



К.С. Єпіфанов

ТЕПЛОМАСООБМІН

**Навчальний посібник
до лабораторного практикуму за дисципліною**

2020

Міністерство освіти і науки України
Національний аерокосмічний університет
ім. М.Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут»

К.С. Єпіфанов

ТЕПЛОМАСООБМІН

**Навчальний посібник
до лабораторного практикуму за дисципліною**

Харків "ХАІ" 2020

УДК 536.2

Тепломасообмін. Навчальний посібник до лабораторних робіт за дисципліною «Тепломасообмін».– Харків: Нац. аерокосмічний ун-т “Харк. авіац. ін-т”, 2020. – 137 с.

Навчальний посібник до лабораторних робіт за дисципліною «Тепломасообмін» складений відповідно до існуючої робочої програми і призначений для студентів Національного аерокосмічного університету імені М. Є. Жуковського «ХАІ», яких навчають в галузях знань 14 «Електрична інженерія».

Іл. 56. Бібліогр.: 8 назв.

Рецензент: д.т.н., професор Гакал Павло Григорович

© Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського
«Харківський авіаційний інститут», 2020 г.

Єпіфанов Костянтин Сергійович

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ ТА СКОРОЧЕНЬ

УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ:

A – поглинальна здатність (коефіцієнт поглинання);
Ar – критерій Архімеда;
B – коефіцієнт;
C – теплоємність, Дж/К; безрозмірний коефіцієнт;
D – прозорість;
E – ЕРС термопари, мВ; густина інтегрального випромінювання, Вт/м²; густина монохроматичного випромінювання, Вт/м³;
F – площа, м²;
Fo – критерій Фур'є (безрозмірний час);
Fr – критерій Фруда;
G – масова витрата, кг/с;
Gr – критерій Грасгофа;
I – ентальпія, Дж; сила струму, А; яскравість інтегрального випромінювання, Вт/(м²·ср); яскравість монохроматичного випромінювання, Вт/(м³·ср);
Ja – критерій Якоба;
Q – теплота, Дж; тепловий потік, Вт;
K – безрозмірний комплекс;
Kn – критерій Кнудсена;
L – довжина, м;
M – критерій Маха;
Nu – критерій Нуссельта;
T – температура, К;
P – периметр;
Pe – критерій Пекле;
Pr – критерій Прандтля;
R – термічний опір, (м²·К)/Вт (до одиниці площини) або (м·К)/Вт (до одиниці довжини); газова стала, Дж/(кг·К); безрозмірний радіус; відбивна здатність; електричний опір, Ом;
Tu – ступінь турбулентності;
U – внутрішня енергія, Дж; напруга, В;
V – об'єм, м³;
W – швидкість, м/с;
a - коефіцієнт температуропровідності, м²/с; швидкість звуку, м/с; коефіцієнт поглинання середовища, м⁻¹;

c – питома теплоємність, Дж/(кг·К); коефіцієнт випромінювання, Вт/(м²·К); швидкість світла, м/с;
 d – діаметр, м;
 g – прискорення вільного падіння, м/с²;
 h – висота, м; стала Планка, Дж·с;
 i – питома ентальпія, Дж/кг;
 k – показник адіабати; коефіцієнт;
 l – лінійний розмір, м;
 m – безрозмірний коефіцієнт;
 n – безрозмірний коефіцієнт;
 p – тиск, Па;
 q – густина теплового потоку, Вт/м²; густина об'ємних джерел теплоти, Вт/м³;
 r – радіус, м; коефіцієнт відновлення; питома теплота пароутворення, Дж/кг;
 n – нормаль, м;
 x – лінійний розмір, м; масовий витратний паровміст;
 y – лінійний розмір, м;
 z – лінійний розмір, м;
 α – коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м²·К);
 β – коефіцієнт об'ємного розширення, К⁻¹;
 δ – товщина, м; відносна похибка, %;
 ε – поправочний коефіцієнт; випромінювальна здатність (ступінь чорноти); мала величина;
 K – товщина теплового граничного шару, м;
 λ – коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К); довжина хвилі, м;
 μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, Па·с;
 ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с; частота коливань, Гц;
 φ – кут, °;
 Ψ – кут, рад; коефіцієнт витрати;
 ρ – густина, кг/м³;
 σ – коефіцієнт поверхневого натягу, Н/м; стала Стефана-Больцмана, Вт/(м²·К⁴);
 τ – час, с;
 θ – безрозмірна температура; кут, °;
 ϑ – різниця температур, К;
 ω – тілесний кут, стерadian;

ІНДЕКСИ:

A – поглинання (absorption);

R – віддзеркалення (reflection);
D – прозорість (diffusion);
f – рідина (fluid);
in – внутрішній (inlet);
out – зовнішній (outlet);
p – ізобарний;
sat – насичений;
v – ізохорний; об'ємний;
w – стінка (wall);
x – проекція на вісь ox;
y – проекція на вісь oy;
z – проекція на вісь oz;
L – довжина;
0 - незбурений потік; течія рідини без фазових перетворень;
абсолютно чорне тіло;
б – більший;
в – вода;
вх – вхід;
вих – вихід;
г – гідравлічний;
д – датчик;
дат – датчик;
дин – динамічний;
з – зведений;
е – екран;
к – конвективний; колірний; канал;
кр – критичний;
лог – логарифмічний;
м – менший;
о – дослідний;
осн – основний;
п – початковий; повний; променевий;
пг – граничний;
п.т – початковий тепловий;
пер – перетин;
р – розрахунковий; радіаційний;
ш – вимірна шайба (діафрагма);
q – поправка на звуження;
т – термopара; турбулентний; теоретичний;
х – холодний;

я – яскравісний;
δ – товщина (плівки);
λ – монохроматичний;
ψ – поправка на кут;
φ – кут;

СКОРОЧЕННЯ:

ЛА – літальний апарат;
ЕОМ – електронно-обчислювальна машина, комп'ютер;
ЕРС – електрорушійна сила;

ВСТУП

Теплообмін (теплопередача) - фізичний процес передачі теплової енергії від більш гарячого тіла до менш гарячого, або безпосередньо (при контакті), або через розділяє (тіла або середовища) перегородку з будь-якого матеріалу. Коли фізичні тіла однієї системи знаходяться при різній температурі, то відбувається передача теплової енергії, або теплопередача від одного тіла до іншого до настання термодинамічної рівноваги. Мимовільна передача тепла завжди походить від більш гарячого тіла до менш гарячого, що є наслідком другого закону термодинаміки.

Теорія теплообміну - це наука про процеси переносу теплоти в просторі з неоднорідним розподілом температур.

Під процесом поширення теплоти розуміється обмін внутрішньою енергією між окремими областями середовища, що розглядається.

Наука про теплообміні налічує кілька століть, але справжнього розквіту вона досягла тільки в ХХ столітті, знайшовши широке застосування при вирішенні виникаючих в ході розвитку техніки практичних завдань.

Виділяють три основних види [теплообміну](#) (теплопередачі): [теплопровідність](#), [конвекцію](#) і [теплове випромінювання](#).

Теплопровідністю називають самочинний незворотний процес перенесення внутрішньої (теплової) енергії в просторі з неоднорідним розподілом температури, обумовлений рухом і взаємодією мікрочастинок тіла. У газах і рідинах такими частинками є молекули, в твердих тілах - електрони, іони, атоми.

Конвекція - це процес перенесення теплоти при переміщенні об'ємів рідини або газу між областями з різною температурою.

Тепловим випромінюванням називається процес перенесення теплоти у вигляді електромагнітних хвиль з подвійним взаємним перетворенням теплової енергії в променисту і назад, променистою в теплову.

1 ЗАГАЛЬНІ ПОЛОЖЕННЯ ТЕОРІЇ ТЕПЛООБМІНУ

При розгляді завдань теплообміну передбачається, що навколишнє середовище суцільне. Дискретною структурою речовини (наявність молекул, атомів і іонів) нехтують. Макроскопічні характеристики такого середовища розподілені в просторі безперервним чином. Дискретність реальних тіл, якщо вона впливає на процес теплообміну, враховують, приписуючи середовищі деякі макроскопічні властивості, які також розподілені безперервно.

На підставі подань сучасної фізики явища природи взагалі і теплопровідності зокрема можливо описати і дослідити на основі феноменологічного і статистичного методів.

Метод опису процесу, яка ігнорує мікроскопічну структуру речовини, який би розглядав його як суцільну середу (континуум), називається феноменологічним.

Феноменологічний метод дослідження дає можливість встановити деякі загальні співвідношення між параметрами, що характеризують дане явище і цілому. Феноменологічні закони носять досить загальний характер, а роль конкретної фізичної середовища враховується коефіцієнтами, обумовленими безпосередньо з досвіду.

Інший шлях вивчення фізичних явищ заснований на вивченні внутрішньої структури речовини. Середовище розглядається як деяка фізична система, що складається з великого числа молекул, іонів або електронів з заданими властивостями і законами взаємодії. Отримання макроскопічних характеристик по заданих мікроскопічними властивостями середовища становить основну задачу такого методу, який називається **статистичним**.

Як перший, так і другий метод має свої достоїнства і недоліки. Феноменологічний метод дозволяє відразу встановити загальні зв'язку між параметрами, що характеризують процес і використовувати експериментальні дані, точність яких зумовлює і точність самого методу. У цьому переваги використання феноменологічного підходу при вивченні явища.

Однак сам факт проведення дослідів для виявлення характеристики фізичного середовища є одночасно і недоліком методу, так як цим обмежуються межі застосування феноменологічних законів. Крім того, сучасний експеримент дуже складний і часто є дорогим.

Будь-яке фізичне явище в загальному випадку супроводжується зміною в просторі і часі істотних для даного явища фізичних величин. Будь-який вид теплообміну може мати місце лише за умови, що в різних точках тіла (або системи тіл) температура відрізняється. У загальному випадку процес передачі теплоти теплопровідністю в твердому тілі супроводжується зміною температури як в просторі, так і в часі.

Аналітичне дослідження теплообміну зводиться до вивчення просторово-часової зміни температури. т. е. до знаходження рівняння

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

Рівняння (1.1) являє математичний вираз температурного поля. Таким чином, температурне поле є сукупність значенні температури у всіх точках досліджуваного простору для кожного моменту часу.

Розрізняють стаціонарне і нестаціонарне температурні поля. Рівняння (1.1) є записом найбільш загального вигляду температурного поля, коли температура змінюється з плином часу я від однієї точки до іншої. Таке поле відповідає несталий тепловому режиму і носить назву **нестаціонарного** температурного поля.

Якщо тепловий режим є сталим, то температура в кожній точці поля з плином часу залишається незмінною в таке температурне поле називається **стаціонарним**. У цьому випадку температура є функцією тільки координат.

Температура може бути функцією однієї, двох або трьох координат. Відповідно цьому температурне поле називається **одно-, двох- і тривимірним**.

При будь-якому температурному полі в тілі завжди є точки з однаковою температурою. Геометричне місце таких точок утворює **ізотермічну поверхню**. Так як в одній і тій же точці простору одночасно не може бути двох різних температур, то ізотермічні поверхні один з одним не перетинаються, всі вони або замикаються на себе. або закінчуються на кордонах тіла.

Отже, зміна температури в тілі спостерігається лише в напрямках, які перетинають ізотермічні поверхні. При цьому найбільш різка зміна температури виходить в напрямку нормалі і до ізотермічної поверхні. Границя відношення зміни температури ΔT до відстані між ізотермами по нормалі Δn називається градієнтом температур і позначається одним з таких символів:

$$\lim_{\Delta \vec{n} \rightarrow 0} \frac{\Delta T}{\Delta \vec{n}} = \vec{\text{grad}} T = \vec{\nabla} T = \vec{n} \cdot \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (1.1)$$

де $\vec{\nabla} \dots = \vec{i} \cdot \frac{\partial \dots}{\partial x} + \vec{j} \cdot \frac{\partial \dots}{\partial y} + \vec{k} \cdot \frac{\partial \dots}{\partial z}$ - векторний диференціальний оператор

Гамільтона;

\vec{i} , \vec{j} , \vec{k} - орти осей x , y , z ;

\vec{n} - орт-нормаль до поверхні.

Температурний градієнт $\vec{\text{grad}}T$, К/м, є вектором, направленим по нормалі до ізотермічної поверхні в сторону підвищення температури.

Теплота мимовільно переноситься тільки в сторону зменшення температури. Кількість теплоти, що переноситься через якусь ізотермічну поверхню в одиницю часу називається **тепловим потоком** Q , Вт.

Тепловий потік, віднесений до одиниці площі ізотермічної поверхні, називається густина теплового потоку \vec{q} , Вт/м². **Густина теплового потоку** - вектор, напрям якого збігається з напрямком поширення теплоти в даній точці.

2 ТЕПЛОПРОВІДНІСТЬ

2.1 Основний закон теплопровідності

Теплопровідністю називають самочинний незворотний процес перенесення внутрішньої (теплової) енергії в просторі з неоднорідним розподілом температури, обумовлений рухом і взаємодією мікрочастинок тіла. У газах і рідинах такими частинками є молекули, в твердих тілах - електрони, іони, атоми.

Основний закон теплопровідності (закон Фур'є) встановлює пропорційність векторів густини теплового потоку і градієнта температури у вигляді

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla}T, \quad (2.1)$$

де λ – коефіцієнт теплопровідності, Вт/(м·К).

Перетворюючи (2.1), можливо отримати вираз

$$\lambda = \frac{|\vec{q}|}{|\vec{\nabla}T|} = \frac{Q}{F \cdot \Delta T / \Delta n}. \quad (2.2)$$

З (2.2) випливає фізичний сенс коефіцієнта теплопровідності: це кількість теплоти, що проходить у одиницю часу через 1 м² ізотермічної поверхні при температурному градієнті, що дорівнює 1 К/м.

Коефіцієнт теплопровідності залежить від структури речовини, густини, вологості, тиску, температури. Як правило, з ростом температури коефіцієнт теплопровідності речовини зростає. Закон адитивності для газових сумішей, суспензій, розчинів, сплавів тощо не може бути застосований, тому їх теплопровідність не може бути визначена на підставі властивостей компонент за простими залежностями, як наприклад, теплосмність.

Теплопровідність в газах і парах обумовлюється молекулярною рухом. В процесі зіткнення окремих молекул кінетична енергія передається від одних молекул до інших. При такому механізмі передачі енергії теплопровідністю в газах слід чекати низьких значень внаслідок малих значень густини. Коефіцієнт теплопровідності різних газів лежить в діапазоні 0,005 ... 0,5 Вт/(м·К). В області помірних значень тиску коефіцієнт теплопровідності слабо залежить від тиску, при малих і великих тисках - росте з ростом тиску. Коефіцієнт теплопровідності газів зростають з підвищенням температури.

Коефіцієнт теплопровідності газів, близьких до ідеальних, можливо вирахувати на підставі молекулярно-кінетичної теорії газів:

$$\lambda = \frac{1}{3} \rho \overline{W} \overline{L} c_v, \quad (2.3)$$

де ρ - густина газу;

\overline{W} - середня швидкість руху молекул газу;

\overline{L} - середня довжина вільного пробігу молекул газу;

c_v - питома теплоємність газу при постійному об'ємі.

Механізм поширення тепла в рідині можна уявити як процес перенесення енергії шляхом безладних пружних коливань, аналогічно механізму поширення звуку. Залежність коефіцієнта теплопровідності крапельних рідин може бути апроксимована наступною формулою:

$$\lambda = A \frac{c_p \rho^{4/3}}{\mu^{1/3}}, \quad (2.4)$$

де A – коефіцієнт, що залежить від температури, а не від роду рідини.

З (2.4) слід, що коефіцієнт теплопровідності рідин повинен зменшуватися з підвищенням температури і зростати з підвищенням тиску. Коефіцієнт теплопровідності рідин лежить в діапазоні 0,08 ... 0,7 Вт/(м·К).

В чистих металах поширення тепла обумовлюється в основному електронною провідністю, цим і пояснюється пропорційність коефіцієнтів теплопровідності і електропровідності (закон Відемана-Франца). Унаслідок великої швидкості вільних електронів коефіцієнти теплопровідності чистих металів великі. Наявність домішок в металах призводить до збільшення структурних неоднорідностей, на яких розсіюються електрони. Цим пояснюється менше значення коефіцієнтів теплопровідності сплавів в порівнянні з чистими металами. Зі збільшенням температури вплив домішок на теплопровідність сплавів зменшується і коефіцієнти теплопровідності сплавів збільшуються.

Коефіцієнт теплопровідності металів лежить в діапазоні 20...400 Вт/(м·К).

Теплопровідність неметалічних матеріалів, особливо діелектриків, визначаються в основному коливаннями атомів кристалічної решітки, зважаючи на малу кількість вільних електронів, тому їх коефіцієнти теплопровідності нижче, ніж у металів і сплавів.

Поширення тепла в пористих матеріалах (кераміці, бетоні, цеглі тощо) обумовлюється сукупністю різних явищ. У середині твердих частин тіла, а також в місцях безпосереднього контакту між ними

тепло переноситься завдяки теплопровідності. У середовищі, що заповнює пори, перенесення тепла здійснюється теплопровідністю, конвекцією і випромінюванням одночасно. Роль різних складових теплопереносу змінюється в залежності від умов в розглянутий момент. Так, при підвищенні температури зростає роль теплового випромінювання, при збільшенні розмірів пір - роль конвекції. Тому коефіцієнт теплопровідності пористих тіл залежить від їх об'ємної щільності, вологості, ступеня пористості, форми і розмірів пор, температури і багатьох інших факторів. Коефіцієнт теплопровідності будівельних і теплоізоляційних матеріалів лежить в діапазоні 0,02 ...Вт/(м·К).

У анізотропних тілах величина коефіцієнтів теплопровідності значно залежить від напрямку тепло переносу. Так, наприклад, коефіцієнт теплопровідності деревини, вимірний поперек волокон, може відрізнятись у 3-4 рази від його значення, виміряного вздовж волокон. Коефіцієнт теплопровідності у анізотропних тілах являє собою тензор другого рангу

$$\lambda = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{yx} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{zx} & \lambda_{zy} & \lambda_{zz} \end{bmatrix}. \quad (2.5)$$

Основний закон теплопровідності (рівняння Фур'є) можливо записати у скалярній формі для проєкцій на осі координат наступним образом:

$$\begin{aligned} q_x &= -\lambda_{xx} \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_{xy} \frac{\partial T}{\partial y} - \lambda_{xz} \frac{\partial T}{\partial z} \\ q_y &= -\lambda_{yx} \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_{yy} \frac{\partial T}{\partial y} - \lambda_{yz} \frac{\partial T}{\partial z} \\ q_z &= -\lambda_{zx} \frac{\partial T}{\partial x} - \lambda_{zy} \frac{\partial T}{\partial y} - \lambda_{zz} \frac{\partial T}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Отже, в анізотропних середовищах (на відміну від ізотропних) вектор теплового потоку в загальному випадку не паралельний вектору градієнта температури. Кожна зі складових вектора градієнта температури вносить свій внесок пропорційно ступеня анізотропії матеріалу. Співвідношення (2.5) показують, що проєкції вектора щільності теплового потоку на осі координат пов'язані перехресними ефектами, тобто потік тепла вздовж осі ox в анізотропному тілі викликає перепади температур по інших осях oy і oz і навпаки. Таким

чином, облік анізотропії середовища при математичному описі теплопровідності призводить до суттєвого ускладнення завдання.

2.2 Диференційне рівняння теплопровідності

Отримаємо диференційне рівняння теплопровідності. Інтегруючи

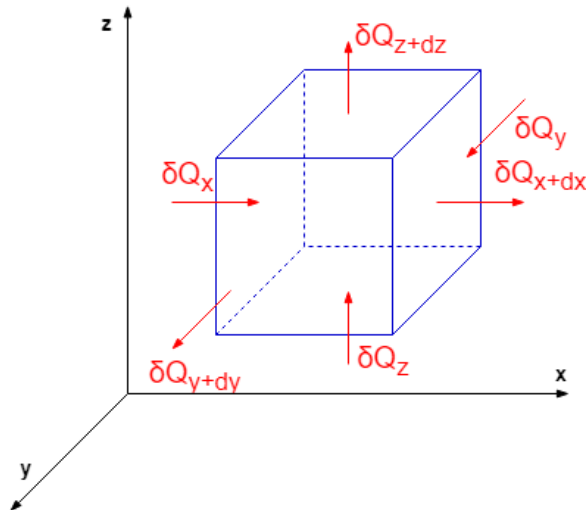


Рис. 2.1. До виведення диференціального рівняння теплопровідності

її, можливо отримати аналітичну залежність проміж величинами для усієї області задачі і всього проміжку часу.

Розглянемо енергетичний баланс об'єму $dV = dx \cdot dy \cdot dz$ (див. рис. 2.1) за проміжок часу $d\tau$. Зробимо наступні припущення:

- тіло однорідне і ізотропне;
- фізичні параметри постійні;
- деформація об'єму, пов'язана зі зміною температурного поля, дуже мала в порівнянні з самим об'ємом;

- внутрішні джерела теплоти розподілені рівномірно.

Об'єднання законів збереження енергії і переносу тепла (2.1) при умові $\lambda = \text{const}$ приводить до диференційного рівняння теплопровідності

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 T + \frac{q_v}{c_v \cdot \rho}, \quad (2.7)$$

де $a = \frac{\lambda}{c_v \cdot \rho}$ - коефіцієнт температуропровідності, m^2/s , величина,

що характеризує швидкість зміни температури;

q_v – густина об'ємних джерел теплоти, $\text{Вт}/\text{м}^3$;

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \text{оператор Лапласа.}$$

Рівняння (2.7) має окремі випадки. При відсутності об'ємних джерел теплоти ($q_v = 0$)

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = a \cdot \nabla^2 T. \quad (2.8)$$

При стаціонарному теплообміні $\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0\right)$ рівняння (2.7) приймає

вигляд

$$\nabla^2 T + \frac{q_v}{\lambda} = 0. \quad (2.9)$$

При стаціонарному теплообміні $\left(\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0\right)$ і відсутності об'ємних джерел теплоти ($q_v = 0$) рівняння (2.7) приймає вигляд

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0. \quad (2.10)$$

Диференціальне рівняння (2.7) отримано на підставі загальних законів фізики, воно описує явище теплопровідності у загальному вигляді. Конкретне явище з класу описується за допомогою приєднання до диференціального рівняння усіх окремих особливостей розглянутого процесу. Ці окремі особливості називаються **умовами однозначності** або **крайовими умовами**.

Умови однозначності включає в собі:

- геометричні умови (геометричні розміри задачі);
- фізичні умови (теплофізичні властивості рідини);
- початкові умови (поле температур у початковий момент часу);
- граничні умови (умови взаємодії простору задачі та навколишнього середовища).

Граничні умови можуть бути:

- I роду (задається температура на межі);
- II роду (задається густина теплового потоку на межі);
- III роду (задається закон взаємодії простору задачі та навколишнього середовища, наприклад, задається температура навколишнього середовища та [закон Ньютона для конвективної тепловіддачі](#)):

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = \alpha (T_w - T_L), \quad (2.11)$$

де α - [коефіцієнт тепловіддачі](#) поверхні, Вт/(м·К);

T_w - температура межі;

T_L - температура навколишнього середовища;

або умови радіаційного теплообміну на поверхні:

$$-\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w = \sigma_0 \varepsilon (T_w^4 - T_L^4), \quad (2.12)$$

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

ε – [ступінь чорноти \(випромінювальна здатність\)](#) поверхні;

або умови радіаційно-конвективного теплообміну на поверхні:

$$\begin{aligned} -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_w &= \alpha (T_w - T_L) + \sigma_0 \varepsilon (T_w^4 - T_L^4) = \\ &= (\alpha + \alpha_p) (T_w - T_L), \end{aligned} \quad (2.13)$$

де α_p – коефіцієнт тепловіддачі, що враховує радіаційний теплообмін;

- IV роду (сполучена задача теплопровідності – задається рівність температур та густини теплових потоків на загальних межах задач):

$$\lambda_1 \left(\frac{\partial T_1}{\partial n} \right)_w = \lambda_2 \left(\frac{\partial T_2}{\partial n} \right)_w. \quad (2.14)$$

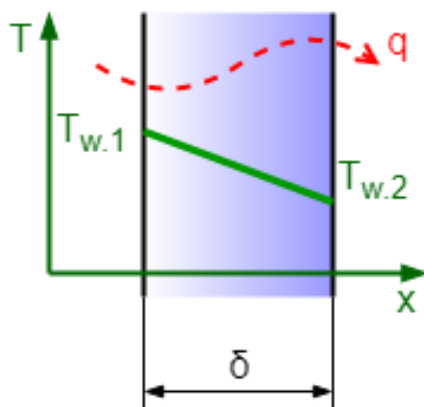


Рис. 2.3. Плaska стінка, граничні умови I роду

2.3 Одновимірні задачі теплопровідності без внутрішніх джерел тепловиділення

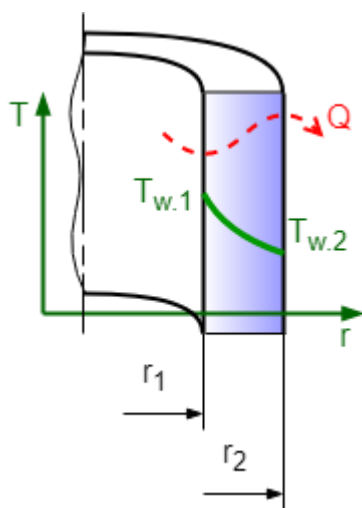


Рис. 2.4. Циліндрична стінка, граничні умови I роду

Розглянемо ряд задач стаціонарної

теплопровідності ($\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0$) в умовах

відсутності внутрішніх джерел теплоти ($q_v = 0$). Рішення рівняння (2.7) для тіл найпростішої форми у цих умовах наведені нижче.

2.3.1 Плaska стінка

Розрахункова схема наведена на рис. 2.3.

Поле температур:

$$T = T_{w.1} - \frac{T_{w.1} - T_{w.2}}{\delta} \cdot x. \quad (2.15)$$

Густина теплового потоку:

$$q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}). \quad (2.16)$$

Тепловий потік:

$$Q = qF = \frac{\lambda}{\delta} \cdot F \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}). \quad (2.17)$$

2.3.2 Циліндрична стінка

Розрахункова схема наведена на рис. 2.4.

Поле температур:

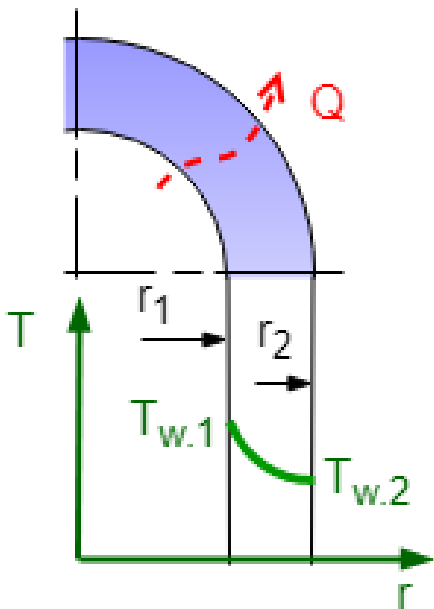
$$T = T_{w.1} - \frac{\ln(r/r_1)}{\ln(r_2/r_1)} \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}). \quad (2.18)$$

Лінійна густина теплового потоку:

$$q_L = \frac{2\pi\lambda}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}). \quad (2.19)$$

Тепловий потік:

$$Q = \frac{2\pi\lambda L}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}). \quad (2.20)$$



2.3.3 Кульова стінка

Розрахункова схема наведена на рис. 2.5.

Поле температур:

$$T = T_{c.1} - \frac{T_{w.1} - T_{w.2}}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} \cdot \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r} \right). \quad (2.21)$$

Тепловий потік:

$$Q = \frac{4\pi\lambda \cdot (T_{w.1} - T_{w.2})}{\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}} =$$

Рис. 2.5. Кульова стінка

$$= \pi\lambda \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}) \cdot \frac{d_1 \cdot d_2}{\delta}. \quad (2.22)$$

Якщо коефіцієнт теплопровідності значно залежить від температури, то у формулах для розрахунку теплового потоку необхідно використовувати середньоінтегральне значення

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{T_{w.1} - T_{w.2}} \int_{T_{w.1}}^{T_{w.2}} \lambda(T) dT. \quad (2.23)$$

2.4 Методи визначення коефіцієнтів теплопровідності в умовах стаціонарного теплового режиму

Теоретичною основою стаціонарних методів визначення теплопровідності, викладених у посібнику, є рішення одновимірних задач теплопровідності без внутрішніх джерел теплоти для тіл найпростішої геометричної форми (пластини, циліндра, кулі) (див. формули (2.15) – (2.22)). З формул випливає, що для експериментального визначення коефіцієнтів теплопровідності необхідно:

- 1) виготовити зразок з досліджуваного речовини тієї чи іншої простої геометричної форми (пластини, циліндра, кулі), заміряти його розміри;
- 2) створити установку, яка дозволяла б організувати теплові потоки, що відповідають умовам, для яких отримані рішення. Це означає, що ізотермічні поверхні в межах зразка повинні бути або площині, паралельні поверхням плоско паралельної пластини, або циліндри, коаксіальні з внутрішньою і зовнішньою поверхнями циліндричного шару, або сфери, що мають спільний з поверхнями сферичного зразка центр. Методи, за допомогою яких домагаються потрібного розташування ізотермічних поверхонь, розглянемо нижче стосовно до конкретних випадків;
- 3) заміряти тепловий потік Q , що проходить через досліджуваний зразок, і температури $T_{w.1}$ і $T_{w.2}$ на обмежуючих його ізотермічних поверхнях;
- 4) за формулами (2.15) – (2.22) визначити значення коефіцієнта теплопровідності досліджуваної речовини (середнє в інтервалі температур $T_{w.1} \dots T_{w.2}$).

Заміри можна виконувати при різних температурах зразки і таким чином визначати залежність коефіцієнта теплопровідності досліджуваної речовини від температури.

При використанні стаціонарних методів вимірювання коефіцієнтів теплопровідності слід звернути особливу увагу на досягнення стаціонарного режиму перенесення тепла, так як нестаціонарність значно викривляє результати експерименту. З огляду на малій швидкості встановлення стаціонарного теплового режиму, що є передумовою методів, експеримент займає багато часу.

Виміри проводилися після вивчення теорії та ознайомлення з досвідченою установкою з інтервалом 5 ... 10 хвилин до настання сталого теплового стану. Результати вимірювань заносять в протокол. Досвід вважається закінченим після того, як показання приладів на протязі декількох вимірів залишаються незмінними. Наступний досвід проводять при іншому температурному режимі (за вказівкою викладача). Для обробки використовують лише дані, отримані при сталому тепловому стані системи.

Розраховане значення коефіцієнта теплопровідності відносять до середньої температури досліджуваного зразка:

$$T = \frac{T_{w.1} + T_{w.2}}{2}. \quad (2.24)$$

Якщо в результаті проведення експерименту є ряд значень, що відповідають різним температурам, то можна побудувати графік залежності коефіцієнта теплопровідності досліджуваного матеріалу від температури.

2.5 Лабораторна робота №1. Визначення коефіцієнтів теплопровідності порошкоподібних тіл методом кульового шару

Мета роботи – поглиблення знань по теорії теплопровідності, вивчення методів експериментального визначення коефіцієнтів

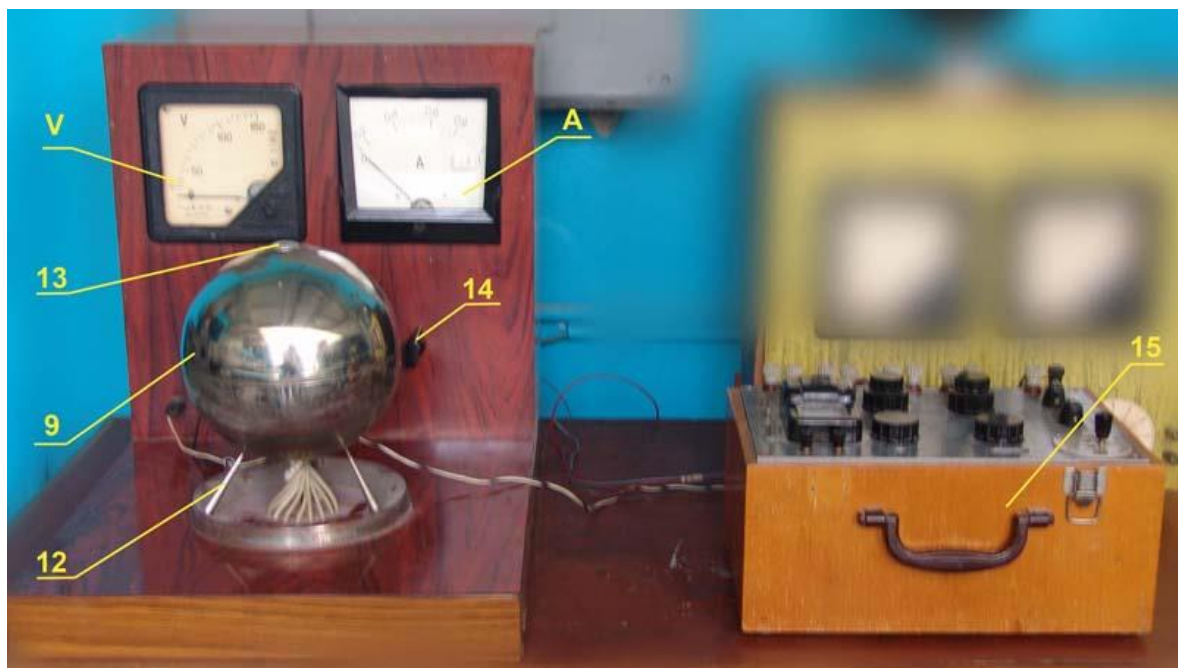


Рис. 2.6. Установка для визначення теплопровідності порошкоподібних тіл

теплопровідності різноманітних матеріалів на сталому тепловому режимі і отримання навичок у проведенні експериментальних робіт.

Зміст роботи:

- 1) Ознайомитись з стаціонарними методами визначення коефіцієнтів теплопровідності твердих, порошкоподібних і газоподібних речовин.
- 2) Експериментально визначити коефіцієнт теплопровідності речовини на установці.
- 3) Скласти звіт о виконанні лабораторної роботи. Звіт має включати в себе:
 - а) короткий опис змісту роботи;
 - б) схему установки, на якій проводили експеримент;

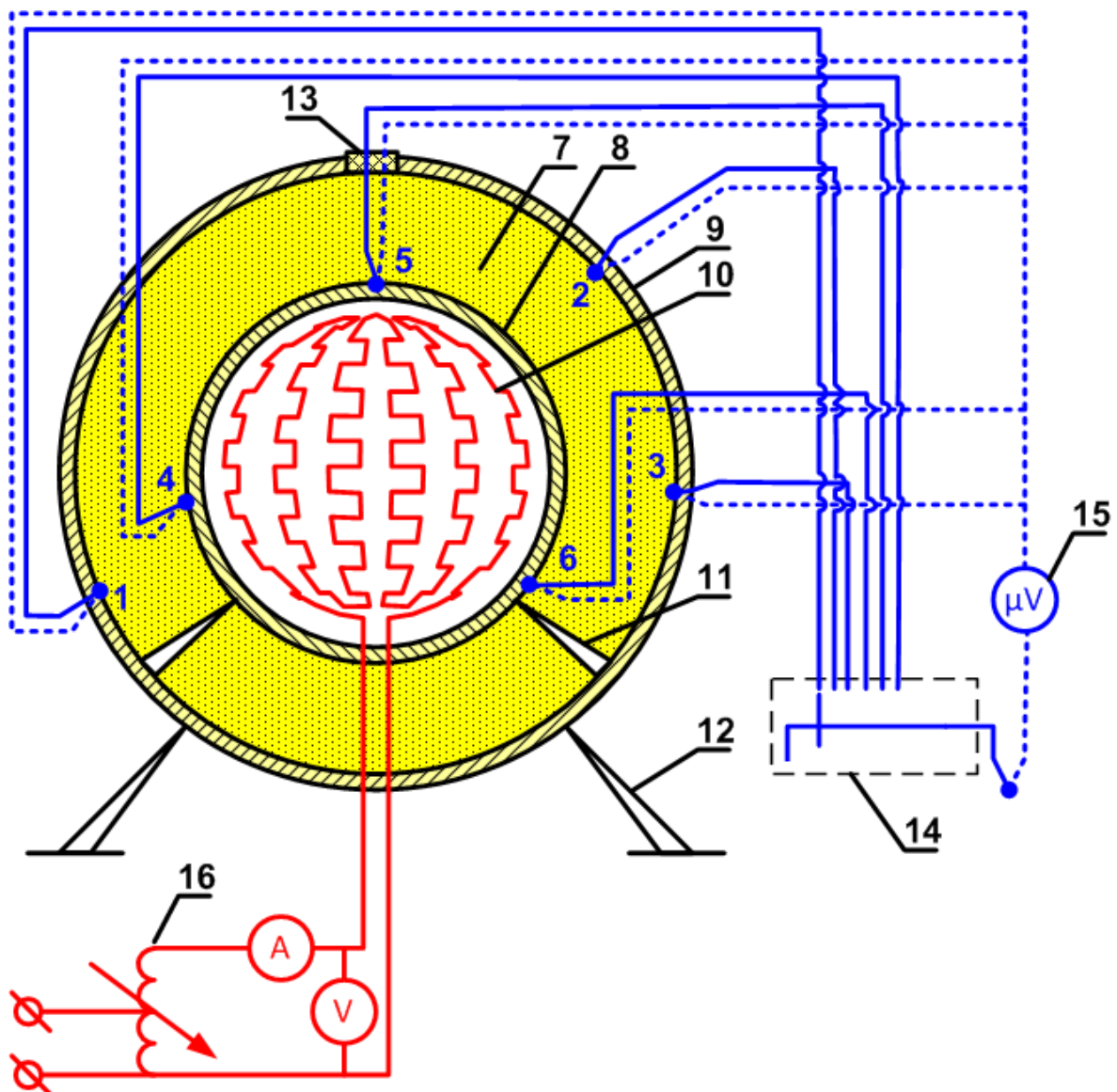


Рис. 2.7. Схема установки для визначення теплопровідності порошкоподібних тіл

- с) протокол вимірювань;
- д) протокол обробки даних експерименту;
- е) висновки.

Фотографія експериментальної установки представлена на рис. 2.6, схема установки – на рис. 2.7. У установці (рис. 2.6, рис. 2.7) досліджуваний матеріал 7 (кварцовий пісок) поміщають між концентричними сферами з зовнішніми діаметрами $d_1 = 86$ мм і $d_{23} = 182$ мм. У середині меншої сфери 8 є електронагрівач 10 з ніхромового дроту, розміщеної рівномірно по внутрішній поверхні сфери. Електронагрівач живиться від мережі змінного струму, потужність його вимірюється з допомогою амперметра А і вольтметра, включених в ланцюг. Потужність нагрівача можна регулювати за допомогою автотрансформатора 16.

Внутрішня 8 і зовнішня 9 сфери виконані на меді, що сприяє вирівнюванню температур на їх поверхнях. Товщина стінок дорівнює відповідно $\delta_1 = 18$ мм; $\delta_2 = 2$ мм, звідси $d_2 = d_{23} - 2\delta_2 = 182 - 4 = 178$ мм (d_2 - зовнішній діаметр шару піску).

Сфери розташовують концентрично за допомогою спеціальних шаблонів 11. Зовнішня сфера має отвір з пробкою 13 для засипки випробуваного матеріалу. Для зменшення витоків тепла через стійки 12 останні виконують з мінімальним контактом в точці зіткнення з зовнішньої сферою. На зовнішній поверхні меншої сфери і внутрішньої поверхні більшої сфери розташовані по три хромель-копелеві термопари (1-6 відповідно). Термопари через перемикач 14 під'єднують до потенціометра з постійною силою струму в ланцюзі реохордів 15 ПП-63, за допомогою якого вимірюють термоЕРС термопар (замість потенціометра можливе використання цифрового мілівольтметра).

Перевагою методу кульового шару є достатня простота установки, однак при цьому потрібне строге центрування куль, рівномірність заповнення кульового простору речовиною, що досліджується.

Засипку кварцового піску в порожнину приладу і включення установки виконує до початку занять лаборант.

В протокол спостережень (табл. 2.1) заносять значення температури навколишнього середовища T_0 , сили струму I і падіння напруги U в ланцюзі нагрівача і термоЕРС всіх термопар ΔE_i ($i = 1, 2, \dots, 6$).

Таблиця 2.1

Номер відліку	T_0	U	I	ЕРС термопар, мВ					
	$^{\circ}\text{C}$	В	А	ΔE_1	ΔE_2	ΔE_3	ΔE_4	ΔE_5	ΔE_6

Коефіцієнт теплопровідності досліджуваного матеріалу визначають за рівнянням (2.22):

$$\lambda = \frac{Q \cdot (d_2 - d_1)}{2 \cdot \pi \cdot l \cdot (T_{w.1} - T_{w.2}) \cdot d_1 \cdot d_2} \quad (2.25)$$

де Q - тепловий потік, Вт, що визначається як потужність, що розсіюється електронагрівачом:

$$Q = I \cdot U \quad (2.26)$$

Обчислене значення коефіцієнта теплопровідності слід відносити до середньої температури досліджуваного матеріалу. Відносна помилка у вимірі коефіцієнта теплопровідності методом кульового шару може бути визначена з виразу:

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta T_{w.1} + \Delta T_{w.2}}{T_{w.1} - T_{w.2}} + \frac{\Delta d_1 + \Delta d_2}{d_2 - d_1} + \frac{\Delta d_1}{d_1} + \frac{\Delta d_2}{d_2} \quad (2.27)$$

де ΔI - абсолютна помилка у вимірюванні сили струму, що визначаються класом точності амперметра;

ΔU - абсолютна помилка у вимірюванні напруги, що визначаються класом точності вольтметра;

$\Delta T_{w.1}$, $\Delta T_{w.2}$ - абсолютна помилка у вимірюванні температур стінок зразка, що визначаються засобом їх визначення, можливо приблизно прийняти $\Delta T_{w.1} \approx \Delta T_{w.2} \approx 0,5 \text{ К}$;

Δd_1 , Δd_2 - абсолютна помилка у вимірюванні діаметрів стінок зразка, можливо приблизно прийняти $\Delta d_1 \approx \Delta d_2 \approx 0,5 \text{ мм}$.

