

С.Г. Орловська

Вплив колективного ефекту на характеристики високотемпературного тепломасообміну сукупностей поруватих вуглецевих частинок

Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова,
Одеса, Україна, вул. Дворянська 2, 65082, (048) 723-62-27, svetor@rambler.ru

В результаті фізико-математичного моделювання проведено порівняльний аналіз високотемпературного тепломасообміну поодинокі вуглецевої частинки та частинок в умовах газозавису при різних концентраціях вуглецевого палива. Доказано, що на відміну від поодинокі частинки, в умовах газозавису залежність часу і температури горіння, критичного діаметру потухання від початкового діаметру частинок носять немонотонний характер. Виявлено інтервал початкових діаметрів, де спостерігається повне перетворення палива.

Ключові слова: вуглецева частинка, газозавис, високотемпературний тепломасообмін, стефанівська течія, спалахування, горіння, потухання.

Стаття постуила до редакції 09.09.2010; прийнята до друку 15.03.2011.

Вступ

Дослідження високотемпературного тепломасообміну і кінетики хімічних перетворень вуглецевих частинок в умовах газозавису є актуальним, що пов'язано з необхідністю розробки ефективних методів використання дисперсних систем паливної енергетиці. Вуглецевий масив частинок порізаний величезною кількістю мікротріщин і пор, які, з'єднуючись між собою, утворюють велику внутрішню поверхню. Тому горіння вуглецевих частинок обумовлене хімічним реагуванням як на їх зовнішній поверхні, так і всередині - на поверхні пор. В даній роботі вивчається вплив колективного ефекту (концентрації частинок в газозависах) на високотемпературний тепломасообмін і кінетику хімічних перетворень поруватих вуглецевих частинок в нагрітому газі.

I. Фізико-математичне моделювання високотемпературних процесів в газозависах поруватих вуглецевих частинок

При топкових температурах хімічну взаємодію вуглецевої частинки з киснем сухого повітря можна представити у вигляді двох паралельних гетерогенних реакцій: $C + O_2 = CO_2$ (I),

$2C + O_2 = 2CO$ (II), а реакціями догорання CO в межах приведеної плівки та поновленням вуглекислоти на поверхні частинки можна знехтувати [1].

При $Bi < 1$ рівняння нестационарної теплопровідності для частинки монодисперсного газозавису з граничними умовами 3-го роду, що задають теплообмін частинок з газом і стінками реакційної установки, приймає вигляд:

$$\frac{c\rho d}{6} \frac{\partial T}{\partial t} = q_{ch} - q_{\lambda, sf} - q_w, \quad T(t=0) = T_b, \quad (1)$$

де c – питома теплоємність частинки, Дж/кг К; ρ – густина частинки, кг/м³; d – діаметр частинки, м; T_b – початкова температура частинки, К; t – час, с; q_{ch} – сумарна густина хімічного тепловиділення на поверхні і в порах частинки, Вт/м²; $q_{\lambda, sf}$ – густина теплового потоку біля поверхні частинки, Вт/м²; q_w – густина теплового потоку випромінюванням від частинки до стінок реакційної установки, Вт/м².

Сумарна густина хімічного тепловиділення складається з густини тепловиділення за рахунок хімічних реакцій на зовнішній ($q_{ch,s}$) і внутрішній ($q_{ch,v}$) поверхнях частинки ($q_{ch} = q_{ch,s} + q_{ch,v}$), які визначаються концентраціями кисню на її поверхні і в об'ємі:

$$q_{ch,s} = (q_2 k_2 + q_2 k_2) \rho_g n_{O_2, s}, \quad (2)$$

$$q_{ch,v} = (q_1 k_1 + q_2 k_2) \rho_g \langle n_{O_2} \rangle_v \frac{F_v d}{6}, \quad \rho_g = \rho_{g,0} \left(\frac{T^*}{T_0} \right)^{T^*} = \frac{T + T_g}{2}, \quad (3)$$

де 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) і (II), м/с; ρ_g – густина газової суміші при температурі T^* , кг/м³; $\rho_{g,0}$ – густина газової суміші при температурі T_0 , кг/м³ $n_{O_2,s}$ – відносна масова концентрація кисню на поверхні вуглецевої

частинки; $\langle n_{O_2} \rangle_v$ – середнє за об'ємом частинки значення концентрації кисню; F_v – питома поверхня пор, м⁻¹; T_g – температура газу, К.

Середнє за об'ємом значення відносної концентрації кисню знайдемо з наближеного рішення задачі дифузії за наявності хімічних реакцій (I) і (II) усередині частинки:

$$\frac{1}{\xi^2} \frac{\partial}{\partial \xi} \left(\xi^2 \frac{\partial n_{O_2}}{\partial \xi} \right) - Se_v^2 n_{O_2} = 0, \quad \xi^2 \frac{\partial n_{O_2}}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad n_{O_2}(\xi=1) = n_{O_2,s}. \quad (4)$$

Рішення цієї задачі має вигляд

$$n_{O_2}(\xi) = n_{O_2,s} \frac{1}{\xi^2} \frac{sh(Se_v \xi)}{sh Se_v}, \quad Se_v = \sqrt{\frac{(k_1 + k_2) r_s^2 F_v}{D_v}}, \quad (5)$$

де $\xi = r/r_s$ – безрозмірна координата; r, r_s – радіальна координата і радіус зовнішньої поверхні частинки, м; Se_v – внутрішній критерій Семенова;

D_v – коефіцієнт внутрішньої дифузії, м²/с.

