

О.С. ЧЕРНЕНКО, В.В. КАЛІНЧАК, М.М. КОРЧАГІНА, Д.С. ДАРАКОВ

Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова  
(Вул. Дворянська, 2, Одеса 65000; e-mail: teplophys@onu.edu.ua)**ВРАХУВАННЯ МАСООБМІНУ  
ПРИ ВИЗНАЧЕННІ КРИТИЧНИХ УМОВ  
І ЧАСУ ЗАЙМАННЯ ЧАСТИНКИ КОКСУ ВУГІЛЛЯ**

УДК 662.6, 667

*Проводиться аналіз часових залежностей температури частинки коксу при її займанні в нагрітому газі з метою аналітичного визначення періоду індукції з урахуванням масопереносу кисню до поверхні частинки. Всього час займання ділиться на характерні стадії. Показано, що точки перегину не можуть служити межами окремих стадій періоду індукції. Закінчення тривалості стадії прогрівання при її аналітичному визначенні краще співвіднести з температурою, яка менша за температуру перегину на один характерний інтервал. Для тривалості подальшого прогрівання частинки при хімічному реагуванні слід враховувати масоперенос. Запропонований новий метод аналітичного визначення тривалості періоду індукції, який заснований на введенні безрозмірної температури відносно температури займання. Він дозволяє врахувати протікання паралельних хімічних реакцій і масоперенос (в перехідній і дифузійній областях горіння).*

*Ключові слова:* частинка, кокс, час займання, масоперенос, критичні умови.

**1. Вступ**

Критичні умови і час займання (період індукції) є важливими характеристиками горіння частинок вугілля. Так, при вдуванні вугільного пилу, наприклад, в нагрітий об'єм печі час займання визначає довжину непалаючої частинки факела, що важливо для забезпечення повноти її згорання [1, 2]. Час займання або період індукції – це час нестационарного горіння частинок вугілля, яке відбувається, якщо перш за все задовольняється умова самоприскорення швидкості хімічного тепловиділення по відношенню до швидкості відводу тепла. При цьому ефективний коефіцієнт тепловідведення повинен бути менше критичного значення  $\alpha_* < \alpha_{*i}$ , а концентрація кисню – більша концентрації займання  $Y_{O_2} > Y_{O_2i}$ .

При аналізі часової залежності температури частинки коксу в загальному випадку ( $Y_{O_2} > Y_{O_2i}$ ,

$\alpha_* < \alpha_{*i}$ ) можна спостерігати дві точки перегину до наступу її горіння [3–5], що дозволяє використовувати їх для розбиття періоду індукції на стадії: час інертного прогріву (до першої точки перегину) і час хімічного розігріву (до другої точки перегину). Для аналітичного пошуку періоду індукції накладалася умова досягнення точки перегину на часовій залежності температури частинки (умова Тодеса) [6].

Однак, з огляду на те, що в даній точці температура частинки досить висока, то для наближеної оцінки періоду індукції приймають час досягнення нескінченно великої температури при протіканні однієї хімічної реакції в кінетичній області. Це дозволяло оцінити час займання частинки при початковій температурі частинки, що дорівнює температурі газового середовища, у вигляді [4, 7]:

$$\tau_2 \approx \tau_{ch1} \frac{\sqrt{2\pi}}{e \sqrt{1 - \frac{\alpha_*}{e}}} \quad \text{або} \quad \tau_2 \approx \tau_{ch1} \frac{\sqrt{2\pi}}{e \sqrt{1 - \frac{Y_{O_2i}}{Y_{O_2}}}}, \quad (1)$$

© О.С. ЧЕРНЕНКО, В.В. КАЛІНЧАК,  
М.М. КОРЧАГІНА, Д.С. ДАРАКОВ, 2019

$$\tau_{ch1} = \frac{cpdT_g^2}{6E_1Y_{O_2}\rho_gQ_1k_1(T_g)},$$

$$\alpha_* = \frac{\alpha RT_g^2}{E_1Q_1k_1(T_g)Y_{O_2}\rho_g}.$$

На практиці під періодом індукції розуміють сумарний час нестационарної стадії, коли яскравість горючої частинки практично перестає змінюватися або час протікання процесу від початку розігріву частинки до моменту появи зовнішніх ознак реакції горіння [4, С. 70–73]. У першому випадку необхідно вводити додатково третю стадію періоду індукції, для якої характерний перебіг хімічної реакції в дифузійній області.

Зазвичай прийнято вважати, що в процесі горіння вуглецевої частинки спостерігається дифузійна область її горіння. Саме це припущення зазвичай лежить в основі дослідження швидкості горіння частинки [2]. Критерієм, який визначає область горіння (кінетична і дифузійна), є дифузійно-кінетичне відношення (число Семенова) [8: С. 89–90]

$$Se = \frac{d}{DNu} (k_1 + k_2).$$

Він показує роль кінетики реакцій на поверхні частинки. Так, для дифузійної області (великі частинки, високі температури) характерно  $Se \gg 1$  і сумарна швидкість реакцій визначається дифузійною кисню. Для кінетичної (малі частинки, низькі температури) –  $Se \ll 1$  і сумарна швидкість реакцій визначається кінетикою реакцій. Однак, температури горіння частинок можуть зменшуватися, наприклад, зі зменшенням концентрації кисню в середовищі. Тому горіння частинки за рахунок суттєвого зменшення числа Семенова може відбуватися зовсім не в дифузійній, а в перехідній області (проміжній між кінетичною і дифузійною областями).

