

Міністерство освіти і науки України
Харківський національний автомобільно-дорожній університет

Ф.І.Абрамчук

ТЕПЛОПЕРЕДАЧА В ДВЗ

Конспект лекцій

Затверджено методичною радою
Університету
Протокол № від 20__ р.

Харків ХНАДУ 2014

ПЕРЕДМОВА

Дисципліна «Теплопередача в ДВЗ» є дуже важливою в інженерній підготовці спеціалістів з двигунів внутрішнього згорання. Об'єм і рівень дисципліни повинен бути достатнім для засвоєння основ конструювання і розрахунку деталей.

В результаті вивчення дисципліни «Теплопередача в ДВЗ» студенти повинні оволодіти не тільки теорією, але й методами розрахунку основних процесів теплообміну в ДВЗ. Тим більше, що сьогодні у зв'язку з високим рівнем форсування ДВЗ перед спеціалістами виникають нові і різнопланові задачі, які можна вирішити використовуючи основні закони і методи теплопередачі.

В двигунах з іскровим запалюванням при високих температурах деталей камери виникає детонаційне згорання. Організація охолодження деталей камери згорання дозволяє уникнути цих небажаних явищ.

В дизельних двигунах, чим більше температура деталей камери згорання, тим кращий процес згорання тим більший індикаторний ККД. Але високі температури деталей зменшують їх надійність, тому дуже важливо обмежувати температури деталей, наприклад, введення регулювання.

На новому етапі розвитку дизельних двигунів виникла ідея створення адіабатного або «керамічного двигуна». Аргументами на користь цієї ідеї були: зменшення втрат теплоти в систему охолодження і підведення термічного ККД. Для проведення таких робіт необхідно було створити нові методики розрахунку теплопередачі, як в камері згорання, так і за її межами. Крім цього, розроблені нові методи експериментального дослідження теплопередачі для керамічних деталей дизеля.

Високотемпературне охолодження (ВТО) поршневих ДВЗ застосовується у випадках, коли необхідно одержати збільшення температурного напору в радіаторі системи охолодження. Для організації ВТО необхідні методики розрахунку, які б дали можливість провести оцінку ефективності.

ТЕМА « Теоретичні основи теплопередачі в ДВЗ»

Лекція 1

1. Основні закони теплопередачі.
2. Теплопровідність. Загальна постановка задачі теплопровідності при різних граничних умовах.

1. Основні закони теплопередачі

Теплопровідність. Необхідною умовою розповсюдження теплоти є наявність температурного градієнта. Дослід показує, що передача тепла теплопровідністю відбувається по нормалі до ізотермічної поверхні від місця з більшою температурою до місця з меншою температурою.

Кількість теплоти, що проходить за одиницю часу і віднесено до одиниці площі ізотермічної поверхні, називається густиною теплового потоку. Відповідний вектор \vec{q} , Вт/м² визначається співвідношенням

$$\vec{q} = (-\vec{1}n) \cdot \frac{dQ}{d\tau} \cdot \frac{1}{F} \quad (1.1)$$

де $\frac{dQ}{d\tau}$ - кількість теплоти, що проходить за одиницю часу, Дж/с ;

F - площа ізотермічної поверхні, м² ;

$(-\vec{1}n)$ - одиничний вектор, що направлений по нормалі до поверхні S в бік зменшення температури.

Закон Фур'є. Густина теплового потоку прямо пропорційна градієнту температури

$$\vec{q} = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n}, \quad (1.2)$$

де λ - коефіцієнт пропорційності, що називається коефіцієнтом теплопровідності, Вт/м.к,

$\frac{\partial T}{\partial n}$ - градієнт температури, к/м.

Фізична суть коефіцієнта теплопровідності визначається з залежності

$$\lambda = \frac{|\vec{q}|}{\left| \frac{\partial T}{\partial n} \right|}. \quad (1.3)$$

Коефіцієнт теплопровідності – це густина теплового потоку при градієнті температур в один градус.

Конвективний теплообмін. Поняття конвективної теплопередачі охоплює процес теплообміну при русі рідини або газу. Під конвекцією теплоти розуміють процес перенесення теплоти при переміщенні макрочастинок рідини або газу в просторі з місця однієї температури до місця з іншою температурою.

Закон Ньютона-Ріхмана. Тепловий потік Q , Вт, від рідини до стінки або від стінки до рідини прямо пропорційний площі поверхні F , м² і різниці температур Δt , К

$$Q = \alpha \cdot \Delta t \cdot F \quad (1.4)$$

де α – коефіцієнт пропорційності, що називається коефіцієнтом тепловіддачі, Вт/м²·К .

З виразу (1.4) коефіцієнт тепловіддачі

$$\alpha = \frac{Q}{\Delta t \cdot F} . \quad (1.5)$$

Коефіцієнт тепловіддачі - це тепловий потік на площі поверхні 1 м² при різниці температур в 1К .