Тоді для середнього значення концентрації кисню за об'ємом частинки отримаємо

$$\langle n_{O_2} \rangle_v = n_{O_2,s} \frac{k_v}{(k_1 + k_2)} \frac{6}{F_v d}, \quad k_v = \frac{D_v}{r_s} (Se_v cth Se_v - 1), \quad (6)$$

де k_v – ефективна константа внутрішнього реагування, м/с.

Підставивши (6) в (3) і враховуючи (2), отримаємо

$$q_{ch,v} = \rho_g n_{O_2,s} (k_1 q_1 + k_2 q_2) \frac{k_v}{(k_1 + k_2)}, \quad (7)$$

$$q_{ch} = (k_1 q_1 + k_2 q_2) P_v \rho_g n_{O_2,s}, \quad P_v = 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2}, \quad (8)$$

де P_v – величина, яка враховує внутрішнє

реагування, при його відсутності $k_v = 0$ і $P_v = 1$.

З появою на поверхні частинки нових мас газоподібних продуктів хімічних реакцій (I) – (II), виникає стефанівська течія [2-4] – додатковий масовий і тепловий потоки всіх газоподібних компонент, направлених від поверхні частинки. Швидкість цієї течії можна знайти з умови незмінності тиску біля поверхні частинки.

Визначимо густини масових потоків біля поверхні частинки з урахуванням стефанівської течії. Густина масового потоку кисню $j_{O_2,s}$ складається із

молекулярного і стефанівського потоків і дорівнює сумарній швидкості зовнішнього і внутрішнього реагування

$$j_{O_2,s} = D_{O_2} \rho_g \left. \frac{\partial n_{O_2}}{\partial r} \right|_s - (\rho_g U)_s n_{O_2,s} = (k_1 + k_2) P_v \rho_g n_{O_2,s}, \quad (9)$$

де D_{O_2} – коефіцієнт дифузії кисню в повітрі, м²/с;
 U_s – швидкість стефанівської течії на поверхні частинки, м/с.

Аналогічно для густин масових потоків $j_{CO_2,s}$ і $j_{CO,s}$ запишемо

$$j_{CO_2,s} = -D_{CO_2} \rho_g \left. \frac{\partial n_{CO_2}}{\partial r} \right|_s + (\rho_g U)_s n_{CO_2,s} = \frac{M_{CO_2}}{M_{O_2}} k_1 P_v \rho_g n_{O_2,s}, \quad (10)$$

$$j_{CO,s} = -D_{CO} \rho_g \left. \frac{\partial n_{CO}}{\partial r} \right|_s + (\rho_g U)_s n_{CO,s} = \frac{2M_{CO}}{M_{O_2}} k_2 P_v \rho_g n_{O_2,s}, \quad (11)$$

де $n_{CO_2,s}$, $n_{CO,s}$ – відносні масові концентрації двоокису і оксиду вуглецю на поверхні частинки; M_{CO_2} , M_{CO} – молярні маси двоокису і оксиду вуглецю, кг/моль.

Для густини потоку азоту запишемо рівняння

$$j_{N_2,s} = D_{N_2} \rho_g \left. \frac{\partial n_{N_2}}{\partial r} \right|_s + (\rho_g U)_s n_{N_2,s} = 0 \quad (12)$$

де $n_{N_2,s}$ – відносна масова концентрація азоту.

Використовуючи умову постійності тиску на поверхні частинки, що еквівалентно $n_{O_2} + n_{CO_2} + n_{CO} + n_{N_2} = 1$, і прийнявши, що коефіцієнти дифузії компонентів газової суміші рівні $D = D_{O_2} = D_{CO_2} = D_{CO} = D_{N_2}$, з (9)-(12) отримаємо, що масова швидкість стефанівської течії на поверхні частинки визначається хімічним перетворенням твердої частинки в газоподібні компоненти

$$(\rho_g U)_s = j_{CO_2,s} + j_{CO,s} - j_{O_2,s} - j_{N_2,s} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) P_v \rho_g n_{O_2,s}. \quad (13)$$

Залежності $n_{O_2}(r)$, $n_{CO_2}(r)$, $n_{CO}(r)$, $n_{N_2}(r)$ в межах приведеної плівки ($r_s < r < r_f$) знаходяться з рішення рівнянь дифузії і нерозривності для

газоподібних компонент у вигляді:

$$\frac{n_j - n_{js}}{n_{jf} - n_{js}} = \frac{\exp(\xi) - 1}{\exp(\xi_{sf}) - 1}, \quad (14)$$

$$\xi = \frac{U_s r_s}{D} \left(1 - \frac{r_s}{r} \right), \quad \xi_{sf} = \frac{(\rho_g U)_s r_s}{\rho_g D} \approx \frac{U_s r_s}{D} = \frac{U_s}{\beta}, \quad \beta = \frac{D}{r_s}, \quad (15)$$

де $j = 1$ для O_2 , $j = 2$ для CO_2 , $j = 3$ для C і $j = 4$ для N_2 ; ξ_{sf} – безрозмірна швидкість

стефанівської течії на поверхні частинки.

