

П. М. Гащук<sup>1</sup>, С. В. Нікітчук<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Львівський державний університет безпеки життєдіяльності

<sup>2</sup>Національний університет «Львівська політехніка»

## МОДЕЛЮВАННЯ ТЕПЛООБМІННИХ ПРОЦЕСІВ, ЩО ПЕРЕБІГАЮТЬ В ЦИЛІНДРАХ ДВИГУНА ВНУТРІШНЬОГО ЗГОРЯННЯ

Досліджуються загальні принципи модельного відображення робочих процесів в двигуні внутрішнього згоряння. Подібно до того, як внутрішньомолекулярний (хімічно дієвий), молекулярний (термодинамічно активний), чи макроскопічний (упорядкований за зовнішнім проявом) рухи в речовинах зумовлюють перенесення маси — дифузію, перенесення імпульсу — в'язкість, так само вони формують перенесення енергії неупорядкованого руху — теплообмін. Пов'язуючи явища перенесення маси, імпульсу та енергії з молекулярним, внутрішньомолекулярним та впорядкованим рухами можна вирізнити відповідно провіднісну, радіаційну та конвекційну складові кожного з цих явищ. Через спільну зумовленість дифузія, в'язкість, теплоперенос є явищами взаємосупутніми і такими, що відіграють у процесах, що перебігають в циліндрах двигуна внутрішнього згоряння, визначальну роль. Тому вони разом повинні були б підпадати під якусь загальну струнку теорію руху й енергообміну, що спирається на єдині фізико-математичні засади відображення доквілля. Проте сьогодні такої теорії не існує. Через це у вивченні теплообмінних процесів в двигунах внутрішнього згоряння доводиться просуватись, покладаючись в значній мірі на засади емпіризму.

Незважаючи на загалом надзвичайно складне явище теплообміну, теплопередачі, тепловіддачі все ж в робочому просторі двигуна внутрішнього згоряння складаються такі умови, що дозволяють покладатись на відносно прості модельні описи саме на засадах емпіризму.

Мета роботи — спираючись на принципи теорії подібності, обґрунтувати можливості адекватного відображення та формалізованого узагальнення експериментально ідентифікованої інформації про закономірності перебігу процесів тепловіддачі в двигунах Отто (двигунах швидкого внутрішнього згоряння).

Основним об'єктом емпіричних досліджень пересічно є коефіцієнт тепловіддачі. Тільки змістовою прозорістю і зручністю використання можна пояснити те, що досі це поняття широко використовують, хоча його цілком вмотивовано можна замінити загальнішою безрозмірною характеристикою. Запропоновано вельми багато емпіричних залежностей для обчислення цього коефіцієнта. Кожна з них має свій рівень універсальності та свої межі застосовуваності за адекватністю. Переважно універсальність та адекватність не є взаємосупровідними характеристиками якості емпіричних співвідношень. А тому, вивчаючи певну множину режимів роботи двигуна, бажано залучати до математичного й експериментального апарату дослідження такі аналітично відображені емпіричні співвідношення, які в межах цієї множини залишались незмінними за структурою та значеннями своїх основних параметрів.

Теплопередача в циліндрі двигуна швидкого внутрішнього згоряння між газом та стінкою простору згоряння виникає переважно внаслідок вимушеної конвекції. Власне в двигунах, що працюють за циклом Отто, теплопередача внаслідок випромінювання під час згоряння пального взагалі є незначною через те, що (на відміну від дизельного двигуна) в просторі згоряння не виникають в значній кількості розжарені частинки кіптяви, а самі по собі гази як випромінювачі в порівнянні з вимушеною турбулентною конвекцією можуть переносити відносно малу кількість теплоти, яку брати до уваги загалом навряд чи є сенс.

Рівняння вимушеної конвекції традиційно засноване на співвідношенні подібності  $Nu = C Re^m Pr^n$  між критеріями Нусельта (Nusselt)  $Nu$ , Рейнольдса (Reynolds)  $Re$ , Прандтля (Prandtl)  $Pr$ ;  $C$ ,  $n$ ,  $m$  — сталі. G. Woschni з'ясував, що прийнятними є значення показників степеня  $m = 0,78$  та  $n = 0,33$ . Але загалом виявилось, що хороші результати моделювання можна отримати на основі експериментальної інформації про перебіг тиску і середньої температури в циліндрі двигуна, приймаючи  $n = 1/3$  та для кожного режиму роботи двигуна своє значення  $m$  з діапазону  $3/4 < m < 4/5$ . Наводяться приклади модельного відтворення зміни коефіцієнта тепловіддачі від кута повороту вала двигуна за різних навантажень.

**Ключові слова:** двигун внутрішнього згоряння, тепловіддача, моделювання, подібність

**Вступ.** Подібно до того, як внутрішньомолекулярний (хімічно активний), молекулярний (термодинамічно активний), чи макроскопічний (упорядкований за зовнішнім проявом) рухи в речовинах зумовлюють перенесення маси — дифузію, перенесення імпульсу — в'язкість, так само вони формують перенесення енергії неупорядкованого руху — теплообмін [1]. Пов'язуючи явища перенесення маси, імпульсу та енергії з молекулярним, внутрішньомолекулярним та впорядкованими рухами можна вирізнити відповідно провіднісну, випромінювальну (променисту, хвильову, радіаційну) та конвекційну складові кожного з цих явищ. Через спільну зумовленість дифузія, в'язкість, теплоперенос є явищами взаємосупутніми і такими, що відіграють у процесах, що перебігають в циліндрах двигуна внутрішнього згорання, визначальну роль. Тому вони разом повинні були б підпадати під якусь загальну струнку теорію руху й енергообміну, що спирається на єдині фізико-математичні засади відображення довкілля. Проте сьогодні, шкода, такої теорії не існує [2, 3]. Через це у вивченні теплообмінних процесів в двигунах внутрішнього згорання (ДВЗ, що використовуються в приводах автомобілів, пожежно-рятувальних машин, мотопомп, ...) доводиться просуватись, покладаючись в значній мірі на засади емпіризму [4].

**Мета роботи** — спираючись на принципи теорії подібності, обґрунтувати можливості адекватного відображення та формалізованого узагальнення експериментально ідентифікованої інформації про закономірності перебігу процесів тепловіддачі в двигунах Отто (двигунах швидкого внутрішнього згорання). Для досягнення мети необхідно: 1) оцінити ефективність загальних підходів до моделювання робочих процесів в двигуні внутрішнього згорання; 2) визначити вагомість різних форм теплопередачі в двигуні; 3) оглянути випробувані досвідом підходи до аналітичного відображення явища тепловіддачі в циліндрі двигуна; 4) визначити найдосконаліший емпіричний підхід до описування теплообмінних процесів у двигунах швидкого внутрішнього згорання.

**Термодинамічні моделі.** Розрізняють, перш за все, три різновиди термодинамічних моделей [5], за допомогою яких можна прийнятно якісно описати перебіги теплотворення, теплоспоживання, теплообміну та навіть механізм виникнення токсичних речовин в циліндрах двигуна внутрішнього згорання (ДВЗ):

— Так звані нуль-вимірні моделі. Це є найпривабливіший різновид термодинамічних моделей, що завдяки своїй відносній простоті знайшов найширше застосування. Робоча суміш, що перебуває у циліндрі двигуна, в цьому випад-

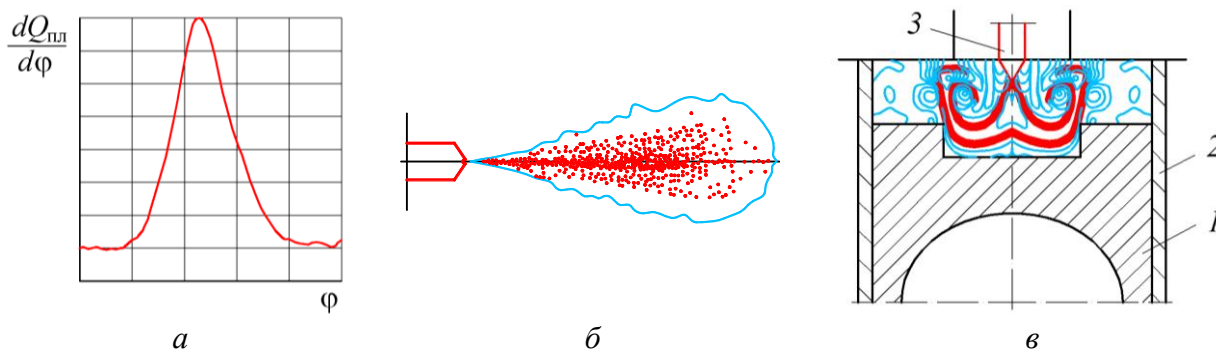
ку вважається цілком однорідною в кожному мить часу. Моделювання засноване на системі трьох диференціальних рівнянь, що відбивають в собі закон збереження енергії, опис термодинамічного стану ідеального газу та закон збереження речовини. В найпростішому випадку в моделі фігурують чотири невідомі величини: тиск газів у циліндрі, температура робочого тіла, внутрішня енергія та кількість (маса) робочого тіла. Тож цю систему рівнянь слід або доозначити ще якимсь одним рівнянням, або ж адекватно задати програму зміни однієї із щойно перелічених величин. Зазвичай за таку програму може правити індикаторна діаграма чи процес тепловиділення. Робочий простір циліндра може бути розділений на декілька зон, наприклад, на зону горіння та зону спаленої (згорілої) суміші — це так звана двозонна модель. Приклади застосування двозонних моделей можна знайти в роботах [6] (A. Schröer), [7] (M. Ishida, H. Ueki, Y. Yoshimura, N. Matsumura), [8] (G. Kraßnig), [9] (P. Eyzat і J. C. Guibet), *n*-зонні моделі описані в [10—12]. Моделі цього стибу не дають змогу описати вплив на процес згорання (теплотворення) руху заряду у циліндрі, геометрії комори згорання тощо.

— Так звані квазівимірні моделі. В рамках цих моделей стан робочого простору двигуна характеризують, як і у разі нуль-вимірних моделей, тиск, температура, внутрішня енергія та маса робочого тіла. Але на противагу нуль-вимірним моделям перебіг тепловиділення тут ідентифікують (не задають наперед) за допомогою додаткових фізичних моделей, що формалізовано описують, приміром, турбулентний рух газів у циліндрі або механізм формування чи розподілу краплин пальної суміші за тими чи іншими параметрами. Оперування цими моделями потребує значно більших інформаційних, інтелектуальних, часових ресурсів. Прикладами такого стибу моделей можуть слугувати *n*-зонна модель [13] (S. Papadopoulos), у якій описано поширення струменя пального в коморі згорання дизеля, чи двозонна модель [14] (B. Hohlbaum), де береться до уваги переміщення згорілої та незгорілої сумішей.

— Багатовимірні моделі, за допомогою яких можна описати взаємозв'язок між різними теоретично і емпірично розпізнаваними в просторі комори згорання та інструментально вимірюваними величинами. В цьому випадку складають та розв'язують рівняння, що описують процеси переміщення мас окремих компонентів робочої суміші, процеси перетворення форм енергії, процеси змінювання імпульсу в системі двох чи трьох координат, а відтак в кожному мить часу та в кожній точці робочого простору оперують вектором швидкості руху різних складо-

вих робочого тіла, термодинамічними параметрами стану та поточним складом робочого тіла. Через свою складність та значний обсяг інформаційного забезпечення ці моделі не набули широкого застосування, за їхньою допомогою розв'язують лише певні дуже конкретні задачі. Приклади застосування багатовимірних моделей можна знайти в роботах [15] (W. Brandstätter) чи [16] (A. A. Amsden).

Змістове порівняння трьох вище описаних моделей за тлумаченням [14] наведено на рис. 1. На рис. 1а акцентовано увагу на перебігу тепловиділення, що його можна ідентифікувати на підставі заданої індикаторної діаграми за допомогою нульвимірної моделі ( $Q_{пл}$  — теплота, що виділяється у процесі горіння пального,  $\phi$  — кут повороту колінчастого вала). На рис. 1б схематично зображено поширення струменя пального в двигуні Дизеля, яке можна описати, зокрема, багатозонною квазівимірною моделлю. На рис. 1в — приклад прояву багатовимірності моделі — коли береться до уваги геометрія простору згоряння та турбулентний рух заряду в ньому (1 — поршень, 2 — гільза циліндра, 3 — форсунка). Та насправді модель можна бачити ще значно складнішою.



**Рисунок 1** — Схематизоване (чи радше символічне) відображення нуль-вимірності (а), квазівимірності (б) та багатовимірності (в) термодинамічних моделей

Зазвичай є підстави вважати, що в двигунах внутрішнього згоряння хоч якого штибу процес згоряння відбувається в «єдиному пламені», тобто в єдиній зоні екзотермічної реакції, що відокремлює незгоріле середовище від продуктів згоряння. Оскільки згоряння зазвичай перебігає в турбулентному середовищі, зону власне горіння окантовують ніби безліч суттєво викривлених ділянок фронту, що утворюють сукупність зв'язних фрагментів поверхонь, загалом не підвладних жодному класичному формальному опису. Тож загалом полум'я можна (деколи навіть потрібно) тлумачити як фрактальне утворення, що має нецілу (дробову) вимірність (на відміну від хоч якої складної поверхні та хоч якої тонкої субстанції, які безумовно є двовимірними). У

процесі своєї еволюції воно зазнає значного розтягування-розгортання в звичному розумінні.