Таким чином, в загальному випадку врахування масопереносу кисню необхідне для визначення часу займання частинки коксу. Адже протягом цього часу збільшується її температура, що приводить до плавного зростання числа Семенова від  $Se \ll 1$  до  $Se \gg 1$ .

Метою даної роботи є аналіз часових залежностей температури частинки коксу при її займанні в нагрітому газі для аналітичного визначення періоду індукції з урахуванням масопереносу кисню до поверхні частинки.

## 2. Постановка задачі

Експериментально доведено та теоретично обґрунтовано [4, 9] неізотермічний і необоротний перебіг паралельних екзотермічних реакцій першого порядку по кисню:



В роботі [9] встановлено, що швидкості появи продуктів реакцій  $CO_2$  та  $CO$  в процесі горіння частинки коксу одного порядку. Залежність від часу середньої по всьому об'єму температури вуглецевої частинки визначаються з розв'язку диференціального рівняння [4, 10]:

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{6}{cpd} q_{\text{eff}}, \quad T(t=0) = T_b, \quad (2)$$

де

$$q_{\text{eff}} = q_{ch12} - q_{h\Sigma},$$

$$q_{ch1,2} = (Q_1k_1 + Q_2k_2)(1 - X_A)\rho_{gs}Y_{O_2,s},$$

$$q_{h\Sigma} = \frac{\lambda_g Nu}{d} (T - T_g) + \epsilon \sigma (T^4 - T_g^4),$$

$$Y_{O_2,s} = Y_{O_2,\infty} \frac{1}{1 + Se},$$

$Q_1, Q_2$  – теплові ефекти хімічних реакцій (I) і (II), розраховані на одиницю маси кисню, Дж/кг $O_2$ ;  $k_1, k_2$  – константи швидкостей хімічних реакцій (I)–(II);  $Y_{O_2,s}$  – відносна масова частка кисню в газі у поверхні частинки;  $\rho_{gs}$  – густина навколишнього газу біля поверхні частинки, кг/м $^3$ ;  $c$  – питома теплоємність частинки, Дж/(кг·К);  $T, T_g$  – температури поверхні частинки і навколишнього газу, К;  $\epsilon$  – коефіцієнт чорноти поверхності частинки;  $\sigma$  – стала Стефана–Больцмана, Вт/(м $^2$ К $^4$ ).

Дослідження [2] вказують на зв'язок енергії активації  $E$  і передекспоненційних множників  $k_0$  реакцій ( $k_* = 100$  м/с,  $T_* = 2600$  К):

$$k_i = k_{0i} \exp \left[ -\frac{E_i}{RT} \right], \quad k_{0i} = k_* \exp \left[ \frac{E_i}{RT_*} \right],$$

$$\frac{E_2}{E_1} = 1,1,$$

де  $R$  – універсальна газова стала, Дж/(моль·К).

Зміною діаметра частинки в процесі займання можна знехтувати [2, 4, 11].

### 3. Аналіз результатів

Розглянемо динаміку зміни температури поодинокі вуглецевої частинки (рис. 1, а, с) в нагрітому повітрі. Як приклад, взяті частинки коксу антрациту марки АШ. Прийняті параметри:  $Q_1 = 12,3$  МДж/кгО<sub>2</sub>,  $Q_2 = 6,84$  МДж/кгО<sub>2</sub>,  $E_1 = 140000$  Дж,  $\gamma = 1,1$ ,  $\rho_c = 1440$  кг/м<sup>3</sup>,  $c_c = 2000$  Дж/(кг·К),  $\epsilon = 0,78$ .

Екстремуми на часових залежностях  $q_{\text{eff}}$  вказують на зміну режимів тепломасообміну і кінетики хімічних реакцій і визначають моменти займання. Дамо коротку їх характеристику.

Коли похідна досягає мінімального значення (точка  $i_1$ ):

$$q_{\text{eff}}|_{i_1} > 0, \quad \frac{\partial q_{\text{eff}}}{\partial \tau} \Big|_{i_1} = 0, \quad \frac{\partial^2 q_{\text{eff}}}{\partial \tau^2} \Big|_{i_1} > 0,$$

починається займання частинки. Час досягнення цієї точки характеризує час практично інертного прогрівання частинки. Прогрівання здійснюється переважно за рахунок теплообміну з газом і тепловим випромінюванням з навколишніми тілами.

Після точки  $i_1$  стає істотним загальне хімічне тепловиділення на поверхні частинки. Зростання температури до температури в точці  $i_2$ , яка визначається максимумом на часовій залежності  $q_{\text{eff}}$ :

$$q_{\text{eff}}|_{i_2} > 0, \quad \frac{\partial q_{\text{eff}}}{\partial \tau} \Big|_{i_2} = 0, \quad \frac{\partial^2 q_{\text{eff}}}{\partial \tau^2} \Big|_{i_2} < 0,$$

характеризується самоприскоренням за рахунок хімічного тепловиділення і збільшення температури частинки. Час досягнення точки  $i_2$  ряд дослідників вважає періодом індукції  $\tau_{\text{ind0}}$  [5, 6]. Саме після цієї точки швидкість росту хімічного тепловиділення гальмується за рахунок зростання дифузійного опору ( $Se \approx 1$ ).

