

УДК 536.6 : 631.362

DOI: 10.18372/2310-5461.38.12832

Бабак В. П., член-кор. НАН України, заст. директора з наукової роботи,
Інститут технічної теплофізики НАН України,
e-mail: vdoe@ukr.net
<https://orcid.org/0000-0002-9066-4307>

Ковтун С. І., к. т. н., старший науковий співробітник
Інститут технічної теплофізики НАН України,
e-mail: KovtunSI@nas.gov.ua
<https://orcid.org/0000-0002-6596-3460>

Хайдуров В. В., викладач кафедри комп'ютерних наук,
ПВНЗ «Київський міжнародний університет»,
e-mail: allif0111@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0002-4805-8880>

Щербак Л. М., д-р техн. наук, проф., зав. кафедри комп'ютерних наук
ПВНЗ «Київський міжнародний університет»,
e-mail: prof_scherbak@ukr.net
<https://orcid.org/0000-0002-1536-4806>

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ТЕПЛООБМІНУ В ЗАМКНЕНІЙ СИСТЕМІ З ДЗЕРКАЛЬНИМИ ТА ДИФУЗНИМИ ПОВЕРХНЯМИ

Вступ

Сьогодні за сучасних теплофізичних дослідженнях все частіше виникає необхідність у вимірюваннях такої фізичної величини як поверхнева густина теплового потоку. За її величиною судять про інтенсивність і напрямок протікання процесів теплообміну.

Так, поверхнева густина теплового потоку є інформативною характеристикою контролю локальних тепловтрат та визначення якості теплоізоляції трубопроводів, котельного обладнання, проведення моніторингу теплового стану об'єктів у будівельній галузі, аерокосмічній, медичній тощо [1; 2].

Контроль інтегральних тепловтрат об'єктів енергетики під час експлуатації та пожежні випробування [3; 4] супроводжується інтенсивним процесом теплообміну, за яких значення поверхневої густини теплового потоку сягають 200 порядку кВт/м².

Для контролю цих параметрів застосовують засоби вимірювання, які мають бути відкалібровані також у кіловатному діапазоні.

Аналіз останніх досліджень і публікацій

Калібрування засобів вимірювання теплового потоку за високоінтенсивного теплообміну переважно проводять радіаційним способом. Відтворення одиниці вимірювання поверхневої густини теплового потоку при цьому відбувається шляхом індукування теплової енергії джерелами теплового випромінювання. Останніми можуть слугувати різні варіанти виконання моделі абсолютно чорного тіла [5] або випромінювачі у інфрачервоній області спектру [6].

Так, у США в системах радіаційного калібрування застосовують, головним чином, випромінювачі типу абсолютно чорного тіла різної конфігурації (розробки NIST (США) [7]. Модель випромінювача сферичної форми застосовують для калібрування датчиків Гардона, Шмідта-Боелтера і приймачів теплового випромінювання, що застосовуються при вогневих випробуваннях, у діапазоні значень потоку теплового випромінювання від 2 кВт/м² до 100 кВт/м². За допомогою випромінювача як трубчастої моделі абсолютно чорного тіла створюють потоки теплового випромінювання до 50 кВт/м².

Мета статті та постановка завдання

Представлена робота спрямована на дослідження теплообміну у вимірювальній камері з радіаційним способом формування теплового потоку, у якій проводять калібрування засобів вимірювання, шляхом оцінки однорідності розподілу поверхневої густини теплового потоку на теплосприймальній поверхні випромінювача при відтворенні одиниці вимірювання високої інтенсивності.

Виклад основного матеріалу

Як теоретичну узагальнену модель знаходження значень вимірюваних величин у праці [8] запропоновано векторне випадкове поле, як багатовимірну функцію невизначеності, просторово-часові характеристики і параметри якої є основними предметами вимірювань. Компоненти моделі описують характерні зміни динаміки значень вимірювальної величини у просторі і часі. Із застосуванням даного підходу, конструктивна модель теплообміну для визначення просторово-часових характеристик теплових полів представлена адитивною сумішшю компонент виду:

$$\begin{aligned}
 H(\bar{\omega}; \bar{\mathbf{r}}_1; t) &= \\
 &= \left[Q(\bar{\mathbf{r}}_1, t) \left| \xi_0(\omega_0, \bar{\mathbf{r}}_0, t_0) + \xi(\omega_1, \bar{\mathbf{r}}_1, t) \right. \right] I(\bar{\mathbf{r}}_1, t), \\
 \bar{\omega} &= (\omega_0, \omega_1), \quad \bar{\omega} \in \bar{\Omega}, \omega_0 \in \Omega_0, \omega_1 \in \Omega, \\
 \bar{\mathbf{r}}_0, \bar{\mathbf{r}}_1 &= (x, y, z) \in G \subseteq R^3, \quad t \in T, \quad (1)
 \end{aligned}$$

де $Q(\bar{\mathbf{r}}_1, t)$ — детермінована трендова компонента, яка залежно від специфіки фізичної природи процесу теплообміну (молекулярного, конвективного чи радіаційного) з врахуванням початкових і граничних випадкових умов $\xi_0(\omega_0, \bar{\mathbf{r}}_0, t_0)$, описується відповідними законами теплопередавання (Фур'є, Ньютона-Ріхмана, Стефана-Больцмана та ін.); $\xi(\omega_1, \bar{\mathbf{r}}_1, t)$ — сумарне випадкове поле, що характеризує зміни значень величин на протязі всього процесу вимірювань, зумовлені впливом сукупності стохастичних чинників; $I(\bar{\mathbf{r}}_1, t)$ — індикаторна функція:

$$I(\bar{\mathbf{r}}_1, t) = \begin{cases} 1, & \bar{\mathbf{r}}_1 \in G, t \in T, \\ 0, & \bar{\mathbf{r}}_1 \notin G, t \notin T, \end{cases} \quad (2)$$

яка адаптує модель (1) до конкретних просторових і часових аргументів реалізації процесу вимірювання.

