2991	9,4354	12,5743	15,7143
0,2	0,4328	3,2039	6,3148	9,4459	12,5823	15,7207
0,3	0,5218	3,2341	6,3305	9,4565	12,5902	15,7270
0,4	0,5932	3,2636	6,3461	9,4670	12,5981	15,7334
0,5	0,6533	3,2923	6,3616	9,4775	12,6060	15,7397
0,6	0,7051	3,3204	6,3770	9,4879	12,6139	15,7460
0,7	0,7506	3,3477	6,3923	9,4983	12,6218	15,7524
0,8	0,7910	3,3744	6,4074	9,5087	12,6296	15,7587
0,9	0,8274	3,4003	6,4224	9,5190	12,6375	15,7650
1,0	0,8603	3,4256	6,4373	9,5293	12,6453	15,7713
1,5	0,9882	3,5422	6,5097	9,5801	12,6841	15,8026
2,0	1,0769	3,6436	6,5783	9,6296	12,7223	15,8336
3,0	1,1925	3,8088	6,7040	9,7240	12,7966	15,8945
4,0	1,2646	3,9352	6,8140	9,8119	12,8678	15,9536
5,0	1,3138	4,0336	6,9096	9,8228	12,9352	16,0107
6,0	1,3496	4,1116	6,9924	9,9667	12,9988	16,0654
7,0	1,3766	4,1746	7,0640	10,0339	13,0584	16,1177
8,0	1,3978	4,2264	7,1263	10,0949	13,1141	16,1675
9,0	1,4149	4,2694	7,1806	10,1502	13,1660	16,2147
10,0	1,4289	4,3058	7,2281	10,2003	13,2142	16,2594
15,0	1,4729	4,4255	7,3959	10,3898	13,4078	16,4474
20,0	1,4961	4,4915	7,4954	10,5117	13,5420	16,5864
30,0	1,5202	4,5615	7,6057	10,6543	13,7085	16,7691
40,0	1,5325	4,5979	7,6647	10,7334	13,8048	16,8794
50,0	1,5400	4,6202	7,7012	10,7832	13,8666	16,9519
60,0	1,5451	4,6353	7,7259	10,8172	13,9094	17,0026
80,0	1,5514	4,6543	7,7573	10,8606	13,9644	17,0686
100,0	1,5552	4,6658	7,7764	10,8871	13,9981	17,1093
∞	1,5708	4,7124	7,8540	10,9956	14,1372	17,2788

**Корені характеристичного рівняння μ_i для обчислення
теплопровідності в циліндрі нескінченної довжини**

B_1	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6
0,0	0,0000	3,8317	7,0156	10,1735	13,3237	16,4706
0,01	0,1412	3,8343	7,0170	10,1745	13,3244	16,4712
0,02	0,1995	3,8368	7,0184	10,1754	13,3252	16,4718
0,04	0,2814	3,8421	7,0213	10,1774	13,3267	16,4731
0,06	0,3438	3,8473	7,0241	10,1794	13,3282	16,4743
0,08	0,3960	3,8525	7,0270	10,1813	13,3297	16,4755
0,10	0,4417	3,8577	7,0298	10,1833	13,3312	16,4767
0,15	0,5376	3,8706	7,0369	10,1882	13,3349	16,4797
0,20	0,6170	3,8835	7,0440	10,1931	13,3387	16,4828
0,30	0,7465	3,9091	7,0582	10,2029	13,3462	16,4888
0,40	0,8516	3,9344	7,0723	10,2127	13,3537	16,4949
0,50	0,9408	3,9594	7,0864	10,2225	13,3611	16,5010
0,60	1,0184	3,9841	7,1004	10,2322	13,3886	16,5070
0,70	1,0873	4,0085	7,1143	10,2419	13,3761	16,5131
0,80	1,1490	4,0325	7,1282	10,2519	13,3835	16,5191
0,90	1,2048	4,0562	7,1421	10,2613	13,3910	16,5251
1,0	1,2558	4,0795	7,1558	10,2710	13,3984	16,5312
1,5	1,4569	4,1902	7,2233	10,3188	13,4353	16,5612
2,0	1,5994	4,2910	7,2884	10,3658	13,4719	16,5910
3,0	1,7887	4,4634	7,4103	10,4566	13,5434	16,6499
4,0	1,9081	4,6018	7,5201	10,5423	13,6125	16,7073
5,0	1,9898	4,7131	7,6177	10,6223	13,6786	16,7630
6,0	2,0490	4,8033	7,7039	10,6964	13,7414	16,8168
7,0	2,0937	4,8772	7,7797	10,7646	13,8008	16,8684
8,0	2,1286	4,9384	7,8464	10,8271	13,8566	16,9179
9,0	2,1566	4,9897	7,9051	10,8842	13,9090	16,9650
10,0	2,1795	5,0332	7,9569	10,9363	13,9580	17,0099
15,0	2,2509	5,1773	8,1422	11,1367	14,1576	17,2008
20,0	2,2880	5,2568	8,2534	11,2677	14,2983	17,3442
30,0	2,3261	5,3410	8,3771	11,4221	14,4748	17,5348
40,0	2,3455	5,3846	8,4432	11,5081	14,5774	17,6508
50,0	2,3572	5,4112	8,4840	11,5621	14,6433	17,7272
60,0	2,3651	5,4291	8,5116	11,5990	14,6889	17,7807
80,0	2,3750	5,4516	8,5466	11,6461	14,7475	17,8502
100,0	2,3809	5,4652	8,5678	11,6747	14,7834	17,8931
∞	2,4048	5,5201	8,6537	11,7915	14,9309	18,0711

