

УДК 517.9

Г. В. Коренкова, кандидат фіз-мат. наук, доцент
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
кафедра комп'ютерних систем та технологій
вул. Змієнка Всеволода, 2, м. Одеса, 65082, Україна
e-mail: korenkova@onu.edu.ua

ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0001-7207-3688>

С. Г. Орловська, кандидат фіз-мат. наук, доцент
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
кафедра фізики та астрономії
вул. Змієнка Всеволода, 2, м. Одеса, 65082, Україна
e-mail: svetor25@gmail.com

ORCID iD: <https://orcid.org/0000-0003-1203-6978>

Д. В. Зуй, здобувач освіти спеціальності «Прикладна математика»
Одеський національний університет імені І. І. Мечникова
Фаховий коледж ОНУ імені І. І. Мечникова
вул. Добровольців, 4, м. Одеса, 65063, Україна
e-mail: zui.denis@stud.onu.edu.ua

МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВПЛИВУ РОЗМІРУ ЧАСТИНОК НА ДИНАМІКУ ТЕПЛОМАСООБМІНУ ТА ГОРІННЯ ВУГЛЕЦЕВОГО ГАЗОЗАВИСУ

У статті виконано математичне дослідження тепломасообміну та динаміки горіння монодисперсного газозавису поруватих вуглецевих частинок з урахуванням взаємодії хімічних, теплових і дифузійних процесів. Побудовано узгоджену нелінійну модель, що включає рівняння теплового та масового балансу частинок, еволюцію їх геометричних параметрів, а також енергетичний і дифузійний баланси газової фази. Особливу увагу приділено аналізу впливу початкового діаметра частинок на характер режимних переходів: індукційного періоду, займання, стаціонарного горіння та затухання. Чисельна реалізація моделі здійснена методом Рунге–Кутта четвертого порядку. Отримано часові залежності температури, густини, діаметра та швидкості тепломасообмінних процесів, що дозволило ідентифікувати критичні параметри системи. Виявлено колективні ефекти газозавису, які призводять до зміни температурних профілів і згладжування теплових біфуркацій, характерних для поодиноких частинок. Результати мають значення для подальшого розвитку математичних моделей дисперсних реактивних середовищ і оптимізації теплотехнічних процесів.

MSC: 65L05.

Ключові слова: математичне моделювання, газозавис, вуглецеві частинки, тепломасообмін, кінетика горіння, теплові бифуркації, дисперсні реакційні системи.

DOI: [https://doi.org/10.18524/2519-206X.2025.1\(45\).352811](https://doi.org/10.18524/2519-206X.2025.1(45).352811)

Вступ

Газозавис вуглецевих частинок — це дисперсна система, де тверді частинки (сажа, пил, вугілля) знаходяться у зваженому стані в газовому середовищі. Такі системи поширені в енергетиці, промисловості та природних явищах. Вивчення їхньої поведінки є критичним для техногенної безпеки та екології. Математичне моделювання цих процесів дозволяє досліджувати механізми займання, горіння та згасання без проведення дорогартісних експериментів [1; 2]. Це забезпечує точне прогнозування температурних полів та оцінку повноти згоряння. Мета роботи: чисельний аналіз впливу колективної взаємодії частинок на тепломасообмінні характеристики та критичні умови горіння газозавису при варіюванні початкового діаметра частинок.

ОСНОВНІ РЕЗУЛЬТАТИ

1. Постановка задачі та математична модель. Процес горіння газозавису характеризується складною взаємодією нестационарного тепломасообміну (ТМО) та хімічних реакцій (I) та (II) на поверхні та в порах частинок:



Задача зводиться до розв'язання системи диференціальних рівнянь для визначення функцій температури частинки T , діаметра d , густини ρ , температури газу T_g та концентрації кисню n_{O_2} .

Основні рівняння балансу (при $B_i < 1$).

1. Рівняння теплового балансу частинки:

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

де c — питома теплоємність частинки; t — час; T_b — початкова температура; q_{ch} — сумарна густина хімічного тепловиділення на поверхні і в порах частинки; q_{λ} — тепловий потік, обумовлений молекулярно-конвективним

механізмом перенесення; q_w — радіаційна складова густини теплового потоку, спрямована від частинки до стінок реакційної установки.