Розрахункову помилку, визначену за формулою (2.27), слід зіставити з розрахунковою помилкою, обчисленою по розкиду дослідних точок.

Контрольні питання

1. Що таке теплопровідність? Назвіть основний закон теплопровідності.
2. Що таке коефіцієнт теплопровідності? Назвіть його розмірність.
3. Розкажіть про механізм теплопровідності в різних середовищах.

4. У чому суть вимірювання коефіцієнта теплопровідності методом сталого теплового потоку?
5. Як позначається на визначенні коефіцієнта теплопровідності та обставина, що виміри проводилися до настання стаціонарного режиму?
6. Які вимоги висувають до матеріалу зовнішньої сфери в установці "кульової шар"? Який матеріал найкраще відповідає цим вимогам?
7. Які вимоги висувають до підставці зовнішньої сфери в установці "кульової шар"? Запропонуйте свій варіант конструктивного виконання установки.
8. Запропонуйте конструктивну схему установки для визначення коефіцієнта теплопровідності рідких і газоподібних тіл.
9. Сформулюйте визначення понять "температурне поле", "ізотермічна поверхня", "температурний градієнт". Поясніть ці поняття.
10. Що таке термічний опір? Приведіть приклади.
11. Якій тепловий процес називається стаціонарним? В чому фізична суть стаціонарності і не стаціонарності?
12. Розкажіть про порядок виміру термоЕРС термопар і перекладу цієї величини в градуси.
13. Як вимірюється термоЕРС за допомогою потенціометру?
14. Які з виміряних величин найбільш сильно впливають на точність визначення коефіцієнта теплопровідності досліджуваного матеріалу?
15. Які існують умови однозначності для розрахунків процесів теплопровідності?
16. Що таке контактний термічний опір? Від яких факторів він залежить?

2.6 Лабораторна робота №2. Визначення коефіцієнтів теплопровідності твердих тіл методом безмежного плоского шару

Мета роботи – поглиблення знань по теорії теплопровідності, вивчення методів експериментального визначення коефіцієнтів теплопровідності різноманітних матеріалів на сталому тепловому режимі і отримання навичок у проведенні експериментальних робіт.

Зміст роботи:

- 4) Ознайомитись з стаціонарними методами визначення коефіцієнтів теплопровідності твердих, порошкоподібних і газоподібних речовин.

- 5) Експериментально визначити коефіцієнт теплопровідності речовини на установці.
- 6) Скласти звіт о виконанні лабораторної роботи. Звіт має включати в себе:
 - а) короткий опис змісту роботи;
 - б) схему установки, на якій проводили експеримент;
 - в) протокол вимірювань;
 - г) протокол обробки даних експерименту;
 - д) висновки.

Фотографію та схему приладу для визначення коефіцієнта теплопровідності твердих тіл методом плоского шару наведено на рис. 2.8 і рис. 2.9.

Зразки з твердих матеріалів 9 виготовлені у вигляді дисків діаметром 100 мм. Товщина зразка підібрана таким чином, щоб забезпечувалося падіння температури, достатня для надійного її вимірювання. Нагрівання однієї з поверхонь і охолодження іншої здійснюють за допомогою плоских нагрівача 7 і холодильника 10. Для

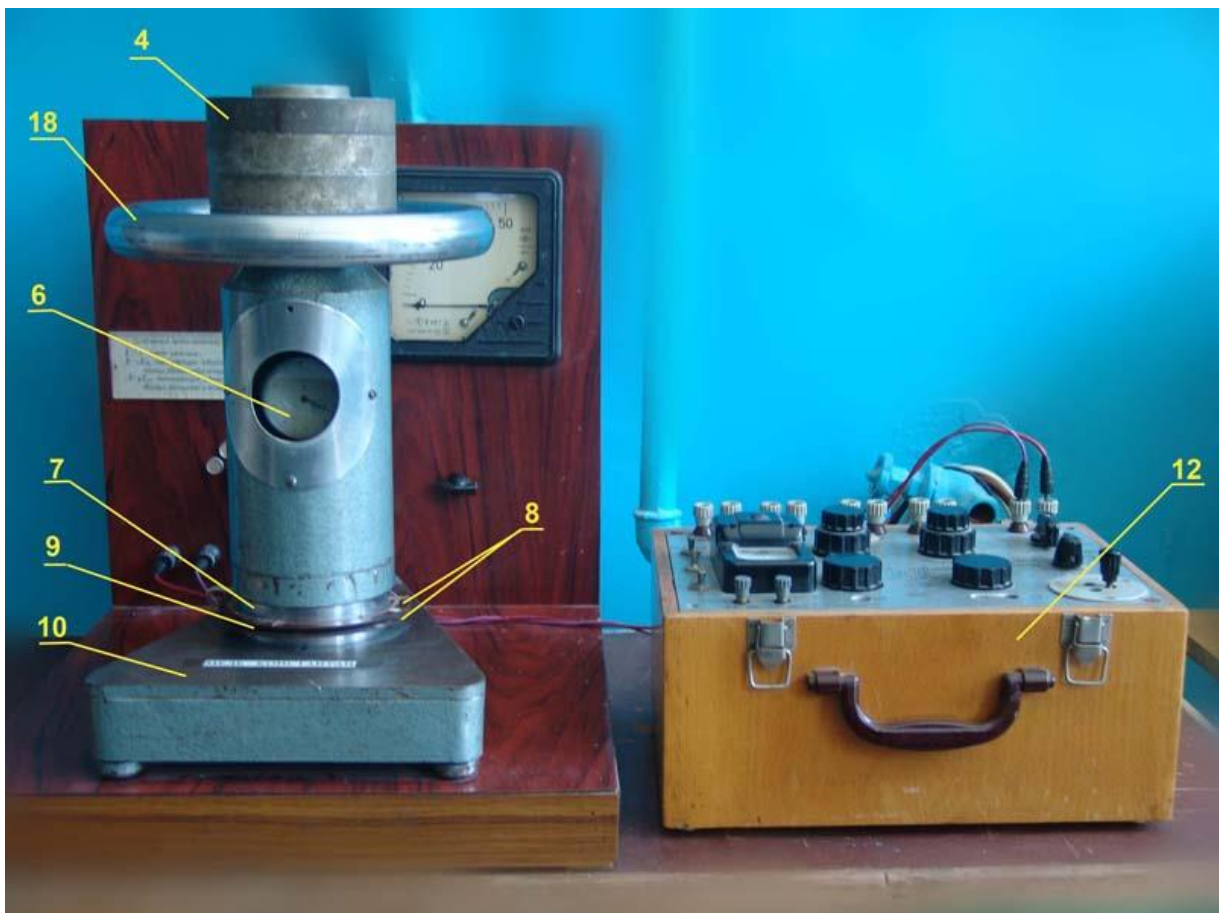


Рис. 2.8. Установка для визначення теплопровідності твердих тіл

того, щоб між поверхнями зразка і плоских нагрівача і холодильника були відсутні повітряні зазори, дотичні поверхні ретельно оброблені і притиснуті один до одного з достатнім зусиллям. Нагрівач являє собою масивний мідний циліндричний блок, всередину якого поміщена ізольована від корпусу ніхромова спіраль. Висока теплопровідність міді сприяє вирівнюванню теплового потоку по поверхні зразка.

У центрі охолоджуваного водою холодильника розташований датчик теплового потоку 13. Коефіцієнт датчика, визначений при його таруванні: $K_D \approx 71,5 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{мВ})$. Тепловий потік визначається за формулою:

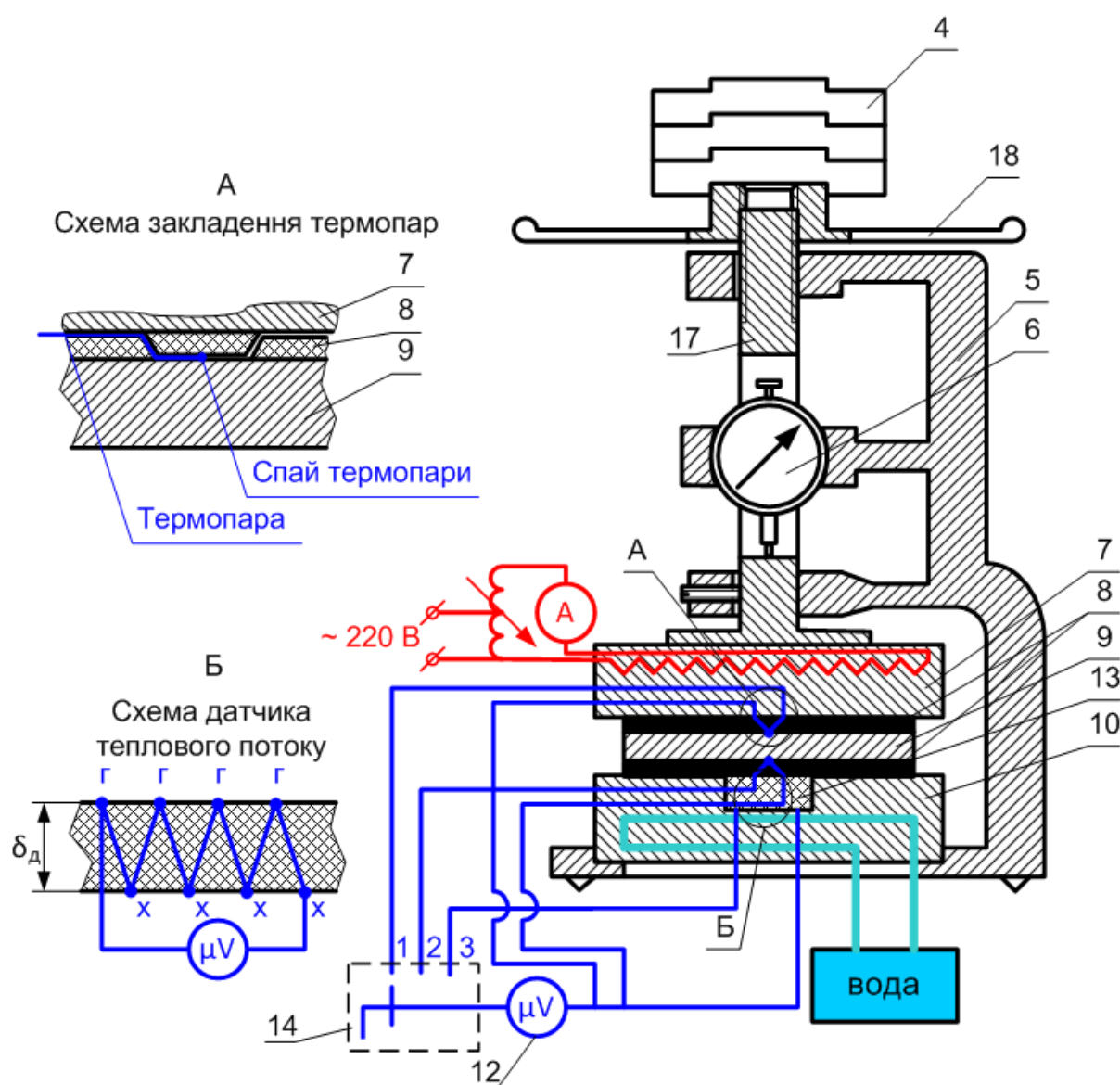


Рис. 2.9. Схема установки для визначення теплопровідності твердих тіл

$$q = K_d \cdot E_{\text{дат}}, \quad (2.28)$$

де $E_{\text{дат}}$ - сигнал датчика теплового потоку, мВ.

Зважаючи на малість розмірів датчика можна вважати, що його пронизує вертикальний тепловий потік. Значення коефіцієнта теплопровідності досліджуваного матеріалу обчислюють з виразу (2.16):

$$\lambda = \frac{q \cdot \delta}{T_{w.1} - T_{w.2}}. \quad (2.29)$$

Для визначення температур поверхонь зразка застосовані мідно-константанові термопари, розташовані на підкладці з тонкої еластичної гуми 8 таким чином, щоб спаї термопар щільно притискалися до поверхні зразка (див. вид А на рис. 2.7). Використовуючи перемикач 14, можна заміряти [потенціометром](#) 12 напругу ΔE_1 , відповідну температуру гарячої поверхні зразка $T_{w.1}$, або напругу ΔE_2 , відповідну температурі холодної поверхні зразка $T_{w.2}$, або сигнал датчика теплового потоку $E_{\text{дат}}$.

Для вимірювання товщини зразка в приладі є вбудований індикатор 6, корпус якого закріплений нерухомо на станині приладу 5, а ніжка впирається в проріз на рухомому штоку 17. На різьбу верхнього кінця штока нагвинчують штурвал 16, який при обертанні за годинниковою стрілкою "сідає" на станину. Продовжуючи обертати штурвал, піднімаємо шток з вантажами 4 і тим самим звільняє зразок. Ніжка індикатора при цьому піднімається вгору. Якщо штурвал обертати проти годинникової стрілки, то шток з вантажами (і ніжка індикатора) почне переміщатися вниз. Коли між штурвалом і корпусом встановиться зазор, зразок і гумові прокладки будуть знаходитися між нагрівачем і холодильником під тиском маси штока, штурвала і вантажів. Таким чином, якщо при налагодженні приладу встановити нуль на шкалі при вилученому зразку і наявності зазору між штурвалом і станиною, то в робочому стані приладу можна за шкалою індикатора заміряти товщину зразка.

УВАГА! Якщо нема впевненості в тому, що нульове значення шкали індикатора встановлено правильно, слід після закінчення експериментів вилучити зразок (для цього вироцують штурвал за годинниковою стрілкою, поки зразок не звільниться від тиску), обертаючи штурвал проти годинникової стрілки, домогтися зазору між штурвалом і станиною і встановити нуль на шкалі індикатора. Не

змінюючи вантажів на штоку, помістити зразок на місце і, привівши прилад в робочий стан (про що свідчить наявність зазору), провести за шкалою відлік товщини зразка.

Результати вимірювань заносять в протокол, форма якого наведена в табл. 2.2.

Таблиця 2.2

Номер відліку	$T_0, ^\circ\text{C}$	$\Delta E_1, \text{мВ}$	$\Delta E_2, \text{мВ}$	$E_{\text{дат}}, \text{мВ}$	$\delta, \text{мм}$

Відносну похибку вимірювання коефіцієнта теплопровідності методом плаского шару розраховують за рівнянням

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta E_{\text{дат}}}{E_{\text{дат}}} + \frac{\Delta T_{w.1} + \Delta T_{w.2}}{T_{w.1} - T_{w.2}} + \frac{\Delta\delta}{\delta}, \quad (2.30)$$

де $\Delta E_{\text{дат}}$ - абсолютна помилка у вимірюванні сигналу датчика теплового потоку, приблизно прийняти $\Delta E_{\text{дат}} \approx 0,025 \text{ мВ}$;

$\Delta T_{w.1}$, $\Delta T_{w.2}$ - абсолютна помилка у вимірюванні температур стінок зразка, що визначаються засобом їх визначення, можливо приблизно прийняти $\Delta T_{w.1} \approx \Delta T_{w.2} \approx 0,5 \text{ К}$;

$\Delta\delta$ - абсолютна помилка у вимірюванні товщина зразка, визначається точністю мікрометра, можливо приблизно прийняти $\Delta\delta \approx 0,005 \text{ мм}$.

Контрольні питання

1. Що таке теплопровідність? Назвіть основний закон теплопровідності.
2. Що таке коефіцієнт теплопровідності? Назвіть його розмірність.
3. Розкажіть про механізм теплопровідності в різних середовищах.
4. У чому суть вимірювання коефіцієнта теплопровідності методом сталого теплового потоку?
5. Як позначається на визначенні коефіцієнта теплопровідності та обставина, що виміри проводилися до настання стаціонарного режиму?
6. Чи можна заміряти коефіцієнт теплопровідності повітря на установці "плоска пластина"? Як це зробити?
7. Запропонуйте конструктивну схему установки для визначення коефіцієнта теплопровідності рідких і газоподібних тіл.

8. Сформулюйте визначення понять "температурне поле", "ізотермічна поверхня", "температурний градієнт". Поясніть ці поняття.
9. Що таке термічний опір? Приведіть приклади.
10. Якій тепловий процес називається стаціонарним? В чому фізична суть стаціонарності і не стаціонарності?
11. Розкажіть про порядок виміру термоЕРС термопар і перекладу цієї величини в градуси.
12. Як вимірюється термоЕРС за допомогою потенціометру?
13. Які з виміряних величин найбільш сильно впливають на точність визначення коефіцієнта теплопровідності досліджуваного матеріалу?
14. Які існують умови однозначності для розрахунків процесів теплопровідності?
15. Що таке контактний термічний опір? Від яких факторів він залежить?

3 КОНВЕКЦІЯ

3.1 Механізм і опис процесів конвекції і конвективної тепловіддачі

3.1.1 Основи положення теорії конвекції і конвективної тепловіддачі

Конвекція – це процес переносу теплоти при переміщенні при переміщенні об'ємів рідини або газу у просторі з області з однією температурою в область з іншою температурою.

Якщо в одиницю часу через одиницю контрольної поверхні перпендикулярно до неї проходить маса рідини $\rho \vec{W}$, то разом з нею переноситься теплота густиною

$$\vec{q}_{\text{конв}} = \rho \vec{W} i. \quad (3.1)$$

Конвекція завжди супроводжується теплопровідністю. В результаті тепловий потік при конвекції описується рівнянням

$$\vec{q} = \vec{q}_{\text{конв}} + \vec{q}_{\text{тп}} = \rho \vec{W} i - \lambda \cdot \vec{\nabla} T. \quad (3.2)$$

Для того, щоб вирішити рівняння (3.2), необхідно доповнити його рівнянням енергії (законом збереження енергії), рівнянням руху (законом збереження імпульсу) і рівнянням суцільності (законом збереження маси). отримана система рівнянь називається системою диференціальних рівнянь конвективного теплообміну. Наприклад, для течії нестисливої [НЬЮТОНІВСЬКОЇ РІДИНИ](#) ця система має вигляд:

$$\begin{cases} \vec{q} = \rho \cdot \vec{W} \cdot i(T, \rho) - \lambda \cdot \vec{\nabla} T \\ \frac{dT}{d\tau} = a \cdot \nabla^2 T + \frac{q_v}{\rho \cdot c_p} \\ \rho \frac{d\vec{W}}{d\tau} = \rho \vec{g} - \vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{W} + \frac{1}{3} \mu \vec{\nabla} (\text{div} \vec{W}) \\ \frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \frac{\partial (\rho W_x)}{\partial x} + \frac{\partial (\rho W_y)}{\partial y} + \frac{\partial (\rho W_z)}{\partial z} = 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

Для вирішення системи рівнянь (3.3) її доповнюють умовами однозначності: геометричними умовами; фізичними умовами; початковими умовами; граничними умовами. Система рівнянь (3.3) застосовується для розрахунків задач конвективного теплообміну на ЕОМ.

Розрізняють **вимушену і природну (вільну) конвекцію**. У першому випадку просторове переміщення текучого середовища відбувається за рахунок поверхневих сил, а саме, перепаду тиску, створюваного зовнішнім джерелом (насосом, компресором).

Наприклад, вимушеної є конвекція при прокачуванні пального по каналах охолодження камери рідинного ракетного двигуна. Природна конвекція виникає в результаті дії поля масових сил на текучу середу з неоднорідним розподілом густини, обумовленим змінністю температури середовища. Прикладом природної конвекції може бути передача теплоти від батареї опалення до повітря житлового приміщення.

Відповідно згаданих видах конвекції прийнято розрізняти конвективний теплообмін при вимушеному і природний рух текучого середовища.

Конвективний теплообмін (тепловіддача) – процес перенесення теплоти між поверхнею твердого тіла і рідиною або газом, що її омивають.

При розрахунках тепловіддачі використовується **закон Ньютона-Ріхмана**:

$$q = \alpha \cdot (T_w - T_f), \quad (3.4)$$

де α – **коефіцієнт тепловіддачі**, Вт/(м²·К) – кількість теплоти, яка передана в одиницю часу через одиницю площі поверхні за різниці температур 1 К між поверхнею та середовищем-теплоносієм; характеризує інтенсивність тепловіддачі;

T_w – температура поверхні теплообміну, К;

T_f – температура текучого середовища в далечині від поверхні теплообміну, К.

Коефіцієнт тепловіддачі залежить від багатьох факторів, зокрема форми та розмірів тіла, швидкості та режиму руху рідини, температури, теплофізичних властивостей рідини.

Величини коефіцієнтів тепловіддачі для різних умов наведені у табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Вид тепловіддачі	α , Вт/(м ² ·К)
Вільна гравітаційна конвекція в газах	5...30
Вільна гравітаційна конвекція у воді	100...1000
Вимушена конвекція в газах	10...500
Вимушена конвекція у воді	500...2·10 ⁴
Вимушена конвекція у рідких металах	10 ² ...3·10 ⁴
Кипіння води	2·10 ³ ...4·10 ⁴
Плівкова конденсація водяного пару	4·10 ³ ...1,5·10 ⁴
Крапельна конденсація водяного пару	4·10 ⁴ ...1,2·10 ⁵

Кількісне визначення коефіцієнтів тепловіддачі є основним завданням теорії конвективного теплообміну. При цьому використовують систему диференціальних рівнянь, що визначає рух суцільного середовища, і що включає в себе рівняння, що описують закони збереження енергії, речовини та кількості руху, закони перенесення і залежність теплофізичних властивостей рідини від параметрів стану, наприклад, систему (3.3).

З іншого боку, вважається, що рідина у поверхні твердого тіла гальмується до нульової відносної швидкості. Це припущення, так звана **гіпотеза прилипання**, вірно, якщо газ досить щільний, щоб виконувалися припущення о його суцільності. Ступінь розрідження потоку визначається критерієм Кнудсена:

$$Kn = \bar{L}/L_0, \quad (3.5)$$

де \bar{L} - середня довжина вільного пробігу молекули газу;

L_0 – характерний розмір області поширення процесу.

Якщо $Kn > 0,001$ – можливо вважати, що умова прилипання виконується.

За замовчуванням будемо розглядати тільки теплообмін в суцільних середовищах.

Якщо гіпотеза прилипання виконується, то рідина у поверхні твердого тіла нерухома і густина теплового потоку у поверхні підкоряється основному закону теплопровідності (2.1):

$$q_c = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0}, \quad (3.6)$$

де \vec{n} - нормаль до поверхні тіла.

З іншої сторони, рівняння Ньютона-Ріхмана (3.4) теж виконується. Прирівнявши (3.4) і (3.6), отримуємо:

$$\alpha = -\frac{\lambda}{T_w - T_f} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n=0}. \quad (3.7)$$

Рівняння (3.7) називається **рівнянням тепловіддачі**. З формули (3.7) випливає, що чим повільніше змінюється температура в напрямку перпендикулярно поверхні теплообміну, тобто товще шар загальмованого у поверхні теплообміну середовища, тим нижче коефіцієнт тепловіддачі. Цей шар називається граничним. Введемо найпростіші поняття і визначення, що дозволяють відстежити цей шар.

3.2 Гідродинамічний і тепловий граничний шар

3.2.1 Гідродинамічний граничний шар

Гідродинамічний граничний шар називається тонкий шар загальмованого газу, що утворюється на поверхні тіл, що обтікає потік (див. рис. 3.1).

Таким чином, при омиванні тіла потік рідини або газу розділяється на дві частини: гідродинамічний граничний шар і

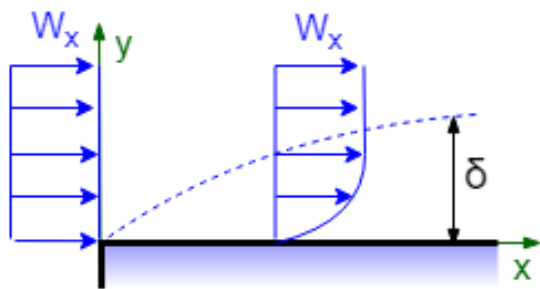


Рис. 3.1. Гідродинамічний граничний шар

зовнішній потік. Всередині гідродинамічного граничного шару $\frac{\partial W_x}{\partial y} \neq 0$, у зовнішньому потоку $\frac{\partial W_x}{\partial y} = 0$, $W_x \approx W_0$.

У зовнішньому потоку переважають сили інерції, у гідродинамічному граничному шарі сили інерції та в'язкості можна порівняти.

Чим більше відстань від передньої кромки тіла, тим більше товщина гідродинамічного граничного шару δ .

Під товщиною гідродинамічного граничного шару мається на увазі така відстань від стінки, на якій швидкість буде відрізняться від швидкості зовнішнього потоку W_0 на малу величину. При $y = \delta$ $W_x = (1 - \varepsilon) \cdot W_0$, ε – мала величина, наприклад, $\varepsilon = 0,01$.

3.2.2 Тепловий граничний шар

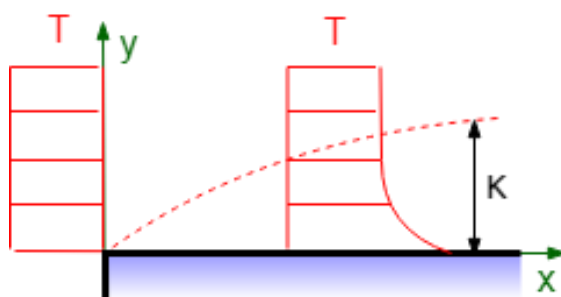


Рис. 3.2. Тепловий граничний шар

Тепловий граничний шар – шар рідини у стінки, у межах якого температура змінюється від температури стінки до температури зовнішнього потоку (див. рис. 3.2).

Для області всередині теплового граничного шару $\frac{\partial T}{\partial y} \neq 0$, для області зовнішнього потоку $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$, $T = T_0$, де T_0 – температура зовнішнього потоку.

Товщина теплового граничного шару k у загальному випадку, не дорівнює товщині гідродинамічного граничного шару, хоча це величини одного порядку.

3.2.3 Граничні шари при вільній конвекції

Своєрідно будується граничний шар в разі вільного теплового течії, викликаного різницею густини більш і менш нагрітих частинок рідини. Дане раніше визначення граничних шарів залишається справедливим і для вільного руху. Однак у багатьох винятках швидкість далеко від тіла, у якого виник вільний рух, дорівнює нулю. На рис. 3.3 наведено зразкову розподіл температур і швидкостей в певному перетині вільного потоку у гарячого тіла. В даному випадку товщини теплового і гідродинамічного шарів також

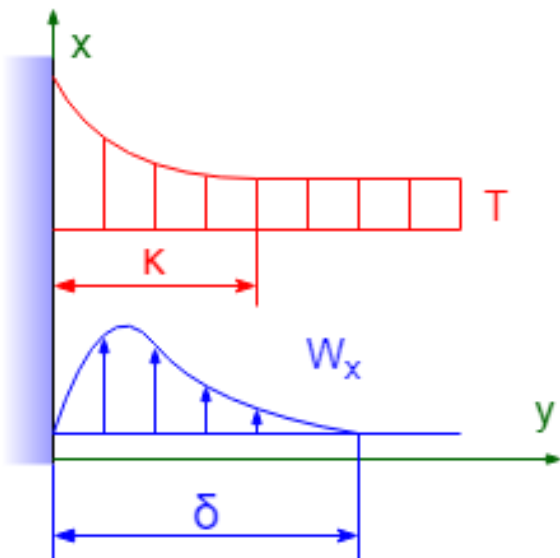


Рис. 3.3. Граничні шари при вільній конвекції

можуть не збігатися.

3.3 Основи теорії подібності

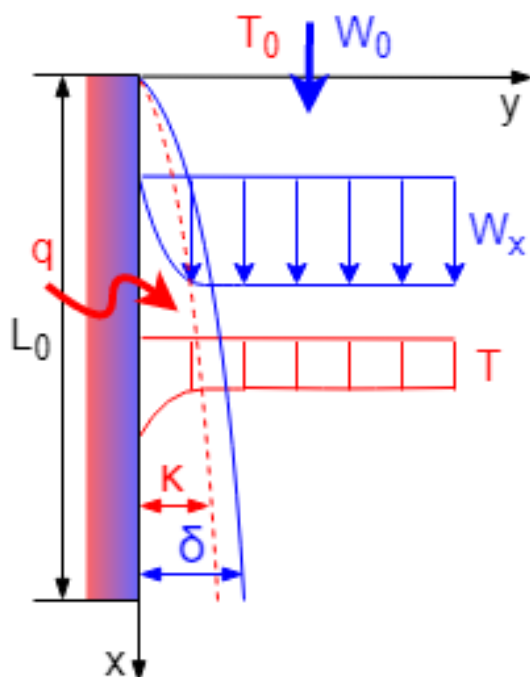


Рис. 3.4. Вимушена конвекція у плоскої стінки

Відповідно до [теорії подібності](#), для узагальнення результатів одиничного досвіду їх треба представити в безрозмірному вигляді як функціональний зв'язок між шуканим параметром і відносинами факторів, що визначають розглядається явище. Такий зв'язок однакова у всіх подібних явищ, якщо у них кількісно збігаються згадані відносини. В цьому випадку зіставляються явища називають подібними, а відносини чинників - критеріями (числами) подібності.

Вираз критеріїв через характерні значення (масштаби)

параметрів процесу в теорії подібності встановлюють, приводячи до безрозмірною формі відповідне диференціальне рівняння, оскільки саме його члени є фактори, які є важливими для процесу.

Можливо сформулювати умови подібності фізичних явищ:

- подібні процеси повинні бути якісно однаковими, тобто вони повинні мати однакову фізичну природу і описуються однаковими рівняннями;
- умови однозначності подібних процесів повинні бути однаковими у всьому, крім чисельних значень розмірних сталих в цих умовах;
- однойменні безрозмірні змінні подібних процесів повинні мати однакові чисельні значення.

Отримуємо критерії подібності, розглянувши теплообмін при вимушеній конвекції у плоскій стінки (див. рис. 3.4). Диференційні рівняння енергії, руху та нерозривності мають вигляд:

$$\begin{cases} W_x \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + W_y \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2} \\ W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} + g\beta\vartheta, \\ \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (3.8)$$

де $\vartheta = T - T_0$, К;

ν - коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с;

g - прискорення вільного падіння, м/с²;

$\beta = -\frac{1}{\rho} \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$ - коефіцієнт об'ємного розширення, К⁻¹;

Граничні умови:

$y \rightarrow \infty$: $\vartheta = \vartheta_0 = 0$; $W_x = W_0$; $W_y = 0$; $W_z = 0$;

$y = 0$, $0 \leq x \leq L_0$, $-\infty \leq z \leq +\infty$: $\vartheta = \vartheta_w = T_w - T_0 = \text{const}$; $W_x = 0$; $W_y = 0$; $W_z = 0$.

Введемо масштаби величин, отримаємо безрозмірні параметри:

$\bar{x} = x/L_0$; $\bar{y} = y/L_0$; $\bar{W}_x = W_x/W_0$; $\bar{W}_y = W_y/W_0$; $\theta = \vartheta/\vartheta_w$.

Перетворимо рівняння енергії:

$$W_x \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + W_y \frac{\partial \vartheta}{\partial y} = a \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial y^2}, \quad (3.9)$$

$$(\overline{W}_x W_0) \frac{\partial(\theta \vartheta_w)}{\partial(xL_0)} + (\overline{W}_y W_0) \frac{\partial(\theta \vartheta_w)}{\partial(yL_0)} = a \frac{\partial^2(\theta \vartheta_w)}{\partial(yL_0)^2}, \quad (3.10)$$

$$\frac{W_0 L_0}{a} \left(\overline{W}_x \frac{\partial \theta}{\partial x} + \overline{W}_y \frac{\partial \theta}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2}. \quad (3.11)$$

Перетворимо рівняння руху:

$$W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} = \nu \frac{\partial^2 W_x}{\partial y^2} + g\beta \vartheta, \quad (3.12)$$

$$(\overline{W}_x W_0) \frac{\partial(\overline{W}_x W_0)}{\partial(xL_0)} + (\overline{W}_y W_0) \frac{\partial(\overline{W}_y W_0)}{\partial(yL_0)} = \nu \frac{\partial^2(\overline{W}_x W_0)}{\partial(yL_0)^2} + g\beta(\theta \vartheta_w),$$

$$\frac{W_0 L_0}{\nu} \left(\overline{W}_x \frac{\partial \overline{W}_x}{\partial x} + \overline{W}_y \frac{\partial \overline{W}_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial^2 \overline{W}_x}{\partial y^2} + \frac{g\beta \vartheta_w L_0^3}{\nu^2} \cdot \frac{\nu}{W_0 L_0} \cdot \theta, \quad (3.13)$$

Перетворимо рівняння нерозривності:

$$\frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0, \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial(\overline{W}_x W_0)}{\partial(xL_0)} + \frac{\partial(\overline{W}_y W_0)}{\partial(yL_0)} = 0, \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial \overline{W}_x}{\partial x} + \frac{\partial \overline{W}_y}{\partial y} = 0. \quad (3.16)$$

Граничні умови:

$$y \rightarrow \infty: \theta = 0; \overline{W}_x = 1; \overline{W}_y = 0; \overline{W}_z = 0;$$

$$y = 0, 0 \leq x \leq 1, -\infty \leq z \leq +\infty: \theta = 1; \overline{W}_x = 0; \overline{W}_y = 0; \overline{W}_z = 0.$$

Рівняння тепловіддачі (3.7) після перетворення приймає вигляд:

$$\frac{\alpha L_0}{\lambda} = - \cdot \left(\frac{\partial \theta}{\partial y} \right)_{y=0}. \quad (3.17)$$

Тепер рівняння стали безрозмірними. Кожне з них буде ідентичним у двох порівнюваних випадків тепловіддачі, якщо для цих випадків кількісно співпадають безрозмірні комплекси з масштабів.

Отже, ці комплекси є критеріями теплової подібності. З'ясуємо їх фізичний зміст.

Критерій Нуссельта:

$$Nu = \frac{\alpha L_0}{\lambda}. \quad (3.18)$$

Критерій Нуссельта є, по суті, шуканою безрозмірною величиною (безрозмірним коефіцієнтом тепловіддачі). Його можна розглядати як відношення питомих термічних провідностей тепловіддачі α і теплопровідності λ/L_0 текучого середовища. Згідно фізичному змісту коефіцієнта тепловіддачі, критерій Нуссельта виражає відношення інтенсивностей конвективного теплопереносу і теплопровідності поблизу поверхні теплообміну. Випадок $Nu = 1$ означає, що процес тепловіддачі здійснюється тільки теплопровідністю, тому критерій Нуссельта характеризує збільшення інтенсивності теплообміну біля стінки за рахунок конвекції текучого середовища. Оскільки в критерій Нуссельта входить шукана величина (коефіцієнт тепловіддачі), він є не визначальним, а обчислюваним критерієм подібності.

Критерій Пекле:

$$Pe = \frac{W_0 L_0}{a} = \frac{\rho c_p W_0 \Delta T}{(\lambda/L_0) \Delta T}. \quad (3.19)$$

Критерій Пекле є визначальним критерієм теплової подібності. Як видно з рівняння енергії, він виражає відношення питомих термічних провідностей конвекції і теплопровідності в потоці текучого середовища.

Критерій Прандтля:

$$Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu}{a} = \frac{W L_0}{a} \cdot \frac{\nu}{W L_0} = \frac{Pe}{Re}. \quad (3.20)$$

Критерій Прандтля цілком складений з фізичних властивостей середовища і тому є безрозмірною їх характеристикою (інакше кажучи, він безрозмірно характеризує фізичні умови однозначності). З урахуванням того, що критерій Рейнольдса вже входить в систему критеріїв динамічного подоби, які для задач конвективного теплообміну є визначальними, тут замість критерію Пекле звичайно використовують критерій Прандтля.

Критерій Грасгофа:

$$Gr = \frac{g\beta\Delta TL_0^3}{\nu^2}. \quad (3.21)$$

Критерій Грасгофа характеризує підйомну силу, що виникає внаслідок різниці густини рідини.

Якщо теплообмін відбувається в умовах дії поля масової сили, відмінною від гравітаційної, то в критерій Грасгофа замість g підставляють напруженість результуючого поля масових сил (сумарне прискорення).

Модифікацією критерію Грасгофа є критерій Архімеда:

$$Ar = \frac{gL_0^3}{\nu^2} \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho}. \quad (3.22)$$

Іноді замість критерію Грасгофа використовують **критерій Фруда**:

$$Fr = \frac{W^2}{gL_0} = \frac{W^2 L_0^2}{\nu^2} \cdot \frac{\nu^2}{g\beta\Delta TL_0^3} \cdot \beta\Delta T = \frac{Re^2}{Gr} \cdot \beta\Delta T. \quad (3.23)$$

Критерій Фруда характеризує співвідношення між силою інерції і зовнішньою силою, в поле якої відбувається рух, що діють на елементарний об'єм рідини або газу:

З урахуванням викладеного, результати експериментального дослідження стаціонарної тепловіддачі до нестисливого текучого середовища слід оформляти у вигляді критеріального рівняння

$$Nu = f(Re, Gr, Pr, x, y, z, \dots). \quad (3.24)$$

При написанні критеріальних рівнянь позначення критеріїв подібності часто доповнюють позначеннями, що дають додаткові відомості - визначальну температуру (значення температури, при якій визначаються теплофізичні властивості середовища при розрахунку критерію подібності), що визначає розмір (лінійний розмір, який використовується для розрахунку критерію подібності) тощо. Так, наприклад, запис $\overline{Nu}_{f,d}$ означає, що коефіцієнт тепловіддачі, що входить у вираз критерію Нуссельта - середній по поверхні теплообміну (риса над Nu), визначальною температурою є температура рухомого середовища (рідини або газу) T_f , а характерним розміром є діаметр d .

3.4 Аналіз розмірностей в дослідженні тепловіддачі

Структуру критеріїв подібності можна також встановити, спираючись на уявлення [аналізу розмірностей](#). В основі його лежать три теореми:

- будь-яке співвідношення між розмірними величинами можна привести до співвідношення [безрозмірних величин](#);
- [розмірності](#) похідних величин мають форму ступеневого одночлена розмірностей основних величин;
- кількість безрозмірних комплексів, що характеризують процес, дорівнює різниці кількостей похідних і основних величин, істотних для процесу.

Остання теорема дозволяє перевірити правильність використання аналізу розмірностей для пошуку критеріїв подібності. Техніка пошуку полягає в переході від розмірних величин до безрозмірних (цей перехід допускає перша теорема) із застосуванням другої теореми. Попередньо слід встановити повну систему величин, істотних для даного явища.

Виконаємо згаданий перехід для стаціонарного випадку вимушеної конвекції рідини в трубі. Зрозуміло, що коефіцієнт тепловіддачі залежить від обставин перебігу (вони визначені характерними розміром D_0 і швидкістю W_0), а також від властивостей рідини (її густини ρ , в'язкості μ , теплопровідності λ , теплоємності c_p). Згідно з другою теоремою аналізу розмірностей, маємо

$$[\alpha] = [D_0]^a [W_0]^b [\rho]^c [\mu]^d [\lambda]^e [c_p]^f, \quad (3.25)$$

де μ – коефіцієнт динамічної в'язкості, Па·с;

Виразимо розмірності всіх параметрів через розмірності основних величин (довжини, часу, маси, температури), позначивши їх відповідно L , t , M , T . Згадуючи, що $[\alpha] = \text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$, $[\mu] = \text{Па} \cdot \text{с}$, $[\lambda] = \text{Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$, $[c_p] = \text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$, причому $\text{Вт} = \text{Дж}/\text{с}$, $\text{Па} = \text{Н}/\text{м}^2$, $\text{Дж} = \text{Н} \cdot \text{м}$, $\text{Н} = \text{кг} \cdot \text{м}/\text{с}^2$, отримуємо

$$\frac{M}{t^3 T} = L^a \left(\frac{L}{t}\right)^b \left(\frac{M}{L^3}\right)^c \left(\frac{M}{Lt}\right)^d \left(\frac{ML}{t^3 T}\right)^e \left(\frac{L^2}{t^2 T}\right)^f. \quad (3.26)$$

Оскільки розмірності правої і лівої частин цього виразу повинні збігатися, значення показників ступенів в обох частинах у L , t , M , T повинні бути однакові. Прирівнюючи згадані показники, отримуємо систему алгебраїчних рівнянь:

для L: $0 = a + b - 3c - d + e + 2f$;
 для t: $-3 = -b - d - 3e - 2f$;
 для M: $1 = c + d + e$;
 для T: $-1 = -e - f$.

Вона містить 6 невідомих, тому два показника ступеня слід задати. Беручи за такі ступеня c і f , висловлюємо через них інші показники: $e = 1 - f$; $d = f - c$; $b = c$; $a = c - 1$.