Такий механізм горіння має два несприятливі прояви. По-перше, в ДВЗ з іскровим запаленням гомогенна негоріла суміш перед полум'ям при стисненні за відносно тривалий час досягає настільки високих температур, що виникає її самозаймання і утворюється вибухова хвиля, наслідок — «стукіт» в двигуні. По-друге, внаслідок розтягування полум'я стає тоншим, так що час перебування частинок в зоні реакції стає занадто коротким, аби завершити горіння — цей процес веде до згасання. У не дуже однорідному середовищі заряду дизеля полум'я розташовується уздовж поверхні стехіометричного складу, яка після займання утворюється зазвичай на периферії хмари крапель, а не навколо поодиноких крапель, — це режим так званого зовнішнього шару, або групового горіння, для якого характерне одиночне дифузійне полум'я.

Облікувати в моделі всі перелічені тонкощі перебігу процесу теплотворення і теплоспоживання в ДВЗ — це приректи її на непридатність бути по-справжньому корисною. Обслуговування моделі і її інформаційне забезпечення будуть настільки рутинними і складними, що отримувані зиски виявляться не вартими того.

Суттєву роль у роботі двигуна внутрішнього згоряння відіграє теплопередача в межах циліндра та через його стінки до засобів охолодження деталей двигуна. Внутрішня теплова неоднорідність та теплота, яка відбирається від робочого газу назовні, зумовлюють технічно вимушені енергетичні втрати. Тож належно якісне оцінювання такого штибу теплообміну-тепловіддачі, особливо в період згоряння пального, віддавна вважають надзвичайно важливим завданням в рамках хоч якого належно глибокого дослідження ефективності теплових двигунів. Теплопередача сама по собі, безвідносно до об'єкту, в якому її спостерігають, є складним для моделювання явищем. А тому доводиться зважати на те, наскільки складним є загальне тракту-

вання/розуміння робочих процесів в ДВЗ, аби, mimoхiгь, не помножити складнiсть на складнiсть i не заблукати в глухий кут. Тож, зрозумiло, багатовимiрнi моделi доречно використовувати хiба що для розв'язування особливих (специального змiсту) задач.

Стан справ є ще таким, що невид'ємними елементами будь-якої достатньо адекватної моделі ДВЗ (в певному сенсі матеріалізованої) вимушено має бути дослідницький стенд і комп'ютерна система [4]. У процесі дії (життя) стендового аналога двигуна є можливість вимірювати зміну тиску, температурні параметри, масу і склад робочого тіла... Найдосконалішою є, звісно, техніка вимірювання швидкоплинної зміни тиску. Всю іншу інформацію, що надходить від стенда, повинен читати/коректувати комп'ютер, підпорядковуючи її закладеним в програмне середовище термодинамічним законам, технічним закономірностям, змістовим інтерпретаціям. Досвід доводить, що квазівимірні моделі не здатні конкурувати з нуль-вимірними, коли йдеться про широке дослідження ефективності роботи двигуна водночас на різноманітних режимах, а не про пізнавання окремих нюансів теплотворення-тепловикористання на окремих режимах. Саме нуль-вимірні моделі найбільш придатні для дослідження теплопередачі і теплових втрат в ДВЗ.

**Теплопередача, тепловіддача.** Зазвичай, як уже зазначалося, доводиться розрізняти такі три різновиди теплопередачі [17]: 1) провідність; 2) конвекцію; 3) випромінювання.

Теплопередача через теплопровідність відбувається у взаємно нерухомих речовинах (тілах) з температурними градієнтами чи перепадами температури: теплота самовільно прямує від точок з вищою температурою до точок, що мають нижчу температуру.

Тепловіддача конвекцією полягає у перенесенні теплоти внаслідок омивання нагрітого (холодного) тіла потоками холодного (гарячого) рідкого чи газоподібного (плинного) середовища. Рух шарів плинного середовища можна створити й штучно, примусово провокуючи циркуляцію плинного середовища відносно тіла. Чи природна, чи штучно спровокована (вимушена) конвекція відбувається саме у рухомих рідинах чи газоподібних речовинах, де транспортування енергії відбувається внаслідок переважно турбулентного руху речовини та теплопровідності в ламінарному граничному шарі. Тепловіддача конвекцією кількісно залежна не тільки від різниці температур холодного (нагрітого) тіла і гарячого (холодного) плинного середовища, але й від багатьох інших чинників — характеру й швидкості руху потоків середовища, його густини

й в'язкості, розмірів, форми й орієнтації нагрітого (холодного) тіла тощо. Цей різновид тепловіддачі є надзвичайно складним для моделювання.

У разі тепловипромінювання (теплової радіації) теплова енергія транспортується у формі електромагнітних хвиль різної довжини (частоти). Коли ці хвилі від одного тіла потрапляють на інше, частина їх відбивається або пропускається опромінюваним тілом крізь себе, а частина поглинається ним. Поглинене випромінювання перетворюється на теплоту, відтак температура опромінюваного тіла підвищується. Тепловіддача через випромінювання суттєво залежна від стану (шершавості, приміром) поверхонь випромінюваного і опромінюваного тіл. Теплота, яка втрачається нагрітим тілом унаслідок радіації визначається законом Стефана-Больцмана [18]. Та проста формула закону Стефана-Больцмана застосовна тільки в тому разі, якщо нагріте тіло оточено з усіх боків тілами з однаковою температурою. Якщо ж поблизу нагрітого тіла з якоюсь одною температурою є друге нагріте тіло з якоюсь іншою температурою, то ця формула перестає бути справедливою. Формула втрачає чинність також і в тому разі, якщо нагріте тіло має в різних точках своєї поверхні неоднакову температуру. Тож адаптувати класичну формулу Стефана-Больцмана до кожного конкретного випадку надзвичайно важко, бо доводиться зважати навіть на форми поверхонь як даного тіла, так і навколишніх тіл. Тому в більшості випадків визначити адекватно тепловіддачу способом випромінювання також надзвичайно важко.

В двигунах внутрішнього згорання яскраво простежується тільки теплопередача через конвекцію та випромінювання. Хоча, не можна категорично цілком заперечувати вплив на перебіг процесів в робочому просторі двигуна й теплопровідності між головкою і гільзою та гільзою і кільцями поршня, а також теплопровідності в самому плинному середовищі. Теплопровідність супроводжує й конвективну тепловіддачу (в граничному шарі).

Основним об'єктом емпіричних досліджень пересічно є коефіцієнт тепловіддачі. Тільки змістовою прозорістю і зручністю використання можна пояснити те, що досі це поняття широко використовують, хоча його цілком вмотивовано можна було б замінити загальнішою безрозмірною характеристикою.

Рухоме середовище, звісно, прилипає до стінки. Тож потік теплоти (кількість теплоти за одиницю часу)  $Q$  від плинного середовища (газу) з вищою температурою  $T$  до стінки з нижчою температурою, проникає через граничний шар цього ж середовища (газу) — шар, що прилягає

до поверхні стінки, — шляхом теплопровідності. Відповідно до закону теплопровідності Фур'є

$$dQ = -\lambda_T \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0} dA, \quad (1)$$

де  $A$  — площа поверхні теплопереходу;  $n$  — довжина нормалі до поверхні стінки. З другого боку, чинним є «закон» Ньютона

$$dQ = \alpha(T_\infty - T_{ст})dA, \quad (2)$$

де  $\alpha = \lambda_T / \delta'_T$  — коефіцієнт теплопередачі;  $T_\infty$  та  $T_{ст}$  — температури газового простору (далеко від стінки) та самої стінки;  $\lambda_T$  — коефіцієнт теплопровідності газу;  $\delta'_T$  — ширина температурного шару (рис. 2:  $\dot{Q} = dQ / dA$ ;  $x$  — віддаль від стінки;  $\delta_T$  — ширина перехідного температурного шару;  $\delta_w$  — ширина граничного шару потоку). У разі вимушеної конвекції поряд з температурним граничним шаром існує граничний шар потоку, в якому швидкість  $w$  газу в напрямку стінки спадає від значення  $w_\infty$  далеко від стінки до нуля безпосередньо на стінці. На підставі (1) і (2) можна отримати так зване диференціальне рівняння теплообміну

$$\alpha = -\frac{\lambda_T}{T_\infty - T_{ст}} \left( \frac{\partial T}{\partial n} \right)_{n \rightarrow 0}, \quad (3)$$

яке розкриває можливість за відомим температурним полем в плинному середовищі визначати коефіцієнт тепловіддачі (метод безпосереднього вимірювання цього коефіцієнта — не знаний).

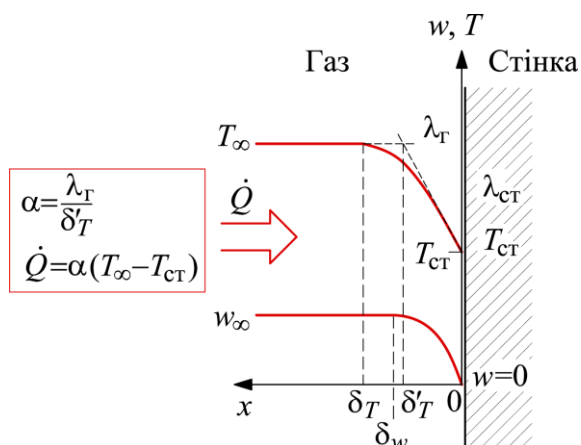


Рисунок 2 — Граничний температурний шар і граничний шар потоку

Відповідно до рис. 2 рівнянням (1)—(3) можна поставити у відповідність лінійзовані (лінеаризовані) співвідношення

$$Q = \lambda A \frac{\delta T}{\delta x}, \quad Q = \lambda A \frac{T_r - T_{ст}}{\delta_T}, \quad \alpha = \frac{\lambda}{\delta_T}. \quad (4)$$

Допоки температурний градієнт не буде надмірно великим співвідношення (4) не внесе значної похибки в модель. Взагалі кажучи, товщина граничного шару є в певній мірі уявною величиною, за посередництва якої тепловіддачу можна замінити теплопровідністю.

Рівняння теплопереходу може бути сформоване так, що шар температурної границі  $\delta_T$  буде описуватись зручним типом рівняння, оскільки здатність  $\lambda$  проводити тепло в межах граничного шару як у певному сенсі матеріальна величина описується відповідним поліномом від температури. Товщина граничного температурного шару  $\delta_T$  у разі вимушеної конвекції зазнає сильного впливу граничного шару потоку. Перебіг потокового процесу своєю чергою визначається фізичними властивостями середовища потоку, кінематичною поведінкою і динамічними та термодинамічними впливами такими як тиск, температура тощо.

**Коефіцієнт тепловіддачі як емпіричний параметр.** Відомі на сьогодні рівняння для визначення коефіцієнта тепловіддачі  $\alpha$  можна поділити на дві категорії. До першої доречно віднести ті, які були винайдені суто емпіричними засобами на підставі експериментальної інформації, а до другої — ті, які спираються перш за все на теорію подібності, а вже потім на дослід, без якого зазвичай ніяк не обійтись. Проте дивує, що й досі здійснюються спроби обчислювати коефіцієнт теплообміну емпірично в зазначеному щойно сенсі, хоча, вже з роботи К. Ельзера (K. Elser) [27] від 1954 року, відомо, що ідентифіковані на одному двигуні рівняння можна лише тоді переносити на інші двигуни (тобто виносити за межі конкретних дослідів), коли при формуванні їх виходили саме з теорії подібності. Було б, звісно, добре, якби суто емпіричний підхід привів до співвідношень, що підпорядковані законам подібності. Та ймовірність такого результату мізерна.

Тож найвагомішу конвективну (як і провіднісну в загальному випадку) теплопередачу (тепловіддачу)  $dQ_k$  на стінки циліндра визначають зазвичай за структурно дуже простою формулою (що її приписують Ньютоному)

$$dQ_k = \alpha_k A (T - T_{ст}) dt, \quad (5)$$

де  $\alpha_k$  — коефіцієнт теплопередачі через конвекцію;  $A$  — площа поверхні, до якої дотикається робочий газ;  $T$  та  $T_{\text{ц}}$  — температури відповідно робочого газу та стінок комори згорання;  $t$  — час. Та залишаються труднощі з визначенням коефіцієнта конвективної теплопередачі (тепловіддачі).

Запропоновано дуже багато емпіричних залежностей для обчислення коефіцієнта тепловіддачі. Кожна з цих залежностей має свій рівень універсальності та свої межі застосовності з огляду на зручність оперування та адекватність. Переважно універсальність та адекватність не є взаємосупровідними характеристиками якості емпіричних співвідношень. А тому, вивчаючи певну множину режимів роботи двигуна, бажано залучати до математичного й експериментального апарату дослідження такі аналітично відображені емпіричні співвідношення, які в межах цієї множини залишались незмінними за структурою та значеннями своїх основних параметрів.