Хімічне тепловиділення q_{ch} враховує реакції на зовнішній поверхні $q_{ch,s}$ та внутрішнє реагування в порах $q_{ch,v}$:

$$\begin{aligned} q_{ch} &= q_{ch,v} + q_{ch,s}, \\ q_{ch} &= (k_1 q_1 + k_2 q_2) P_v \rho_g n_{O_2,s}, \\ P_v &= 1 + \frac{k_v}{k_1 + k_2}, \\ k_i &= k_{0i} \exp\left(-\frac{E_i}{RT}\right), \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (2)$$

де P_v — величина, яка враховує внутрішнє реагування [3]; при його відсутності $P_v = 1$; q_1, q_2 — питома теплота хімічних реакцій (I) та (II); k_i — константи швидкостей хімічних реакцій (I) і (II); ρ_g — густина газової суміші; $n_{O_2,s}$ — відносна масова концентрація кисню на поверхні вуглецевої частинки; k_{0i} — передекспоненціальні множники для (I) і (II) реакцій; E_i — енергії активації для (I) і (II) реакцій; R — універсальна газова стала; k_v — ефективна константа внутрішнього реагування. Щільність теплового потоку на поверхні частинки q_λ , що описує молекулярно-конвективний механізм, визначається співвідношенням:

$$q_\lambda = \alpha(T - T_g) = \frac{Nu\lambda_g}{d}(T - T_g) \quad (3)$$

де λ_g — коефіцієнт теплопровідності газу; α — коефіцієнт теплообміну частинки; Nu — критерій Нусельта. Радіаційний теплообмін q_w [1]: тепловий потік випромінюванням з одиниці поверхні частинки до стінок реакційної установки визначається у вигляді:

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

2. Кінетика зміни геометричних та фізичних параметрів: Зміна діаметра частинки:

$$-\frac{1}{2}\rho \frac{\partial d}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)n_{O_2,s}\rho_g, \quad d(t=0) = d_b. \quad (5)$$

Зміна густини частинки:

$$-\frac{1}{6}d \frac{\partial(\rho)}{\partial t} = \frac{M_C}{M_{O_2}}(k_1 + 2k_2)n_{O_2,s} \frac{k_v}{k_1 + k_2} \rho_g, \quad \rho(t=0) = \rho_b \quad (6)$$

M_C, M_{O_2} - значення молярних мас вуглецю (C) і кисню (O); ρ_g - густина газової суміші.

3. Рівняння для газової фази: Зміна температури газу (враховує теплообмін з частинками та середовищем):

$$c_g \rho_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = \alpha S C_N (T - T_g) - \alpha_g F_g (T_g - T_{g\infty}), \quad T_g(t=0) = T_{g\infty} \quad (7)$$

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

де: α_g — коефіцієнт теплообміну газозавису з навколишнім середовищем; c_g — питома теплоємність газу; C_N — чисельна концентрація; S_g — поверхня газозавису; F_g — питома поверхня газозавису; V_g — об'єм газозавису.

Зміна концентрації кисню (баланс витрати на реакції та дифузійного надходження):

$$-\frac{\partial n_{O_2}}{\partial t} = C_N S n_{O_2,s} (k_1 + k_2 + k_v) - F_g \beta_g (n_{O_2,\infty} - n_{O_2}), \quad n_{O_2}(t=0) = n_{O_2,\infty} \quad (8)$$

$$\beta_g = \frac{Sh_g D_g}{d_g}, \quad D_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g} \quad (9)$$

де: $n_{O_2,\infty}$ — відносна масова концентрація кисню в середовищі, що оточує газозавис; β_g — коефіцієнт дифузійного обміну масою між газозависом і навколишнім газовим середовищем; Sh_g — Критерій Шервуда.

Розв'язання системи звичайних диференціальних рівнянь (ЗДР) (1), (5)–(8) є чисельно нетривіальним завданням [4], оскільки вона належить до класу жорстких систем. Жорсткість обумовлена значною різницею в часових масштабах процесів, які описує модель:

1. Повільні процеси: тепломасообмін (ТМО).
2. Швидкі процеси: хімічна кінетика, яка має сильну експоненційну залежність від температури T та зміна макропараметрів (діаметр d , густина ρ).