Час досягнення квазістаціонарного високотемпературного режиму тепломасообміну  $\tau_{\text{ind}}$  (досягнення точки  $i_3$ , коли часова похідна температури частинки стає істотно меншою, ніж на попередніх стадіях і, можливо, близькою до нуля) може істотно відрізнитися від періоду індукції  $\tau_{\text{ind0}}$ . Ряд дослідників, які визначали експериментально період індукції вугільних частинок, вважали за період індукції час досягнення постійної яскравості спалахуючої частинки [3]. Тобто, коли температура частинки з часом практично не змінювалась.

За досягнення квазістаціонарності по температурі частинки (закінчення періоду індукції) вибрано умову:

$$\frac{c\rho d}{6q_{ch}} \frac{\partial T}{\partial \tau} \Big|_{\tau=\tau_{\text{ind}}} = 1 - \frac{q_g + q_w}{q_{ch}} = 0,05.$$

Вибір цієї умови за закінчення періоду індукції зумовлено не тільки візуальними спостереженнями зміни швидкості наростання температури з швидкої на повільну, а і досягненням температури частинки значення, досить близького до стаціонарного для поточного діаметра.

У таблиці наведені параметри точок  $i_1$ ,  $i_2$  і  $i_3$  при зміні концентрації кисню в повітрі. Температура, що відповідає першій точці перегину, при зменшенні концентрації кисню стає більше температури навколишнього газу. Це говорить про те, що частинка поводить себе вже як хімічно активна (дифузійно-кінетичне відношення не мале (не можна знехтувати) і точка  $i_1$  не є закінченням часу інертного прогрівання. Він повинен бути меншим.

Видно, що зі зменшенням концентрації кисню тривалість другої стадії зменшується до нуля і нижче деякого значення  $Y_{O_2}$  часова залежність температури не має точок перегину (рис. 1, b, d). До того ж температура горіння знижується і режим горіння частинки перестає бути дифузійним. Якщо при високих концентраціях кисню в суміші значення дифузійно-кінетичне відношення  $Se|_{i_3} = 7-10$  насилу можна віднести до дифузійного режиму горіння, то при низьких концентраціях – значення  $Se|_{i_3}$  близьке до 1.

Таким чином, видно, що при зниженні концентрації кисню в газовій суміші спосіб визначення тривалості окремих стадій періоду індукції, оснований на використанні точок перегину, не може бути застосованим. В подальшому для аналітичного визначення часу займання його буде розділено на дві частини: стадії інертного і хімічного прогрівання. Їх обчислення зручно проводити при використанні безрозмірних величин.

### 4. Аналітичне визначення періоду індукції

Для визначення тривалості окремих стадій періоду індукції необхідно визначити критичні умови високотемпературного тепломасообміну, які одно-

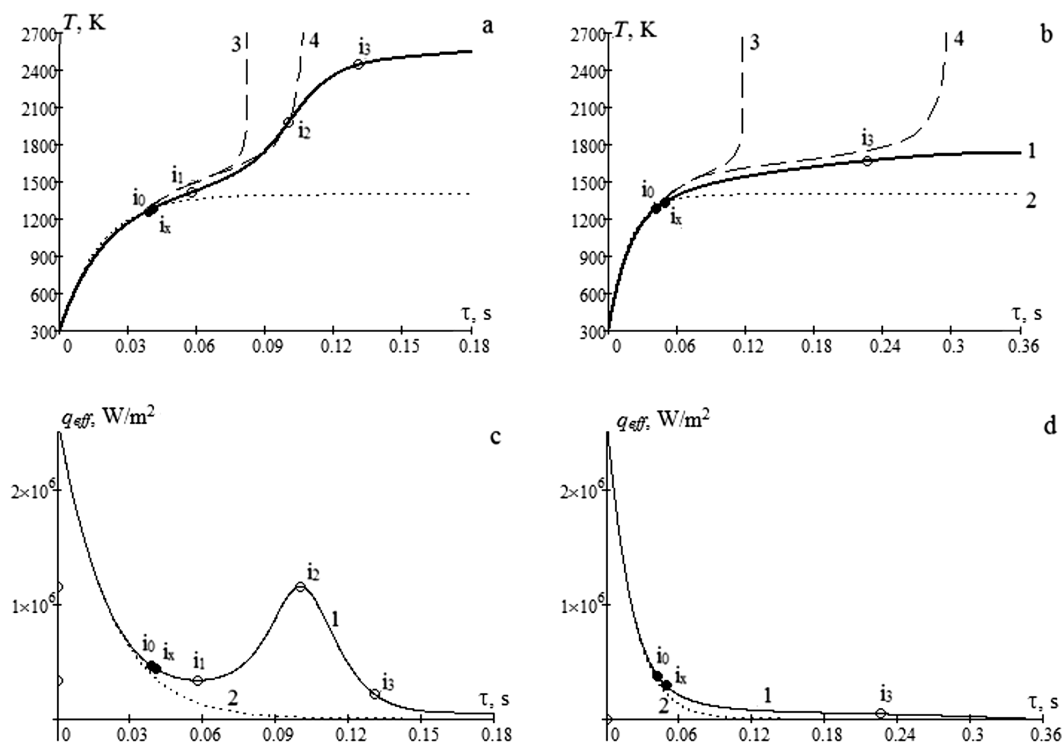


Рис. 1. Часові залежності температури частинки і ефективної швидкості тепловиділення вуглецевої частинки: крива 1 – хімічно активна частинка, рішення по (2), крива 2 – інертна частинка, 3 – наближена залежність (15), 4 – наближена залежність (19). Діаметр частинки 100 мкм. Параметри:  $E_1 = 140$  кДж/моль;  $T_g = 1400$  К,  $T_b = 300$  К,  $X_A = 0$ ,  $Y_{O_2} = 0,23$  (a, c),  $Y_{O_2} = 0,13$  (b, d)