Коефіцієнт тепловіддачі є функцією форми Φ , розмірів $l_1, l_2 \dots$ температури поверхні t_c , швидкості руху рідини V_p , температури рідини t_p , фізичних властивостей рідини – коефіцієнта теплопровідності λ_p , теплоємності c_{pr} , густини ρ_p , коефіцієнт в'язкості η_p та інших факторів

$$\alpha = f(\Phi, l_1, l_2, \dots, t_c, t_p, V_p, \lambda_p, c_{pr}, \rho_p, \eta_p) \quad (1.6)$$

Теплообмін вимірюванням. Носіями променистої енергії є електромагнітні коливання з різною довжиною хвилі. Електромагнітні коливання, виникнення яких обумовлюються тільки температурою та оптичними властивостями, називається тепловими, а процес їх розповсюдження називається тепловим випромінюванням. До таких електромагнітних коливань відносяться світлові ($\lambda = 0,4 \dots 0,8$ мкм) та інфрачервоні (теплові) ($\lambda = 0,8 \dots 800$ мкм).

Кожне тіло, у якого $T > 0$ К випромінює енергію в навколишній простір. При попаданні на інші тіла ця енергія частково відбивається, частково поглинається, а частково проходить крізь тіло.

Промениста енергія, яка поглинається, знову перетворюється в теплову. Енергія, яка відбивається, влучає до інших навколишніх тіл та поглинається ними. Те ж саме відбувається і з тією частиною енергії, яка проходить скрізь тіло. Таким чином, після ряду поглинань випромінена енергія повністю

розподіляється між навколишніми тілами. Отже, кожне тіло не тільки безперервно відбиває, але й безперервно поглинає променисту енергію.

Закон Планка. Густина потоку монохроматичного випромінювання абсолютно чорного тіла залежить від довжини хвилі і його температури

$$E_{o\lambda} = \frac{c_1 \cdot \lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1}, \quad (1.7)$$

де λ – довжина хвилі, м ;

T – абсолютна температура тіла, К;

$c_1 = 3,74 \cdot 10^{-16}$ Вт·м² ;

$c_2 = 1,44 \cdot 10^{-2}$ м·К.

Закон Стефана Больцмана. Густина потоку випромінювання абсолютно чорного тіла прямо пропорційна температурі

$$E = c_0 \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.8)$$

де $c_0 = 5,7$ Вт/(м²К⁴) – коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Для реальних тіл

$$E = c \cdot \left(\frac{T}{100} \right)^4, \quad (1.9)$$

де c – коефіцієнт випромінювання, який змінюється від 0 до 5,7 Вт/(м²К⁴).

Відношення енергії випромінювання реального тіла до енергії випромінювання абсолютно чорного тіла називають мірою чорноти тіла

$$\varepsilon = \frac{E}{E_0} = \frac{c}{c_0}. \quad (1.10)$$

Значення ε для матеріалів, які застосовуються в техніці, наведені у довідниках, що дає можливість визначити енергію вимірювання тіл з цих матеріалів

$$E = \varepsilon \cdot E_0 = \varepsilon \cdot c_0 \left(\frac{T}{100} \right)^4. \quad (1.11)$$

Міра чорноти залежить від температури тіла. У металів, наприклад, із зростанням температури вона збільшується.

Закон Кірхгофа. Цей закон встановлює зв'язок між здатністю тіла випромінювати і поглинати енергію. Якщо є дві паралельні поверхні: сіра з температурою T та абсолютно чорна з температурою T_0 ($T > T_0$) і випромінювання кожної з них потрапляє на іншу.

сіра поверхня випромінює енергію E , яка повністю поглинається абсолютно чорною поверхнею. Абсолютно чорна поверхня випромінює енергію E_0 , частина якої $A \cdot E_0$ поглинається сірою поверхнею, а друга частина $(1-A) \cdot E_0$ відбивається сірою поверхнею і поглинається абсолютно чорною. Результуюче випромінювання

$$E_{\text{рез}} = q = E - A \cdot E_0 . \quad (1.12)$$

Якщо $T = T_0$ теплове випромінювання між поверхнями також буде відбуватися, але система буде знаходитися у термодинамічній рівновазі і $q = 0$. В цьому випадку

$$E_0 = \frac{E}{A} . \quad (1.13)$$

При термодинамічній рівновазі відношення випромінювальної здатності до номінальної для всіх тіл однакове і дорівнює і дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі.

2. Теплопровідність. Загальна постановка задачі теплопровідності при різних граничних умовах

Розподіл температур в твердих тілах описується диференціальним рівнянням теплопровідності

$$\frac{\partial t}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial z^2} \right) , \quad (1.14)$$

де t – температура, $^{\circ}\text{C}$;

τ – час, с ;

x, y, z – координати;

$a = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho}$ - коефіцієнт теплопровідності, $\text{м}^2/\text{с}$;

c_p – ізобарна теплоємність тіла, $\text{Дж}/\text{кг} \cdot \text{К}$;

λ – коефіцієнт теплопровідності тіла, $\text{Вт}/\text{м} \cdot \text{К}$;

ρ – густина тіла, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Для постановки задачі теплопровідності необхідно до загального рівняння (1.14) додати граничні умови, які можуть бути:

1. Першого роду у вигляді, коли на поверхні тіла задається температура

$$t_{II} = t_c, \text{ або } t = f(x, y, z).$$

2. Другого роду, коли задається густина теплового потоку

$$q_{II} = \lambda \frac{\partial t}{\partial n} \quad \text{або} \quad q_{II} = a(\tau).$$

