

ДОСЛІДЖЕННЯ РАДІАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТВЕРДИХ ЧАСТИНОК ВУГЛЕЦЮ ПОЛУМ'Я ГАЗОВОГО ПАЛЬНИКА

У роботі досліджено радіаційні характеристики твердих частинок вуглецю полум'я в інтервалі довжин хвиль 0,5...1,1 мкм.

Актуальність та постановка проблеми. По своїй фізичній структурі полум'я можна розглядати як складну багатокомпонентну дисперсну систему, що складається із газоподібної і твердої фаз. При спалюванні вуглеводних газів тверду дисперсну фазу струменя пальника формують частинки сажового вуглецю. При вимірюванні потоку випромінювання твердих частинок сажового вуглецю необхідно знати умови переносу енергії випромінювання у струмені. В основному умови переносу енергії випромінювання у струмені визначають радіаційні властивості твердих частинок, їх розсіювальна та поглинальна здатність.

Аналіз останніх досліджень та постановка завдання. У роботі [1] досліджено радіаційні характеристики частинок, які формують тверду дисперсну фазу полум'я у топках парових котлів при спалюванні паливних газів з повітрям.

У роботі [2] досліджено випромінювання полум'я газового пальника, яке складається з таких складових: власного випромінювання атомів та молекул у дискретних областях спектра; суцільного спектра власного випромінювання твердих частинок; розсіяного молекулами, атомами та твердими частинками випромінювання всіх частин полум'я. У роботі визначено спектри випромінювання складових дисперсної системи.

Виділення не вирішених раніше завдань загальної проблеми. Не досліджено радіаційні властивості частинок сажового вуглецю високотемпературного двофазного струменя газового пальника при спалюванні пального газу з киснем у відкритому просторі.

Мета досліджень. Дослідити радіаційні характеристики твердих частинок сажового вуглецю полум'я у діапазоні вимірювання потоку випромінювання твердих частинок високотемпературного струменя газ-тверді частинки, а саме в інтервалі довжин хвиль 0,5...1,1 мкм.

Викладення основного матеріалу. Радіаційні властивості твердої дисперсної фази полум'я характеризуються факторами K_{λ}^a і коефіцієнтами α_{λ} поглинання, а також факторами K_{λ}^s і коефіцієнтами β_{λ} розсіювання. Фактори поглинання й розсіювання K_{λ}^a і K_{λ}^s характеризують радіаційні властивості окремих частинок, а коефіцієнти поглинання й розсіювання α_{λ} і β_{λ} – радіаційні властивості системи частинок. Радіаційні характеристики частинок, що утворюють тверду дисперсну фазу полум'я, містять у собі коефіцієнти поглинання, розсіювання та індикатриса розсіювання і можуть бути визначені залежно від двох основних параметрів: параметра дифракції ρ та комплексного показника заломлення m .

Розрахунок факторів розсіювання та ослаблення визначають за формулами:

$$K_{\lambda}^s = \frac{2}{\rho^2} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{n^2(1+n)^2}{1+2n} (|a_n|^2 + |b_n|^2); \quad (1)$$

$$K_{\lambda} = K_{\lambda}^a + K_{\lambda}^s = -\frac{2}{\rho^2} \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} i(-1)^n n(1+n)(a_n - b_n), \quad (2)$$

де K_{λ}^s – фактор розсіювання; K_{λ} – фактор ослаблення; K_{λ}^a – фактор поглинання; ρ – параметр дифракції; n – показник заломлення визначають як відношення швидкості поширення світла у вакуумі до швидкості його поширення у даному середовищі; a_n – амплітудний коефіцієнт парціальних хвиль електричних коливань; b_n – амплітудний коефіцієнт парціальних хвиль магнітних коливань [1].