Ця різниця вимагає використання стійких та точних чисельних методів для інтегрування.

Для чисельної реалізації використовувався метод Рунге–Кутта 4-го порядку [2]. Незважаючи на те, що для жорстких систем часто застосовують неявні схеми, успішна інтеграція досягається завдяки адаптивному

керуванню кроком інтегрування. Початковий крок інтегрування $\Delta t_0 = 10^{-6} \dots 10^{-5}$. При інтенсивному розвитку процесу, особливо під час займання (коли швидкість $\frac{\partial T}{\partial t}$ зростає експоненційно), система автоматично зменшувала крок.

Побудова математичної моделі базується на таких припущеннях:

- частинки є монодисперсними та сферичними;
- внутрішня температура частинки рівномірна (критерій $Bi < 1$);
- газова фаза однорідна, її теплопровідність і теплоємність вважаються сталими;
- хімічні реакції відбуваються як на зовнішній поверхні частинки, так і в її порах;
- радіаційний теплообмін описується узагальненим законом Стефана-Больцмана;
- частинки не взаємодіють механічно між собою, а впливають одна на одну лише через тепло- та масообмін з газовим середовищем.

Ці припущення дозволяють сформулювати узгоджену фізико-математичну модель, достатньо точну для аналізу динаміки займання, активного горіння та режимів затухання газозавису.

При моделюванні враховувалися початкові умови:

$$T(t = 0) = T_b$$

$$T_g(t = 0) = T_{g\infty}$$

$$d(t = 0) = d_b$$

$$\rho(t = 0) = \rho_b$$

$$n_{O_2}(t = 0) = n_{O_2,\infty}$$

Тоді система набуває вигляду:

$$\begin{cases} \frac{\partial T}{\partial t} = f_1(T, T_g, d, \rho, n_{O_2}), \\ \frac{\partial(d)}{\partial t} = f_2(T, d, \rho), \\ \frac{\partial(\rho)}{\partial t} = f_3(\rho, T, n_{O_2}), \\ \frac{\partial T_g}{\partial t} = f_4(T, T_g, n_{O_2}), \\ \frac{\partial n_{O_2}}{\partial t} = f_5(n_{O_2}, T, d, \rho). \end{cases}$$

2. Аналіз динаміки займання та горіння. На основі чисельного моделювання проведено порівняльний аналіз поведінки поодинокі частинки та газозавису (сукупності частинок).

На рис. 1 наведено часові профілі температур частинок і газу, а також зміни похідної температури, діаметра та густини для окремої частинки й частинок газозавису.

Екстремуми на кривих похідної температури свідчать про зміну режимів тепломасообміну та кінетики реакцій, визначаючи моменти займання і згасання частинок [5; 6].

Основні величини для спостереження: Період індукції (t_{ind}): Це той час, коли частинка починає стійко й різко нагріватися, тобто переходить від повільного нагріву до швидкого зростання температури. Момент займання визначають за поведінкою похідної температури $\frac{\partial T(t)}{\partial t}$. Вона має локальний максимум перед стійким підйомом температури частинки.

Для визначення часу займання, береться інтервал часу від початку процесу до максимального значення похідної температури за часом. На цьому інтервалі шукають час, коли швидкість нагріву найбільша, цей час — і є момент займання (рис. 1, точка I). Тобто: момент займання дорівнює часу, коли температура росте найшвидше перед піком похідної температури $\frac{\partial T}{\partial t}$.

$$t_{ind} = \arg \max_{t \leq t_{max}} \frac{dT(t)}{dt}, \quad \left. \frac{dT}{dt} \right|_{t=t_{ind}} = 0, \quad \left. \frac{d^2T}{dt^2} \right|_{t=t_{ind}} < 0,$$

де $t_{max} = \arg \max \frac{dT(t)}{dt}$ — час максимуму температури.

