

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ:

1. Ашкенази Е.К. Анизотропия древесины и древесных материалов. – М.: Лесн. пром-сть, 1978. – 224 с.
2. Ашкенази Е.К., Ганов Э.В. Анизотропия конструкционных материалов: справочник.-Л.: Машиностроение, 1980.– 247 с.
3. Гиляров В.Л., Тер-Мкртычян Л.Н. Управление предельных состояний анизотропных тел // Технология и оборудование деревообрабатывающих производств. – Л., 1976. – Вып.5.– С.52-56.
4. Гольденблат И.И., Копнов В.А. Критерии прочности и пластичности конструкционных материалов. – М.: Машиностроение, 1968.- 192 с.
5. Малмейстер А.К., Тамуж В.П., Тетерс Г.А. Сопротивление полимерных и композитных материалов. – Рига: Знание, 1980. – 571с.
6. Позняков А.А. Прочность и упругость композиционных древесных материалов.- М.: Лесная промышленность, 1988. – 136 с.
7. Позняков А.А. Простой метод оценки прочности древесины при плоском напряженном состоянии // Лесной журнал / Изв. ВУЗов. – 1976. – №3. – С.72-76.
8. Яценко В.Ф. Прочность композитных материалов.- Киев: Вища школа, 1988.- 192 с.

УДК 681.3:551.568.85:539.3

В.М. Юзевич, д. ф.-м. н., проф. (Львівський державний університет безпеки життєдіяльності)

П.М. Сопрунюк, д. т. н., проф., Я.Є. Підгірняк, к. т. н., н. с. (Фізико-механічний інститут ім. Г.В. Карпенка НАН України)

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИПРОМІНЮВАННЯ, РОЗСІЯНОГО СИСТЕМОЮ ЦИЛІНДРИЧНИХ ЧАСТИНОК

Розглядаються результати визначення інтенсивності випромінювання, розсіяного в діапазоні кутів $\theta = 120^\circ\text{--}160^\circ$ системою довгих циліндричних частинок, радіуси перерізів яких розподілені за нормальним законом

Постановка проблеми. Кераміка використовується для протипожежного захисту ряду приладів в умовах високих температур в доменних печах [1]. Серед методик, які застосовуються для аналізу високотемпературних фізичних властивостей кераміки у процесі спікання, важливе місце належить оптичним. Крім того слід відзначити, що теоретичні основи застосування оптичних пристроїв для зондування дрібнодисперсних матеріалів, зокрема, кераміки у стані, близькому до пожежонебезпечного, недостатньо розвинуті. Контроль випромінювання, розсіяного системою дрібнодисперсних частинок, які є елементами порошкових композицій, є важливим для діагностики та оптимізації відповідних пожежостійких матеріалів в технологічних процесах відпалу та спікання.

Об'єкт дослідження – поверхневий шар системи безмежно довгих однорідних паралельних циліндричних частинок, діаметри яких відповідають нормальному розподілу. Циліндри при спіканні утворюють достатньо міцний і пожежобезпечний порошок матеріал. Розміри і характер частинок змінюються в процесі технологічної обробки (зокрема, спікання) і навіть частинки сферичної форми стають циліндричними [1]. Для відповідних оцінок змін параметрів дисперсного складу використовується метод зондування

інфрачервоними променями (зокрема, з довжиною хвилі $\lambda = 0,95$ мкм) і трикоординатна інформаційно-вимірювальна система для експериментального визначення розмірів (діаметрів) дисперсних частинок на поверхні порошкових матеріалів [2]. Відомі методи дифракції для оцінки змін дисперсного складу недостатньо конкретизовані, громіздкі та містять неповну інформацію [3-5].

З погляду на невирішені раніше частини загальної проблеми потрібно виділити методику, яка дозволяє оцінити комплексний показник заломлення матеріалу поверхневих шарів порошкових матеріалів. Співвідношення для комплексного показника заломлення n_c матеріалу поверхневих шарів, а також інформацію про оптичний метод зондування порошкових матеріалів наведено у працях [5, 6].