Для реалізації процесу відтворення одиниці вимірювання високої інтенсивності розглядається вимірювальна комірка, що являє собою замкнутий простір, утворений двома дифузно випромінювальними поверхнями: джерела та стоку теплової енергії, а також захисного екрану,

що складається з чотирьох плоских дзеркальних поверхонь. Точність вимірювання в пристроях такого типу залежить як від ступеня напівсферичності падаючого випромінювання, так і від рівномірності розподілу значень густини теплового потоку, що надходить на тепловідвід. Однак, унаслідок замкнутості простору і певних граничних умов, поля температури і теплового потоку зазнають спотворення, які не повинні поширюватися на площу чутливої зони засобу вимірювання. Тобто повинна існувати зона, у якій густина теплового потоку є однорідною. Розміри цієї зони залежать у кожному конкретному випадку від багатьох чинників як геометричних, так і теплових.

На рис. 1 наведена 2D модель вимірювальної комірки пристрою. Випромінювач разом з екраном утворюють порожнину, що має форму прямокутного паралелепіпеда, на всіх поверхнях якого підтримується постійна температура T .

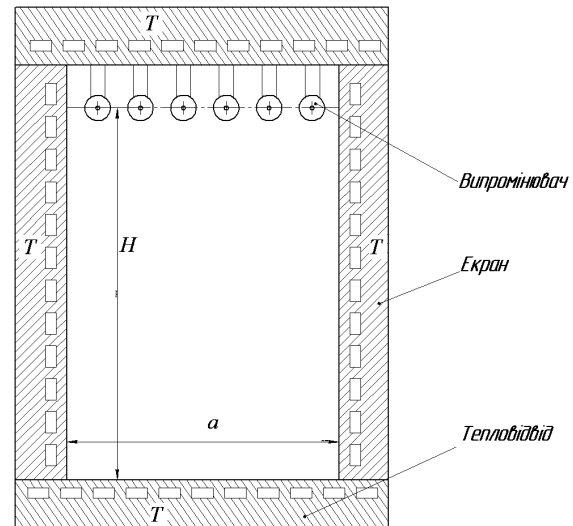


Рис. 1. Двовимірний модель вимірювальної комірки пристрою, що реалізує радіаційний метод відтворення теплового потоку високої інтенсивності

Внутрішня поверхня порожнини виконана з полірованого алюмінію, тепловідвід з алюмінієвого сплаву. Джерелом випромінювання є галогенні лампи розжарювання, що генерують потік теплового випромінювання в ближній інфрачервоній області спектру.

Для розрахунку теплообміну випромінюванням та оцінювання ступеня рівномірності теплового поля на поверхні тепловідводу необхідно знати, яка частина теплової енергії, що випромінюється однією поверхнею (у нашому випадку, лампами), потрапляє на іншу поверхню (тепловідвід). Для дифузно випромінюючих та відбиваючих поверхонь ця інформація цілком може бути отримана на підставі розрахунку кутових коефіцієнтів випромінювання, а для поверхонь, що

дзеркально відбивають, необхідно визначити так званий роздільний кутовий коефіцієнт теплового випромінювання з врахуванням багатократного перевідбиття від поверхонь системи [9].

Роздільний кутовий коефіцієнт теплового випромінювання для замкненої системи розраховується за формулою:

$$\Phi = \varphi_0 + \sum_{i=1}^4 r_i \varphi_{i-1}, \quad (3)$$

де φ_0 — кутовий коефіцієнт випромінювання між поверхнею площини, у якій розміщено лампи, та поверхнею тепловідводу; r_i — коефіцієнт відбиття i -ої поверхні екрану; φ_{i-1} — кутові коефіцієнти випромінювання між i -ою поверхнею екрану та поверхнею тепловідводу.

Розподіл кутових коефіцієнтів при поширенні теплового випромінювання від поверхні площини, в якій розміщено лампи, до поверхні тепловідводу розраховується на основі виразу:

$$\varphi_0 = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{a/H}{\sqrt{1+(a/H)^2}} \arctg \left(\frac{b/H}{\sqrt{1+(a/H)^2}} \right) + \frac{b/H}{\sqrt{1+(b/H)^2}} \arctg \left(\frac{a/H}{\sqrt{1+(b/H)^2}} \right) \right], \quad (4)$$

де a — відстань, на яку зміщена елементарна площадка на поверхні тепловідводу від бічної поверхні.

Розподіл локальних значень кутових коефіцієнтів випромінювання внутрішньої поверхні екрану висотою H , що має в основі квадрат, знаходиться для випадку теплообміну між поверхнею тепловідводу та кожної з чотирьох бокових граней розраховується згідно з виразом:

$$\varphi_{i-1} = \frac{1}{2\pi} \left[\arctg \left(\frac{1}{c/b} \right) - \frac{c/b}{\sqrt{(H/b)^2 + (c/b)^2}} \times \arctg \left(\frac{1}{\sqrt{(H/b)^2 + (c/b)^2}} \right) \right], \quad (5)$$

де c — відстань, на яку зміщена елементарна площадка на поверхні тепловідводу від бічної поверхні екрану; b — ширина внутрішньої поверхні екрану.

На рис. 2 наведені результати розрахунків, отримані за формулами (4)—(5), розподілу в радіальному напрямку значення кутових коефіцієнтів випромінювання при варіації відносної висоти порожнини випромінювача. З представлених результатів для порожнини з висотою екрану $H = 170$ мм та стороною квадрату в основі 120 мм, з урахуванням, що всі бокові поверхні мають однакову геометрію та теплофізичні характеристики (зокрема $r_i = 0,92$), отримано значення кутових коефіцієнтів, які становлять: $\varphi_0 = 0,11$; $\varphi_{i-1} = 0,096$; $\Phi = 0,484$.