3. Третього роду, задаються коефіцієнт тепловіддачі α і температура теплоносія t_T

$$q_{II} = \alpha \cdot (t_{II} - t_p)$$

4. Четвертого роду, у випадку ідеального контакту тіл:

$$t_1 = t_2 ;$$

$$\lambda_1 \cdot \frac{\partial t_1}{\partial x} = \lambda_2 \cdot \frac{\partial t_2}{\partial x}.$$

При ідеальному контакті

$$\lambda_1 \cdot \frac{\partial t_1}{\partial n} = \frac{1}{R} [t_2 - t_1],$$

$$\lambda_1 \cdot \frac{\partial t_1}{\partial n} = \lambda_2 \frac{\partial t_2}{\partial n}.$$

Рівняння (1.14) описує тримірний нестационарний розподіл температур в тілі. Для одержання однозначного вирішення задачі до рівняння (1.14) необхідно додати сім граничних умов, шість умов по координатах і одну умову по часу

$$x = 0 \quad t = t_1 \quad ; \quad (1.15)$$

$$x = \delta_x \quad t = t_2 \quad ; \quad (1.16)$$

$$y = 0 \quad q = q_1 \quad ; \quad (1.17)$$

$$y = \delta_y \quad q = q_2 \quad ; \quad (1.18)$$

$$z = 0 \quad \lambda \frac{\partial t}{\partial z} = \alpha_1 (t_{p1} - t); \quad (1.19)$$

$$z = \delta_z \quad \lambda \frac{\partial t}{\partial z} = \alpha_2 (t - t_{p2}); \quad (1.20)$$

$$\tau = 0 \quad t = t_0 \quad . \quad (1.21)$$

Систему рівнянь (1.14) – (1.21) ще називають математичною моделлю теплопровідності тіла. Для її вирішення застосовують різні методи як аналітичні, так і чисельні. Перевагою аналітичних методів є те, що в результаті вирішення одержують аналітичний вираз, який дозволяє проводити дослідження впливу різних факторів на розподіл температур.

Для усталеного процесу й одновимірного температурного поля у твердому тілі рівнянь (1.14) має вигляд

$$\frac{\partial^2 t}{\partial x^2} = 0. \quad (1.22)$$

Лекція 2

1. Теплопровідність плоскої однорідної стінки.
2. Теплопередача крізь плоску однорідну стінку.

1. Теплопровідність плоскої однорідної стінки

Найбільш поширений для практики випадок – теплопровідність крізь плоску стінку, довжина і ширина якої нескінченно великі порівняно з товщиною δ рис. 2.1. Стінка має однакову товщину, а температури

поверхонь t_{II1} і t_{II2} підтримуються постійними. Температура змінюється тільки у напрямку вздовж осі x . Коефіцієнт теплопровідності стінки постійний. При усталеному режимі температура в будь-якій точці стінки і тепловий потік постійні.

Згідно з законом Фур'є, густина теплового потоку дорівнює

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

З рівняння (2.1)

$$dt = -\frac{q}{\lambda} \cdot dx .$$

Рисунок 2.1 – Плоска однорідна стінка

Якщо проінтегрувати цей вираз, то одержимо

$$t = -\frac{q}{\lambda} \cdot x + C \quad (2.2)$$

При постійних значеннях q і λ це рівняння прямої лінії. Отже, закон зміни температури в однорідній стінці є лінійним.

Постійну інтегрування C з рівняння (2.2) знаходять із граничних умов:

$$\begin{array}{ll} \text{при } x = 0 & t = t_{II1} ; \\ x = \delta & t = t_{II2} . \end{array}$$

Якщо задовольнити першу умову при $x = 0$, то одержимо

$$t_{\Pi_1} = -\frac{q}{\lambda} \cdot 0 + C \Rightarrow C = t_{\Pi_1}.$$

З другої граничної умови при $x = \delta$ маємо

$$t_{\Pi_2} = -\frac{q}{\lambda} \cdot \delta + t_{\Pi_1}.$$

Звідси

$$q = \frac{\lambda}{\delta} (t_{\Pi_1} - t_{\Pi_2}). \quad (2.3)$$

Тепловий потік крізь плоску стінку з площею F

$$Q = \frac{\lambda}{\delta} \cdot F \cdot (t_{\Pi_1} - t_{\Pi_2}). \quad (2.4)$$

Кількість теплоти, що передається крізь поверхню площею F за час τ

$$Q_\tau = \frac{\lambda}{\delta} \cdot F \cdot \tau \cdot (t_{\Pi_1} - t_{\Pi_2}). \quad (2.5)$$

Величина λ/δ називається тепловою провідністю стінки, а величина обернена їй δ/λ називається термічним оборотом

$$R = \frac{\delta}{\lambda}. \quad (2.6)$$

2. Теплопередача крізь плоску однорідну стінку

На практиці дуже часто відбувається перенесення теплоти від однієї рідини до іншої крізь стінку. Такий вид теплообміну називається теплопередачею. Прикладами теплопередачі є перенесення теплоти від гарячої води до повітря крізь стінки в автомобільному радіаторі, від гарячого масла до повітря в масляному радіаторі, від гарячого масла до повітря в масляному радіаторі, від гарячого наддувного повітря до повітря навколишнього середовища в охолоджувачі наддувного повітря,

теплопередача від гарячих газів до охолоджуючої рідини крізь стінку циліндра і т. д.