Розглядаємо прямокутні зразки (розміром $l \times l$) порошкового матеріалу у вигляді системи довгих паралельних циліндрів, які моделюємо безмежними (рис. 1). Зміни комплексного показника заломлення під впливом перерозподілених електричних зарядів і механічних напружень у поверхневих шарах в рамках термодинамічної моделі розраховуємо відповідно до методики праці [7]. Відзначена проблема має важливе практичне завдання, оскільки орієнтована на підвищення якості технологічного процесу виготовлення порошкового матеріалу, оптимізації його структури та створення умов, які б не уможливили виникнення пожежонебезпечної ситуації при високих температурах.

Новизна проблематики, відповідно наукове завдання та мета, полягають в тому, що у даній праці планується розробити методику оцінки змін інтенсивності I_r відбитого від системи циліндричних частинок (в діапазоні радіусів $R = [1; 10]$ мкм) випромінювання з урахуванням залежностей I_r від довжини хвилі λ , розсіяння під різними кутами α і змін комплексного показника заломлення n_c поверхневих шарів матеріалу.

Серед нерозв'язаних раніше питань потрібно виділити відсутність математично обґрунтованої методики, яка давала б можливість кількісно описувати відмінності інтенсивностей I_r електромагнітних хвиль, розсіяних від системи частинок певних розмірів і пов'язувати їх з параметрами відповідного нормального розподілу циліндрів за розмірами.

Для прикладу розглянемо матеріал кремній з комплексним показником заломлення $n_{co} = m_{so} - i \cdot x_{so} = 3,97 - 6,25 \cdot i$ [8]. Використовуючи методику праці [7], для поверхневого шару матеріалу знаходимо уточнене значення (оскільки поверхневий шар має дещо інші властивості порівняно з матеріалом внутрішніх областей) $n_c = m_s - i \cdot x_s = 4,51 - 6,70 \cdot i$.

Розсіяння випромінювання на системі паралельних циліндрів. Плоска електромагнітна хвиля напруженості E_p падає на систему паралельних циліндрів у від'ємному напрямку осі x декартової системи координат по нормалі до осей циліндрів (рис. 1), які розміщені в напрямку осі z .

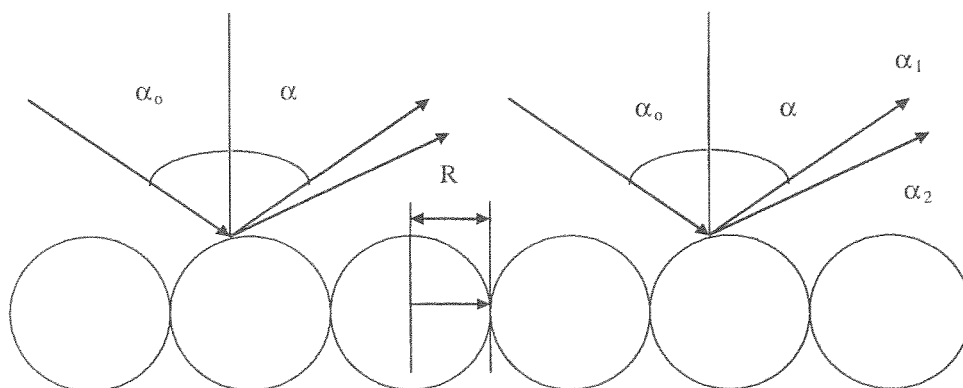


Рис. 1. Поверхневий шар системи циліндричних частинок з радіусом R : α_0 і α – кути падіння та відбивання зондуєчих променів відповідно

Уважаємо, що загальна кількість циліндричних елементів на одиничній площі N . Показник заломлення матеріалу циліндрів n_c . Приймаємо, що положення частини кожного j -го циліндра характеризується радіус-вектором r_j . Розглядаємо розсіяння (відбивання) випромінювання від системи циліндричних зразків в площині, перпендикулярній до осі циліндрів, як двовимірну задачу. Оскільки циліндри безмежні, то падаюче і розсіяне поля інваріантні відносно осі z .