Додаток 23

**Корені характеристичного рівняння μ , для обчислення
теплопровідності в кулі**

Bi	μ_1	μ_2	μ_3	μ_4	μ_5	μ_6
0,0	0,0000	4,4934	7,7253	10,9041	14,0662	17,2208
0,01	0,1730	4,4956	7,7265	10,9050	14,0669	17,2213
0,02	0,2445	4,4979	7,7278	10,9060	14,1676	17,2219
0,03	0,2991	4,5001	7,7291	10,9069	14,0683	17,2225
0,04	0,3450	4,5023	7,7304	10,9078	14,0690	17,2231
0,05	0,3854	4,5045	7,7317	10,9087	14,0697	17,2237
0,06	0,4217	4,5068	7,7330	10,9096	14,0705	17,2242
0,07	0,4551	4,5090	7,7343	10,9105	14,0712	17,2248
0,08	0,4860	4,5112	7,7356	10,9115	14,0719	17,2254
0,09	0,5150	4,5134	7,7369	10,9124	14,0726	17,2260
0,10	0,5423	4,5157	7,7382	10,9133	14,0733	17,2266
0,20	0,7593	4,5379	7,7511	10,9225	14,0804	17,2324
0,30	0,9208	4,5601	7,7641	10,9316	14,0875	17,2382
0,40	1,0528	4,5822	7,7770	10,9408	14,0946	17,2440
0,50	1,1656	4,6042	7,7899	10,9499	14,1017	17,2498
0,60	1,2644	4,6261	7,8028	10,9591	14,1088	17,1556
0,70	1,3525	4,6479	7,8156	10,9682	14,1159	17,2614
0,80	1,4320	4,6696	7,8284	10,9774	14,1230	17,2672
0,90	1,5044	4,6911	7,8412	10,9865	14,1301	17,2730
1,0	1,5708	4,7124	7,8540	10,9956	14,1372	17,2788
1,1	1,6320	4,7335	7,8667	11,0047	14,1442	17,2845
1,2	1,6887	4,7544	7,8794	11,0137	14,1513	17,2903
1,3	1,7414	4,7751	7,8920	11,0228	14,1584	17,2961
1,4	1,7906	4,7956	7,9046	11,0318	14,1654	17,3019
1,5	1,8369	4,8158	7,9171	11,0409	14,1724	17,3076
1,6	1,8798	4,8358	7,9295	11,0498	14,1795	17,3134
1,7	1,9203	4,8556	7,9419	11,0588	14,1865	17,3192
1,8	1,9586	4,8751	7,9542	11,0677	14,1935	17,3249
1,9	1,9947	4,8943	7,9665	11,0767	14,2005	17,3306
2,0	2,0288	4,9132	7,9787	11,0856	14,2075	17,3364
2,5	2,1746	5,0037	8,0385	11,1296	14,2421	17,3649
3,0	2,2889	5,0870	8,0962	11,1727	14,2764	17,3932
4,0	2,4557	5,2329	8,2045	11,2560	14,3434	17,4490
5,0	2,5704	5,3540	8,3029	11,3349	14,4080	17,5034
6,0	2,6537	5,4544	8,3914	11,4086	14,4499	17,5562
7,0	2,7165	5,5378	8,4703	11,4773	14,5288	17,6072
8,0	2,7654	5,6078	8,5406	11,5408	14,5847	17,6567
9,0	2,8044	5,6669	8,6031	11,5994	14,6374	17,7032
10,0	2,8363	5,7172	8,6587	11,6532	14,6870	17,7481
11,0	2,8628	5,7606	8,7083	11,7027	14,7335	17,7908
16,0	2,9476	5,9080	8,8898	11,8959	14,9251	17,9742
21,0	2,9930	5,9921	9,0019	12,0250	15,0625	18,1136
31,0	3,0406	6,0831	9,1294	12,1807	15,2380	18,3018
41,0	3,0651	6,1311	9,1987	12,2688	15,3417	17,4180
51,0	3,0801	6,1606	9,2420	12,3247	15,4090	18,4953
61,0	3,0901	6,1805	9,2715	12,3632	15,4559	18,5497
81,0	3,1028	6,2058	9,3089	12,4124	15,5164	18,6209
101,0	3,1105	6,2211	9,3317	12,4426	15,5537	18,6650
∞	3,1416	6,2832	9,4248	12,5664	15,7080	18,8496