Теплопередача – це складний процес, у якому теплота передається тепловіддачею, теплопровідністю і знову теплопередачею. При цьому перенесення відбувається в три етапи:

- тепловіддача від більш нагрітої рідини з температурою t_{p1} до поверхні стінки з коефіцієнтом тепловіддачі α_1 ;
- теплопровідність крізь стінку товщиною δ і коефіцієнтом теплопровідності λ ;
- тепловіддача від поверхні стінки до рідини з температурою t_{p2} і коефіцієнтом тепловіддачі α_2 .

Рисунок 2.2 – Теплопередача крізь плоску однорідну стінку

При установленому тепловому режимі густина теплового потоку на кожному етапі перенесення теплоти буде однаковою. Тому можна записати

$$\left. \begin{aligned} q &= \alpha_1 \cdot (t_{p1} - t_{п1}) \\ q &= \frac{\lambda}{\delta} \cdot (t_{п1} - t_{п2}) \\ q &= \alpha_2 (t_{п2} - t_{p2}) \end{aligned} \right\} \quad (2.7)$$

З рівнянь (2.7) знаходимо температурніна кожному етапі перенесення теплоти

$$\left. \begin{aligned} (t_{p1} - t_{п1}) &= \frac{1}{\alpha_1} \cdot q \\ (t_{п1} - t_{п2}) &= \frac{\delta}{\lambda} \cdot q \\ (t_{п2} - t_{p2}) &= \frac{1}{\alpha_2} \cdot q \end{aligned} \right\} \quad (2.8)$$

Додаючи ліві і праві частини рівнянь (2.8), одержимо

$$t_{p_1} - t_{p_2} = q \left(\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2} \right). \quad (2.9)$$

З рівняння (2.9) густина теплового потоку

$$q = \frac{t_{p_1} - t_{p_2}}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}}, \quad (2.10)$$

або

$$q = k(t_{p_1} - t_{p_2}), \quad (2.11)$$

де k – коефіцієнт теплопередачі, $[\text{Вт}/\text{м}^2 \cdot \text{К}]$.

$$q = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{\delta}{\lambda} + \frac{1}{\alpha_2}} \quad (2.12)$$

Коефіцієнт теплопередачі – це кількість теплоти, яка передається крізь одиницю площі поверхні стінки за одиницю часу при різниці між гарячою і холодною рідинами в один Кельвін.

Величина обернена коефіцієнтові теплопередачі, називається загальним або повним термічним опором, $\text{м}^2\text{К}/\text{Вт}$.

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

або

$$R = R_{\alpha_1} + R_{\lambda} + R_{\alpha_e}$$

де R_{α_1} - термічний опір тепловіддачі з боку гарячої рідини;

R_{λ} - термічний опір теплопровідності ;

R_{α_e} - термічний опір тепловіддачі з боку холодної рідини.

Лекція 4

1. Рівняння тепловіддачі.
2. Основи теорії подібності.
3. Методи експериментального визначення коефіцієнтів тепловіддачі.

1. Рівняння тепловіддачі

При теплообміні конвекцією біля стінки існує нерухомий шар рідини товщиною δ .

Для цього шару можна застосовувати закон Фур'є

$$q = -\lambda_p \frac{\partial t}{\partial n}, \quad (4.1)$$

де λ_p - коефіцієнт теплопровідності рідини;

$\frac{\partial t}{\partial n}$ - градієнт температур в шарі рідини.

З іншої сторони згідно закону Ньютона-Ріхмана

$$q = \alpha \cdot (t_c - t_p), \quad (4.2)$$

Якщо прирівняти (4.1) і (4.2),

одержимо

$$\alpha = -\frac{\lambda_p}{t_c - t_p} \cdot \frac{\partial t}{\partial n}. \quad (4.3)$$

Для визначення коефіцієнта тепловіддачі необхідно знати температурний градієнт в шарі рідини, тобто визначити розподіл температур.

2. Основи теорії подібності

Поняття подібності виникли в геометрії. Подібні трикутники, коли їх відповідні кути рівні, а схожі сторони пропорційні, тобто

$$\frac{l_1''}{l_1'} = \frac{l_2''}{l_2'} = \frac{l_3''}{l_3'} = c, \quad (4.4)$$

де l_1', l_2', l_3' - розміри сторін першого трикутника;

l_1'', l_2'', l_3'' - розміри схожих сторін другого трикутника;

c – коефіцієнт пропорційності або постійна геометричної подібності.

Поняття подібності можна поширити на фізичні явища. Фізичні явища подібні, якщо вони належать до одного класу, описуються рівняннями однаковими як за формою, так і за змістом, відбуваються у геометрично подібних системах і подібні всі однорідні фізичні величини, які характеризують ці явища. Однорідними називаються величини, які мають однакове фізичне значення та однакову розмірність. Отже, для подібних фізичних явищ у схожих точках простору і у схожі моменти часу будь-яка величина A' першого явища пропорційна однорідній величині A'' другого явища, тобто $A' = c \cdot A''$. Коефіцієнт c називається сталою подібності. Кожна фізична величина має власну константу подібності.

