

УДК 538.955

*О.М. Тітенко***МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ КОНВЕКЦІЙНОГО ТЕПЛООБМІНУ ПРИ НАГРІВАННІ ЧАСТИНОК ГРАФІТУ В УСТАНОВЦІ З ВИРОБНИЦТВА ТЕРМОРОЗШИРЕНОГО ГРАФІТУ**

Створена математична модель конвекційного теплообміну частинок інтеркальованого графіту з газом-енергоносієм в установці з виробництва терморозширеного графіту для кількісної оцінки впливу саме цього типу теплообміну, що має місце в реальній установці.

Ключові слова: математична модель, конвекційний теплообмін, терморозширений графіт.

*О. Titenko***MATHEMATICAL MODEL OF CONVECTIVE HEAT EXCHANGE WHILE HEATING GRAPHITE PARTICLES IN A UNIT FOR THERMALLY EXPANDED GRAPHITE PRODUCTION**

The article describes the mathematical model of convection heat exchange of particles of intercalated graphite with a energy carrier gas in the unit for production of thermally expanded graphite for the quantitative estimation of influence of namely this type of heat exchange which takes place in the real unit.

Keywords: mathematical model, convection heat transfer, thermo graphite.

Відомо, що одним з найбільш поширених типів забруднюючих речовин у навколишньому середовищі в даний час є нафта і нафтопродукти внаслідок аварій на морському наливному флоті, на добуванні і переробці, внаслідок недосконалості технологічних процесів і обладнання нафтопереробних заводів. Для вирішення цього завдання розробляються нові технології виробництва високоефективних сорбентів, в тому числі на основі терморозширеного графіту [1]. Дане дослідження є частиною загального комплексу робіт, що виконуються в УкрНДІЦЗ за напрямком застосування терморозширеного графіту.

Особливістю технології отримання якісного терморозширеного графіту є вимога різкого нагріву вихідної речовини - інтеркальованого графіту. Одним з визначальних параметрів якості кінцевого продукту є температура і тривалість у часі самого процесу терморозширення. Ці величини відомі з багатьох інформаційних джерел, наприклад, [3, 4], але залишається не визначеним кількісне співвідношення двох механізмів розігріву частинок, це – теплопередача конвекцією та теплопередача тепловим опроміненням, які діють одночасно. Знання цього співвідношення є важливим для прийняття ключових конструктивних рішень при проектуванні установок.

Метою даної статті є розробка математичної моделі для кількісної оцінки конвекційного теплообміну в процесі нагріву частинки інтеркальованого графіту, а конкретно - знаходження функціональної залежності підвищення температури окремої частки графіту від часу в умовах різкого нагріву.

Фізично досліджуваний процес полягає в наступному. У потік гарячих газів, що рухається із заданою швидкістю, за допомогою живильника вносяться частинки, прискорювані цим потоком. Характерним для опису аналогічних процесів у літературі є використання досить складних емпіричних залежностей, при використанні яких мають місце

невиправдано трудомісткі обчислення для отримання підсумкових формул в аналітичному вигляді, найбільш зручному для застосування при проектуванні обладнання. Однак, процеси, що розглядаються, практично реалізуються в досить вузькому діапазоні параметрів, тому в подальших розрахунках закладено принцип апроксимації відомих емпіричних залежностей, обмеживши їх області визначення. Це дозволяє отримати апроксимаційні формули, привівши їх до виду, що спрощує інтегрування диференціальних рівнянь.

Рух частинок

Прискорення частинки визначаємо за законом Ньютона:

$$\frac{d\omega_p}{dt} = \frac{F_R}{m} \quad (1)$$

де:

$\frac{d\omega_p}{dt}$ - прискорення частки, m - маса частки, що обчислюється за формулою: $m = \rho_p \cdot \frac{\pi}{6} \cdot d^3$, де $\rho_p = 2,2 \text{ г/см}^3$ - щільність ІКГ, F_R - аеродинамічна сила, що діє на частку, яку ми визначаємо, використовуючи формулу (6-91) з [5]

$$F_R = \varphi \cdot |\omega - \omega_p|^2 \cdot \rho \cdot d^2 \quad (2)$$

де:

φ - коефіцієнт аеродинамічного опору,
 ω - швидкість потоку газів, що нагрівають,
 ω_p - швидкість часток, що розганяються цим потоком,
 d - середній діаметр частинок,
 ρ - щільність потоку газів, що нагрівають.