Тоді з (13) і (15) витікає, що безрозмірна швидкість стефанівської течії дорівнює:

$$\xi_{sf} = \frac{M_C}{M_{O_2}} \frac{k_1 + 2k_2}{\beta} P_v n_{O_2,s}. \quad (16)$$

Підставляючи (14), записане для O_2 в (9) і

$$\xi_{sf} = \frac{P_{sf} P_v}{\beta + (k_1 + 2k_2 + P_{sf}) P_v}, \quad P_{sf} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) n_{O_2,g}, \quad (17)$$

де P_{sf} – швидкість стефанівської течії при протіканні хімічних реакцій в кінетичній області для суцільної частинки [3], м/с; $n_{O_2,g}$ – відносна масова концентрація кисню в газі, що оточує частинку.

Тоді для поверхневої концентрації кисню з урахуванням (16) і (17) остаточно маємо:

$$n_{O_2,s} = \frac{\beta}{\beta + (k_1 + k_2 + P_{sf}) \cdot P_v} n_{O_2,g}. \quad (18)$$

Для густини теплового потоку на поверхні частинки $q_{\lambda,sf}$, яка визначається молекулярно-конвективним механізмом перенесення тепла і перенесення тепла стефанівським потоком, маємо [5]:

$$q_{\lambda,sf} = -\lambda_g \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_s + c_g (\rho_g U)_s T_g = \alpha \left[(T - T_g) + \frac{\xi_{sf}}{2} (T + T_g) \right], \quad (19)$$

$$\lambda_g = \lambda_{g,0} \left(\frac{T_*}{T_0} \right)^{0.75}, \quad \alpha = \frac{Nu \lambda_g}{d},$$

де α – коефіцієнт теплообміну частинки, Вт/м²К; λ_g – коефіцієнт теплопровідності газу при температурі T_* , Вт/м К; $\lambda_{g,0}$ – коефіцієнт теплопровідності газу при температурі T_0 , Вт/м К.

Тепловий потік випромінюванням з одиниці поверхні частинки газозавису до стінок реакційної установки визначимо у вигляді [5]:

$$q_w = \varepsilon \sigma (T^4 - T_w^4), \quad (20)$$

де ε – коефіцієнт чорноти вуглецю; T_w – температура стінок реакційної установки, К; $\sigma = 5,67$ Вт/м²К⁴ – стала Стефана-Больцмана.

В результаті протікання хімічних реакцій на поверхні частинок і порах змінюється їх діаметр і

густина. Часові залежності діаметру і густини поруватої частинки представимо у вигляді:

$$-\frac{1}{2} r \frac{\partial(d)}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) n_{O_2,s} r_g, \quad d(t=0) = d_b, \quad (21)$$

$$-\frac{1}{6} d \frac{\partial(r)}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}} (k_1 + 2k_2) n_{O_2,s} \frac{k_v}{k} r_g, \quad r(t=0) = r_b, \quad (22)$$

де d_b – початковий діаметр частинки, м; ρ_b – початкова густина частинки, кг/м³.

В умовах газозавису нестационарний тепломасообмін і хімічне перетворення частинок відбуваються так, що змінюються з часом температура газу і концентрація кисню. Диференціальне рівняння, що задає часову залежність температури газу, записується з урахуванням теплообміну газу з частинками і навколишнім середовищем:

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \alpha S C_N \left[(T - T_g) + \frac{\xi_{sf}}{2} (T + T_g) \right] - \alpha_g F_g (T_g - T_{g\infty}), \quad T_g(t=0) = T_{g\infty}, \quad (23)$$

$$\alpha_g = \frac{Nu_g \lambda_g}{d_g}, \quad F_g = \frac{S_g}{V_g},$$

де c_g – питома теплоємність газу, Дж/кг К; $T_{g\infty}$ – температура газового середовища, що оточує

гадозавис, К; α_g – коефіцієнт теплообміну газозавису з навколишнім середовищем, Вт/м²К; Nu_g – критерій Нуссельта, що задає теплообмін газозавису з навколишнім середовищем; F_g – питома поверхня газозавису, м⁻¹; S_g – поверхня газозавису, м².

Маса кисню в об'ємі газозавису зменшується в результаті споживання його в хімічних перетвореннях на поверхнях частинок, та зростає

внаслідок зовнішнього масообміну між його поверхнею і навколишнім середовищем:

$$-\frac{\partial n_{O_2}}{\partial t} = C_N S n_{O_2,s}(k_1+k_2+k_v) - F_g \beta_g (n_{O_2,\infty} - n_{O_2}), \quad n_{O_2}(t=0) = n_{O_2,\infty}, \quad (24)$$

$$\beta_g = \frac{Sh_g D_g}{d_g}, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g},$$

де β_g – коефіцієнт масообміну газозавису з навколишнім середовищем, м/с; $n_{O_2,\infty}$ – відносна масова концентрація кисню в середовищі, що оточує газозавис. Для п Рівняння (1), нестационарний тепломасообмін монодисперсного частинки з ура поверхні і внутр опису високс поодинокі ча враховуються.