Перші спроби дослідити закономірності теплопередачі здійснив 1923 року W. Nußelt [19] на кулеподібних (кулястих) «бомбах» різних розмірів та з різними формами внутрішньої стінки, які були наповнені палим газом. З цих досліджень він виснував співвідношення

$$\alpha_k = 5,414 \sqrt[3]{p^2 T} f(c_{\text{п}}) \text{ [Вт/(м}^2 \text{ К)]}, \quad (6)$$

де

$$f(c_{\text{п}}) = 1 + 1,24c_{\text{п}}$$

— величина, що враховує швидкість руху газів, зумовлену рухом поршня;  $c_{\text{п}}$  — середня швидкість поршня, м/с. Тут і в подальшому значення тиску  $p$  та температури  $T$  подаються відповідно у МПа та К. Майже подібної залежності дійшов у 1939 році G. Eichelberg [20], провівши численні дослідження на великому тихохідному двигуні:

$$\alpha_k = 7,81 \sqrt[3]{c_{\text{п}}} \sqrt{pT}. \quad (7)$$

В 1960 році W. Pfau [21] уточнив рівняння (7) за допомогою функцій  $f_1(c_{\text{п}})$ , що обліковує складніший вплив швидкості руху поршня,  $f_2(p_{\text{н}})$ , що враховує тиск наддуву  $p_{\text{н}}$ , і  $f_3(D)$ , що бере до уваги розмір двигуна (діаметр  $D$  його циліндра):

$$\alpha_k = f_1(c_{\text{п}}) f_2(p_{\text{н}}) f_3(D) \sqrt{pT}, \quad (8)$$

де

$$f_1(c_{\text{п}}) = 6,2 - 5,2 \cdot 5,7^{-(0,1c_{\text{п}})^2} + 0,025c_{\text{п}};$$

$$f_2(p_{\text{н}}) = 2,71 p_{\text{н}}^{0,25}$$

(для поршня та головки циліндра),

$$f_2(p_{\text{н}}) = 0,95 p_{\text{н}}^{0,66} \text{ (для гільзи циліндра);}$$

$$f_3(D) = 0,62 D^{-0,025}.$$

В роботі [22] формула (8) для двигуна внутрішнього згорання без наддуву використовується в такому вигляді:

$$\alpha_k = \alpha_{\text{п}} = 1,1\alpha_0,$$

$$\alpha_{\text{т}} = 0,36\alpha_0,$$

$$\alpha_0 = \left[ 9,5 \pm 8,127(1 - \exp \pm (1,5 - 0,416c_{\text{п}})) \right] \sqrt{pT},$$

де  $\alpha_k$ ,  $\alpha_{\text{п}}$ ,  $\alpha_{\text{т}}$  — коефіцієнти тепловіддачі у поверхні відповідно кришки циліндра, головки поршня, гільзи циліндра;  $\alpha_0$  — безвідносний коефіцієнт тепловіддачі; знак «+» береться у разі  $c_{\text{п}} > 3,6$  м/с, а у разі інших значень  $c_{\text{п}}$  слід брати знак «-».

**Коефіцієнт тепловіддачі як розмірний параметр безрозмірного співвідношення подібності.** Загалом математичний опис процесу тепловіддачі (теплопересилання) складають: 1) рівняння теплопровідності, 2) рівняння руху плинного середовища, 3) рівняння суцільності плинного середовища, 4) рівняння теплообміну разом з так званими умовами однозначності. Розв'язати аналітично таку систему співвідношень у більшості випадків не вдається, а тому доводиться покладатись в дуже значній мірі на експеримент. Та експеримент тоді багато важить, коли його результати можна узагальнити відповідно до законів подібності явищ і процесів.

Закони подібності розкривають надзвичайно широкі можливості для вивчення / визначення / вишукування найважливіших технічних характеристик ДВЗ навіть у дуже загальному сенсі [23]: два двигуни можна розглядати як такі, що працюють в умовах подібності, якщо вони геометрично подібні (це стосується і впускних/випускних трубопроводів), працюють за однакових зовнішніх умов, на однаковому паливі і при одному і тому ж коефіцієнті надлишку повітря, а також за однієї і тієї ж середньої швидкості руху поршня. У разі дотримання цих умов подібності різні ДВЗ пов'язані певними закономірностями, пізнання яких, часом, може стати вагомим надбанням теорії. Та особливо конструктивними закони подібності є саме у разі дослі-

дження теплообмінних процесів. Теорія подібності — це, по суті, теорія експерименту.

Основні положення теорії подібності виголошені в трьох теоремах.

Перша з цих теорем твердить: подібні процеси мають однакові критерії подібності — безрозмірні комплекси, складені з величин, що характеризують явище. Друга наполягає на тому, що залежність між змінними, які визначають процес, можна подати у формі залежності між критеріями подібності  $Kr_1, Kr_2, \dots, Kr_n$ :

$$f(Kr_1, Kr_2, \dots, Kr_n) = 0 \quad (9)$$

(співвідношення (9) називають рівнянням подібності чи критерійним рівнянням). Третя теорема відповідає на питання, які умови необхідні й достатні, аби процеси були подібними: подібними є ті процеси, умови однозначності яких подібні, і критерії, складені з величин, що входять в умови однозначності, чисельно однакові. Тож остання теорема особливо вирізняє так звані визначальні критерії, складені тільки з величин, що входять в умови однозначності. Тож інваріантність визначальних критеріїв є умовою, яка має справджуватись для отримання подібності. Однаковість критеріїв (званих визначуваними, похідними), що містять також і величини, які не фігурують в умовах однозначності, впливає сама по собі — як наслідок встановленої за визначальними критеріями подібності.

Безрозмірні характеристичні комплекси-критерії зберігають свої конкретні значення в будь-якій системі вимірювання. До того ж, критерії подібності визначають, як кажуть, «правильне» поєднання суттєвих для перебігу процесу розмірних змінних величин.

В [9] проведено широкий огляд рівнянь теплопереходу, які винайдені десь до 1977 року. Подана там добірка співвідношень у переважній своїй більшості стосується дизеля. А все тому, що стосовно дизеля набагато раніше почали ретельно вивчати внутрішні енергетичні втрати й термічні навантаження деталей, ніж стосовно двигуна Отто. Чи не єдиним рівнянням, що було добуто шляхом дослідження теплового балансу в тихохідних великих дизелях на засадах теорії подібності, але справдилось також і стосовно двигуна Отто [2, 3], є рівняння Г. Вошні [10]. Воно, до слова, виявилось чинним і для швидкохідних двигунів Дизеля.

Згадане щойно рівняння вимушеної конвекції Г. Вошні засноване на відносно простому співвідношенні подібності

$$Nu = C Re^m Pr^n, \quad (10)$$

де

$$Nu = \frac{\alpha d}{\lambda}, Re = \frac{wd}{\nu}, Pr = \frac{\nu}{a} = \frac{\mu c_p}{\lambda} = \frac{\nu \rho c_p}{\lambda} \quad (11)$$

— безрозмірні комплекси, числа, терми, інваріанти, критерії подібності Нусельта (Nusselt), Рейнольдса (Reynolds), Прандтля (Prandtl) відповідно;  $C, n, m$  — сталі;  $\alpha$  — коефіцієнт тепловіддачі;  $d$  — характерний розмір;  $\lambda$  — коефіцієнт теплопровідності;  $w$  — швидкість;  $\nu = \mu/\rho$  — коефіцієнт кінематичної в'язкості;  $\rho$  — густина;  $\mu$  — коефіцієнт в'язкості (званої інколи динамічною);  $a$  — коефіцієнт температуропровідності;  $c_p$  — ізобарна теплоємність.

Критерій (див. (11)) Рейнольдса  $Re$  визначає гідромеханічну подібність течій теплоносіїв, а критерій Прандтля  $Pr$  — це теплофізична характеристика теплоносія (вона містить тільки фізичні константи). У разі рівності критеріїв  $Re$  умова однаковості критеріїв  $Pr$  забезпечує теплову подібність, подібність полів температурних напорів і теплових потоків у всьому об'ємі пізнаваних систем. Разом умови  $Re = idem$  і  $Pr = idem$  є умовами інваріантності визначальних критеріїв. При цьому

$$Re Pr = \frac{wd}{a} = Pe$$

— критерій подібності Пекле (Péclet). В процесах конвективного теплообміну за похідний (невизначальний) править критерій Нусельта  $Nu$ , тобто співвідношення  $Nu = idem$  є наслідком уже встановленої подібності.

З іншого боку, критерій Нусельта  $Nu$  описує температурний граничний шар, критерій Рейнольдса  $Re$  — граничний шар потоку середовища, а критерій Прандтля  $Pr$  — взаємозв'язок між цими граничними шарами, причому (див. рис. 2)

$$\frac{\delta_T}{\delta_w} = \frac{1}{\sqrt{Pr}} \quad (12)$$

(коли  $Pr = 1$ , обидва граничні шари мають однакову товщину).

Загалом рівняння подібності (критерійне рівняння) (9) для процесів вимушеного конвективного теплообміну (у разі вимушеного руху теплоносія) має вигляд

$$F(Re, Pr, Nu) = 0 \quad (13)$$

чи

$$Nu = f(Re, Pr). \quad (14)$$

Тож вираз (10) — це конкретизоване відображення виразу (14), а відтак і виразу (13).

Г. Вошні (як, зрештою, й багато хто інші) трактував простір згоряння в двигуні як трубу. Виявилося, що загалом чинними в (10) є такі значення показників степеня:

$$3/4 < m = 0,78 < 4/5, n = 0,33 \approx 1/3. \quad (15)$$

Якщо брати до уваги те, що  $Pr^{0,33}$  у характерній для ДВЗ області значень температури і тиску змінюється менш як на 2 %, то величину  $Pr^{0,33}$  можна навіть долучити до константи  $C$  і не обов'язково брати до уваги як таку. При цьому відповідно до (12) відношення розмірів граничних потокового і температурного граничних шарів залишається незмінним.

Рівняння (13) і (14) закарбували в собі той факт, що перенесення теплоти ніяк не позначається на характері руху теплоносія. Безрозмірні комплекси, що фігурують у виразі (13) не дають жодних підстав робити якісь припущення щодо існування якогось одного правдоподібного конкретного вигляду (структури) цього виразу. Причому, нема підстав стверджувати (як це інколи роблять), що рівняння (13) має містити тільки добуток критеріїв в різних степенях — як, скажімо, рівняння Нусельта (10). Натомість є підстави вважати, що безрозмірні комбінації будь-яких величин можуть бути утворені тільки за допомогою операцій їх множення і піднесення до степеня. До слова, Е. Бакінгем (Е. Buckingham) встановив загальний принцип, званий  $\pi$ -теоремою: функція, яка пов'язує  $m$  розмірних величин, виражених в системі одиниць вимірювання, що містить в собі  $n$  основних одиниць, зводиться до залежності між безрозмірними величинами (власне критеріями), загальна кількість яких —  $n - m$ .

На противагу експериментально виведеним коефіцієнтам теплопередачі Нусельта, Айхельберга та Пфляума (6)—(8), група інших авторів спробувала вирішити проблему визначення теплопередачі за допомогою співвідношень теорії подібності (14). Вважаючи, що циліндр двигуна — це труба, через яку турбулентно проходить газ, і беручи замість характеристичної довжини  $l$  діаметр цього циліндра-труби  $D$ , можна висувати, приміром, співвідношення (14) у вигляді

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} = C \left( \frac{D}{L} \right)^{0,054} Re^{0,786} Pr^{0,786}, \quad (16)$$

де  $C$  — конкретна стала;  $L$  — довжина труби-аналога. Число Прандтля для двоатомного газу, яким є, зокрема, повітря, пропорційне відношенню  $c_p / c_v$  його питомих теплових ємностей ( $c_v$  — теплоємність газу за сталого об'єму). Для

діапазону температур, за яких перебуває робоче тіло в двигуні, як зазначалося, це відношення є практично сталим, так що число  $Pr$  також залишається незмінним, а відтак відповідно до (16) можна записати:

$$Nu = \frac{\alpha D}{\lambda} = C Re^{0,786}, C = \text{const}. \quad (17)$$

Залежність коефіцієнта тепловіддачі від характеристичної швидкості потоку з показником степеня 0,7 вперше відтворив при багатократних дослідах з двигунами Дизеля А. Pischinger [24]. Залежність теплопередачі, закарбовану в рівнянні (17), обрали для своїх досліджень К. Sitkei, W. Annand та G. Woschni, причому були зроблені тільки незначні уточнення, що стосувалися головним чином показника степеня.

В числах Нусельта та Рейнольдса фігурують два параметри речовини —  $\lambda$  та  $\nu$  (чи  $\mu$ ).

