

ДОСЛІДЖЕННЯ ІНФОРМАТИВНИХ ПАРАМЕТРІВ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ПОВЕРХНЕВИХ РАДІАЦІЙНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ТЕПЛОІЗОЛЯЦІЙНИХ ШАРІВ

Досліджено вплив інтегральних поверхневих коефіцієнтів чорноти та розсіювання на температуру поверхні шару низької теплопровідності та інтенсивність інфрачервоної радіації, яку він випромінює через неї у зовнішнє середовище. Обговорено можливості використання цих параметрів як інформативних для визначення поверхневих радіаційних властивостей теплоізоляційних та теплозахисних покриттів.

Вступ. Матеріали з низькою теплопровідністю (металокерамічні, пористі, волокнисті композити, композиційні фарби тощо) часто використовують для створення теплоізоляційних та захисних покриттів [1, 8, 10] експлуатаційні властивості яких залежать від фізико-механічних і теплофізичних, об'ємних і поверхневих радіаційних характеристик матеріалу. Для оптимального їх проектування, технології створення та оцінювання експлуатаційних властивостей необхідні об'єктивні дані про фізичні характеристики матеріалів, зокрема, поверхневі радіаційні – значення коефіцієнтів чорноти ϵ та розсіювання ρ .

Відомі методи обчислення коефіцієнта чорноти поверхні твердих тіл, які використовують результати вимірювання потоку інфрачервоного (ІЧ) випромінювання з його поверхні [1, 5], або температуру поверхні [2, 3]. На їх основі, застосовуючи модель теплообміну зразка зі зовнішнім середовищем, знаходять його значення. При цьому здебільшого розглядають випадок, коли температура поверхневого шару зразка однорідна і вживають модель променевого теплообміну у наближенні радіаційної рівноваги, за якої інтенсивність випромінювання у будь-якій точці тіла визначає, згідно з формулою Стефана–Больцмана, температура в цій точці.

Проте в тілах низької теплопровідності можуть виникати значні градієнти температури за товщинною координатою, а також суттєві відхилення від локальної радіаційної рівноваги. За таких умов, якщо поверхневий коефіцієнт чорноти відмінний від одиниці, то променевий потік енергії містить випромінювання не тільки поверхні, але й внутрішніх точок тіла. Тому модель радіаційної рівноваги може спричиняти значні похибки у визначенні інтегрального коефіцієнта чорноти поверхні.

Слід підкреслити, що на формування температурного поля та потоків ІЧ-випромінювання в тілі впливає не тільки поверхневий коефіцієнт ϵ , а й коефіцієнт ρ (а також об'ємні коефіцієнти поглинання/емісії k та розсіювання). За фіксованих значень k та σ температура поверхні шару T_s залежатиме від коефіцієнтів ϵ і ρ . Це теж є причиною похибок знаходження інтегрального коефіцієнта чорноти поверхні за відомим способами.

Додамо до цього, що відомі способи здебільшого непридатні в умовах експлуатації (in situ), оскільки вимірювання виконують на спеціально виготовлених зразках, застосовуючи еталонні прототипи з відомим коефіцієнтом чорноти поверхні, а також спеціальні екрани, поворотні дзеркала, охолоджувальні установки тощо [1–4]. До того ж вони не дають можливості одночасно визначати обидва параметри ϵ та ρ .

Нижче з використанням моделі кондуктивно-променевого теплообміну, яка враховує поглинання, випромінювання та розсіювання ІЧ-радіації як в об'ємі тіла, так і на його поверхні [6, 9], досліджено вплив інтегральних поверхневих коефіцієнтів чорноти ϵ й розсіювання ρ плоского шару низької

теплопровідності на температуру його поверхні T_s та густину потоку ІЧ-радіації q , яку він випромінює крізь поверхню у зовнішнє середовище. На цій основі кількісно обґрунтовано можливість використання цих параметрів як інформативних для знаходження інтегральних поверхневих коефіцієнтів чорноти ε та розсіювання ρ матеріалів низької теплопровідності.