II. Дослідж спалаху поодинокі сукупно

Розглянемо тепломасообмін вуглецевих концентраціях. залежить від к газозавису серед залежить від палива. Масова частинки і їх чис

C_n

На рис. 1. п кисню і масово вуглецевих час концентраціях. Якщо $\eta \gg 1$ такого газозави які не взаємодік щільний і кисні палива. Для пом

Проаналізує характеристики тепломасообмін отриманих вна

фізико-математичної моделі.

На рис. 2 зображена часова залежність температур частинки і газу, часова похідна температури частинки, її діаметру і густини частинки, сталої швидкості хімічних реакцій і

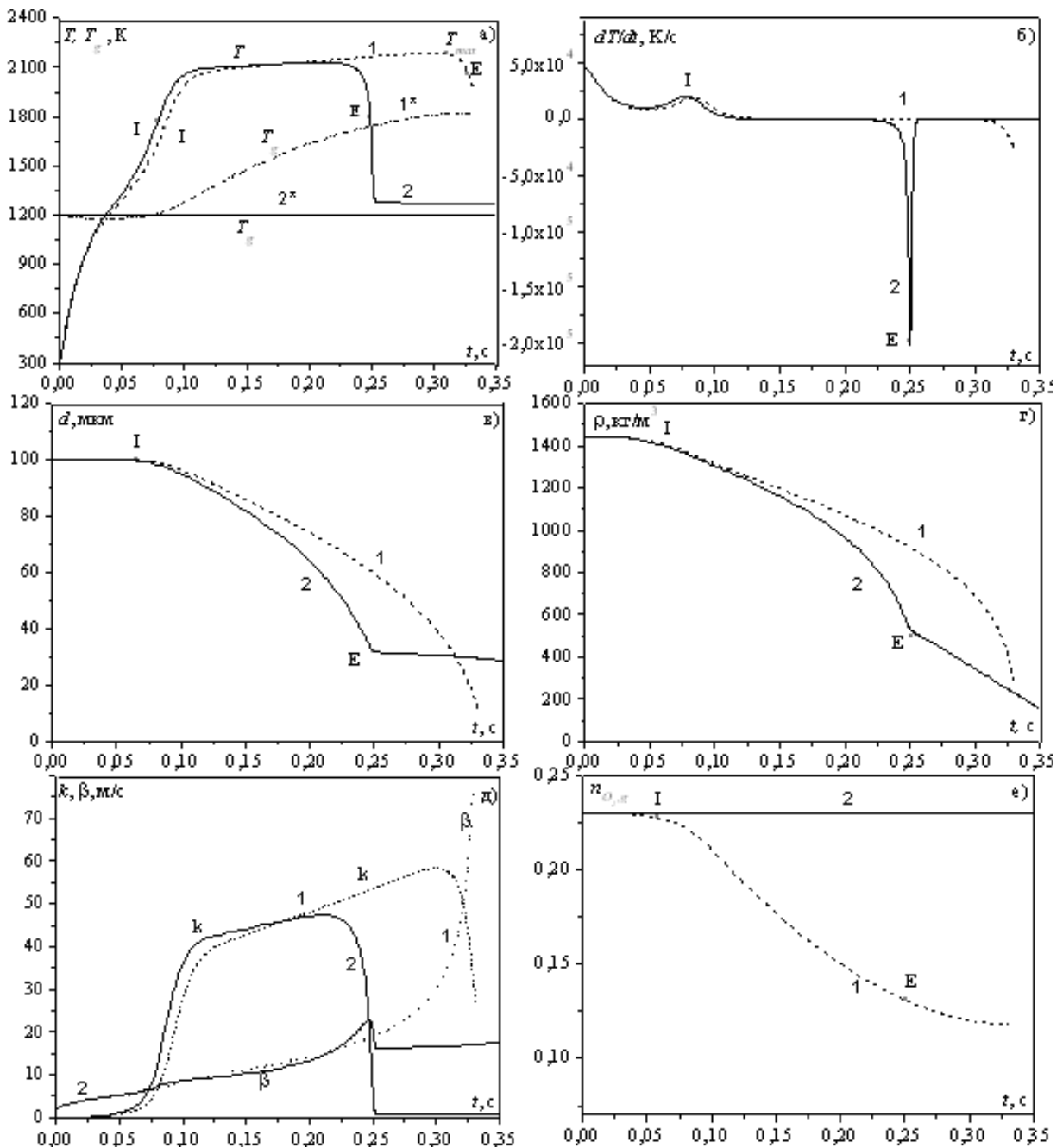


Рис. 2. Залежності $T, T_g, dT/dt, d, \rho, k, \beta, n_{O_2,g}$ від часу, $d_b=100$ мкм, $T_g = T_w = 1200$ К, $C_N=1,9 \cdot 10^7$ м⁻³, $\eta=2,8$, $C_m=0,014$ кг/м³, $F_v=3 \cdot 10^7$ м⁻¹. 1 – газозавис, 2 – поодинокі частинка, 1* –

зменшується внаслідок зростання теплового потоку до газу. Останнє є причиною потухання частинок при досягненні ними критичного діаметру потухання d_E (рис. 2, в). В момент потухання тепловтрати від частинки максимально перевищують теплоприхід за рахунок екзотермічних хімічних реакцій, (мінімум dT/dt , т. Е). Час від моменту займання (т. І) до моменту потухання (т. Е) є час горіння частинки t_{bur} .