Функції Бесселя першого роду нульового і першого порядків

$$J_0(x), J_1(x)$$

x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$
0,0	1,0000	0,0000	5,0	-0,1776	-0,3276
0,1	0,9975	0,0499	5,1	-0,1443	-0,3371
0,2	0,9900	0,0995	5,2	-0,1103	-0,3432
0,3	0,9776	0,1483	5,3	-0,0758	-0,3460
0,4	0,9604	0,1960	5,4	-0,0412	-0,3453
0,5	0,9385	0,2423	5,5	-0,0068	-0,3414
0,6	0,9120	0,2867	5,6	0,0270	-0,3343
0,7	0,8812	0,3290	5,7	0,0599	-0,3241
0,8	0,8463	0,3688	5,8	0,0917	-0,3110
0,9	0,8075	0,4059	5,9	0,1220	-0,2951
1,0	0,7652	0,4400	6,0	0,1506	-0,2767
1,1	0,7196	0,4709	6,1	0,1773	-0,2559
1,2	0,6711	0,4983	6,2	0,2017	-0,2329
1,3	0,6201	0,5220	6,3	0,2238	-0,2081
1,4	0,5669	0,5419	6,4	0,2433	-0,1816
1,5	0,5118	0,5579	6,5	0,2601	-0,1538
1,6	0,4554	0,5699	6,6	0,2740	-0,1250
1,7	0,3980	0,5778	6,7	0,2851	-0,0953
1,8	0,3400	0,5815	6,8	0,2931	-0,0652
1,9	0,2818	0,5812	6,9	0,2981	-0,0349
2,0	0,2239	0,5767	7,0	0,3001	-0,0047
2,1	0,1666	0,5683	7,1	0,2991	0,0252
2,2	0,1104	0,5560	7,2	0,2951	0,0543
2,3	0,0555	0,5399	7,3	0,2882	0,0826
2,4	0,0025	0,5202	7,4	0,2786	0,1096
2,5	-0,0484	0,4971	7,5	0,2663	0,1352
2,6	-0,0968	0,4708	7,6	0,2516	0,1592
2,7	-0,1424	0,4416	7,7	0,2346	0,1813
2,8	-0,1850	0,4097	7,8	0,2154	0,2014
2,9	-0,2243	0,3754	7,9	0,1944	0,2192
3,0	-0,2600	0,3391	8,0	0,1716	0,2346
3,1	-0,2921	0,3009	8,1	0,1475	0,2476
3,2	-0,3202	0,2613	8,2	0,1220	0,2580
3,3	-0,3443	0,2207	8,3	0,0960	0,2657
3,4	-0,3643	0,1792	8,4	0,0692	0,2708
3,5	-0,3801	0,1374	8,5	0,0419	0,2731
3,6	-0,3918	0,0955	8,6	0,0146	0,2728
3,7	-0,3992	0,0538	8,7	-0,0125	0,2697
3,8	-0,4026	0,0128	8,8	-0,0392	0,2641
3,9	-0,4018	-0,0272	8,9	-0,0652	0,2559
4,0	-0,3971	-0,0660	9,0	-0,0903	0,2453
4,2	-0,3766	-0,1386	9,2	-0,1368	0,2174
4,4	-0,3423	-0,2028	9,4	-0,1768	0,1816
4,6	-0,2961	-0,2666	9,6	-0,2090	0,1395
4,7	-0,2693	-0,2791	9,7	-0,2218	0,1116
4,8	-0,2404	-0,2985	9,8	-0,2323	0,0928
4,9	-0,2097	-0,3147	9,9	-0,2403	0,0684