Модель кондуктивно-променевого випромінювання та ітераційний метод розв'язування прямих задач теплообміну в плоскому шарі. Розглянемо діелектричний шар низької теплопровідності товщиною $2b$, що встановлений на металевій підкладці, температура T_0 якої задана. На поверхні $y = -b$ виконуються умови ідеального теплового контакту. Інша поверхня шару $y = b$ обмінюється теплом за радіаційним і конвективним механізмами зі зовнішнім середовищем, температура T_c якого відома.

Математична модель, що описує стаціонарний теплообмін у системі зовнішнє середовище–діелектричний шар–підкладка з урахуванням кондуктивного і радіаційного механізмів перенесення теплової енергії в плоскому шарі, поглинання, емісії та розсіювання ІЧ-випромінювання в об'ємі і на поверхні, містить два інтегро-диференціальні рівняння [5, 9] теплопровідності (кондуктивний теплообмін)

$$\lambda \frac{\partial^2 T(y)}{\partial y^2} + 2\pi k \int_{-1}^1 I(y, \mu) d\mu - 4\pi k I_B(T(y)) = 0, \quad (1)$$

та перенесення випромінювання (радіаційний теплообмін)

$$\mu \frac{\partial I(y, \mu)}{\partial y} + (\kappa + \sigma) I(y, \mu) - \kappa I_B(T(y)) - \frac{1}{2} \sigma \int_{-1}^1 I(y, \mu) d\mu = 0. \quad (2)$$

Тут $T(y)$ – температурне поле шару, залежне лише від поперечної координати y ; λ – коефіцієнт теплопровідності матеріалу об'єкта; $I(y, \mu)$ – інтенсивність ІЧ-випромінювання, яке поширюється у напрямку, визначеному кутом $\theta \in [0, 2\pi)$; $\mu \equiv \cos(\theta)$; $I_B(T(y)) \equiv \sigma_{SB} n^2 (T(y))^4 / \pi$; n – показник заломлення середовища шару; σ_{SB} – стала Стефана–Больцмана.

Теплообмін об'єкта зі зовнішнім середовищем та взаємовплив кондуктивного та радіаційного механізмів перенесення тепла на поверхні зразка враховують крайові умови на температуру

$$\lambda \left. \frac{dT}{dy} \right|_{y=b} = -h(T_s - T_c) + 2\pi\varepsilon(1 - \rho) \int_0^1 I \mu d\mu \Big|_{y=b, \mu \in (0,1]} - \pi\varepsilon I_B(T_s), \quad T|_{y=-b} = T_0, \quad (3)$$

та інтенсивність випромінювання

$$I|_{y=b, \mu \in [-1,0)} = \varepsilon I_B(T_s) + 2\rho \int_0^1 I|_{y=b} \mu d\mu, \quad I|_{y=-b, \mu \in (0,1]} = I_B(T_0). \quad (4)$$

У співвідношеннях (3) h – коефіцієнт конвективного теплообміну; T_c – температура зовнішнього середовища; перший доданок у правій частині першого співвідношення враховує конвективний теплообмін шару зі зовнішнім середовищем, а другий визначає енергію внутрішнього ІЧ-випромінювання, яку поглинає поверхня.

За відомих значень температури поверхні шару $T(-b) = T_0$ та середовища T_c , заданих значень коефіцієнтів теплопровідності λ і конвективного теплообміну h , а також об'ємних κ , σ і поверхневих ε , ρ радіаційних

властивостей рівняння (1), (2) разом із умовами (3), (4) утворюють пряму крайову задачу для визначення температурного поля $T(y)$ та інтенсивності випромінювання $I(y, \mu)$ у шарі $y \in [-b, b]$.