Підставивши отримані показники в вихідний вираз, маємо

$$[\alpha] = \frac{[D_o]^c}{[D_o]} [w_o]^c [\rho]^c \frac{[\mu]^f [\lambda]}{[\mu]^c [\lambda]^f} [c_p]^f \quad (3.27)$$

Узагальнюючи отриману ступеневу залежність між розмірностями на самі величини, запишемо:

$$\alpha = A \frac{D_o^c}{D_o} w_o^c \rho^c \frac{\mu^f \lambda}{\mu^c \lambda^f} c_p^f, \quad (3.28)$$

де A - числовий множник. Об'єднавши величини з однаковими показниками ступеня, отримаємо

$$\frac{\alpha D_o}{\lambda} = A \left(\frac{\rho w_o D_o}{\mu} \right)^c \left(\frac{\mu c_p}{\lambda} \right)^f \quad (3.29)$$

Перевірка показує, що тут все комплекси параметрів є безрозмірними. Порівнюючи (3.29) з виразами (3.18) - (3.23), бачимо, що ці комплекси являють собою критерії Нуссельта, Рейнольдса і Прандтля відповідно. Сама ж залежність (3.29) є, згідно (3.26), основою критериального рівняння тепловіддачі при вимушеній конвекції рідини в трубі.

Як видно, аналіз розмірностей дозволив встановити вид визначальних критеріїв подібності (Re, Pr) і безрозмірного коефіцієнта тепловіддачі (визначеного критерію Nu). Цей аналіз виявив також структуру критериального рівняння тепловіддачі (має вид статичного одночлена). Значення множника A і показників ступеня c, f в цьому рівнянні не визначені - їх встановлюють за допомогою експерименту. Ті значення A, c, f , які знайдені в одиничному досвіді з деякими діапазоном зміни визначають і параметричних критеріїв, справедливих для всіх подібних випадків вимушеної конвекції, подібних дослідженому (тобто мають значення зазначених критеріїв, що потрапляють в згаданий діапазон).

Аналогічна процедура для стаціонарної природної конвекції призводить до рівняння

$$Nu = BGr^{m_1} Pr^{m_2}, \quad (3.30)$$

де Gr - число Грасгофа згідно (3.21). Тут враховано, що при природній конвекції обставини перебігу визначаються характерним лінійним розміром L_0 (наприклад, висотою вертикальної стінки) і комплексом $g\beta\Delta T$, що входить в формулу підйомної сили.

Зіставлення виразів (3.29) і (3.30) дозволяє стверджувати, що в тих випадках стаціонарної вимушеної конвекції, коли істотний внесок вносить конвекція природна, основою критеріального рівняння тепловіддачі є вираз

$$Nu = CRE^{n_1} Gr^{n_2} Pr^{n_3}, \quad (3.31)$$

де чисельний множник C і показники ступенів n_1, n_2, n_3 знаходять дослідним шляхом.

У рівняння (3.29) - (3.31) можуть також входити параметричні критерії, що відображають вплив геометричних і граничних умов однозначності.

Якщо порівняти залежності (3.25) і (3.30), можливо помітити, що після переходу до безрозмірної форми рівняння кількість параметрів

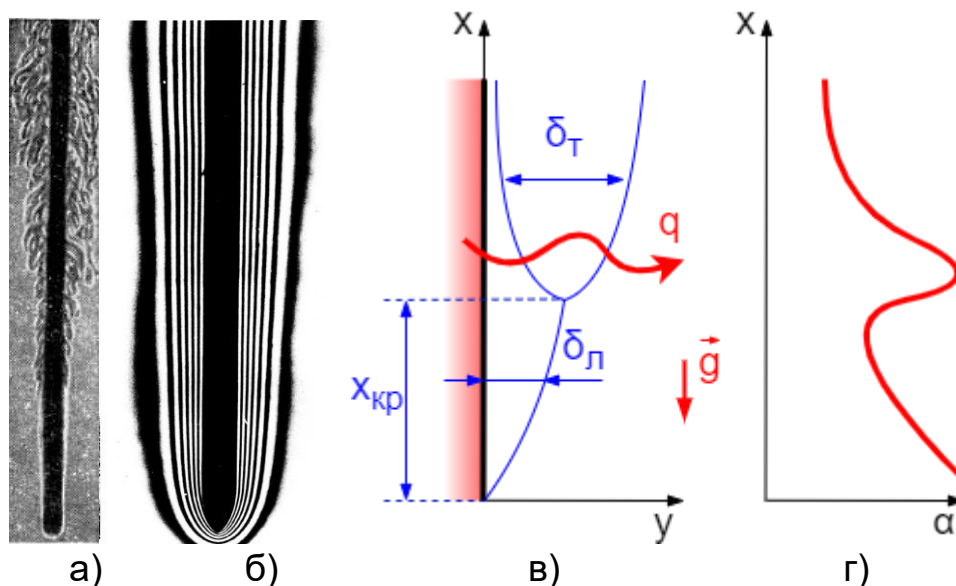


Рис. 3.5. Вільна конвекція у вертикальній стінці: а – рух повітря у гарячої стінки; б – тепловий граничний шар у вигляді інтерферограми [1], видно ізотерми; $Gr_x = 5 \cdot 10^6$, $x = 0,1$ м; в) розвиток гідродинамічного граничного шару; г) залежність коефіцієнту тепловіддачі

знизилась з шести до двох. Цей висновок відповідає так званій пі-теоремі.

Пі-теорема Букінгема — це ключова теорема в аналізі розмірностей. Це формалізація методу аналізу розмірностей Релея. Вільно кажучи, теорема стверджує, що якщо рівняння включає певну кількість n фізичних змінних, тоді початкове рівняння можна переписати за допомогою множини з $p = n - k$ безрозмірнісних параметрів, сконструйованих з початкових змінних. (Тут k — це кількість залучених фізичних розмірностей).

Зменшення кількості параметрів залежності при її перетворенні дозволяє значно зменшити об'єм експериментів при отриманні емпіричних залежностей тепловіддачі.

3.5 Тепловіддача при вільному русі рідини

3.5.1 Загальні положення теорії вільно-конвективного теплообміну і узагальнені результати досліджень

Процеси теплообміну при вільній конвекції рідин і газів мають вельми широке поширення як в техніці, так і в побуті. Вільним називається рух рідини внаслідок різниці густини нагрітих і холодних частинок. Наприклад, при зіткненні повітря з нагрітим тілом повітря нагрівається, легшає і піднімається вгору (див. рис. 3.5). Характер розподілу параметрів у граничних шарах при вільній конвекції описаний в п. 3.2.3.

Вільно-конвективний теплообмін слід враховувати при розрахунку ядерних енергоустановок, в яких існують контури з малими швидкостями вимушеного руху і великі порожнини, займані рідиною. Завдання відведення тепла від зовнішньої поверхні корпусів енергетичних машин і електродвигунів, теплопередачі через замкнуті вентильовані прошарку і порожнини між деталями машин, охолодження практично всієї радіоелектронної апаратури та блоків управління літальними апаратами, транспортування і зберігання рідких і газоподібних нафтопродуктів, опалення та кондиціонування різних об'єктів, проектування і розрахунку аеростатів, процесів циркуляції води мирового океану і невеликих водойм, русі магми в глибинах Землі та інших планет, кліматології, екології та енергетики атмосферних процесів і багато інших не можна не тільки правильно вирішити, але і правильно сформулювати без чіткого розуміння механізму вільно-конвективного теплообміну.

Вільно-конвективний теплообмін необхідно враховувати і при розрахунку високотемпературних парових і газових турбін. Ним визначаються, наприклад, процеси в порожнинах турбін, що

відрізняються різноманітністю форм і температурних граничних умов. На природній циркуляції проміжного теплоносія в охолоджуючих каналах під дією відцентрових сил ґрунтується застосування термосифонної схеми охолодження робочих лопаток турбін, забезпечує найбільш інтенсивний з теплофізичної точки зору тепловідвід. Вільний рух під дією гравітаційного поля в системі з неоднорідним розподілом щільності середовища (викликаним неоднорідним розподілом температури, концентрації будь-якого компонента в суміші або наявністю фаз з різною щільністю) називають **гравітаційним вільним рухом**. Теплообмін при вільному русі середовища називають **вільно-конвективним теплообміном**, якщо рух відбувається в необмеженій області, або **теплообміном при природній конвекції**, якщо рух відбувається в необмеженому обсязі.

Слід зауважити, що у прикладних задачах інтенсивність впливу полів відцентрових, коріолісових, електромагнітних і тому подібних сил може бути у багато разів перевищувати вплив гравітаційного поля Землі.

Розглянемо процес розвитку термічної гравітаційної конвекції. Нехай тверде тіло, рівномірно нагріте до температури T_w , внесено в середовище з більш низькою температурою T_f (див. рис. 3.5.а). Елементи середовища, прилеглі до поверхні тіла, приймають його температуру в результаті теплового взаємодії тіла і середовища. Початковий етап процесу поширення тепла в середовищі визначається молекулярним перенесенням, тобто теплопровідністю. Зміни температури середовища відповідають зміні розподілу її щільності, що призводить до взаємного заміщення елементів середовища, тобто виникає рух елементів середовища, викликане архімедовими підйомними силами. Залежно від співвідношення між в'язкими, об'ємними і інерційними силами можливі різні режими руху середовища. У разі малої різниці температур між поверхнею твердого тіла і середовища далеко від нього основним механізмом теплообміну є теплопровідність. Подальше збільшення різниці температур призводить до розвитку конвекції, характер якої істотно залежить від розташування поверхні теплообміну. При незначній величині інерційних сил буде спостерігатися в'язкісно-гравітаційний режим. У разі значних температурних напорів встановлюється турбулентний режим, що відрізняється інтенсивним хаотичним рухом мас рідини,

характеристики якого описуються випадковими функціями просторових координат і часу.

На рис. 3.5.в показаний характер зміни граничного шару при вільно-конвективного теплообміну нагрітої вертикальної поверхні. У нижній частині утворюється ламінарний прикордонний шар, товщина якого збільшується в напрямку руху середовища. При цьому тепловіддача зменшується. На певній висоті $x_{кр}$ ламінарний рух порушується і переходить в турбулентний, що супроводжується збільшенням тепловіддачі. На ділянці поверхні, де характеристики турбулентності стають статистично однаковими, коефіцієнт тепловіддачі перестає залежати від розмірів тіла (див. рис. 3.5.г).

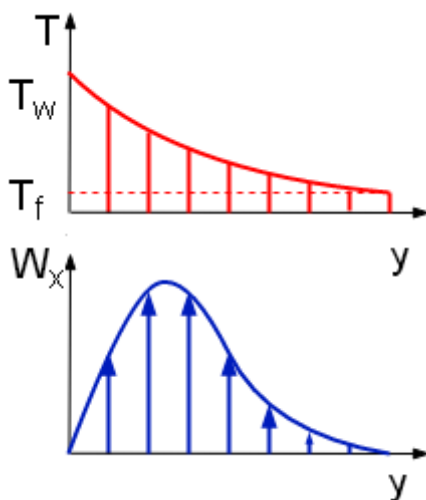


Рис. 3.6. Тепловий і гідродинамічний граничні шари при вільній конвекції у вертикальній стінці

Далеко від вертикальної поверхні рідина знаходиться в стані спокою. Шар рідини, що безпосередньо прилягає до поверхні, також недоступний в силу умов прилипання. Внаслідок цього протягом існує лише в межах граничного шару і характеризується наявністю максимуму швидкості на деякому віддаленні від вертикальної поверхні (див. рис. 3.5.б). Температура в межах граничного шару монотонно змінюється від T_w до T_f (див. рис. 3.6). При вільній конвекції розподіл швидкостей і температур взаємопов'язані, так як різниця температур приводить до появи

об'ємної сили, що визиває рух, який, у свою чергу, оказує вплив на температурне поле.

Система диференційних рівнянь і умов однозначності при описі задач вільно-конвективного теплообміну включає в себе велику кількість змінних. Застосування теорії подібності дозволяє зменшити кількість змінних і отримати рішення в узагальненому вигляді, дійсному для незліченної кількості подібних ситуацій.

Основою критеріального рівняння тепловіддачі при вільному русі рідини є вираз

$$Nu = B \cdot Gr^{m_1} \cdot Pr^{m_2}, \quad (3.32)$$

в якому константи B , m_1 і m_2 є функціями положення теплообмінної поверхні щодо вектору результуючого прискорення та режиму руху середовища (ламінарного, перехідного або турбулентного).

Як характерне значення температури тут беруть температуру T_f середовища далеко від стінки або середню арифметичну температуру граничного шару; характерним лінійним розміром є «висота» теплообмінної поверхні, що відраховується в напрямку вектору результуючого прискорення. Особливістю критеріального рівняння є рівність значень m_1 і m_2 .

Наприклад, результати численних досліджень тепловіддачі при природній конвекції у вертикальній стінки узагальнені залежністю

$$\overline{Nu}_{пг} = B \cdot (Gr_{пг} \cdot Pr_{пг})^m, \quad (3.33)$$

Таблиця 3.1 Коефіцієнти залежності (3.33) для розрахунків тепловіддачі при вільному русі рідини при $Pr_{пг} \geq 0,7$

	m	B	Режим теплообміну
$10^{-3} < Gr_{пг} Pr_{пг} < 500$	1/8	1,18	Теплопровідність
$500 < Gr_{пг} Pr_{пг} < 2 \cdot 10^7$	1/4	0,54	Ламінарна конвекція
$2 \cdot 10^7 < Gr_{пг} Pr_{пг} < 10^{13}$	1/3	0,135	Перехідна і турбулентна конвекція

де індекс «пг» означає, що роль характерної величини грає температура граничного шару $T_{пг} = (T_w + T_f)/2$. Риска над означенням критерія Нуссельта означає, що з його допомогою знаходять середній по поверхні коефіцієнт тепловіддачі. Значення B і m залежать від величини добутку $Gr_{пг} \cdot Pr_{пг}$ (див. табл. 3.1).

Рівняння (3.33) можна застосувати і для горизонтальних труб, а також для куль (тут характерним розміром служить діаметр). Допустимо використовувати (3.33) і в разі горизонтально розташованих плоских поверхонь, якщо за характерний розмір прийняти меншу довжину поверхні. Однак тут коефіцієнт тепловіддачі слід збільшити в порівнянні з (3.33) на 30%, коли біля поверхні можлива розвинена природна конвекція, і зменшити на 30%, коли такий рух ускладнений. Наприклад, при $T_w > T_f$ першому случаю відповідає розташування середовища над горизонтальною поверхнею теплообміну, другому – під нею.

Середнє значення коефіцієнтів тепловіддачі вертикального ізотермічного циліндра при ламінарній вільній конвекції можна обчислити за формулами

$$\overline{Nu}_{\text{пг.L}} = C \cdot (Gr_{\text{пг.L}} \cdot Pr_{\text{пг}})^n \cdot (L/d)^m, \quad (3.34)$$

$$\overline{Nu}_{\text{пг.d}} = C \cdot (Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L)^m, \quad (3.35)$$

де L - висота циліндра;

d - діаметр циліндра;

індекс «пг» означає, що роль характерної величини грає температура приграничного шару $T_{\text{пг}} = (T_w + T_f)/2$. Значення коефіцієнтів C , n і m залежать від величини добутку $Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L$ (див. табл. 3.2).

Таблиця 3.2 Коефіцієнти залежностей(3.34), (3.35)для розрахунків тепловіддачі вертикального ізотермічного циліндра

$Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L$	C	n	m
$Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L \geq 10^4$	0,57	0,25	0
$0,05 \leq Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L < 10^4$	1,3	0,16	0,36
$10^{-4} \leq Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L < 0,05$	0,87	0,05	0,8

Середнє значення коефіцієнтів тепловіддачі вертикального циліндра при постійному потоці тепла при вільної конвекції можна обчислити за формулами

$$\overline{Nu}_{\text{пг.d}} = C \cdot (Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L)^m, \quad (3.36)$$

де L - висота циліндра;

d - діаметр циліндра;

індекс «пг» означає, що роль характерної величини грає температура приграничного шару $T_{\text{пг}} = (T_w + T_f)/2$. Значення коефіцієнтів C і m залежать від величини добутку $Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L$ (див. табл. 3.3).

Таблиця 3.3 Коефіцієнти залежності (3.36) для розрахунків тепловіддачі вертикального циліндра при постійному потоці тепла

$Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L$	C	m
$Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L \geq 10^4$	0,6	0,25
$0,05 \leq Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L < 10^4$	1,37	0,16
$1Gr_{\text{пг.d}} \cdot Pr_{\text{пг}} \cdot d/L < 0,05$	0,93	0,05

Середнє значення коефіцієнтів тепловіддачі горизонтального ізотермічного циліндра при вільній конвекції можна обчислити за формулами

$$\overline{Nu}_d = C \cdot (Gr_d \cdot Pr)^m \cdot Pr^n, \quad (3.37)$$

де d - діаметр циліндра.

Область застосування, значення коефіцієнтів C , n і m і визначальні температури $T_{пг}$ наведені в таблиці 3.4.

Таблиця 3.4 Коефіцієнти залежності(3.37) для розрахунків тепловіддачі горизонтального ізотермічного циліндра

$Gr_d \cdot Pr$	Pr	$T_{пг}$	C	m	n
$3 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0,7...3090	$(T_w + T_f)/2$	0,474	0,25	0,047
$5 \cdot 10^2 \dots 7,1 \cdot 10^4$	0,01...5	$(T_w + T_f)/2$	1,458	0,125	0,1
$7,1 \cdot 10^4 \dots 10^8$	0,01...100	$(T_w + T_f)/2$	0,375	0,25	0,125
$3 \cdot 10^2 \dots 2 \cdot 10^7$	0,7...3090	$T_w - 0,68(T_w - T_f)$	0.478	0,25	0,05

Середнє значення коефіцієнтів тепловіддачі горизонтального циліндра при постійному потоці тепла при вільній конвекції при $Pr = 0,022 \dots 7640$, $(Pr \cdot Gr_d) > 1$ можна обчислити за формулами

$$\overline{Nu}_d = \left[0,6 + \left\{ \frac{(Pr \cdot Gr_d)/300}{\left[1 + \left(\frac{0,44}{Pr} \right)^{9/16} \right]^{16/9}} \right\}^{1/6} \right]^2. \quad (3.38)$$

Середнє значення коефіцієнта тепловіддачі нахиленого під кутом θ до горизонту циліндра постійної температури в повітрі ($Pr = 0,7$) можна обчислити за співвідношенням

$$\overline{Nu}_d = 0,42 \left\{ 1 + \frac{1,31}{\left(\frac{L}{d} \operatorname{tg} \theta \right)^{0,25}} \right\}^{1/8} Gr_d^{0,25}. \quad (3.39)$$

Залежність (3.39) справедлива при $L/d = 8 \dots 16$, $Gr_d = 10^4 \dots 10^5$, $\frac{L}{d} \operatorname{tg} \theta = 1 \dots 10$. Визначальна температура - температура приграничного шару $T_{\text{пг}} = (T_w + T_f)/2$.

Замість формули (3.39) можливо використовувати формулу

$$\overline{Nu}_d = 0,6 - 0,488(\cos \theta)^{1,03} (Pr \cdot Gr_L)^{0,25 + 1/12(\cos \theta)^{1,75}}. \quad (3.40)$$

Формула (3.40) рекомендована при $L/d = 25$, $Pr \cdot Gr_d = 2 \cdot 10^6 \dots 1,2 \cdot 10^9$. Визначальна температура - температура приграничного шару $T_{\text{пг}} = (T_w + T_f)/2$.

3.5.2 Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вільно-конвективному теплообміні

3.5.2.1 Вказівки до проведення дослідів

Після того, як установка підготовлена до роботи і перевірена справність усіх її елементів, вмикають нагрівач, автотрансформатором встановлюють потрібний режим нагрівання.

Вмикає і вимикає установку викладач або лаборант!

Вимірювання проводять при сталому тепловому стані установки (тобто в стаціонарному режимі). Цей стан характеризується незмінністю показань приладів в часі і встановлюється через 30-50 хвилин після включення установки.

Ознайомившись з описом дослідної установки, необхідно заготовити форму протоколу вимірювань і періодично з інтервалом 6-10 хвилин заносити туди результати вимірювань температури поверхні досліджуваного об'єкта.

При настанні стаціонарного режиму виміряти силу струму I , падіння напруги в нагрівачі U , термоЕРС термопар E_i , температуру повітря далеко від циліндра T_f і барометричний тиск p_0 . Вимірювання при сталому режимі проводиться не менше двох-трьох разів через 5-10 хвилин. При роботі з приладами необхідно звернути увагу на ціну поділки шкали і положення рукоятки, яке вказує

значення множників до показань шкали. В протокол вимірювань вносять величини, що зчитуються зі шкал приладів, без будь-яких перетворень і значення встановлених множників.

3.5.2.2 Лабораторна робота № 3. Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вільно-конвективному теплообміні. Установка «горизонтальний короткий циліндр»

Мета роботи – вивчення процесу тепловіддачі при вільній (природній) конвекції, засвоєння понять теорії конвективного теплообміну, придбання навичок дослідного визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

Зміст роботи:

1. Ознайомитись з механізмом вільно-конвективного теплообміну і узагальненими результатами досліджень тепловіддачі.
2. Експериментально визначити коефіцієнт тепловіддачі від циліндричної поверхні у повітря на установці.
3. Вирахувати коефіцієнт тепловіддачі для умов, реалізованих на установці, по рівнянню подібності і порівняти його з коефіцієнтом тепловіддачі, отриманим у досліді.

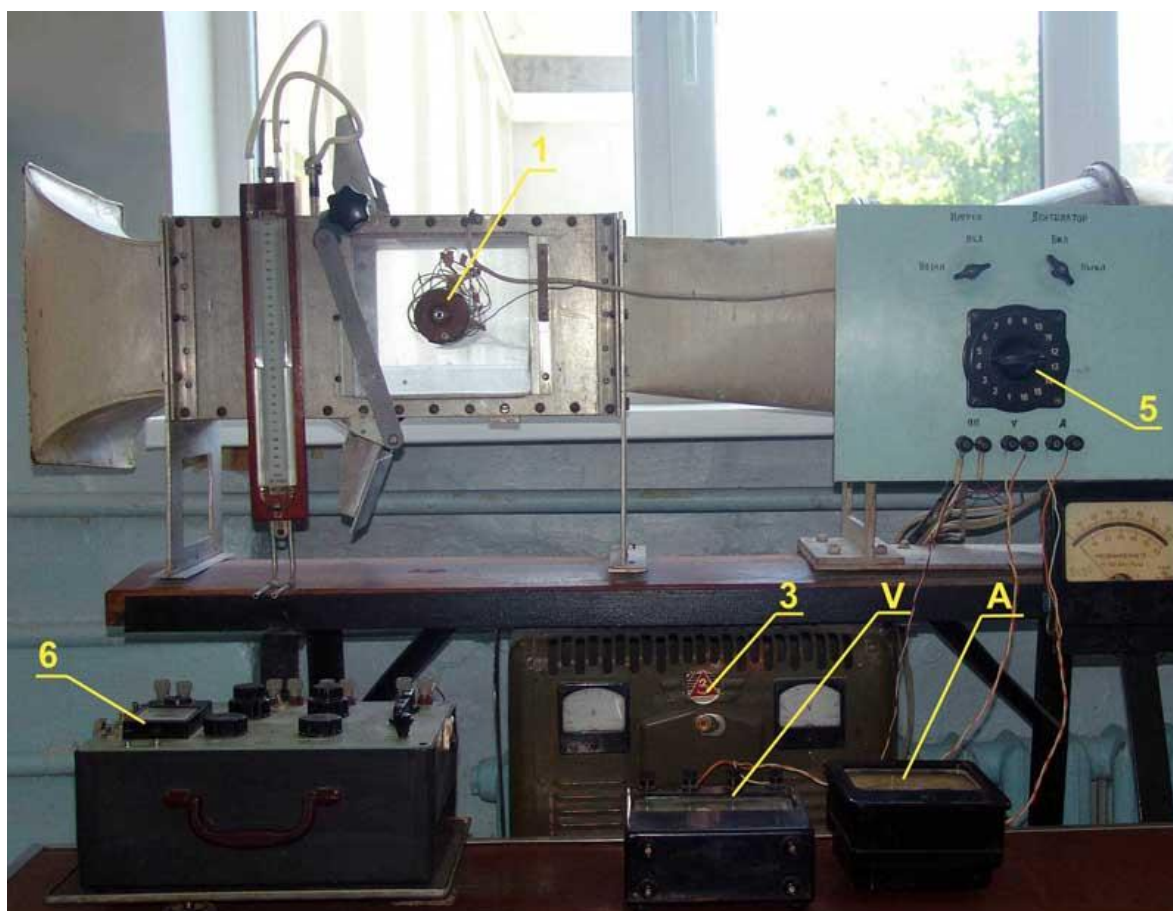


Рис. 3.7. Установка для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі горизонтального короткого циліндра

4. Скласти звіт, що містить короткий опис виконаної роботи, схему дослідної установки і системи вимірювань, протокол вимірювань, протокол обробки опитних даних, висновки.

Опис установки

Об'єктом досліджень є мідний циліндр 1 діаметром $d = 60$ мм і довжиною $L = 200$ мм, розташований горизонтально у робочій зоні аеродинамічної труби відкритого типу (див. рис. 3.7, 3.8). Для проведення експерименту в умовах вільно-конвективного теплообміну вентилятор не вмикати!

Всередині труби є нагрівач 2 з ніхромового дроту, намотаного рівномірно на порцелянову трубку. Простір між внутрішнім діаметром дослідного циліндра і нагрівачем заповнено керамічним заповнювачем. Торці циліндра закриті теплоізолюючими заглушками, виконаними з азбоцементу і текстоліту. Це дозволяє вважати, що усе тепло, що виділяється у нагрівачу, передається довколишньому повітрю через бокову поверхню циліндру.

Кількість тепла, що передається поверхнею циліндра довколишньому повітрю у одиницю часу, дорівнює потужності нагрівача і регулюється автотрансформатором 3. Потужність вимірюється амперметром A і вольтметром V . Температури зовнішньої поверхні циліндру T_w вимірюються у 16 точках мідно - константановими термопарами 4, розташованими рівномірно по окружності на середині довжини циліндра. Виводи термопар з'єднуються через перемикач 5 з [потенціометром](#) 6, що вимірює ЕРС термопар. Температура холодного спаю термопар T_x вимірюється

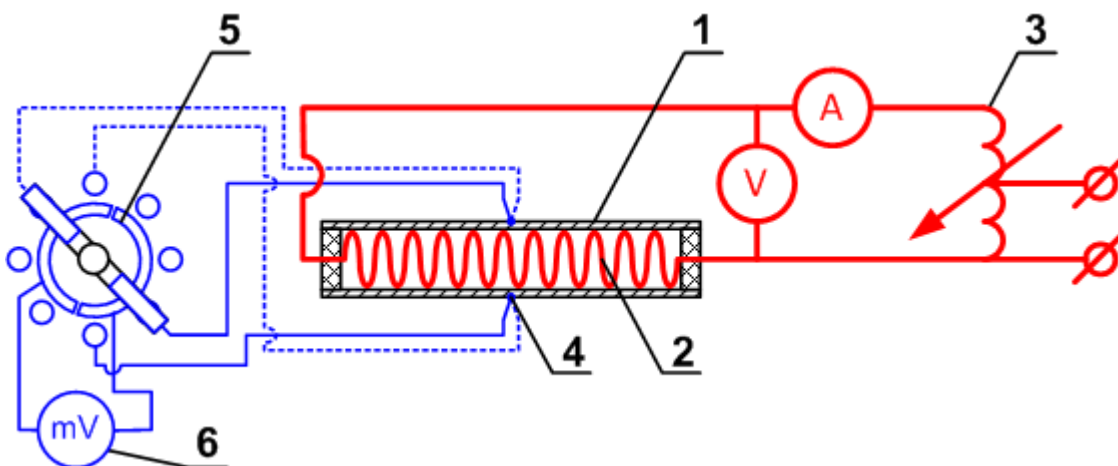


Рис. 3.8. Схема установки для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі горизонтального короткого циліндра

термометром, а атмосферний тиск p_0 вимірюється барометром.

Результати вимірювань заносять в протокол, форма якого наведена в табл. 3.5.

Таблиця 3.5

$T_f = \underline{\hspace{2cm}}$ °C; $p_0 = \underline{\hspace{2cm}}$ Па; $T_x = \underline{\hspace{2cm}}$ °C

№ відліку	I, А	U, В	ЕРС термопар E_j , мВ															
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
1																		
2																		
3																		

Обробка експериментальних даних

Для обробки можливо використовувати тільки ті дані, що були отримані при сталому тепловому стані системи.

Послідовність дій:

1. визначити середню ЕРС термопар

$$\bar{E} = \frac{\sum_{j=1}^n E_j}{n}, \quad (3.41)$$

де n – кількість вимірювань ЕРС термопар;

2. за значенням середньої ЕРС термопар за допомогою градуувальної таблиці мідно – константових термопар (див. додаток Б) визначити середню різницю температур між спаями термопар $\Delta \bar{T}_T$, °C;

3. знайти середню температуру поверхні циліндра \bar{T}_w , °C, за формулою

$$\bar{T}_w = T_x + \Delta \bar{T}_T; \quad (3.42)$$

4. обчислити різницю температур між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям ΔT , K:

$$\Delta T = \bar{T}_w - T_f; \quad (3.43)$$

5. визначити площу бічної поверхні циліндра:

$$F = \pi dL; \quad (3.44)$$

6. знайти тепловий потік Q , Вт, від стінки циліндра до повітря:

$$Q = U \cdot I; \quad (3.45)$$

7. обчислити тепловий потік $Q_{\text{п}}$, Вт, що випромінюється поверхнею циліндра у довколишнє середовище:

$$Q_{\text{п}} = c \cdot F \cdot \left[\left(\frac{\bar{T}_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right], \quad (3.46)$$

де $c \approx 1 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – коефіцієнт випромінювання для слабо полірованої мідної поверхні;

\bar{T}_w , T_f - температури поверхні циліндра і довколишнього повітря, які слід підставляти у градусах Кельвіна;

8. вирахувати конвективний тепловий потік $Q_{\text{к}}$, Вт:

$$Q_{\text{к}} = Q - Q_{\text{п}}; \quad (3.47)$$

9. знайти дослідне значення коефіцієнта тепловіддачі, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$:

$$\bar{\alpha}_o = \frac{Q_{\text{к}}}{F \cdot \Delta T}; \quad (3.48)$$

10. визначити визначальну температуру, значення критеріїв подібності Прандтля і Грасгофа; теплофізичні властивості повітря можливо визначити з додатку А;

11. на підставі рівнянь подібності з числа наведених у посібнику визначити критерій Нуссельта (примітка: при електричному обігріві поверхні значення критерію Нуссельта в умовах ламінарного режиму ($5 \cdot 10^2 \leq \text{Pr} \cdot \text{Gr} \leq 2 \cdot 10^7$) можливо визначити за формулами, отриманими для ізотермічної поверхні, збільшивши результат на 10...10%);

12. знайти розрахункове значення коефіцієнта тепловіддачі, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$:

$$\bar{\alpha}_p = \frac{\bar{\text{Nu}} \cdot \lambda}{d}; \quad (3.49)$$

13. визначити відносну похибку

$$\delta = \frac{\bar{\alpha}_o - \bar{\alpha}_p}{\bar{\alpha}_o} \cdot 100\%. \quad (3.50)$$

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Рівняння тепловіддачі (рівняння Ньютона-Ріхмана).
3. Опишіть механізм перенесення тепла в процесі вільно-конвективного теплообміну.

4. Що таке коефіцієнт тепловіддачі, від чого він залежить в умовах вільно-конвективного теплообміну.
5. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
6. Чому в рівняння подібності вільно-конвективного теплообміну не входить критерій Рейнольдса?
7. Що таке «визначальні» температура і розмір?
8. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі у лабораторній роботі?
9. Чим пояснити неізотермічність поверхні циліндра в умовах досвіду? Як можна зменшити нерівномірність розподілу температури по довжині твірної циліндра?

3.5.2.3 Лабораторна робота № 4. Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вільно-конвективному теплообміні. Установка «горизонтальний довгий циліндр»

Мета роботи – вивчення процесу тепловіддачі при вільній (природній) конвекції, засвоєння понять теорії конвективного теплообміну, придбання навичок дослідного визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

Зміст роботи:

1. Ознайомитись з механізмом вільно-конвективного теплообміну і узагальненими результатами досліджень тепловіддачі.
2. Експериментально визначити коефіцієнт тепловіддачі від циліндричної поверхні у повітря на на установці.



Рис. 3.9. Установка для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі горизонтального довгого циліндра

3. Вирахувати коефіцієнт тепловіддачі для умов, реалізованих на установці, по рівнянню подібності і порівняти його з коефіцієнтом тепловіддачі, отриманим у досліді.

4. Скласти звіт, що містить короткий опис виконаної роботи, схему дослідної установки і системи вимірювань, протокол вимірювань, протокол обробки опитних даних, висновки.

Опис установки

Фотографія і схема установки показані на рис. 3.9, 3.10. Об'єктом дослідження є алюмінієва труба 1 зовнішнім діаметром $d=38$ мм і довжиною $L=950$ мм. Усередині труби розміщений нагрівач 2 з ніхрому, рівномірно намотаний на керамічний сердечник. Простір між нагрівачем і внутрішньою поверхнею циліндра заповнене порошком нітриду бору. Торці труб заглушені пробками 3, виконаними з азбесту і гетинаксу. На зовнішній поверхні труб розміщені хромель - копелеві термомпари. Термомпари через двополісний перемикач 4 підключаються до цифрового показуючого приладу Щ - 4310, що працює в режимі мілівольтметра.

Потужність нагрівача регулюється за допомогою автотрансформатора 6, рукоятка якого виведена на пульт управління

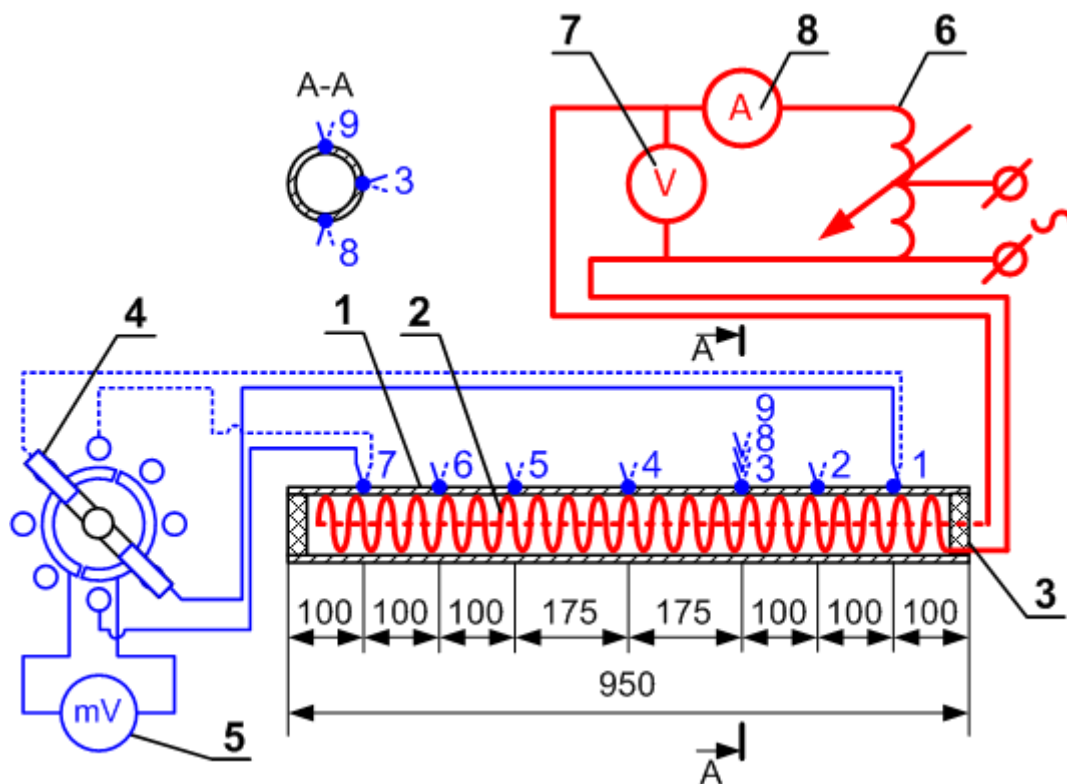


Рис. 3.10. Схема установки для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі горизонтального довгого циліндра

установкою. Тут же на пульті розміщені щитові амперметр 8 і вольтметр 7, вимірюють силу струму I і падіння напруги U в ланцюзі нагрівача. Температура T_f повітря, що оточує циліндр, вимірюється спиртовим термометром. Для того, щоб сторонні збурення надавали менший вплив на течію повітря довкола досліджуваного об'єкта, досліджуваний циліндр поміщений в зашклену шафу з відкритим верхом. Температура холодного спаю термопар T_x вимірюється термометром, а атмосферний тиск p_0 вимірюється барометром.

Примітка. Для дослідження впливу нахилу труби до горизонту на інтенсивність тепловіддачі досліджуваний циліндр може повертатися відносно закріпленого кінця на 90° .

Проведення експерименту.

1. Вмикає установку і готує прилад Щ - 4310 до роботи співробітник лабораторії до початку занять.
2. Виміряти температуру T_f повітря, що оточує циліндр, температуру холодного спаю термопар T_x і атмосферний тиск p_0 .
3. Виміряти ЕРС термопар E_j . Вимірювання повинно проводитися при сталому режимі, не менше двох-трьох разів через 5-10 хвилин.

Результати вимірювань заносять в протокол, форма якого наведена в табл. 3.6.

Таблиця 3.6

$T_f = \underline{\hspace{2cm}}$ °C; $p_0 = \underline{\hspace{2cm}}$ Па; $T_x = \underline{\hspace{2cm}}$ °C

№ відліку	I, А	U, В	ЕРС термопар E_j , мВ									
			1	2	3	4	5	6	7	8	9	
1												
2												
3												

Методика обробки результатів експерименту.

Величина середнього коефіцієнта тепловіддачі може бути визначена з рівняння Ньютона-Ріхмана (3.4):

$$Q_K = \bar{\alpha}_0 F (\bar{T}_W - T_f), \quad (3.51)$$

де Q_K - конвективний тепловий потік між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям, Вт;

$\bar{\alpha}_0$ - середній коефіцієнт тепловіддачі бічної поверхні циліндра, Вт/(м²·К);

$F = \pi dL$ - площа зовнішньої бічної поверхні циліндра, м²;

$\bar{T}_w - \bar{T}_f$ - середній температурний напір між поверхнею циліндра і повітрям.

Так як температура повітря далеко від поверхні циліндра не змінюється (зважаючи на великий обсяг повітря), то

$$\overline{T_w - T_f} = \bar{T}_w - T_f, \quad (3.52)$$

де \bar{T}_w - середня температура поверхні циліндра, К.

Так як відстань між термопарами не однакова, то середнє значення температури поверхні необхідно обчислити як середньо-інтегральне значення:

$$\bar{T}_w = \frac{1}{L} \int_0^L T_w dx. \quad (3.53)$$

За визначенням, середньо інтегральне значення температури поверхні \bar{T}_w являє собою висоту прямокутника, рівновеликого за

площею з криволінійної трапецією $\int_0^L T_w dx$, що спирається на одну і ту

ж основу L . Обчислюючи значення інтеграла методом трапецій, одержимо

$$\bar{T}_w = \frac{\sum_{j=1}^n \Delta x_j \frac{T_{w_j} + T_{w_{j+1}}}{2}}{\sum_{j=1}^n \Delta x_j}, \quad (3.54)$$

де Δx_j - відстань між сусідніми термопарами (див. рис. 3.8);

T_{w_j} , $T_{w_{j+1}}$ - температури на межах j -го інтервалу.

Конвективний тепловий потік між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям визначається за формулою

$$Q_k = Q - Q_{\text{п}}, \quad (3.55)$$

де Q - сумарний тепловий потік між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям, Вт, який може бути визначений за формулою:

$$Q = U \cdot I; \quad (3.56)$$

$Q_{\text{п}}$ - тепловий потік, Вт, що випромінюється поверхнею циліндра у довколишнє середовище:

$$Q_{\text{п}} = c \cdot F \cdot \left[\left(\frac{\bar{T}_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_f}{100} \right)^4 \right], \quad (3.57)$$

де $c \approx 0,35 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – коефіцієнт випромінювання для слабо полірованої алюмінієвої поверхні.

Обробка експериментальних даних

Для обробки можливо використовувати тільки ті дані, що були отримані при сталому тепловому стані системи.