Додаток 24 (продовження)

x	$J_0(x)$	$J_1(x)$	x	$J_0(x)$	$J_1(x)$
10,0	-0,2459	0,0435	15,0	-0,0142	0,2051
10,1	-0,2490	0,0184	15,1	-0,0345	0,2013
10,2	-0,2496	-0,0066	15,2	-0,0544	0,1955
10,3	-0,2477	-0,0313	15,3	-0,0736	0,1879
10,4	-0,2434	-0,0555	15,4	-0,0919	0,1784
10,5	-0,2366	-0,0788	15,5	-0,1092	0,1672
10,6	-0,2276	-0,1012	15,6	-0,1253	0,1544
10,7	-0,2164	-0,1224	15,7	-0,1401	0,1402
10,8	-0,2032	-0,1422	15,8	-0,1533	0,1247
10,9	-0,1881	-0,1604	15,9	-0,1649	0,1080
11,0	-0,1712	-0,1768	16,0	-0,1749	0,0904
11,1	-0,1528	-0,1913	16,1	-0,1830	0,0718
11,2	-0,1330	-0,2038	16,2	-0,1893	0,0530
11,3	-0,1121	-0,2143	16,3	-0,1936	0,0335
11,4	-0,0902	-0,2224	16,4	-0,1959	0,0139
11,5	-0,0677	-0,2284	16,5	-0,1964	-0,0057
11,6	-0,0446	-0,2320	16,6	-0,1948	-0,0253
11,7	-0,0213	-0,2333	16,7	-0,1913	-0,0444
11,8	0,0020	-0,2323	16,8	-0,1859	-0,0629
11,9	0,0250	-0,2290	16,9	-0,1788	-0,0808
12,0	0,0477	-0,2234	17,0	-0,1698	-0,0977
12,1	0,0697	-0,2158	17,1	-0,1593	-0,1135
12,2	0,0908	-0,2060	17,2	-0,1472	-0,1282
12,3	0,1108	-0,1943	17,3	-0,1337	-0,1414
12,4	0,1296	-0,1807	17,4	-0,1189	-0,1532
12,5	0,1469	-0,1655	17,5	-0,1031	-0,1634
12,6	0,1626	-0,1487	17,6	-0,0863	-0,1719
12,7	0,1766	-0,1307	17,7	-0,0688	-0,1787
12,8	0,1887	-0,1114	17,8	-0,0506	-0,1837
12,9	0,1988	-0,0912	17,9	-0,0321	-0,1868
13,0	0,2069	-0,0703	18,0	-0,0133	-0,1880
13,1	0,2129	-0,0488	18,1	0,0054	-0,1874
13,2	0,2167	-0,0271	18,2	0,0240	-0,1849
13,3	0,2183	-0,0052	18,3	0,0423	-0,1805
13,4	0,2177	0,0166	18,4	0,0601	-0,1744
13,5	0,2150	0,0380	18,5	0,0771	-0,1666
13,6	0,2101	0,0590	18,6	0,0933	-0,1572
13,7	0,2032	0,0791	18,7	0,1085	-0,1463
13,8	0,1943	0,0984	18,8	0,1225	-0,1339
13,9	0,1836	0,1165	18,9	0,1353	-0,1204
14,0	0,1711	0,1334	19,0	0,1466	-0,1057
14,1	0,1570	0,1488	19,1	0,1564	-0,0900
14,2	0,1414	0,1626	19,2	0,1646	-0,0735
14,3	0,1245	0,1747	19,3	0,1711	-0,0564
14,4	0,1065	0,1850	19,4	0,1758	-0,0388
14,5	0,0875	0,1934	19,5	0,1788	-0,0209
14,6	0,0679	0,1989	19,6	0,1800	-0,0029
14,7	0,0476	0,2043	19,7	0,1794	0,0151
14,8	0,0271	0,2066	19,8	0,1770	0,0328
14,9	0,0064	0,2069	19,9	0,1728	0,0501