Для опису подібних явищ використовують числа подібності – це безрозмірні комплекси, створювані з різнорідних фізичних величин, які характеризують будь-яке фізичне явище.

Числа подібності називають прізвищами учених, які працювали у відповідній галузі науки, і позначають двома першими літерами їх прізвищ.

У дослідженнях руху в'язкості рідини англійський фізик Осборн Рейнольдс запропонував безрозмірний критерій

$$R_e = \frac{V \cdot d}{\nu}, \quad (4.5)$$

де V – середня швидкість, м/с;

d – визначальний розмір, м;

ν – коефіцієнт кінематичної в'язкості, м²/с .

Ламінарний режим руху в'язкої рідини існує, якщо $R_e \geq 10^4$ режим руху стає турбулентний. Якщо $2300 < R_e < 10^4$, режим руху називається перехідним.

При дослідженнях процесу тепловіддачі числом подібності є число Нуссельта, яке визначається формулою

$$N_u = \frac{\alpha \cdot d}{\lambda_p}, \quad (4.6)$$

де α – коефіцієнт тепловіддачі, Вт/м²·К ;
 d – визначальний розмір, м;
 λ_p – коефіцієнт теплопровідності рідини, Вт/м·К.

Число Нуссельта характеризує інтенсивність теплообміну у прилежовому шарі.

Коли переріз каналу є кругом, то еквівалентний діаметр дорівнює діаметру каналу. Якщо переріз каналу має іншу форму, еквівалентний діаметр визначається за формулою

$$d_{ek} = \frac{4F}{\Pi}, \quad (4.7)$$

де F – площа поперечного перерізу каналу, м² ;
 Π – периметр поперечного перерізу каналу, м.

Критерій Прандтля визначає вплив фізичних властивостей на процес конвективного теплообміну.

Критерій Прандтля визначають за формулою

$$P_r = \frac{v \cdot \rho_p \cdot c_p}{\lambda_p}, \quad (4.8)$$

або

$$P_r = \frac{v}{a}, \quad (4.9)$$

де $a = \frac{\lambda_p}{c_p \rho_p}$ - коефіцієнт теплопровідності рідини, м²/с ;

c_p – ізобарна теплоємність рідини, Дж/кг·К ;
 ρ_p – густина рідини, кг/м³ .

Критерій Грасгофа визначає співвідношення між підйомною силою, яка виникає внаслідок різниці температур і силою в'язкого тертя. Критерій Грасгофа визначають за формулою

$$G_r = g \cdot \beta \cdot \Delta t \cdot \frac{d_{ek}^2}{\gamma^2}, \quad (4.10)$$

де g – прискорення сили земного тяжіння, м/с² ;
 β – коефіцієнт об'ємного розширення рідини, К⁻¹ ;

Δt – різниця температур між поверхню і рідиною, К.

Критерій Грасгофа застосовують при вільному, ламінарному та перехідному режимах руху.

Наслідки експериментальних досліджень узагальнюють рівняннями вигляду.

$$N_u = f(R_e, P_r, G_r) .$$

Наприклад, критеріальне рівняння для розрахунку тепловіддачі при турбулентному режимі руху рідини у трубі будь-якої форми поперечного перерізу має вигляд

$$N_u = 0,021 R_{c_p}^{0,8} \cdot P_{r_p}^{0,43} \cdot \left(\frac{P_{r_p}}{P_{r_c}} \right)^{0,25} \cdot \varepsilon_e ,$$

де P_{e_p}, P_{r_p} - критерії, які визначено при температурі рідини;

P_{r_c} - критерій Прандля, який визначений при температурі стінки;

ε_l – поправковий коефіцієнт на довжину труби ;

$$\varepsilon_l = f\left(\frac{l}{d_{en}}\right) ; \text{коли } \frac{l}{d_{en}} \geq 50, \varepsilon_l = 1 .$$

Значення ε_l наведено у довідниках.

Приклад. Тонка пластинка довжиною $l = 2$ м і шириною $a = 1,5$ м обтікається повздовжнім потоком повітря (рис. 4.2). Швидкість і температура потоку повітря дорівнюють відповідно $V = 3$ м/с , $t_{II} = 20$ °С. Температура поверхні пластинки $t_c = 90$ °С. Визначити середній по довжині пластини коефіцієнт тепловіддачі і кількість теплоти, що віддається повітрю.

Рисунок 4.2 – До задачі

Рішення.

Для повітря при $t_{II} = 20$ °С , $\nu = 15,06 \cdot 10^{-6}$ м²/с ; $\lambda = 2,59 \cdot 10^{-2}$ Вт/(мк) ; $Pr = 0,703$. Число Рейнольдса $R_e = \frac{V \cdot l}{\nu} = \frac{3 \cdot 2}{15,06 \cdot 10^{-6}} = 3,98 \cdot 10^5 < 5 \cdot 10^5$,

режим течії – ламінарний.

