**Конвекційний теплообмін (тепловіддача)**

**Основний закон конвективного теплообміну.**Звичайно рідкі й газоподібні теплоносії нагріваються або охолоджуються при зіткненні з поверхнями твердих тел. Наприклад, димові гази у печах віддають теплоту нагріваючи заготовки, а в парових котлах – трубам, усередині яких гріється або кипить вода; повітря в кімнаті гріється від гарячих приладів опалення й т.д. *Процес теплообміну між поверхнею твердого тіла й рідиною називається* **теплопередачею**, *а поверхня тіла, через яку переноситься теплота,* - **поверхнею теплообміну**.

Відповідно до закону Ньютона й Рихмана тепловий потік у процесі тепловіддачі пропорційний площі поверхні теплообміну *F* і різниці температур поверхні *tc* і рідини *tр*:

*Q* = α *F*⏐*tc* - *tр*⏐ (1.153)

У процесі тепловіддачі незалежно від напрямку теплового потоку *Q* (від стінки до рідини або навпаки) значення його можна вважати позитивним, тому різницю *tc* - *tр* беруть за абсолютною величиною.

Коефіцієнт пропорційності α називається ***коефіцієнтом тепловіддачі***; його одиниця виміру Вт/(м2⋅К). Він характеризує інтенсивність процесу тепловіддачі. Чисельне значення його дорівнює тепловому потоку від одиничної поверхні теплообміну за різниці температур поверхні й рідини в 1 К.

Коефіцієнт тепловіддачі звичайно визначають експериментально, вимірюючи тепловий потік *Q* і різницю температур Δ*t* = *tc* - *tр* у процесі тепловіддачі від поверхні відомої площі *F*. Потім за формулою *Q* = α *F*⏐*tc* - *tр*⏐ розраховують α. При проектуванні апаратів (проведенні теплових розрахунків) за цією формулою визначають одне із значень *Q*, *F* або Δ*t*. При цьому α знаходять за результатами узагальнення раніше проведених експериментів.

Коефіцієнт тепловіддачі α залежить від фізичних властивостей рідини й характеру її руху. Розрізняють природний і змушений рух (конвекцію) рідини. Змушений рух створюється зовнішнім джерелом (насосом, вентилятором, вітром). Природна конвекція виникає за рахунок теплового розширення рідини, нагрітої біля тепловідвідної поверхні в самому процесі теплообміну. Вона буде тим сильніше, чим більше різниця температур Δ*t* = *tc* - *tр* і ***температурний коефіцієнт об'ємного розширення***:

 (1.154)

де ν = 1/ρ - питомий об'єм рідини.

Для газів, які в більшості випадків приблизно можна вважати ідеальними, коефіцієнт об'ємного розширення можна одержати, скориставшись рівнянням Клапейрона:

β = 1/Т (1.155)

Температурний коефіцієнт об'ємного розширення краплинних рідин значно менше, ніж газів. У невеликому діапазоні змінювання температур, а виходить, і питомих об'ємів похідну в рівнянні  можна замінити відношенням кінцевих разностей параметрів холодної (з індексом «ж») і прогрітої (без індексів) рідини:

 (1.156)

Різниця щільностей ρ*ж* - ρ = β ρ*ж*(*t* - *tж*) приводить до того, що на будь-який одиничної об'єм прогрітої рідини буде діяти піднімальна сила *Fп*, що дорівнює алгебраїчній сумі архімедяної сили, що виштовхує, *А* = -ρ*ж*⋅*g* і сили ваги *G* = ρ⋅*g*:

*Fп* = *A* + *G* =-g (ρж - ρ) = -β ρж (*t* - *tж*). (1.157)

**Прикордонний шар.** Розглянемо процес тепловіддачі від потоку теплоносія до подовжньо омиваній їм пластині. Швидкість і температура потоку, що набігає, постійна й дорівнює *wж* і *tж*.