**Модифіковані функції Бесселя першого роду
нульового і першого порядків $I_0(x)$, $I_1(x)$**

x	$I_0(x)$	$I_1(x)$	x	$I_0(x)$	$I_1(x)$
0,0	1,0000	0,0000	3,0	4,881	3,953
0,1	1,0025	0,0501	3,1	5,294	4,326
0,2	1,0100	0,1005	3,2	5,747	4,734
0,3	1,0226	0,1517	3,3	6,243	5,181
0,4	1,0404	0,2040	3,4	6,785	5,670
0,5	1,0635	0,2579	3,5	7,378	6,206
0,6	1,0920	0,3137	3,6	8,028	6,793
0,7	1,1263	0,3719	3,7	8,739	7,436
0,8	1,1665	0,4329	3,8	9,517	8,140
0,9	1,2130	0,4971	3,9	10,369	8,913
1,0	1,2661	0,5652	4,0	11,30	9,76
1,1	1,3262	0,6375	4,1	12,32	10,69
1,2	1,3937	0,7174	4,2	13,44	11,71
1,3	1,4693	0,7973	4,3	14,67	12,82
1,4	1,5534	0,8861	4,4	16,01	14,05
1,5	1,6467	0,9817	4,5	17,48	15,39
1,6	1,7500	1,0848	4,6	19,09	16,86
1,7	1,8640	1,1963	4,7	20,86	18,48
1,8	1,9896	1,3172	4,8	22,79	20,25
1,9	2,1277	1,4482	4,9	24,91	22,20
2,0	2,280	1,591	5,0	27,24	24,34
2,1	2,446	1,746	5,1	29,79	26,68
2,2	2,629	1,914	5,2	32,58	29,25
2,3	2,830	2,098	5,3	35,65	32,08
2,4	3,049	2,298	5,4	39,01	35,18
2,5	3,290	2,517	5,5	42,70	38,59
2,6	3,553	2,755	5,6	46,74	42,33
2,7	3,842	3,016	5,7	51,17	46,44
2,8	4,157	3,301	5,8	56,04	50,95
2,9	4,503	3,613	5,9	61,38	55,90

Додаток 26

*Модифіковані функції Бесселя другого роду
нульового і першого порядків $K_0(x)$, $K_1(x)$*

x	$K_0(x)$	$K_1(x)$	x	$K_0(x)$	$K_1(x)$
0,0	∞	∞	3,0	0,0347	0,0402
0,1	2,447	9,854	3,1	0,0314	0,0361
0,2	1,753	4,776	3,2	0,0283	0,0314
0,3	1,373	3,056	3,3	0,0251	0,0283
0,4	1,115	2,184	3,4	0,0220	0,0251
0,5	0,924	1,656	3,5	0,0196	0,0222
0,6	0,775	1,303	3,6	0,0173	0,0204
0,7	0,661	1,050	3,7	0,0157	0,0173
0,8	0,565	0,862	3,8	0,0141	0,0157
0,9	0,487	0,717	3,9	0,0126	0,0141
1,0	0,421	0,602	4,0	0,0112	0,0125
1,1	0,366	0,509	4,1	0,0099	0,0111
1,2	0,318	0,435	4,2	0,0089	0,0099
1,3	0,278	0,372	4,3	0,0080	0,0089
1,4	0,244	0,320	4,4	0,0071	0,0079
1,5	0,214	0,278	4,5	0,0064	0,0071
1,6	0,188	0,241	4,6	0,0057	0,0063
1,7	0,165	0,209	4,7	0,0051	0,0057
1,8	0,146	0,183	4,8	0,0046	0,0051
1,9	0,129	0,160	4,9	0,0041	0,0045
2,0	0,114	0,140	5,0	0,0037	0,0040
2,1	0,100	0,122	5,1	0,0033	0,0036
2,2	0,089	0,108	5,2	0,0030	0,0032
2,3	0,078	0,0942	5,3	0,0027	0,0029
2,4	0,071	0,0832	5,4	0,0024	0,0026
2,5	0,062	0,0739	5,5	0,0021	0,0023
2,6	0,055	0,0660	5,6	0,0019	0,0021
2,7	0,049	0,0581	5,7	0,0017	0,0019
2,8	0,044	0,0503	5,8	0,0015	0,0017
2,9	0,039	0,0456	5,9	0,0014	0,0015