Для таких умов середня по довжині тепловіддачі розраховується за формулою

$$N_u = 0,67 \cdot R_e^{1/2} \cdot R_r^{1/3} ,$$

$$N_u = 0,67 \cdot (3,98 \cdot 10^5)^{1/2} \cdot (0,703)^{1/3} = 375 .$$

$$\alpha = N_u \frac{\lambda}{l} = 375 \cdot \frac{2,59 \cdot 10^{-2}}{2} = 4,87 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}).$$

Кількість теплоти з обох сторін пластин, що передається повітрю

$$Q = \alpha(t_c - t_{II}) \cdot F = 4,87(90 - 20) \cdot 2 \cdot 2 \cdot 1,5 = 2050 \text{ Вт}.$$

3. Методи експериментального визначення коефіцієнтів тепловіддачі

Експериментальне дослідження конвективного теплообміну в більшій частині зводиться до визначення коефіцієнта тепловіддачі.

Згідно визначення (4.2)

$$\alpha = \frac{q}{t_c - t_p} .$$

В дослідах вимірюють q , t_c та t_p і розраховують коефіцієнт тепловіддачі. При розрахунку q та t_c не виникає проблем і невизначеності, ці величини беруться на поверхні тіла. Температура рідини змінна, вона залежить від точки заміру. Тому приходиться розробляти методику, згідно якої визначається та температура, яку треба взяти за розрахункову. Цим значенням може бути температура потоку рідини, що набігає на тіло, середня температура рідини в трубі або в каналі.

Величина густини теплового потоку q може бути визначена

$$q = -\lambda_T \cdot \frac{t_1 - t_2}{\delta},$$

де λ_T – коефіцієнт теплопровідності матеріала стінки;

t_1, t_2 – температура стінки;

δ – відстань від точок заміру температури.

,

Лекція 5

1. Теплообмін при кипінні однокомпонентних рідин.
2. Теплообмін між робочим тілом і деталями камери згоряння.

1. Теплообмін при кипінні однокомпонентних рідин

Механізм теплообміну при бульбашковому кипінні відрізняється від механізму тепловіддачі при конвекції однофазної рідини наявністю молярного переносу маси речовини і теплоти паровими бульбашками з пограничного шару в об'єм рідини, що кипить.

Для виникнення процесу кипіння необхідно виконати дві умови:

- наявність перегрітої рідини відносно температури насичення;
- наявності центрів виникнення пари.

Перегрів рідини має максимальну величину безпосередньо біля поверхні теплообміну. На ній знаходяться центри виникнення пари у вигляді нерівності стінки, бульбашок повітря та інше. Тому виникнення бульбашок пари відбувається переважно безпосередньо на поверхні теплообміну.

При бульбашковому кипінні основний потік теплоти від поверхні нагріву передається рідинною фазою, так як рідина має більшу теплопровідність ніж пара (води $\lambda_{\text{в}} = 0,68$ Вт/мк, водяна пара $\lambda_{\text{п}} = 0,02$ Вт/мк). Тому, як і у випадку конвекції однофазної рідини, основним термічним опором при кипінні є тепловий опір пограничного шару рідини. Однак, періодичний процес зростання і відриву окремих бульбашок від стінки, а також, руху бульбашок створює турбулізацію рідини, руйнує поверхневий шар, що призводить до збільшення інтенсивності тепловіддачі зрівняно зі звичайною конвекцією однофазної рідини.

Збільшення швидкості і турбулентні збурення ніколи не призводять до повного руйнування тонкого шару рідини, а тільки зменшують його ефективну товщину. Щоб могла виникнути парова бульбашка в перегрітій рідині і існувати, необхідно, щоб тиск пари p_1 в ній був не менше суми всіх сил, що діють на парову бульбашку. В момент виникнення бульбашки на неї діють дві основні сили: 1) сила тиску рідини, що оточує бульбашку; 2) поверхнєве натягіння самої поверхні бульбашки.

Умова рівноваги цих сил для парової бульбашки сферичної форми визначається рівнянням Лапласа

$$\Delta p = p_1 - p = \frac{2\sigma}{R_k} \quad (5.1)$$

де σ – коефіцієнт поверхневого натягіння;

R_k - мінімальний або критичний радіус парової бульбашки в момент зародження.

При надмірному тиску

$$\Delta p \geq \frac{2\sigma}{R_k}$$

парова бульбашка може існувати і рости. Якщо $\Delta p \geq \frac{2\sigma}{R_k}$, вона конденсується.

Співвідношення (5.1) дозволяє знайти величину критичного радіуса бульбашки сферичної форми

$$R_k = \frac{2\sigma}{\Delta p} . \quad (5.2)$$

Створення бульбашки з критичним радіусом R_k можливе тільки у випадку, коли рідина, що оточує бульбашку буде перегріта, тобто її температура T_p буде перевищувати температуру насичення.

2. Теплообмін між робочим тілом і деталями камери згоряння

На протязі всього робочого процесу, а особливо в процесі горіння і розширення відбувається передача теплоти від газів стінкам деталей камери згоряння (КЗ). При цьому мають місце всі три способи передачі теплоти: теплопровідність, конвекція і випромінювання. Це найбільш складний процес тепловіддачі від газів до стінок і визначається він особливим газодинамічними і термодинамічними умовами теплообміну.