Для практичної реалізації додають поріг ε : $\frac{\partial T(t)}{\partial t} > \varepsilon$, щоб уникнути

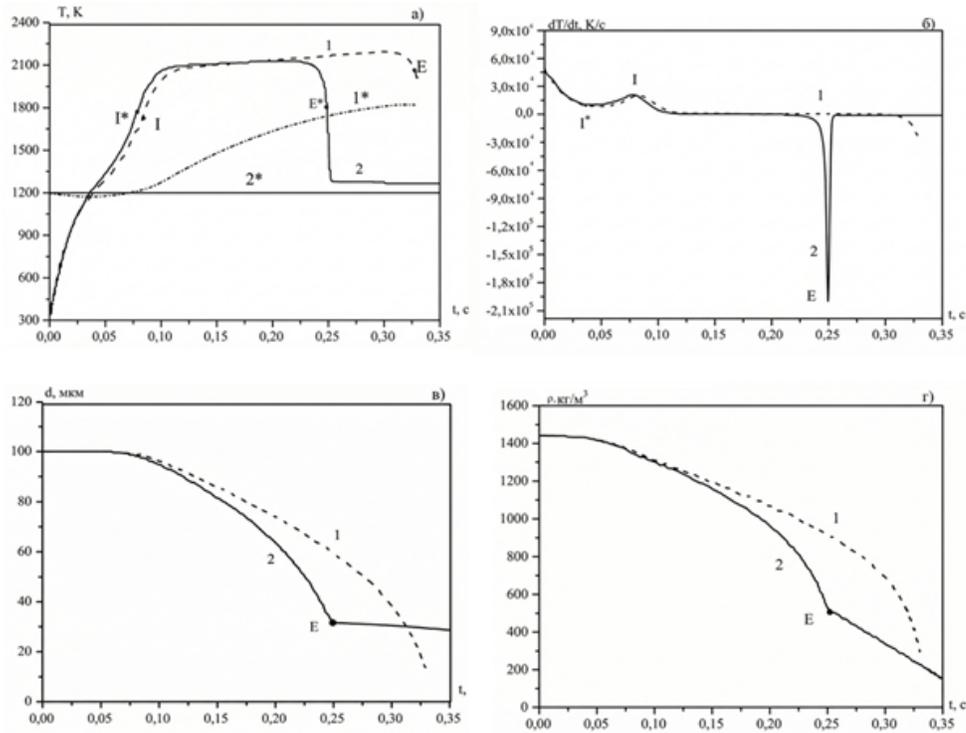


Рис. 1: Залежності: T , d , ρ , $\frac{dT}{dt}$ від часу; $d_b = 100 \mu\text{м}$, $T_{g\infty} = T_w = 1200 \text{ К}$, $C_N = 1,9 \cdot 10^7 \text{ м}^{-3}$, $\eta = 2,8$, $C_{m0} = 0,0144 \text{ кг/м}^3$, $F_v = 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$. Умовні позначення на графіках:

1 - газозавис частинок; 2 - поодинокі частинки; 1* - T_g газозавису; 2* - T_g поодинокі частинки.

фальш-піків від чисельного шуму. У реальних даних похідна може мати маленькі коливання, фальш-піки через шум, чисельну похибку. Тому вводять поріг ε (дуже маленьке позитивне число), щоб ігнорувати дрібні сплески, які не є справжнім займанням.

Період індукції t_{ind} — інтервал часу, який відповідає проміжку від початку прогрівання частинки до її займання.

Аналіз залежностей, поданих на рис. 1 а і б, показує, що займання ізольованої частинки відбувається швидше, ніж у газозависі: $t_{ind}^{\text{поодинокі}} < t_{ind}^{\text{газозавис}}$, це видно як лівіше розташований інфлексійний період на кривій 2.

Для газозавису $T_g(t)$ (крива 1*) знижується в початковій фазі через

відбір теплоти великою кількістю частинок — математично це слідує з рівняння для T_g (7). Тобто збільшення C_N сприяє охолодженню газу та збільшенню часу інертного розігрівання частинок, який являється складовою частиною періоду індукції (до t^* , рис. 1, а). Математичне пояснення впливу колективного ефекту: зменшення T_g на ранній фазі відбувається через відбір теплоти багатьма частинками, отже відбувається зростання інертної складової періоду індукції.

$$t_{\text{ind}} = \int_{T_0}^{T_{\text{ind}}} \frac{mc}{q_{\text{ch}}(T) - q_{\lambda}(T, T_g) - q_w(T, T_g)} dT \quad (10)$$

зменшення T_g робить знаменник меншим, отже інтеграл більший.