Інтенсивність розсіяння оптичного (інфрачервоного) $I(\alpha)$ (чи $I(\lambda)$) випромінювання від системи L циліндрів визначають сумою полів, розсіяних окремими циліндрами [5, 7]:

$$I(\alpha) = |E_L|^2, \quad E_L = \sum_{j=1}^L E_s(j) = \sum_{j=1}^L \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} E_n b_n^j \exp(-ik_s r_j) N_n^3. \quad (1)$$

Тут i – уявна одиниця; k_s – хвильовий вектор; $E_s(j) = - \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} E_n b_n^j N_n^3$ – напруженість електричного поля розсіяння j -м циліндром системи для нормального падіння зондувального променя [В/м]; N_n^3 – циліндрична векторна хвильова функція (нормована, безрозмірна); b_n^j – коефіцієнти розкладу розсіяного циліндром поля (безрозмірні). Коефіцієнти b_n^j виражаються через коефіцієнти розсіяного циліндром поля p_n^j (нормовані, безрозмірні) з урахуванням крайових умов на поверхні циліндра [5, 7]:

$$b_n^j = p_n^j, \quad b_n = \frac{J_n(mq)J_n'(q) - mJ_n'(mq)J_n(q)}{J_n(mq)H_n^{(1)'}(q) - mJ_n'(mq)H_n^{(1)}(q)}, \quad (2)$$

де $q = kR$; $m = n_c/n_a$; R – радіус циліндра; J_n, H_n – функції Бесселя і Ханкеля відповідно [5]; $n_a = 1$ – показник заломлення зовнішнього середовища (повітря).

При цьому нормована індикатриса розсіяння $i_s(\theta)$ зв'язана з коефіцієнтом розсіяння Q_{sca} (нормованим, безрозмірним) співвідношенням [5, 7]:

$$i_s(\theta) = \frac{2 \cdot D_{11}(\theta)}{\int_0^\pi D_{11}(\theta) \sin(\theta) d\theta}, \quad Q_{sca} = \int_0^\pi D_{11}(\theta) \sin(\theta) d\theta, \quad (3)$$

де $D_{11} = D_{11}(n-i\kappa, 2\pi R/\lambda, \theta) = D_{11}(\bar{n}, \rho, \theta)$ – параметр матриці Стокса; θ – кут розсіяння; $\bar{n} = n-i\kappa$ – комплексний показник заломлення речовини; $\rho = 2\pi R/\lambda$ – безрозмірний радіус частинки (для кулі і циліндра); $D_{11} = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} (S_1 \cdot S_1^* + S_2 \cdot S_2^*)$; $S_1(\bar{n}, \rho, \theta)$, $S_2(\bar{n}, \rho, \theta)$ – безрозмірні комплексні амплітуди випромінювання; S_1^*, S_2^* – спряжені до S_1, S_2 величини.

Значення комплексних амплітуд S_1, S_2 визначається рядами Мі [5, 7]:

$$S_1(\bar{n}, \rho, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (a_n \zeta_n + b_n \tau_n), \quad S_2(\bar{n}, \rho, \theta) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} (b_n \zeta_n + a_n \tau_n). \quad (4)$$

Тут a_n, b_n – коефіцієнти Мі (безрозмірні), які є функціями \bar{n}, ρ і виражаються через функції Бесселя; параметри ζ_n, τ_n – функції кута розсіяння θ і виражаються через поліноми Лежандра.

Для циліндра

$$Q_{sca,11} = \frac{W_{s,11}}{2RLI_i} = \frac{2}{z} \left[|a_{011}|^2 + \sum_{n=1}^{\infty} (|a_{n11}|^2 + |b_{n11}|^2) \right], \quad Q_{ext,11} = \frac{W_{ext,11}}{2RLI_i} = \frac{2}{z} \operatorname{Re} \left\{ a_{011} + 2 \sum_{n=1}^{\infty} a_{n11} \right\} \quad (5)$$

Якщо падаюче світло неполяризоване, то фактор ефективності розсіяння рівний:

$$Q_{sca} = \frac{1}{2} (Q_{sca,1} + Q_{sca,11}) \quad (6)$$

Запропоновані співвідношення (1)-(6) дозволяють описувати процеси розсіяння інфрачервоного випромінювання в структурах з паралельним розміщенням циліндрів.