Аналіз рис. 2, а і б показує, що займання поодинокі частинки відбувається дещо трохи раніше, ніж в умовах газозавису тому, що колектив холодних частинок на початковій стадії нагрівання

охолоджує газ (рис. 2, а, крива 1*).

Колективний ефект значно більше впливає на час горіння частинок. Тривалість горіння частинок газозавису значно довші ніж поодинокі частинки того ж самого діаметру. Процес горіння поодинокі частинки завершується при досягненні діаметром і густиною критичних значень в точці Е (рис. 2, в, г, криві 2), в якій спостерігається затухання – зменшення швидкості окислення. Частинки ж газозавису на завершальній стадії горять при температурі газу, яка близька до її власної (рис. 2, а крива 1*). Збільшення температури газу відбувалося внаслідок тепловиділення від хімічних реакцій на поверхні і в порах багатьох частинок. Тому і діаметр

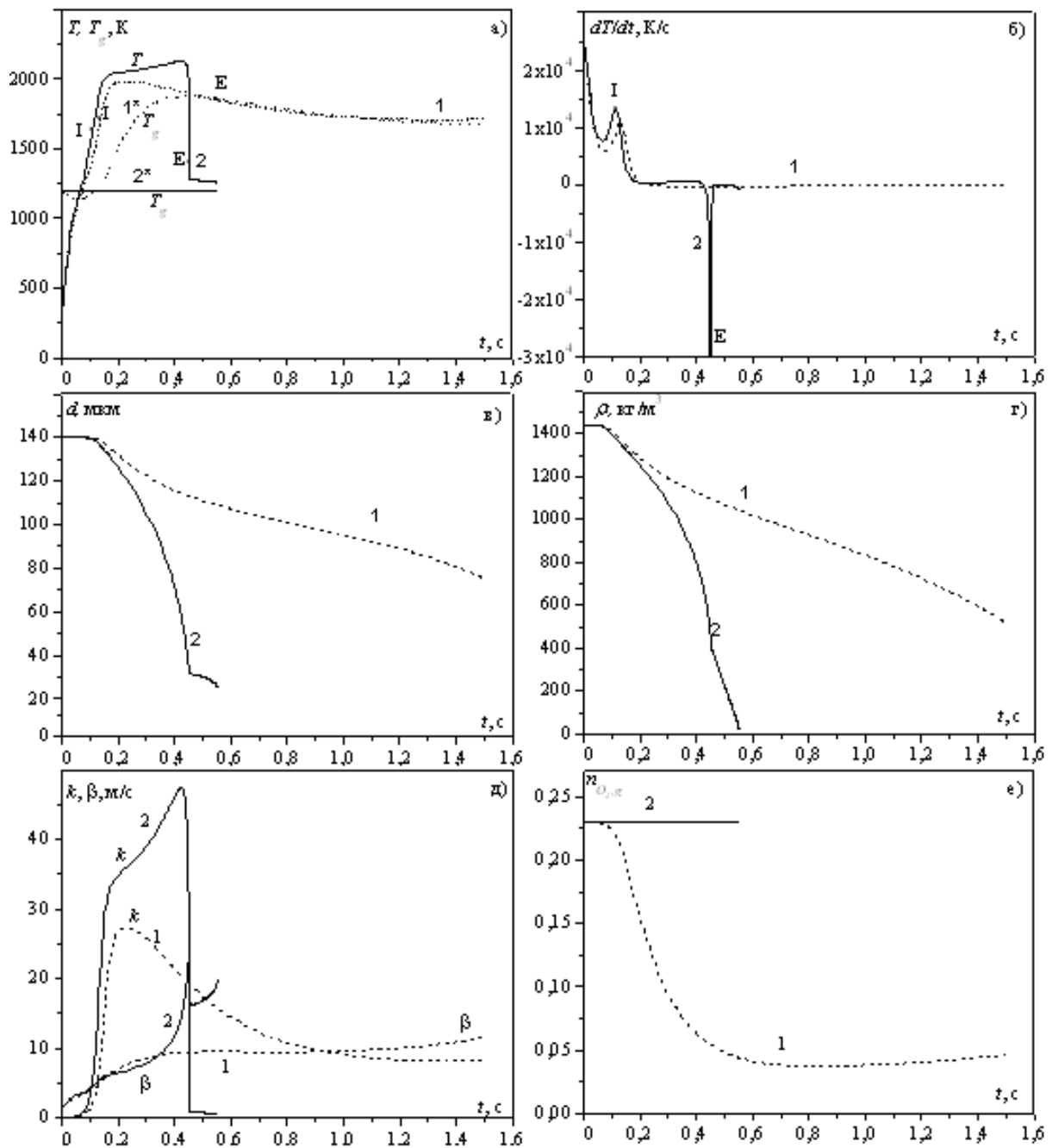


Рис. 3. Залежності $T, T_g, dT/dt, d, \rho, k, \beta, n_{O_{2,g}}$ від часу, $d_b=140$ мкм, $T_g = T_w = 1200$ К, $C_N=1.9 \cdot 10^7$ м⁻³, $\eta=1.02$, $C_m=0.039$ кг/м³, $F_v=3 \cdot 10^7$ м⁻¹. 1 – газозавис, 2 – поодинока частинка, 1* – температура газу в об'ємі газозавису, 2* – температура газу на віддалені від поодинокі частинки.

і густина частинок газозавису на завершальній стадії горіння зменшуються із зростаючою швидкістю. Затухання носить вироджений характер, так як різниця між температурами частинок і газу невелика. Можна вважати, що частинки газозавису вказаного діаметру догорають майже до кінця в режимі, близькому до кінетичного (рис. 2, д, криві 1, $k \ll \beta$). На відміну від газозавису, потухання поодинокі частинки відбувається в перехідній області (рис.2, д, криві 2, $k \approx \beta$). Окрім того концентрація кисню в об'ємі газозавису значно менша, ніж для поодинокі частинки (рис. 2, е), що призводить до зменшення потоку кисню до кожної окремої частинки газозавису. Вказані особливості являються причиною того, що частинки газозавису горять довше в порівнянні з поодинокими частинками.

При збільшенні початкового діаметру частинок (відповідно C_m) зростає відмінність між характеристиками горіння газозавису і поодинокі частинки

частинки (рис. 3). По-перше, зменшується температура горіння частинок газозавису (рис. 3, а) і значно збільшується їх час горіння. По-друге, горіння відбувається при практично однакових температурах частинок і газу в кінетичному режимі (рис.3, д) та концентрації окислювача, яка в 4 рази менша, ніж для поодинокі частинки (рис. 3, е).

Швидкість хімічного реагування по діаметру і по густині частинки для газозавису на стадії інтенсивного горіння відповідно в 12 та 8 разів менша, ніж для поодинокі частинки. Режим затухання при $T \approx T_g$ відсутній. Відбувається повільне високотемпературне окислення частинок газозавису.

Порівняємо характеристики спалахування, горіння і потухання поодинокі частинки і частинок в умовах газозавису при різних чисельних концентраціях (рис. 4). Із рис.1, а бачимо, що діаметр частинок газозавису, при якому ще буде