З метою отримання рішення в аналітичному вигляді, апроксимуємо формулу коефіцієнта аеродинамічного опору на базі емпіричних формул [2], об'єднавши різні діапазони числа Re , для $Re < 2$ $\varphi_1 = \frac{3 \cdot \pi}{Re}$ і для $Re = 2 \dots 500$. Максимальне значення критерію Re для розглянутих нами явищ дорівнює:

$$Re_{\max} = \frac{\rho \omega_{\max} d}{\mu} = 35,7 \quad (3)$$

де

ρ - щільність потоку газів, що гріють, яка розраховується за такою формулою:

$$\rho = \alpha_{CO_2} \cdot \rho_{CO_2} + \alpha_{N_2} \cdot \rho_{N_2} + \alpha_{H_2O} \cdot \rho_{H_2O} + \alpha_a \cdot \rho_a = 0,272 \text{ (кг/м}^3\text{)} \quad (4)$$

де:

$\alpha_{CO_2} = 11,2\%$; $\alpha_{N_2} = 70\%$; $\alpha_{H_2O} = 14,5\%$; $\alpha_a = 4,4\%$ - процентний вміст компонентів суміші газів. У даному випадку прийнятий в якості палива метан, продукти згоряння якого містять: вуглекислий газ, азот, пари води, залишки невикористаного повітря в зазначеному процентному співвідношенні; $\rho_{CO_2} = 0,421 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{N_2} = 0,268 \text{ кг/м}^3$, $\rho_{H_2O} = 0,172 \text{ кг/м}^3$, $\rho_a = 0,277 \text{ кг/м}^3$ - щільності зазначених продуктів горіння при температурі процесу, що дорівнює 1000°C , $\omega_{\max} = 30 \text{ м/с}$ - максимальна швидкість потоку газів, що нагрівають, $\mu = 0,046 \cdot 10^{-3} \text{ Па}\cdot\text{с}$ - в'язкість потоку газів, що нагрівають при 1000°C , яка розраховується по масовій частці окремих газів за формулою, аналогічною (4) $d = 0,2 \text{ мм}$ - середній діаметр частинок.

Ми бачимо, що для досліджуваного діапазону швидкостей прискорюючого потоку газів (до 30 м/с) межі зміни числа Рейнольдса будуть: $Re = 0 \dots 36$, для якого автором шляхом апроксимації знайдена єдина формула коефіцієнта аеродинамічного опору:

$$\varphi = 0,9 + \frac{3\pi}{Re} \quad (5)$$

Апроксимація ілюструється на Рис.1

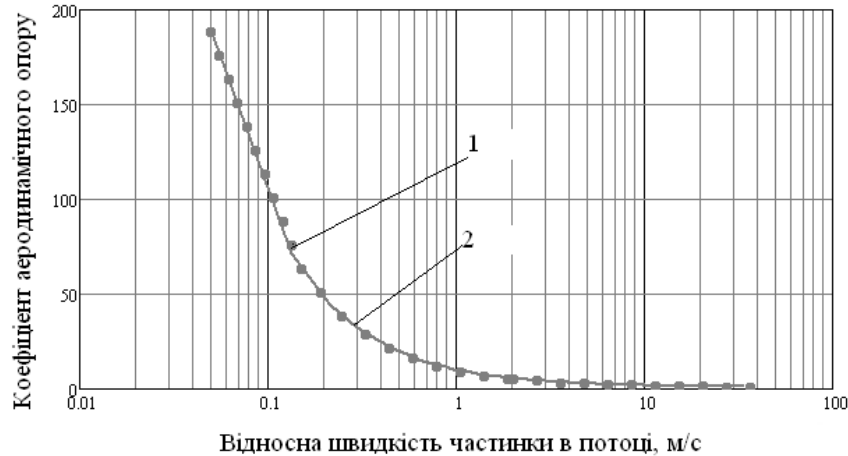


Рисунок 1 – Апроксимація вихідних табличних даних числа Рейнольдса формулою для розглянутого діапазону. 1 - табличні дані, 2 – апроксимаційна крива.

Підставивши в формулу (1) значення F_R за формулою (2), значення за формулою (5) і значення Re за формулою (3), використовуючи комплекси a, b, c , отримуємо формулу прискорення частинок:

$$\frac{d\omega_p}{dt} = a \cdot (\omega_p^2 - b \cdot \omega_p + c) \quad (6)$$

де: $a = \frac{5,4}{\pi} \cdot \frac{\rho}{\rho_g d} = 1,083 \text{ (1/м)}$; $b = 2 \cdot \omega + \frac{18\pi \cdot \mu}{5,4 \cdot \rho d} \text{ (м/с)}$; $c = \frac{\pi \cdot \mu \cdot \omega}{3d\rho} + \omega^2 \text{ (м}^2/\text{с}^2\text{)}$.