Величини  $\lambda$  та  $\nu$  є функціями тільки температури, але для повітря та робочого газу в області температур від 300 до 2500 К їх значення змінюються несуттєво. Величина ж  $\mu$  залежить ще й від тиску. Для повітря (пв) та робочого газу (гз) можна, наприклад, покласти:

$$\lambda_{пв} = 3,17 \cdot 10^{-4} \cdot T^{0,772}, \text{ Вт/(м К)};$$

$$\lambda_{гз} = 2,02 \cdot 10^{-4} \cdot T^{0,83}, \text{ Вт/(м К)};$$

$$\mu_{пв} = 0,612 \cdot 10^{-6} \cdot T^{0,609}, \text{ Н с/м}^2;$$

$$\mu_{гз} = 0,355 \cdot 10^{-6} \cdot T^{0,679}, \text{ Н с/м}^2.$$

На практиці, зазвичай, віддають перевагу таким чотирьом виразам для визначення коефіцієнта теплопередачі:

— За К. Sitkei [25]

$$\alpha_k = 123,34 (1+b) \frac{p^{0,7} \cdot c_p^{0,7}}{T^{0,2} \cdot D_e^{0,3}}, \quad (18)$$

де  $D_e = 4 \frac{V}{A} = \frac{2Dh}{D+2h}$  — еквівалентний діаметр циліндра;  $V$  — об'єм комори (простору) згоряння в певну мить часу;  $A$  — площа комори (простору) згоряння в дану мить часу;  $h$  — висота циліндра над поршнем в дану мить часу;  $D$  — діаметр циліндра;  $b = 0 \dots 0,15$  — для двигунів з безпосереднім впорскуванням пального;  $b = 0,15 \dots 0,30$  — для двигунів з вихорною коморою згоряння;  $b = 0,25 \dots 0,40$  — для форкоморних двигунів.

— За W. Annand [26]:

$$\alpha_k = a \frac{\lambda}{D} Re^{0,7}, \quad (19)$$

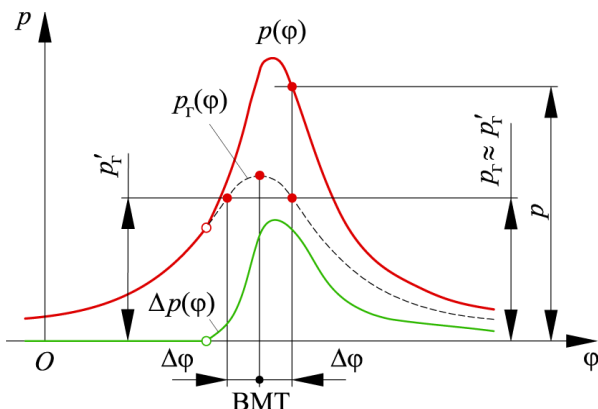


де  $a=0,35\dots0,80$  — безрозмірний чинник, що залежить від типу двигуна.

— За G. Woschni [27]:

$$\alpha_k = 820D^{-0,2} p^{0,8} T^{-0,53} \left( C_1 c_u + C_2 \frac{V_h T_1}{p_1 V_1} (p - p_r) \right)^{0,8}, \quad (20)$$

де  $C_1 = 6,18 + 0,417 c_u / c_{п}$  — для помпувальних (газообмінних) ходів;  $C_1 = 2,28 + 0,308 c_u / c_{п}$  — для фази високого тиску;  $c_u = D \pi n_d$  — швидкість повітря, яка визначалась з частоти обертання  $n_d$  крильчатого анемометра, діаметр якого становив 70% від діаметра  $D$  циліндра;  $C_2 = 3,24 \cdot 10^{-3}$  м/с К — для двигунів з безпосереднім впорскуванням;  $C_2 = 6,22 \cdot 10^{-3}$  м/с К — для передкоморних двигунів;  $V_h$  — робочий об'єм циліндра. Доданок, у якому фігурує стала  $C_2$  був введений G. Woschni для того, аби врахувати різницю  $\Delta p = p - p_r$  між тиском  $p_r$  на гальмівному та тиском  $p$  на робочому тяговому режимах. Під гальмівним розуміють такий режим, який виник би за відсутності згоряння пального. Тиск  $p_r$  приблизно дорівнює тискові  $p'_r$  в процесі такту стискування у симетричному відносно верхньої мертвої точки (ВМТ) положенні колін вала, рис. 3 ( $\varphi$  — кут повороту колінчастого вала). Індекс «1» у рівнянні (20) позначає значення відповідної величини (тиску  $p$ , температури  $T$ , об'єму  $V$ ) на початку такту стискування.



**Рисунок 3** — Ілюстрація, що покликана допомогти врахувати інтенсифікації теплообміну унаслідок згоряння пального

— За G. Hohenberg [28]:

$$\alpha_k = 820V^{-0,06} p^{0,8} T^{-0,4} (c_{п} + 1,4)^{0,8}, \quad (21)$$

де  $V$  — об'єм комори (простору) згоряння у певну мить часу;  $p$  і  $T$  — (як і раніше) тиск і середня температура в робочому просторі.

Спираючись на співвідношення (10), були сконструйовані різні рівняння теплопереходу для різних технічних процесів. Вони дивним чином, незважаючи на очевидно спрощене тлумачення насправді складних процесів, дають надійні результати і витримали численні вимірвальні випробовування. Співвідношення (10) є ключовим також у разі дослідження/оцінювання, зокрема, ефективності радіатора системи охолодження автомобільного двигуна. Приміром, число Нусельта для радіатора двигуна легкового автомобіля на основі експериментів визначено як величину [29]

$$Nu = C Re^{0,65} Pr^{1/3}.$$

У разі більшого коефіцієнта тепловіддачі з боку повітря коефіцієнт  $C$  є більшим.

Як було зазначено раніше, у двигунах внутрішнього згоряння поряд з конвективною теплопередачею має місце ще й теплопередача  $dQ_b$  через випромінювання, яку оцінюють за формулою [18]:

$$dQ_b = \varepsilon C_b A \left[ \left( \frac{T}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{п}}{100} \right)^4 \right] dt, \quad (22)$$

де  $\varepsilon$  — коефіцієнт, що визначає відношення енергії, яку випромінює сіре чи кольорове тіло, до енергії, яку випромінює абсолютно чорне тіло;  $C_b$  — стала випромінювання, яка для абсолютно чорного тіла становить  $5,77 \text{ Вт/м}^2 (\text{К}/100)^4$ .

Враховуючи теплопередачу через випромінювання, вираз для визначення коефіцієнта теплопередачі можна записати як суму

$$\alpha = \alpha_k + \alpha_b, \quad (23)$$

де  $\alpha_b$  — коефіцієнт теплопередачі через випромінювання. Тож величина (23) має заступити величину  $\alpha_k$  у виразі (5).

Але в рівняннях (19) та (21) формально закладено думку, що випромінювання як таке настає тільки під час дуже короткої фази робочого ходу і має незначний вплив на коефіцієнт теплопередачі. Тому у разі обчислення коефіцієнта теплопередачі за цими трьома рівняннями (див. (19), (21), (23)) необхідно у рівнянні (23) брати до уваги лише перший доданок, а відтак оперувати суто формулою (5) — без жодних уточнень.

У науковій літературі, взагалі кажучи, немає одностайної думки щодо способу оцінювання коефіцієнта тепловіддачі через випромінювання і значення цього коефіцієнта в різних дже-

релакс приймають в межах від 5 до 40 % від значення коефіцієнта конвективної теплопередачі. Зокрема W. Nußelt [19], який одним з перших зайнявся дослідженням саме цього непростого питання, ввів у розрахунок коефіцієнта теплопередачі через випромінювання у двигуні Отто фіксоване значення множника  $\varepsilon C_b = 0,421 \text{ Вт/м}^2 \text{ К}$ , і відтак формулу (22) подав у вигляді

$$\alpha_b = \frac{0,421}{T - T_{st}} \left[ \left( \frac{T}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{st}}{100} \right)^4 \right]. \quad (24)$$

Порівняймо, для двигуна Дизеля вираз (24) має вигляд:

$$\alpha_b = \frac{3,21}{T - T_{st}} \left[ \left( \frac{T}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{st}}{100} \right)^4 \right]. \quad (25)$$

Тож в (25) множник  $\varepsilon C_b$  набуває набагато більшого значення, ніж у двигуні Отто, оскільки у двигуні Дизеля, на відміну від двигуна Отто, де проявляється тільки випромінювання газу, є ще й випромінювання сажі, яке має набагато більшу інтенсивність.

Отож деякі спеціалісти вважають, що теплопередача у стінки комори згоряння через випромінювання газів має такий самий рівень вагомості, як і теплопередача конвекцією. Натомість в [30] категорично заперечили це, доводячи, що роль випромінювання, як причини підвищення коефіцієнта тепловіддачі за високої температури стінок комори згоряння, взагалі незначна. Докази ці переконливі, оскільки випливають з експериментального і теоретичного дослідження теплових потоків в дизелях (!) з керамічною теплоізоляцією (!) стінок комори згоряння.

Цікаво, що дослідження [30] — це реакція на низку публікацій за підсумками експериментальних досліджень моторобудівними фірмами дизелів з теплоізоляцією стінок комори згоряння керамічними матеріалами (наприклад, двоокисом цирконію  $\text{ZrO}_2$  з коефіцієнтом теплопровідності  $\lambda = 2 \text{ Вт/(м}\cdot\text{К)}$ ), у яких показано, що очікуваного в цих випадках, хоча б незначного, поліпшення паливної економії дизелів не відбувається. Навпаки, витрата пального навіть зростає, особливо у разі збільшенні навантаги на «адіабатний» дизель. Це пояснювали ефектом так званої «конвективної активації», коли унаслідок підвищеної температури стінок полум'я горить ближче до їх поверхні, через що турбулізація робочого середовища поблизу теплоізолюваних стінок інтенсифікується, ламінарний підшар стає тоншим, температурний градієнт поблизу стінок підвищується, і внаслідок усього цього коефіцієнт тепловіддачі зростає. Цей ефект експериментально був

виявлений у процесі дослідження усталеного пропанового полум'я. Для теоретизації результатів дослідження була використана формула (20), у якій коефіцієнт  $C_2$  довелося визнати суттєво залежним від температури стінок  $T_{st} > 600 \text{ К}$ :

$$C_2 = 2,3 \cdot 10^{-5} (T_{st} - 600) + 0,05, \text{ м/(с}\cdot\text{К)}.$$

Звернімо увагу також на роботу [31], де прийнято, що тепло виділяється у вузькій зоні горіння, а швидкість тепловиділення по всій цій зоні однакова. І за Айхельбергом (згадаймо (7)) теоретичний тепловий потік визначали за формулою

$$q_{tc} = C(T - T_{st})c_m^{1/3} \sqrt{pT},$$

де  $C$  — стала,  $c_m$  — середня швидкість поршня,  $T_{st}$  — температура стінки. Для оцінювання теплового випромінювання слугувала формула

$$q_r = \sigma \varepsilon (1 - e^{\beta D}) \left( \left( \frac{T}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_{st}}{100} \right)^4 \right)$$

де  $\sigma$  — константа Больцмана,  $\varepsilon \approx 0,9$  — коефіцієнт поглинання стінки,  $\beta$  — константа поглинання газу на одиницю товщини шару,  $D$  — діаметр циліндра. А от в [32] для розрахунку теплопередачі через поршень конвекцією і радіацією використовувалась формула

$$\frac{q}{A} = a \frac{\alpha}{D} \text{Re}^b (T_g - T_{st}) + C(T_g^4 - T_{st}^4),$$

де  $q$  — питомий тепловий потік,  $D$  і  $A$  — діаметр поршня і площа його поверхні,  $\alpha$  — коефіцієнт теплопровідності,  $T_g$  — середня температура газу,  $T_{st}$  — температура стінки поршня,  $a$ ,  $b$ ,  $c$  — сталі.

Та як з'ясувалось, перевагу є підстави надати виразові для коефіцієнта теплопередачі, запропонованому Г. Вошні (див. (20)): пробні розрахунки засвідчили більшу гнучкість-адекватність саме цієї моделі тепловіддачі. Але відповідно до (15) в розрахунок необхідно закласти однозначно  $n = 1/3$  та найсприятливіші значення  $3/4 < m < 4/5$ . Співвідношення Г. Гоґенберга (21) поступається співвідношенню Г. Вошні, і його важче узгоджувати з конкретною експериментальною інформацією.

З одного боку, формула Г. Вошні (20) розрізняє (через коефіцієнти  $C_1$  і  $C_2$ ) процеси газообміну і процеси стискування й розширювання робочого тіла, а тому є універсальною лише структурно. Та водночас є підстави вважати її також в певному сенсі інтегрально універсаль-

ною. В таблиці [33] на доказ зіставлено загальні теплові баланси для різних двигунів від тихохідних суднових дизельних до бензинових швидкохідних Отто за найрізноманітніших параметрів і режимів роботи ( $D$  — діаметр циліндра,  $S$  — хід поршня,  $n_e$  — частота обертання вала двигуна,  $p_i$  — середній тиск,  $Q_{пл}$  — тепловиділення,  $Q_{ст}$  — теплота, втрачена через стінки циліндра).

но зростають теплові втрати й шуми, знижується тривалість служби поршнів і циліндрів, впускних і вихлипних клапанів... Порівняльному аналізу теплових процесів в умовах наявності і відсутності детонації присвячена, приміром, робота [35]. У ній досліджувались розподіли температур в коморі згоряння, теплові потоки внутрішнім простором комори і через її стінки, а також умови теплопередачі в коморі; визначалися залежності цих процесів від тиску газів в коморі.