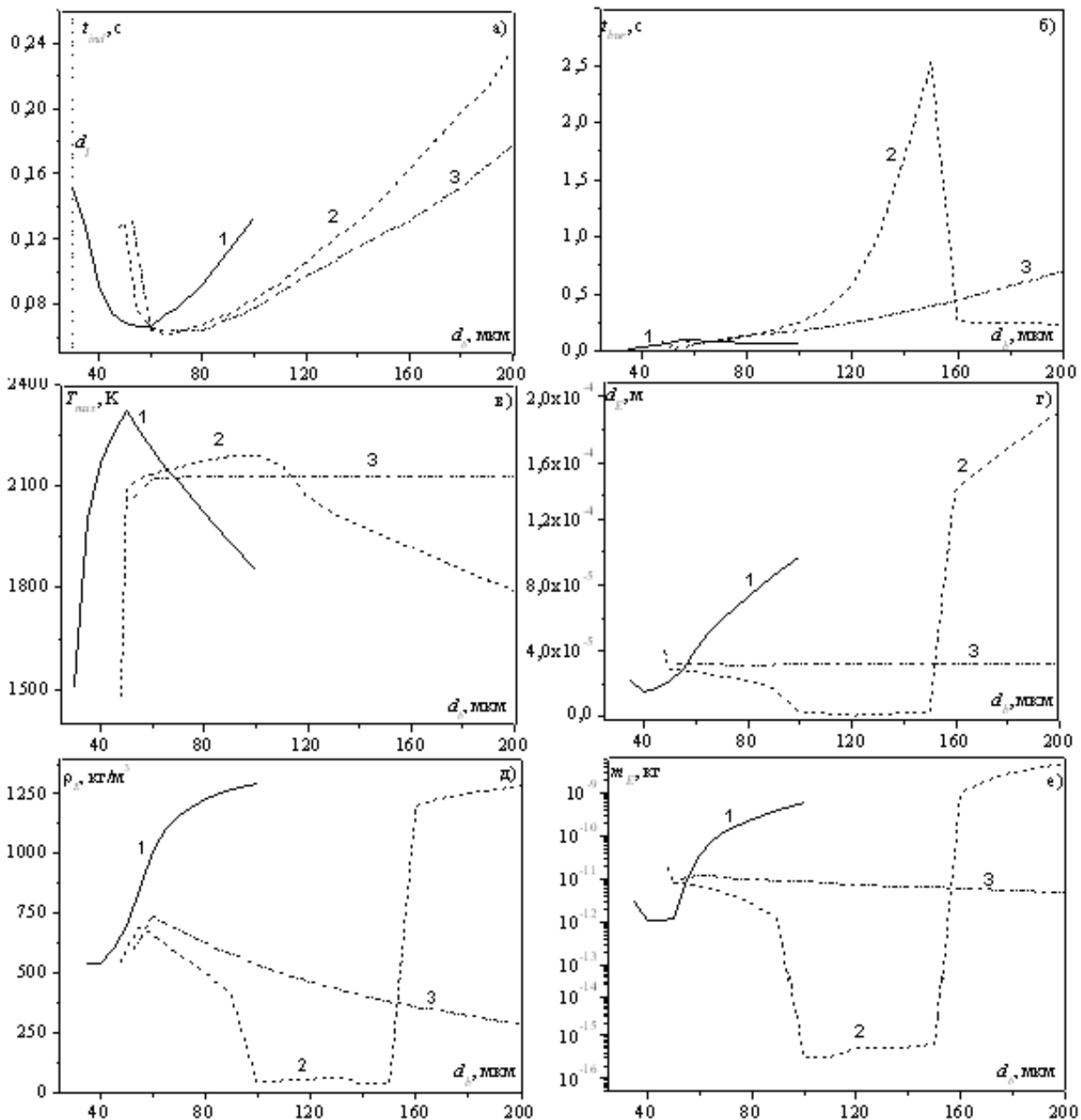


Рис. 4. Залежність характеристик спалахування, горіння і потухання від початкового діаметру частинок при $T_g = 1200$ К. 1 – $C_N = 1.91 \cdot 10^8$ м⁻³, 2 – $C_N = 1.91 \cdot 10^7$ м⁻³, 3 – поодинокі частинка.

вистачати кисню для повного згорання палива ($\eta = 1$), для чисельної концентрації $C_N = 1,91 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$ ($N = 1 \cdot 10^4$) – 140 мкм, для $C_N = 1,91 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$ ($N = 1 \cdot 10^5$) – 70 мкм.

Із залежності періоду індукції від початкового діаметру (рис. 4, а) випливає, що критичний діаметр частинок, при якому вони ще займаються (d_I), для газозависів менший, ніж для поодинокі частинки і має тим менше значення, чим більша концентрація частинок. Період індукції частинок газозавису більший, ніж для поодинокі частинки того ж самого розміру. Це пояснюється охолодженням газу колективом частинок на стадії їх інертного нагрівання від початкової температури до температури, близької до T_g . Особливо це проявляється для більш щільного газозавису $C_N = 1,91 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$. Тільки в області діаметрів частинок, близької до критичного діаметру займання (d_I), період індукції газозавису менший, ніж для поодинокі частинки. Для цих діаметрів спостерігається збільшення t_{ind} при зменшенні d_b внаслідок зростаючих тепловтрат від частинок молекулярно – конвективним шляхом до оточуючого газу.