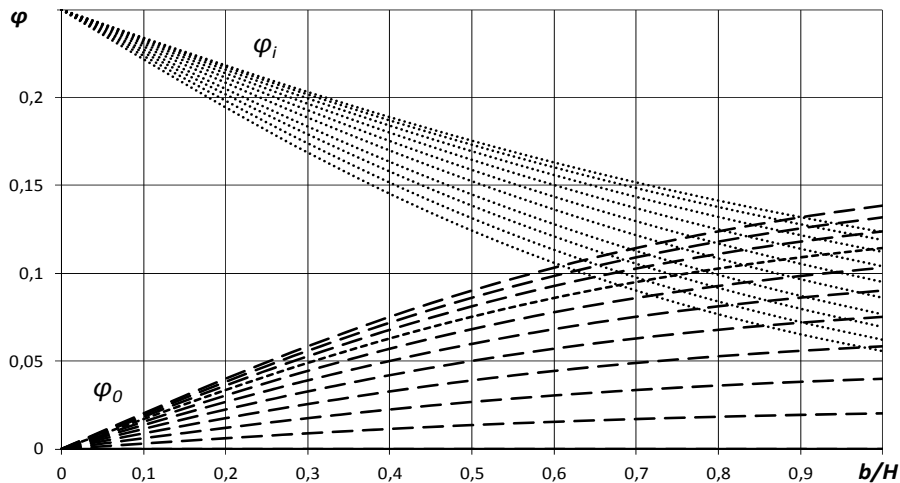


Рис. 2. Графіки розподілу значень кутових коефіцієнтів випромінювання по поверхні тепловідводу при варіації відносної висоти порожнини випромінювача

Математична постановка завдання

Під час математичного моделювання дане завдання зводиться до розв'язання прямої задачі нелінійної термодинаміки, що описується рівняннями загальної передачі тепла та системою рівнянь Нав'є–Стокса у деякій розрахунковій області:

$$X = x/L_x, Y = y/L_y, Z = z/L_z, \tau = t/t_0;$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U_x \frac{\partial \Omega}{\partial X} + U_y \frac{\partial \Omega}{\partial Y} + U_z \frac{\partial \Omega}{\partial Z} = \frac{1}{\sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} \right) + \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \frac{\partial \Theta}{\partial Y};$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} &= -\Omega; \\ \frac{\partial \Theta}{\partial \tau} + U_x \frac{\partial \Theta}{\partial X} + U_y \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + U_z \frac{\partial \Theta}{\partial Z} &= \\ &= \frac{1}{\text{Pr} \sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right), \end{aligned} \quad (6)$$

де x, y, z — реальні координати розрахункової області у виразі (6); X, Y, Z — безрозмірні координати розрахункової області у виразі (6); L_x, L_y, L_z — лінійні розміри розрахункової області; t_0 — масштаб часу; τ — безрозмірна величина часу; Θ — безрозмірна температура; Pr — число Прандтля; Gr — число Грасгофа; Ω — безрозмірний аналог вектора вихору; Ψ — безрозмірний аналог функції струму; U_x, U_y, U_z — компоненти швидкості руху газу у внутрішній частині розрахункової області.

Відтворення потоку теплового випромінювання розглядається як стаціонарний процес. Тоді вираз (6) набуде виду:

$$\begin{aligned} X &= x/L_x, \quad Y = y/L_y, \quad Z = z/L_z; \\ U_x \frac{\partial \Omega}{\partial X} + U_y \frac{\partial \Omega}{\partial Y} + U_z \frac{\partial \Omega}{\partial Z} &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial Z^2} \right) + \frac{\partial \Theta}{\partial X} + \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \\ \frac{\partial^2 \Psi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} &= -\Omega; \\ U_x \frac{\partial \Theta}{\partial X} + U_y \frac{\partial \Theta}{\partial Y} + U_z \frac{\partial \Theta}{\partial Z} &= \\ &= \frac{1}{\text{Pr} \sqrt{Gr}} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial Z^2} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Для повноти постановки прямої задачі термодинаміки (7) потрібно задати граничні умови. Спочатку опишемо граничні умови для температури.

У найпростішому випадку — це умови першого роду (умови Дирихле) на границі досліджуваної області:

$$\begin{aligned} \Theta(0, Y, Z) &= \Theta_1(Y, Z), \quad \Theta(1, Y, Z) = \Theta_2(Y, Z), \\ \Theta(X, 0, Z) &= \Theta_3(X, Z), \quad \Theta(X, 1, Z) = \Theta_4(X, Z), \\ \Theta(X, Y, 0) &= \Theta_5(X, Y), \quad \Theta(X, Y, 1) = \Theta_6(X, Y). \end{aligned} \quad (8)$$

де $\Theta_i, i = \overline{1,6}$ — розподіл значень температури на відповідній границі області.

У деяких випадках потрібно враховувати значення теплового потоку на границі розрахункової області. Ця умова є умовою другого роду — умова Неймана. У такому випадку граничну умову можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(0,Y,Z)} &= q_1(Y, Z), \quad \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(1,Y,Z)} = q_2(Y, Z); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,0,Z)} &= q_3(X, Z), \quad \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,1,Z)} = q_4(X, Z); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \Big|_{(X,Y,0)} &= q_5(X, Y), \quad \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \Big|_{(X,Y,1)} = q_6(X, Y). \end{aligned} \quad (9)$$

Тут $q_i, i = \overline{1,6}$ — розподіл значень температури на границі розрахункової області.

Коли на границі області не можна обмежитися лише значенням на цій границі або тепловим потоком на ній, тоді можна задати умову третього роду на границі геометрії. Умова такого роду впливає з ряду фізико-технічних постановок задачі, наприклад, присутній теплообмін з навколишнім середовищем. У такому випадку для кожної границі області їх можна записати у такому вигляді:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(0,Y,Z)} &= h(\Theta_1(Y, Z) - \Theta(0, Y, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(1,Y,Z)} &= h(\Theta_2(Y, Z) - \Theta(1, Y, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,0,Z)} &= h(\Theta_3(X, Z) - \Theta(X, 0, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,1,Z)} &= h(\Theta_4(X, Z) - \Theta(X, 1, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \Big|_{(X,Y,0)} &= h(\Theta_5(X, Y) - \Theta(X, Y, 0)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \Big|_{(X,Y,1)} &= h(\Theta_6(X, Y) - \Theta(X, Y, 1)). \end{aligned} \quad (10)$$

Тут коефіцієнт h залежить від теплофізичних властивостей матеріалу.