Як ми вже відзначали, частки рідини, що безпосередньо стикаються з поверхнею, адсорбуются («прилипають»). Стикаючись із нерухомим шаром, гальмуються й більше вилучені від поверхні шари рідини. Зона потоку, у якій спостерігається зменшення швидкості (*w* < *wж*), спричинена грузлою взаємодією рідини з поверхнею, називається гідродинамічним прикордонним шаром. За межами прикордонного шару тече необурений потік. На початковій ділянці гідродинамічний шар дуже тонкий (у лобовій точці з координатою *х* = 0 товщина дорівнює нулю) і плин у ньому ламінарний - струмки рідини рухаються паралельно, не перемішуючись. При видаленні від лобової точки товщина прикордонного шару зростає. На деякій відстані ламінарний плин стає нестійким. У прикордонному шарі з'являються вихри (турбулентні пульсації швидкості). Поступово турбулентний режим плину поширюється майже на всю товщину гідродинамічного прикордонного шару. Лише біля самої поверхні пластини в турбулентному прикордонному шарі зберігається тонкий ламінарний, або грузлий, підшар, де швидкість невелика й сили в'язкості гасять турбулентні вихри.

Аналогічним образом здійснюється й теплова взаємодія потоку із пластиною. Частки рідини, «прилиплі» до поверхні, мають температуру, рівну температурі поверхні *tс*. Дотичні із цими частками шари рідини, що рухаються, охолоджуються, віддаючи їм свою теплоту. Від зіткнення із цими шарами охолоджуються наступні більші вилучені від поверхні шари потоку – так формуються тепловий прикордонний шари, у межах якого температура міняється від *tс* на поверхні до *tж* у необуреному потоці.

З видаленням від лобової точки кількість рідини, що охолоджується в пластині, збільшується, та товщина теплового прикордонного шару зростає. У загальному випадку товщини теплового й гідродинамічного шарів не рівні, але часто досить близькі один до одного, особливо в газах.

За ламінарним плинои тепловий потік від рідини, що охолоджується в прикордонному шарі, переноситься до поверхні тільки за рахунок теплопровідності тобто α ~ λ/δт. Основний термічний опір зосереджено у тонкому ламінарному підшарі.

Щоб одержати аналітичне вираження для коефіцієнта тепловіддачі, необхідно інтегрувати систему диференційних рівнянь, що описують рух рідини й перенос теплоти в ній. Навіть за істотних спрощень це можливо лише в окремих випадках при ламінарному плині рідини, тому звичайно для одержання розрахункових залежностей прибігають до експериментального вивчення явища.

**Числа подоби.** Основні труднощі, що виникають при експериментальному дослідженні конвективного теплообміну, полягає в тім, що коефіцієнт тепловіддачі залежить від багатьох параметрів. Щоб зменшити їх кількість відповідно до теорії подоби поєднують у менше число змінними, названими числами подоби (вони безрозмірні).

Кожне з безрозмірних чисел має певний фізичний сенс. Їх прийнято позначати першими буквами прізвищ вчених, внісших істотний внесок у вивчення процесів теплопереноса й гідродинаміки, і називати на честь цих учених.

***Число Нуссельта***:  являє собою безрозмірний коефіцієнт тепловіддачі.

***Число Рейнольдса***: *Re* = *wж* l/*v*. Виражає відношення сил інерції (швидкісного напору) *Fі*= ρ⋅w2ж/2 до сил грузлого тертя *Fμ* ~ μ⋅wж/l.

При плині рідини в трубах ламінарний режим на стабілізованій ділянці спостерігається до *Re* = *w*⋅*d*/v =2300, а за *Re* > 104 встановлюється розвитий турбулентний режим (тут *d* – внутрішній діаметр труби).

***Число Прандтля***: *Pr* = *c*⋅ρ⋅*v*/λ. Складається з величин, що характеризують теплофізичні властивості речовини й власне кажучи саме є теплофізичною константою речовини. Значення числа *Pr* приводиться в довідниках.

У разі природної конвекції швидкість рідини в далечіні від поверхні *wж* = 0 і відповідно *Re* = 0, але на тепловіддачу буде впливати піднімальна сила *Fп*.