Залежність часу горіння t_{bur} від d_b для поодинокі частинки якісно відрізняється від газозавису. Для поодинокі частинки це монотонно зростаюча функція. Для газозависів $t_{bur}(d_b)$ має максимум, який можна пояснити наступним чином. Починаючи з початкових діаметрів $d_b > 90$ мкм ($\eta \approx 3$) час горіння газозависів при збільшенні діаметру частинок починає зростати швидше, ніж для поодинокі частинки, і для $d_b = 140$ мкм їх відношення досягає п'яти. Як вже зазначалося, перевищення часу горіння частинок газозавису над часом горіння поодинокі частинки пов'язано зі зменшенням концентрації кисню в об'ємі газозавису на стадії горіння. Для газозависів виявлено такий інтервал діаметрів ($100 \text{ мкм} < d_b < 145 \text{ мкм}$), з коефіцієнтом надлишку кисню $0,9 < \eta < 2,8$ для якого високотемпературне окислення частинок завершується практично повним їх перетворенням: діаметр d_E , густина ρ_E і маса m_E частинок при затуханні мало відрізняються від нуля (рис. 4, г, д, е). Для ще більших початкових діаметрів частинок в газозависі $d_b > 145$ мкм реалізується такий режим окислення, коли їх діаметр і густина, незважаючи на довгий час окислення, змінюються мало. Для таких газозависів коефіцієнт надлишку окислювача менший одиниці (для $d_b = 160$ мкм – $\eta = 0,6$). Це область діаметрів частинок, які утворюють щільні газозависи. Такі газозависи горять дуже короткий час і згортаються при діаметрах і густинах частинок, близьких до початкових значень ($d_b > 150$ мкм, рис. 4, г, д, е, криві 2). Тому час горіння таких газозависів різко зменшується з ростом початкового

діаметру, чим і пояснюється максимум на залежностях $t_{bur}(d_b)$. При підвищенні концентрації частинок в газозависі ($C_N = 1,91 \cdot 10^8 \text{ м}^{-3}$, криві 1) спостерігаються найменші значення часу горіння частинок і найбільші значення критичних параметрів потухання.