Послідовність дій:

1. за допомогою градуовальної таблиці хромель - копелевих термопар (див. додаток В) визначити різницю температур між спаями термопар $\Delta T_{\text{T},j}$, °С, $j = 1 \dots 9$;

2. визначити температури поверхні циліндра T_{w_j} , °С, за формулою

$$T_{w_j} = T_x + \Delta T_{\text{T},j}; \quad (3.58)$$

3. намалювати графік розподілу температур по довжині циліндра і обчислити середнє значення температури поверхні циліндра \bar{T}_w за формулою (3.54). При цьому температуру на торцях циліндра дорівнювати температурі найближчого датчика;

4. визначити середню різницю температур між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям $\Delta \bar{T}$, К:

$$\Delta \bar{T} = \bar{T}_w - T_f; \quad (3.59)$$

5. розрахувати конвективний тепловий потік між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям по (3.55), попередньо визначивши сумарний тепловий потік по (3.56) і променисту складову по (3.57);

6. знайти площу зовнішньої бічної поверхні циліндра за формулою

$$F = \pi d L; \quad (3.60)$$

7. визначити значення середнього коефіцієнта тепловіддачі $\bar{\alpha}_o$ за формулою

$$\bar{\alpha}_o = \frac{Q_k}{F \Delta \bar{T}}, \quad (3.60)$$

8. визначити відповідну критеріальну залежність, знайти визначальну температуру, значення критеріїв подібності Прандтля і Грасгофа; теплофізичні властивості повітря можливо визначити з додатку А;
9. на підставі рівнянь подібності з числа наведених у посібнику визначити критерій Нуссельта (примітка: при електричному обігріві поверхні значення критерію Нуссельта в умовах ламінарного режиму $(5 \cdot 10^2 \leq Pr \cdot Gr \leq 2 \cdot 10^7)$ можливо визначити за формулами, отриманими для ізотермічної поверхні, збільшивши результат на 10...10%);
10. знайти розрахункове значення коефіцієнта тепловіддачі, Вт/(м²·К):

$$\bar{\alpha}_p = \frac{\bar{Nu} \cdot \lambda}{d}; \quad (3.61)$$

11. визначити відносну похибку

$$\delta = \frac{\bar{\alpha}_o - \bar{\alpha}_p}{\bar{\alpha}_o} \cdot 100\%. \quad (3.62)$$

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Опишіть механізм перенесення тепла в процесі вільно-конвективного теплообміну.
3. Рівняння тепловіддачі (рівняння Ньютона-Ріхмана).
4. Що таке коефіцієнт тепловіддачі, від чого він залежить в умовах вільно-конвективного теплообміну.
5. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
6. Чому в рівняння подібності вільно-конвективного теплообміну не входить критерій Рейнольдса?
7. Що таке «визначальні» температура і розмір?
8. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі у лабораторній роботі?
9. Чим пояснити неізотермічність поверхні циліндра в умовах досвіду? Як можна зменшити нерівномірність розподілу температури по довжині твірної циліндра?
10. Чим пояснюється нерівність температур T_3 , T_8 , T_9 при експериментах на установці "горизонтальний довгий циліндр"?

3.5.2.4 Лабораторна робота № 5. Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вільно-конвективному теплообміні. Установка «вертикальний циліндр»

Мета роботи – вивчення процесу тепловіддачі при вільній (природній) конвекції, засвоєння понять теорії конвективного теплообміну, придбання навичок дослідного визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

Зміст роботи:

1. Ознайомитись з механізмом вільно-конвективного теплообміну і узагальненими результатами досліджень тепловіддачі.
2. Експериментально визначити коефіцієнт тепловіддачі від циліндричної поверхні у повітря на установці.
3. Вирахувати коефіцієнт тепловіддачі для умов, реалізованих на установці, по рівнянню подібності і порівняти його з коефіцієнтом тепловіддачі, отриманим у досліді.
4. Скласти звіт, що містить короткий опис виконаної роботи, схему дослідної установки і системи вимірювань, протокол вимірювань, протокол обробки опитних даних, висновки.

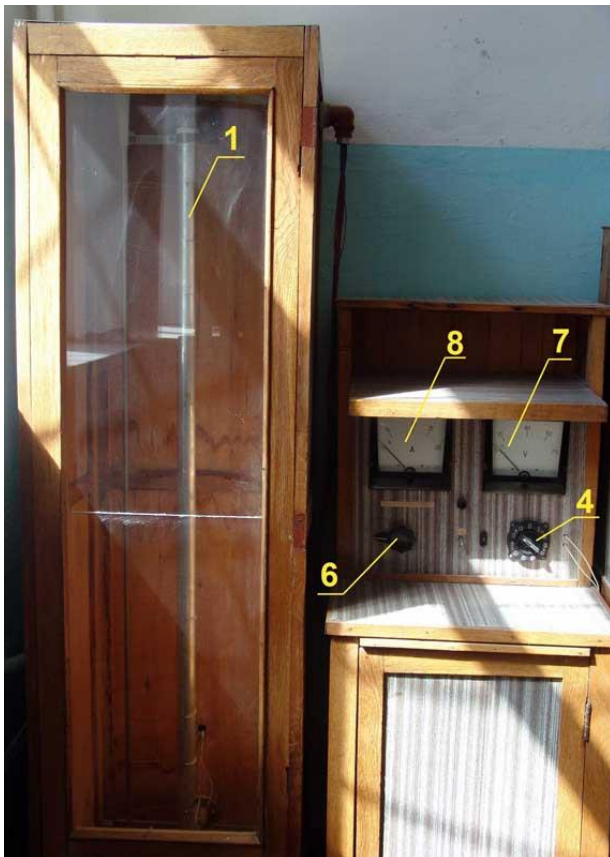


Рис. 3.11. Установки для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі вертикального циліндра

дослідної установки і системи вимірювань, протокол вимірювань, протокол обробки опитних даних, висновки.

Опис установки

Фотографія і схема установки показані на рис. 3.11, 3.12. Об'єктом дослідження є алюмінієва труба 1 зовнішнім діаметром $d = 38$ мм і довжиною $L = 1460$ мм. Усередині труби розміщений нагрівач 2 з ніхрому, рівномірно намотаний на керамічний сердечник. Простір між нагрівачем і внутрішньою поверхнею циліндра заповнене порошком нітриду бору. Торці труб заглушені пробками 3, виконаними з азбесту і гетинаксу. На зовнішній поверхні труб розміщені хромель - копелеві термопари. Термопари через двополюсний перемикач 4 підключаються до цифрового

показуючого приладу Щ - 4310, що працює в режимі мілівольтметра. Потужність нагрівача регулюється за допомогою автотрансформатора 6, рукоятка якого виведена на пульт управління установкою. Тут же на пульті розміщені щитові амперметр 8 і вольтметр 7, вимірюють силу струму і падіння напруги в ланцюзі нагрівача. Температура T_f повітря, що оточує циліндр, вимірюється спиртовим термометром. Для того, щоб сторонні збурення надавали менший вплив на течію повітря довкола досліджуваного об'єкта, досліджуваний циліндр поміщений в засклений шафа з відкритим верхом. Температура холодного спаю термопар T_x вимірюється термометром, а атмосферний тиск p_0 вимірюється барометром.

Порядок проведення експерименту відповідає описаному у п. 3.5.2.3. Результати вимірювань заносять в протокол, форма якого наведена в табл. 3.6.

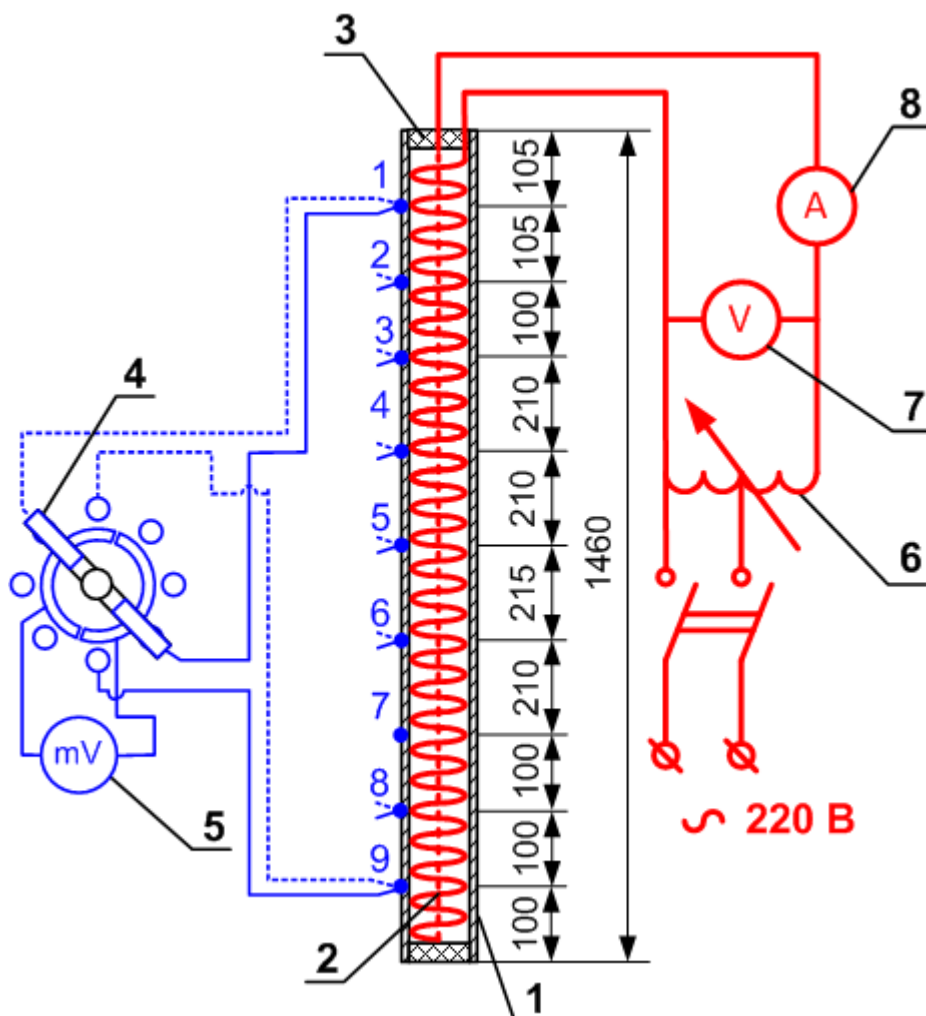


Рис. 3.12. Схема установки для дослідження вільно-конвективної тепловіддачі вертикального циліндра

Методика обробки результатів експерименту і порядок обробки експериментальних даних також ідентичні до описаних у п. 3.5.2.3.

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Опишіть механізм перенесення тепла в процесі вільно-конвективного теплообміну.
3. Рівняння тепловіддачі (рівняння Ньютона-Ріхмана).
4. Що таке коефіцієнт тепловіддачі, від чого він залежить в умовах вільно-конвективного теплообміну.
5. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
6. Чому в рівняння подібності вільно-конвективного теплообміну не входить критерій Рейнольдса?
7. Що таке «визначальні» температура і розмір?
8. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі у лабораторній роботі?
9. Чим пояснити неізотермічність поверхні циліндра в умовах досвіду? Як можна зменшити нерівномірність розподілу температури по довжині твірної циліндра?

3.6 Тепловіддача при вимушеній конвекції

3.6.1 Ламінарний і турбулентний режими течії

Є два основні режими течії рідини: ламінарний і турбулентний. Привіт ламінарному режимі частинки рідини рухаються без перемішування, шарувато; при турбулентному - неупорядковано, хаотично, напрямком і величина швидкості окремих частинок постійно змінюються (див. рис. 3.10). Ці режими течії спостерігаються і в пограничному шарі.

Тепловіддача істотно залежить від режиму течії. Більш того, отримана раніше система рівнянь (3.3) описує теплообмін тільки в

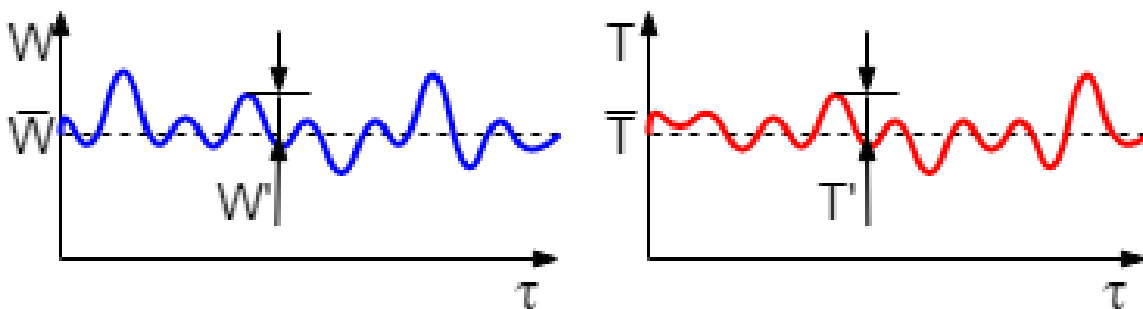


Рис. 3.13. Зміна швидкості W і температури T в нерухомій точці турбулентного потоку

ламінарному пограничному шарі.

Турбулентна течія істотно відрізняється від ламінарної. Турбулентна течія строго нестационарна, але якщо середнє значення параметрів не змінюються, її можливо розглядати як квазістатичне.

На даний момент створено велику кількість [різноманітних моделей](#) для розрахунку турбулентних течій. Вони відрізняються один від одного складністю рішення і точністю опису течії.

Основна ідея моделей зводиться до припущення про існування середньої швидкості потоку \bar{W} і середнього відхилення від нього \bar{W}' : $\bar{W} = \bar{W} + \bar{W}'$ (див. рис. 3.13). Після спрощення [рівнянь Нав'є - Стокса](#), в них крім невідомих середніх швидкостей з'являються добутки середніх відхилень швидкості $W_i' \cdot W_j'$. Різні моделі по-різному їх моделюють. Всі моделі мають переваги і недоліки. Области застосування, для яких отримані модельні сталі на основі порівняння результатів розрахунку з експериментами, обмежені. Для прикладу приведемо одну з можливих систем рівнянь.

При квазістационарній двомірній течії нестисливої рідини при відсутності об'ємних джерел теплоти

$$\begin{cases} \bar{q} = \bar{\rho} \cdot \bar{W} \cdot i(T, \bar{\rho}) - \lambda \cdot \bar{\nabla} T \\ \rho c_p \left(W_x \frac{\partial T}{\partial x} + W_y \frac{\partial T}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\lambda + \lambda_T) \frac{\partial T}{\partial y} \right] \\ \rho \left(W_x \frac{\partial W_x}{\partial x} + W_y \frac{\partial W_y}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left[(\mu + \mu_T) \frac{\partial W_y}{\partial y} \right], \\ \frac{\partial W_x}{\partial x} + \frac{\partial W_y}{\partial y} = 0 \end{cases}, \quad (3.63)$$

де λ_T – турбулентний коефіцієнт теплопровідності;

μ_T – турбулентний коефіцієнт динамічної в'язкості.

Турбулентний коефіцієнт теплопровідності і турбулентний коефіцієнт динамічної в'язкості залежить від факторів, що впливають на поля середніх швидкостей та середніх температур.

λ_T і μ_T знаходять при допомогою емпіричних залежностей.

Інтенсивність турбулентності течії може бути охарактеризована [ступенем турбулентності](#) Tu

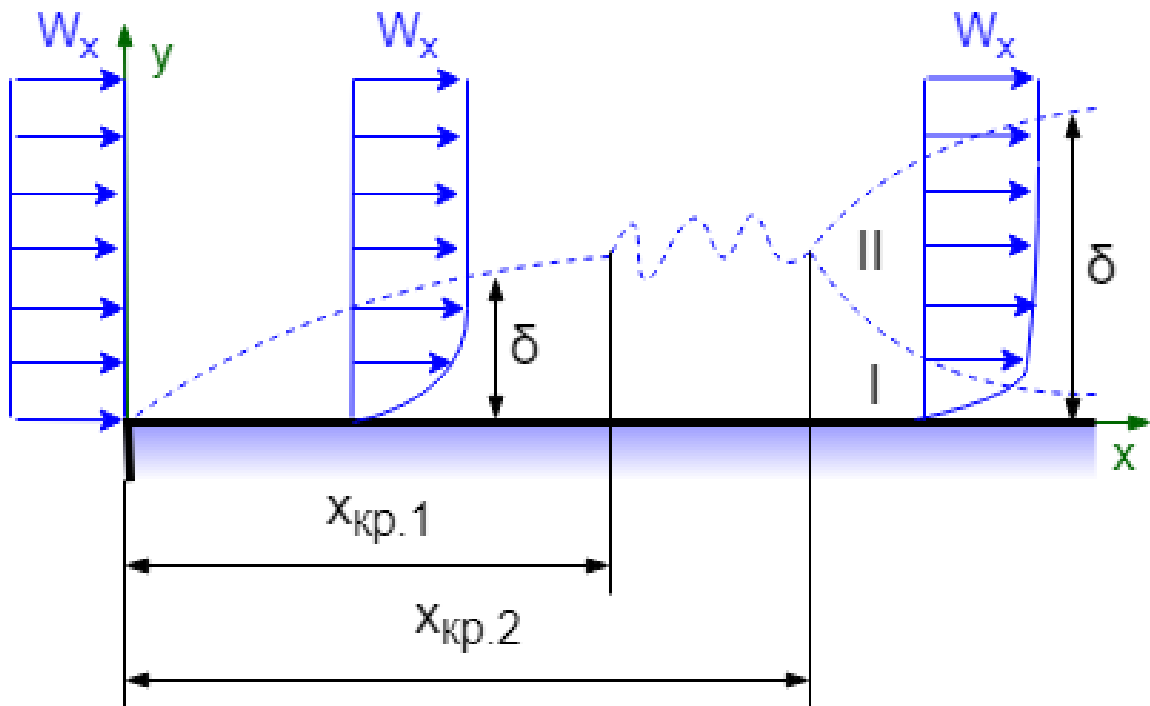


Рис. 3.14. Гідродинамічний пограничний шар у плоскої стінки

$$Tu = \frac{\sqrt{\frac{1}{3} \cdot (\overline{W_x'^2} + \overline{W_y'^2} + \overline{W_z'^2})}}{\overline{W}}, \quad (3.64)$$

3.6.2 Загальні положення теорії теплообміну при вимушеній конвекції

Нехай плоска поверхня омивається потоком нестисливої рідини, швидкість і температура якої за межами гідродинамічного і теплового граничного шарів постійні і рівні W_0 і T_0 (див. рис. 3.14).

Характер течії різний, від самого початку ламінарна течія переходить в турбулентне. Перехід відбувається на деякій ділянці, що називається областю перехідної течії. Її границі обмежуються координатами $x_{кр.1}$ і $x_{кр.2}$.

$$x_{кр.1} = \frac{Re_{кр.1} \cdot \nu}{W_0}, \quad x_{кр.2} = \frac{Re_{кр.2} \cdot \nu}{W_0}, \quad (3.65)$$

де $Re_{кр.1}$ і $Re_{кр.2}$ – відповідно перше та друге критичне значення критерія Рейнольдса.

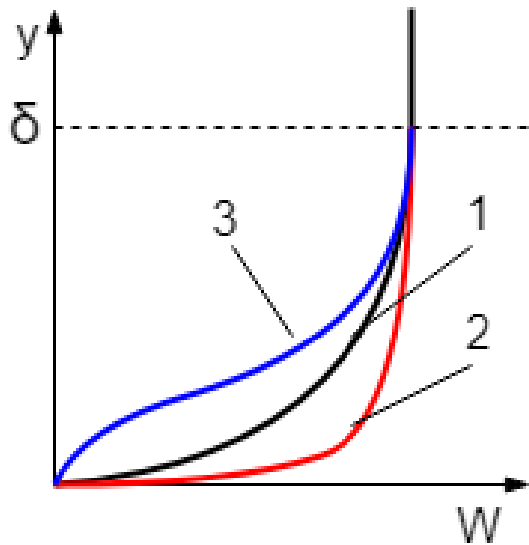


Рис. 3.15. Деформація пограничного шару при течії крапельної рідини: 1- ізотермічний потік; 2 – нагрів; 3 – охолодження

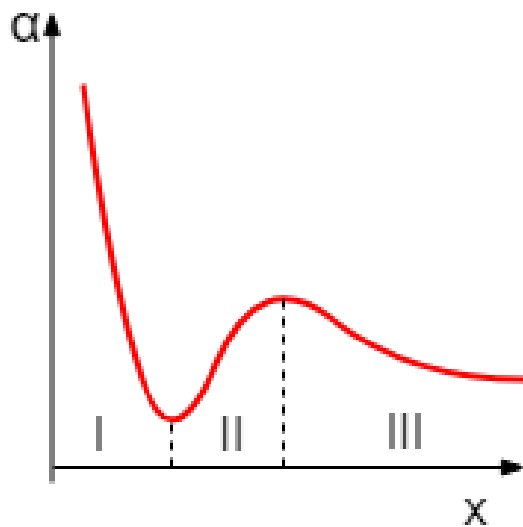


Рис. 3.16. Залежність коефіцієнта тепловіддачі від відстані від початку пластини: I – ламінарна ділянка; II – ділянка перехідного потоку; III – турбулентна ділянка

Критичне значення критерія Рейнольдса значно залежить від турбулентності зовнішнього потоку. Так, при $Tu = 0$ $Re_{кр.1} \approx 2,8 \cdot 10^6$, $Re_{кр.2} \approx 3,8 \cdot 10^6$, при $Tu \geq 0,02$ $Re_{кр.1} \approx Re_{кр.2} \approx 10^5$. Для більшості практично значних випадків можливо прийняти $Re_{кр.1} \approx Re_{кр.2} \approx 10^5$.

В області $0 \dots x_{кр.1}$ пограничний шар ламінарний, при $x > x_{кр.2}$ пограничний шар турбулентний, але при цьому він має ламінарний (I) і турбулентний (II) підшари.

3.6.3 Теплообмін між пластиною і рідиною на ділянці ламінарного пограничного шару

Розглянемо теплообмін на ділянці ламінарного пограничного шару. Товщина гідродинамічного пограничного шару δ по довжині стінки зростає і може бути оцінена як

$$\delta \approx 4,64 \cdot \sqrt{\frac{x \cdot \nu}{W_0}}, \quad (3.66)$$

а товщина теплового пограничного шару

$$\kappa \approx \frac{\delta}{\sqrt[3]{Pr}} \approx \frac{4,64 \cdot x}{\sqrt{Re_x} \cdot \sqrt[3]{Pr}}, \quad (3.67)$$

$$\text{де } Re_x = \frac{W_0 \cdot x}{\nu}.$$

Коефіцієнт тепловіддачі з рівняння (3.7) можливо знайти як

$$\alpha = \frac{\lambda}{T_c - T_0} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0} = \frac{3}{2} \cdot \frac{\lambda}{\kappa}. \quad (3.68)$$

Залежність (3.68) у безрозмірному вигляді

$$Nu_x = 0,33 \cdot Re_x^{0,5} Pr^{0,33}. \quad (3.69)$$

Крім врахованих в залежності (3.69) чинників, на теплообмін впливають:

- залежність фізичних параметрів рідини від температури (за рахунок викривлення епюр швидкості і температури (див. рис. 3.15);
- зміна температури по довжині стінки;
- можлива наявність початкової ділянки без теплообміну.

Для врахування цих факторів залежність (3.69) приймає вигляд:

$$Nu_{f,x_1} = 0,33 \cdot \varepsilon \cdot Re_{f,x_1}^{0,5} Pr_f^{0,33} \times \left(\frac{x_1}{x} \right)^{0,2} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}, \quad (3.70)$$

де $x_1 = x - x_0$;

x_0 – довжина початкової ділянки без теплообміну;

$\left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}$ - поправка, що враховує залежність фізичних параметрів

рідини від температури;

ε – коефіцієнт, що враховує зміну температури по довжині стінки, визначається із довідкової температури.

У залежності (3.70) індекс «f» визначає, що фізичні параметри для розрахунку критерія подібності слід визначати при температурі зовнішнього потоку, а індекс «w» визначає, що фізичні параметри для розрахунку критерія подібності слід визначати при температурі стінки.

При відсутності ділянки без теплообміну і постійності температури по довжині стінки локальний коефіцієнт тепловіддачі знаходиться по формулі

$$Nu_{f,x} = 0,33 \cdot Re_{f,x}^{0,5} Pr_f^{0,33} \times \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}, \quad (3.71)$$

а середній коефіцієнт тепловіддачі

$$\bar{Nu}_{f,L} = 0,66 \cdot Re_{f,L}^{0,5} Pr_f^{0,33} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}. \quad (3.72)$$

3.6.4 Теплообмін між пластиною і рідиною на ділянці турбулентного пограничного шару

Локальний коефіцієнт теплообміну можливо знайти за допомогою емпіричної залежності

$$Nu_{f,x} = 0,296 \cdot Re_{f,x}^{0,8} Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}, \quad (3.73)$$

а середній коефіцієнт тепловіддачі

$$\bar{Nu}_{f,L} = 0,037 \cdot Re_{f,L}^{0,8} Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25}. \quad (3.74)$$

Загальний вигляд залежності коефіцієнта тепловіддачі від відстані від початку пластини наведена на рис. 3.16.

3.6.5 Тепловіддача плоскої поверхні при високій швидкості потоку газу

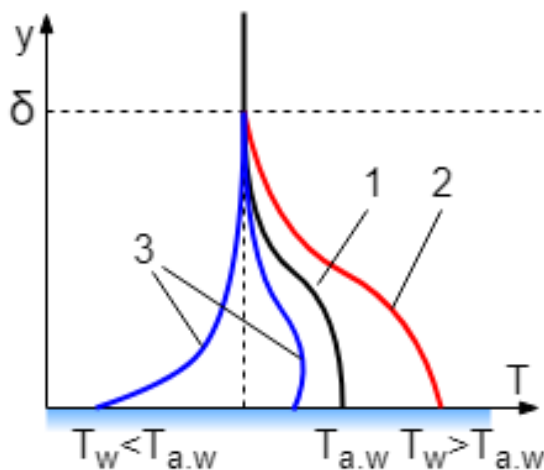


Рис. 3.17. Термічний пограничний шар при великій швидкості: 1 – ізотермічна стінка; 2 – нагрів газу; 3 – охолодження газу

Велика швидкість руху текучого середовища приводить до прояву її стисливості.

У стискаються середовищах можливо взаємне перетворення кінетичної і внутрішньої енергії, тому істотне прояв стискання позначається на конвективному теплообміні між потоком газу і поверхнею твердого тіла. Дійсно, гальмування газу в пограничному шарі, що супроводжується переходом кінетичної енергії у внутрішню (теплову), призводить до збільшення температури газу в пограничному шарі. Цей процес

називається [дисипацією енергії](#) руху.

Залежність [повної температури](#) від швидкості має вигляд

$$T^* = T_f + \frac{W^2}{2 \cdot c_p} = T_f \left(1 + \frac{k-1}{2} \cdot M^2 \right), \quad (3.75)$$

де $M = W/a$ - [критерій Маха](#);

a – [швидкість звуку](#); для ідеального газу $a = \sqrt{kRT}$.

Так як частина теплоти, що виділяється при гальмуванні потоку з пристінкового шару, йде в ядро потоку, температура в пристінковому шарі при відсутності теплообміну зі стінкою $T_{a.w}$ не досягає значення повної температури і визначається як

$$T_{a.w} = T_f + r \cdot \frac{W^2}{2 \cdot c_p} = T_f \left(1 + r \cdot \frac{k-1}{2} \cdot M^2 \right), \quad (3.76)$$

де r – безрозмірний коефіцієнт відновлення, якій може приблизно визначити як $r = \sqrt{Pr}$ при ламінарному пограничному шарі і $r = \sqrt[3]{Pr}$ при турбулентному пограничному шарі.

При великих значеннях M через витрати енергії на дисоціацію молекул газу температура в пристінковому шарі значно менша знайдених по формулі (3.76) значень.

Кінетичний нагрів газу в пограничному шарі веде до зміни його властивостей, що позначається на величині коефіцієнта тепловіддачі. Більш того, значне збільшення температури пограничного шару може «звернути» напрямок теплового потоку (див. рис. 3.17). В результаті густину теплового потоку в високошвидкісному потоці треба вираховувати за формулою

$$q = \alpha \cdot (T_w - T_{a.w}), \quad (3.77)$$

де T_w – температура стінки.

Підвищення температури в пристінковому шарі при гальмуванні потоку чинить серйозний вплив на авіацію та космонавтику. Точці подолання звукового бар'єру відповідає значення температури на 18% (наприклад, з 15 до 66 ° C). Це не така велика зміна температури, не здатне вплинути на конструкцію літального апарату.

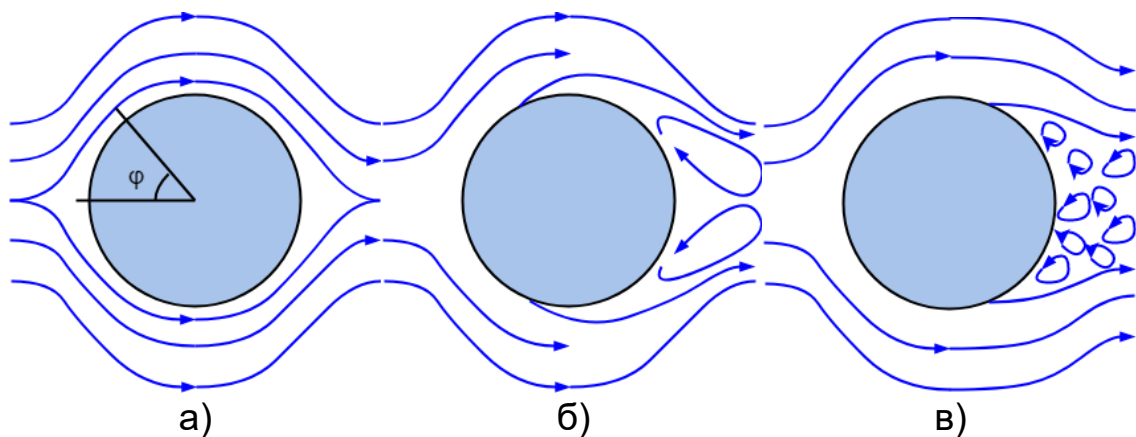


Рис. 3.18. Картина обтікання циліндра: а – потенційне обтікання ($Re_d < 5$); б – ламінарна течія ($5 < Re_d < 2 \cdot 10^5$); в – турбулентна течія ($Re_d > 2 \cdot 10^5$).

Але при $M = 2$ значення температури наближається вже до 220°C . Збільшення швидкості до $M = 3$ призводить до нагрівання повітряних потоків до 500°C . Нарешті, при швидкості руху 10 км/с і більше, практично будь-яке тіло починає плавитися, настільки високою стає температура повітряних потоків. Простий приклад - входження космічного тіла, такого як астероїд або метеорит, в атмосферу Землі. Подібні космічні об'єкти (відносно невеликих розмірів), як правило, рухаються зі швидкістю понад 10 км/с , і практично повністю згорають в атмосфері через нагрівання поверхні тіла. Процеси випаровування (або сублімації), плавлення, згорання і руйнування поверхні тіла, що супроводжується винесенням речовини потоку газу великій швидкості, називаються **абляцією**.

Комплекс проблем з теплообміном, що утрудняє створення надзвукових і гіперзвукових літальних апаратів, носить назву **теплового бар'єру**. Для подолання теплового бар'єру передні кромки літального апарату при $M > 3$ потребують інтенсивного охолодження. Іноді при високих швидкостях польоту нагріваються поверхні покривають спеціальними руйнованими покриттями, на нагрівання, плавлення та сублімацію яких витрачається значна кількість тепла, що надходить з високотемпературними швидкісними газовими потоками (так званий **абляційний захист**).

3.6.6 Тепловіддача при поперечному обтіканні одиночної труби

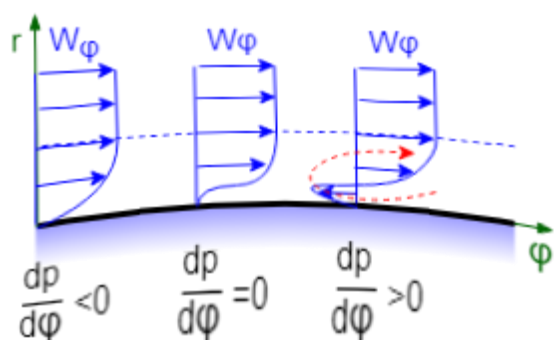


Рис. 3.19. Відрив граничного шару при обтіканні циліндра

Процес тепловіддачі при поперечному обтіканні труб має ряд особливостей, які пояснюються гідродинамічною картиною руху поблизу поверхні труби. Досвід показує, що плавний, безвідривний характер обтікання труби має місце тільки при дуже малих числах Рейнольдса ($Re_d < 5$) (див. рис. 3.18.а). При значно більших

числах Re_d , обтікання труби завжди супроводжується утворенням в кормовій частині вихровий зони (див. рис. 3.18.б,в). При цьому характер і умови омивання передньої і задньої половини циліндра абсолютно різні.

У лобовій точці потік, що набігає розділяється на дві частини і плавно обтікає передню частину периметра труби. На поверхні труби утворюється пограничний шар, який має найменшу товщину в лобовій

точці і далі поступово наростає в розмірах. При цьому швидкість шарів рідини, що примикають до зовнішньої границі пограничного шару, збільшується уздовж периметра труби, а тиск відповідно до [рівняння Бернуллі](#) зменшується.

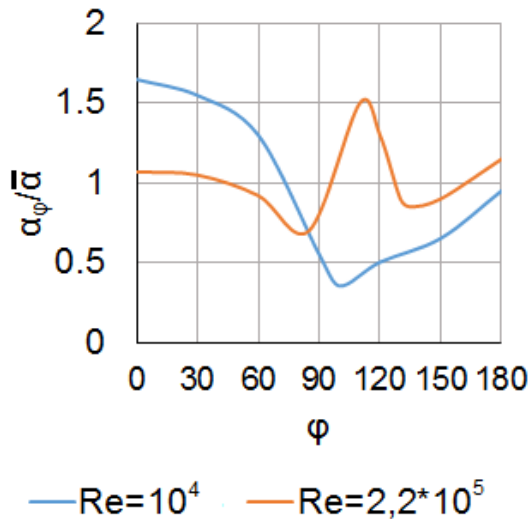


Рис. 3.20. Розподілення інтенсивності теплообміну по поверхні циліндра

По досягненню $\varphi = 90^\circ$ (див. рис. 3.18) швидкість досягає максимальних значень і далі починає зменшуватися, що супроводжується збільшенням тиску. У цій області пограничний шар стає нестійким, в ньому виникає зворотна течія, що викликає відрив потоку і утворення вихрової зони (див. рис. 3.18). При ламінарному пограничному шарі ($Re_d < 2 \cdot 10^5$) зона початку відриву пограничного шару відповідає $\varphi = 80 \dots 85^\circ$, при турбулентному ($Re_d > 2 \cdot 10^5$) - $\varphi = 120 \dots 140^\circ$.

Складний характер обтікання циліндра призводить до складного характеру розподілення інтенсивності теплообміну по поверхні циліндра (див. рис. 3.20). Теплообмін описується емпіричними залежностями. Наприклад, середній коефіцієнт тепловіддачі можливо знайти за формулами [3]

$$\text{при } 5 < Re_d < 10^3 \bar{Nu}_{f,d} = 0,5 \cdot Re_{f,d}^{0,5} Pr_f^{0,38} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \varepsilon_q \varepsilon_\psi; \quad (3.78)$$

$$\text{при } 10^3 < Re_d < 2 \cdot 10^5 \bar{Nu}_{f,d} = 0,25 \cdot Re_{f,d}^{0,6} Pr_f^{0,38} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \varepsilon_q \varepsilon_\psi; \quad (3.79)$$

$$\text{при } 2 \cdot 10^5 < Re_d < 2 \cdot 10^6 \bar{Nu}_{f,d} = 0,023 Re_{f,d}^{0,8} Pr_f^{0,37} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \varepsilon_q \varepsilon_\psi, \quad (3.80)$$

де ε_q – поправка на звуження потоку у вузькому перетині каналу:

$$\varepsilon_q = \left[1 - (d/h)^2 \right]^{0,8}; \quad (3.81)$$

h – висота каналу, м;

ε_ψ – поправка на кут атаки потоку, що набігає, при $30^\circ < \psi < 90^\circ$:

$$\varepsilon_{\psi} = 1 - 0,54 \cdot \cos^2 \psi; \quad (3.82)$$

ψ – кут між вектором швидкості і віссю труби, при строго поперечному обтіканні $\psi = 90^\circ$.

У критерії Рейнольдса у залежностях (3.78) – (3.80) швидкість відповідає швидкості потоку в найвужчому перетині каналу, в якому розташований циліндр.

На коефіцієнт тепловіддачі також впливає штучна турбулізація потоку, наприклад, за рахунок решіток, виходу з вентилятора або насоса. В інтервалі $100 \leq Re_d Tu \leq 10^4$ і $Tu \leq 14\%$ вплив турбулентності можна врахувати рівнянням

$$\overline{Nu} = \overline{Nu}_0 \cdot \left(1 + 0,09 \cdot (Re_d \cdot Tu)^{0,2}\right), \quad (3.83)$$

де \overline{Nu}_0 розраховується за формулами (3.75) – (3.77).

З теоретичного рішення Г.Н. Кружиліна випливає, що тепловіддача в точці розгалуження течії ($\varphi = 0$) описується рівнянням

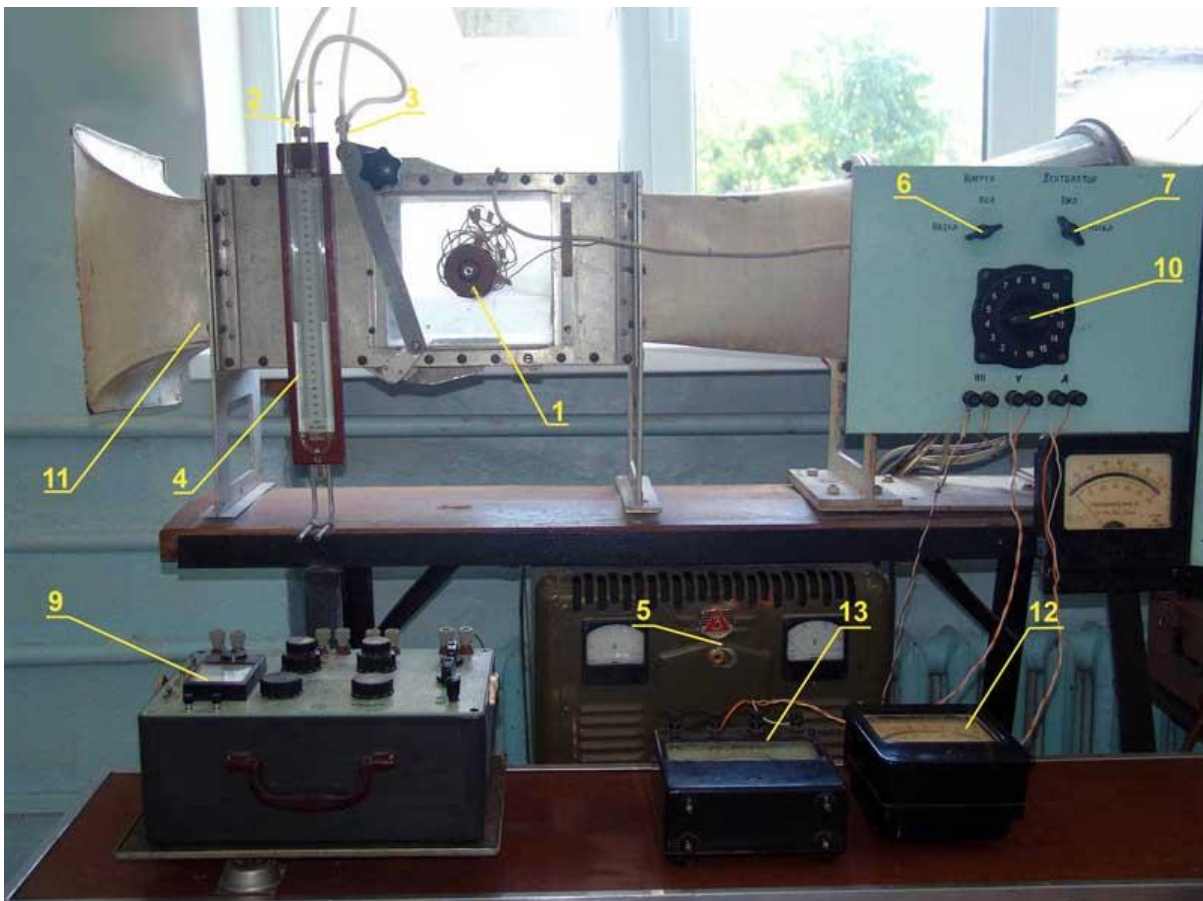


Рис. 3.21. Лабораторна установка для визначення середнього коефіцієнту тепловіддачі при вимушеному поперечному обтіканні циліндра

$$Nu_{\text{пр.д}} = 1,04 \cdot Re_{\text{пр.д}}^{0,5} Pr_{\text{пр}}^{0,33} . \quad (3.84)$$

Для повітря отримані і такі критеріальні рівняння:

$$\text{при } 4 \cdot 10^3 < Re_{\text{пр.д}} < 4 \cdot 10^4 Nu_{\text{пр.д}} = 0,17 \cdot Re_{\text{пр.д}}^{0,618} ; \quad (3.85)$$

$$\text{при } 4 \cdot 10^4 < Re_{\text{пр.д}} < 4 \cdot 10^5 Nu_{\text{пр.д}} = 0,0239 \cdot Re_{\text{пр.д}}^{0,805} . \quad (3.86)$$

За визначальну температуру у рівняннях (3.84) - (3.86) слід приймати середню температуру граничного шару $T_{\text{пр}} = \frac{T_w + T_f}{2}$, а за характерну швидкість – швидкість набігаючого потоку.