Для розв'язування цієї задачі використаємо ітераційний підхід [6]. Для цього замість рівнянь (1), (2) та крайових умов (3), (4) застосуємо ітераційні послідовності (5), (6) та (7), (8) відповідно:

$$\frac{d^2 \bar{T}^{(k+1)}}{d\bar{y}^2} = \Theta(\bar{T}^{(k)}, J^{(k)}), \quad (5)$$

$$\mu \frac{\partial J^{(k+1)}}{\partial \bar{y}} + J^{(k+1)} = f(\bar{T}^{(k+1)}, J^{(k)}), \quad (6)$$

$$\bar{\lambda} \left. \frac{d\bar{T}^{(k+1)}}{d\bar{y}} \right|_{\bar{y}=\bar{b}} + \bar{h} \left(\bar{T}^{(k+1)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} - \bar{T}_2 \right) = Q \left(T^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}}, J^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \right), \quad \bar{T}^{(k)} \Big|_{\bar{y}=-\bar{b}} = 1, \quad (7)$$

$$J^{(k+1)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} = \varepsilon J_B(\bar{T}^{(k+1)}) \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} + 2\rho \int_0^1 J^{(k)} \mu' d\mu' \Big|_{\bar{y}=\bar{b}}, \quad J^{(k)} \Big|_{\bar{y}=-\bar{b}} = 1. \quad (8)$$

Тут k – кількість ітерацій; $\bar{T} \equiv T/T_0 = \bar{T}(\bar{y})$ – нормована температура; $\bar{y} = \beta y$ – просторова координата, нормована на оптичну товщину $l_0 = 1/\beta$, де $\beta \equiv \kappa + \sigma$; $\bar{\lambda} = \lambda\beta/(\sigma_{SB} n^2 T_0^3)$; $\bar{h} = h/\sigma_{SB} n^2 T_0^3$; $\bar{\kappa} = \kappa/\beta$; $J \equiv I/I_B(T_0) = J(\bar{y}, \mu)$ – нормована інтенсивність випромінювання, а також

$$\Theta^{(k)} \equiv \Theta(\bar{T}^{(k)}, J^{(k)}) = \frac{2\bar{\kappa}}{\bar{\lambda}} \left(2J_B(\bar{T}^{(k)}(\bar{y})) - \int_{-1}^1 J^{(k)}(\bar{y}, \mu) d\mu \right), \quad (9)$$

$$f^{(k)} \equiv f(\bar{T}^{(k+1)}, J^{(k)}) = \bar{\kappa}(\bar{T}^{(k+1)}(\bar{y}))^4 + \frac{1}{2}(1 - \bar{\kappa}) \int_{-1}^1 J^{(k)}(\bar{y}, \mu') d\mu', \quad (10)$$

$$Q^{(k)} \equiv Q \left(T^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}}, J^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \right) = -\varepsilon \left[\left(\bar{T}^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \right)^4 - 2(1 - \rho) \int_0^1 J^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \mu d\mu \right]. \quad (11)$$

Як видно із формул (9), (10), за відомого розв'язку на k -й ітерації праві частини рівнянь (5) та (6) є відомими функціями незалежної змінної \bar{y} , а з формули (11) випливає, що правою частиною умови (7)₁ є відоме дійсне число.

У результаті для кожної ітерації отримуємо аналітичний розв'язок:

$$\bar{T}^{(k+1)}(\bar{y}) = \int_{-\bar{b}-\bar{b}}^{\bar{y}} \int_{-\bar{b}}^{\xi} \Theta^{(k)}(\zeta) d\zeta d\xi + \left(Q^{(k)} - \int_{-\bar{b}}^{\bar{b}} \Theta^{(k)}(\bar{y}) d\bar{y} \right) (\bar{y} + \bar{b}) + 1, \quad (12)$$

$$J^{(k+1)}(\bar{y}, \mu) = \int_{-\bar{b}}^{\bar{y}} \frac{f^{(k)}(\zeta) e^{-\frac{\bar{y}-\zeta}{\mu}}}{\mu} d\zeta + e^{-\frac{\bar{y}+\bar{b}}{\mu}}, \quad (13)$$

$$J^{(k+1)}(\bar{y}, \mu) = \int_{\bar{b}}^{\bar{y}} \frac{f^{(k)}(\zeta) e^{-\frac{\bar{y}-\zeta}{\mu}}}{\mu} d\zeta + e^{-\frac{\bar{y}-\bar{b}}{\mu}} \left(\varepsilon J_B \left(\bar{T}^{(k)} \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \right) + 2\rho \int_0^1 \rho J^{(k)} \mu' d\mu' \Big|_{\bar{y}=\bar{b}} \right).$$