Це приведе до появи іншого безрозмірного параметра - ***числа Грасгофа***:

*Gr* = *g*⋅β (*tc* - *tж*) *l*3/*v*2. Воно характеризує відношення піднімальної сили, що виникає внаслідок теплового розширення рідини, до сил в'язкості.

**Масообмін.** Більшість речовин, використовуваних у техніці, являє собою багатокомпонентні системи. Нафтопродукти й нафта - це суміш різних вуглеводнів. Тому багато процесів теплообміну супроводжуються переносом маси.

Якщо у деякій ізольованій системі втримується суміш компонентів зі спочатку неоднорідним розподілом концентрацій, то в ній виникає перенос маси компонентів суміші, що прагне до встановлення рівноважного (рівномірного) поля концентрацій.

Перенос речовини в суміші, обумовлений тепловим хаотичним рухом мікрочастинок речовини (молекул, іонів, атомів), називається молекулярною дифузією. Молекулярна дифузія внаслідок неоднорідного розподілу концентрацій у суміші називається концентраційною дифузією.

При переміщенні, тобто конвекції, маса компонента переноситься макроскопічним елементами суміші. Перенос маси за рахунок спільної дії молекулярної дифузії й конвективного переносу речовини називається конвективним масообміном. Конвективний масообмін між рідкою (твердою) поверхнею й навколишнім середовищем називається масовіддачею. Щільність потоку маси при концентраційній дифузії визначають рівнянням, аналогічним рівнянню Н'ютона-Рихмана:

 (1.158)

де βМ - коефіцієнт масовіддачі, віднесений до різниці концентрацій речовини, що дифундує, м/с;

*mic* й *mio* – концентрації речовини на поверхні масовіддачі й у навколишнім середовищі.

Потік маси від поверхні площею *F* визначають за формулою:

 (1.159)

**Числа подоби конвективного масообміну.** Дифузійне ***число подоби*** *Нуссельта*  В науковій літературі його часто позначають як ***число Шервуда***  яке показує відношення дійсної щільності потоку при масовіддачі до щільності потоку маси при чистій дифузії.

При конвективному масообміні замість теплового числа подоби Прандтля Pr використовують дифузійне ***число Прандтля***  в науковій літературі його часто позначають як ***число подоби Шмідта***  Цей критерій подоби за певних умов є мірою подоби швидкісних і концентраційних полів у потоці.

За наявності фазового переходу використовують число подоби

 (1.160)

де r - теплота фазового переходу;

С – теплоємність, Дж/(кгК);

Δt - різниця температур фазового переходу й дійсної температури в процесі, °С.

Число К є мірою відносини теплового потоку, що йде на фазове перетворення речовини, до теплоти перегрівпння (переохолодження) однієї з фаз. Окрім того, використовуються відомі критерії подоби *Re* й *Gr*.

У загальному випадку за стаціонарним процесом конвективний масообмін описується рівнянням подоби:

 (1.161)

Невідомі коефіцієнти С, iw, γ, δ, iPi визначаються на основі експерименту.

**1.2.7** **Теплообмін випромінюванням**

**Основні визначення.** Теплове випромінювання є результатом перетворення внутрішньої енергії тіл на енергію електромагнітних коливань.

Теплове випромінювання як процес поширення електромагнітних хвиль характеризується довжиною хвилі λ і частотою коливань ν = с/λ, де с – швидкість світла (у вакуумі с = 3⋅108 м/с).

Тепловий потік, випромінюваний на всіх довжинах хвиль із одиниці поверхні тіла в усіх напрямках, називається поверхневою щільністю потоку інтегрального випромінювання *Е*, Вт/м2.

Частина енергії випромінювання *Епад*, що падає на тіло, поглинається (*Еа*), частина відбивається (*ЕR*) і частково проникає крізь нього (*ЕD*).

Таким чином,

*Еа + ЕR + ED = Eпад*. (1.162)

Це рівняння теплового балансу можна записати в безрозмірній формі:

*A* + *R* + *D* = 1 (1.163)

де *А* - коефіцієнт поглинання;

*R* - коефіцієнт відбиття,

*D* - коефіцієнт пропущення.