Таблиця 1. Параметри характерних точок на часовій залежності температури вуглецевої частинки діаметром 100 мкм при різних концентраціях кисню в повітрі ( $T_g = 1400$  К)

$Y_{O_2}$	$\tau_0$ , мс	$\tau_{ix}$ , мс	$\tau_{i1}$	$\tau_{i2}$	$\tau_{i3}$	$T_{i0}$	$T_{ix}$	$T_{i1}$	$T_{i2}$	$T_{i3}$	$Se_{i0}$	$Se_{i1}$	$Se_{i2}$	$Se_{i3}$
0,23	39,0	40,8	57,8	100	130,8	1266	1284	1414	1975	2443	0,02	0,09	2,18	8,70
0,2	41,0	41,2	65,2	113,3	147,4	1282	1285	1447	1930	2302	0,03	0,12	1,81	6,02
0,17	43,6	41,4	79,2	137,0	176,1	1302	1285	1493	1867	2134	0,03	0,17	1,36	3,58
0,14	47,2	41,6	128,8	192,2	243	1324	1284	1587	1745	1870	0,04	0,31	0,75	1,29
0,135	47,8	41,8	175,4	180,2	252,4	1328	1285	1654	1662	1788	0,044	0,46	0,48	0,89
0,13	48,8	41,8	–	–	225,6	1333	1285	–	–	1665	0,046	–	–	0,48
0,10	55,8	42,0	–	–	150,8	1363	1284	–	–	1496	0,06	–	–	0,17

часно задовольняють дві умови [2, 4, 7, 10]:

$$q_{\text{eff}} = 0, \quad \left. \frac{\partial q_{\text{eff}}}{\partial T} \right|_{i,e} = 0, \quad (3)$$

Найбільш простий наближений шлях визначення критичних умов самозаймання частинки в нагрітому газі заснований на включенні теплового

випромінювання в ефективний закон Ньютона-Ріхмана:

$$\alpha(T - T_g) + \epsilon\sigma(T^4 - T_g^4) \approx \alpha_{\text{eff}}(T - T_g),$$

де вводиться ефективний коефіцієнт тепловіддачі:

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha + 4\epsilon\sigma T_g^3.$$

В цьому випадку в припущенні перебігу хімічної реакції в кінетичній області ефективна густина тепловиділення (права частина (2)) набуде вигляду:

$$q_{\text{eff}} = (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) Y_{\text{O}_2} \rho_g - \alpha_{\text{eff}} (T - T_g). \quad (4)$$

Застосувавши критичні умови (3), отримаємо систему рівнянь:

$$\begin{cases} (Q_1 k_1 + Q_2 k_2) Y_{\text{O}_2} \rho_g = \alpha_{\text{eff}} (T - T_g), \\ (Q_1 k_1 E_1 + Q_2 k_2 E_2) \frac{Y_{\text{O}_2} \rho_g}{RT^2} = \alpha_{\text{eff}}. \end{cases} \quad (5)$$

Розділивши одне рівняння (5) на інше, отримаємо трансцендентне рівняння для критичної температури частинки, що відповідає її самозайманню:

$$T_i = T_g + \frac{RT^2}{E_1} \left( \frac{Q_1 k_1 + Q_2 k_2}{Q_1 k_1 + Q_2 k_2 E_2 / E_1} \right). \quad (6)$$

Критичну температуру частинки зручно представити у вигляді безрозмірної величини, введеної Франк–Каменецьким [7]:

$$\theta = \frac{T - T_g}{RT_g^2} E_1.$$

При самозайманні критична температура частинки несуттєво відрізняється від ефективної температури газу ( $|T_i - T_g| \ll T_g$ ). Тому

$$\theta_i \approx \frac{T - T_g}{RT^2} E_1 \Big|_i.$$

Для констант реакцій використаємо розкладання Франк–Каменецького [7]:

$$k_1 = k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT}\right) \approx k_{01} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_g}\right) \exp \theta,$$

$$k_2 \approx k_{02} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_g}\right) \exp(\gamma \theta).$$

Отже, у разі протікання лише однієї хімічної реакції критичне значення температури дорівнює  $\theta_i = 1$ . Величина всередині дужок (6) слабо залежить від температури. Тому в першому наближенні її можна розрахувати при  $\theta = 1$ .

В результаті деяких перетворень, ввівши  $\gamma = E_2/E_1$ , отримаємо:

$$\theta_i = 1 - \frac{Be^\gamma (\gamma - 1)}{1 + B\gamma e^\gamma}, \quad \theta_i = 1 - A\theta, \quad (7)$$

$$B = \frac{Q_2 k_2 (T_g)}{Q_1 k_1 (T_g)}, \quad \gamma = \frac{E_2}{E_1}.$$

У більшості випадків самозаймання вуглецевих частинок другий доданок в (7) дуже малий. Наприклад, для самозаймання частинки коксованого антрациту АШ при  $T_g = 1500$  К величини  $B = 0,351$  і  $A\theta = 0,049$ . Тому можна і в разі перебігу паралельних хімічних реакцій приблизно вважати  $\theta_i \approx 1$ .