На рис. 4, в зображено в порівнянні залежності максимальної температури горіння від початкового діаметру для поодинокі частинки та газозависів з різною чисельною концентрацією. Максимальна температура горіння поодинокі частинки не залежить від початкового діаметру, а для газозависів спочатку збільшується, поступово досягає максимального значення, а потім зменшується. Для малих діаметрів частинок поблизу критичних значень температура горіння різко спадає внаслідок великої тепловіддачі до газу. З підвищенням початкового діаметру максимальна температура зростає, і тим більше, чим вища концентрація частинок в газозависі, що обумовлено збільшенням хімічного тепловиділення від колективу частинок. При подальшому зростанні d_b газозависи стають більш щільними, внаслідок чого кисню не вистачає для хімічного реагування в стехіометричному відношенні, що призводить до різкого зменшення температури горіння та збільшення критичних значень діаметру, густини, а отже і маси (рис. 4, г – е, криві 1, 2) при потуханні.

Проаналізуємо залежність критичних параметрів потухання від початкового діаметру (рис. 4, г – е). Для поодинокі частинки критичний діаметр, що характеризує затухання d_E , не залежить від початкового діаметру (рис. 4, г). Густина поодинокі частинки при потуханні (ρ_E) зменшується зі зростанням d_b (рис. 4, д), тому зменшується пропорційно і маса.

На відміну від поодинокі частинки для газозавису залежності критичних параметрів потухання від початкового діаметру носять немонотонний характер. На залежностях $d_E(d_b)$, $\rho_E(d_b)$, $m_E(d_b)$ можна визначити інтервал діаметрів, де відбувається повне згорання палива. Для концентрації $C_N = 1,91 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$ це інтервал діаметрів $100 \text{ мкм} < d_b < 150 \text{ мкм}$ з коефіцієнтами надлишку окислювача $0,9 < \eta < 2,8$. Критичні значення d_E , ρ_E , m_E для таких газозависів мають дуже малі значення, що прямує майже до нуля (рис. 4, г – е, криві 2).

Для більшої C_N (рис. 4, г – е, криві 1) область максимального перетворення (згорання) палива обмежується початковими діаметрами $40 \text{ мкм} < d_b < 55 \text{ мкм}$, тобто значно коротша і в ній спостерігають малі, але відмінні від нуля, значення критичних параметрів.

Висновки

Отримано, що період індукції монодисперсного газозавису більший, ніж поодинокі частинки того ж самого розміру, в зв'язку зі зниженням температури газу на стадії нагрівання.

Показано, що критичні діаметри частинок, що характеризують займання, для газозависів значно менші, ніж для поодинокі частинки, що обумовлено зростанням хімічного тепловиділення від колективу частинок.

Показано, критичний діаметр d_E , який характеризує затухання, для поодинокі частинки не залежить від початкового діаметру d_b , а для газозавису зі зростанням d_b , спочатку зменшується,

в деякому інтервалі d_b приймає найменші значення, а потім різко зростає. Таким чином для газозависів встановлено існування інтервалу початкових діаметрів, для якого спостерігається максимальне вигорання вуглецевого масиву.

Доказано, що для забезпечення стабільних режимів високотемпературного тепломасообміну раціонально використовувати не дуже щільні газозависи, тому що для них розширюється інтервал діаметрів де відбувається найбільш повне згорання палива.

Орловська С.Г. – к. ф.-м. н., доцент, зав. науково-дослідної лабораторії.

- [1] В.В. Померанцев. *Основы практической теории горения*. Энергия, Л. 263 с. (1973).
- [2] Д.А. Франк-Каменецкий. *Диффузия и теплопередача в химической кинетике*. Наука, М. 502 с. (1987).
- [3] В.В. Калинин, С.Г. Орловская, А.И. Калинин, А.В. Дубинский. Тепломассообмен углеродной частицы с воздухом при учете стефановского течения и теплопотерь излучением // *Теплофизика высоких температур*, **34** (1), сс. 83-91 (1996).
- [4] В.В. Калинин, О.Н. Зуй, С.Г. Орловская. Влияние температуры и диаметра пористых углеродных частиц на кинетику химических реакций и тепломассообмен с воздухом // *Теплофизика высоких температур*, **43** (5), сс.780-788 (2005).
- [5] С.Г. Орловская, В.В. Калинин, О.Н. Зуй, М.Н. Чесноков. Тепломассообмен и кинетика химических превращений монодисперсной газозавеси пористых углеродных частиц с учетом стефановского течения // *Физика аэродисперсных систем*, (43), сс.19-29 (2006).

S.G. Orlovska

Carbon Particles Suspension High Temperature Heat Transfer with Account of Collective Effect

I.I. Mechnikov's Odessa National University, Odessa, Ukraine, (048) 723-62-27

High temperature heat transfer was modeled for single carbon particle and for carbon particles suspension with different fuel concentrations. The comparison analysis of combustion main characteristics was fulfilled. It was shown that burning time and burning temperature, as well as particle extinction critical diameter depended on initial particle diameter non-monotonically in suspensions in contrast to single particle burning. The particles initial diameters range corresponding to full fuel burn out was defined.

Key words: carbon particle, suspension, high temperature heat transfer, Stefan flow, ignition, burning, extinction.