Коефіцієнт теплового випромінювання декотрих матеріалів

Матеріал	t, °C	ε	Матеріал	t, °C	ε
Алюміній			Мідь		
полірований	225...575	0,039...0,057	полірована	115	0,023
шорсткий	25	0,055	окислена	200...600	0,57...0,55
окислений	200...600	0,11...0,19	Нікель		0,4
Алюмінієва фарба		0,5	окислений		
Бетон	20	0,8	Ніхромовий		0,96
Вольфрам	230...2230	0,053...0,310	дріт		
Вольфрамова			Платина	225...625	0,054...0,105
нитка			полірована		
Залізо			Срібло		0,02
лите	925...1115	0,87...0,95	поліроване		
необроблене			Сталь		
поліроване	425...1020	0,14...0,337			
Золото	225...625	0,018...0,035	Полірована	750...1000	0,52...0,56
поліроване			окислена	200...600	0,79
Цегла червона	20	0,93	шорстка	40...370	0,94...0,97
Цегла шамотна	1100	0,75	Фарфор	20	0,92
Лампова сажа	40...370	0,95	глазурований		
Латунь			Хром	40...540	0,08...0,26
полірована	245...355	0,028...0,031	Чавун		
тьмяна	50...350	0,22	полірований	200	0,21
окислена	200...600	0,61...0,59	окислений	200...600	0,64...0,78
Масляна фарба	20	0,94	обточений	830...990	0,60...0,70
			шорсткий,		
			сильно		
			окислений	40...250	0,96
			Штукатурка	10...90	0,91
			вапнякова		

ГРЕЦЬКИЙ АЛФАВІТ

Написання	Назва	Написання	Назва
Α α	альфа	Ν ν	ню
Β β	бета	Ξ ξ	ксі
Γ γ	гамма	Ο ο	омікрон
Δ δ	дельта	Π π	пі
Ε ε	епсілон	Ρ ρ	ро
Ζ ζ	дзета	Σ σ	сігма
Η η	ета	Τ τ	тау
Θ θ ϑ	тега	Υ υ	іпсілон
Ι ι	йота	Φ φ	фі
Κ κ	каппа	Χ χ	хі
Λ λ	лямбда	Ψ ψ	псі
Μ μ	мю	Ω ω	омега

Список використаної літератури

1. Авчухов В.В., Паюсте Б.Я. *Задачник по процессам тепло-массообмена.* – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 144 с.
2. Алексеев Г.Н. *Общая теплотехника.* – М.: Высшая школа, 1980. – 550 с.
3. Баскаков А.П. и др. *Теплотехника.* – М.: Энергоиздат, 1982. – 264 с.
4. Богданов С.Н., Иванов О.П., Куприянова А.В. *Холодильная техника. Свойства веществ: Справочник.* – М.: Агропромиздат, 1985. – 208 с.
5. Галин Н.М., Кириллов П.Л. *Тепломассообмен (в ядерной энергетике).* – М.: Энергоатомиздат, 1987. – 376 с.
6. Гухмаи А.А. *Введение в теорию подобия.* – М.: Высшая школа, 1973. – 254 с.
7. Джалаурия И. *Естественная конвекция: Тепло- и массообмен.* Пер. с англ. – М.: Мир, 1983. – 400 с.
8. Исаченко В.П. *Теплообмен при конденсации.* – М.: Энергия, 1977. – 240 с.
9. Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. *Теплопередача.* – М.: Энергия, 1981. – 416 с.
10. Краснощеков Е.А., Сукомел А.С. *Задачник по теплопередаче.* – М.: Энергия, 1980. – 264 с.
11. Кутателадзе С.С. *Теплопередача и гидравлическое сопротивление: Справочное пособие.* – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 367 с.
12. Кулиниченко В.Р. *Справочник по теплообменным расчетам.* – К.: Техника, 1990. – 165 с.
13. Лабай В.Й. *Тепломасообмін.* – Львів: Тріада Плюс, 1998. – 260 с.
14. Лыков А.В. *Теория теплопроводности.* – М.: Высшая школа, 1967. – 600 с.
15. Лыков А.В. *Тепломассообмен: Справочник.* – М.: Энергия, 1972. – 600 с.
16. Мигай В.К., Фирсова Э.В. *Теплообмен и гидравлическое сопротивление пучков труб.* – Л., Наука, 1986. – 195 с.