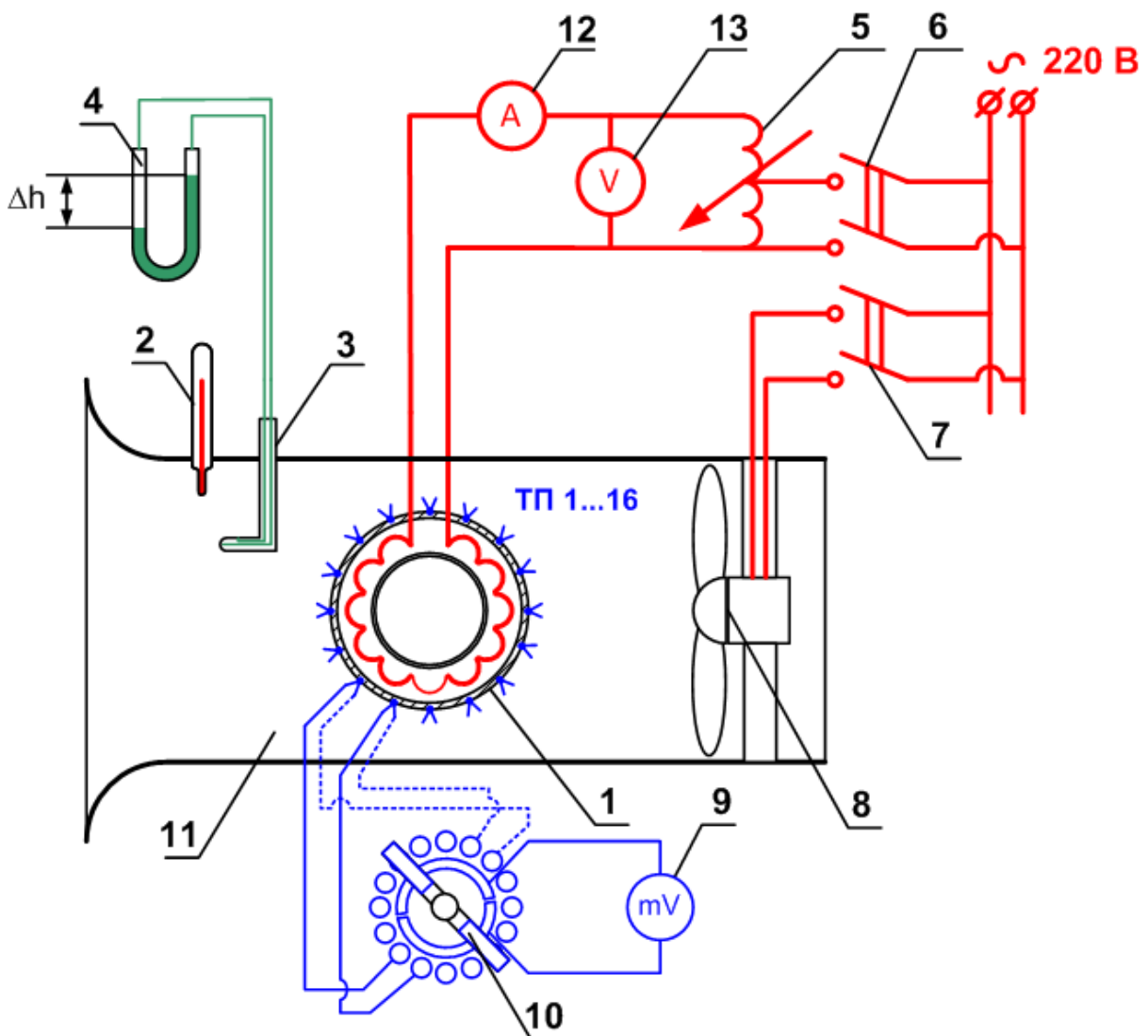


Рис. 3.22. Схема лабораторної установки для визначення середнього коефіцієнту тепловіддачі при вимушеному поперечному обтіканні циліндра

3.6.7 Лабораторна робота № 6. Тепловіддача при вимушеному поперечному обтіканні циліндра потоком повітря

Мета роботи

Метою роботи є поглиблення знань з теорії теплообміну при вимушеному обтіканні циліндричних тіл, ознайомлення з методикою досвідченого дослідження процесу і набуття навичок проведення експерименту.

Завдання:

1. Експериментально визначити значення середнього коефіцієнта тепловіддачі при вимушеному поперечному обтіканні нагрітого циліндра потоком повітря.
2. Визначити значення коефіцієнта тепловіддачі для умов, реалізованих в досвіді, за рівняннями подібності і порівняти його зі значенням, отриманим в досліді.
3. Скласти звіт про виконану роботу, що містить короткий опис роботи, схему дослідної установки та системи вимірювань, протокол вимірювань, обробку дослідних даних, висновки.

Теоретична база для виконання лабораторної роботи викладена в п. 3.6.1 – 3.6.5, а також у роботах [3, с. 179-200, 222-231], [4, гл.4 п. 5.], [5, с. 69-78, 101-110], [6, с. 8-36].

Опис лабораторної установки

Лабораторна установка представляє собою аеродинамічну трубу 11 відкритого типу (рис. 3.21, 3.22), в якій розміщений мідний циліндр 1 діаметром $d = 60$ мм і довжиною $L = 200$ мм. Усередині циліндра розташований нагрівач з ніхромового дроту, рівномірно намотаного на порцелянову трубу. Простір між внутрішнім діаметром циліндра і нагрівачем заповнене керамічним засипанням, торці циліндра закриті теплоізоляційними заглушками, виконаними з азбестоцементу та текстоліту. Таким чином можна припускати, що тепло, що виділяється в нагрівачі, передається тільки через бічну поверхню циліндра потоку повітря, що омиває його. Потік повітря створюється вентилятором 8. Температура набігаючого потоку повітря T_L вимірюється термометром 2, температура поверхні циліндра - шістнадцятьма мідь-константовими термопарами ТП 1 ... 16, рівномірно розташованими по окружності середнього перетину. Термопари через двополісний перемикач 10 підключені до [потенціометра](#) 9 постійного струму типу ПП-63. Потужність нагрівача регулюється лабораторним автотрансформатором 5 і вимірюється за допомогою вольтметра 13 і амперметра 12. Рукоятки включення

живлення нагрівача 6, вентилятора 7 і перемикача термопар 10 розміщені на приладовій дошці.

Швидкість потоку вимірюється за допомогою трубки Прандтля 3, підключеної до водяного U - подібного манометру 4. Так як до манометру 4 диференційно підводяться трубки від каналів повного і статичного тиску, то висота стовпа рідини Δh характеризує величину динамічного напору.

Проведення експерименту.

1. Вмикає установку співробітник лабораторії.
2. Після вивчення опису та ознайомлення з досвідченою установкою необхідно заготовити форму протоколу за зразком, наведеним у таблиці 3.7.

Таблиця 3.7

Номер відліку	I, А	U, В	Δh , мм	ЕРС термопар								ρ_0 , Па	T_0 , °С	T_f , °С
				1	2	3	4	5	6	7	8			
1				1	2	3	4	5	6	7	8			
				9	10	11	12	13	14	15	16			
2				1	2	3	4	5	6	7	8			
				9	10	11	12	13	14	15	16			
3				1	2	3	4	5	6	7	8			
				9	10	11	12	13	14	15	16			

3. Вимірювання і запис показань всіх вимірювальних приладів виробляються кілька разів через кожні 10 - 15 хвилин до настання стаціонарного режиму. Досвід вважається закінченим після того, як показання приладів перестануть змінюватися в часі. Для обробки можна використовувати лише результати вимірювань, отримані при стаціонарному режимі.

Обробка експериментальних даних

Для обробки можливо використовувати тільки ті дані, що були отримані при сталому тепловому стані системи.

Послідовність дій:

1. визначити середню ЕРС термопар

$$\bar{E} = \frac{\sum_{j=1}^n E_j}{n}, \quad (3.87)$$

де n – кількість вимірювань ЕРС термопар;

2. за значенням середньої ЕРС термопар за допомогою градуувальної таблиці мідно – константанових термопар (див. додаток Б) визначити середню різницю температур між спаями термопар $\Delta\bar{T}_T, ^\circ\text{C}$;

3. знайти середню температуру поверхні циліндра $\bar{T}_w, ^\circ\text{C}$, за формулою

$$\bar{T}_w = T_x + \Delta\bar{T}_T; \quad (3.88)$$

4. обчислити різницю температур між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям $\Delta T, \text{K}$:

$$\Delta T = \bar{T}_w - T_L; \quad (3.89)$$

5. визначити площу бічної поверхні циліндра:

$$F = \pi dL; \quad (3.90)$$

6. знайти тепловий потік $Q, \text{Вт}$, від стінки циліндра до повітря:

$$Q = U \cdot I; \quad (3.91)$$

7. обчислити тепловий потік $Q_{\text{п}}, \text{Вт}$, що випромінюється поверхнею циліндра у довколишнє середовище:

$$Q_{\text{п}} = c \cdot F \cdot \left[\left(\frac{\bar{T}_w}{100} \right)^4 - \left(\frac{T_L}{100} \right)^4 \right], \quad (3.92)$$

де $c \approx 1 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$ – коефіцієнт випромінювання для слабо полірованої мідної поверхні;

\bar{T}_w, T_L - температури поверхні циліндра і довколишнього повітря, які слід підставляти у градусах Кельвіна;

8. вирахувати конвективний тепловий потік $Q_k, \text{Вт}$:

$$Q_k = Q - Q_{\text{п}}; \quad (3.93)$$

9. знайти дослідне значення коефіцієнта тепловіддачі, $\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$:

$$\bar{\alpha}_0 = \frac{Q_k}{F \cdot \Delta T}; \quad (3.94)$$

10. визначити густину повітря

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R \cdot T_L}, \quad (3.95)$$

де $R = 287$ Дж/(кг·К) – газова стала повітря;

11. припустивши, що повітря - ідеальній газ, визначити величину динамічного напору повітря

$$\Delta p_{\text{дин}} = \rho_{\text{в}} \cdot g \cdot \Delta h, \quad (3.96)$$

де $\rho_{\text{в}} \approx 1000$ кг/м³ – густина рідини (води);

Δh - висота стовпа рідини (води), м;

12. знайти середню швидкість повітря перед циліндром:

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p_{\text{дин}}}{\rho_0}}; \quad (3.97)$$

13. визначити визначальну температуру, значення критеріїв подібності Прандтля і Рейнольдса; теплофізичні властивості повітря можливо визначити з додатку А;

14. на підставі рівнянь подібності з числа наведених у посібнику визначити критерій Нуссельта (примітка: впливом турбулентності можливо знехтувати);

15. знайти розрахункове значення коефіцієнта тепловіддачі, Вт/(м²·К):

$$\bar{\alpha}_p = \frac{\bar{Nu} \cdot \lambda}{d}; \quad (3.98)$$

16. визначити відносну похибку

$$\delta = \frac{\bar{\alpha}_o - \bar{\alpha}_p}{\bar{\alpha}_o} \cdot 100\%. \quad (3.99)$$

Для заліку виконаної роботи необхідно представити звіт і відповіді на контрольні питання за вибором викладача.

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Опишіть механізм перенесення тепла в режимі вимушеної конвекції.
3. Рівняння тепловіддачі (рівняння Ньютона-Ріхмана).
4. Від чого залежить коефіцієнт тепловіддачі в режимі вимушеної конвекції?
5. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
6. Які, на Ваш погляд, особливості поперечного обтікання циліндричних тіл?

7. Чи змінюється значення локального коефіцієнта тепловіддачі по периметру циліндра? Чому?
8. Вкажіть фактори, від яких залежить коефіцієнт тепловіддачі при поперечному обтіканні циліндра.
9. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі?
10. Чому дослідний циліндр виконаний з міді?
11. Чи вплине на результати той факт, що вимірювання проведені до настання стаціонарного режиму? Чому?
12. Поясніть причину затягування місця відриву граничного шару при турбулентному обтіканні циліндра потоком.
13. Наведіть структурну формулу критеріальних рівнянь для визначення середніх коефіцієнтів тепловіддачі при вільній конвекції, вимушеному обтіканні тіл, при русі рідини в каналах.
14. Що називається визначальною температурою і як вона вибирається?
15. Вкажіть особливості тепловіддачі при великих швидкостях руху газів.
16. Поясніть вплив режиму течії рідини на тепловіддачу.



Рис. 3.23. Лабораторна установка для визначення місцевих коефіцієнтів тепловіддачі при вимушеному поперечному обтіканні циліндра

3.6.8 Лабораторна робота № 7. Дослідження поля місцевих коефіцієнтів тепловіддачі на поверхні циліндра, що омивається поперечним потоком повітря

Мета роботи

Визначити поле місцевих коефіцієнтів тепловіддачі на поверхні циліндра, що омивається поперечним потоком повітря. Шляхом осереднення отриманих результатів визначити середній коефіцієнт тепловіддачі для всієї поверхні циліндра і отримане значення порівняти з обчисленим по критеріальним рівнянням.

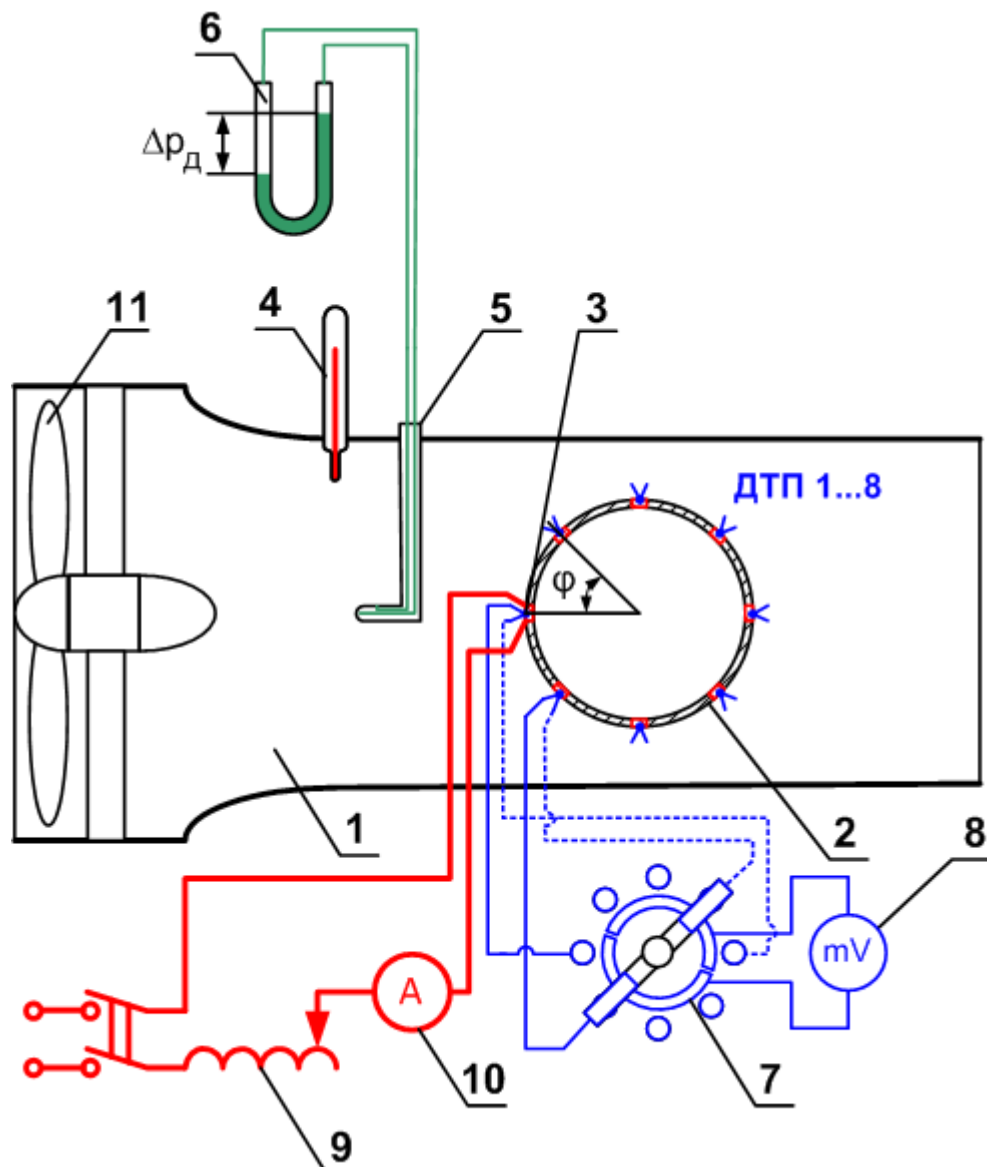


Рис. 3.24. Схема лабораторної установки для визначення місцевих коефіцієнтів тепловіддачі при вимушеному поперечному обтіканні циліндра

Теоретична база для виконання лабораторної роботи викладена в п. 3.6.1 – 3.6.5, а також у роботах [3, с. 179-200, 222-231], [4, гл.4 п. 5.], [5, с. 69-78, 101-110], [6, с. 8-36].

Опис лабораторної установки

Лабораторна установка (див. рис. 3.23, 3.24) представляє собою аеродинамічну трубу 1 відкритого типу, в якій розміщений циліндр 2 діаметром $d = 106$ мм з вмонтованими у його поверхню датчиками теплового потоку 3. Поворот циліндра з датчиком теплового потоку на його поверхні дозволяє визначати коефіцієнти тепловіддачі по периметру циліндра. Для відліку полярного кута положення датчика щодо точки розгалуження потоку на торці циліндра укріплений лімб. Потрібний датчик теплового потоку можна вибрати за допомогою перемикача 7. Сигнал температури зовнішньої поверхні датчика реєструється за допомогою потенціометра 8 постійного струму типу ПП-63. Тепловий потік, що виділяється датчиком теплового потоку, регулюється реостатом 9. Сила струму, що проходить через нагрівач датчика, вимірюється амперметром 10.

Потік в аеродинамічній трубі створюється вентилятором 11. Швидкість потоку в робочій частині труби обчислюється по

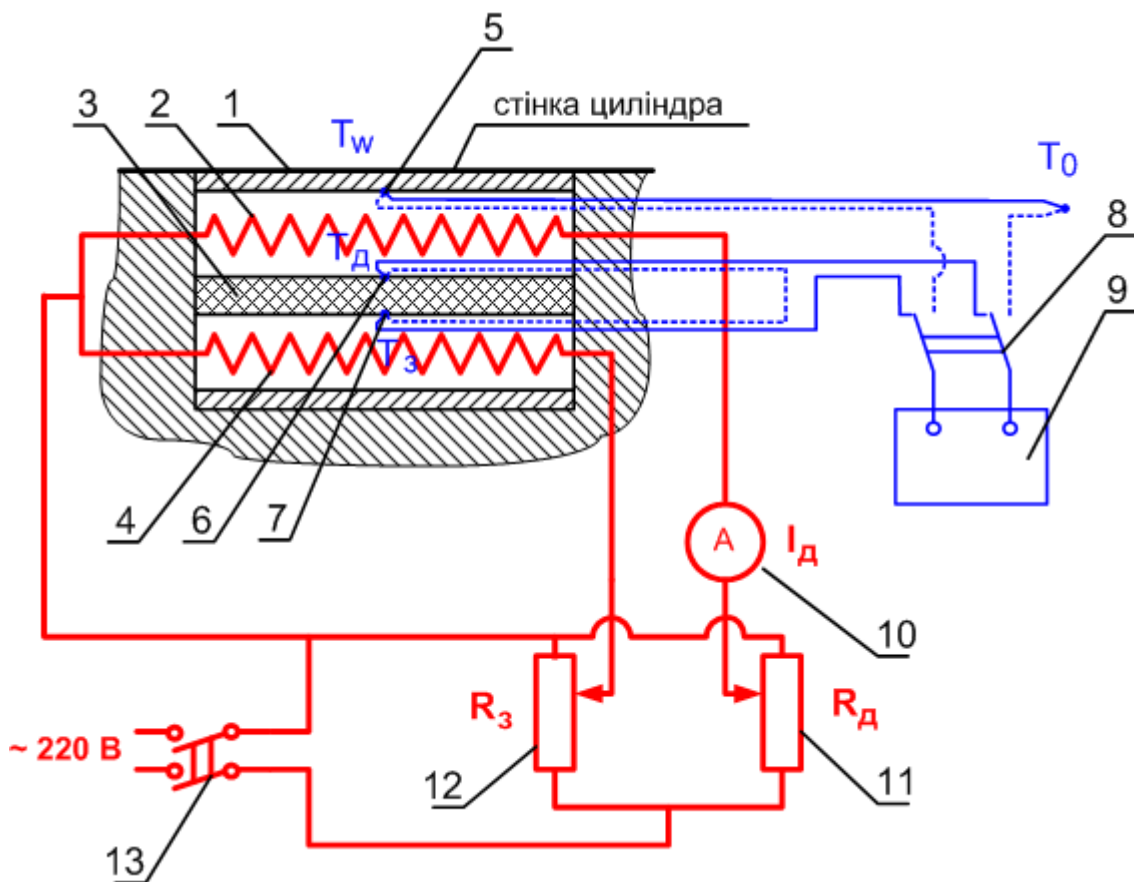


Рис. 3.25. Схема датчика теплового потоку

динамічному напору Δp_d , що вимірюється пневмотрубною 5 і мікроманометром 6. Температура потоку в робочій частині труби вимірюється термометром 4.

На рис. 3.25 показано будову датчика теплового потоку і схема підключення приладів. До робочої пластини датчика 1 підводиться тепло від нагрівача датчика 2, виконаного зі сплаву, електричний опір якого практично не змінюється при зміні температури ([манганіну](#)). Підведене тепло передається повітрю, що обтікає циліндр. Температура робочої пластини вимірюється мідь-константовою термопарою 5. Кількість тепла, підведений до пластини і передане повітрю, визначається за [законом Джоуля-Ленца](#):

$$Q = I_d R_{\text{осн}}^2, \quad (3.100)$$

де I_d - сила струму, що проходить через нагрівач датчика, А;

$R_{\text{осн}}$ - електричний опір нагрівача, Ом. Значення електричного опору нагрівачів усіх датчиків теплового потоку наведені у табл. 3.8.

Таблиця 3.8

Номер датчика	1	2	3	4	5	6	7	8
$R_{\text{осн}}$, Ом	46,8	46,5	46,8	50,3	54,5	52,7	47,5	51,0

Потужність нагрівача регулюється реостатом 11. Для того, щоб усе тепло, що виділяється в нагрівачі, виводилося тільки до пластини датчика і не розсіюється в стінці циліндра, під нагрівачем датчика встановлена приставка 3, виконана з теплоізоляційного матеріалу, і екранний нагрівач 4. На верхній і нижній площині проставки зачеканені термопари 6 і 7. При роботі датчика потужність екранного нагрівача регулюється реостатом 12 таким чином, щоб температури на верхній T_d і нижній T_z поверхнях проставки були рівні. При цьому градієнт температури по товщині проставки буде дорівнювати нулю і тепловий потік від нагрівача датчика до проставки буде також дорівнювати нулю. Виводи усіх термопар підключені до клем перемикача 8, а ЕРС термопар вимірюється потенціометром 9. Електричний ланцюг нагрівачів датчика вмикається вимикачем 13.

Порядок проведення експерименту

При роботі не обходимо пам'ятати:

1. Запуск установки починається з вмикання вентилятора аеродинамічної труби і тільки після цього вмикається нагрівач датчика.

2. Не допускати у ланцюгу нагрівача силу струму більше 150 мА.
3. Не допускати нагрівання ізоляційної проставки датчика до температури, що перевищує 100 °С, що відповідає ЕРС 3 мВ.
4. Не допускати повороту циліндра більше одного обороту і не починати поворот при закрученому джгуті з'єднувальних проводів.
5. Зупинку установки починати з виключення нагрівачів датчика, і тільки після цього вимкнути вентилятор аеродинамічної труби.

Рекомендована наступна послідовність проведення досліду:

1. Виміряти параметри довколишнього середовища: тиск p_0 і температуру T_0 .
2. Увімкнути вентилятор аеродинамічної труби.
3. Встановити циліндр таким чином, щоб датчик теплового потоку знаходився у точці розгалуження потоку ($\varphi = 0$, див. рис. 3.24).
4. Увімкнути нагрівання датчика та за допомогою реостату 11 (R_d , див. рис. 3.25) встановити потрібну потужність нагрівача датчика теплового потоку.
5. За допомогою реостату 12 (R_3 , див. рис. 3.25) відрегулювати потужність екранного нагрівача так, щоб ЕРС термопар 6 і 7 (див. рис. 3.25) $\Delta T_{3-d} = T_3 - T_d$ дорівнював нулю.
6. Виміряти ЕРС термопари 5 ($E(T_w)$, див. рис. 3.25), силу струму у ланцюгу нагрівача датчика I_d , динамічний напір Δh .
7. Повернути циліндр на необхідний кут $\Delta\varphi = 30^\circ$. Домогтись рівності нулю ЕРС термопар ΔT_{3-d} . Дочекайтесь сталого режиму тепловіддачі. Тепловий режим можливо вважати сталим, якщо показники термопар T_w і ΔT_{3-d} не змінюються протягом 2-3 хвилин без додаткового регулювання нагрівачів. Досвід показує, що після повороту циліндра сталий режим настає приблизно через 4-5 хвилин.
8. Виміряти силу струму в ланцюзі нагрівача датчика I_d і ЕРС термопари поверхні датчика.
9. Повторювати пункти 7 та 8 доти, поки не буде отримані дані у діапазоні кутів $\varphi = 0^\circ \dots 180^\circ$ (див. рис. 3.24). Після кожної зміни положення датчика необхідно перевіряти установку нуля [нуль-гальванометра](#) потенціометра.

По закінченню експерименту установку вимкати у наступній послідовності:

1. За допомогою реостатів 11 і 12 (рис. 3.25) зняти навантаження нагрівачів датчика і екрана.
2. Вимкнути електроживлення нагрівачів і потенціометр.
3. Після вимкнення електроживлення нагрівачів через 2-3 хвилини вимкнути вентилятор.

Усі результати записати у таблицю 3.9.

Обробка експериментальних даних

Послідовність дій:

Таблиця 3.9

Барометричний тиск повітря $p_0 =$ _____ Па;

Температура довколишнього середовища $T_0 =$ _____ °С;

Динамічний напір потоку повітря $\Delta h =$ _____ мм вод. ст.

№ відліку (j)	Вимірювані величини			Обчислені величини		
	Кут φ °	I_d А	$E(T_w)$ мВ	$T_{w,\varphi}$ °С	$\Delta T_{\varphi,j}$ °С	$\alpha_{\varphi,j}$ Вт/(м ² ·К)
1	0					
2	30					
3	60					
4	90					
5	120					
6	150					
7	180					

1. За ЕРС термопари $E(T_w)$ і за допомогою градуовальної таблиці мідь-константанових термопар визначаються локальні температурні напори $\Delta T_{\varphi,j} = T_{w,\varphi,j} - T_0$, $j = 1..n$ ($n = 7$ – кількість відліків). Так як холодний спай термопари знаходиться при температурі T_0 , табличне значення ЕРС відповідає $\Delta T_{\varphi,j}$.

2. Знайти температури стінки по периметру циліндра

$$T_{w,\varphi,j} = \Delta T_{\varphi,j} + T_0. \quad (3.101)$$

3. Визначити місцеві коефіцієнти тепловіддачі

$$\alpha_{\varphi,j} = \frac{I_d^2 \cdot R_{осн}}{\Delta T_{\varphi,j} \cdot F_d}, \quad (3.102)$$

де $F_d = 108 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ – площа теплообміну датчика.

4. Знайти середню по периметру циліндра температуру поверхні

$$\bar{T}_w = \frac{\int_0^{180} T_{w\varphi} \cdot d\varphi}{180} \approx \frac{\sum_{j=1}^n T_{w\varphi.j}}{n}. \quad (3.103)$$

5. Знайти середній коефіцієнт тепловіддачі

$$\bar{\alpha}_0 = \frac{\int_0^{180} \alpha_\varphi \cdot \Delta T_\varphi \cdot d\varphi}{180 \cdot (\bar{T}_w - T_0)} \approx \frac{\sum_{j=1}^n (\alpha_{\varphi.j} \cdot \Delta T_{\varphi.j})}{n \cdot (\bar{T}_w - T_0)}. \quad (3.104)$$

6. Припустивши, що повітря - ідеальний газ, визначити густину повітря

$$\rho_0 = \frac{p_0}{R \cdot T_0}, \quad (3.105)$$

де $R = 287$ Дж/(кг·К) – газова стала повітря;

T_0 – температура повітря, К.

7. Знайти швидкість набігаючого потоку:

8. Визначити величину динамічного напору повітря

$$\Delta p_{\text{дин}} = \rho_B \cdot g \cdot \Delta h, \quad (3.106)$$

де $\rho_B \approx 1000$ кг/м³ – густина рідини (води);

Δh - перепад стовпів рідини (води) у манометрі, м;

$g = 9,8$ м/с² – прискорення вільного падіння.

9. Знайти середню швидкість повітря перед циліндром:

$$W = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta p_{\text{дин}}}{\rho_0}}. \quad (3.107)$$

10. Вирахувати значення критерію Рейнольдса:

$$Re_{f,d} = \frac{W \cdot d}{\nu_0}, \quad (3.108)$$

де ν_0 - коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря, м²/с, значення якого який залежить від відповідній визначальній температурі (див. додаток А). Визначальною температурою при використанні залежностей (3.78)-(3.80) є температура повітря T_0 ;

$d = 0,106$ м – діаметр циліндра.

11. Знайти значення критеріїв Прандтля Pr_f і Pr_w при температурах T_0 і T_w відповідно (див. додаток А).

12. На підставі рівнянь подібності з числа наведених у посібнику визначити критерій Нуссельта \overline{Nu} для знайдення середнього коефіцієнту тепловіддачі (примітка: впливом турбулентності можливо знехтувати).

13. Знайти розрахункове значення середнього коефіцієнта тепловіддачі, Вт/(м²·К):

$$\overline{\alpha}_p = \frac{\overline{Nu} \cdot \lambda}{d}, \quad (3.109)$$

де λ - коефіцієнт теплопровідності повітря при визначальній температурі.

14. визначити відносну похибку

$$\delta = \frac{\overline{\alpha}_o - \overline{\alpha}_p}{\overline{\alpha}_o} \cdot 100\% \quad (3.110)$$

Для заліку виконаної роботи необхідно представити звіт і відповіді на контрольні питання за вибором викладача.

15. За результатами розрахунків побудувати графіки $T_w = f_1(\varphi)$ з нанесеним значенням \overline{T}_w і $\alpha_\varphi = f(\varphi)$ з нанесеними значеннями $\overline{\alpha}_o$ і $\overline{\alpha}_p$.

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Опишіть механізм перенесення тепла в режимі вимушеної конвекції.
3. Від чого залежить коефіцієнт тепловіддачі в режимі вимушеної конвекції?
4. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
5. Які, на Ваш погляд, особливості поперечного обтікання циліндричних тіл?
6. Чи змінюється значення локального коефіцієнта тепловіддачі по периметру циліндра? Чому?
7. Вкажіть фактори, від яких залежить коефіцієнт тепловіддачі при поперечному обтіканні циліндра.
8. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі?

9. Поясніть причину затягування місця відриву граничного шару при турбулентному обтіканні циліндра потоком.
10. Наведіть структурну формулу критеріальних рівнянь для визначення середніх коефіцієнтів тепловіддачі при вільній конвекції, вимушеному обтіканні тіл, при русі рідини в каналах.
11. Що називається визначальною температурою і як вона вибирається?
12. Вкажіть особливості тепловіддачі при великих швидкостях руху газів.
13. Поясніть вплив режиму течії рідини на тепловіддачу.

3.7 Тепловіддача при вимушеній течії рідини у каналах

3.7.1 Теорія теплообміну при вимушеній течії рідини у каналах

3.7.1.1 Пограничний шар при вимушеній конвекції у каналах

При обтіканні пластини рідина далеко від стінки не зазнає впливу процесів, що відбуваються у стінки. Так як поперечний переріз труби має кінцеві розміри, то, починаючи з деякої відстані рідина по всьому перетину відчуває гальмівний вплив сил в'язкості (див. рис. 3.26). Також має місце зміна температури як по перерізу, так і по довжині каналу (див. рис. 3.26). Ці явища впливають на тепловіддачу.

Розглянемо стаціонарну течію в гладких прямих трубах постійного перерізу. У рідини відсутні внутрішні джерела теплоти.

Як і в інших випадках, режим течії в каналах може бути ламінарним, турбулентним або перехідним.

При $Re < 2000$ течія ламінарна, при $Re > 10^4$ течія турбулентна, при $2000 < Re < 10^4$ має місце перехідний режим течії. При цьому критерій Рейнольдса тут розраховується за формулою:

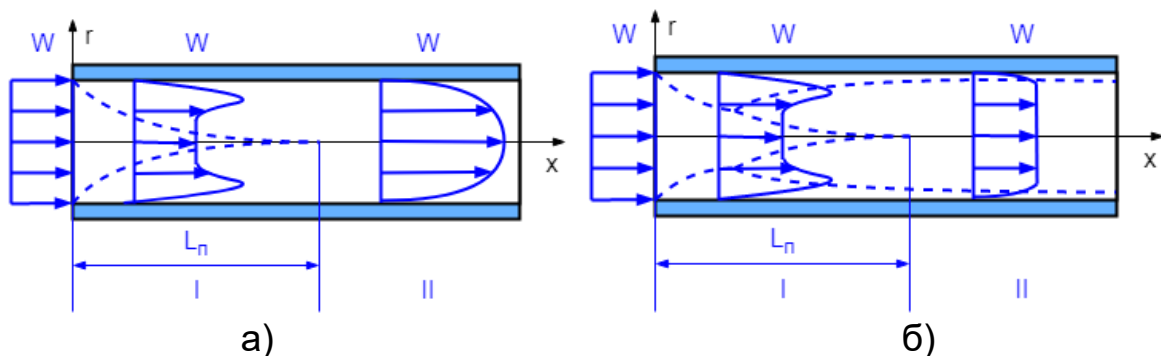


Рис. 3.26. Гідродинамічний пограничний шар у каналі: а – ламінарна течія; б – турбулентна течія, I – ділянка гідродинамічної стабілізації; II – ділянка стабілізованої течії

$$Re = \frac{\bar{W}d_r}{\nu}, \quad (3.111)$$

де $\bar{W} = \frac{1}{F_{пер}} \cdot \int_{F_{пер}} W \cdot dF = \frac{G}{\rho \cdot F_{пер}}$ - середня швидкість у перетині;

$F_{пер}$ – площа поперечного перетині;

G – масова витрата через поперечний перетин;

$d_r = \frac{4 \cdot F_{пер}}{P}$ - гідравлічний діаметр каналу;

P – периметр поперечного перерізу.

Коефіцієнт кінематичної в'язкості ν для визначення критерія Рейнольдса треба знаходити при так званій **визначальній температурі**, яка в цьому випадку дорівнює $(T_w + T_f)/2$.

Течію в каналі можливо розділити на ділянку гідродинамічної стабілізації і ділянку стабілізованої течії (див. рис. 3.26). На ділянці гідродинамічної стабілізації розподіл швидкості по поперечному перетину залежить від початкового поля швидкостей, а на ділянці стабілізованої течії – ні.

Довжину ділянки гідродинамічної стабілізації L_n завжди відраховують від входу в трубу. При ламінарному режиму течії довжина L_n може бути оцінена як $L_n = 0,05 \cdot d_r \cdot Re_{d_r}$, при турбулентному режиму течії $L_n \approx 15 \cdot d_r$.

Розглянувши теплову картину перебігу (див. рис. 3.27), можна виявити наявність початкової теплової ділянки, на якому поле температур залежить від її початкового розподілу. Довжину

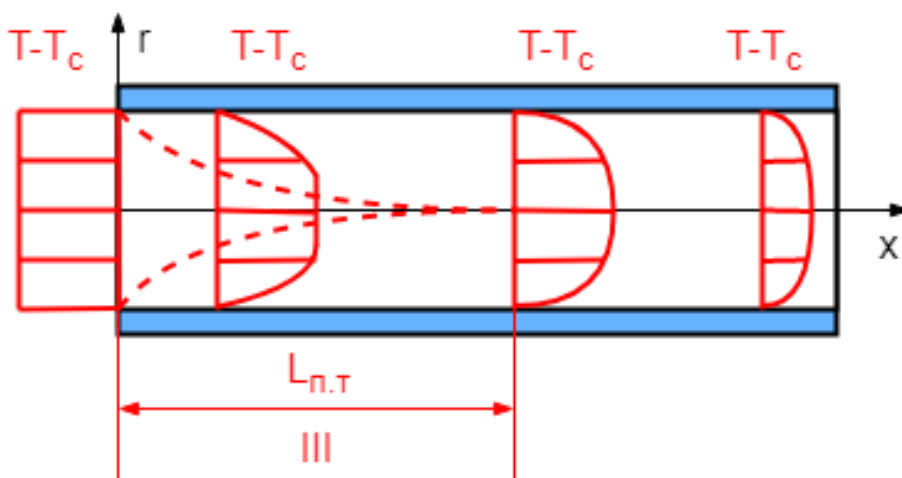


Рис. 3.27. Термічний пограничний шар при течії в каналі

початкової теплової ділянки течії $L_{п.т}$ відраховують від початку ділянки теплообміну. При ламінарному режиму течії довжина $L_{п.т}$ може бути оцінена як $L_{п.т} = 0,05 \cdot d_f \cdot Pr \cdot Re_{d_f}$ при постійній температурі стінки каналу або $L_{п.т} = 0,07 \cdot d_f \cdot Pr \cdot Re_{d_f}$ при постійній густині теплового потоку через стінку каналу, при турбулентному режиму течії $L_{п.т} \approx 10...15 \cdot d_f$.

Відмінність теплової картини в тому, що на ділянці стабілізованої течії температура продовжує змінюватися. З диференційного рівняння теплообміну (3.7)

$$\alpha = -\frac{\lambda}{T_w - T_f} \cdot \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0} \quad (3.112)$$

впливає, що на початкової теплової ділянці у міру віддалення від входу коефіцієнт тепловіддачі зменшується у зв'язку зі зменшенням градієнта температури у поверхні теплообміну $\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0}$, а так як на

ділянці стабілізованої течії $\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=r_0}$ та $T_w - T_f$ зменшуються приблизно пропорційно, на цієї ділянці коефіцієнт тепловіддачі

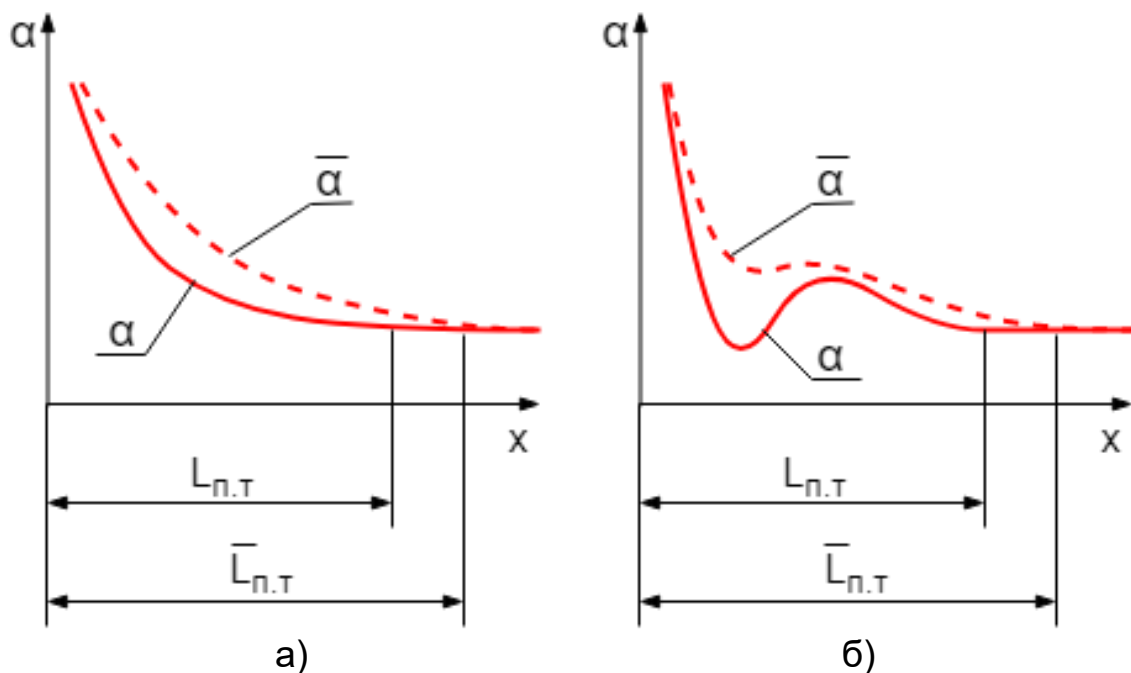


Рис. 3.28. Коефіцієнт тепловіддачі при течії в каналі: а – ламінарний режим; б – турбулентний режим

приблизно постійний. Характер зміни коефіцієнта тепловіддачі по довжині каналу наведено на рис. 3.28.

3.7.1.2 Тепловіддача при вимушеній конвекції у каналах при ламінарній течії

Ламінарна течія у каналі може мати два режими неізотермічної течії: в'язкісний і в'язкісно-гравітаційний.

При **в'язкісному режимі течії** сили в'язкості переважають над підйомними силами. Він має місце, якщо $Gr_{df} \cdot Pr < 8 \cdot 10^5$. При постійній густині теплового потоку при $x < L_{п.т}$ локальний коефіцієнт тепловіддачі у прямих гладких каналах можливо знайти за формулою [3]

$$Nu_{f(x).x} = 0,33 \cdot Re_{f(x).x}^{0,5} \cdot Pr_{f(x)}^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_{f(x)}}{Pr_{w(x)}} \right)^{0,25} \cdot \left(\frac{x}{d} \right)^{0,1}, \quad (3.113)$$

де індекс «f(x)» означає, що теплофізичні властивості рідини треба брати за середньою температурою рідини на координаті x, а індекс «w(x)» означає, що теплофізичні властивості рідини треба брати за температурою стінки на координаті x.