Верхній шар системи циліндричних частинок показано на рис. 1. В першому наближенні вважаємо, що на заповнену паралельними циліндрами задану площадку у вигляді квадрату розмірами $l \times l$ падає пучок фотонів електромагнітного випромінювання, який можна моделювати електромагнітною хвилею із плоским фронтом поширення [5]. Відповідно на систему фотодіодів (реєструючий пристрій) попадає розсіяне від системи циліндрів випромінювання в діапазоні кутів $\alpha = [\alpha_1; \alpha_2]$ (рис. 1).

Елементи методики розрахунку інтенсивності розсіяного в діапазоні певних кутів випромінювання для систем циліндричні стержні – повітря формуємо на основі алгоритму, який схематично подано на рис. 2.

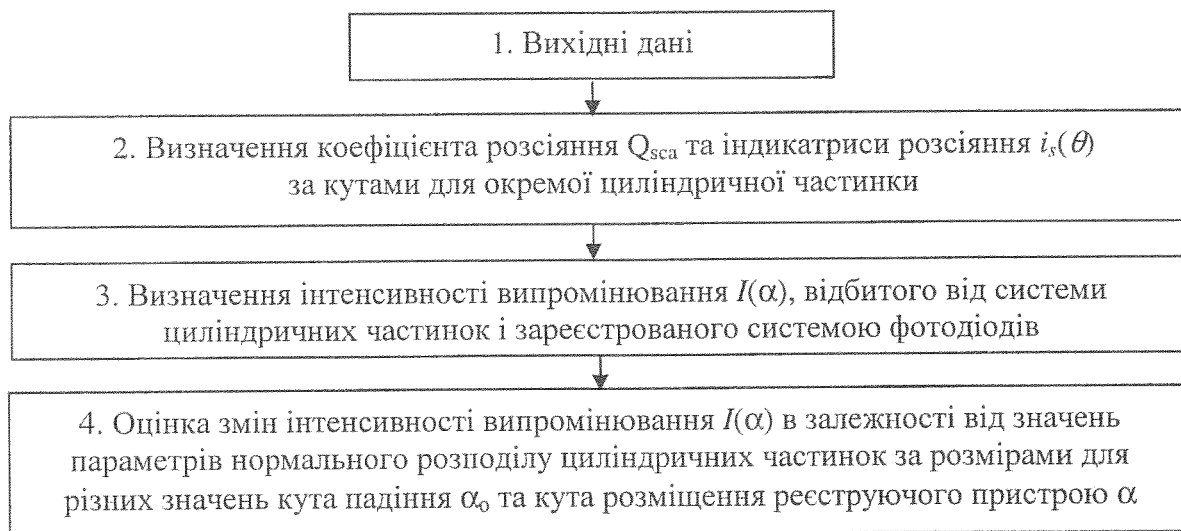


Рис. 2. Схема алгоритму методики розрахунку інтенсивності інфрачервоного випромінювання, відбитого від поверхні системи циліндричних частинок і якості інформації щодо дисперсного складу

Задамо початкові умови (вихідні дані, етап 1 на рис. 2), які відповідають інфрачервоній довжині хвилі зондуючого випромінювання ($\theta = 180^\circ - \alpha_0 - \alpha$):

$$\lambda = 0,95 \text{ мкм}; R = [1; 10 \text{ мкм}]; \alpha_0 = 45^\circ; \alpha = [\alpha_1; \alpha_2] = [0^\circ; 30^\circ]; n_c = 4,51 - 6,70 \cdot i. \quad (7)$$

На другому етапі (2 на рис. 2) підпрограма визначає коефіцієнт розсіяння Q_{sca} та індикатриси розсіяння в заданому діапазоні кутів для окремої циліндричної частинки, а також системи частинок з урахуванням початкового нормування індикатриси на $\alpha_b = 0^\circ$.