У більшості завдань тепло- та масоперенесення присутня передача тепла за рахунок теплового випромінювання. Для опису граничних умов у такому випадку використовують закон Стефана-Больцмана:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(0,Y,Z)} &= h_2(\Theta_1^4(Y, Z) - \Theta^4(0, Y, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial X} \Big|_{(1,Y,Z)} &= h_2(\Theta_2^4(Y, Z) - \Theta^4(1, Y, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,0,Z)} &= h_2(\Theta_3^4(X, Z) - \Theta^4(X, 0, Z)); \\ \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \Big|_{(X,1,Z)} &= h_2(\Theta_4^4(X, Z) - \Theta^4(X, 1, Z)); \end{aligned} \quad (11)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right|_{(X,Y,0)} = h_2 (\Theta_5^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,0));$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Z} \right|_{(X,Y,1)} = h_2 (\Theta_6^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,1)).$$

При вирішенні науково-технічних завдань, де потрібно враховувати всі типи передачі тепла, граничні умови мають вигляд:

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{(0,Y,Z)} = q_1(Y,Z) + h_1 (\Theta_1^4(Y,Z) - \Theta^4(0,Y,Z)) + h_2 (\Theta_1^4(Y,Z) - \Theta^4(0,Y,Z));$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial X} \right|_{(1,Y,Z)} = q_2(Y,Z) + h_1 (\Theta_2^4(Y,Z) - \Theta^4(1,Y,Z)) + h_2 (\Theta_2^4(Y,Z) - \Theta^4(1,Y,Z));$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{(X,0,Z)} = q_3(X,Z) + h_1 (\Theta_3^4(X,Z) - \Theta^4(X,0,Z)) + h_2 (\Theta_3^4(X,Z) - \Theta^4(X,0,Z));$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{(X,1,Z)} = q_4(X,Z) + h_1 (\Theta_4^4(X,Z) - \Theta^4(X,1,Z)) + h_2 (\Theta_4^4(X,Z) - \Theta^4(X,1,Z)); \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{(X,Y,0)} = q_5(X,Y) + h_1 (\Theta_5^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,0)) + h_2 (\Theta_5^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,0));$$

$$\left. \frac{\partial \Theta}{\partial Y} \right|_{(X,Y,1)} = q_6(X,Y) + h_1 (\Theta_6^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,1)) + h_2 (\Theta_6^4(X,Y) - \Theta^4(X,Y,1)).$$

Оскільки нам необхідно отримати вплив ламп, які розташовані в межах розрахункової області на теплове поле, нам необхідно задати внутрішні умови. Вони записуються так:

$$\Theta|_{\Gamma_i} (X,Y,Z) = \Theta_{C_i}, (X,Y,Z) \in D_i,$$

$$D_i \cap D_j = \emptyset, i \neq j, i, j = \overline{1, N}, \quad (13)$$

де D_i — непересічні області простору розрахункової області, де знаходяться внутрішні джерела тепла — лампи; Γ_i — границі областей внутрішніх теплових джерел; Θ_{C_i} — температура границі i -го внутрішнього теплового джерела тепла.

Після того, як обрані граничні (внутрішні та зовнішні) умови, перейдемо до обрання граничних умов для Ψ . На границях області маємо такі умови:

$$\Psi|_{\Gamma} = \frac{\partial \Psi}{\partial n}|_{\Gamma} = 0. \quad (14)$$

Рівняння (7)–(14) є повною математичною моделлю науково-технічної задачі, що розглядається в рамках даної роботи.

Розрахункова частина

Описане у роботі завдання реалізовано у прикладному програмному пакеті моделювання Comsol Multiphysics 5.3.

Областю розрахунку є прямиий паралелепіпед з розмірами $a = 0,12$ м, $b = 0,12$ м, $c = 0,19$ м. Внутрішній об'єм паралелепіпеда заповнено повітрям. Усередині розрахункової області розташовано шість внутрішніх нагрівників у формі циліндра (рис. 3) з постійною температурою на їх стінках $T_{internal_bound} = 3200$ К. Потрібно розрахувати розподіл температурного поля на поверхні нижньої грані паралелепіпеда за умови, що на стінках області розрахунку підтримується постійна температура $T_{external_bound} = 300$ К. Тепловий потік від внутрішнього джерела (ламп) складає 445 кВт/м². Ця величина разом із температурою $T_{internal_bound}$ і задають внутрішні граничні умови виду (12) на стінках ламп. Зовнішні граничні умови задаються також через умови виду (12). Протягом проведення експерименту було використані такі значення коефіцієнтів: $\epsilon_{lateral} = 0,08$, $\epsilon_{top} = 0,79$, $\phi_{lateral} = 0,096$, $\phi_{top} = 0,11$, $h_{lateral} = 0,05$, $h_{top} = 0,5$.