Для каналів довжиною $L > L_{п.т}$, якщо теплообмін має місце з початку каналу, середній коефіцієнт тепловіддачі у прямих гладких каналах при $\frac{1}{Re} \cdot \frac{L}{d} < 0,01$ і $0,07 \leq \frac{\mu_w}{\mu_f} \leq 1500$ може бути визначеним за формулою [3]

$$\bar{Nu}_d = 1,55 \cdot \left(Pe_d \cdot \frac{d}{L} \right)^{1/3} \cdot \left(\frac{\mu_w}{\mu_f} \right)^{-0,14} \cdot \varepsilon_L, \quad (3.114)$$

де ε_L – поправка на довжину каналу. При $\frac{1}{Re} \cdot \frac{L}{d} < 0,1$

$$\varepsilon_L = 0,1 \cdot \left(\frac{1}{Re} \cdot \frac{d}{L} \right)^{-1/7} / \left(1 + 2,5 \cdot \frac{1}{Re} \cdot \frac{d}{L} \right). \quad (3.115)$$

У формулі (3.114) під температурою стінки T_w мають на увазі її середнє значення на ділянці теплообміну, а фізичні властивості рідини для визначення Nu і Re , а також значення μ_f визначаються по температурі [5] $T_f = T_w \pm \Delta T_{лог}$, де $\Delta T_{лог}$, - середній логарифмічний тепловий напір (див. п. 3.7.1.5), знак «+» або «-» ставиться в залежності від напрямку теплообміну.

При **в'язкісно-гравітаційному режимі течії** сили в'язкості та підйомні сили можна порівняти. Він має місце, якщо $Gr_{d_f} Pr \geq 8 \cdot 10^5$. Вплив підйомних сил може підвищити коефіцієнт тепловіддачі у декілька раз. Середній коефіцієнт тепловіддачі При в'язкісно-гравітаційному режимі течії у прямих гладких каналах знаходиться за формулою [3]

$$\overline{Nu}_{f,d} = 0,15 \cdot Re_{f,d}^{0,33} \cdot Pr_f^{0,33} (Gr_{f,d} \cdot Pr_f)^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \overline{\varepsilon}_L, \quad (3.116)$$

де $\overline{\varepsilon}_L$ – поправка на довжину каналу (див. табл. 3.10). При $L/d > 50$ $\overline{\varepsilon}_L = 1$.

У формулі (3.116) під температурою стінки T_w мають на увазі її середнє значення на ділянці теплообміну, а температуру рідини T_f визначають як середнє арифметичне між значеннями температури рідини на вході $T_{f,вх}$ та виході $T_{f,вих}$ з ділянки теплообміну [7]:

$$T_f = (T_{f,вх} + T_{f,вих})/2.$$

Таблиця 3.10. Значення $\overline{\varepsilon}_L$ при в'язкісно-гравітаційному режимі течії в каналі

L/d	1	2	5	10	15	20	30	40	50
$\overline{\varepsilon}_L$	1,9	1,7	1,44	1,28	1,18	1,13	1,05	1,02	1

3.7.1.3 Тепловіддача при вимушеній конвекції у каналах при турбулентній течії

При **турбулентному режимі течії** сили в'язкості завжди переважають над підйомними силами.

Місцеві коефіцієнти тепловіддачі при турбулентному режимі течії у прямих гладких круглих трубах можливо знайти за формулою [3]:

$$Nu_{f(x),d} = 0,022 \cdot Re_{f(x),d}^{0,8} \cdot Pr_{f(x)}^{0,43} \cdot \varepsilon_L, \quad (3.117)$$

де ε_L – поправка на довжину каналу. При $x/d \leq 15$

$$\varepsilon_L = 1,38 \cdot (x/d)^{-0,12}; \quad (3.118)$$

при $x/d > 15$ $\varepsilon_L = 1$.

Середній коефіцієнт тепловіддачі можливо знайти за формулою Михеева [3, 5]:

$$\overline{Nu}_{f,d} = 0,021 \cdot Re_{f,d}^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \overline{\varepsilon}_L, \quad (3.119)$$

де $\overline{\varepsilon}_L$ – поправка на довжину каналу:

$$\overline{\varepsilon}_L = \begin{cases} \approx 1 + 2d/L & , L/d \leq 50 \\ = 1 & , L/d > 50 \end{cases} \quad (3.120)$$

У формулі (3.119) під температурою стінки T_w мають на увазі її середнє значення на ділянці теплообміну, а температуру рідини T_f визначають як середнє арифметичне між значеннями температури рідини на вході $T_{f,ВХ}$ та виході $T_{f,ВИХ}$ з ділянки теплообміну:

$$T_f = (T_{f,ВХ} + T_{f,ВИХ})/2.$$

3.7.1.4 Тепловіддача при вимушеній конвекції у каналах при перехідному режиму течії

Перехідний режим течії характеризується комбінацією ламінарного і турбулентного течій. У цьому випадку коефіцієнт тепловіддачі можна розрахувати за формулою [5]

$$\overline{Nu}_{f,d} = K_0 \cdot Pr_f^{0,43} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \cdot \overline{\varepsilon}_L, \quad (3.121)$$

де K_0 – безрозмірний комплекс (див. табл. 3.11);

$\overline{\varepsilon}_L$ – поправка на довжину каналу, який знаходиться за формулою (3.53).

У формулі (5.57) під температурою стінки T_w мають на увазі її середнє значення на ділянці теплообміну, а температуру рідини T_f визначають як середнє арифметичне між значеннями температури рідини на вході $T_{f,ВХ}$ та виході $T_{f,ВИХ}$ з ділянки теплообміну:

$$T_f = (T_{f,ВХ} + T_{f,ВИХ})/2.$$

Таблиця 3.11. Залежність комплексу K_0 від критерія Рейнольдса

$Re \cdot 10^{-3}$	2,2	2,3	2,5	3	3,5	4	5	6	7	8	9	10
K_0	2,2	3,6	4,9	7,5	10	12,2	16,5	20	24	27	30	33

3.7.1.5 Визначення теплового потоку тепловіддачі конвекції у каналах

Густина теплового потоку на поверхні каналу визначається за загальною формулою Ньютона-Рихмана (3.4). Однак визначення загального теплового потоку між стінкою каналу і рухомий

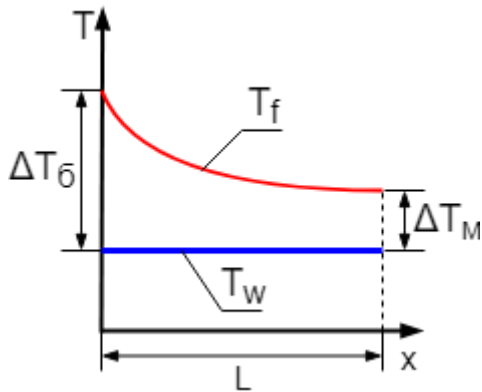


Рис. 3.29. Приклад зміни температури по довжині каналу

формулою

$$\Delta T_{\text{лог}} = \frac{\Delta T_{\text{б}} - \Delta T_{\text{м}}}{\ln(\Delta T_{\text{б}} / \Delta T_{\text{м}})}; \quad (3.123)$$

$\Delta T_{\text{б}}$ - найбільша різниця температур між рідиною і поверхнею, К (див. рис. 3.29);

$\Delta T_{\text{м}}$ - найменша різниця температур між рідиною і поверхнею, К.

3.7.2 Лабораторна робота №8. Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вимушеній течії повітря у трубі

Мета роботи - вивчення тепловіддачі при вимушеній конвекції, засвоєння понять теорії конвективного теплообміну, придбання навичок дослідного визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

Зміст роботи:

1. ознайомитись з механізмом теплообміну при вимушеній конвекції і особливості тепловіддачі при вимушеній течії рідини у каналах;
2. експериментально визначити значення середніх коефіцієнтів тепловіддачі для ділянок труби різної довжини (по завданню викладача);
3. визначити коефіцієнти тепловіддачі для дослідних ділянок за допомогою відповідних рівнянь подібності для режимів течії, встановлених в досвіді;
4. порівняти дослідні і розрахункові результати;

5. скласти звіт про виконану роботу, що містить короткий опис роботи, схему дослідної установки, протокол вимірювань і обробки дослідних даних, графік $\bar{\alpha} = f(x)$, висновки.

Теоретична база для виконання лабораторної роботи викладена в п. 3.7.1, а також у роботах [3, с. 200-222, 5, с. 78-94].

Опис експериментальної установки

Лабораторна установка, фотографія і принципова схема якої представлені на рис. 3.30, являє собою циліндричну трубу 1 зі сталі 1X18Н10Т діаметром $d_k = 20$ мм і довжиною $L = 2,5$ м. Нагрівання труби здійснюють джоулевым теплом, а охолодження - повітрям 3, попередньо стиснутим в компресорі і протікаючим через трубу. Зовнішня поверхня труби надійно теплоізольована. Витрата повітря вимірюють подвійною діафрагмою 2 діаметром $d_{\text{ш}} = 10$ мм. Для вимірювання температури повітря у каналі T_f і різниці температур

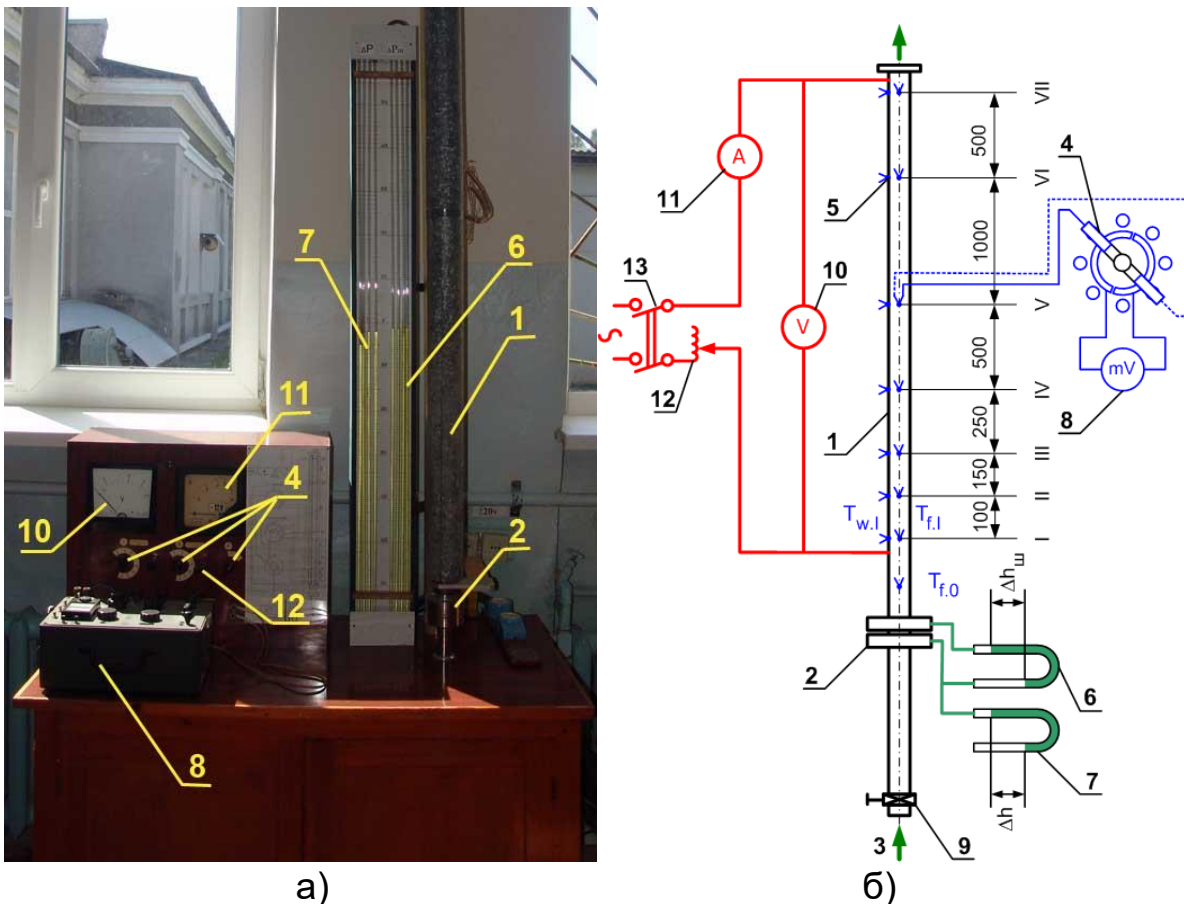


Рис. 3.30. Лабораторна установка для дослідження теплообміну у каналі: а – фотографія; б – схема

стілки і повітря $\Delta T_{w-f} = T_w - T_f$ по довжині вимірної ділянки труби в восьми перерізах встановлені хромель-копелеві термопари 5, які через систему багатопозиційних перемикачів 4 з'єднуються з потенціометром 8. Перепад тиску на діафрагм $\Delta h_{\text{ш}}$ і надлишковий тиск перед діафрагмою Δh вимірюють манометрами 6 і 7, температуру повітря T_{f_0} на вході в діафрагму - хромель-копелеві термопарою. Витрату (швидкість) повітря в трубі змінюють за допомогою дросельного крана 9.

Порядок проведення експерименту

Переконавшись в справному стані установки, включити компресор і встановити необхідних режим течії повітря.

Включити нагрів і трансформатором струму встановити необхідну потужність нагрівача для створення необхідного температурного режиму. Ці дії виконуються співробітником навчальної лабораторії.

При досягненні стаціонарного режиму тепловіддачі заміряти: барометричний тиск p_0 , температуру навколишнього повітря T_0 , перепад тиску на діафрагмі $\Delta h_{\text{ш}}$, мм вод. ст., надлишковий тиск на вході в діафрагму Δh , мм вод. ст., ЕРС термопари, що вимірює температуру повітря на вході в діафрагму $E(T_{f,0})$, ЕРС термопар, які вимірюють температури повітря $E(T_{f,j})$ і різницю температур між стінкою і повітрям $E(\Delta T_{w-f,j})$ в перерізах I ... VII ($j = 1...7$).

Таблиця 3.12.

$p_0 =$ _____ Па; $T_0 =$ _____ °C = _____ К; $E(T_{f,0}) =$ _____ мВ;
 $\Delta h_{\text{ш}} =$ _____ мм вод. ст.; $\Delta h =$ _____ мм вод. ст.

Переріз j	I	II	III	IV	V	VI	VII
$E(T_{f,j})$, мВ							
$E(\Delta T_{w-f,j})$, мВ							
$\Delta T_{f,j}$, °C							
$T_{f,j}$, °C							
$\Delta T_{w-f,j}$, °C							

$\Delta T_{f,j} =$ _____ °C; $T_{f,j} =$ _____ °C.

Вимірювання проводять не менше двох разів на одному і тому ж режимі через 10-15 хвилин.

Результати вимірювань записують в таблицю 3.12.

Обробка експериментальних даних

1. За замірними значеннями ЕРС термопар $E(T_{f,0})$, $E(T_{f,j})$, $E(\Delta T_{w-f,j})$ ($j = 1 \dots 7$) за допомогою градувальної таблиці - хромель-копелевих термопар (див. додаток В) визначити різницю температур між спаями термопар $\Delta T_{f,0}$, °С; $\Delta T_{f,j}$, °С; а також різницю температур між стінкою і повітрям $\Delta T_{w-f,j}$.

2. Знайти температуру повітря на вході в діафрагму за формулою

$$T_{f,0} = T_0 + \Delta T_{f,0}; \quad (3.124)$$

3. Знайти температуру повітря у семи перерізах вимірної ділянки:

$$T_{f,j} = T_0 + \Delta T_{f,j}; \quad (3.125)$$

Результати розрахунків занести у таблицю 3.12.

4. Побудувати графіки $T_f = f(x)$, $\Delta T_{w-f} = \varphi(x)$, де x – відстань до перетину l .

5. Знайти відстані між перетинами $L_{j,j+1}$ (див. 3.30) і середнє значення різниці температур між перетинами $\Delta \bar{T}_{w-f,j,j+1}$:

$$\Delta \bar{T}_{w-f,j,j+1} = \frac{1}{2} (\Delta T_{w-f,j} + \Delta T_{w-f,j+1}). \quad (3.126)$$

Результати розрахунків занести у таблицю 3.13.

Таблиця 3.13.

Перерізи j-j+1	I-II	II-III	III-IV	IV-V	V-VI	VI-VII
$L_{j,j+1}$, м	0,1	0,15	0,25	0,5	1	0,5
$\Delta \bar{T}_{w-f,j,j+1}$, К						

6. обчислити середню різницю температур між поверхнею циліндра і довколишнім повітрям на ділянці між перетином l і поточним перетином $\Delta \bar{T}_{w-f,k}$, К, $k = 1 \dots 6$:

$$\Delta \bar{T}_{w-f_k} = \frac{\sum_{j=1}^{k-1} (\Delta \bar{T}_{w-f_{j,j+1}} \cdot L_{j,j+1})}{\sum_{j=1}^{k-1} (L_{j,j+1})}; \quad (3.127)$$

Результати розрахунків занести у таблицю 3.14.

Таблиця 3.14.

Перерізи 1 - k+1	I-II	I-III	I-IV	I-V	I-VI	I-VII
$L_{1,k}, \text{ м}$	0,1	0,25	0,5	1,0	2	2,5
$\Delta \bar{T}_{w-f_k}, \text{ К}$						
$\bar{\alpha}_{o,k}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$						
ξ_k						
$\bar{\varepsilon}_L$						
$\bar{\alpha}_{p,k}, \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$						
$\delta_k, \%$						

7. Знайти тиск повітря на вході у вимірну діафрагму:

$$p_{\text{вх}} = p_0 + \frac{\rho_{\text{в}} g \Delta h}{1000 \frac{\text{мм}}{\text{м}}}; \quad (3.128)$$

де $\rho_{\text{в}} \approx 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$ – густина води;

$g \approx 9,8 \text{ м}/\text{с}^2$ – прискорення вільного руху;

Δh - надлишковий тиск на вході в діафрагму, мм вод. ст.

8. Знайти густину повітря на вході у вимірну діафрагму

$$\rho_{\text{вх}} = \frac{p_{\text{вх}}}{RT_{f,0}}, \quad (3.129)$$

де $R = 287 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – газова стала повітря.

9. Обчислимо масову витрату повітря, кг/с:

$$G = \psi F_{\text{д}} \sqrt{2 \Delta p_{\text{ш}} \rho_{\text{вх}}}, \quad (3.130)$$

де $\Delta p_{\text{ш}} = \frac{\rho_{\text{в}} g \Delta h_{\text{ш}}}{1000 \frac{\text{мм}}{\text{м}}}$ - перепад тиску на діафрагмі, Па;

$\psi = 0,703$ – коефіцієнт витрати діафрагми;

$F_d = 78,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$ – площа прохідного перерізу діафрагми.

10. Знайдемо дослідне значення середніх коефіцієнтів тепловіддачі на вимірних ділянках:

$$\bar{\alpha}_{o.k} = \frac{G \cdot c_p \cdot (T_{f.k+1} - T_{f.1})}{\pi \cdot d_k \cdot L_{1.k+1} \cdot \Delta \bar{T}_{w-fk}}, k=1 \dots 6, \quad (3.131)$$

де $c_p = 1005 \text{ Дж/(кг·К)}$ – ізобарна теплоємність повітря;

$d_k = 0,02 \text{ м}$ – діаметр каналу.

Результати обчислень представити у вигляді графіка $\bar{\alpha}_o = F(x)$.

11. Знайти густину повітря на вході у вимірний канал:

$$\rho_1 = \frac{p_{вх}}{RT_{f.1}}, \quad (3.132)$$

12. Середня швидкість повітря на вході у канал

$$W = \frac{G}{\rho_1 F_1}, \quad (3.133)$$

де $F_1 = \frac{\pi d_k^2}{4}$ – площа поперечного перетину каналу.

13. Число Рейнольдса

$$Re = \frac{W d_k}{\nu}, \quad (3.134)$$

де ν - коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря при температурі $T_{f.0}$ (див. додаток А).

14. Вибрати відповідні критеріальні рівняння, визначити відносну довжину каналу $\xi_k = L_{1.k+1}/d_k$, поправку на довжину каналу $\bar{\varepsilon}_L$, числа Нуссельта \bar{Nu}_k і коефіцієнт тепловіддачі

$$\bar{\alpha}_{p.k} = \frac{\bar{Nu}_k \cdot \lambda}{d_k}, k = 1 \dots 6, \quad (3.135)$$

де λ - коефіцієнт теплопровідності повітря при температурі $T_{f.0}$ (див. додаток А).

15. Знайти відносні відхилення

$$\delta_k = \frac{\bar{\alpha}_{o.k} - \bar{\alpha}_{p.k}}{\bar{\alpha}_{o.k}} \cdot 100\%, k = 1 \dots 6. \quad (3.136)$$

Результати обчислень занести у табл. 3.14 і представити у вигляді графіків $\bar{\alpha}_o = F(x)$ і $\bar{\alpha}_p = \Psi(x)$.

Контрольні питання

1. Що називають процесом тепловіддачі?
2. Опишіть механізм перенесення тепла в режимі вимушеної конвекції.
3. Рівняння тепловіддачі (рівняння Ньютона-Ріхмана).
4. Фізичний сенс коефіцієнта тепловіддачі і його розмірність.
5. Що називається конвективним теплообміном? Назвіть два види конвекції.
6. Об'ясніть механізм переносу тепла за допомогою конвекції.
7. Що таке гідродинамічний граничний шар? Тепловий граничний шар? Об'ясніть механізм переносу теплоти у напрямку нормалі до поверхні теплообміну у граничному шарі.
8. Від чого залежить коефіцієнт тепловіддачі в режимі вимушеної конвекції?
9. Чим відрізняється вільна конвекція від вимушеної?
10. Які, на Ваш погляд, основні джерела помилок при експериментальному визначенні коефіцієнта тепловіддачі?
11. Наведіть структурну формулу критеріальних рівнянь для визначення середніх коефіцієнтів тепловіддачі при вільній конвекції, вимушеному обтіканні тіл, при русі рідини в каналах.
12. Що називається визначальною температурою і як вона вибирається?
13. Чим пояснити зменшення коефіцієнта тепловіддачі по довжині каналу на ділянці термічної стабілізації?
14. Чим пояснити сталість коефіцієнта тепловіддачі по довжині каналу при термічно стабілізованому теплообміні?
15. Від яких факторів залежить довжина ділянки термічної стабілізації?
16. Від яких факторів залежить тепловіддача при русі рідини у каналах?
17. Чим відрізняються розрахунки середнього коефіцієнта тепловіддачі каналів не круглого поперечного перерізу від каналів круглого поперечного перерізу.

4 ТЕПЛООБМІН ПРИ КИПІННІ У ВЕЛИКОМУ ОБ'ЄМІ

4.1 Теплообмін при кипінні

4.1.1 Класифікація процесів кипіння

Кипіння - це процес інтенсивного пароутворення, що відбувається в усьому об'ємі рідини, що знаходиться при температурі насичення або кілька перегрітої, з утворенням парових бульбашок.

Різниця між температурою рідини T_f і температурою насичення T_{sat} називається перегрівом $\Delta T_{f,sat} = T_f - T_{sat}$.

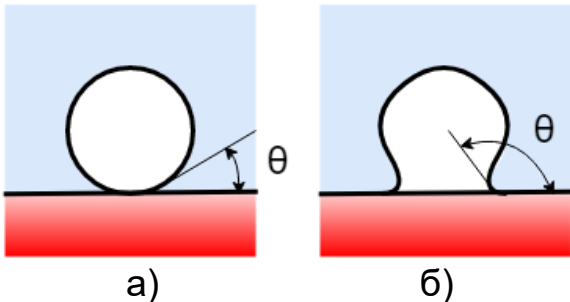


Рис. 4.1. Крайовий кут змочування бульбашки: а – поверхня, що змочується; б - поверхня, що не змочується

Перегрів рідини можливо забезпечити або на поверхні, нагріваючи її (поверхневе кипіння), або у об'ємі, різко зменшив тиск (об'ємне кипіння). У курсі будемо розглядаємо лише поверхневе кипіння. В цьому випадку істотно перегрівається лише шар рідини, що безпосередньо прилягає до твердої поверхні. Цей перегрів можна характеризувати

$$\Delta T_{w,sat} = T_w - T_{sat}, \quad (4.1)$$

де T_w – температура поверхні теплообміну (стінки). Саме від величини його залежать інтенсивність пароутворення і вид поверхонь розділу фаз.

При малому значенні згаданий перегрів не може забезпечити фазового переходу, так що теплота передається до рідини природною конвекцією (див. розділ 3.5). Після досягнення потрібного для кипіння перегріву в пристінковому шарі рідини починають утворюватися поверхні розділу фаз. Спочатку вони мають сферичний вигляд: в разі змочуваності в западинах мікрошорсткості стінки виникають бульбашки пара, які ростуть в результаті випаровування в них рідини. Коли діаметр бульбашки d_0 стає рівним

$$d_0 = 0,02 \theta \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho' - \rho'') \cdot g}}, \quad (4.2)$$

де θ - крайовий кут змочування (див. рис. 4.1);

σ - коефіцієнт поверхневого натягу, Н/м;

ρ' – густина рідини, кг/м³;

ρ'' – густина пару, кг/м³;

g – прискорення вільного падіння, м/с²;

бульбашка відривається від поверхні нагрівання і спливає під дією підйомної сили.

Бульбашки «зароджуються» лише в западинах, розміри яких достатні для розміщення в них сфери з «критичним діаметром»

$$d_{кр} = \frac{4 \cdot \sigma \cdot T_{sat}}{r \cdot \rho'' \cdot (T_w - T_{sat})}, \quad (4.3)$$

що характеризує мінімально можливий обсяг бульбашки в момент зародження (тут r - питома теплота пароутворення, Дж/кг).

Як видно, $d_{кр}$ тим менше, чим більше температурний напір $\Delta T_{w.sat}$, який пропорційний густині теплового потоку на стінці q . Тому з ростом q все більше западин мікрошорсткості стають «центрами пароутворення», і кількість бульбашок пари збільшується. Відповідно посилюється «перемішування» пристінкового шару рідини бульбашками, обумовлене їх зростанням і відривом.

На думку більшості дослідників, саме це перемішування забезпечує дуже високі значення коефіцієнтів тепловіддачі α при такому бульбашковому кипінні внаслідок відводу від стінки теплоти перегріву $c' \Delta T_{w.sat}$ добре «турбулізованої» рідини (c' - питома теплоємність рідини її на лінії насичення). Далі теплота витрачається на випаровування рідини в бульбашку в процесі її росту на стінці і

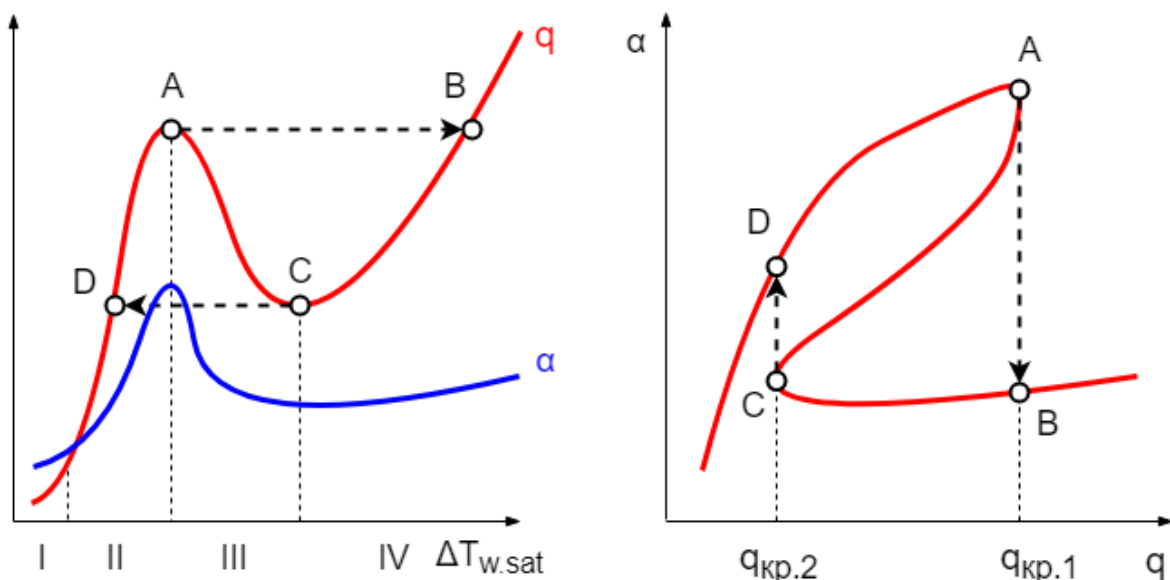


Рис. 4.2. Крива кипіння: I – конвективний теплообмін; II - розвинене бульбашкове кипіння; III - перехідний режим кипіння; IV - плівковий режим кипіння; A-B – криза кипіння I роду; C-D – криза кипіння II роду

подальшого спливання. Інтенсивність теплообміну при кипінні тим вище, чим більше число центрів паротворення і частота відриву бульбашок.

Однак збільшення кількості діючих центрів пароутворення призводить також до того, що сусідні бульбашки стають все ближче. Врешті-решт вони «зливаються», утворюючи суцільну парову плівку на поверхні нагрівання. При цьому остання виявляється відокремленою від рідини, внаслідок чого коефіцієнт тепловіддачі різко падає: теплота передається до рідини через шар пара з малою теплопровідністю. Безпосередній контакт рідини зі стінкою можливий тільки в момент періодичних «проривів» плівки (у вигляді великих обсягів пара) в товщу рідини. Такий режим кипіння називають плівковим; в силу малих значень α його намагаються уникати, коли процес кипіння організують з метою передачі теплоти від поверхні нагрівання до рідини. Перехід від бульбашкового кипіння до плівкового називають кризою кипіння I роду (лінія А-В на рис. 4.2). Зворотний перехід від плівкового кипіння до бульбашкового теж супроводжується різкою зміною перегріву поверхні (лінія С-Д на рис. 4.2). Це явище називається кризою кипіння II роду. При деяких умовах (наприклад, мінімальною кількістю ймовірних центрів пароутворення внаслідок низької шорсткості поверхні теплообміну) можлива криза теплообміну III роду – перехід від плівкового кипіння до вільної конвекції.

Викладене ілюструє типова «крива кипіння» (рис. 4.2), що характеризує залежність коефіцієнта тепловіддачі від температурного напору $\Delta T_{w.sat}$. Область I відповідає режиму вільної конвекції, II - розвиненому бульбашковому кипінню; III - перехідному режиму кипіння; IV - плівковому режиму кипіння. Для води при атмосферному тиску вільна конвекція обмежена температурним напором $\Delta T_{w.sat} = 5 \text{ K}$ і тепловим потоком густиною $q = 5,8 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$; криза кипіння I роду настає при $\Delta T_{w.sat} = 25 \text{ K}$ ($q_{кр.1} = 8,3 \cdot 10^5 \text{ Вт/м}^2$). При кризі кипіння досягається максимум коефіцієнта тепловіддачі $\alpha_{кр.1} = 3 \cdot 10^4 \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{K)}$.

4.1.2 Розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі при бульбашковому кипінні

Наявність кривих кипіння конкретних рідин дозволяє отримувати прості залежності для розрахунку коефіцієнтів тепловіддачі. Так, в разі води ділянці кривої кипіння, відповідному розвиненому бульбашковому кипінню при $p = 1 \dots 40$ бар, відповідає залежність

$$\alpha = 3,14 \cdot q^{0,7} \cdot p^{0,15}, \quad (4.4)$$

У залежності (4.4) тиск p вимірюється у бар (1 бар = 10^5 Па).

Для інших рідин можливо використовувати інші залежності, наприклад

$$\alpha = \frac{3,4 \cdot p^{0,18}}{1 - 0,0045 \cdot p} \cdot q^{2/3}. \quad (4.5)$$

Великий масив дослідних даних по бульбашковому кипінню у великому обсязі при $Re_* = 10^{-5} \dots 10^4$, $Pr_{sat} = 0,86 \dots 7,6$ узагальнено критеріальним рівнянням Лабунцова [2]:

$$Nu_* = B \cdot Re_*^n \cdot Pr_{sat}^{0,33}, \quad (4.6)$$

де $Nu_* = \frac{\alpha l_*}{\lambda'}$ - критерій Нуссельта;

$Re_* = \frac{\rho'' W_{кип} l_*}{\mu'} = \frac{q l_*}{r \mu'}$ - критерій Рейнольдса;

$W_{кип} = \frac{q}{r \rho''}$ - швидкість відведення пару від поверхні теплообміну

(об'єм пару, що виникає протягом одиниці часу на одиниці площини теплообміну);

r - питома теплота пароутворення, Дж/кг;

$l_* = 0,25 d_{кр} Ja$ - характерний лінійний розмір, пропорційний діаметру бульбашки у момент зародження;

$Ja = \frac{c' \Delta T_{w.sat}}{r} \cdot \frac{\rho'}{\rho''}$ - критерій Якоба (відношення ентальпії перегріву

одиниці об'єму рідини до об'ємної теплоти пароутворення, характеризує швидкість росту парових бульбашок);

B, n – коефіцієнти; при $Re_* < 0,01$ $B = 0,0625$ і $n = 0,5$; у разі $Re_* > 0,01$ слід брати $B = 0,125$ і $n = 0,65$;

Pr_{sat} - критерій Прандля для насиченої рідини.

Густину критичного теплового потоку I роду можливо знайти за формулою Кутателадзе:

$$q_{кр} = (0,13 \dots 0,16) \cdot r \cdot \sqrt{\rho''} \cdot \sqrt[4]{\sigma g (\rho' - \rho'')}. \quad (4.7)$$

4.1.3 Розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі при плівковому кипінні

При плівковому режимі кипляча рідина відділена від поверхні нагрівання парової плівкою, причому температура поверхні T_w значно перевищує температуру насичення T_{sat} . Тому поряд з конвективним теплообміном між поверхнею і парової плівкою при високих температурах помітна частина в перенесенні теплоти належить тепловому випромінюванню.

Інтенсивність конвективного теплообміну при плівковому кипінні визначається термічним опором парової плівки. Характер руху пара в плівці і її розташування в полі тяжіння, а також від умов руху рідини.

При плівковому кипінні на вертикальній стінці висотою h коефіцієнт тепловіддачі можливо знайти за формулою

$$\alpha = 0,943 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda''^3 r \rho'' (\rho' - \rho'') g}{\mu'' \Delta T_{w, sat} h}}. \quad (4.8)$$

При плівковому кипінні на горизонтальному циліндрі діаметром d коефіцієнт тепловіддачі можливо знайти за формулою

$$\alpha = 0,728 \cdot \sqrt[4]{\frac{\lambda''^3 r \rho'' (\rho' - \rho'') g}{\mu'' \Delta T_{w, sat} d}}. \quad (4.9)$$

4.2 Лабораторна робота № 9 Експериментальне дослідження теплообміну при кипінні води на зануреної поверхні теплообміну в умовах вільної конвекції.

Мета роботи - вивчення теплообміну при кипінні рідини у великому обсязі, засвоєння понять конвективного теплообміну, придбання навичок досвідченого визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

Зміст роботи:

1. Ознайомитись з механізмом кипіння і теплообміну при кипінні рідини у великому об'ємі в умовах вільної конвекції.
2. Дослідним шляхом вивчити процес тепловіддачі при бульбашковому режимі кипіння води на поверхні теплообміну і умовах природної (вільної) конвекції у великому об'ємі.
3. Визначити в процесі виконання роботи залежність коефіцієнта тепловіддачі від питомої теплового потоку.
4. Зіставити отримані значення коефіцієнта тепловіддачі зі значеннями, розрахованими за рекомендованими в літературі залежностям.

Теоретична база для виконання лабораторної роботи викладена в п. 4.1, а також у роботах [3, с. 293-328, 5, с. 110-138].

Опис експериментальної установки

Для експериментального дослідження коефіцієнта тепловіддачі у відповідності з формулою (3.4) необхідно вимірити питомий тепловий потік q та температурний напір $\Delta T_{w.sat} = T_w - T_{sat}$.

Вимірювання проводять за допомогою експериментальної установки, схема якої зображена на рис. 4.3. У теплоізолюваний посудину 4 з нержавіючої сталі поміщена трубка 10 довжиною 105 мм із зовнішнім діаметром $d_{out} = 6$ мм і внутрішнім діаметром $d_{in} = 4$ мм. Матеріал трубки - сталь X18H10T. Трубку обігрівають перемінним електричним струмом, параметри якого вимірюють вольтметром 16 і амперметром 17 з універсальним трансформатором струму. Напругу до трубки подають від силового трансформатора 1 через струмовводи 5, розміщені в електроізолюючих втулках 6, і регулюють автотрансформатором 2, що живиться від міської мережі змінного струму. У посудину 4 заливають дистильовану воду таким чином, щоб трубка біла розташована відстані не менше 50 ... 60 мм від вільної поверхні рідини. Температуру води в посудині контролюють термометром 7. Кипіння рідини відбувається на поверхні трубки. Для того, щоб уникнути втрати пара води в атмосферу, використовують конденсатор 8, через який робочий об'єм посудини повідомляється з атмосферою. Для ідентифікації процесу конденсації пари через конденсатор пропускають охолоджуючу рідину (воду). Конденсат знову повертається в посудину 4, як показано на малюнку. Візуальний контроль за процесом кипіння на поверхні трубки здійснюють через оглядові вікна. Підсвічування лампою 11 полегшує

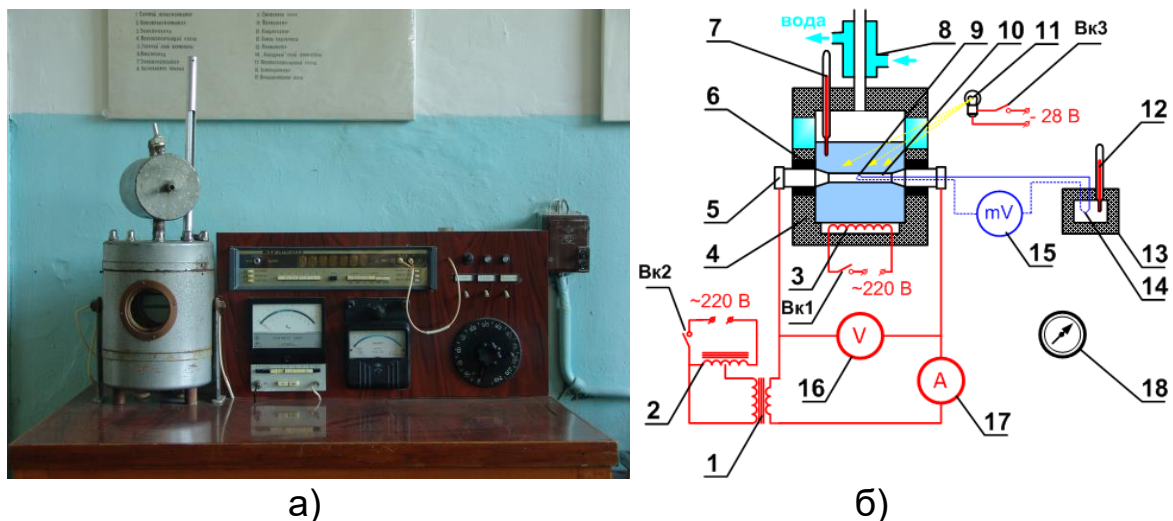


Рис. 4.3. Лабораторна установка для дослідження теплообміну при кипінні: а – фотографія; б – схема

спостереження. У нижній частині посудини 4 встановлений електронагрівач 3, призначений для попереднього підігріву води до температури кипіння. Всередині трубки розташований гарячий спай хромель-копелеві термопари 9. Її електрорушійну силу (ЕРС) визначають за допомогою мілівольтметра 15. Температуру холодного спаю термопари 14, поміщеного в термоізолювану посудину 13, вимірюють термометром 12. Термопара 10 дозволяє виміряти температуру внутрішньої поверхні трубки $T_{w.in}$. Температуру зовнішньої поверхні T_w знаходять розрахунковим шляхом на основне рішення задачі теплопровідності циліндричної стінки з внутрішніми джерелами тепла при заданому значенні теплового потоку через зовнішню поверхню і відсутності теплового потоку через внутрішню поверхню..

Сумарний тепловий потік при стаціонарному режимі теплообміну дорівнює електричній потужності, що підводиться до трубки, яку вираховують за показаннями вольтметра і амперметра. Тоді при відомій площині зовнішньої поверхні трубки легко знайти питомий тепловий потік.

Для визначення температури насичення T_{sat} достатньо знати атмосферний тиск (що дорівнює тиску у посудині 4), так як ці величини однозначно зв'язані. Вимірювання атмосферного тиску здійснюється за допомогою барометра 18.

Методика проведення дослідів

1. Залити у посудину 4 дистильовану воду таким чином, щоб вільна поверхня рідини перебувала вище експериментальної трубки на 30 ... 60 мм.

Таблиця 4.1.

$$p_0 = \text{_____ Па}; T_{sat}(p_0) = \text{_____ } ^\circ\text{C}$$

№ відліку	$T_k, ^\circ\text{C}$	$T_0, ^\circ\text{C}$	$E(T_{w.in}-T_0), \text{мВ}$	U, В	$I_{пр}, \text{А}$
1					
2					
3					
4					
5					
6					
7					

2. Вимірити атмосферний тиск p_0 і по таблиці (див. додаток Г) визначити відповідну йому температуру насичення T_{sat} .
3. Включити електронагрівач 3 і в конденсатор 8 подати воду для охолодження. Потім включити лампу підсвічування 11.
4. При нагріванні води в посудині 4 до температури кипіння (контроль проводити за допомогою термометра 7 і візуально) вимкнути електронагрівач 3.
5. Включити ланцюг харчування трубки електрострумом і автотрансформатором 2 встановити режим, відповідний бульбашковому кипінню на поверхні трубки (контроль робити візуально).
6. Через 3-4 хвилини записати у протокол показники термометра 7 (T_k), термометра 12 (T_0), ЕРС термопари ($E(T_{w.in} - T_0)$), вольтметра (U), амперметра ($I_{пр}$).
7. Встановлюють новий тепловий режим трубки та через 3-4 хвилини записують нові показники приладів. Результати експериментів занести у табл. 4.1.
8. Після виконання вимірювань на шести - семи режимах виключають електроживлення дослідної трубки, лампи підсвічування і вимірювальних приладів.