На третьому етапі (3 на рис. 2) підпрограма проводить розрахунок інтенсивності розсіяного випромінювання від системи частинок на заданій поверхні для певних умов, тобто для умов реєстрації системою фотодіодів.

При цьому розподіл частинок за розмірами (діаметрами) d_i має вигляд:

$$y = f(d_i) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(d_i-a)^2}{2\sigma^2}}, \quad (d_i/2 = R_i = 1,2, \dots, 10 \text{ мкм}). \quad (9)$$

На четвертому етапі (4 на рис. 2) проводиться оцінка змін інтенсивності випромінювання $I(\alpha, a, \sigma)$, а також залежностей цього параметра від значень параметрів a, σ нормального розподілу циліндричних частинок за розмірами для різних значень кута падіння α_0 та кута розміщення реєструючого пристрою α (системи світлодіодів).

Методика розрахунків. Для розрахунків інтенсивності випромінювання площадку, від якої реєструємо інтенсивність відбитого сигналу (наприклад, $S = I(\alpha)$), подумки розбиваємо на одиничні елементи (в тих елементах знаходяться циліндри або кулі), в яких висота h рівна діаметру $d_i = 2R_i$ ($h = 2R_i$). Зокрема, початковими елементарними циліндрами будуть такі: $h = 2R = 10$ мкм; $R = 5$ мкм. Від такого циліндра в заданому діапазоні кутів $\theta = [\theta_1; \theta_2]$ (чи $\alpha = [\alpha_1; \alpha_2]$) відбиваються фотони, інтенсивність яких $S = \sum_{i=1}^n I_s$. Відбите від кожного елементарного циліндра випромінювання сумується і в результаті отримаємо безрозмірне значення інтенсивності розсіяного (відбитого в певному просторовому куті) випромінювання S , яке нормоване відносно I_{s0} (інтенсивності зондуючого випромінювання).

Результати досліджень. В таблиці 1 подано залежність $S = I_s(\theta)$ інтенсивності випромінювання для змінного параметра нормального розподілу σ і постійного $a = 4$ мкм.

Таблиця 1

Зміна інтенсивності випромінювання $S = I_s$ залежно від параметра нормального розподілу σ ($a = 4$ мкм)

	$S(\theta = [120^\circ; 135^\circ])$	$S(\theta = [130^\circ; 145^\circ])$	$S(\theta = [135^\circ; 150^\circ])$	$S(\theta = [145^\circ; 160^\circ])$
$\sigma = 2$	0,00742	0,00822	0,00937	0,01163
$\sigma = 2,5$	0,00741	0,00926	0,00983	0,01353
$\sigma = 3$	0,00731	0,00866	0,00996	0,01250

В таблиці 2 подано залежність інтенсивності випромінювання $S = I_s(\theta)$ для змінного параметра нормального розподілу a і постійного $\sigma = 2$ мкм.

Таблиця 2

Зміна інтенсивності випромінювання $S = I_s$ залежно від параметра нормального розподілу a ($\sigma = 2$ мкм)

	$S(\theta = [120^\circ; 135^\circ])$	$S(\theta = [130^\circ; 145^\circ])$	$S(\theta = [135^\circ; 150^\circ])$	$S(\theta = [145^\circ; 160^\circ])$
$a = 4$	0,00742	0,00822	0,00937	0,01163
$a = 5$	0,00586	0,00570	0,00607	0,00743
$a = 6$	0,00465	0,00393	0,00392	0,00481

Порівнюючи залежності $S = I_s(\alpha)$, отримані в таблицях 1 і 2 для систем циліндричних частинок з радіусами від $R_1 = 1$ мкм до $R_{10} = 10$ мкм, можна зробити висновок, що залежності $S = I_s(\theta)$ в табл. 2 більш інформативні порівняно з аналогічними залежностями в першій таблиці. Це видно, навіть якщо порівняти тільки перші стовпці в таблицях. Такого типу дані можна використати для оцінки дисперсного складу порошкових матеріалів циліндричного типу. Підтвердженням цього є відмінності отриманих значень інтенсивностей S , які різняться на 10–15% для різних кутових діапазонів.