**Таблиця**

Дослідні та розрахункові баланси теплоти

Модель двигуна	Сумішоутворення	$D$ , мм	$S$ , мм	$n_e$ , хв <sup>-1</sup>	$p_e$ , бар	$Q_{ст} / Q_{пл}$ , %	
						виміряне	обчислене
MAN 834	М-спосіб	108	128	1800	6,76	21,8	22,0
MAN RIV	Передкоморний спосіб	160	180	1200	8	25,2	25,8
				1500	8	24,2	25,0
MTU 33V1	Безпосереднє впорскування палива	165	155	1000	6	22,1	22,5
				1900	6	18,7	18,0
MAN V8V	Безпосереднє впорскування палива	240	300	900	16	13,5	13,4
MAN K6V	Безпосереднє впорскування палива	300	450	400	9,42	14,7	14,9
MAN K3Z	Безпосереднє впорскування палива	1020	1800	106	10,3	12,2	11,3
MTU 331	Бензин, гомогенне	165	155	2000	5,2	23,0	22,3
BMW 2000	Бензин, гомогенне	89	80	3000	5,7	28,6	29,3

Наведені в таблиці дані переконливо доводять адекватність рівняння Г. Вошні. Хоча, у разі зростання частоти вала двигуна MTU 33V1 майже вдвічі, питома частка теплових втрат через стінку циліндра за розрахунками зменшується на 20 %, а відповідно до експерименту — на 15 %. Та й цю розбіжність можна вважати мізерною.

Дослідження теплових втрат здебільшого стосувались дизельних двигунів, а от бензинові значно менше привертали до себе увагу. Та згодом ситуація змінилась [33, 34]. Зокрема, було проведено випробування спочатку властиво дизельного двигуна, а потім — його ж, але переобладнаного у бензиновий двигун. В цьому якісному зіставленні двигунів виявилось, приміром, що значення коефіцієнта тепловіддачі в дизельному двигуні десь удвічі вищі за відповідні значення у бензиновому. Це власне фіксує чи й пояснює рівняння (20), у якому тиск — у чисельнику (додатний степінь), а температура — у знаменнику (від'ємний степінь): в робочому просторі дизельного двигуна у порівнянні з отто-двигуном тиск помітно більший, а температура менша.

У двигунах внутрішнього згорання з іскровим запалюванням у деяких випадках спостерігається ефект (явище) детонації, що проявляється в різкому підвищенні швидкості поширення хвилі горіння і різкому зростанні місцевого тиску в коморі згорання циліндра. При цьому знач-

ним зростають теплові втрати й шуми, знижується тривалість служби поршнів і циліндрів, впускних і вихлипних клапанів... Порівняльному аналізу теплових процесів в умовах наявності і відсутності детонації присвячена, приміром, робота [35]. У ній досліджувались розподіли температур в коморі згоряння, теплові потоки внутрішнім простором комори і через її стінки, а також умови теплопередачі в коморі; визначалися залежності цих процесів від тиску газів в коморі.

Вимірювання поверхневих температур і теплових потоків в коморі згорання здійснювалися за допомогою термопарних перетворювачів температури і теплових потоків, конструктивно виконаних в єдиному мініатюрному корпусі у вигляді комплексного вимірювача / ідентифікатора теплових процесів. Застосування саме термопарних перетворювачів дозволило забезпечити високу швидкодію вимірювального процесу, необхідну для реєстрації досліджуваних процесів у реальному часі.

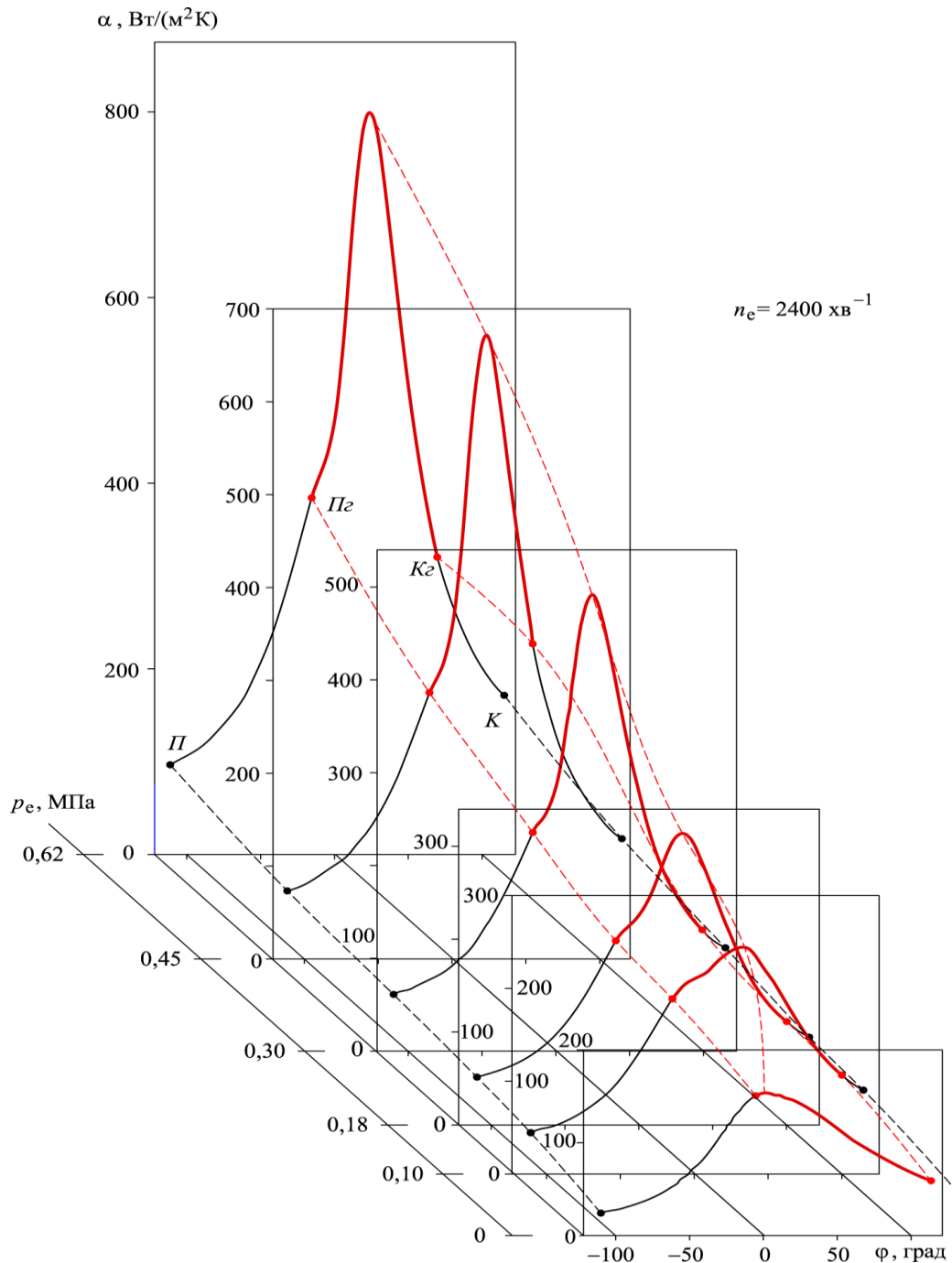
Експериментальні дослідження провадилися на одноциліндровому чотиритактовому двигуні Отто з Г-подібною робочою коморою. Робочий об'єм циліндра становив 450 см<sup>3</sup> при його внутрішньому діаметрі 90 мм і ході поршня 70 мм. Ступінь стиснення (стик) — 5,1. Зовнішня поверхня головки циліндра охолоджувалася водою.

Виявилось, що зростання інтенсивності детонації провокує значну інтенсифікацію теплових потоків через стінки робочого простору. При цьому вищими стають і температури самих стінок комори згорання. Тож на тепловідведенні позначається погано прогнозоване неякісне згорання пального. Але з іншого боку, детонаційного теплотворення будь-що слід уникати з багатьох причин.

На рис. 4 зображено графіки зміни коефіцієнта тепловіддачі за кутом повороту колінчастого вала двигуна Отто ( $P$  і  $K$  — початок і кінець області високих тисків в циліндрі,  $Pz$  і  $Kz$  — початок і кінець процесу згоряння пального). Розглядаються режими роботи двигуна за сталої частоти обертання вала  $n_e = 2400 \text{ хв}^{-1}$  і різних навантажень на двигун  $p_e = 0; 0,10; 0,18; 0,30; 0,45; 0,62 \text{ МПа}$ . Інформація добута засобами стендових вимірювань із залученням комп'ютерної технології обробки дослідних даних [4, 36, 37]. Наведені на рис. 4 діаграми отримані в дослідно-програмному середовищі, в якому культивується

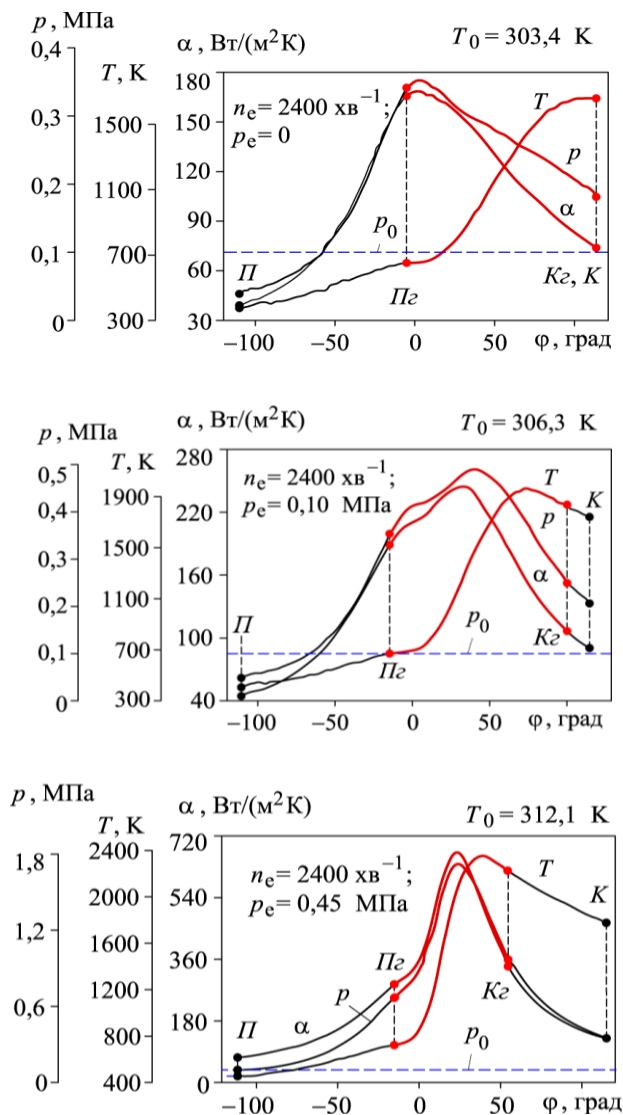
двобазна модель теплотворення / теплоспоживання, і вимірювально/аналітично враховуються одночасно зміна коефіцієнта надлишку повітря, теплові потоки назовні циліндра (через кришку циліндра, головку поршня, гільзу циліндра), внутрішній теплообмін між зонами, зміна локальних температур в різних точках поверхні робочого простору і середньої температури робочого тіла, поточний тиск робочих газів тощо-тощо.

Оскільки температура робочого тіла в зонах різна, то довелося визначати тепловіддачу для обох зон окремо. Дослідно-програмне середовище виявилось дуже складним. Та навряд чи є можливість спростити його.



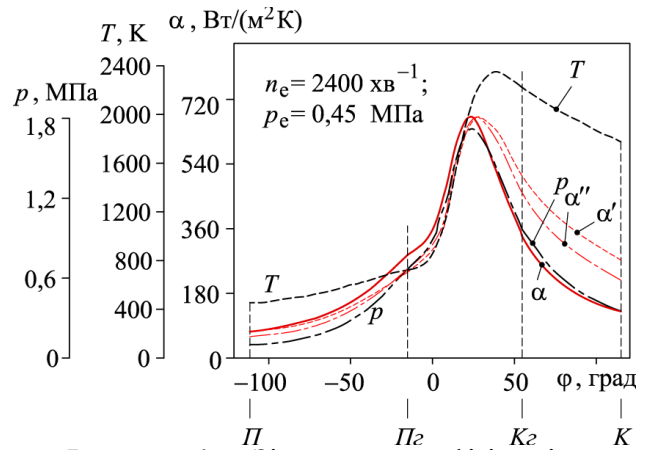
**Рисунок 4** — Графіки зміни значень коефіцієнта тепловіддачі на різних режимах роботи двигуна

Рис. 5 ілюструє супутню зміну індикаторного тиску  $p$ , середньої температури робочого тіла  $T$ , коефіцієнта тепловіддачі  $\alpha$  у разі реалізації (для прикладу) трьох з перелічених щойно режимів навантаження (серед них — режим марного ходу;  $p_0$  і  $T_0$  — тиск і температура в доквіллі). Такий самий характер сукупного перебігу графіків зміни зазначених величин спостерігається і для інших режимів роботи двигуна. Виглядає так, ніби графік  $\alpha = \alpha(\varphi)$  відстежує, наслідуює графік  $p = p(\varphi)$ . Але відповідно до (6)—(8), (18) за вплив на величину  $\alpha$  ніби «змагаються» величини  $p$  і  $T$ , «силу» яких зважено показниками степеня, під якими вони перебувають: справді, вирази (6)—(8), (18) є окремими випадками виразу  $\alpha = cp^m T^n$  ( $c$  — стала). Оскільки показники степеня  $m$  і  $n$  у різних виразах часом дуже різні, то кожен з них відстоює суто свою особливу версію закону тепловіддачі.