Високотемпературна стадія (t_{bur}): Час горіння (t_{bur}) — це тривалість між займанням (t_{ind}) і затуханням (t_E). Тобто: скільки часу частинка реально горіла, від моменту займання (точка І, t_{ind}) до початку інтенсивного охолодження (точка Е, t_E):

$$t_{\text{bur}} = t_E - t_{\text{ind}} \quad (11)$$

Високотемпературна стадія у газозависі триває довше:

$$t_{\text{bur}}^{\text{газозавис}} \approx t_{\text{bur}}^{\text{поодинокі}} + \Delta t,$$

де за графіком $\Delta t \approx 40$ мс — це зумовлено "колективним ефектом": підвищенням температури газу (T_g) і відповідно підвищенням хімічного тепло-виділення (q_{ch}) та зменшенням градієнта ($T - T_g$), що знижує тепловтрати та дозволяє частинкам горіти довше при менш інтенсивному окисненні.

Саме під час високотемпературної стадії відбувається інтенсивне зменшення густини $\rho(t)$ та діаметра $d(t)$ частинок. У газозависі ці параметри (рис. 1, в, г) зменшуються сильніше (крива 1), ніж у поодинокі частинки (крива 2) за той самий проміжок часу. Це означає, що інтегральна швидкість витрат палива (інтеграл $\int R(T, n_{\text{O}_2}) dt$) за весь період горіння більша у газозависі.

Режим затухання (Extinction):

Момент затухання (t_E) — перший час, коли швидкість зміни температури частинки $\left(\frac{\partial T(t)}{\partial t}\right)$ після піку займання (t_{ind}) починає падати й

досягає локального мінімуму із від'ємним значенням, що відповідає найінтенсивнішому охолодженню:

$$t_E = \arg \min_{t > t_{ind}} \left(\frac{\partial T(t)}{\partial t} \right),$$

$$\left. \frac{\partial T}{\partial t} \right|_{t=t_E} = 0 \quad \left. \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \right|_{t=t_E} > 0$$

Критичні значення при затуханні:

$$d_E = d(t_E), \quad \rho_E = \rho(t_E) \quad (12)$$

На рис. 1,б — глибокий мінімум у $\frac{\partial T}{\partial t}$ (точка Е) відповідає моменту, коли тепловтрати перевищують теплоприхід; це математично виражається умовою:

$$\frac{\partial T}{\partial t} < 0$$

і швидкість охолодження в цій точці максимальна.

Для однієї частинки відбувається чіткий «стрибок» у похідній швидкості витрати (зміна режиму окиснення), що відображає перехід у дифузійно-обмежений режим — це математично проявляється як зміна характеру залежності $R(T, n_{O_2})$ від T і n_{O_2} (з кінетичного на дифузійний обмежувач) (рис. 1, в, г). Відсутність класичної «точки переходу» у газозависі можна пояснити тим, що коли $T \approx T_g$ на кінцевій стадії, функція $q_{ef}(T) = q_{ch} - q_{\lambda} - q_w$ вже не змінює знак різко, тому не відбувається явного потухання (вона «вироджена»): з математичної точки зору це означає, що рівновага перетворюється поступово, без перетину через $q_{ef}(T) = 0$ з великою похідною.

Вплив початкового розміру (d_b): Збільшення початкового діаметру частинок d_b газозавису, призводить до зміни параметрів задачі в рівняннях горіння. Зокрема, для системи диференціальних рівнянь, що описує еволюцію: температури частинок T , температури газу T_g , діаметра частинки d та густини ρ (рис. 2) спостерігається, що відмінність характеристик горіння частинок в умовах газозавису і окремо взятої частинки зростає.