Коефіцієнти a_n і b_n називаються коефіцієнтами Мі, в свою чергу є складними функціями величин ρ та m : $a_n = a_n(m, \rho)$; $b_n = b_n(m, \rho)$. Коефіцієнти a_n і b_n виражені через функції Рікатті–Бесселя і представлено у такому вигляді:

$$a_n = \frac{\psi_n(\rho) \left[\frac{\psi'_n(m\rho)}{\psi_n(m\rho)} \right] - m\psi'_n(\rho)}{\xi_n(\rho) \left[\frac{\psi'_n(m\rho)}{\psi_n(m\rho)} \right] - m\xi'_n(\rho)}; \quad (3)$$

$$b_n = \frac{m\psi_n(\rho) \left[\frac{\psi'_n(m\rho)}{\psi_n(m\rho)} \right] - \psi'_n(\rho)}{m\xi_n(\rho) \left[\frac{\xi'_n(m\rho)}{\xi_n(m\rho)} \right] - \xi'_n(\rho)}, \tag{4}$$

де m – комплексний показник заломлення; $\psi_n(z)$, $\xi_n(z)$ – функції Рікатті–Бесселя; $z \equiv \rho$ або $m\rho$ [2].
 Функції Рікатті–Бесселя $\psi_n(z)$ і $\xi_n(z)$ зв’язані з функцією Бесселя нецілого порядку співвідношеннями:

$$\psi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2} \right)^{\frac{1}{2}} J_{n+1/2}(z); \tag{5}$$

$$\xi_n(z) = \left(\frac{\pi z}{2} \right)^{\frac{1}{2}} J_{n+1/2}(z) + (-1)^n i J_{-n-1/2}(z), \quad i = \sqrt{-1}. \tag{6}$$

Коли показник заломлення m – комплексна величина, функцію $\psi'_n(m\rho)/\psi_n(m\rho)$ виражено через функції Бесселя від комплексного аргументу. Величини K_λ^s і K_λ виражаються у вигляді нескінченних рядів. Число членів у розкладаннях, які необхідно враховувати при розрахунках, залежать від значення параметра ρ та по порядку величини близької до значення ρ .

Вимірювання потоку випромінювання виконано в інтервалі довжин електромагнітних хвиль 0,5...1,1 мкм. Експериментальні дані показують, що для полум’я в умовах утворення частинок сажі з газової фази вуглеводнів розмір частинок змінюється в межах 5...80 нм. Дисперсія оптичних констант сажі в області довжин хвиль 1...6 мкм описана залежністю вигляду:

$$n(\lambda) = 1,6 + 0,3\lambda; \tag{7}$$

$$\chi(\lambda) = b\lambda^{0,6}, \tag{8}$$

де $b = 1 \text{ мкм}^{-0,6}$ – числовий коефіцієнт [1].

Параметр дифракції визначено за формулою:

$$\rho = \pi \cdot d / \lambda, \tag{9}$$

де d – діаметр твердої частинки; λ – довжина хвилі падаючого випромінювання у навколишнім середовищі [1], а комплексний показник заломлення визначено за формулою:

$$m = n - i \cdot \chi, \tag{10}$$

де $i\chi$ – характеризує згасання амплітуди електромагнітних коливань у речовині, обумовлене поглинанням (табл. 1).

Таблиця 1

Оптичні константи сажі в діапазоні вимірювання

Показник	Значення показника при довжині хвилі λ та діаметрі твердої частинки d			
	$\lambda = 0,5 \text{ мкм}$		$\lambda = 1,1 \text{ мкм}$	
	$d = 5 \text{ нм}$	$d = 80 \text{ нм}$	$d = 5 \text{ нм}$	$d = 80 \text{ нм}$
Показник заломлення, n	1,75	1,75	1,93	1,93
Величина χ	0,66	0,66	1,059	1,059
Комплексний показник заломлення, m	1,75–0,66i	1,75–0,66i	1,93–1,059i	1,93–1,059i
Параметр дифракції, ρ	0,031	0,503	0,014	0,228
$ m \rho$	0,059	0,94	0,031	0,503