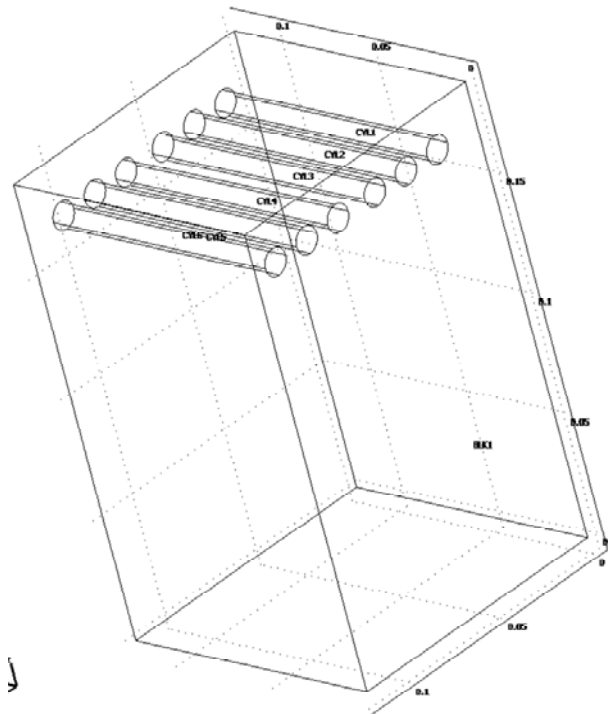


Рис. 3. Геометрія області розрахунку із внутрішніми джерелами тепловиділення

Розв'язок подібних задач знаходиться завжди чисельно. Його найкраще проводити з використанням методу скінченних елементів, оскільки за

його допомогою можна покрити геометрію довільної форми елементами. На рис. 4 представлено покриття геометрії завдання кінцевими елементами, а на рис. 5 представлені основні характеристики сітки, яка була використана при чисельному розрахунку даної задачі.

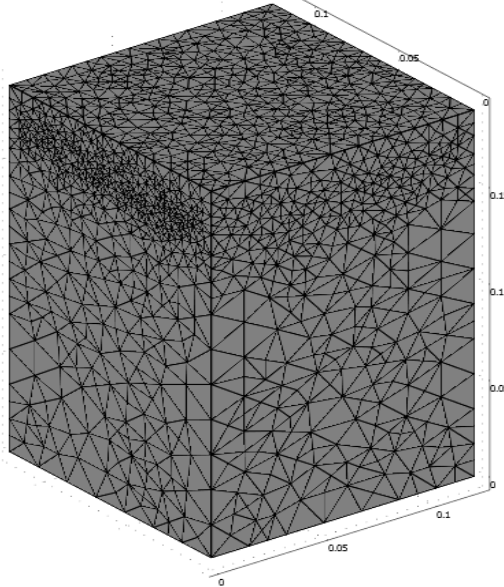


Рис. 4. Покриття геометрії розглянутого завдання кінцевими елементами

Слід відмітити, що метод скінченних елементів має ряд переваг перед іншими методами розв'язку дискретних аналогів розв'язку математичних моделей, які описуються диференціальними рівняннями математичної фізики.

Основною перевагою методу є те, що за його допомогою, можна розв'язувати задачі для області розрахунку довільної геометричної форми.

Вся область на рис. 4 вкрита тетраедрами. Области, у яких знаходяться джерела тепла, покриті більш дрібними елементами. Це дає змогу підвищити точність розрахунку для даного завдання. Нижче наведені основні властивості розрахункової сітки області (рис. 5).

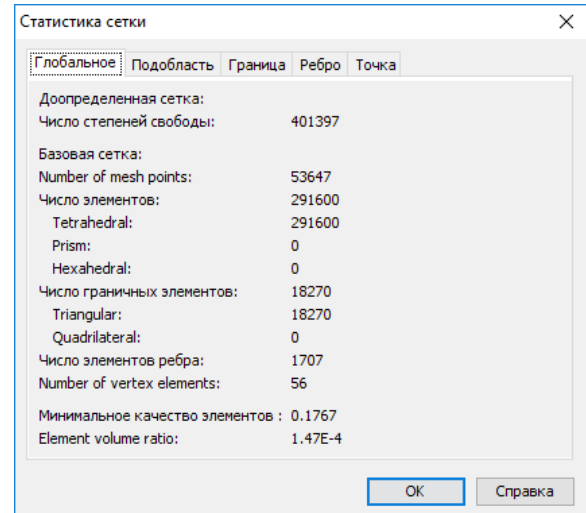


Рис. 5. Характеристики розрахункової сітки завдання

На рис. 6 представлено основні розрахунки температурного поля у середині розрахункової області розглянутого у роботі завдання.

Нижче на рис. 7 представлені лінії сумарного потоку від дії ламп.

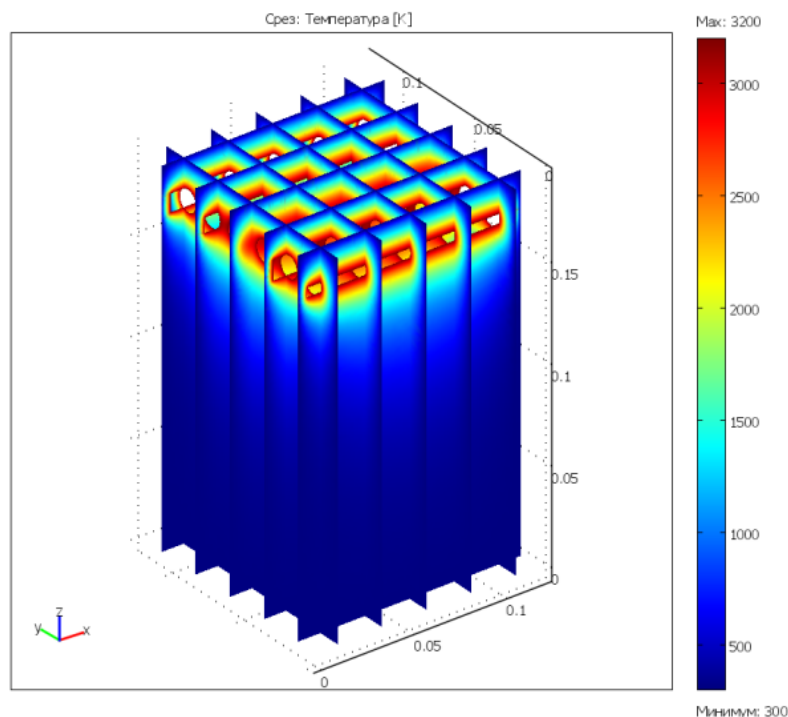


Рис. 6. Поширення температури для різних зрізів геометрії, перпендикулярних до площини XU