Висновки та перспективи досліджень. В основу досліджень інтенсивності S випромінювання, відбитого від системи циліндричних частинок, покладено співвідношення

оптики (співвідношення, що описують явище дифракції), нерівноважної термодинаміки, фізики поверхні твердого тіла, а також відповідне інформаційне забезпечення, яке враховує зміни комплексного показника заломлення поверхневих шарів.

На основі порівнянь залежностей інтенсивності випромінювання від кута відбивання $S = I_s(\theta)$ в діапазоні $\theta = 120^\circ - 160^\circ$ для систем циліндричних частинок, розміри яких (діаметри перерізів) розподілені за нормальним законом, встановлено, що залежності типу $S = I_s(\theta)$ у другому випадку (розглядаємо зміну параметра a) більш інформативні. Як перші (зміна σ) так другі (зміна a) набори значень в таблицях доцільно використовувати для оцінки дисперсного складу порошкових матеріалів циліндричного типу, зокрема, при високих температурах.

Новизна отриманих результатів у розробці алгоритму та відповідного математичного забезпечення з врахуванням комплексного показника заломлення матеріалу поверхневих шарів, який змінює розраховану індикатрису розсіяного від системи частинок випромінювання і дозволяє більш точно оцінити параметри нормального розподілу. Крім того, для оцінювання інтенсивності відбитого випромінювання використано дані, які у комплексі характеризують елементи роздільної здатності.

У перспективі значення індикатриси розсіяння випромінювання поверхневими шарами можна застосувати для оцінки якості отриманих сигналів в процесах визначення дисперсного складу сумішей циліндричних та сферичних частинок різних розмірів при температурах, близьких до пожежонебезпечних. Крім того на основі даних оптичного зондування, отриманих з використанням приведених в даній статті співвідношень, розроблені комп'ютерні програми для контролю процесу спікання кераміки. Це дозволяє отримати кераміку із заданими фізичними властивостями, які передбачають пожежобезпечне її функціонування у вимірювальних пристроях.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ:

1. Скороход В. В. *Реологические основы теории спекания*. – К.: Наукова думка, 1972. – 152 с.
2. Квасников В.П. *Трёхкоординатные информационно-измерительные системы перемещений и деформаций* // *Український метрологічний журнал*. – 2003. – № 4. – С. 29-31.
3. Чекурін В. Ф. *Обернена задача оптичного контролю залишкових напружень у кусково-однорідних циліндричних оболонках* // *Фізико-хімічна механіка матеріалів*. – 2000. – № 2. – С. 93-102.
4. Коузов П.А. *Основы анализа дисперсного состава промышленных пылей и измельченных материалов*. – Л.: Химия, 1987. – 364 с.
5. Борен К., Хафмен Д. *Поглощение и рассеяние света малыми частицами: Пер. с англ.* – М.: Мир, 1986. – 660 с.
6. Топорец А.С. *Оптика шереховатой поверхности*. – Ленинград: Машиностроение. Ленинградское отд-ние, 1988. – 191 с.
7. Сопрунюк П.М., Юзевич В.М., Підгірняк Я.Є. *Методи оцінки зміни оптичних констант на поверхневих неоднорідностях частинок порошкових матеріалів* // *Відбір і обробка інформації*. – 2005. – Вип. № 99. – С. 5-10.
8. Сопрунюк П., Івасів І., Червінка О., Червінка Л. *Оптичний сенсор для експрес-контролю дисперсного складу порошкових матеріалів* // *Комп'ютерні технології друкарства. Збірник наукових праць*. – Львів: Фенікс, 2000. – № 5. – С. 189-195.
9. *Таблицы физических величин: Справочник*. – М.: Атомиздат, 1976. – 1006 с.