Алгоритм числової реалізації ітераційного процесу (12), (13) описаний раніше [7].

Дослідження інформативних параметрів для визначення поверхневих радіаційних властивостей. У межах такої моделі, використовуючи

ітераційний алгоритм, вивчали залежність температури T_s поверхні шару $y = b$ та густини потоку енергії q випромінювання, що виходить із шару крізь цю поверхню, від поверхневих радіаційних параметрів ϵ та ρ . Для цього розв'язували задачу кондуктивно-променевого теплообміну для шару товщиною $2b$ за заданих температур T_0 та T_c , об'ємних радіаційних властивостей матеріалу κ та σ , коефіцієнтів теплопровідності λ та заломлення n для різних значень коефіцієнтів, ϵ та ρ .

Із розв'язків $T(y, \epsilon, \rho)$ та $J(y, \mu; \epsilon, \rho)$ встановили залежність поверхневої температур $T_s(\epsilon, \rho) = T(b, \epsilon, \rho)$, інтенсивності випромінювання внутрішніх точок шару, що виходить назовні, $I_v(\mu; \epsilon, \rho) \equiv (1 - \epsilon)(1 - \rho) I(b, \mu; \epsilon, \rho)$ та інтенсивності випромінювання поверхні у зовнішнє середовище $I_e(\epsilon, \rho) \equiv \epsilon I_b(T(b, \epsilon, \rho)) = \epsilon I_b(T_s(\epsilon, \rho))$ від коефіцієнтів ϵ та ρ .

За відомими значеннями I_e та $I_v(\mu)$ обчислювали відповідні їм потоки енергії ІЧ-випромінювання q_e та q_v

$$q_e = 2\pi\epsilon \int_0^1 \mu I_B(T(b, \epsilon, \rho)) d\mu = \epsilon \sigma_{SB} n^2 T^4(b, \epsilon, \rho), \tag{14}$$

$$q_v = 2\pi(1 - \epsilon)(1 - \rho) \int_0^1 \mu I(b, \mu; \epsilon, \rho) d\mu,$$

а також сумарний потік енергії випромінювання, що виходить із об'єму шару та з його поверхні $y = b$ у зовнішнє середовище:

$$q(\epsilon, \rho) = q_e(\epsilon, \rho) + q_v(\epsilon, \rho). \tag{15}$$

Досліджували шар Al_2O_3 товщиною $2b = 4$ мм за температур $T_0 = 1500$ К, $T_c = 500$ К, параметрів $\kappa = 1130$ м⁻¹, $\sigma = 115$ м⁻¹, $\lambda = 6$ Вт/(м·К), $h = 5$ Вт/(м²·К), $n = 1,75$, взятих із літератури [7, 8, 10]. Деякі результати наведені на рис. 1 та 2.

Побудували (рис. 1) залежності нормованої температури $\bar{T}_s \equiv T_s/T_0$ поверхні шару $y = b$ та нормованого потоку енергії ІЧ-радіації $\bar{q}_e = q_e/I_B(T_0)$ від коефіцієнта ϵ за різних значень ρ : 1 – $\rho = 0$; 2 – 0,2; 3 – 0,4; 4 – 0,6; 5 – 0,8; 6 – 1, а також (рис. 2) нормованого $\bar{q}_v = q_v/I_B(T_0)$ та сумарного $\bar{q} = \bar{q}_e + \bar{q}_v$ потоків від коефіцієнта ϵ за різних ρ : 1 – $\rho = 0$; 2 – 0,2; 3 – 0,4; 4 – 0,6; 5 – 0,8; 6 – 1,