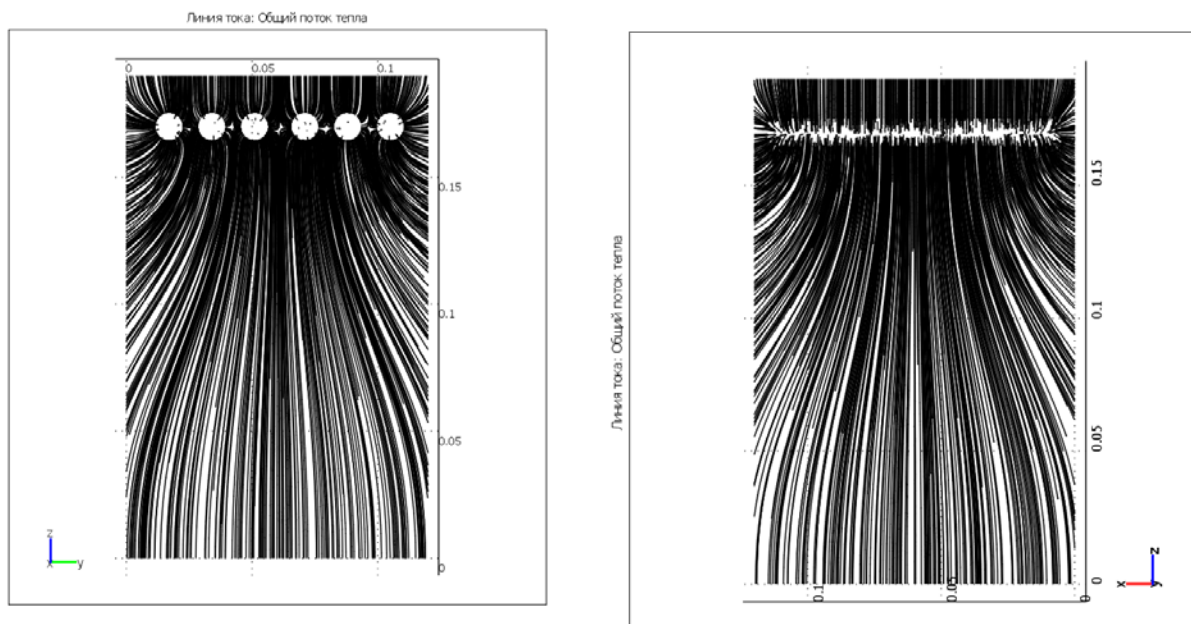


Рис. 7. Потік тепла у області розрахунку:
ліворуч — проекція на площину YOZ; праворуч — проекція на площину XOZ

Після того як отримано температурне поле, потрібно дізнатись який тепловий потік буде на нижній грані геометрії (на теплосприймальній поверхні). Очевидно, що потік (рис. 8) буде складатись із трьох компонент, які були перелічені вище .

Результати чисельного розрахунку загального нормального потоку тепла (рис. 9) демонструють визначальний внесок у процес теплопередавання радіаційної складової теплообміну.

Згідно з отриманими результатами, можна відмітити, що основна складова теплопередачі — це радіаційний теплообмін.

Вона становить більше 90 % від сумарної теплопередачі даного процесу.

Розв’язуючи комплексні задачі теплопередачі, часто виникають питання у постановці обернених задач теплопровідності (ОЗТ). Приклади таких задач розглядаються у працях [11–14]. Будь-яка ОЗТ виникає в результаті практичних завдань.

У процесі розв’язання таких задач проводять певні вимірювання. На основі результатів вимірювань намагаються знайти необхідні дані, які дають інформацію про конкретні фізичні характеристики досліджуваного об’єкту.

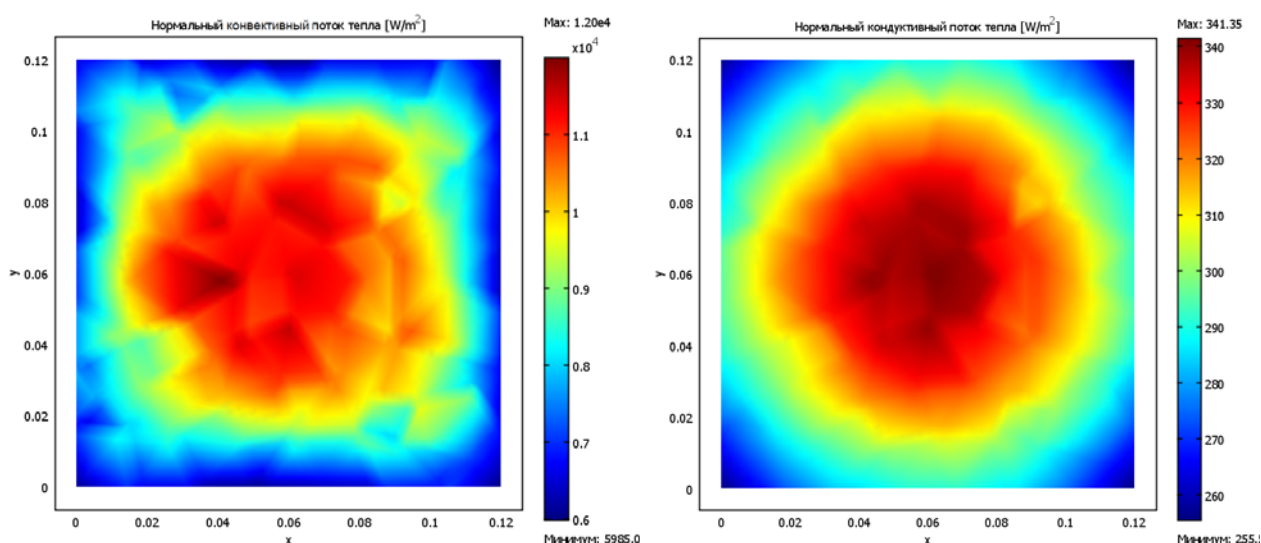


Рис. 8. Розрахунок теплового потоку на поверхні тепловідводу:
ліворуч — конвективна складова; праворуч — кондуктивна складова теплового потоку