**Рисунок 5** — Графіки супутньої зміни індикаторного тиску, температури, коефіцієнта тепловіддачі

У виразі (6)  $m=2/3$  і  $n=1/3$ , а у виразах (7) і (8)  $m=n=1/2$ . Якщо у формулах  $\alpha' = cp^{2/3} T^{1/3}$   $\alpha'' = c(pT)^{1/2}$  формально підібрати сталі  $c$  так (ігноруючи їх змістове наповнення), щоби максимума залежностей  $\alpha(\varphi)$ ,  $\alpha'(\varphi)$ ,  $\alpha''(\varphi)$  були однаковими, то стане очевидним (рис. 6, конкретно розглядається режим  $p_e = 0,45$  МПа), що припасувати їх графіки один до одного, хай навіть однією парою, прийнятно якісно не вдасться.

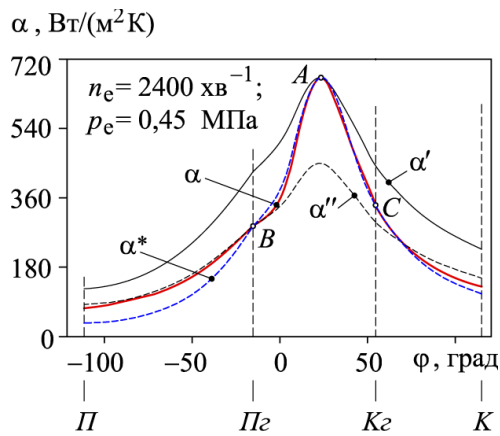


**Рисунок 6** — Зіставлення графіків зміни коефіцієнта тепловіддачі

Натомість формула (18) принципово по-іншому співвідносить вплив тиску й температури на коефіцієнт тепловіддачі: цього разу  $m=0,7$  і  $n=-0,2$  (від'ємне значення!). Графік  $\alpha'(\varphi)$  залежності

$$\alpha = cp^{0,7} T^{-0,2},$$

підбираючи константу  $c$  (знову ігноруючи її зміст), можна провести так, щоби його максимум був нарівні з максимумом взірцевої залежності  $\alpha(\varphi)$ , рис. 7. Але в такому разі тільки в околі однієї точки  $A$  графіки  $\alpha'(\varphi)$  і  $\alpha(\varphi)$  можуть збігатися. А от про якусь їх загальну збіжність йтися не може. Змінюючи  $c$ , залежність  $\alpha = cp^{0,7} T^{-0,2}$  можна відобразити графіком  $\alpha''(\varphi)$ , що проходить через точку  $B$ , відповідну початковій процесу тепловиділення (горіння пальної суміші). Тепер можна вважати, що апроксимація стала задовільною в області низьких температур, що передує області горіння пальної суміші. А от в області згоряння пального апроксимаційна якість цілком не прийнятна.



**Рисунок 7** — Оцінка рівня збіжності степеневих апроксимацій процесу тепловіддачі

Цікаво, чи взагалі існують якісь апроксимаційно «хороші» значення параметрів  $m$ ,  $n$ ,  $c$ ? Знайдімо, приміром, такі значення  $m$ ,  $n$ ,  $c$ , які б дозволили провести апроксимаційний графік  $\alpha = \alpha^*(\varphi)$  точно через точки  $A$ ,  $B$ ,  $C$  взірцевого графіка  $\alpha(\varphi)$ , відповідні його максимуму та початку й кінцю процесу згоряння пальної суміші (див. рис. 7). Виявляється, таким графіком  $\alpha^*(\varphi) = c p^m(\varphi) T^n(\varphi)$  доволі точно можна відтворити еталонний графік  $\alpha(\varphi)$  в області згоряння пальної суміші, але якість апроксимації залишиться низькою за межами цієї області. Зауважимо, в цьому випадку «хорошими» виявилися показники степеня  $m \approx 1,16$  і  $n \approx -0,23$ .

Звісно, в значній мірі рятує ситуацію те, що у виразі (18) величина  $c$  насправді не є константою, вона залежить від змінного за кутом повороту вала двигуна так званого еквівалентного діаметра циліндра  $D_e = \frac{2Dh}{D+2h}$ . Це в однаковій мірі стосується також як рівняння Г. Вошні (див. (20)), так і рівняння Г. Гогенберга (див. (21)), які також мають структуру  $\alpha = c(\varphi) p^m(\varphi) T^n(\varphi)$ . Рівняння Г. Гогенберга (21), зрештою, можна тлумачити як окремий випадок рівняння

$$\alpha = k c^r(\varphi) p^m(\varphi) T^n(\varphi) \approx k(c_0 + c_1 \cos \varphi + c_2 \cos 2\varphi)^r p^m(\varphi) T^n(\varphi), \quad (26)$$

де  $k$ ,  $c_0$ ,  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $r$ ,  $m$ ,  $n$  — незмінні для конкретного режиму роботи двигуна параметри; при цьому  $m/n = -2$ . У разі суттєво дезаксіального хитневого механізму в дужки під степінь  $r$  доцільно занести додатковий член  $c_3 \sin \varphi$  ( $c_3 = \text{const}$ ).

Ігноруючи деякі приписи Г. Гогенберга, можна спробувати провести графік теоретико-емпіричної залежності (26) через чотири які-

небудь наперед задані точки графіка якої-небудь однієї з експериментальних залежностей  $\alpha = \alpha(\varphi)$ , наведених, приміром, на рис. 5. Цього можна, зокрема, досягнути, відповідно добираючи значення коефіцієнтів  $k$ ,  $r$ ,  $m$ ,  $n$ .

Тож, задаючи певні чотири значення кута повороту колінчастого вала двигуна  $\varphi_i$ ,  $i = \overline{1;4}$ , можна укласти систему чотирьох лінійних відносно параметрів  $\ln k$ ,  $r$ ,  $m$ ,  $n$  рівнянь

$$\ln \alpha = \ln k + r \ln c(\varphi) + m \ln p(\varphi) + n \ln T(\varphi), \quad (27)$$

з розширеним визначником

$$\Delta = \begin{vmatrix} 1 & \ln c_1 & \ln p_1 & \ln T_1 & \ln \alpha_1 \\ 1 & \ln c_2 & \ln p_2 & \ln T_2 & \ln \alpha_2 \\ 1 & \ln c_3 & \ln p_3 & \ln T_3 & \ln \alpha_3 \\ 1 & \ln c_4 & \ln p_4 & \ln T_4 & \ln \alpha_4 \end{vmatrix},$$

в якому  $c_i = c(\varphi_i)$ ,  $\alpha_i = \alpha(\varphi_i)$ ,  $p_i = p(\varphi_i)$ ,  $T_i = T(\varphi_i)$  (відповідно до відомої функції  $c = c(\varphi)$  і експериментально зафіксованих залежностей  $\alpha = \alpha(\varphi)$ ,  $p = p(\varphi)$ ,  $T = T(\varphi)$ ). Та виявляється, це загалом не покращує якість апроксимації, якщо функція  $c = c(\varphi)$  є парною чи майже парною. Саме парною чи майже парною є функція  $D = D(\varphi)$  у виразі (21).

Орієнтуючись на співвідношення (6), (7), (18), (20), (21), побудуємо відповідні наведеній на рис. 6 інформації графіки залежностей

$$c_{a1} = \frac{\alpha(\varphi)}{p^{2/3}(\varphi) T^{1/3}(\varphi)}, \quad c_{a2} = \frac{\alpha(\varphi)}{\sqrt{p(\varphi) T(\varphi)}},$$

$$c_{a3} = \alpha(\varphi) \frac{T^{0,2}(\varphi)}{p^{0,7}(\varphi)},$$

$$c_{a4} = \alpha(\varphi) \frac{T^{0,53}(\varphi)}{p^{0,8}(\varphi)}, \quad c_{a5} = \alpha(\varphi) \frac{T^{0,4}(\varphi)}{p^{0,8}(\varphi)},$$

рис. 8 (розмірності не наводяться). Вони є функціями-множниками при степеневих добутках  $p^m T_n$  у виразах  $\alpha = c_a p^m T_n$ . Залежності  $c_{a1} = c_{a1}(\varphi)$ ,  $c_{a2} = c_{a2}(\varphi)$  є цілком абстрактними (в них важко побачити якісь фізичної змістовності закономірності). Натомість залежності  $c_{a3} = c_{a3}(\varphi)$ ,  $c_{a4} = c_{a4}(\varphi)$ ,  $c_{a5} = c_{a5}(\varphi)$  з точністю до сталих доданка і множника якісно нагадують залежність  $\Delta p = \Delta p(\varphi)$ , наведену на рис. 3. На це, мабуть, і звернув увагу Г. Вошні, розробляючи свою формулу (20).

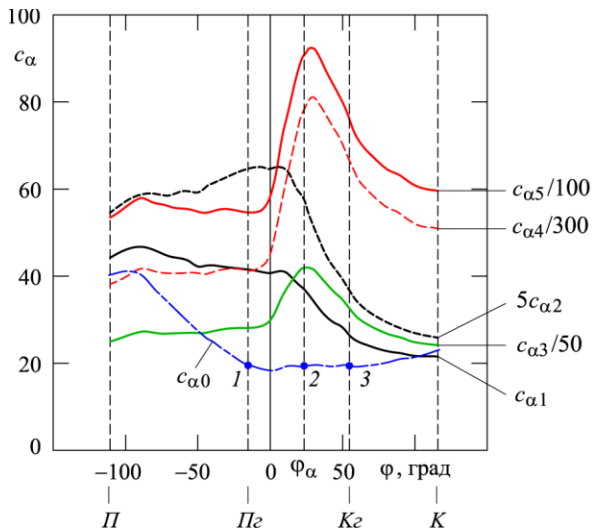


Рисунок 8 — Функції-множники

Зосередьмо увагу тільки на зоні горіння (йдеться знову про режим  $p_e = 0,45$  МПа, див. рис. 6). Вимагатимемо, щоб значення функцій-множника  $c_\alpha(\varphi)$  на початку процесу горіння палива, у мить  $\varphi = \varphi_\alpha$  найінтенсивнішої тепловіддачі і в кінці процесу горіння збігались. В такому разі можна буде умовно вважати, що функція-множник в зоні горіння є приблизно сталою. Цього можна досягти відповідно добираючи значення показників степеня  $m$  і  $n$ :

$$m = \frac{\begin{vmatrix} \ln \frac{\alpha_1}{\alpha_2} & \ln \frac{T_1}{T_2} \\ \ln \frac{\alpha_1}{\alpha_3} & \ln \frac{T_1}{T_3} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \ln \frac{p_1}{p_2} & \ln \frac{T_1}{T_2} \\ \ln \frac{p_1}{p_3} & \ln \frac{T_1}{T_3} \end{vmatrix}}, \quad n = \frac{\begin{vmatrix} \ln \frac{p_1}{p_2} & \ln \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \\ \ln \frac{p_1}{p_3} & \ln \frac{\alpha_1}{\alpha_3} \end{vmatrix}}{\begin{vmatrix} \ln \frac{p_1}{p_2} & \ln \frac{T_1}{T_2} \\ \ln \frac{p_1}{p_3} & \ln \frac{T_1}{T_3} \end{vmatrix}},$$

де 1, 2, 3 — індекси, що позначають значення параметрів  $\alpha$ ,  $p$ ,  $T$ , відповідні митям початку горіння, найінтенсивнішої тепловіддачі, кінця горіння. Виявляється,  $m = 1,1516$  і  $n = -0,2214$ , а функція-множник відображається кривою  $c_\alpha = c_{\alpha 0}(\varphi)$  (на рис. 8), що справді в зоні горіння є майже сталою (ординати точок 1, 2, 3 — однакові). Отримані значення показників степеня майже такі самі, як і в раніше добутому співвідношенні  $\alpha^*(\varphi) = c p^m(\varphi) T^n(\varphi)$  ( $m \approx 1,16$  і  $n \approx -0,23$ ; див. рис. 7). Отже в області згорання пальної суміші засоби апроксимації можна суттєво спростити, але точність апроксимації залишиться низькою за межами цієї області.

Але можна піти ще далі: відмовившись від фіксування сталих  $r$ ,  $m$  і  $n$ , визначати їх так,

щоб апроксимуючий та експериментальний графіки мали ще три спільні точки. Приміром, якщо вимагати, аби графіки мали разом шість спільних точок при  $\varphi = \varphi_\pi < 0$  (початок зони високого тиску),  $\varphi = \varphi_{\text{пр}} < 0$  (початок процесу горіння пальної суміші),  $\varphi = 0$  (верхня мертва точка),  $\varphi = \varphi_m$  (максимум коефіцієнта тепловіддачі),  $\varphi = \varphi_{\text{кр}}$  (кінець процесу горіння пальної суміші),  $\varphi = \varphi_\kappa$  (кінець зони високого тиску), то взагалі зникнуть об'єктивні підстави бути незадовольним якістю апроксимації.