Тіло, що поглинає все падаюче на нього випромінювання, називається абсолютно чорним. Для цього тіла *А* = 1. Тіла для яких *А* < 1 і не залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання, називаються сірими. Для абсолютно білого тіла *R* = 1, для абсолютно прозорого *D* = 1.

Сума потоків власного й відбитого тілом випромінювання називається його ефективним випромінюванням:

*Ееф* = *Е* + *R Eпад*. (1.164)

Сумарний процес взаємного випущення, поглинання, відбиття й пропущення енергії випромінювання у системах тіл називається променистим теплообміном.

Поверхнева щільність потоку інтегрального випромінювання абсолютно чорного тіла залежно від його температури описується законом Стефана-Больцмана:

*Е0* = σ0⋅*Т*4 , (1.165)

де σ0 = 5,67⋅10-8 Вт/(м2⋅К4) – постійна Стефана-Больцмана.

Для технічних розрахунків закон Стефана-Больцмана звичайно записують у вигляді:

*Е*0 = *С*0 ⋅(*Т*/100)4 , (1.166)

де *С*0 = σ0⋅108 = 5,67 Вт/(м2⋅К4) називається коефіцієнтом випромінювання абсолютно чорного тіла.

Тіла, з якими ми маємо справу на практиці, випромінюють менше теплової енергії, чим абсолютно чорне тіло за тієї же температури.

Відношення поверхневої щільності потоку власного інтегрального випромінювання *Е* даного тіла до поверхневої щільності потоку інтегрального випромінювання *Е*0 абсолютно чорного тіла при тій же температурі називається ступенем чорності цього тіла:

ε = *Е*/*Е*0. (1.167)

Ступінь чорності (міняється для різних тіл від нуля до одиниці залежно від матеріалу, стану поверхні й температури. Використовуючи поняття ступеня чорності, можна записати закон Стефана-Больцмана для реального тіла:

Е = ε⋅*Е*0 = ε⋅*С*0(*Т*/100)4 = С⋅(*Т*/100)4. (1.168)

де С = ε⋅*С*0 – коефіцієнт випромінювання реального тіла, Вт/(м2⋅К4).

**Теплообмін випромінюванням системи тіл у прозорому середовищі.** Розглянемо теплообмін між двома одиничними поверхнями, зверненими одна до одной з невеликим зазором, причому *Т*1 > *Т*2. У цій системі *Е*1 – енергія власного випромінювання першого тіла на друге, *Е*2 – другого на перше. Через малу відстань між ними практично все випромінювання кожної з розглянутих поверхонь попадає на протилежну. Скористаємося поняттям ефективного випромінювання *Ееф*, представленого співвідношенням

*Ееф = Е + R Eпад*. (1.169)

Для непрозорого тіла (*D* = 0 й *R* = 1 - *A*) вираження (1.169) запишеться у вигляді

*Ееф = Е + E***пад** (1 - *А*). (1.170)

Кожне з розглянутих тіл має ефективне (повне) випромінювання, відповідно *Ееф*1 й *Ееф*2. Для першого тіла *Ееф*2 є падаючим випромінюванням, тому

*Ееф*1 = *Ееф*1 + *Ееф*2 (1 - *А*1) (1.171)

Аналогічно для першого тіла

*Ееф*2 = *Ееф*2 + *Ееф*1 (1 - *А*2) (1.172)

Щільність результуючого теплового потоку від першого тіла на друге дорівнює

*q*1,2 = *Ееф*1 - *Ееф*2 (1.173)

Підставляючи знайдені зі спільного рішення рівнянь вираження *Ееф*1 й *Ееф*2 у формулу (1.173) одержуємо

 (1.174)

Замінимо величини *Е*1 й *Е*2 за формулою *Е* = ε⋅*Е*0 = ε⋅*С*0 (*Т*/100)4 = *С* (*Т*/100)4. Тоді

 (1.175)

Будемо вважати що ступінь чорності обох поверхонь не міняється в діапазоні температур від *Т*1 до *Т*2. Отже за законом Кирхгофа *А*1 = ε1 й *А*2 = ε2. Заміняючи *А* на ε і виносячи ε1ε2С0, одержуємо:

 (1.176)

Величина =εін називається наведеним ступенем чорності системи тел. З обліком εін і вираження  формула для повного паливного потоку записується у вигляді

 (1.177)

де *F* - площа теплообмінної поверхні однакова в нашому випадку для обох тіл.