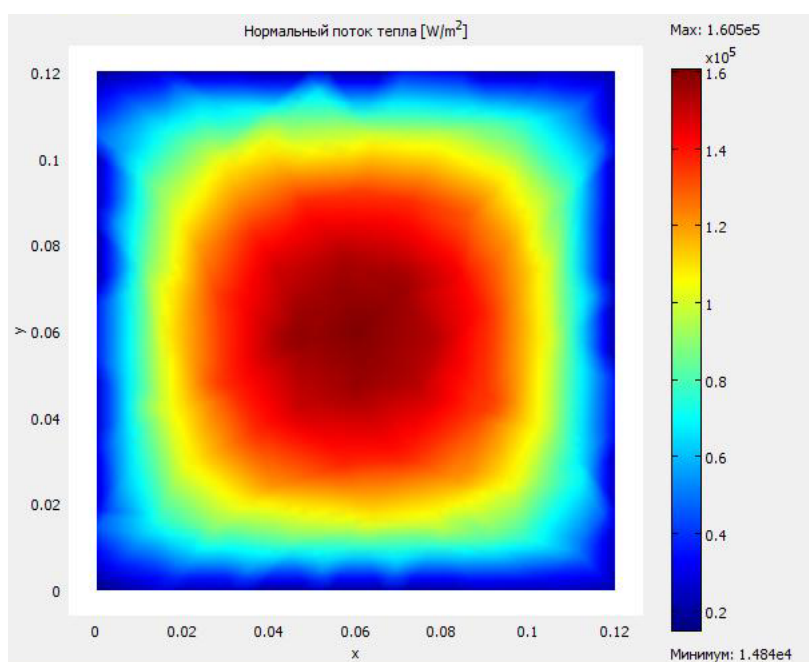


Рис. 9. Розподіл теплового потоку на поверхні тепловідводу

Обернені задачі теплопровідності для досліджуваного випадку можна поставити так. Знайти таке значення висоти прямокутного паралелепіпеда, щоб вплив внутрішніх джерел тепла на площину тепловідводу була близька до наперед заданої. Дана ОЗТ відноситься до класу на знаходження оптимальної геометричної форми досліджуваної області. Оскільки сам процес описується нелінійними рівняннями, тому у таких задачах часто використовують методи умовної оптимізації, причому як обмеження у таких задачах є рівняння, які і описують цей фізичний процес.

На сьогодні не існує універсальних прикладних програмних пакетів, які розв'язують всі існуючі класи ОЗТ, тому часто необхідно розраховувати поставлені задачі з використанням різних чисельних методів [11; 12]. До таких методів відносять методи нелінійної глобальної оптимізації, які описано в праці [13], методи які зменшують кількість обчислень/ітерацій, які використовують при знаходженні чисельного розв'язку конкретних ОЗТ [11; 14].

Висновки

Методами математичного та комп'ютерного моделювання процесу теплообміну в порожнині випромінювача високоінтенсивного теплового потоку, що являє собою замкнену систему з дифузною та дзеркально відбиваючими поверхнями, отримано розподіл локальних значень поверхневої густини теплового потоку на поверхні тепловідводу. В результаті встановлено, що при висоті екрану $h = 0,19$ м в зоні, обмеженій відносним радіусом $\rho = r/r_{\text{ц}} \leq 0,7$, розподіл локальних зна-

чень густини теплового потоку по поверхні тепловідводу є рівномірним, а впливом від конвективної та кондуктивної складових теплопередавання можна знехтувати.

Слід також відмітити, що під час знаходження чисельного розв'язку задачі, яка представлена у роботі, радіаційна складова теплового потоку має найбільше значення на тепловідводі. Вона становить більше 90 % від сумарного теплового потоку. У більшості прикладних фізичних задачах потрібно розраховувати всі вказані вище три компоненти теплової передачі, оскільки кожна задача є індивідуальною. У даній роботі радіаційна складова потоку є найбільш інтенсивною, оскільки у даній задачі відсутня вимушена конвекція.

ЛІТЕРАТУРА

1. Апаратно-програмне забезпечення моніторингу об'єктів генерування, транспортування та споживання теплової енергії: монографія / В. П. Бабак, В. С. Берегун, З. А. Бузова та ін.; за ред. чл.-кор. НАН України В. П. Бабака. — К. : ІТТФ НАН України, 2016. — 298 с.
2. gSKIN® Application Note: Building Physics. Access mode: http://shop.greenteg.com/wp-content/uploads/gSKIN_Application-note_Building-physics_v2.7.pdf
3. Ковтун С. И. Повышение точности измерения поверхностной плотности теплового потока при контроле теплопотерь / С. И. Ковтун // Пром. теплотехника. — 2016. — Т. 38, № 1. — С. 76–82.
4. James T. Nakos. Description of Heat Flux Measurement Methods Used in Hydrocarbon and

Propellant Fuel Fires at Sandia. REPORT of Sandia National Laboratories Albuquerque, New Mexico, USA, Dec 2010. — 62 p. Access mode: <http://prod.sandia.gov/techlib/access-control.cgi/2010/107062.pdf>

5. **Murthy A. V., Tsai B. K. and Saunders R. D.** Radiative Calibration of Heat-Flux Sensors at NIST: Facilities and Techniques // Journal of Research of the National Institute of Standards and Technology. — 2000. — Vol.105, № 2. — P. 293–305.