Оскільки $\rho \ll 1$, а $|m|\rho < 1$, то відповідно до теорії Мі тверді частинки сажового вуглецю, що знаходяться у високотемпературному струмені газового пальника, є малими частинками. При цьому у наведених вище залежностях можна обмежитися лише однією парціальною хвилею електричних коливань з амплітудою:

$$a_n = \left(\frac{\pi d}{\lambda} \right)^3 \cdot \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1}. \tag{11}$$

Всі наступні амплітудні коефіцієнти електричних і магнітних коливань дуже малі, порівняно з величиною a_n . Тоді для частинок малих розмірів:

$$K_\lambda^s = \frac{8}{3} \rho^{-2} |a_1|^2 = \frac{8}{3} \rho^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2; \tag{12}$$

$$K_{\lambda} = -2\rho^{-2} \operatorname{Re}(-2ia_1) = -4\rho \operatorname{Im}\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2}\right). \quad (13)$$

Оскільки фактор розсіювання K_{λ}^s – змінюється пропорційно величині ρ^4 , то при достатньо невеликих значеннях ρ величина K_{λ}^s незначна, порівняно з величиною K_{λ} . Тоді з рівняння (2) $K_{\lambda} = K_{\lambda}^a + K_{\lambda}^s$ визначено:

$$K_{\lambda}^a = 4\rho \operatorname{Im}\left(\frac{1 - m^2}{m^2 + 2}\right). \quad (14)$$

Фактори K_{λ} , K_{λ}^a , K_{λ}^s є безрозмірними величинами (табл. 2).

Таблиця 2

Радіаційні характеристики твердих частинок вуглецю полум'я

Показник	Значення показника при довжині хвилі λ та діаметрі твердої частинки d			
	$\lambda = 0,5$ мкм		$\lambda = 1,1$ мкм	
	$d = 5$ нм	$d = 80$ нм	$d = 5$ нм	$d = 80$ нм
Фактор поглинання K_{λ}^a	-0,033-0,06i	-0,521-0,967i	-0,018-0,36i	-0,296-0,581i
Фактор розсіювання K_{λ}^s	$7,75 \cdot 10^{-7}$	$5,08 \cdot 10^{-2}$	$5,64 \cdot 10^{-8}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
Фактор ослаблення K_{λ}	-0,033-0,06i	-0,521-0,967i	-0,018-0,36i	-0,296-0,581i
Коефіцієнт асиметрії $\eta_{\text{вп/вз}}$	1	1	1	1

Позначимо:

$$M(\lambda) = \frac{8\pi^4}{3} \left| \frac{m-1}{m^2+2} \right|^2. \quad (15)$$

Тоді рівняння (12) приймає вигляд:

$$K_{\lambda}^s = \frac{M(\lambda) \cdot x^4}{\lambda^4}. \quad (16)$$

Формула (16) являє собою відомий закон розсіювання Релея, відповідно якому для частинок малих розмірів інтенсивність розсіювання обернено пропорційна четвертій степені довжини хвилі падаючого випромінювання.

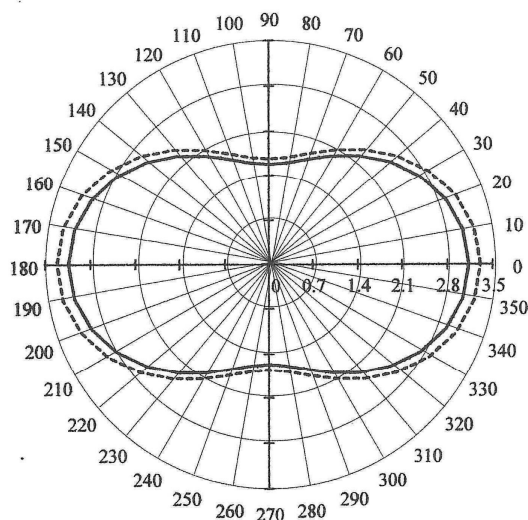
Розподіл розсіяного світла по різним напрямкам θ характеризується індикатрисою розсіювання, яку визначено за формулою:

$$\gamma_{\lambda}(\theta) = \frac{2\rho^4}{K_{\lambda}^s} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \right| (1 + \cos^2 \theta), \quad (17)$$