Для визначення критичного безрозмірного коефіцієнта тепловіддачі  $\alpha_{*i}$  (і, отже, діаметра частинки) використаємо друге рівняння системи (5) та розкладання Франк–Каменецького констант реакцій. В результаті отримуємо [12]:

$$\alpha_{*,i} = e (1 + Be^{\gamma-1}) = \frac{\alpha_{\text{eff}} RT_g^2}{E_1 Q_1 k_1 (T_g) Y_{\text{O}_2} \rho_g}. \quad (8)$$

Для визначення періоду індукції введемо безрозмірний час

$$\tilde{\tau} = \frac{\tau}{\tau_{ch}}, \quad \tau_{ch} = \frac{cpdRT_g^2}{6E_1 Y_{\text{O}_2} \rho_g Q_1 k_1 (T_g)}.$$

Тоді в безрозмірних величинах рівняння для зміни температури частинки (2) набуває вигляду

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tilde{\tau}} = e^\theta + Be^{\gamma\theta} - \alpha_* \theta, \quad \theta(\tilde{\tau} = 0) = \theta_b.$$

Періодом індукції можна назвати час [6, 7], через який температура частинки зростає від початкового значення до нескінченно великого. Тому для випадку перебігу двох паралельних реакцій період індукції оцінюється за формулою

$$\tilde{\tau}_{\text{ind}} = \int_{\theta_b}^{\infty} \frac{d\theta}{e^\theta + Be^{\gamma\theta} - \alpha_* \theta}. \quad (9)$$

Аналогічно з урахуванням масопереносу (не нехтуємо числом Семенова):

$$\tilde{\tau}_{\text{ind}} = \int_{\theta_b}^{\infty} \frac{d\theta}{\left( \frac{e^\theta + Be^{\gamma\theta}}{1 + \delta_i (e^\theta + \chi e^{\gamma\theta})} \right) - \alpha_* \theta}, \quad (10)$$

$$\chi = \frac{k_2 (T_g)}{k_1 (T_g)}, \quad \delta_i = d \frac{k_1 (T_g)}{DNu}.$$

Інтегралі (9) і (10) не беруться в елементарних функціях. Тому весь температурний інтервал розбивають на ділянки, де, використовуючи ряд наближень, визначають період індукції частинами.

### 5. Стадія інертного прогріву

На цій стадії використовується припущення про малість хімічного тепловиділення, яким нехтують в (4) і (10). Головним питанням залишається зазначення верхньої межі по температурах в інтегралі (10). Наприклад, за момент закінчення часу підігріву можна вибрати досягнення температури, яка віддалена на одиничний характерний інтервал  $RT_g^2/E_1$  від температури газу, як  $\theta = -1$  (точка  $i_x$  на рис. 1). В цьому випадку час інертного підігріву оцінюється як

$$\tilde{\tau}_1 \approx \int_{\theta_b}^{-1} \frac{d\theta}{-\alpha_*\theta} = \frac{1}{\alpha_*} \ln(-\theta_b).$$

Однак, в ролі закінчення інертного прогрівання краще орієнтуватися на температуру, яка відступає на одиничний характерний інтервал від температури відповідної точки перегину. Для її оцінки можна визначити нуль похідної від ефективного тепловиділення  $\partial(e^\theta - \alpha_*\theta)/\partial\theta = 0$ . В результаті маємо оціночне значення температури перегину  $\theta_1 = \ln \alpha_*$  і вираз для оцінки часу інертного прогріву:

$$\tilde{\tau}_1 \approx \int_{\theta_b}^{\ln \alpha_* - 1} \frac{d\theta}{-\alpha_*\theta} = \frac{1}{\alpha_*} \ln\left(\frac{\theta_b}{\ln \alpha_* - 1}\right). \quad (11)$$

На рис. 1 видно, що краще описує інертну стадію прогріву вираз (11), як час досягнення безрозмірної температури частинки  $\ln \alpha_* - 1$  (точка  $i_0$ ). По-перше, температура частинки в кінці стадії прогрівання менша за температуру газової суміші (частинка не розігріта вище суміші). По-друге, дифузійно-кінетичне відношення в кінці стадії значно менше від одиниці. По-третє, тривалість стадії слабо залежить від концентрації кисню на відміну від часу досягнення точки  $i_1$ , що говорить про вплив концентрації кисню на швидкість хімічного тепловиділення, що впливає на початок самоприскорення хімічних реакцій.

### 6. Класичний спосіб визначення часу спалахування

Тривалість наступної стадії займання підігрітої частинки коксу визначається в припущенні кіне-

тичного режиму окислення частинки як

$$\tilde{\tau}_2 \approx \int_{\ln \alpha_* - 1}^{\infty} \frac{d\theta}{e^\theta + Be^\theta - \alpha_*\theta}. \quad (12)$$

Виконаємо лінійне розкладання безрозмірних температури і коефіцієнта теплообміну поблизу їх критичних значень:

$$\theta = 1 + x, \alpha_* = e(1 + Be^{\gamma-1})(1 - z),$$

де  $x \ll 1$  і  $z \ll 1$ .