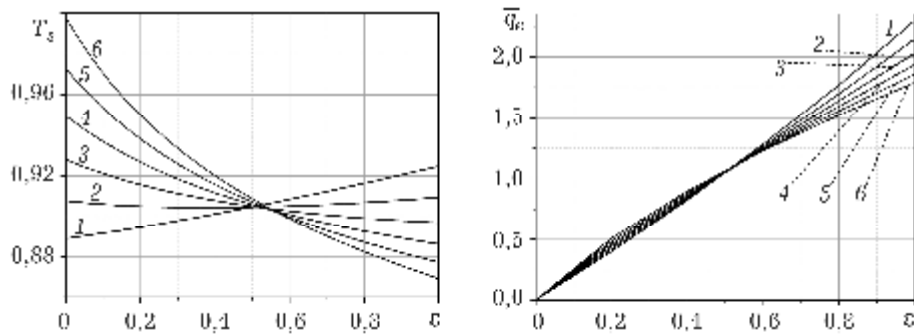


Рис. 1.

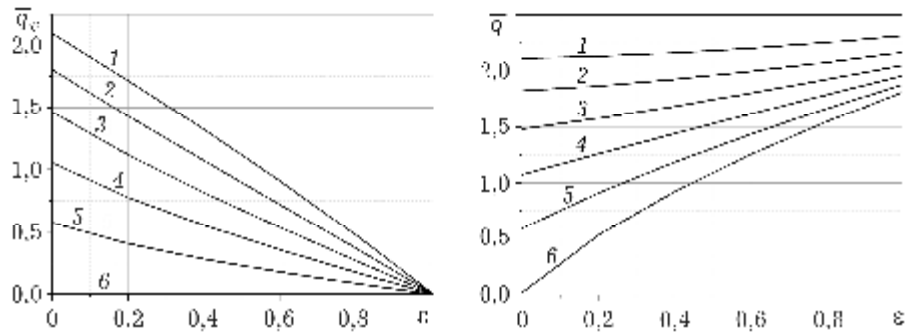


Рис. 2.

Як бачимо, потоки \bar{q}_e , \bar{q}_v , \bar{q} та температура поверхні \bar{T}_s суттєво залежать не тільки від інтегрального коефіцієнта чорноти ε поверхні, але і від її інтегрального коефіцієнта розсіювання ρ . До того ж частка \bar{q}_v у сумарному потоці \bar{q} є вельми суттєва. Наприклад, для значень $\varepsilon = 0,2$, $\rho = 0,2$ вона близька до 75%. Це підтверджує, що для матеріалів із порівняно малим коефіцієнтом теплопровідності за використання математичної моделі, що не враховує випромінювання ІЧ-енергії із об'єму, виникнуть значні похибки.

Ефективність розглянутого тут підходу до розв'язування задачі теплообміну числово досліджена раніше [6].

Висновки. Кількісно досліджено вплив інтегральних поверхневих коефіцієнтів чорноти та розсіювання випромінювання діелектричного шару низької теплопровідності на температуру його поверхні T_s та інтенсивність потоку енергії ІЧ-радіації q , яку він випромінює через цю поверхню.

Встановлено, що параметри T_s та q суттєво залежать від інтегральних поверхневих коефіцієнтів чорноти ε та розсіювання ρ , тому параметри T_s та q , які можна прецизійно виміряти з допомогою сучасних засобів як у лабораторних, так і в реальних умовах експлуатації захисних шарів, придатні як інформативні для одночасного визначення величин ε та ρ .