17. Михеев М.А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. – М.: Энергия, 1977. – 343 с.
18. Петухов Б.С. Теплообмен и сопротивление при ламинарном течении жидкости в трубах. – М.: Энергия, 1967. – 410 с.
19. Ройзен Л.И. и Дулькин И.Н. Тепловой расчет ребренных поверхностей. Под ред. В.Г. Фастовского. – М.: Энергия, 1977. – 256 с.
20. Сборник задач по процессам теплообмена в пищевой и холодильной промышленности (Данилова Г.Н. и др.). – М.: Агропромиздат, 1976. – 288 с.
21. Теоретические основы теплохладотехники. Теплообмен (Богданов С.Н. и др.). – М.: Агропромиздат, 1986. – 320 с.
22. Теория теплообмена. Сборник рекомендуемых терминов. – М.: Наука, 1971. – вып. 83. – 80 с.
23. Тепло- и массообмен. Теплотехнический эксперимент: Справочник. – М.: Энергоиздат, 1982. – 512 с.
24. Теплопроводность твердых тел: Справочник (Охотин А.С. и др.). – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 320 с.
25. Теплотехника (Архаров А.М. и др.). – М.: Машиностроение, 1986. – 432 с.

Навчальне видання

Погорєлов Арнольд Іванович

ТЕПЛОМАСООБМІН

навчальний посібник

Відповідальний за випуск *С.В. Піча*

Коректор *І.А. Марченко*

Комп'ютерна верстка та дизайн обкладинки *О.І. Гуцуляк*

Підписано до друку 25.04.2005.

Формат 60x84 /16. Папір офсетний. Гарнітура Тип Таймс.

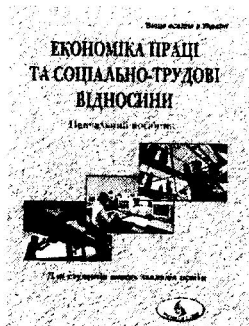
Умовн.друк. арк. 9. Обл.-вид. арк. 9,0.

Видавництво «Новий Світ–2000»

а/с № 2623, м. Львів–60, 79060, Україна

E-mail: novyisvit2000@org.lviv.net

Свідцтво про видавничу діяльність і розповсюдження видавничої продукції:
серія ДК № 59 від 25.05.2000 року, видане Державним комітетом інформаційної політики,
телебачення та радіомовлення України.



Економіка праці та соціально-трудові відносини

Навчальний посібник.

В.М. Лукашевич

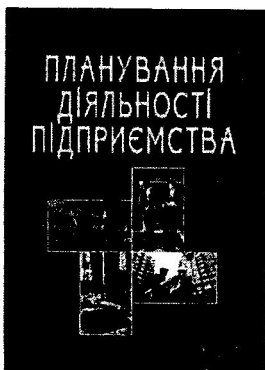
– Львів: “Новий Світ-2000”, 2004. – 248 с.

ISBN 966-7827-36-4

Розглядаються сучасні концептуальні основи економіки праці: теоретичні погляди, методологія, сутність і зміст понять про працю, її продуктивність, ринок праці. З позицій ринкової економіки викладені традиційні питання організації, нормування та оплати праці. Розкриваються сутність та зміст соціально-економічних відносин у галузі праці.

Як складові соціального механізму регулювання трудових відносин розглядаються соціальна політика, проблеми зайнятості, безробіття, механізм реалізації громадянами права на працю, соціальне партнерство, управління персоналом.

Навчальний посібник рекомендовано для студентів вищих навчальних закладів. Він також може бути корисним викладачам, аспірантам, науковцям, фахівцям, що причетні до проблем економіки та організації праці.



Планування діяльності підприємства

Навчальний посібник.

Швайка Л. А.

– Львів: «Новий Світ-2000», 2003. – 268 с.

ISBN 966-7827-32-1

Навчальний посібник підготовлений згідно з навчальною програмою дисципліни «Планування діяльності підприємства». Розкриті теоретичні і практичні аспекти стратегічного, тактичного, оперативного планування на підприємствах. Особлива увага звернена на методику бізнес-планування. У

посібнику міститься комплекс навчально-методичного забезпечення до вивчення кожної теми курсу.