Якщо використовувати розклад Маклорена для експонент, а саме:

$$e^\theta \approx e\left(1 + x + \frac{x^2}{2}\right), \quad e^{\theta(\gamma-1)} \approx e^{\gamma-1}$$

(із-за малості  $\gamma - 1$ ), то отримаємо наближений вираз для другої стадії періоду індукції

$$\tilde{\tau}_2 \approx \frac{2}{e(1 + Be^{\gamma-1})} \int_{\ln \alpha_* - 2}^{\infty} \frac{dx}{(x + z)^2 + 2z - z^2}.$$

Розширення нижньої межі до нескінченності (помилка є незначною) дозволяє отримати наближену формулу для розрахунку другої стадії періоду індукції

$$\tilde{\tau}_2 \approx \frac{\sqrt{2}\pi}{e(1 + Be^{\gamma-1})\sqrt{z - \frac{1}{2}z^2}},$$

$$\text{де } z = 1 - \frac{\alpha_*}{e(1 + Be^{\gamma-1})},$$

$$\tilde{\tau}_2 \approx \frac{2\pi}{e(1 + Be^{\gamma-1})\sqrt{1 - \left(\frac{\alpha_*}{e(1 + Be^{\gamma-1})}\right)^2}}. \quad (13)$$

Використовуючи (8), можна визначити для даного розміру частинки критичне значення концентрації кисню

$$Y_{2,i} = \frac{\alpha_{\text{eff}} RT_{g,\text{eff}}^2}{E_1 Q_1 k_1 (T_{g,\text{eff}}) \rho_g} \frac{1}{e(1 + Be^{\gamma-1})}.$$

Тоді тривалість другої стадії можна представити у вигляді залежності від концентрації кисню:

$$\tau_2 \approx \tau_\alpha \frac{Y_{O_2 i}}{Y_{O_2}} \frac{2\pi}{\sqrt{1 - \left(\frac{Y_{O_2 i}}{Y_{O_2}}\right)^2}}. \quad (14)$$

Замінивши в (12) верхню межу на поточну температуру, можна отримати наближену параметричну залежність температури частинки від часу на другій стадії:

$$\tau_2(y) = \tau_{ch} \int_{-1}^y \frac{d\theta}{e^\theta + Be^\theta - \alpha_* \theta}, \quad (15)$$

$$T(y) = T_g + y \frac{RT_g^2}{E}.$$

На рис. 1, а, с (криві 3) наведені дані залежності. Видно, що температура частинки досягає високих значень порівняно швидко і час займання істотно нижче шуканого. Наближена залежність (15) узгоджується з більш точною тільки поблизу першої точки перегину, де вплив масообміну малий.

### 7. Врахування масопереносу при визначенні періоду індукції

Для цього необхідно приблизно визначити інтеграл (10). В роботі [13] для оцінки часу запалювання запропонований спосіб, який оснований на введенні безрозмірної температури не відносно температури газу, а відносно стаціонарної температури (температури запалювання). В даній роботі в ролі характерної температури виберемо температуру займання  $T_i$ .

Введемо такі безрозмірні величини:

$$\Theta = \frac{T - T_i}{RT_i^2} E_1, \quad \alpha'_* = \frac{\alpha_{\text{eff}} RT_i^2}{E_1 Q_1 k_1(T_i) Y_{O_2} \rho_g},$$

$$\tau'_{ch} = \frac{cpdRT_i^2}{6E_1 Y_{O_2} \rho_g Q_1 k_1(T_i)}, \quad \tilde{\tau}' = \frac{\tau}{\tau'_{ch}},$$

$$\chi_i = \frac{k_2(T_i)}{k_1(T_i)}, \quad B_i = \frac{Q_2 k_2(T_i)}{Q_1 k_1(T_i)}, \quad \delta'_i = d \frac{k_1(T_i)}{D Nu}.$$

У цьому випадку рівняння для зміни температури частинки (2) набуде вигляду

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{\tau}'} = \frac{e^\Theta + B_i e^{\gamma \Theta}}{1 + \delta'_i (e^\Theta + \chi_i e^{\gamma \Theta})} - \alpha'_* (\Theta + 1),$$

$$\Theta(\tilde{\tau}' = 0) = \Theta_b.$$

Як і в класичному випадку зробимо лінійне розкладання безрозмірних температури і коефіцієнта теплообміну поблизу їх стаціонарних значень ( $x' \ll 1$  і  $z' \ll 1$ ):

$$\Theta = x', \alpha'_* = \alpha'_{*i} (1 - z'),$$

де

$$\alpha'_{*i} = \alpha'_*|_{\Theta=0} = \frac{1 + B_i}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)}.$$

В результаті маємо

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tilde{\tau}'} = f(\Theta) - (1 - z') (\Theta + 1), \quad (16)$$

$$\Theta(\tilde{\tau}' = 0) = \Theta_b,$$

$$f(\Theta) = \frac{e^\Theta + B_i e^{\gamma \Theta}}{1 + \delta'_i (e^\Theta + \chi_i e^{\gamma \Theta})} \frac{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)}{1 + B_i},$$

$$\tilde{\tau}'_* = \frac{\tau}{\tau'_{ch}} \frac{1 + B_i}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)}.$$

Перший доданок  $f(\Theta)$  в (16) можна розкласти в ряд Маклорена поблизу  $\Theta_i = 0$ :

$$f(\Theta) \approx 1 + \frac{\Theta}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)} + \frac{1}{2} \frac{1 - \delta'_i (1 + \chi_i)}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)} \left( \frac{\Theta}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)} \right)^2.$$