Обробка результатів вимірювань

Для кожного режиму роботи установки обробку результатів вимірювань проводять у такий послідовності:

1. За показниками амперметра і вольтметра вирахувати питомий тепловий потік

$$q = k I_{пр} U / (\pi d_{out} L), \quad (4.10)$$

де $I_{пр}$ - показники амперметра, А;

k - коефіцієнт, що залежить від комутації ланцюгів у універсальному трансформаторі току (конкретизується у процесі виконання роботи, за замовчуванням $k = 120$).

2. Знаходять ЕРС термопари $E(T_0)$, що відповідає температурі холодного спаю T_0 , за градуювальною таблицею (див. додаток В).

3. Вирахувати ЕРС, що відповідає температурі гарячого спаю при стандартних умовах градуювання:

$$E(T_{w.in}) = E(T_{w.in} - T_0) + E(T_0), \quad (4.11)$$

де $E(T_{w.in} - T_0)$ - показання мілівольтметра 15.

4. За знайденим значенням $E(T_{w.in})$ у таблиці знайти значення $T_{w.in}$.

5. Знайти температуру зовнішньої поверхні трубки T_w :

$$T_w = T_{w.in} - \frac{qd_{out}}{4\lambda_w} \left[1 - \frac{2 \ln\left(\frac{d_{out}}{d_{in}}\right)}{\left(\frac{d_{out}}{d_{in}}\right)^2 - 1} \right], \quad (4.12)$$

де λ_w - коефіцієнт теплопровідності матеріалу трубки.

Значення λ_w у загальному необхідно визначити при середній температурі стінки $T_{w.m} = \frac{T_{w.in} + T_w}{2}$ і вести розрахунок методом послідовних наближень. Однак з огляду на незначної різниці температур T_w і $T_{w.in}$ допустимо знайти λ_w по температурі $T_{w.in}$:

$$\lambda_w(T) = 16 + 0,02 \cdot (T - 100^\circ\text{C}) \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}, \quad (4.13)$$

де T - розрахункова температура у градусах Цельсія ($T = 100 \dots 200^\circ\text{C}$).

Потім потрібно оцінити похибку у визначенні температури зовнішньої поверхні стінки і температурного напору

Таблиця 4.2.

№	q, Вт	E(T ₀), МВ	E(T _{w.in}), МВ	T _{w.in} , °С	λ _w (T _{w.in}), Вт м·К	T _w , °С	T _{w.m} , °С	λ _w (T _{w.m}), Вт м·К	ΔT _w , °С	α ₀ , Вт м ² ·К	α _т , Вт м ² ·К
1											
2											
3											
4											
5											
6											
7											

$$\delta T_w = \frac{q d_{out}}{4} \left(\frac{1}{\lambda_w(T_{w.m})} - \frac{1}{\lambda_w(T_{w.in})} \right) \cdot \left[1 - \frac{2 \ln \left(\frac{d_{out}}{d_{in}} \right)}{\left(\frac{d_{out}}{d_{in}} \right)^2 - 1} \right]. \quad (4.14)$$

6. Визначити дослідне значення коефіцієнтів тепловіддачі

$$\alpha_0 = \frac{q}{T_w - T_{sat}}. \quad (4.15)$$

7. За формулою (4.4) визначити розрахункові коефіцієнти тепловіддачі α_T .

8. Результати розрахунків занести у таблицю 4.2. Побудувати графіки залежностей $\alpha_0 = \alpha_0(q)$ і $\alpha_T = \alpha_T(q)$.

9. Зробити висновки о відповідності дослідних і теоретичних даних о коефіцієнтах тепловіддачі. Слід звернути увагу на кількісне і якісну відповідність результатів, а також проаналізувати причини можливих невідповідностей.

Контрольні питання

1. Чим об'яснити інтенсифікацію тепловіддачі при бульбашковому режимі кипіння у порівнянні з тепловіддачею до однофазної рідини?
2. Які фактори впливають на інтенсивність тепловіддачі при кипінні?
3. Що називають перегрівом рідини?
4. Чи впливає якість обробки поверхні на коефіцієнт тепловіддачі при бульбашковому режимі кипіння?
5. Як об'яснити збільшення коефіцієнта тепловіддачі з ростом температурного напору при бульбашковому кипінні?
6. Яке явище називають кризою тепловіддачі?
7. Як об'яснити зменшення теплового потоку у перехідному від бульбашкового до плівкового режимі кипіння при збільшенні температурного напору?
8. Які методичні похибки можуть бути у даному експериментальному дослідженні? Як їх зменшити?
9. Чи можливо кипіння у недогрітої у основному об'ємі до температури насичення рідини і як ви представляєте собі механізм тепловіддачі при такому кипінні, якщо воно взагалі можливе?

5 ТЕПЛООБМІН ВИПРОМІНЮВАННЯМ

5.1 Основні поняття і визначення

Теплове випромінювання — це електромагнітне випромінювання, що створюється тепловим рухом заряджених частинок в речовині. Вся матерія з температурою вище абсолютного нуля випромінює теплове випромінювання. Коли температура тіла більше абсолютного нуля, міжатомні зіткнення викликають зміни кінетичної енергії атомів або молекул. Це призводить до прискорення зарядів і/або дипольних коливань, які в свою чергу зумовлюють електромагнітне випромінювання, широкий спектр якого відображає широкий спектр енергій і прискорень, які реалізуються навіть при одній температурі. Тобто це електромагнітне випромінювання з безперервним спектром, що випускається нагрітими тілами за рахунок їх теплової енергії.

При однаковій температурі тіл системи усі тіла, що входять у цю систему, випромінюють і поглинають однакову кількість променевої енергії.

З квантової точки зору теплове випромінювання – це потік фотонів, енергія кожного з яких дорівнює $h\nu$, де $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, ν - частота коливань еквівалентного електромагнітного поля.

Крім частоти коливань, застосовується поняття довжини хвилі випромінювання λ . Частота коливань і довжина хвилі зв'язані співвідношенням:

$$\lambda \nu = c, \quad (5.1)$$

де $c = 3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі.

Теплове випромінювання відповідає діапазону довжин хвиль 0,8 мкм ... 0,8 мм.

5.2 Види променевих потоків

Потік випромінювання Q , Вт – це випромінювання, що проходить крізь довільну поверхню F у одиницю часу.

Інтегральним випромінюванням називають випромінювання у усьому діапазоні довжин хвиль (від нуля до безкінечності). Інтегральне випромінювання характеризується **густиною інтегрального випромінювання** E , Вт/м² – відношенням випромінювання dQ , що проходить крізь елементарну поверхню dF у одиницю часу, до площини цієї поверхні:

$$E = dQ/dF. \quad (5.2)$$

Монохроматичним випромінюванням називають випромінювання, що відповідає вузькому інтервалу довжин хвиль (від

λ до $\lambda+d \lambda$). Монохроматичне випромінювання характеризується **густиною монохроматичного випромінювання** E_λ , Вт/м³ – відношенням випромінювання у вузькому інтервалу довжин хвиль d^2Q , що проходить крізь елементарну поверхню dF у одиницю часу, до добутку площини цієї поверхні і ширини вибраного інтервалу довжин хвиль:

$$E_\lambda = d^2Q / (dF \cdot d\lambda). \quad (5.3)$$

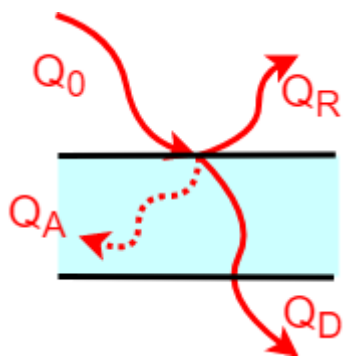


Рис. 5.1. Види променивих потоків

Розглянемо процес взаємодії тіла з тепловим потоком Q_0 , що падає на нього (див. рис. 5.1). Тепловий потік частково поглинається (Q_A), частково віддзеркалюється (Q_R), а остання частина проходить крізь тіло (Q_D). Якщо процес теплообміну – стаціонарний, то

$$Q = Q_A + Q_R + Q_D. \quad (5.4)$$

Рівняння (5.4) дозволяє ввести декілька понять.

Поглинальна здатність A – це відношення потоку випромінювання, що поглинається тілом, до падаючого на нього потоку:

$$A = Q_A / Q. \quad (5.5)$$

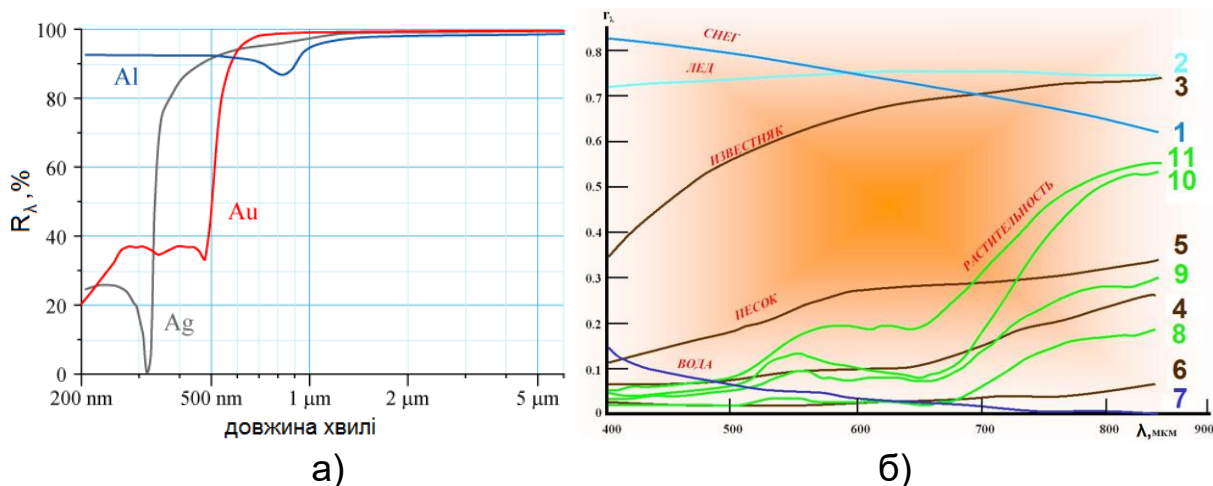


Рис. 5.2. Спектральні відбивні здатності тіл: а – металічні дзеркала; б - природні об'єкти: 1 – сніг; 2 – лід; 3- вапняк; 4 – дерново-підзолистий ґрунт; 5 - пісок; 6 – чорнозем; 7 – вода; 8 - хвойний ліс взимку; 9 - хвойний ліс влітку; 10 - листяний ліс і трава; 11 - листяний ліс восени

Якщо $A=1$, тіло називається абсолютно чорним. Незважаючи на назву, абсолютно чорне тіло саме може випускати електромагнітне випромінювання будь-якої частоти і візуально мати колір за рахунок власного випромінювання. Так, наприклад, Сонце має властивості абсолютно чорного тіла (поглинає практично випромінювання, що падає на його поверхню). Сажа має $A=0,95$. Найбільшу поглинальну здатність з відомих матеріалів має матеріал з вуглецевих нанотрубок Vantablack - $A=0,99965$.

Відбивна здатність R - це відношення потоку випромінювання, що віддзеркалюється тілом, до падаючого на нього потоку:

$$R = Q_R/Q. \quad (5.6)$$

Якщо $R=1$, тіло називається дзеркальним (у разі віддзеркалення за законами геометричної оптики) або абсолютно білим (у разі ненаправленого віддзеркалення). Приклади спектральної відбивної здатності тіла наведені на рис. 5.2. Видно, що ця залежність може бути значною.

Прозорість (пропускна здатність) D - це відношення потоку випромінювання, що проходить крізь тіло, до падаючого на нього потоку:

$$D = Q_D/Q. \quad (5.7)$$

Якщо $D=1$, тіло називається абсолютно прозорим або діатермічним. Спектральна прозорість деяких тіл сильно залежить від довжини хвилі. Так, наприклад, скло практично прозоро для видимого випромінювання, але для теплового випромінювання воно майже повністю непрозоро. Більшість тіл непрозора для теплового випромінювання ($D=0$).

З формули (5.4) слідує, що

$$A + R + D = 1. \quad (5.8)$$

Розглянемо взаємодію непрозорого тіла ($D=0$) з потоком випромінювання (див. рис. 5.3). На поверхню тіла падає зовнішній потік випромінювання густиною E_2 . Воно частково поглинається

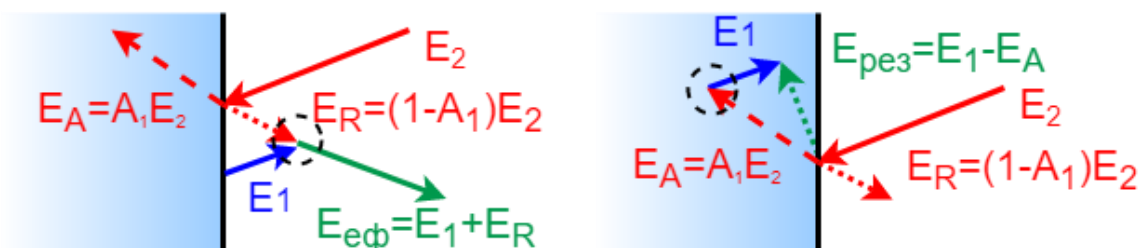


Рис. 5.3. Ефективний і результуючий потоки

($E_A = A_1 E_2$, де A_1 - поглинаюча здатність тіла, що розглядається), а інша частка випромінювання віддзеркалюється ($E_D = (1 - A_1) E_2$). Крім того, тіло створює власний потік випромінювання густиною E_1 . Тоді від поверхні тіла виходить сума віддзеркаленого і власного випромінювання тіла. Ця сума називається **ефективне випромінювання тіла**:

$$E_{\text{еф}} = E_D + E_1 = (1 - A_1) E_2 + E_1. \quad (5.9)$$

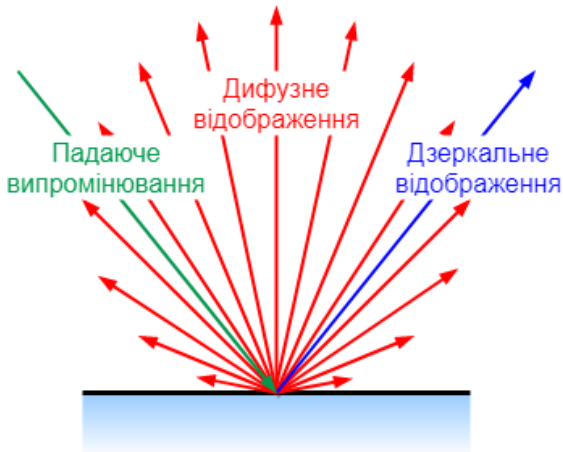


Рис. 5.4. Види відображення

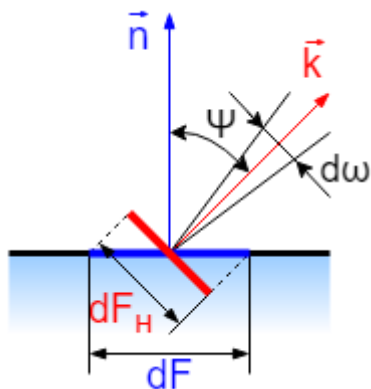


Рис. 54.5. До визначення яскравості випромінювання

співвідношеннями

$$I_{\psi\lambda} = \frac{d^2 Q_{\psi\lambda}}{dF \cdot d\omega}, \quad (5.11)$$

$$I_{\psi} = \frac{d^2 Q_{\psi}}{dF \cdot d\omega}. \quad (5.12)$$

Тепловий баланс тіла визначається **результуючим тепловим потоком**, що знаходиться як різниця власного випромінювання тіла і потоку випромінювання, що поглинається тілом:

$$E_{\text{рез}} = E_1 - E_A = E_1 - A_1 E_2. \quad (5.10)$$

5.3 Кутова густина і яскравість випромінювання

Щільність потоку випромінювання може змінюватися за певними напрямками випромінювання (див. рис. 5.4). Кількість енергії, що випускається в певному напрямку \vec{k} , який визначається кутом з нормаллю до поверхні \vec{n} (рис. 5.5) одиницею елементарної площадки в одиницю часу в межах елементарного тілесного кута, називається **кутовою густиною випромінювання**. Кутіві густини спектрального $I_{\psi\lambda}$, Вт/(м³·ср), та інтегрального I_{ψ} , Вт/(м²·ср), випромінювання виражаються

Яскравість випромінювання – це кількість променевої енергії, що випускається в певному напрямку \vec{K} , який визначається кутом з нормаллю до поверхні \vec{n} (рис. 4.4) одиницею елементарної площадки в одиницю часу в межах елементарного тілесного кута, віднесене до проекції цієї площадки на поверхню, що ортогональна до напрямку випромінювання. Яскравість спектрального I_λ , Вт/(м³·ср), та інтегрального I , Вт/(м²·ср), випромінювання виражаються співвідношеннями

$$I_\lambda = \frac{d^2Q_{\psi\lambda}}{dF_H \cdot d\omega} = \frac{I_{\psi\lambda}}{\cos\psi}, \quad (5.13)$$

$$I = \frac{d^2Q_\psi}{dF_H \cdot d\omega} = \frac{I_\psi}{\cos\psi}. \quad (5.14)$$

Випромінювання, що характеризується інтенсивністю, однаковою в усіх напрямках, називається **ізотропним**.

Випромінювання, що виходить з поверхні твердого тіла, що характеризується інтенсивністю, однаковою в усіх напрямках, називається **ідеально дифузним випромінюванням**.

Для ідеально дифузного випромінювання

$$I = E/\pi. \quad (5.15)$$

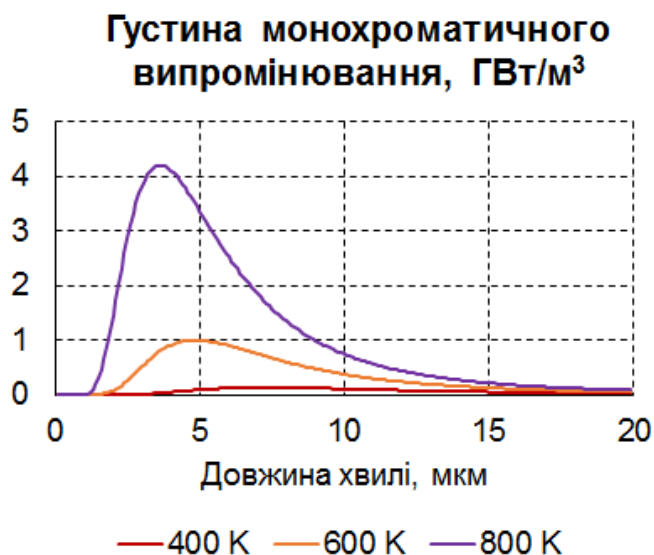


Рис. 5.6. Густина монохроматичного потоку випромінювання абсолютно чорного тіла

5.4 Закони теплового випромінювання

5.4.1 Закон випромінювання Планка

Закон випромінювання Планка - це вираз для монохроматичної (спектральної) густини потоку випромінювання (спектральної густини енергетичної світності) абсолютно чорного тіла $E_{0\lambda}$, виведений Максом Планком для густини енергії випромінювання

$$E_{0\lambda} = c_1 \lambda^{-5} / \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right), \quad (5.16)$$

де $c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт/м², $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К – константи.

Приклади залежності спектральної густини потоку випромінювання абсолютно чорного тіла від довжини хвилі наведені на рис. 5.6. На малюнку видно, що більш гаряче тіло має більшу спектральну густину потоку випромінювання для хвиль будь-якої довжини, але максимум залежності відрізняється.

На рис. 5.7 представлена залежність спектральної щільності потоку випромінювання Сонця від довжини хвилі. Залежність підтверджує те, що Сонце можна вважати абсолютно чорним тілом.

Оскільки закон Планка отриманий для абсолютно чорного тіла, то по відношенню до реальних тіл він висловлює максимально можливу густину потоку випромінювання. Спектральну густину потоку випромінювання тіла E_λ можливо записати як

$$E_\lambda(\lambda, T) = \varepsilon_\lambda E_{0\lambda}(\lambda, T), \quad (5.17)$$

де $E_{0\lambda}$ - спектральна густина потоку випромінювання абсолютно чорного тіла;

ε_λ - спектральна [випромінювальна здатність](#) (ступінь чорноти) тіла.

$0 \leq \varepsilon_\lambda \leq 1$.

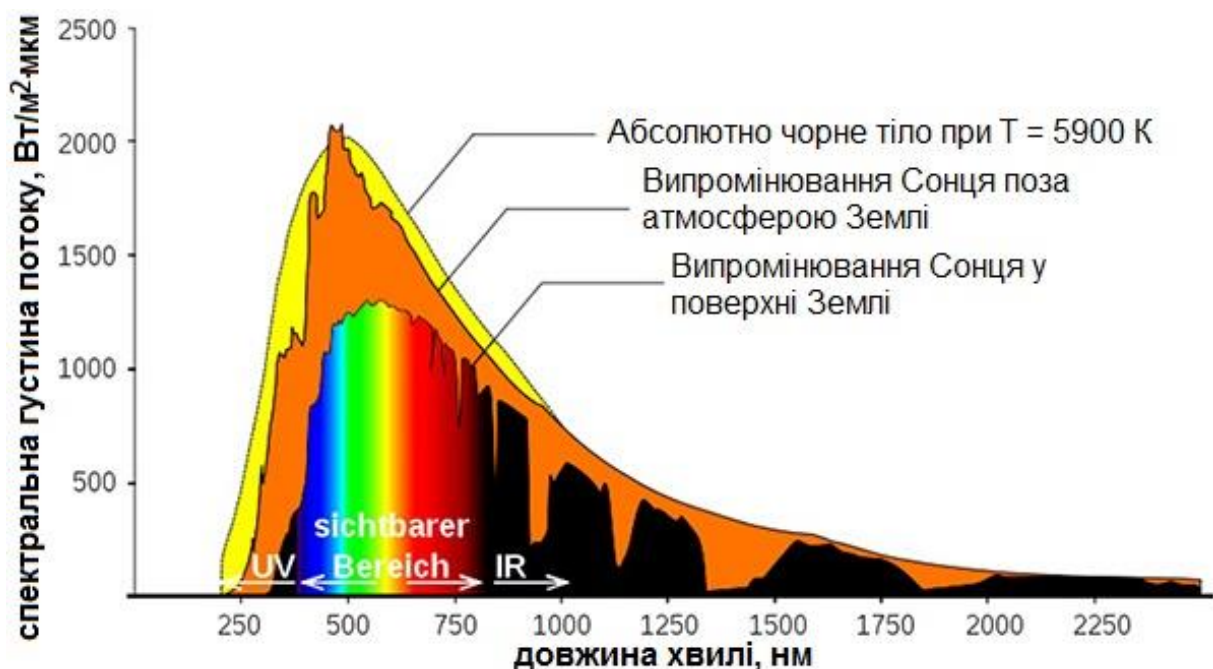


Рис. 5.7. Випромінювання Сонця

Спектральна випромінювальна здатність у загальному випадку залежить від довжини хвилі. Тіло, спектральна випромінювальна здатність не залежить від довжини хвилі, називається [сірим](#).

5.4.2 Закон випромінювання Релея-Джинса

[Закон випромінювання Релея-Джинса](#) - це інший вираз для спектральної густини потоку випромінювання. Ця формула описує частотну та температурну залежності інтенсивності рівноважного випромінювання абсолютно чорного тіла при великих довжинах хвиль. Якщо у формулі Планка $\lambda T \gg c_2$, то формула (5.16) приймає вигляд

$$E_{0\lambda} = \frac{2c_1\pi T}{c_2\lambda^4}. \quad (5.18)$$

5.4.3 Закон зміщення Віна

[Закон зміщення Віна](#) дає залежність довжини хвилі, на якій потік випромінювання енергії чорного тіла сягає свого максимуму, від температури чорного тіла. Він має вигляд

$$\lambda_{\max} T = 2,89 \cdot 10^{-3} \text{ м}\cdot\text{К}. \quad (5.19)$$

Справедливість залежності підтверджує рис. 5.6. На малюнку видно, що у більш гарячого тіла максимум залежності монохроматичної густини потоку випромінювання чорного тіла припадає на меншу довжину хвилі. У свою чергу, значення цього максимуму пропорційне п'ятому ступеню температури:

$$(E_{0\lambda})_{\max} = c_3 T^5, \quad (5.20)$$

де $c_3 = 1,307 \text{ Вт}/(\text{м}^3\cdot\text{К}^5)$.

5.4.4 Закон випромінювання Стефана-Больцмана

[Закон Стефана-Больцмана](#) дає залежність енергії випромінювання з одиниці площі поверхні в одиницю часу від ефективної температури тіла, що випромінює.

Виконавши інтегрування залежності (5.16) у всьому діапазоні довжин хвиль, отримаємо

$$E_0 = \int_0^{\infty} E_{0\lambda} \cdot d\lambda = \sigma_0 T^4 = c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (5.21)$$

де $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}^4)$ – [стала Стефана-Больцмана](#),

$c_0 = 5,67 \text{ Вт}/(\text{м}^2\cdot\text{К}^4)$.

Для реальних тіл:

$$E = \varepsilon E_0 = \varepsilon \sigma_0 T^4 = \varepsilon C_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (5.22)$$

де інтегральна випромінювальна здатність (ступінь чорноти) тіла. $0 \leq \varepsilon \leq 1$.

5.4.5 Закон випромінювання Кірхгофа

Закон Кірхгофа говорить про хвильове радіаційне випромінювання та поглинання матеріальним тілом в термодинамічній рівновазі, включаючи рівновагу радіаційного обміну.

Закон Кірхгофа каже, що відношення здатності випромінювання тіла до його здатності поглинання для всіх тіл при даній температурі і даної частоти і не залежить від форми і хімічної природи:

$$\varepsilon_\lambda = A_\lambda. \quad (5.23)$$

5.4.6 Закон Ламберта

Закон Ламберта - фізичний закон, згідно з яким яскравість поверхні, що ідеально розсіює світло, однакова у всіх напрямках:

$$I_\psi = I_{\psi=0^\circ} \cos \psi, \quad (5.24)$$

де I_ψ - кутова густина випромінювання у вибраному напрямку (див. рис. 4.4);

$I_{\psi=0^\circ}$ - кутова густина випромінювання у напрямку,

перпендикулярному поверхні, що випромінює;

ψ - кут між вибраним напрямком і перпендикуляром до поверхні, що випромінює.

5.5 Чорні температури



Рис. 5.8. Отримання поля радіаційних температур за допомогою тепловізора

Чорна температура - це така умовна температура, яку мало б тіло, якби випромінювання, що випускається їм, було б чорним. Відрізняють декілька видів чорних температур.

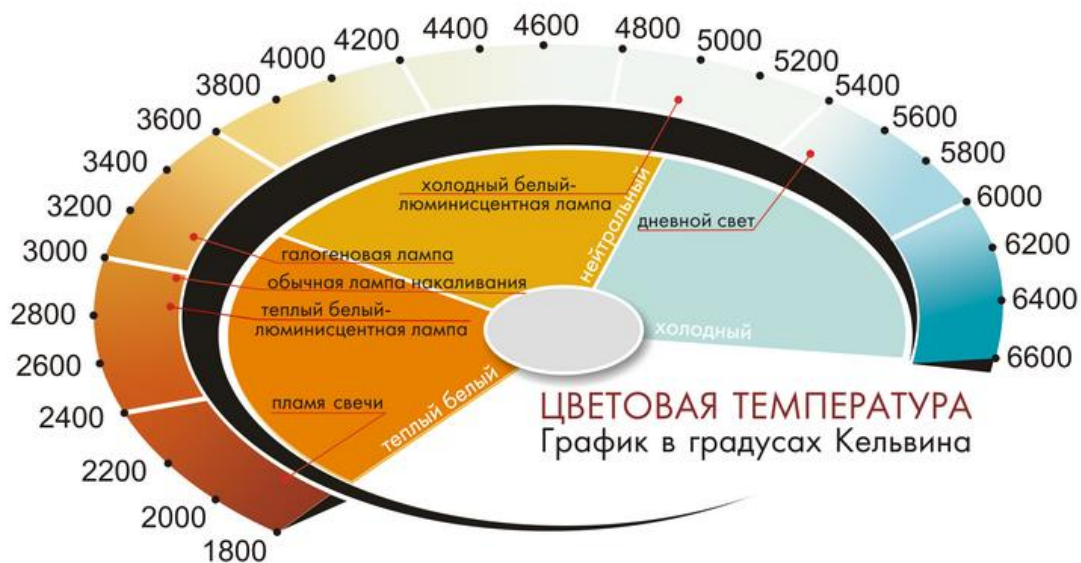


Рис. 5.9. Колірна температура різних джерел світла

Радіаційна температура T_p - дорівнює такій температурі абсолютно чорного тіла E_0 , при якій його щільність інтегрального випромінювання дорівнює щільності інтегрального випромінювання тіла E :

$$E(T) = E_0(T_p), \quad (5.25)$$

З формули (5.25) слідує, що реальна T і радіаційна T_p температура тіла зв'язані співвідношенням:

$$T = T_p \cdot \sqrt[4]{1/\epsilon}, \quad (5.26)$$

Радіаційна температура застосовується у **пірометрії** для дистанційного вимірювання температури тіл (див. рис. 5.8).

Колірна температура джерела світла T_k характеризує спектральний склад випромінювання джерела світла. Вона визначається з порівняння двох спектральних потоків випромінювання:

$$\frac{E_\lambda(T, \lambda_1)}{E_\lambda(T, \lambda_2)} = \frac{E_{0\lambda}(T_k, \lambda_1)}{E_{0\lambda}(T_k, \lambda_2)}, \quad (5.27)$$

З формули (5.27) слідує, що реальна T і колірна T_p температура тіла зв'язані співвідношенням:

$$T = \left(\frac{1}{T_k} - \frac{\ln(\epsilon_{\lambda_1}/\epsilon_{\lambda_2})}{c_2 \cdot (1/\lambda_1 - 1/\lambda_2)} \right)^{-1}, \quad (5.28)$$

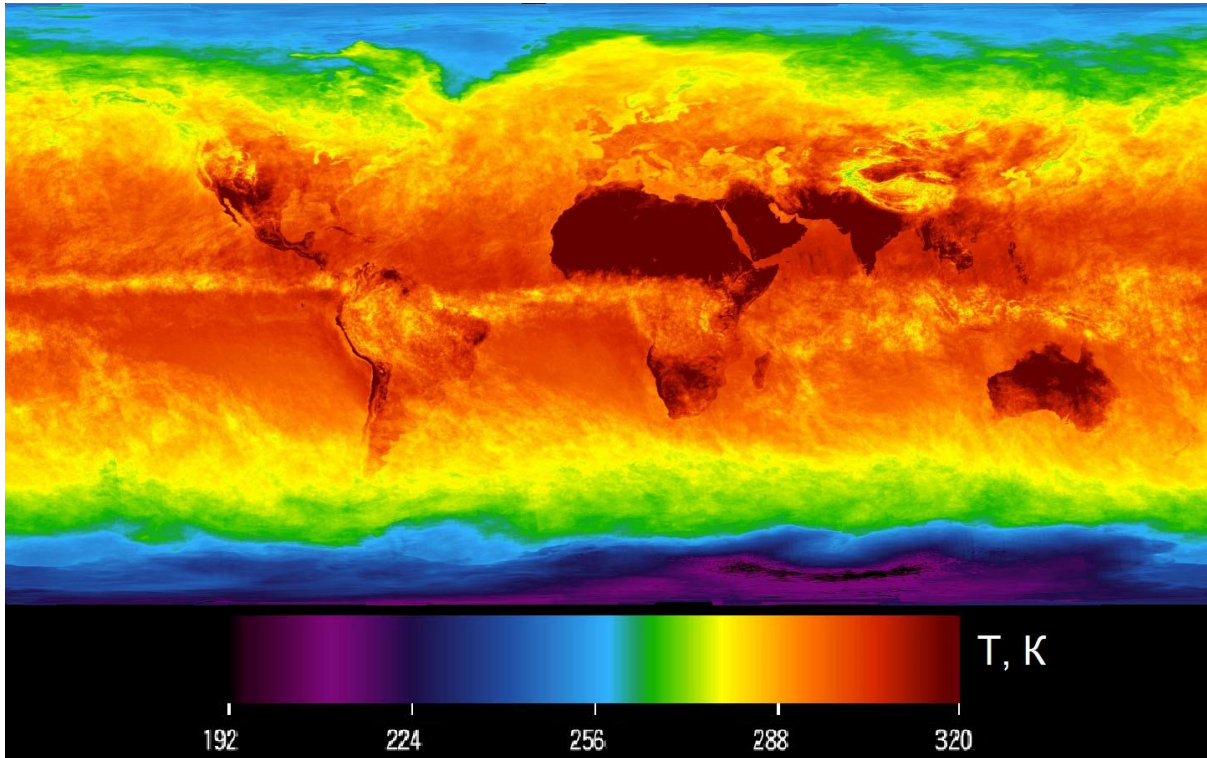


Рис. 5.10. Яскравісна температура Землі ([зонд AIRS супутника Aqua](#), квітень 2003 р., довжина хвилі 3,823 мкм)

де $c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2} \text{ м}\cdot\text{К}$ – константа;

$\varepsilon_{\lambda 1}, \varepsilon_{\lambda 2}$ - спектральна випромінювальна здатність тіла при довжинах хвиль λ_1 і λ_2 .

Колірну температуру різних джерел світла наведено на рис. 5.9.

Колірна температура застосовується в [коліриметрії](#), [астрофізиці](#) (при вивченні розподілу енергії в спектрах зірок).

Яскравісна температура $T_{\text{я}}$ - величина, що характеризує інтенсивність випромінювання. Яскравісна температура в діапазоні довжин хвиль $\lambda \dots \lambda + \Delta\lambda$ — це така температура, яку мало б абсолютно чорне тіло з такою ж інтенсивністю випромінювання в даному діапазоні довжин хвиль:

$$I_{\lambda}(T) = I_{0\lambda}(T_{\text{я}}). \quad (5.29)$$

З формули (5.29) слідує, що реальна T і яскравісна $T_{\text{я}}$ температура тіла зв'язані співвідношенням:

$$T = \left(\frac{1}{T_{\text{я}}} + \frac{\lambda}{c_2} \cdot \ln \varepsilon_{\lambda} \right)^{-1}. \quad (5.30)$$

Яскравісна температура часто застосовується в [радіоастрономії](#), а також у [дистанційному зондуванні Землі](#) (див. рис. 5.10). Основне застосування яскравісної температури – [оптична пірометрія](#).

5.6 Лабораторна робота №10. Експериментальне вимірювання ступеня чорноти металевого зразка

Мета роботи – засвоїти суть процесу теплообміну випромінюванням, основні поняття і закони, основи методів експериментального вимірювання ступеня чорноти реальних тіл.

Зміст роботи:

1. Ознайомитись з основними поняттями і законами теплообміну випромінюванням.
2. Виміряти ступінь чорноти зразка методом порівняння у відповідності з вказаним викладачем варіантом виконання робіт.
3. Скласти звіт о виконаній роботі, що містить короткий опис роботи, схему дослідної установки, протокол вимірювань і обробки дослідних даних, висновки.

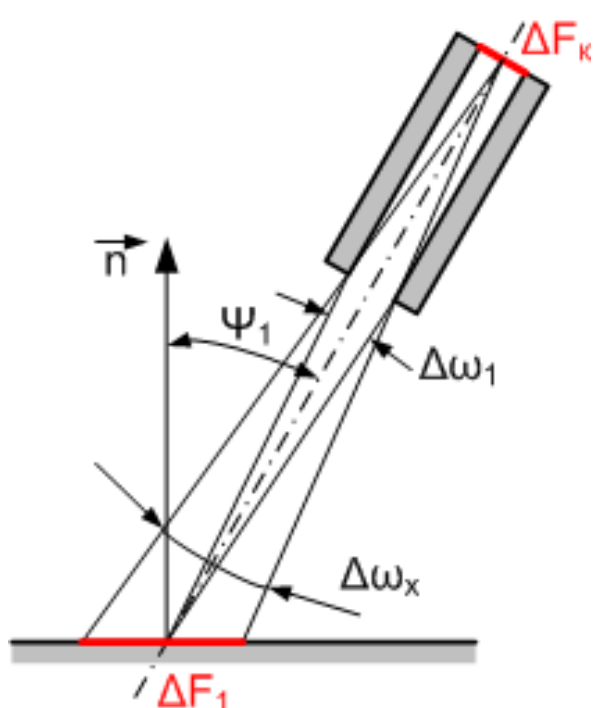


Рис. 5.11. Принципова схема приладу для вимірювання енергетичної яскравості теплового потоку

На теплоприймач з величиною робочої поверхні ΔF_k при поглинальній здатності $A_k = \frac{\Delta Q_{\text{погл}}}{\Delta Q_{\text{пад}}}$ падає потік ефективного випромінювання від ділянки ΔF_1 нагрітого зразка.

Теоретична база для виконання лабораторної роботи викладена в п. 5.1 – 5.5, а також у роботах [3, с. 361-420, 5, с. 160-182].

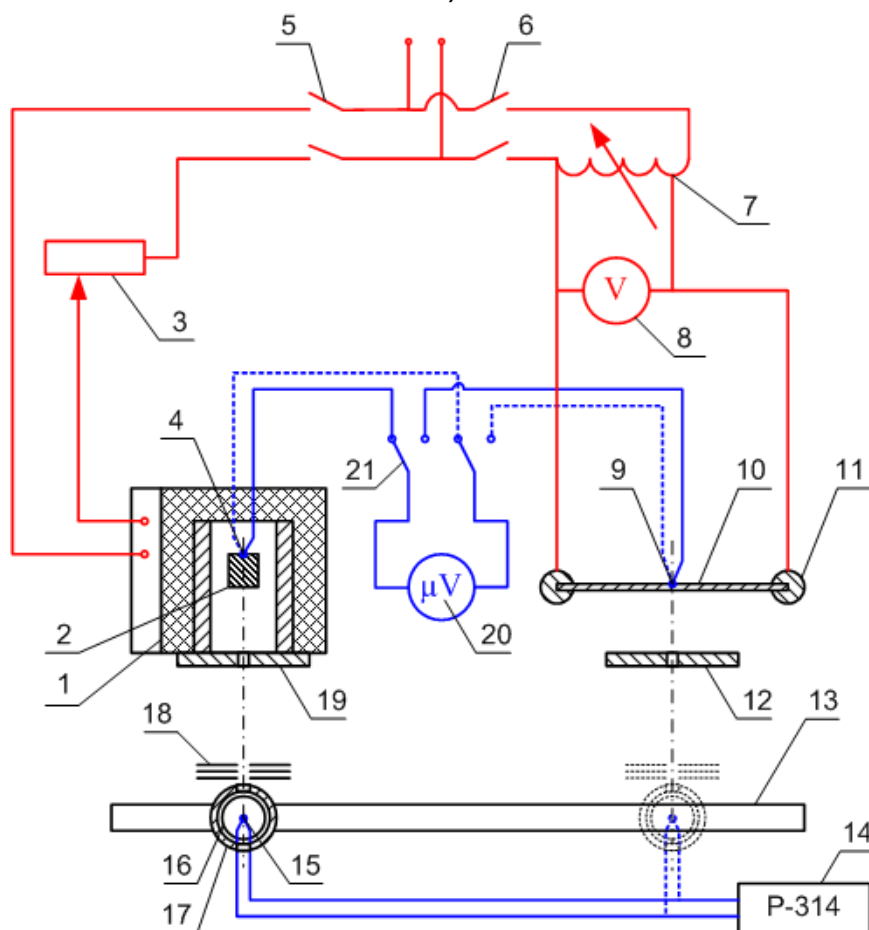
Обґрунтування методу вимірювань

Прилад для вимірювання енергетичної яскравості теплового потоку представляє собою камеру з чорною внутрішньою поверхнею, має у передній стінці невеличкий отвір, а у задній – чутливий вимірювач теплового потоку. Принципова схема такого приладу зображена на рис. 5.11.

Потік ефективного випромінювання являє собою суму потоків власного і відбитого випромінювань. Поверхня зразка відбиває тепловий потік від довколишніх тіл, в тому числі і від стінок приладу. Якщо температура зразка значно перевищує температуру довколишніх тіл, то з достатнім ступенем точності можливо вважати



а)



б)

Рис. 5.12. Експериментальна установка для вимірювання ступеня чорноти металевго зразка: а – зовнішній вигляд; б - схема

його ефективно випромінювання рівним власному. Легко показати, що при $T_1/T_{\text{дов}} > 3$ доля відбитого тепла у сумарному випромінюванні тіла не буде перевищувати 1%. Тоді потік випромінювання, падаючий від зразка на робочу поверхню теплоприймача, можливо визначити як

$$\Delta Q_{1к} = \frac{\varepsilon_1 \sigma_0 T_1^4}{\pi} \cos \psi_1 \cdot \Delta \omega_1 \cdot \Delta F_1. \quad (5.31)$$

З цієї кількості теплоприймач поглинає потік

$$\Delta Q_k = A_k \cdot \Delta Q_{1к}. \quad (5.32)$$

З визначення тілесного кута випливає, що

$$\Delta F_1 \cdot \cos \psi_1 \cdot \Delta \omega_1 = \Delta F_k \cdot \cos \psi_k \cdot \Delta \omega_k, \quad (5.33)$$

де ψ_k - кут між нормаллю до робочої поверхні теплоприймача і променем, що розглядається ($\psi_k = 0$).