Складність процесу теплообміну між газом і стінками деталей КЗ викликає необхідність у вивченні теоретичних основ метода дослідження.

Газодинамічні і термодинамічні умови теплообміну. Робочий процес сучасних ДВЗ характеризується високим рівнем параметрів робочого тіла. Це викликано необхідністю реалізації високих середніх індикаторних тисків.

При усталеному режимі роботи двигуна на протязі робочого циклу змінюються: тиск, температура, густина, швидкість руху, хімічний склад робочого тіла в широкому діапазоні. Це викликає зміну таких теплофізичних параметрів робочого тіла, як коефіцієнт теплопровідності λ , теплоємності c_p , коефіцієнта температуропровідності, в'язкості ν та інше. Наприклад, тиск змінюється в 50...70 разів, температура, приблизно, в 5 разів, густина робочого тіла в 10...14 разів, коефіцієнт теплопровідності в 4...5 разів, швидкість руху газу в 5...20 разів.

Аналіз зміни параметрів робочого тіла в процесі робочого циклу дозволяють стверджувати, що в камері згоряння має місце нестационарний складний теплообмін (конвективний і радіаційний) між газом і стінками КЗ.

Алгоритм розрахунку складного теплообміну. Складний теплообмін в циліндрі ДВЗ, як сукупність одночасно протікаючих процесів конвекції і теплообміну випромінюванням розраховують за допомогою методів ефективною тепловіддачі і ефективного теплового випромінювання. Суть метода полягає в заміні коефіцієнта тепловіддачі деякою ефективною величиною, що враховує випромінювання.

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_g$$

де α_k – коефіцієнт конвективної тепловіддачі;
 α_g – коефіцієнт тепловіддачі випромінюванням;
 α – ефективний коефіцієнт сумарної тепловіддачі.

Лекція 6

1. Теплопровідність деталей ДВЗ.
2. Теплопередача через поршневі кільця.

1. Теплопровідність деталей ДВЗ

Стаціонарна теплопровідність деталей КЗ. Процеси стаціонарної теплопровідності виникають при усталеному режимі двигуна, якщо не враховувати поверхневий шар деталі КЗ, що межує з робочим тілом.

Розділ температур деталей ДВЗ залежить від режиму роботи, від конструкції і матеріалу, з якого виготовлено деталь, від умов охолодження.

Рисунок 6.1 – Температурне поле поршня дизеля СМД-60 на номінальному режимі

Рисунок 6.2 – Температурне поле дзеркала гільзи циліндра дизеля ЯМЗ-238 на номінальному режимі.

Рисунок 6.3 – Температурне поле випускного клапана чотиритактного дизеля

Періодичну нестационарну теплопровідність викликає періодична зміна параметрів робочого тіла в циліндрі двигуна. Це зміна тиску, температури, густини, швидкості руху робочого тіла. В поверхневому шарі деталей камери згоряння виникають температурні хвилі. Під температурною хвилею розуміють

$$\Delta t(x, \tau) = t(x, \tau) - \bar{t}(x), \quad (6.1)$$

де $\Delta t(x, \tau)$ – відхилення істинної температури $t(x, \tau)$ від її середньої за цикл величини $\bar{t}(x)$;

x – координата по глибині;

τ – час.

Якщо режим роботи не залежить від часу, тобто, усталений, то $\bar{t}(x)$ є функцією тільки координати. Якщо режим роботи неусталений, то $\bar{t}(x)$ є функцією і координати і часу.

Рисунок 6.4 – Характеристики температурної хвилі

Під повним коливанням температурної хвилі δt (рис. 6.1) розуміють суму найбільших додатною Δt_{max}^+ і від'ємною Δt_{max}^- відхилень температури

$$\delta t = \Delta t_{max}^+ + \Delta t_{max}^- . \quad (6.2)$$

В якості основних характеристик періодичної нестационарної теплопровідності розглядають:

1. Величина повного коливання δt .
2. Максимальна швидкість зміни температури V_{tmax} .
3. Глибина проникнення температурної хвилі.
4. Фазовий зсув хвилі ψ відносно температурної хвилі газів в циліндрі двигуна.

Величина повного коливання δt температурної хвилі залежить від режиму роботи двигуна, від місця знаходження елемента камери згоряння, від середньої за цикл температури поверхні.