Це дозволяє приблизно визначити час займання

$$\tilde{\tau}'_{\text{ind}} = \int_{\ln \alpha_* - 2}^{\infty} \frac{d\Theta}{f(\Theta) - (1 - z') (\Theta + 1)} = \int_{\ln \alpha_* - 2}^{\infty} \frac{2d\Theta}{\frac{\Theta^2}{b} + (a + z' - 1) \Theta + 2z'}, \quad (17)$$

$$a = \frac{1}{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)}, \quad b = \frac{(1 + \delta'_i (1 + \chi_i))^3}{1 - \delta'_i (1 + \chi_i)}.$$

Як і в класичному випадку, розширення нижньої межі до нескінченності (помилка призводить до підвищення розрахункового часу до 15%) дозволяє отримати наближену формулу для розрахунку періоду індукції

$$\tilde{\tau}'_{\text{ind}} \approx \frac{2\pi\sqrt{b}}{\sqrt{2 \left(1 - \frac{\alpha'_*}{\alpha'_{*i}}\right) - b \left(a - \frac{\alpha'_*}{\alpha'_{*i}}\right)^2}}. \quad (18)$$

При відносній малості швидкості масопереносу в порівнянні зі швидкістю хімічних реакцій (число Семенова дуже мале) величини  $a$  і  $b$  прагнуть в одиниці. Вираз (18) переходить в (13).

Замінивши в (17) верхню межу на поточну температуру, можна отримати наближену параметричну залежність температури частинки від часу на

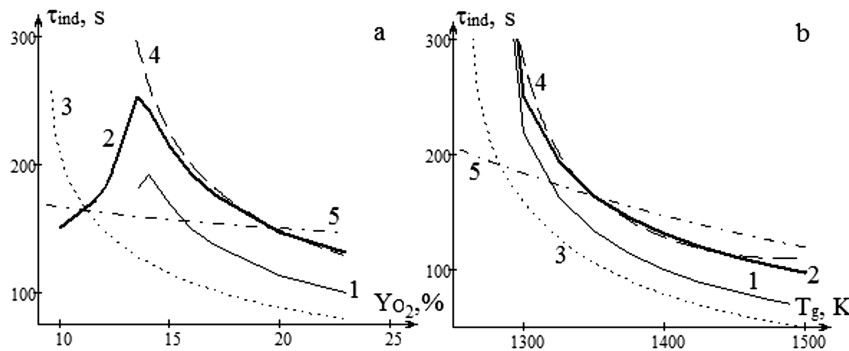


Рис. 2. Залежність періоду індукції частинки діаметром 100 мкм з урахуванням протікання паралельних реакцій: від концентрації кисню (а),  $T_g = 1400$  К,  $T_w = 1500$  К; від температури газового середовища (б),  $Y_{O_2} = 0,23$ . 1 – час досягнення другої точки перегину (точка  $i_2$ ), 2 – період індукції (точка  $i_3$ ), 3 – залежність (14), 4 – залежність (18); 5 – залежність (20)

другій стадії з урахуванням масопереносу кисню до поверхні частинки:

$$\tau_2(y) = \tau'_{ch} \frac{1 + \delta'_i (1 + \chi_i)}{1 + B_i} \times \int_{\ln \alpha_* - 2}^y \frac{d\Theta}{f(\Theta) - (1 - z')(\Theta + 1)},$$

$$T(y) = T_i + y \frac{RT_i^2}{E}. \quad (19)$$

На рис. 1, а, с (криві 4) наведені дані залежності, які значно краще узгоджуються рішенням задачі (2). Завершальна третя стадія або стадія займання (при перебігу хімічних реакцій в дифузійній області) може бути включена в розрахунковий час за формулою (18).

### 8. Вплив режимних параметрів на період індукції

Повний час займання частинки коксу можна оцінити, підсумувавши тривалості обох стадій. Так, на рис. 2 наведено порівняння результатів розрахунку часу займання, отриманих за наближеними формулами (11) та (13) чи (18), і часів досягнення точок  $i_2$  та  $i_3$ , в результаті чисельного розрахунку (2).

Видно, що використання класичної формули (15) в цілому відображає динаміку залежності періоду індукції від режимних параметрів (концентрації кисню і температури газової суміші). Однак значення періоду індукції по (13) менше часу досягнення другої точки перегину  $i_2$  і при високих концентраціях кисню і температурах суміші практич-

но вдвічі менше за даний період індукції (час до точки  $i_3$ ). Облік масопереносу дозволяє більш точно оцінювати період індукції. З урахуванням поправочних величин зовнішній вигляд виразів (13) і (18) для періоду індукції мають подібну форму.

При зниженні концентрації кисню в газовій суміші (рис. 2, а) не спостерігається безмежне збільшення періоду індукції (при досягненні критичної концентрації займання), про що пророкують залежності (13) і (18). При такій концентрації відбувається виродження точок перегину  $i_1$  і  $i_2$  на часовій залежності температури частинки. Відбувається зміна режимів горіння: з квазидифузійного (при максимальній температурі горіння дифузійно-кінетичне відношення  $Se_m > 1$ ) на квазікінетичний ( $Se_m < 1$ ). При цьому температура горіння плавно зменшується до значень, близьких до температури газової суміші (рис. 1, б).

При зниженні температури газової суміші (рис. 2, б) до критичної температури займання, час займання частинки коксу безмежно зростає.