З  = εін видно, що εін міняється від нуля до одиниці, залишаючись завжди менше ε1 й ε2.

Відповідно до формули (1.177) повний потік теплоти, переданий випромінюванням від гарячого тіла більш холодному, пропорційний поверхні тіла, наведеного ступеня чорності й різниці четвертих ступенів абсолютних температур тіл.

На практиці часто спостерігається одна теплообмінна поверхня повністю охоплювана іншою. У відмінності від теплообміну між близько розташованими поверхнями з рівними площами тут лише частина випромінювання поверхні *F*2 попадає на *F*1. Інша енергія сприймається самою же поверхнею *F*2. Тепловий потік, переданий випромінюванням від внутрішнього тіла до зовнішнього, можна також визначити за формулою (1.177) якщо замість *F* підставити поверхню меншого тіла *F*1, а ступінь чорності системи визначити за формулою:

 , (1.178)

ε - ступінь чорності, %.

У разі теплообміну між довільними тілами кожне з них випромінює на інше лише частину енергії, випромінюваної їм в усіх напрямках; інша енергія розсіюється в просторі або попадає на інші тіла. У цьому разі до розрахункової формули вводиться поправочний коефіцієнт, називаний коефіцієнтом опромінення тіла ϕ1,2 і враховуючу частку випромінювання першого тіла, що сприймається другим тілом.

Таким чином, теплообмін між двома довільно розташованими тілами може бути розрахований за формулою

 (1.179)

**Перенесення променистої енергії в поглинаючому й випромінюючому середовищі.** Продукти згоряння палив являють собою суміш декількох газів. Різні гази мають різну здатність випромінювати й поглинати енергію. Одно- і двохатомні гази (кисень, азот й ін.) практично прозорі для теплового випромінювання. Значною здатністю випромінювати й поглинати енергію випромінювання володіють багатоатомні гази: диоксиди вуглецю й сірки, водяна пара, аміак й інші Найбільший інтерес подають відомості про випромінювання диоксиду вуглецю й водяної пари, що утворяться під час згоряння палив. Інтенсивністю їхнього випромінювання в основному визначається теплообмін розпечених газоподібних продуктів згоряння з обігрітими тілами, що, у топленнях.

З ростом температури, коли максимум випромінювання зміщується в область коротких хвиль, ступінь чорності зменшується. Оскільки ступінь чорності газу εr істотно залежить від температури, «закон четвертого ступеня» Стефана-Больцмана строго не виконується. Так, щільність чорності потоку *ЕН2О*~*Т*3, а *ЕСО2* ~ *Т*3,5.

Випромінювання газів носить об'ємний характер. Здатність газу випромінювати енергію змінюється залежно від щільності й товщини газового шару. Чим вище щільність випромінюючого компонента газової суміші, визначається парціальним тиском *p*, і чим більше товщина шарового газу *l*, тим більше молекул бере участь у випромінюванні й тим вище його випромінювальна здатність і коефіцієнт поглинання. Тому ступінь чорності газу εr звичайно представляють у вигляді залежності від добутку *pl* або приводять у номограмах. Оскільки смуги випромінювання диоксиду вуглецю й водяних пар не перекриваються, ступінь чорності утримуючого їхнього топкового газу в першому наближенні можна вважати за формулою:

εr = εco2 + εH2O. (1.180)

Випромінювання чистих газів перебуває в інфрачервоній частині спектра. Наявні в продуктах згоряння розпечені тверді частки надають полум'ю видиме фарбування, та його ступінь чорності може бути великим, досягаючи значень 0,6…0,7. Основна кількість теплоти в топленнях передається випромінюванням полум'я.