Зі збільшенням початкового діаметра d_b , максимальна температура частинок зменшується: $T_{\max} \downarrow$. Великі частинки нагріваються повільніше, тому їх температура менша. Але час досягнення максимуму зростає при

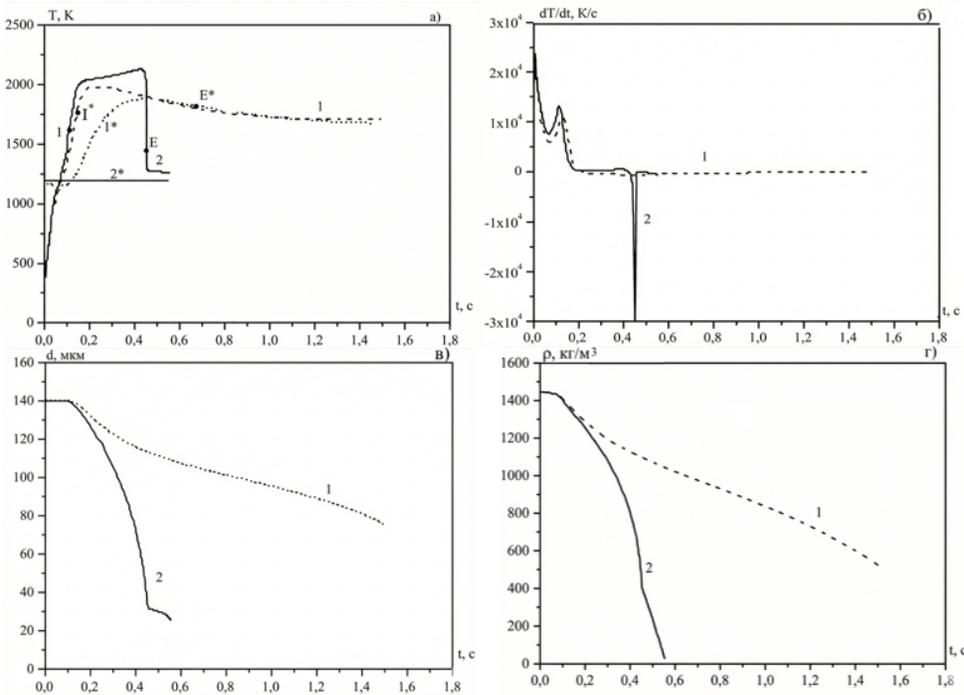


Рис. 2: Залежності: T , d , ρ , $\frac{dT}{dt}$ від часу; $d_b = 140 \mu m$, $T_{g\infty} = T_w = 1200 K$, $C_N = 1,9 \cdot 10^7 m^{-3}$, $\eta = 1,026$, $C_{m0} = 0,0395 kg/m^3$, $F_v = 3 \cdot 10^7 m^{-1}$. Умовні позначення на графіках: 1 — газозавис частинок; 2 — поодинокі частинки; 1^* — T_g газозавису; 2^* — T_g поодинокі частинки.

зростанні d_b . Зростає характерний час горіння, це означає, що процес горіння газозавису триває довше для більших частинок.

На стадії активного горіння газозавис характеризується зниженням швидкості хімічного реагування порівняно з поодинокі частинкою, що пояснюється колективними ефектами взаємодії частинок між собою та з навколишнім газом.

При збільшенні початкового діаметра частинки, збільшується час горіння, так як великі частинки горять довше і не досягають рівноважної температури з газом, що впливає на ефективність процесу.

ВИСНОВКИ

Реалізація побудованої нелінійної моделі тепломасообміну (1)–(8) дозволила ідентифікувати характерні динамічні режими еволюції системи: займання, горіння та згасання.

Збільшення часу займання пояснюється жорстким зв'язком між рівняннями температур частинки (T) та газу (T_g). У рівнянні для газу домінує від'ємний доданок (джерело втрат), який ефективно зменшує похідну температури за часом $\left(\frac{dT(t)}{dt}\right)$. Це сповільнює систему, не дозволяючи їй швидко досягти критичної точки, де вмикається сильна нелінійність (експонента Арреніуса) і починається стрімке зростання температури.

Виявлено зміну топології розв'язку на стадії згасання. На відміну від поодинокі частинки, яка має точку біфуркації (теплового зриву), для газозавису спостерігається «виродження» критичного режиму: температура частинок асимптотично наближається до температури газу, забезпечуючи стійкість процесу до повного вигорання маси.