Посібник призначений для студентів зі спеціальності «Економіка підприємства», «Менеджмент промислових підприємств», магістрів, аспірантів, слухачів факультетів перекваліфікації і підвищення кваліфікації, а також фахівців підприємств, які на практиці займаються плануванням діяльності.



Стратегічний аналіз у бізнесі

Навчальний посібник.

Видання 2-ге, доповнене.

ISBN 966-7827-08-9

Редченко К.І. 2003. – 272 с. Тв. обкл.

Пропонований посібник є першим виданням в Україні, в якому розглянуто поняття стратегії та її різновиди; сутність стратегічного аналізу та його роль у системі управління підприємством; системи стратегічного вимірювання результативності бізнесу; методи прогнозування, порівняльного конкурентного аналізу; інструктивно-описові методи і моделі, призначені для аналізу зовнішнього і внутрішнього середовища підприємства, його конкурентних позицій та життєвого циклу тощо. До кожної теми наведено перелік питань для самоконтролю і роздумів, практичні завдання, вправи, тести, розв'язання яких дозволить глибше засвоїти і закріпити теоретичний потенціал.

Розрахований на студентів та аспірантів економічних спеціальностей таких напрямків, як “Економіка і підприємництво”, “Облік і аудит”, “Менеджмент”, “Маркетинг”. Буде корисним для викладачів вищих навчальних закладів, економістів-практиків, підприємців, менеджерів, для всіх, хто цікавиться проблемами практичного застосування стратегічного аналізу в управлінні та бізнесі.



Маркетинг: основи теорії та практики

Навчальний посібник

2-е видання, доповнене і виправлене

Рекомендовано Міністерством освіти і науки України

ISBN 966-7827-23-2

В. В. Липчук, А. П. Дуляк, С. Я. Бугіль.

За загальною редакцією В. В. Липчука 2003. – 288 с.

Тв. обкл.

У навчальному посібнику розглядаються сучасні підходи до оцінки маркетингу, його суті, принципів, видів та функцій. В кожному розділі викладені теоретичні та методологічні засади для прийняття відповідних рішень та формування маркетингових стратегій. Практикум і тестові завдання допоможуть закріпити теоретичні знання. Для студентів навчальних закладів вищих рівнів акредитації, фахівців маркетингових служб, керівників підприємницьких структур.



Економіка підприємства

Підручник

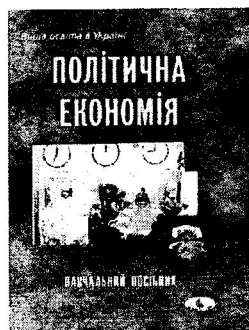
ISBN 966-7827-42-9

Петрович Й.М., Кіт А.Ф., Семенів О.М. та ін.

/За загальною редакцією Й.М. Петровича. – Львів: “Новий Світ-2000”, 2004. – 680 с.

Підручник підготовлений згідно основних вимог програми курсу “Економіка підприємства”, затвердженої і рекомендованої Міністерством освіти і науки України. В ньому послідовно викладено теоретичні і практичні питання формування і розвитку економіки підприємства. Для поглибленого засвоєння навчального матеріалу широко застосовуються схеми, графіки, таблиці, контрольні запитання, завдання, вправи, тести.

Для викладачів та студентів економічних спеціальностей, а також для тих, хто вивчає економічні дисципліни на неекономічних спеціальностях. Може бути використаний спеціалістами і роботодавцями, слухачами центрів перепідготовки і підвищення кваліфікації працівників підприємств (організацій).



Політична економія

Навчальний посібник

ISBN 966-7827-39-9

Башнянин Г.І., Шевчук С.С. та ін.

За редакцією д.е.н., проф. Г.І.Башнянина і к.е.н., доц. С.С.Шевчук. 3-тє вид., перероблене і виправлене. – Львів: “Новий Світ -2000”, 2004.

Посібник підготовлений згідно основних вимог програми курсу “Політекономія”, затвердженої і рекомендованої Міністерством освіти і науки України. Розглядаються основи економічного розвитку. Політекономія трактується як вступна частина до економічної теорії і як загальна теорія економічних систем. Загальні закономірності функціонування та розвитку економічних систем аналізуються в контексті формування ринкової економіки в суспільствах перехідного типу.

Призначений для студентів, магістрантів, аспірантів, викладачів вищих навчальних закладів найвищого рівня акредитації.