Залежно від значень ε та ρ потік променевої енергії з об'єму шару назовні крізь поверхню може бути порівняльним або навіть більшим за енергію, яку випромінює сама поверхня. Це є наслідком відхилення від радіаційної рівноваги в умовах значної градієнтності температури та інтенсивності випромінювання в шарі. При цьому інтенсивність ІЧ-випромінювання, яке виходить із нього назовні крізь поверхню, не узгоджується із законом Стефана–Больцмана. Тому під час застосування відомих способів визначення інтегрального поверхневого коефіцієнта чорноти до шарів з низькою теплопровідністю часто виникатиме значна похибка. Її можна усунути, розраховуючи одночасно параметри ε та ρ шляхом розв'язування відповідної оберненої задачі, яка сформульована в межах розглянутої математичної моделі та враховує порушення локальної радіаційної рівноваги.

1. Анисимов М. В., Лычагин Д. В., Рекунов В. С., Таалайбеков Ж. Т. Экспериментальное определение интегральной степени черноты сверхтонких жидких композиционных теплоизолирующих покрытий // Изв. Томск. политехн. ун-та. Инжиниринг георесурсов. – 2016. – 327, № 5. – С. 106–115.
2. Архипов В. А., Жарова И. К., Гольдин В. Д. и др. Анализ нестационарного метода измерения интегрального коэффициента излучения // Теплофизика и аэромеханика. – 2012. – 19, № 6. – С. 751–760.
3. Лаповок Е. В., Пеньков М. М., Сливченко Д. А. и др. Способ измерения степени черноты // Патент РФ № 2510491, G01J 5/12 – 2014.

4. Новицкий Л. А. Методы и средства исследования теплового излучения тел // Теплофизика высоких температур. – 1966. – 4, № 4. – С. 577–587.
5. Оцисик М. Н. Сложный теплообмен. – М.: Мир, 1976. – 606 с.
6. Чекурін В. Ф., Бойчук Ю. В. Ітераційний підхід до розв'язування нелінійних задач кондуктивно-променевого теплообміну в плоскому шарі // Фіз.-мат. моделювання та інформ. технології. – 2015. – 21. – С. 241–249.
7. Шелудяк Ю. Е., Кашипов Л. Я. и др. Теплофизические свойства компонентов горючих систем. – М.: НПО "Информ ТЭИ", 1992. – 184 с.
8. Щетанов Б. В., Ивахненко Ю. А., Бабашов В. Г. Теплозащитные материалы // Рос. хим. журн. – 2010. – 54, № 1. – С. 4–18.
9. Chekurin V. F., Boichuk Yu. V. An iterative method for solving of coupled equations for conductive-radiative heat transfer in dielectric layers // Adv. in math. phys. – 2017. – 2017. – P. 1–11. <https://doi.org/10.1155/2017/9139135>
10. Daryabeigi K., Cunnington G. R., Miller S. D., Knutson J. R. Combined heat transfer in high-porosity high-temperature fibrous insulations: Theory and Experimental Validation // American Institute of Aeronautics and Astronautics. – 2010. – 4, № 1. – С. 4–18.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИНФОРМАТИВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ РАДИАЦИОННЫХ СВОЙСТВ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИОННЫХ СЛОЕВ

Исследовано влияние интегральных поверхностных коэффициентов черноты и рассеяния на температуру поверхности слоя низкой теплопроводности и на интенсивность инфракрасной радиации, которую он излучает через нее во внешнюю среду. Обсуждены возможности использования этих параметров как информативных для определения поверхностных радиационных свойств теплоизоляционных и теплозащитных покрытий.

INVESTIGATION OF INFORMATIVE PARAMETERS FOR DETERMINATION OF RADIATION PROPERTIES OF THERMAL INSULATION LAYERS

Influence of the surface radiative properties – integral emissivity and scattering coefficients on the surface temperature and flux of infrared energy irradiating outward by a dielectric layer of low heat conductivity have been studied numerically in the paper. Possibilities of application of studied parameters as informative ones for determination of the surface radiative properties of heat-insulating and heat-protective coverings have been discussed.

Ін-т прикл. проблем механіки і математики
ім. Я. С. Підстригача НАН України, Львів

Одержано
17.10.18