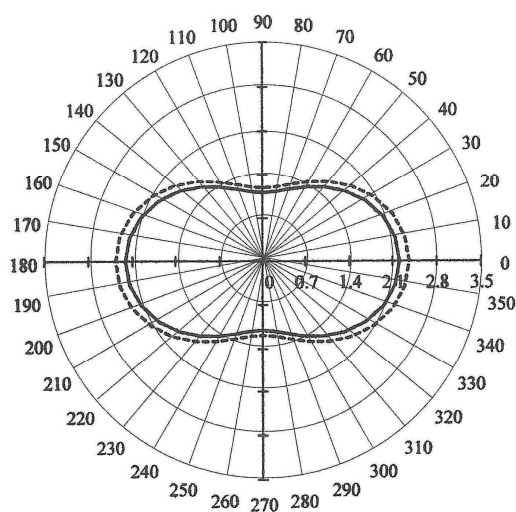
де θ – кут напрямку випромінювання [1].

Для частинок сажового вуглецю розміром 5...80 нм характерною є симетрична «вперед–назад» індикатриса розсіювання. Максимальне розсіювання спостерігається у напрямку $\theta = 180^\circ$ і $\theta = 0$ «вперед–назад» (рис. 1). Коефіцієнт асиметрії індикатрисы розсіювання випромінювання визначено за формулою:

$$\eta_{\text{вп/вз}} = \frac{\int_{\pi/2}^{\pi} \gamma_{\lambda}(\theta) \sin \theta d\theta}{\int_{\pi/2}^{\pi} \gamma_{\lambda}(\theta) \sin \theta d\theta}. \quad (18)$$



а)



б)

Рис. 1. Індикатриси розсіювання для частинок сажового вуглецю:
 а – при довжині хвилі 0,5 мкм; б – при довжині хвилі 1,1 мкм;
 ———— – розмір частинок сажового вуглецю 5 нм;
 - - - - - – розмір частинок сажового вуглецю 80 нм

Висновки. Як видно з формули (17) для всіх частинок малих розмірів ($\rho \ll 1$) вигляд індикатриси розсіювання один і той самий і не залежить від конкретного значення параметра ρ . Зміна довжини хвилі випромінювання при цьому також не впливає на характер індикатриси розсіювання. Змінюється тільки сумарна кількість енергії, розсіяної частинкою по всіх напрямках.

З формул (12) та (13) видно, що для частинок сажового вуглецю полум'я фактор ослаблення K_λ змінюється пропорційно величині ρ , а фактор розсіювання K_λ^s – пропорційно величині ρ^4 .

ЛІТЕРАТУРА:

1. Блох А.Г. Теплообмен в топках паровых котлов / А.Г. Блох. – Л. : Энергоатомиздат. Ленинград. отд-ние, 1984. – 240 с.

2. *Ночвай В.М.* Дослідження випромінювання двофазного потоку газ-тверді частинки / *В.М. Ночвай* // Процеси механічної обробки в машинобудуванні : зб. наук. праць. – Житомир : ЖДТУ, 2006. – № 4. – С. 69–76.
3. *Оцирик М.Н.* Сложный теплообмен / *М.Н. Оцирик* ; пер. с англ. ; под ред. д.т.н. *Н.А. Анфилова*. – М. : Мир, 1976. – 616 с.

НОЧВАЙ Володимир Матвійович – кандидат технічних наук, доцент кафедри технології машинобудування і конструювання технічних систем Житомирського державного технологічного університету.

Наукові інтереси:

- газотермічні покриття;
 - прилади і методи контролю та визначення складу речовин.
- Тел.: (096)211–79–41; (0412)22–13–65.

Подано 11.08.2011