6. **Aurélien Jean, Adams Craig, Frédéric Miranville, Mario Medina.** Experimental Method Calibration (MECr): A new relative method for heat flux sensor calibration. The 24th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy System, ECOS 2011, Jul 2011, Novi Sad, Serbia. Access mode: https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-01091835/file/ECOS2011-JEAN-Relative_Calibration_Theorie_V5.pdf

7. NIST measurement services: Heat-Flux Sensor Calibration / B. K. Tsai, Ch. E. Gibson, A. V. Murthy, E. A. Early, D. P. Dewitt, R. D. Saunders // National Institute of Standards and Technology. Special Publication 250-65. — May, 2004.— 37 p.

8. **Щербак Л. М.** Функція невизначеності і міри в задачах вимірювань / Л. М. Щербак // Метрологія та прилади. — 2017. — № 5–1. — С. 76–82.

9. **Уонг Х.** Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров: пер. с англ. / Справочник / Х. Уонг. — М. : Атомиздат, 1979. — 216 с.

10. Теория тепломассообмена: [учебник для машиностроит. специальностей техн. ун-тов и вузов / А. И. Леонтьев, И. А. Кожин, С. И. Исаев и др.]; под ред. А. И. Леонтьева. — 2-е изд., испр. и доп. — М. : Изд-во МГТУ, 1997. — 683 с.

11. **Хайдуrow В. В.** Ефективні методи та алгоритми розв'язку точкових обернених задач теплопровідності / В. В. Хайдуrow // Науковий журнал. «Молодий вчений». — №6 (33). Серія: технічні науки. Херсон, Україна. — 2016. — С. 209–213.

12. **Хайдуrow В. В.** Метод знаходження чисельного розв'язку двовимірної оберненої задачі теплопровідності / В. В. Хайдуrow, Б. П. Головня // Науковий журнал. Вісник Черкаського державного технологічного університету. Серія: технічні науки. Черкаси, Україна. — 2015. — С. 49–56.

13. **Хайдуrow В. В.** Эффективные методы решения нелинейных обратных задач теплопроводности / В. В. Хайдуrow, Б. П. Головня // Науковий журнал. Вісник Черкаського університету. Серія: прикладна математика. Черкаси, Україна. — 2014. — С. 87–98.

14. **Хайдуrow В. В.** Моделирование прикладных обратных задач по восстановлению коэффициента теплопроводности / В. В. Хайдуrow // зб. наук. пр. «Моделювання та інформаційні технології». Інститут проблем моделювання в енергетиці імені Г. С. Пухова НАН України, 2017 р., вип. 81. — С. 69–77.

Бабак В. П., Ковтун С. І., Хайдуrow В. В., Щербак Л. М.

МОДЕЛЮВАННЯ ПРОЦЕСУ ТЕПЛООБМІНУ В ЗАМКНЕНІЙ СИСТЕМІ З ДЗЕРКАЛЬНИМИ ТА ДИФУЗНИМИ ПОВЕРХНЯМИ

В роботі наведено результати математичного та комп'ютерного моделювання процесу переносу енергії випромінюванням в замкненій системі, що складається з дифузної та дзеркально відбиваючих поверхонь. Отримано розподіл локальних значень поверхневої густини теплового потоку по поверхні, що дозволило оцінити рівномірність розподілу поля теплового потоку. Також визначено роздільний кутовий коефіцієнт випромінювання для даної системи в залежності від геометричних розмірів випромінювача. Із застосуванням програмного пакету моделювання оцінено долю кожного з видів теплопередавання в сумарний тепловий потік. За результатами чисельного розрахунку загального нормального потоку тепла встановлено визначальну роль радіаційної складової теплообміну в процесі теплопередавання в розглянутій замкненій системі.

Ключові слова: густина потоку теплового випромінювання, теплопередавання, комп'ютерне моделювання, обернені задачі теплопровідності.

Babak V. P., Kovtun S. I., Haydurow V. V., Scherbak L. N.

MODELING OF HEAT EXCHANGER IN THE CLOSED SYSTEM OF MIRROR AND DIFFUSION SURFACES

The paper presents the results of mathematical and computer simulation of the process of energy transfer by radiation in a closed system consisting of diffuse and specularly reflecting surfaces. The distribution of local values of the surface density of the heat flux over the surface of the heat removal is obtained, which made it possible to estimate the uniformity of the distribution of the heat flux field. The resolving view factor for a given system is also determined, depending on the geometric dimensions of the radiator. Using the software modeling package, the share of each type of heat transfer in the total heat flux is estimated. Based on the results of a numerical calculation of the total normal heat flux, the determining role of the radiative component of heat transfer in the process of heat transfer in the closed system under consideration is established.

Keywords: heat flux density, heat transfer, computer simulation, inverse heat conduction problems

Бабак В. П., Ковтун С. И., Хайдуров В. В., Щербак Л. Н.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕПЛООБМЕНА В ЗАМКНУТОЙ СИСТЕМЕ С ЗЕРКАЛЬНЫМИ И ДИФФУЗНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

В работе приведены результаты математического и компьютерного моделирования процесса переноса энергии излучением в замкнутой системе, состоящей из диффузно и зеркально отражающих поверхностей. Получено распределение локальных значений поверхностной плотности теплового потока по поверхности теплоотвода, что позволило оценить равномерность распределения поля теплового потока. Также определен разрешающий угловой коэффициент излучения для данной системы в зависимости от геометрических размеров излучателя. С применением программного пакета моделирования оценена доля каждого из видов теплопередачи в суммарном тепловом потоке. По результатам численного расчета общего нормального потока тепла установлено определяющую роль радиационной составляющей теплообмена в процессе теплопередачи в рассматриваемой замкнутой системе.

Ключевые слова: плотность потока теплового излучения, теплопередача, компьютерное моделирование, обратные задачи теплопроводности.

Стаття надійшла до редакції 26.05.2018 р.

Прийнято до друку 04.06.2018 р.

Рецензент — д-р техн. наук, с. н. с. Декуша Л. В.