Корисним у багатьох випадках є гармонічний аналіз. Можна вдаватися до застосування, приміром, рядів Фур'є (до Фур'є-аналізу і Фур'є-синтезу). Але пошук коефіцієнтів Фур'є ряду, породженого функцією  $\alpha = \alpha(\varphi)$ , методом, скажімо, Ойлера — Фур'є — надзвичайно складне завдання, яке не веде до теоретичних узагальнень. Натомість можна застосувати тригонометричне інтерполювання. Взагалі кажучи, існує безліч можливостей (способів) провести інтерполяційний аналіз. Але всі вони зазвичай не дають прийняттого результату. Можна навести такий дуже наочний приклад.

Хай бажано описати залежність  $\alpha = \alpha(\varphi)$  тригонометричною функцією

$$\alpha' = a_0 + a_1 \sin \varphi + a_2 \cos \varphi + a_3 \sin 2\varphi + a_4 \cos 2\varphi + a_5 \sin 3\varphi + a_6 \cos 3\varphi, \quad (28)$$

так щоби вона точно проходила через шість інтерполяційних вузлів 1, 2, 3, (4, 5), 6, 7, яким відповідають кути повороту вала двигуна  $\varphi_1 = -\pi/2$ ,  $\varphi_2 = -\pi/4$ ,  $\varphi_3 = 0$ ,  $\varphi_{4,5} = \varphi_\alpha = 0,13\pi$  (точка максимуму),  $\varphi_6 = \pi/4$ ,  $\varphi_7 = \pi/2$ , рис. 9. При цьому в точці (4, 5) має справжуватись ще й необхідна умова екстремуму

$$\frac{d\alpha'}{d\varphi}_{\varphi=\varphi_\alpha} = a_1 \cos \varphi_\alpha - a_2 \sin \varphi_\alpha + 2a_3 \cos 2\varphi_\alpha - 2a_4 \sin 2\varphi_\alpha + 3a_5 \cos 3\varphi_\alpha - 3a_6 \sin 3\varphi_\alpha = 0.$$

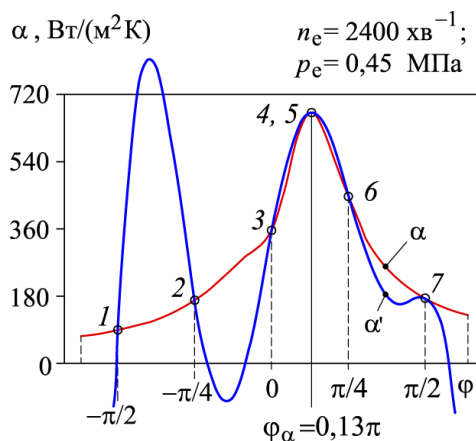
Наведений на рис. 9 системі вузлів і виразові (28) відповідає матричне рівняння

$$\begin{pmatrix} 1 & -1 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 \\ 1 & -\sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 & -1 & 0 & -\sqrt{2}/2 & -\sqrt{2}/2 \\ 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 1 & 0,3971 & 0,9178 & 0,7290 & 0,6845 & 0,9409 & 0,3387 \\ 0 & 0,9178 & -0,3971 & 1,3691 & -1,4579 & 1,0162 & -2,8226 \\ 1 & \sqrt{2}/2 & \sqrt{2}/2 & 1 & 0 & \sqrt{2}/2 & -\sqrt{2}/2 \\ 1 & 1 & 0 & 0 & -1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 89,7 \\ 169,3 \\ 356,4 \\ 671,5 \\ 0 \\ 447,3 \\ 174,8 \end{pmatrix},$$

розв'язком якого є вектор коефіцієнтів

$$\begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \\ a_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2593,22 \\ 956,06 \\ 4889,25 \\ -1182,98 \\ -2725,47 \\ 913,51 \\ 785,84 \end{pmatrix}.$$

Отож інтерполяційну залежність (28) на рис. 9 відобразитиме графік  $\alpha' = \alpha'(\varphi)$ , який ну ніяк не можна вважати задовільною чи прийнятною апроксимацією.



**Рисунок 9** — Приклад тригонометричної інтерполяції

Звісно, задуманий інтерполяційний акт можна здійснити багатьма іншими способами — змінюючи розташування вузлів, збільшуючи їх кількість, добираючи кратність аргументу  $\varphi$  в тригонометричних функціях виразу (28)... Завдяки цьому можна, звісно, досягнути значно більшої точності апроксимації, але такого штибу рутинна все одно не наблизитиме до теоретичної загальності. Збіжність хоч якого апроксимаційного ряду в цьому випадку залиша-

ється проблематичною. А відтак емпіричний пошук фундаментального закону навряд чи досягне успіху. Мабуть все-таки коефіцієнт тепловіддачі — «поганий» емпіричний параметр «невдало» аналітично відображеного закону тепловіддачі. А тому без внесення в модель теплоспоживання/тепловіддачі елементів натурності не обійтись.

**Резюме.** Незважаючи на загалом надзвичайно складне явище теплообміну, теплопередачі, тепловіддачі все ж в робочому просторі двигуна внутрішнього згорання складаються такі умови, що дозволяють покладатись на відносно прості модельні описи.

Теплопередача в циліндрі двигуна швидкого внутрішнього згорання між газом та стінкою простору згорання виникає переважно внаслідок вимушеної конвекції. Власне в двигунах, що працюють за циклом Отто, теплопередача внаслідок випромінювання під час згорання пального взагалі є незначною через те, що (на відміну від дизельного двигуна) в просторі згорання не виникають в значній кількості розжарені тверді частинки, а самі по собі гази як випромінювачі в порівнянні з вимушеною турбулентною конвекцією можуть переносити відносно малу кількість теплоти, яку брати до уваги загалом навряд чи є сенс.

Чи не за основний об'єкт дослідження часто править коефіцієнт тепловіддачі. Запропоновано дуже багато емпіричних залежностей для обчислення цього коефіцієнта. Кожна з них має свій рівень універсальності та свої межі застосовності за рівнем адекватності. Переважно універсальність та адекватність не є взаємосупротивними характеристиками якості емпіричних співвідношень. А тому, вивчаючи певну множину режимів роботи двигуна, бажано залучати до математичного й експериментального апарату дослідження такі аналітично відображені емпіричні співвідношення, які в межах цієї множини залишались незмінними за структурою та значеннями своїх основних параметрів.

Рівняння вимушеної конвекції традиційно засноване на співвідношенні подібності  $Nu = C Re^m Pr^n$  між критеріями Нусельта (Nusselt)  $Nu$ , Рейнольдса (Reynolds)  $Re$ , Прандтля (Prandtl)  $Pr$ ;  $C, n, m$  — сталі. G. Woschni з'ясував, що прийнятними є значення показників степеня  $m=0,78$  та  $n=0,33$ . Але загалом виявилось, що хороші результати моделювання можна отримати на основі експериментальної інформації про перебіг тиску і середньої температури в циліндрі двигуна, приймаючи  $n=1/3$  та для кожного режиму роботи двигуна своє значення  $m$  з діапазону  $3/4 < m < 4/5$ . Це підтверджують приклади модельного відтворення змі-



ни коефіцієнта тепловіддачі від кута повороту вала двигуна за різних навантажень.

Подальші дослідження повинні б показати у якій мірі висунуті емпіричні співвідношення можна поширити на двигуни іншого штибу. Звісно, існують реальні перспективи удосконалення емпіричних описів теплообміну, теплопередачі, тепловіддачі, пов'язані з покращенням опису турбулентності згоряння. Тож як тільки будуть отримані прийнятно якісні результати подальших глибших досліджень, можна буде відразу замінити емпіричні описи фізично обґрунтованими моделями.

### Перелік літератури:

1. Гащук П. М. Енергія та упорядкований рух. — Львів: Українські технології, 2004. — 608 с.
2. Гащук П., Богачик Ю. Аналітичні засоби моделювання процесів теплотворення-теплоспоживання в двигуні з яскровим запалюванням на ялових режимах його роботи // Проектування, виробництво та експлуатація автотранспортних засобів та автопоїздів. Праці Західного наукового центру Транспортної академії України. Т. 1. — Львів, 1995. — С. 34—51.
3. Гащук П., Богачик Ю. Особливості внутрішнього теплопереносу в двигуні з яскровим запалюванням за різних навантажень // Проектування, виробництво та експлуатація автотранспортних засобів і поїздів. Праці західного наукового центру Транспортної академії наук. Т. 2. — Львів, 1995. — С. 12—15.
4. Гащук П. М., Нікіпчук С. В., Богачик Ю. О. Натурно-машинні засоби в моделюванні термодинамічних процесів, що перебігають у двигунах внутрішнього згоряння / Вісник Державного університету "Львівська політехніка": динаміка, міцність та проектування машин і приладів. — № 354. — Львів, 1998. — С. 3—9.
5. Boulouchos, K.; Papadopoulos, S.: Zur Modellbildung des motorischen Verbrennungsablaufes. MTZ 38 (1984), S. 21—26.
6. Schröer, A.: Vorschlag einer Methode zur Berechnung der Stickoxid-Emission von Dieselmotoren. Dissertation, TU Braunschweig, 1975.
7. Ishida, M.; Ueki, H.; Yoshimura, Y.; Matsumura, N.: Studies on Combustion and Exhaust Emissions in a High Speed DI Diesel Engine. Society of Automotive Engineers Paper 901614. 2000. P.1—7.
8. Kraßnig, G.: Die Berechnung der Stickoxidbildung im Dieselmotor. Habilitationsschrift, TU Graz, 1976.
9. Eyzat, P.; Guibet, J. C.: A New Look at Nitrogen Oxides Formation in Internal Combustion Engines. SAE-Paper 680124. 1968. 20 p.
10. Lavoie, G. A.; Heywood, J. B.; Keck, J. C.: Experimental and Theoretical Study of Nitric Oxide Formation in Internal Combustion Engines. Combustion Science and Technology. 1970, Vol. 1, P. 313—326.
11. Kleinschmidt, W.: Untersuchung des Arbeitsprozesses und der NO-, NO<sub>2</sub>-, und CO-Bildung in Ottomotoren. Dissertation, RWTH Aachen, 1974.
12. Shaded, S. M.; Chiu, W. S.; Yumlu, V. S.: A Preliminary Model for the Formation of Nitric Oxide in Direct Injection Diesel Engines and its Application in Parametric Studies. SAE-Paper 730083.
13. Papadopoulos, S.: Reduktion der Stickoxidemissionen des direkteinspritzenden Dieselmotors durch Dieselölwasseremulsionen bzw. Wassereinspritzung. Dissertation, ETH Zürich, 1987.
14. Hohlbaum, B.: Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickstoffoxid-Bildung schnellauflaufender Hochleistungsdieselmotoren. Dissertation, TH Karlsruhe, 1992.
15. Brandstätter, W.; Killmann, I.: Computersimulation der Strömung, Gemischbildung und Verbrennung in Motoren. MTZ: Motortechn. Z., 49. 1988. №5. S. 177—178; 181—186.
16. Amsden, A. A.: KIVA: A Comprehensive Model for 2D and 3D Engine Simulation. Los Alamos National Laboratory, SAE Int. Congress, 1985
17. Pflaum, W.; Mollenhauer, K.: Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine. Wien, New York: Springer-Verlag, 1977.
18. Pischinger, R.; Kraßnig, G.; Taučar, G.; Sams, T.: Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine. Wien, New York: Springer-Verlag, 1989.
19. Nußelt, W.: Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine. Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Heft 264. Berlin: Springer-Verlag, 1923.
20. Eichelberg, G.: Some New Investigations on Old Combustion Engine Problems. Engineering, 1939, P. 463—466
21. Pflaum, W.: Der Wärmeübergang bei Dieselmotoren mit und ohne Aufladung. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Band 54 (1960). Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag, S. 39—64.
22. Wrona, R.: Rechenmodell zur elektronischen Berechnung der Kenngrößen eines mit Schichtladung betriebenen Ottomotors. MTZ 35 (1974), S. 8—13.
23. Djafari Valiollah, Duflo Jean, Jean-colas Michel. Etude sur le comportement a chaud des sables präfenrobäis, Fonderie, 1974, N 339, 409—422.
24. Pischinger, A.: Zur Frage der Wärmebelastung in Dieselmotoren. MTZ 15 (1955), S. 181—186.

25. Sitkei, K.: Beitrag zur Theorie der Wärmeüberganges im Motor. Konstruktion 14 (1962), S. 67—71

26. Annand, W.: Heat Transfer in The Cylinder of Reciprocating Internal Combustion Engines. Proc. Inst. Mech. Engrs., 1963, P. 973ff.

27. Woschni, G.: Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren. MTZ 31 (1970), S. 491—499.

28. Hohenberg, G.: Experimentelle Erfassung der Wandwärme von Kolbenmotoren. Habilitationsschrift, TU Graz, 1980.

29. Gaballah Ibrahim, Baranat Hussein. Ein Beitrag zur Benzteilung und Entwicklung von Kraftfahrzeug—Kühlsystem // MTZ. — 1980, 41, № 3, 107—108, 111—112.

30. Woschni G., Kolesa K., Bergbauer F., Huber K. Einfluss von Brennraumisolierungen auf dem Kraftstoffverbrauch und die Wärmeströme bei Dieselmotoren. // MTZ: Motortechn. Z., 1988, 49, No. 7—8, S. 281—285.

31. Isshiki Naotsugu, Nishiwaki Nobuhiko. Basic study on inside convective heat transfer of internal combustion engines. Heat Transfer, 1974, Vol. 2. Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokyo, 1974, Tokyo s.a., P. 344—348.