Встановлено, що збільшення початкового діаметру частинок (d_b) призводить до зменшення амплітуди температурного максимуму, але суттєво розширює часову область існування розв'язку, пролонгуючи високотемпературну стадію.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. **Lieberman M.A., Ivanov M.F, Kiverin A. D.** Effects of thermal radiation heat transfer on flame acceleration and transition to detonation in particle-cloud flames / Journal of Loss Prevention in the Process Industries. Volume 38, November 2015, Pages 176-186
2. **Шевчук В. Г., Калінчак В. В., Черненко О. С., Орловська С. Г.** Прикладна теплофізика і газодинаміка горіння дисперсних систем : навч. посіб. – Одеса : Одес. нац. унів. ім. І. І. Мечникова, 2020. – 228 с.
3. **Orlovskaya S.G., Zuj O.M., Chernyak V.Ya.** Features of ignition and combustion of a two-component gas suspension of coal particles / Problems of Atomic Science and Technology.- 2018.- No. 6 (118).- P. 245-248.
4. **Коновалов Ю.І., Кутирло І.В., Рижков І.М.** Чисельні методи: підручник. – К.: Вища школа, 2009. – 415 с.
5. **Єлагін Г. І., Тищенко Є. О., Алексєєв А. Г., Нуянзін В.М., Майборода А.О.** Припинення горіння: підручник – Черкаси: 2020. – 430 с.

-
6. **Ткаченко С. Й., Степанов Д. В., Боднар Л. А.** Котельні установки : навчальний посібник . – Вінниця : ВНТУ, 2016. – 185 с.

Korenkova H., Orlovska S., Zui D.

MATHEMATICAL MODELING OF THE EFFECT OF PARTICLE SIZE ON THE HEAT AND MASS TRANSFER DYNAMICS AND COMBUSTION OF A CARBON GAS SUSPENSION

Summary

The paper presents a mathematical study of heat and mass transfer and the combustion dynamics of a monodisperse gas suspension of porous carbon particles, taking into account the interaction of chemical, thermal, and diffusive processes. A consistent nonlinear model is developed, incorporating the thermal and mass balance equations of the particles, the evolution of their geometric parameters, as well as the energy and diffusion balances of the gas phase. Special attention is given to analyzing the influence of the initial particle diameter on the nature of regime transitions, including the induction period, ignition, steady combustion, and extinction. The numerical implementation of the model is carried out using the fourth-order Runge–Kutta method. Time-dependent profiles of temperature, density, particle diameter, and the rates of heat and mass transfer were obtained, allowing the identification of critical system parameters. Collective effects specific to gas suspensions were revealed, including modifications of temperature profiles and the smoothing of thermal bifurcations characteristic of isolated particles. The results are significant for advancing mathematical models of dispersed reactive media and for optimizing thermal engineering processes.

Keywords: *mathematical modelling, gas suspension, porous particles, heat and mass transfer, combustion kinetics, thermal bifurcations, dispersed reactive systems.*

REFERENCES

1. **Liberman M.A., Ivanov M.F, Kiverin A. D.** Effects of thermal radiation heat transfer on flame acceleration and transition to detonation in particle-cloud flames / Journal of Loss Prevention in the Process Industries. Volume 38, November 2015. P. 176-186
2. **Shevchuk V. H., Kalinchak V. V., Chernenko O. S., Orlovska S. H.** Applied Thermophysics and Gas Dynamics of Disperse System Combustion: Textbook. – Odesa : Odesa I. I. Mechnikov National University, 2020. – 228 p.

3. **Orlovskaya S.G., Zuj O.M., Chernyak V.Ya.** Features of ignition and combustion of a two-component gas suspension of coal particles / Problems of Atomic Science and Technology.- 2018.- No. 6 (118).- P. 245-248.
4. **Konovalov Yu. I., Kutyrlo I. V., Ryzhkov I. M.** Numerical Methods: Textbook. – Kyiv : Vyshcha Shkola, 2009. – 415 p.
5. **Yelagin H. I., Tyshchenko Ye. O., Aliksieiev A. H., Nuyanzin V. M., Mayboroda A. O.** Termination of Combustion: Textbook – Cherkasy: 2020. – 430 p.
6. **Tkachenko S. Y., Stepanov D. V., Bodnar L. A.** Boiler Plants: Study Guide. – Vinnytsia : VNTU, 2016. – 185 p.