В роботі [3] проведені експериментальні дослідження часу займання вугільних частинок розміром від 150 мкм до 800 мкм. Об'ємний вміст кисню в складі газу варіювалося в межах 5–21%, температура газу змінювалася від 1200 до 1600 К, причому температура стінок реакційної камери відривалася від температури газу не більше ніж на 10–30 К. Тривалість займання сухого коксового залишку частинок вугілля може бути описана залежністю

$$\tau_{ind} = 1,105 \cdot 10^{10} k_{ik} \frac{\rho d^{1,2}}{T_g^3} \left( \frac{0,23}{Y_{O_2}} \right)^{0,15}. \quad (20)$$



Тут початковий діаметр  $d$  виражається в м, температура газу  $T_g$  в К, густина частинки  $\rho_c$  в  $\text{кг/м}^3$ , концентрація кисню  $Y_{O_2}$  в відносних одиницях, час вимірюється в секундах,  $k_{ik}$  – дослідний коефіцієнт, різний для різного вугілля (для антрациту дорівнює 1,6). Залежність (20) отримана експериментально. Включає в себе суму часу прогрівання вугільної частинки до займання летючих, часу горіння легких і часу прогрівання частинки коксу. Вона показує слабку залежність від концентрації кисню в газі і вельми сильну – від температури середовища. Може бути використана при незмінних зовнішніх умовах для великих частинок. Однак і для частинок, менших за 150 мкм, її використання можливе (рис. 2). Хоча вираз (20) не враховує наявність критичних значень концентрацій кисню та температури газової суміші.

## 9. Висновки

В результаті аналізу характерних точок на часовій залежності температури вуглецевої частинки було показано, що точки перегину не можуть служити межами окремих стадій періоду індукції. При аналітичному визначенні тривалості стадії прогрівання її закінчення краще співвіднести з температурою, яка відступає від точки перегину на один характерний інтервал. Для тривалості подальшого прогрівання частинки при хімічному реагуванні слід враховувати масоперенос. У даній роботі запропоновано новий метод, заснований на введенні безрозмірної температури відносно температури займання, що дозволяє з урахуванням протікання паралельних хімічних реакцій і масопереносу аналітично знайти вираз для періоду індукції.

1. A. Becker, M. Schiemann, S. Heuer, N. Vorobiev, V. Scherer, D. Naxter *et al.* A standardized method for the characterization of coal ignition under oxyfuel conditions. In *Proceedings of the 32nd Pittsburgh Coal Conference* (2015), p. 1.
2. В.В. Померанцев. *Основы практической теории горения* (Энергоатомиздат, 1986).
3. В.И. Бабий, Ю.Ф. Куваев. *Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела* (Энергоатомиздат, 1986).
4. В.В. Калинчак, А.С. Черненко. *Теплофизика горения пылеугольного топлива* (ОНУ им. И.И. Мечникова, 2017).
5. В.В. Калинчак, С.Г. Орловская, Л.И. Рябчук, О.Н. Зуй. Влияние неоднородности поля температур внутри углеродных частиц на их воспламенение и горение. *Современная наука: исследования, идеи, результаты, технологии. Сборник научных статей*. Вып. 2 (4), 98 (2010).

6. Б.В. Алексеев, А.М. Гришин. *Физическая газодинамика реагирующих сред* (Высшая школа, 1985).
7. Д.А. Франк-Каменецкий. *Диффузия и теплопередача в химической кинетики* (Наука, 1987).
8. Б.В. Канторович. *Введение в теорию горения и газификации твердого топлива* (Государственное научнотехническое издательство литературы по черной и цветной металлургии, 1960).
9. И.А. Яворский. Квантово-химические представления о механизме реагирования углеродных материалов с газами. *Кинетика горения ископаемых топлив* № 2, 5 (1978).
10. В.В. Калинчак, А.С. Черненко, М.Н. Корчагина. Влияние параметров газовой смеси на максимальную температуру и скорость горения углеродной частицы. *Физика аэродисперсных систем* № 53, 105 (2016).
11. В.В. Калинчак, А.С. Черненко, Ю.А. Зинченко. Зажигание, горение и погасание углеродных частиц при параллельно-последовательном образовании оксидов углерода. *Металл и литее Украины* № 10, 21 (2013).
12. В.В. Калинчак. Высокотемпературный теплообмен, критические явления при фазовых и химических превращениях в дисперсных системах. автореф. дис. д-ра физ.-мат. наук: 01.04.14 (1996).
13. V.V. Kalinchak, A.S. Chernenko, M.V. Sikorskyi, A.N. Sofronkov, A.V. Fedorenko. Cool air-gas mixtures with combustible gas admixtures steady flameless combustion delay time on platinum particle (wire). *Phys. Chem. solid state* 19 (1), 53 (2018).

Одержано 29.03.19

A.S. Chernenko, V.V. Kalinchak,  
M.N. Korchagina, D.S. Darakov

## INFLUENCE OF MASS TRANSFER ON THE CRITICAL CONDITIONS AND THE TIME OF THE COKE PARTICLE IGNITION

### S u m m a r y

The time evolution of the temperature in a coke particle during its ignition in a heated gas has been analyzed in order to analytically determine the induction period with regard for the mass transfer of oxygen to the particle surface. It is shown that the ignition process can be divided into characteristic stages. But the inflection points in the time dependence of the particle temperature do not coincide with the stage boundaries and, hence, cannot be used for their identification. When determining the end of the heating stage analytically, it is better to associate it with a temperature that is lower than the inflection temperature by one characteristic interval. When considering the further heating of the particle during the chemical reaction, the mass transfer has to be taken into account. A new method for the analytical determination of the ignition time is proposed, which makes allowance for chemical reactions and the mass transfer that simultaneously run in the transition and diffusion combustion regions.