Тоді величину поглиненого теплоприймачем променистого потоку можливо визначити як

$$\Delta Q_k = A_k \frac{\varepsilon_1 \sigma_0 T_1^4}{\pi} \cdot \Delta \omega_k \cdot \Delta F_k. \quad (5.34)$$

Зауважимо, що величина $\Delta \omega_k$ визначається площею вхідного отвору приймача і відстанню від зразка. Виміряв ΔQ_k і T_1 , при відомих оптичних (A_k) і геометричних характеристиках приладів ($\Delta \omega_k$, ΔF_k), з (5.34) легко визначити шукану величину ε_1 .

Опис експериментальної установки

Експериментальна установка (рис. 5.12) складається з трубчастої печі 1, випромінювання якої імітує випромінювання абсолютно чорного тіла, зразка 10, теплоприймача 16 з діафрагмою 18, чутливим елементом якого є термістор (напівпровідниковий термометр опору) кулькового типу у скляної колбочці 15, системи електроживлення і вимірювальної системи.

Температура нагріву трубчастої електричної печі регулюється реостатом 3. Всередину печі через задню стінку вставлений рифлений диск з окисленої нержавіючої сталі, температура якої вимірюється за допомогою хромель-копелевої термопари, підключеної через перемикач 21 до мілівольтметра 20.

Вихідний отвір печі перекрито діафрагмою 19 з малим отвором. При сталому режимі печі температура тіла 2 і стінок печі однакова, тобто результуючий тепловий потік між усіма випромінюючими поверхнями печі дорівнює нулю. В цьому випадку в об'ємі печі

встановлюється рівноважне випромінення, що відповідає випроміненню абсолютно чорного тіла при температурі печі.

Вихідний отвір печі перекрито діафрагмою 19 з малим отвором. При сталому режимі печі температура тіла 2 і стінок печі однакова, тобто результуючий тепловий потік між усіма випромінюючими поверхнями печі дорівнює нулю. В цьому випадку в об'ємі печі встановлюється рівноважне випромінювання, що відповідає випроміненню абсолютно чорного тіла при температурі печі. Таким чином, через отвір діафрагми 19 буде виходить назовні променистий тепловий потік практично чорного випромінення.

Зразок 10 представляє собою пластину з сталі 12X18H9T, закріплену на стояках 11, що є одночасно елементами, що підводять струм. Зразок нагрівається за допомогою електричного струму, що проходить через нього, напруга якого регулюється лабораторним автотрансформатором 7. Температура зразку вимірюється хромель-копелевою термопарою 9, підключеною через перемикач 21 до мілівольтметра 2-. Випромінення від зразка попадає на приймач через діафрагму 12, маючи ті ж розміри, що й діафрагма 19.

Теплоприймач складається з корпусу 16, затвору 17, діафрагми з екранами 18 і термістору кулькового типу 15. Температурна залежність опору термісторів може бути описана виразом

$$R_T = R_{T,0} \cdot e^{B \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)}, \quad (5.35)$$

де $B = (2 \dots 6) \cdot 10^3$ К.

Як відомо, експоненту можливо розкласти у степеневий ряд

$$e^x \approx 1 + \frac{x}{1!} + \frac{x^2}{2!} + \frac{x^3}{3!} + \dots, \quad (5.36)$$

якщо $|x| < \infty$.

Обмежившись першими двома членами ряду, вираз (5.35) можливо звести до вигляду

$$R_T = R_{T,0} \cdot \left(1 + \frac{B}{T} - \frac{B}{T_0} \right). \quad (5.37)$$

Корпус теплоприймача закріплений на стойці, яка може переміщуватися по направляючої 13, що розташовується перпендикулярно до осі печі і нормалі до зразка. Опір термістору вимірюється за допомогою одинарного моста Р-314 (поз. 14 на рис. 5.12). Діафрагма 18 з екранами служить для зменшення

променевого потоку від печі і зразка, падаючого на корпус теплоприймача.

Опис методики проведення досвіду і обробки результатів вимірювань

Варіант 1

1. Увімкнути піч за допомогою вимикача 5 і встановити реостатом 3 потрібний режим нагріву (виконує лаборант).
2. Заміряючи через певні проміжки часу (5-10 хвилин) за допомогою мілівольтметра 20, з'єднаного перемикачем 21 з термопарою 4, термопару в печі, переконатися в настанні встановленого режиму печі (за випадковим збігом послідовних вимірювань температури).
3. Встановити по одній осі теплоприймач і піч, для чого слід скористатися отворами в корпусі теплоприймача. Правильність установки визначається візуально. Закрити затвор 17 і за допомогою моста 14 заміряти опір термістора $R_{0.1}$ (послідовність дій при вимірюванні опору мостом Р-314 приведена на кришці приладу).
4. Відкрити затвор, зачекати приблизно 40 секунд і виміряти опір термістора при його опроміненні $R_{0.2}$. Потім закрити затвор, зачекати і повторити вимір опору термістора $R_{0.3}$ (враховуючи, що тіла, що входять до випромінюючої системи, мають теплову інерційність, не слід поспішати вимірювати опір після зміни положення затвора). Середнє арифметичне першого і третього вимірювань приймають за нульовий стан R_0 . Різниця між опором термістора у нульовому стані R_0 і опором його $R_{0.2}$ при опроміненні чорним тілом, маючим температуру T , характеризує тепловий потік, поглинений термістором $\Delta Q_{0,k}$.
5. Перемістити теплоприймач по направляючої 13 і направити його приймальний отвір на зразок 10. Подати за допомогою вимикача 6 напруження живлення, добитися рівності температур зразка і печі. Температуру зразку замірити, підключаючи за допомогою перемикача 21 термопару 9 до мілівольтметра 20. За рівності температур зразка і печі провести вимірювання, аналогічні описаним в пунктах 3-4. При цьому різниця опорів термістора у нульовому стані R і при опроміненні його зразком R_2

характеризує тепловий потік, поглинений термістором при опроміненні його зразком ΔQ_K .

6. Згідно (5.34),

$$\Delta Q_{0,K} = A_K \cdot \sigma_0 \cdot \frac{\Delta \omega_K \cdot \Delta F_K}{\pi} \cdot T_0^4, \quad (5.38)$$

$$\Delta Q_K = A_K \cdot \sigma_0 \cdot \varepsilon \cdot \frac{\Delta \omega_K \cdot \Delta F_K}{\pi} \cdot T^4. \quad (5.39)$$

Якщо $T_0 = T$, з (5.38) і (5.39) випливає, що

$$\varepsilon = \frac{\Delta Q_K}{\Delta Q_{0,K}}. \quad (5.40)$$

У стаціонарних умовах поглинене термістором тепло віддається в довколишнє середовище за допомогою радіаційно-конвективного теплообміну. Тепловий потік, що віддається термістором, може бути вирахована як

$$\Delta Q_{0,K} = \alpha_{\Sigma,0} \cdot (T_{0,K} - T_{0,\infty}) \cdot \Delta F_K = \alpha_{\Sigma,0} \cdot \Delta T_{0,K} \cdot \Delta F_K, \quad (5.41)$$

$$\Delta Q_K = \alpha_{\Sigma} \cdot (T_K - T_{\infty}) \cdot \Delta F_K = \alpha_{\Sigma} \cdot \Delta T_K \cdot \Delta F_K, \quad (5.42)$$

де $\alpha_{\Sigma,0}$, α_{Σ} - сумарний коефіцієнт радіаційно-конвективної тепловіддачі від термістора в довколишнє середовище;

$T_{0,K}$, T_K - температура термістора;

$T_{0,\infty}$, T_{∞} - температура оточуючого термістор середовища при опроміненні його чорним тілом і зразком відповідно.

При умові $\alpha_{\Sigma,0} = \alpha_{\Sigma}$ з (5.38) і (5.39) випливає, що

$$\varepsilon = \frac{\Delta T_K}{\Delta T_{0,K}}. \quad (5.43)$$

Будемо вважати, що в нульовому стані опір термістора визначається температурою довколишнього середовища $T_{0,\infty}$. Тоді згідно (5.37) при опроміненні чорним тілом

$$\Delta R_0 = R_0 - R_{0,2} = R_{T,0} \cdot \left(\frac{B}{T_{0,\infty}} - \frac{B}{T_{0,K}} \right), \quad (5.44)$$

при опроміненні зразком

$$\Delta R = R - R_2 = R_{T,0} \cdot \left(\frac{B}{T_{\infty}} - \frac{B}{T_K} \right). \quad (5.45)$$

Розділивши (5.45) на (5.44), отримаємо:

$$\frac{\Delta R}{\Delta R_0} = \frac{T_K - T_\infty}{T_{0,K} - T_{0,\infty}} - \frac{T_{0,\infty} \cdot T_{0,K}}{T_\infty \cdot T_K}. \quad (5.46)$$

При невеликій густині теплового потоку з (5.46) і (5.43) слід, що

$$\varepsilon = \frac{\Delta R}{\Delta R_0}. \quad (5.47)$$

Варіант 2

1. Увімкнути піч за допомогою вимикача 5 і встановити реостатом 3 потрібний режим нагріву (виконує лаборант).
2. Заміряючи через певні проміжки часу (5-10 хвилин) за допомогою мілівольтметра 20, з'єданого перемикачем 21 з термopарою 4, термopару в печі, переконатися в настанні встановленого режиму печі (за випадковим збігом послідовних вимірювань температури).
3. Направити приймальний отвір теплоприймача на вихідний отвір печі, замірити, як описано в пункті 3 попереднього варіанта, опір термістора (при відкритому затворі) R_0 , температуру печі T_0 .
4. Перемістив теплоприймач до зразку і змінюючи напруження, що подається на зразок, добитись значення опору термістора, рівного R .
5. Замірити температуру зразка T . Рівність опорів термістора R_0 і R свідчить о рівності теплових потоків, що випромінюється чорним тілом при температурі T_0 і зразком при температурі T . У відповідності з (5.21) і (5.22) при цьому

$$\sigma_0 T_0^4 = \varepsilon \sigma_0 T^4. \quad (5.48)$$

З (5.48) випливає, що

$$\varepsilon = \left(\frac{T_0}{T} \right)^4. \quad (5.49)$$

Температура T_0 називається [радіаційною температурою](#) зразка.

Варіант 3

Рівняння Планка (5.16), що зв'язує спектральну густину випромінення з температурою випромінюючого тіла і довжиною хвилі випромінення у разі малих λT (коли можливо знехтувати одиницею у дужках), приводиться до вигляду (що називається [законом зміщення Віна](#))

$$E_{0\lambda} = \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (5.50)$$

Спектральна яскравість власного випромінення тіла при температурі T на підставі формули (5.50) може бути представлена у вигляді

$$I_{\lambda(T)} = \frac{1}{\pi} \varepsilon_{\lambda} \frac{c_1}{\lambda^5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad (5.51)$$

Кожній спектральній яскравості випромінювання реального тіла при його температурі T і довжині хвилі λ може бути підставлена у відповідність рівна їй за величиною спектральна яскравість випромінювання абсолютно чорного тіла $I_{0\lambda}(T_{\text{я}})$ при тій же довжині хвилі і температурі $T_{\text{я}}$. Ця температура називається яскравісною температурою реального тіла і визначається з рівності

$$I_{\lambda(T)} = I_{0\lambda}(T_{\text{я}}). \quad (5.52)$$

З (5.52) легко отримати

$$\frac{1}{T_{\text{я}}} - \frac{1}{T} = \frac{\lambda}{c_2} \ln\left(\frac{1}{\varepsilon_{\lambda}}\right), \quad (5.53)$$

Яке легко можливо перетворити у вигляд (5.28).

Рівняння (5.53) лежить у основі методу вимірювання температур за допомогою оптичного монохроматичного пірометра із зникаючою ниткою ([оптичного пірометра](#)), схема якого показана на рис. 5.13.

У пірометрі зображення об'єкта вимірювання 1 створюється у плоскості нитки нівелювання еталонної лампи 4 при обертанні тубуса об'єктива 2. Отримав за допомогою окуляру 6 чітке зображення нитки розжарювання еталонної лампи, обертаючи привод движка

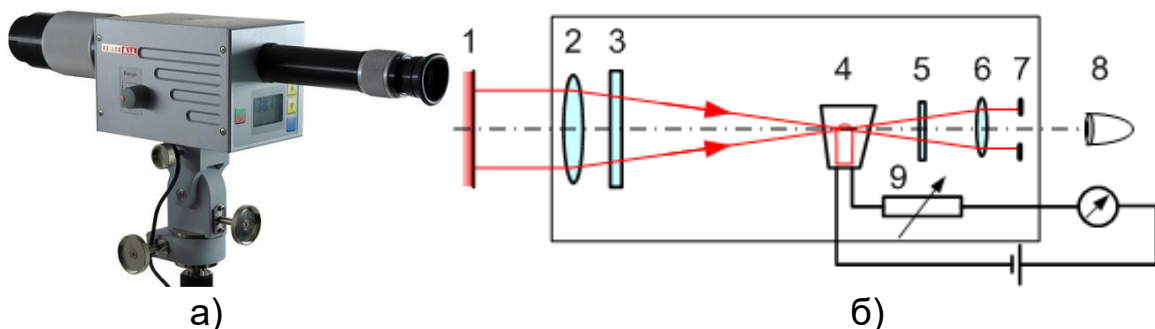


Рис. 5.13. Оптичний пірометр із зникаючою ниткою:
а – зовнішній вигляд; б - схема

перемінного опору 9, змінюють струм, що проходить через лампу, до тих пор, поки спостерігач 8 не виявить зникнення зображення середини нитки розжарювання на фоні зображення об'єкта вимірювання. В цьому випадку енергетичні яскравості об'єкта вимірювання і нитки лампи стають рівними між собою у області спектра, що визначається спектральною характеристикою чутливості ока спостерігача і характеристикою пропускання світوفільтру 5 ($\lambda = 0,65$ мкм). Таким чином, струм, що протікає через нитку розжарювання еталонної лампи, є мірою яскравісної температури об'єкта вимірювання. Залежність між струмом лампи 4 і яскравісною температурою середини нитки розжарювання визначають при градуванні пірометра по чорному тілу. При вимірюванні високих температур для захисту нитки розжарення від перепаду застосовують послаблюючий сірий фільтр 3.

У сучасних оптичних пірометрах і [тепловізорах](#) (рис. 5.14) принципи вимірювання температури відповідають описаним вище, але є повністю автоматизованими.

Рівняння (5.53) може служити для визначення спектрального ступеня чорноти зразка.

Для цього слід проводити експеримент у такий послідовності:

1. встановити заданий режим нагріву зразка;



Рис. 5.14. Засоби пірометрії: а – пірометр; б - тепловізор

2. замірити за допомогою пірометра яскравісну температуру зразка $T_{\text{я}}$ і за допомогою термопари його дійсну температуру T (нехтуючи витоками тепла по дротам термопари);
3. вчислити за (5.53) спектральну ступінь чорноти зразка ε_{λ} ;
4. вимірювання провести при чотирьох-п'яти значеннях температури зразка T ;
5. намалювати графік $\varepsilon_{\lambda} = f(T)$;
6. обчислити середнє значення ε_{λ} за результатами всіх вимірювань і порівняти з величинами ε , отриманими в попередніх варіантах.

Контрольні питання

1. Що називається променевим теплообміном?
2. Які тіла називаються абсолютно чорними, білими, прозорими, сірими? Чим відрізняється випромінення реальних тіл від випромінення абсолютних тіл?
3. Чому і при яких умовах випромінення печі може розглядатись як чорне?
4. Що таке дифузне випромінення?
5. Розкажіть о основних законах випромінення: Планка, Віна, Стефана-Больцмана, Ламберта, Кірхгофа.
6. У чому різниця між інтегральними і спектральними характеристиками випромінення?
7. Що таке поверхнева густина потоку випромінення, кутова густина потоку випромінення, яскравість випромінення?
8. Що таке ступінь чорноти тіла?
9. Розкажіть о принципі вимірювання температур за допомогою оптичного пірометра. Які, на Ваш вигляд, переваги і недоліки оптичного вимірювання температур?
10. Що таке радіаційна температура тіла?
11. Порівняйте відносні похибки при вимірюванні температури тіла за допомогою оптичного і радіаційного пірометра (приладу для вимірювання радіаційної температури тіла).
12. Якими методами, на Ваш вигляд, можливо зменшити променевий потік, падаючий на тіло?
13. Яка температура ближче до дійсної – яскравісна або радіаційна?
14. Запропонуйте не описаний у посібнику засіб оптичного вимірювання температури тіла, ґрунтуючись на законах випромінювання.

15. Чим об'яснити зміну кольору пластини при її нагріванні?

ЛІТЕРАТУРА

1. Ван-Дайк М. Альбом течений жидкости и газа: Пер. с англ. – М.: Мир, 1986. – 184 с.
2. Thermophysical Properties of Matter, Vol. 3: Thermal Conductivity, Y. S. Touloukian, P. E. Liley, S. C. Saxena, Vol. 11: Viscosity, Y. S. Touloukian, S. C. Saxena, and P. Hestermans, IFI/Plenum, NY, 1970, ISBN 0-306067020-8.
3. Исаченко В.П. Теплопередача: учеб. для втузов / Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. - М.: Энергоиздат, 1981 . - 416 с.
4. Болгарский А.В., Мухачев Г.А., Щукин В.К. Термодинамика и теплопередача, М.: Высшая школа, 1975. – 495 с.
5. Михеев М. А., Михеева И.М. Основы теплопередачи. М., «Энергия», 1977. – 344 с.
6. Теплообмін. Конспект лекцій за дисципліною «Тепломасообмін». Ч. 2: Конвекція. Теплообмінні апарати. – Харків: Нац. аерокосмічний ун-т “Харк. авіац. ін-т”, 2019. – 101 с.
7. Бухмиров В.В. Расчет коэффициента теплоотдачи. Методические указания к выполнению практических и лабораторных занятий. – Иваново: Ивановский государственный энергетический университет, 2007. – 39 с.
8. https://webbook.nist.gov/cgi/fluid.cgi?Action=Load&ID=C7732185&Type=SatP&Digits=5&THigh=220&TLow=80&TInc=5&RefState=DEF&TUnit=C&PUnit=bar&DUnit=kg%2Fm3&HUnit=kJ%2Fkg&WUnit=m%2Fs&VisUnit=uPa*s&STUnit=N%2Fm

Додаток А. Теплофізичні властивості сухого повітря при атмосферному тиску [2]

T, °C	ρ , кг/м ³	C_p , Дж/(кг·К)	λ , Вт/(м·К)	a , м ² /с	μ , кг/(м·с)	ν , м ² /с	Pr
-150	2.866	983	0.01171	4.15810 ⁻⁶	8.63610 ⁻⁶	3.01310 ⁻⁶	0.7246
-100	2.038	966	0.01582	8.03610 ⁻⁶	1.18910 ⁻⁶	5.83710 ⁻⁶	0.7263
-50	1.582	999	0.01979	1.25210 ⁻⁵	1.47410 ⁻⁵	9.31910 ⁻⁶	0.7440
-40	1.514	1002	0.02057	1.35610 ⁻⁵	1.52710 ⁻⁵	1.00810 ⁻⁵	0.7436
-30	1.451	1004	0.02134	1.46510 ⁻⁵	1.57910 ⁻⁵	1.08710 ⁻⁵	0.7425
-20	1.394	1005	0.02211	1.57810 ⁻⁵	1.63010 ⁻⁵	1.16910 ⁻⁵	0.7408
-10	1.341	1006	0.02288	1.69610 ⁻⁵	1.68010 ⁻⁵	1.25210 ⁻⁵	0.7387
0	1.292	1006	0.02364	1.81810 ⁻⁵	1.72910 ⁻⁵	1.33810 ⁻⁵	0.7362
5	1.269	1006	0.02401	1.88010 ⁻⁵	1.75410 ⁻⁵	1.38210 ⁻⁵	0.7350
10	1.246	1006	0.02439	1.94410 ⁻⁵	1.77810 ⁻⁵	1.42610 ⁻⁵	0.7336
15	1.225	1007	0.02476	2.00910 ⁻⁵	1.80210 ⁻⁵	1.47010 ⁻⁵	0.7323
20	1.204	1007	0.02514	2.07410 ⁻⁵	1.82510 ⁻⁵	1.51610 ⁻⁵	0.7309
25	1.184	1007	0.02551	2.14110 ⁻⁵	1.84910 ⁻⁵	1.56210 ⁻⁵	0.7296
30	1.164	1007	0.02588	2.20810 ⁻⁵	1.87210 ⁻⁵	1.60810 ⁻⁵	0.7282
35	1.145	1007	0.02625	2.27710 ⁻⁵	1.89510 ⁻⁵	1.65510 ⁻⁵	0.7268
40	1.127	1007	0.02662	2.34610 ⁻⁵	1.91810 ⁻⁵	1.70210 ⁻⁵	0.7255
45	1.109	1007	0.02699	2.41610 ⁻⁵	1.94110 ⁻⁵	1.75010 ⁻⁵	0.7241
50	1.092	1007	0.02735	2.48710 ⁻⁵	1.96310 ⁻⁵	1.79810 ⁻⁵	0.7228
60	1.059	1007	0.02808	2.63210 ⁻⁵	2.00810 ⁻⁵	1.89610 ⁻⁵	0.7202
70	1.028	1007	0.02881	2.78010 ⁻⁵	2.05210 ⁻⁵	1.99510 ⁻⁵	0.7177
80	0.9994	1008	0.02953	2.93110 ⁻⁵	2.09610 ⁻⁵	2.09710 ⁻⁵	0.7154
90	0.9718	1008	0.03024	3.08610 ⁻⁵	2.13910 ⁻⁵	2.20110 ⁻⁵	0.7132
100	0.9458	1009	0.03095	3.24310 ⁻⁵	2.18110 ⁻⁵	2.30610 ⁻⁵	0.7111
120	0.8977	1011	0.03235	3.56510 ⁻⁵	2.26410 ⁻⁵	2.52210 ⁻⁵	0.7073
140	0.8542	1013	0.03374	3.89810 ⁻⁵	2.34510 ⁻⁵	2.74510 ⁻⁵	0.7041
160	0.8148	1016	0.03511	4.24110 ⁻⁵	2.42010 ⁻⁵	2.97510 ⁻⁵	0.7014
180	0.7788	1019	0.03646	4.59310 ⁻⁵	2.50410 ⁻⁵	3.21210 ⁻⁵	0.6992
200	0.7459	1023	0.03779	4.95410 ⁻⁵	2.57710 ⁻⁵	3.45510 ⁻⁵	0.6974
250	0.6746	1033	0.04104	5.89010 ⁻⁵	2.76010 ⁻⁵	4.09110 ⁻⁵	0.6946
300	0.6158	1044	0.04418	6.87110 ⁻⁵	2.93410 ⁻⁵	4.76510 ⁻⁵	0.6935
350	0.5664	1056	0.04721	7.89210 ⁻⁵	3.10110 ⁻⁵	5.47510 ⁻⁵	0.6937
400	0.5243	1069	0.05015	8.95110 ⁻⁵	3.26110 ⁻⁵	6.21910 ⁻⁵	0.6948
450	0.4880	1081	0.05298	1.00410 ⁻⁴	3.41510 ⁻⁵	6.99710 ⁻⁵	0.6965
500	0.4565	1093	0.05572	1.11710 ⁻⁴	3.56310 ⁻⁵	7.80610 ⁻⁵	0.6986
600	0.4042	1115	0.06093	1.35210 ⁻⁴	3.84610 ⁻⁵	9.51510 ⁻⁵	0.7037
700	0.3627	1135	0.06581	1.59810 ⁻⁴	4.11110 ⁻⁵	1.13310 ⁻⁴	0.7092
800	0.3289	1153	0.07037	1.85510 ⁻⁴	4.36210 ⁻⁵	1.32610 ⁻⁴	0.7149
900	0.3008	1169	0.07465	2.12210 ⁻⁴	4.60010 ⁻⁵	1.52910 ⁻⁴	0.7206
1000	0.2772	1184	0.07868	2.39810 ⁻⁴	4.82610 ⁻⁵	1.74110 ⁻⁴	0.7260
1500	0.1990	1234	0.09599	3.90810 ⁻⁴	5.81710 ⁻⁵	2.92210 ⁻⁴	0.7478
2000	0.1553	1264	0.11113	5.66410 ⁻⁴	6.63010 ⁻⁵	4.27010 ⁻⁴	0.7539

Додаток Б. Градувальна таблиця термопар мідь-константан

ΔT , °C	ЕРС термопар, мВ									
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
-60	-2.153	-2.186	-2.218	-2.251	-2.283	-2.316	-2.348	-2.38	-2.412	-2.444
-50	-1.819	-1.853	-1.887	-1.92	-1.954	-1.987	-2.021	-2.054	-2.087	-2.12
-40	-1.475	-1.51	-1.545	-1.579	-1.614	-1.648	-1.683	-1.717	-1.751	-1.785
-30	-1.121	-1.157	-1.192	-1.228	-1.264	-1.299	-1.335	-1.37	-1.405	-1.44
-20	-0.757	-0.794	-0.83	-0.867	-0.904	-0.94	-0.976	-1.013	-1.049	-1.085
-10	-0.383	-0.421	-0.459	-0.496	-0.534	-0.571	-0.608	-0.646	-0.683	-0.72
0	0	-0.039	-0.077	-0.116	-0.154	-0.193	-0.231	-0.269	-0.307	-0.345
0	0	0.039	0.078	0.117	0.156	0.195	0.234	0.273	0.312	0.352
10	0.391	0.431	0.47	0.51	0.549	0.589	0.629	0.669	0.709	0.749
20	0.79	0.83	0.87	0.911	0.951	0.992	1.033	1.074	1.114	1.155
30	1.196	1.238	1.279	1.32	1.362	1.403	1.445	1.486	1.528	1.57
40	1.612	1.654	1.696	1.738	1.78	1.823	1.865	1.908	1.95	1.993
50	2.036	2.079	2.122	2.165	2.208	2.251	2.294	2.338	2.381	2.425
60	2.468	2.512	2.556	2.6	2.643	2.687	2.732	2.776	2.82	2.864
70	2.909	2.953	2.998	3.043	3.087	3.132	3.177	3.222	3.267	3.312
80	3.358	3.403	3.448	3.494	3.539	3.585	3.631	3.677	3.722	3.768
90	3.814	3.86	3.907	3.953	3.999	4.046	4.092	4.138	4.185	4.232
100	4.279	4.325	4.372	4.419	4.466	4.513	4.561	4.608	4.655	4.702
110	4.75	4.798	4.845	4.893	4.941	4.988	5.036	5.084	5.132	5.18
120	5.228	5.277	5.325	5.373	5.422	5.47	5.519	5.567	5.616	5.665
130	5.714	5.763	5.812	5.861	5.91	5.959	6.008	6.057	6.107	6.156
140	6.206	6.255	6.305	6.355	6.404	6.454	6.504	6.554	6.604	6.654
150	6.704	6.754	6.805	6.855	6.905	6.956	7.006	7.057	7.107	7.158
160	7.209	7.26	7.31	7.361	7.412	7.463	7.515	7.566	7.617	7.668
170	7.72	7.771	7.823	7.874	7.926	7.977	8.029	8.081	8.133	8.185
180	8.237	8.289	8.341	8.393	8.445	8.497	8.55	8.602	8.654	8.707
190	8.759	8.812	8.865	8.917	8.97	9.023	9.076	9.129	9.182	9.235
200	9.288	9.341	9.395	9.448	9.501	9.555	9.608	9.662	9.715	9.769

Додаток В. Градувальна таблиця термопар хромель – копель

$\Delta T, ^\circ\text{C}$	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	ЕРС термопар, мВ									
-20	-1,27	-1,35	-1,39	-1,46	-1,52	-1,58	-1,64	-1,70	-1,77	-1,83
-10	-0,64	-0,70	-0,77	-0,83	-0,89	-0,96	-1,02	-1,08	-1,14	-1,21
-0	0	-0,06	-0,13	-0,19	0,26	-0,32	-0,38	0,45	-0,51	-0,58
+0	0	0,07	0,13	0,20	0,26	0,33	0,39	0,46	0,52	0,59
10	0,65	0,72	0,78	0,85	0,91	0,98	1,05	1,11	1,18	1,24
20	1,31	1,38	1,44	1,51	1,57	1,64	1,70	1,77	1,84	1,91
30	1,98	2,05	2,12	2,18	2,25	2,32	2,38	2,45	2,52	2,59
40	2,66	2,73	2,80	2,87	2,94	3,00	3,07	3,14	3,21	3,28
50	3,35	3,42	3,49	3,56	3,63	3,70	3,77	3,84	3,91	3,98
60	4,05	4,12	4,19	4,26	4,33	4,41	4,48	4,55	4,62	4,69
70	4,76	4,83	4,90	4,98	5,05	5,12	5,20	5,27	5,34	5,41
80	5,48	5,56	5,63	5,70	5,78	5,85	5,92	5,99	6,07	6,14
90	6,21	6,29	6,36	6,43	6,51	6,58	6,65	6,73	6,80	6,87
100	6,95	7,03	7,10	7,17	7,25	7,32	7,40	7,47	7,54	7,62
110	7,69	7,77	7,84	7,91	7,99	8,06	8,13	8,21	8,28	8,35
120	8,43	8,50	8,58	8,65	8,73	8,80	8,88	8,95	9,03	9,10
130	9,18	9,25	9,33	9,40	9,48	9,55	9,63	9,70	9,78	9,85
140	9,93	10,00	10,08	10,16	10,23	10,31	10,38	10,46	10,54	10,61
150	10,69	10,77	10,85	10,92	11,00	11,08	11,15	11,23	11,31	11,38
160	11,46	11,54	11,62	11,69	11,77	11,85	11,93	12,00	12,08	12,16
170	12,24	12,32	12,40	12,48	12,55	12,63	12,71	12,79	12,87	12,93
180	13,03	13,11	13,19	13,27	13,36	13,44	13,52	13,60	13,68	13,76
190	13,84	13,92	14,00	14,08	14,16	14,23	14,33	14,42	14,50	14,58
200	14,66	14,74	14,82	14,90	14,98	15,06	15,14	15,22	15,30	15,38

Додаток Г. Теплофізичні властивості води на лінії насичення [8]

T, С	p, бар	ρ , кг/м ³	i, кДж/кг	s, кДж/(кг·К)	c_v , кДж/(кг·К)	c_p , кДж/(кг·К)	μ , мкПа·с	λ , Вт/(кг·К)	σ , Н/м
80	0.4741	971.77	335.01	1.0756	3.8729	4.1969	354.33	0.67	0.0627
85	0.5787	968.59	356.01	1.1346	3.8467	4.2008	333.33	0.6728	0.0618
90	0.7018	965.3	377.04	1.1929	3.8204	4.2053	314.4	0.6753	0.0608
95	0.8461	961.88	398.09	1.2504	3.7942	4.2102	297.28	0.6773	0.0599
100	1.0142	958.35	419.17	1.3072	3.7682	4.2157	281.74	0.6791	0.0589
105	1.209	954.7	440.27	1.3633	3.7423	4.2217	267.6	0.6805	0.0579
110	1.4338	950.95	461.42	1.4188	3.7167	4.2283	254.7	0.6817	0.057
115	1.6918	947.08	482.59	1.4737	3.6913	4.2356	242.89	0.6826	0.056
120	1.9867	943.11	503.81	1.5279	3.6662	4.2435	232.05	0.6832	0.055
125	2.3224	939.02	525.07	1.5816	3.6414	4.2521	222.08	0.6836	0.054
130	2.7028	934.83	546.38	1.6346	3.617	4.2615	212.9	0.6837	0.0529
135	3.1323	930.54	567.74	1.6872	3.593	4.2716	204.4	0.6836	0.0519
140	3.6154	926.13	589.16	1.7392	3.5694	4.2826	196.54	0.6833	0.0509
145	4.1568	921.62	610.64	1.7907	3.5461	4.2944	189.25	0.6828	0.0498
150	4.7616	917.01	632.18	1.8418	3.5232	4.3071	182.46	0.682	0.0487
155	5.435	912.28	653.79	1.8924	3.5008	4.3207	176.14	0.6811	0.0477
160	6.1823	907.45	675.47	1.9426	3.4788	4.3354	170.24	0.68	0.0466
165	7.0093	902.51	697.24	1.9923	3.4572	4.351	164.72	0.6786	0.0455
170	7.9219	897.45	719.08	2.0417	3.436	4.3678	159.55	0.6771	0.0444
175	8.926	892.28	741.02	2.0906	3.4152	4.3858	154.7	0.6753	0.0433
180	10.028	887	763.05	2.1392	3.3949	4.405	150.14	0.6733	0.0422
185	11.235	881.6	785.19	2.1875	3.375	4.4255	145.84	0.6711	0.0411
190	12.552	876.08	807.43	2.2355	3.3556	4.4474	141.78	0.6688	0.0399
195	13.988	870.43	829.79	2.2832	3.3365	4.4708	137.95	0.6661	0.0388
200	15.549	864.66	852.27	2.3305	3.3179	4.4958	134.32	0.6633	0.0377
205	17.243	858.76	874.88	2.3777	3.2998	4.5226	130.87	0.6603	0.0365
210	19.077	852.72	897.63	2.4245	3.282	4.5512	127.6	0.657	0.0354
215	21.058	846.54	920.53	2.4712	3.2647	4.5818	124.49	0.6534	0.0342
220	23.196	840.22	943.58	2.5177	3.2479	4.6146	121.52	0.6497	0.0331

Додаток Д. Теплофізичні властивості водяної пари на лінії насичення [8]

T, С	p, бар	ρ , кг/м ³	i, кДж/кг	s, кДж/(кг·К)	c_v , кДж/(кг·К)	c_p , кДж/(кг·К)	μ , мкПа·с	λ , Вт/(кг·К)
80	0.4741	0.2937	2643	7.6111	1.5111	2.012	11.592	0.023
85	0.5787	0.3539	2651.3	7.5434	1.5209	2.0267	11.76	0.0235
90	0.7018	0.4239	2659.5	7.4781	1.5316	2.0429	11.929	0.024
95	0.8461	0.5049	2667.6	7.4151	1.5432	2.0607	12.099	0.0245
100	1.0142	0.5982	2675.6	7.3541	1.5558	2.08	12.269	0.0251
105	1.209	0.705	2683.4	7.2952	1.5695	2.1012	12.44	0.0257
110	1.4338	0.8269	2691.1	7.2381	1.5843	2.1244	12.612	0.0262
115	1.6918	0.9654	2698.6	7.1828	1.6004	2.1496	12.784	0.0268
120	1.9867	1.1221	2705.9	7.1291	1.6177	2.177	12.956	0.0275
125	2.3224	1.2987	2713.1	7.077	1.6363	2.2067	13.129	0.0281
130	2.7028	1.497	2720.1	7.0264	1.6562	2.2389	13.301	0.0288
135	3.1323	1.719	2726.9	6.9772	1.6775	2.2736	13.474	0.0294
140	3.6154	1.9667	2733.4	6.9293	1.7002	2.3109	13.647	0.0301
145	4.1568	2.2423	2739.8	6.8826	1.7243	2.351	13.819	0.0309
150	4.7616	2.5481	2745.9	6.8371	1.7497	2.3939	13.992	0.0316
155	5.435	2.8863	2751.8	6.7926	1.7764	2.4396	14.164	0.0324
160	6.1823	3.2596	2757.4	6.7491	1.8044	2.4883	14.337	0.0331
165	7.0093	3.6707	2762.8	6.7066	1.8337	2.5398	14.509	0.0339
170	7.9219	4.1222	2767.9	6.665	1.864	2.5944	14.681	0.0347
175	8.926	4.6172	2772.7	6.6241	1.8955	2.6521	14.853	0.0356
180	10.028	5.1588	2777.2	6.584	1.9279	2.7129	15.025	0.0364
185	11.235	5.7504	2781.4	6.5447	1.9613	2.7769	15.198	0.0373
190	12.552	6.3954	2785.3	6.5059	1.9956	2.8443	15.37	0.0382
195	13.988	7.0976	2788.8	6.4678	2.0307	2.9151	15.542	0.0392
200	15.549	7.861	2792	6.4302	2.0666	2.9895	15.715	0.0401
205	17.243	8.6898	2794.8	6.393	2.1032	3.0679	15.888	0.0411
210	19.077	9.5885	2797.3	6.3563	2.1405	3.1503	16.061	0.0421
215	21.058	10.562	2799.3	6.32	2.1785	3.2372	16.236	0.0431
220	23.196	11.615	2800.9	6.284	2.2172	3.3289	16.411	0.0442

ЗМІСТ

Перелік умовних позначень, символів, одиниць та скорочень	4
Вступ	8
1 Загальні положення теорії теплообміну	9
2 Теплопровідність	12
2.1 Основний закон теплопровідності	12
2.2 Диференційне рівняння теплопровідності	15
2.3 Одновимірні задачі теплопровідності без внутрішніх джерел тепловиділення	17
2.3.1 Плaska стінка	17
2.3.2 Циліндрична стінка	18
2.3.3 Кульова стінка	18
2.4 Методи визначення коефіцієнтів теплопровідності в умовах стаціонарного теплового режиму	19
2.5 Лабораторна робота №1. Визначення коефіцієнтів теплопровідності порошкоподібних тіл методом кульового шару	20
2.6 Лабораторна робота №2. Визначення коефіцієнтів теплопровідності твердих тіл методом безмежного плоского шару ...	24
3 Конвекція	30
3.1 Механізм і опис процесів конвекції і конвективної тепловіддачі 30	
3.1.1 Основи положення теорії конвекції і конвективної тепловіддачі 30	
3.2 Гідродинамічний і тепловий граничний шар	33
3.2.1 Гідродинамічний граничний шар	33
3.2.2 Тепловий граничний шар	33
3.2.3 Граничні шари при вільної конвекції	34
3.3 Основи теорії подібності	34
3.4 Аналіз розмірностей в дослідженні тепловіддачі	39
3.5 Тепловіддача при вільному русі рідини	42
3.5.1 Загальні положення теорії вільно-конвективного теплообміну і узагальнені результати досліджень	42

3.5.2	Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вільно-конвективному теплообміні	48
3.6	Тепловіддача при вимушеній конвекції	61
3.6.1	Ламінарний і турбулентний режими течії	61
3.6.2	Загальні положення теорії теплообміну при вимушеній конвекції	63
3.6.3	Теплообмін між пластиною і рідиною на ділянці ламінарного пограничного шару	64
3.6.4	Теплообмін між пластиною і рідиною на ділянці турбулентного пограничного шару	66
3.6.5	Тепловіддача плоскої поверхні при високій швидкості потоку газу	66
3.6.6	Тепловіддача при поперечному обтіканні одиночної труби	68
3.6.7	Лабораторна робота № 6. Тепловіддача при вимушеному поперечному обтіканні циліндра потоком повітря	72
3.6.8	Лабораторна робота № 7. Дослідження поля місцевих коефіцієнтів тепловіддачі на поверхні циліндра, що омивається поперечним потоком повітря	77
3.7	Тепловіддача при вимушеній течії рідини у каналах.....	84
3.7.1	Теорія теплообміну при вимушеній течії рідини у каналах.....	84
3.7.2	Лабораторна робота №8. Експериментальне визначення коефіцієнтів тепловіддачі при вимушеній течії повітря у трубі	90
4	теплообмін при кипінні у великому об'ємі	97
4.1	Теплообмін при кипінні.....	97
4.1.1	Класифікація процесів кипіння	97
4.1.2	Розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі при бульбашковому кипінні	99
4.1.3	Розрахунок коефіцієнтів тепловіддачі при плівковому кипінні	101
4.2	Лабораторна робота № 9 Експериментальне дослідження теплообміну при кипінні води на зануреної поверхні теплообміну в умовах вільної конвекції.....	101
5	Теплообмін випромінюванням	107
5.1	Основні поняття і визначення.....	107
5.2	Види променевих потоків.....	107

5.3	Кутова густина і яскравість випромінювання	110
5.4	Закони теплового випромінювання	111
5.4.1	Закон випромінювання Планка	111
5.4.2	Закон випромінювання Релея-Джинса	113
5.4.3	Закон зміщення Віна	113
5.4.4	Закон випромінювання Стефана-Больцмана.....	113
5.4.5	Закон випромінювання Кірхгофа.....	114
5.4.6	Закон Ламберта	114
5.5	Чорні температури	114
5.6	Лабораторна робота №10. Експериментальне вимірювання ступеня чорноти металевого зразка	117
	Література.....	128
	Додаток А. Теплофізичні властивості сухого повітря при атмосферному тиску [2]	129
	Додаток Б. Градувальна таблиця термопар мідь-константан	130
	Додаток В. Градувальна таблиця термопар хромель – копель	131
	Додаток Г. Теплофізичні властивості води на лінії насичення [8].....	132
	Додаток Д. Теплофізичні властивості водяної пари на лінії насичення [8].....	133

Єпіфанов Костянтин Сергійович

ТЕПЛООБМІН

Навчальний посібник
до лабораторного практикуму за дисципліною

Св. план

Підписано до друку

Формат 60x84 1/16. Бум. офс. №2. Офс. печ.

Ум. печ. арк. 7,9. Уч.-вид. арк. 8,5. Т. 100 екз. Заказ .

Ціна вільна

Національний аерокосмічний університет ім. М.Є. Жуковського

«Харківський авіаційний інститут»

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

<http://www.khai.edu>

Видавничий центр "ХАІ"

61070, Харків-70, вул. Чкалова, 17

izdat@khai.edu