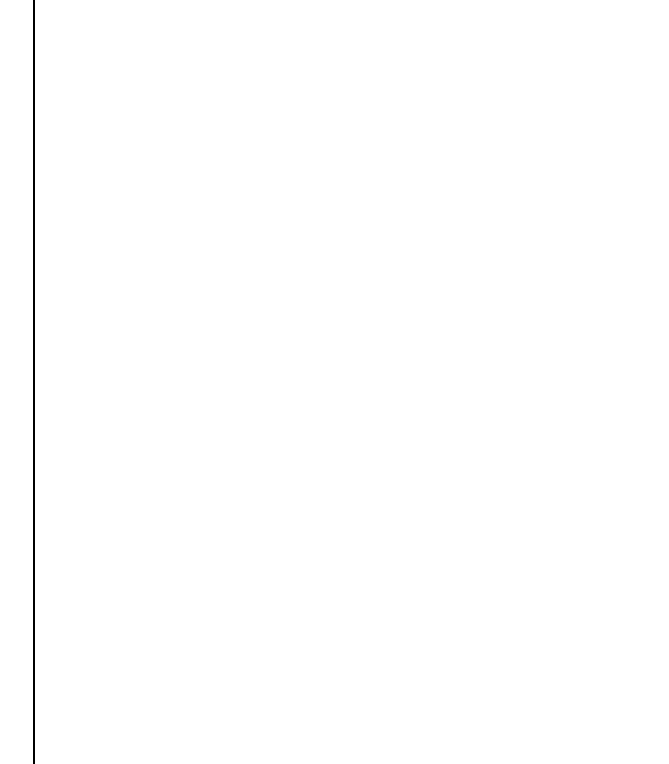


Рисунок 6.5 – Температурні хвилі в головці циліндра дизеля на різній глибині від поверхні

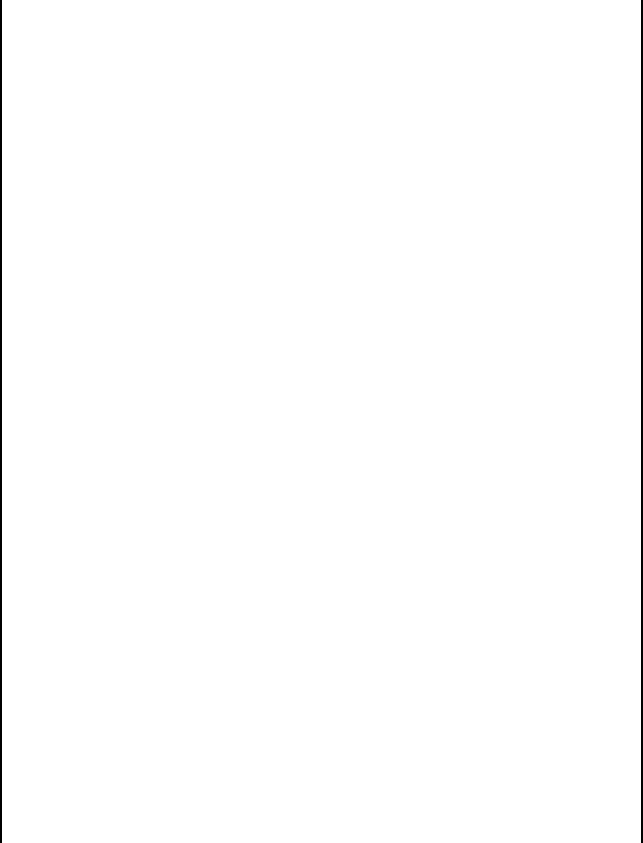


Рисунок 6.6 – Глибина проникнення температурних хвиль в тілі деталі КЗ

Аперіодичну нестационарну теплопровідність визначає зміна температур при зміні режимів роботи двигуна. При запуску (зупинці) двигуна або при швидкому переході його з режиму на режим процес прогріву (охолодження) деталей КЗ можна розділити на три стадії. Перша стадія I характеризується великим впливом початкового розпорядку температур t_0 . Друга стадія II називається регулярним режимом. Залежність $(t^* - t)$ від часу описується простою експонентою. На цій стадії температура вже не залежить

Рисунок 6.7 – Характер зміни температури деталі КЗ при зміні режиму роботи двигуна

від початкового розподілу температур, а визначається тільки умовами на поверхні деталей, їх формою і фізичними параметрами матеріалу з яких виготовлена ця деталь.

Третя стадія III відповідає стаціонарному стану t^* і теоретично настає через нескінченно великий проміжок часу.

В якості динамічних характеристик температурного поля деталей КЗ при перехідних режимах розглядаються наступні характеристики аперіодичної теплопровідності:

1. Абсолютний рівень температури.

2. Зміна температури при переході з одного режиму на інший

$$\Delta T = t^* - t_0.$$

3. Максимальна швидкість зміни температури V_{tmax} .

4. Період стабілізації температурного поля при переході з одного режиму на інші Ω .

5. Температурні градієнти в тілі деталі $\frac{\partial t}{\partial n}$.

Рисунок 6.8 – Динаміка характерних температур перепадів температур поршня дизеля типупри запуску непрогрітого двигуна (....., $t_{\text{масла}}=15$ °С) до холостого

2. Теплопередача через поршневі кільця

Погіршення теплового стану в зонах контакту компресійних кілець з поршнем і гільзою циліндрів може стати межею форсування швидкохідних двигунів, якщо не буде забезпечена відповідна дія на теплопередачу через кільця. Перше, високий рівень температур в цій зоні може викликати залягання кілець в канавках поршня. Друге, рівень температур граней кілець впливає на тертя з гільзою циліндра, а значить, і на механічні втрати. Третє, сучасна тенденція зменшення кількості кілець з трьох до двох вступає в протиріччя з їх працездатністю, що потребує оптимізації теплового стану кілець. Четверте, форсування двигунів збільшує тепловий потік через поршень в систему охолодження. Цей тепловий потік залежить від рівня температур і характеристики контакту кільця з поршнем і гільзою циліндрів.