32. Ramchandani M., Whitehouse N. D. Heat transfer in a piston of a four stroke diesel engine. SAE Prepr., 1976, № 760007, 9 pp.

33. Woschni, G., Flieger, J., Experimentelle Bestimmung des örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten im Ottomotor. MTZ, Motortechnische Zeitschrift 42 (1981), H. 6, S. 229—234

34. Kraemer, St., Untersuchung zur Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung beim Ottomotor mit Benzin-Direkteinspritzung Fortschr. Ber. VDI Reihe 12, Nr. 353. Düsseldorf, VDI Verlag 1998, 116 Seiten

35. Harigaya Y., Toda F., Ohayagi S., Tsuji H. Surface temperature and wall heat flux in a spark-ignition engine under knocking and non-knocking conditions // SAE Techn. Pap. Ser", 1989, N 891795, pp. 369—378

36. Нікіпчук С. В. Визначення коефіцієнта теплопередачі в двигуні приводу пожежно-рятувального обладнання аналітичними засобами // Пожежна та техногенна безпека. Теорія, практика, інновації: Матеріали Міжнародної науково-практичної конференції (Львів: ЛДУ БЖД, 20—21 жовтня 2016). — Львів: Львівський державний університет безпеки життєдіяльності. — С. 433 — 435.

37. Гащук П. М., Нікіпчук С. В. Модельно-симуляційна технологія дослідження термодинамічних процесів у двигунах внутрішнього згоряння. 13-й міжнародний симпозіум українських інженерів-механіків у Львові: Тези доповідей.— Львів: Дослідно-видавничий центр Наукового

товариства імені Шевченка, 18-19 травня 2017.— С. 93—95.

### References:

1. Hashchuk, P. M. (2004). Energy and orderly movement. L'viv: Ukrainian technology. (in Ukr.)

2. Hashchuk, P. M.; Bogachik, Y. O. (1995). *Analytical means for simulation of heat production-heat consumption in an engine with a spark plug in firing modes of its operation*. Design, manufacture and operation of motor vehicles and trains: Proceedings of the Western Scientific Center of the Transport Academy of Ukraine, № 1, P. 34-51. (in Ukr.)

3. Gashchuk, P. M.; Bogachik, Y. O. (1995). *Peculiarities of internal heat transfer in the engine with ascorbic inflammation at different loads*. Design, manufacture and operation of motor vehicles and trains: Proceedings of the Western Scientific Center of the Transport Academy of Sciences, № 2, P. 12—15. (in Ukr.)

4. Hashchuk, P. M.; Nikipchuk, S. V.; Bohachyk, Yu. O. (1998). *Natural-machine tools in the simulation of thermodynamic processes in internal combustion engines*. L'viv: Bulletin of the State University "Lviv Polytechnic": Dynamics, strength and design of machines and instruments. № 354. P. 3—9. (in Ukr.)

5. Boulouchos, K.; Papadopoulos, S. (1984). *Zur Modellbildung des motorischen Verbrennungsablaufes*. MTZ 38, S. 21—26. (in D.)

6. Schröer, A. (1975). *Vorschlag einer Methode zur Berechnung der Stickoxid-Emission von Dieselmotoren*. Dissertation, TU Braunschweig. (in D.)

7. Ishida, M.; Ueki, H.; Yoshimura, Y.; Matsumura, N. (2000). *Studies on Combustion and Exhaust Emissions in a High Speed DI Diesel Engine*. Society of Automotive Engineers Paper 901614. P. 1—7.

8. Kraßnig, G. (1976). *Die Berechnung der Stickoxidbildung im Dieselmotor*. Habilitationsschrift, TU Graz. (in D.)

9. Eyzat, P.; Guibet, J. C. (1968). *A New Look at Nitrogen Oxides Formation in Internal Combustion Engines*. SAE-Paper 680124. 20 p.

10. Lavoie, G. A.; Heywood, J. B.; Keck, J. C. (1970). *Experimental and Theoretical Study of Nitric Oxide Formation in Internal Combustion Engines*. Combustion Science and Technology. Vol. 1, P. 313—326.

11. Kleinschmidt, W. (1974). Untersuchung des Arbeitsprozesses und der NO-, NO<sub>2</sub>-, und CO-Bildung in Ottomotoren. Dissertation, RWTH Aachen, (in D.)

12. Shaded, S. M.; Chiu, W. S.; Yumlu, V. S. A *Preliminary Model for the Formation of Nitric Oxide in Direct Injection Diesel Engines and its Application in Parametric Studies*. SAE-Paper 730083.

13. Papadopoulos, S. (1987). *Reduktion der Stickoxidemissionen des direkt einspritzenden Dieselmotors durch Dieselölwasseremulsionen bzw. Wassereinspritzung*. Dissertation, ETH Zürich. (in D.)
14. Hohlbaum, B. (1992). *Beitrag zur rechnerischen Untersuchung der Stickstoffoxid-Bildung schnelllaufender Hochleistungsdieselmotoren*. Dissertation, TH Karlsruhe. (in D.)
15. Brandstätter, W.; Killmann, I. (1988). *Computersimulation der Strömung, Gemischbildung und Verbrennung in Motoren*. MTZ: Motortechn. Z., 49. №5. S. 177–178, 181–186. (in D.)
16. Amsden, A. A. (1985). *KIVA: A Comprehensive Model for 2D and 3D Engine Simulation*. Los Alamos National Laboratory, SAE Int. Congress.
17. Pflaum, W.; Mollenhauer, K. (1977). *Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine*. Wien, New York: Springer-Verlag. (in D.)
18. Pischinger, R.; Kraßnig, G.; Taučar, G.; Sams, T. (1989). *Thermodynamik der Verbrennungskraftmaschine*. Wien, New York: Springer-Verlag. (in D.)
19. Nußelt, W. (1923). *Der Wärmeübergang in der Verbrennungskraftmaschine*. Forschungsarbeiten auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Heft 264. Berlin: Springer-Verlag. (in D.)
20. Eichelberg, G. (1939). *Some New Investigations on Old Combustion Engine Problems*. Engineering. P. 463–466.
21. Pfallum, W. (1960) *Der Wärmeübergang bei Dieselmotoren mit und ohne Aufladung*. Jahrbuch der Schiffbautechnischen Gesellschaft, Band 54. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag, S. 39–64. (in D.)
22. Wrona, R. (1974). *Rechenmodell zur elektronischen Berechnung der Kenngrößen eines mit Schichtladung betriebenen Ottomotors*. MTZ 35. S. 8–13. (in D.)
23. Djafari, Valiollah; Dufloy, Jean; Jeancolas, Michel. (1974). *Etude sur le comportement a chaud des sables pruenrobüs*. Fonderie. № 339. P. 409–422. (in F.)
24. Pischinger, A. (1955). *Zur Frage der Wärmebelastung in Dieselmotoren*. MTZ 15. S. 181–186. (in D.)
25. Sitkei, K. (1962). *Beitrag zur Theorie der Wärmeüberganges im Motor*. Konstruktion 14. S. 67–71. (in D.)
26. Annand, W. (1963). *Heat Transfer in The Cylinder of Reciprocating Internal Combustion Engines*. Proc. Inst. Mech. Engrs. 973 p.
27. Woschni, G. (1970). *Die Berechnung der Wandverluste und der thermischen Belastung der Bauteile von Dieselmotoren*. MTZ 31, S. 491–499. (in D.)
28. Hohenberg, G. (1980). *Experimentelle Erfassung der Wandwärme von Kolbenmotoren*. Habilitationsschrift, TU Graz. (in D.)
29. Gaballah, Ibrahim; Baranat, Hussein. (1980). *Ein Beitrag zur Benzteilung und Entwicklung von Kraftfahrzeug—Kühlsystem*. MTZ 41, № 3, S. 107–108, 111–112. (in D.)
30. Woschni, G.; Kolesa, K.; Bergbauer, F.; Huber, K. (1988). *Einfluss von Brennraumisolierungen auf dem Kraftstoffverbrauch und die Wärmeströme bei Dieselmotoren*. MTZ: Motortechn. Z. 49, №. 7–8, S. 281–285. (in D.)
31. Isshiki, Naotsugu; Nishiwaki, Nobuhiko. (1974). *Basic study on inside convective heat transfer of internal combustion engines*. Heat Transfer. Vol. 2. Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf. Tokyo. P. 344–348.
32. Ramchandani, M.; Whitehouse, N. D. (1976). *Heat transfer in a piston of a four stroke diesel engine*. SAE Prepr. № 760007, 9 p.
33. Woschni, G.; Flieger, J. (1981). *Experimentelle Bestimmung des örtlich gemittelten Wärmeübergangskoeffizienten im Ottomotor*. MTZ: Motor-technische Zeitschrift 42, № 6, S. 229–234. (in D.)
34. Kraemer, St. (1998). *Untersuchung zur Gemischbildung, Entflammung und Verbrennung beim Ottomotor mit Benzin-Direkteinspritzung Fortschr. Ber. VDI Reihe 12. №. 353. Düsseldorf, VDI Verlag. 116 s. (in D.)*
35. Harigaya, Y.; Toda, F.; Ohyagi, S.; Tsuji, H. *Surface temperature and wall heat flux in a spark-ignition engine under knocking and non-knocking conditions*. (1989). SAE Techn. Pap. Ser. № 891795. P. 369–378.
36. Nikipchuk, S. V. (2016). *Determination of the coefficient of heat transfer in the engine of the drive of fire and rescue equipment by analytical means*. Scientific and Practical Conf. Fire and technogenic safety. Theory, practice, innovations. Lviv, Ukraine. October 20-21, 2016. P. 433-435. (in Ukr.)
37. Hashchuk, P. M.; Nikipchuk, S. V. (2017). *Model-simulation technology of the study of thermodynamic processes in internal combustion engines*. 13-th Int. Symposium of Ukrainian Mechanical Engineers. Lviv, Ukraine. May 18-19, 2017. P. 93-95. (in Ukr.)

P. M. Hashchuk, S. V. Nikipchuk

## MODELING OF HEAT EXCHANGE PROCESSES EXPECTING IN CYLINDERS OF THE INTERNAL COMBUSTION ENGINES

The general principles of model reflection of working processes in the internal combustion engine are investigated. Like that intramolecular (chemically effective), molecular (thermodynamically active) or macroscopic (ordered by external manifestation) motion in substances causes mass transfer - diffusion, impulse transfer - viscosity, as well as they form the transfer of energy of disordered motion - heat-exchanging. By tying the phenomena of mass, momentum and energy transfer with molecular, intraocular and ordered motions, respectively, the leading, radial and convection components of each of these phenomena can be distinguished. Due to the common condition, diffusion, viscosity, heat transfer are interconnected phenomena and play a decisive role in processes passing through cylinders of the internal combustion engine. Therefore, they together should have been subject to some general harmonious theory of motion and energy exchange, which is based on the uniform physical and mathematical principles of environmental reflection. However, today such a theory does not exist. Because of this, in the study of heat exchange processes in the internal combustion engines we have to move, relying heavily on the principles of empiricism.

In spite of the extremely complex phenomenon of heat transfer, the internal combustion engine in the working space of the engine is such that it allows us to rely on relatively simple model descriptions based on the principles of empiricism.

The purpose of the work — based on the principles of the theory of similarity, to justify the possibility of adequate reflection and formalized generalization of experimentally identified information about the laws of the flow of heat transfer processes in the engines of Otto (the engine of rapid internal combustion).

The main object of empirical research is the coefficient of heat transfer. Only meaningful transparency and ease of use can be explained by the fact that so far this concept is widely used, although it is completely motivated can be replaced by a more general dimensionless characteristic. A great deal of empirical dependencies are proposed for calculating this coefficient. Each of them has own level of universality and it is applicability limits for adequacy. Generally, universality and adequacy are not mutually conductive characteristics of the quality of empirical relationships. That is why studying a certain set of engine operating modes, it is desirable to involve in the mathematical and experimental apparatus of research, such analytically displayed empirical relationships, which within this set remained unchanged by the structure and values of its main parameters.

Heat transfer in the cylinder of the engine of rapid internal combustion between the gas and the wall of the combustion space occurs mainly due to forced convection. Actually in the engine operating on the Otto cycle, the heat transfer as a result of radiation in the course of fueling is generally negligible because (unlike a diesel engine), in the projectile of combustion, there is not a significant amount of fired particles of soot, and by themselves, gases as emitters, as compared to forced turbulent convection, can tolerate a relatively small amount of heat, which is unlikely to be taken into consideration in general.

Equation of forced convection is traditionally based on a similarity relationship  $Nu = C Re^m Pr^n$  between criteria Nusselt (Nu), Reynolds (Re), Prandtl (Pr);  $C, n, m$ , — constant. G. Woschni found out that the values of the degrees of power are acceptable  $m = 0,78$  and  $n = 0,33$ . But in general it turned out that good simulation results can be obtained on the basis of experimental information on the flow of pressure and average temperature in the engine cylinder, taking  $n = 1/3$  and for each mode of operation of the engine its meaning  $m$  from the range  $3/4 < m < 4/5$ . Examples of model reproduction of the change in the coefficient of heat output from the angle of rotation of the motor shaft for different loads are given.

**Keywords:** internal combustion engine, heat emission, modelling, similarity