Вирішуємо дане диференціальне рівняння з відокремленими змінними з нульовими початковими умовами (задача Коші):

$$\int \frac{1}{a(\omega_p^2 - b \cdot \omega_p + c)} d\omega_p = \int dt + C, \quad (7)$$

отримаємо наступне рівняння:

$$\frac{1}{2a\sqrt{\frac{b^2}{4} - c}} \cdot \ln \left| \frac{\omega_s - \frac{b}{2} - \sqrt{\frac{b^2}{4} - c}}{\omega_s - \frac{b}{2} + \sqrt{\frac{b^2}{4} - c}} \right| - \frac{1}{2a\sqrt{\frac{b^2}{4} - c}} \cdot \ln \left| \frac{-\frac{b}{2} - \sqrt{\frac{b^2}{4} - c}}{-\frac{b}{2} + \sqrt{\frac{b^2}{4} - c}} \right| = t + C, \quad (8)$$

Вирішивши його, отримаємо формулу залежності швидкості частинки від часу:

$$\omega_p(t) = \omega_0 - \frac{18\pi\mu}{5,4\rho d} \cdot \frac{1}{\exp\left(\frac{1}{\tau_{pr}}(C+t)\right) - 1}, \quad (9)$$

де 0,105 с - постійна часу процесу розгону часток. Цікаво відзначити, що постійна часу, а, значить, і час розгону часток до швидкості потоку газів не залежить від значення швидкості газів. Формула (9) ілюструється на Рис.2.

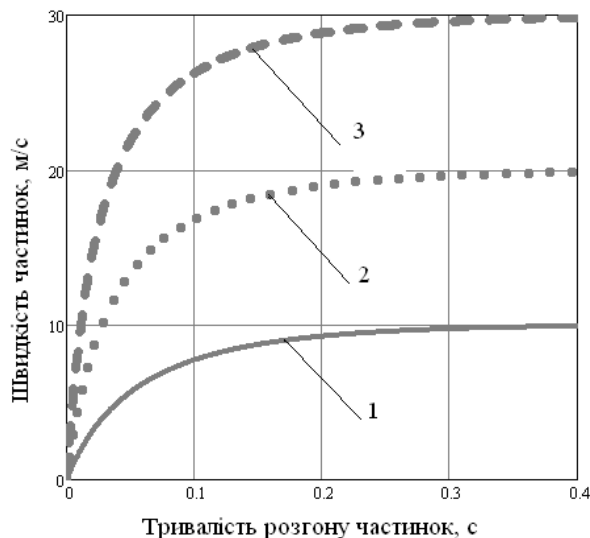


Рисунок 2 – Залежність швидкості розгону частинок, що захоплюється потоком газу від тривалості їх розгону. 1 – швидкість потоку газу 10 м/с, 2 - швидкість потоку газу 20 м/с, 3 – швидкість потоку газу 30 м/с.

Нагрівання частинок

В умовах конвекційного теплообміну між часткою і газами, що гріють, тепловий потік q можна виразити за допомогою закону Ньютона:

$$q = \alpha \cdot F_p \cdot [T_{pr} - T_p(t)] \quad (10)$$

де

α - коефіцієнт конвекційної теплопередачі,

F_p - площа поверхні частинки діаметром,

T_{pr} - температура газів, що гріють,

$T_p(t)$ - поточна температура частинки.

Величина α коефіцієнта конвекційної теплопередачі визначається за формулою з [6]

$$\alpha = \frac{Nu \cdot \lambda}{d}, \quad (11)$$

де:

Nu - число Нуссельта, $\lambda = 0,842 \cdot 10^{-5} \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ - теплопровідність газів, що гріють при температурі процесу Число Нуссельта визначаємо за формулою:

$$Nu = 0,023 \text{ Re}^{0,8} \cdot \text{Pr}^{0,3}, \quad (12)$$

де:

$\text{Pr} = \frac{c_p \mu}{\lambda}$ Pr - число Прандтля, $c_p = 1,233 \cdot 10^3 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ - питома теплоємність газів, що гріють, при постійному тиску (2), що розраховується по масовій частці окремих продуктів горіння за формулою, аналогічною (4).

Тоді підвищення температури частинок δT , що сталося за час δt визначаємо за формулою:

$$\delta T = \frac{\alpha F_p (T_{pr} - T_p)}{c_{gr} m_p} \delta t, \quad (13)$$

Підставляючи в цю формулу значення відповідно до формул (11), (12), і, запишемо цей вираз у вигляді диференційного рівняння зі змінними з нульовими початковими умовами (задача Коші):

$$\frac{dT_p}{T_{pr} - T_p(t)} = k_{pr} \cdot (\omega - \omega_p(t))^{0.8} dt, \quad (14)$$

де $T_p(t)$ - шукана функція залежності температури частинки від часу,

$$k_{pr} = \frac{0,023 \rho^{0.8} c_p \lambda^{0.7} F_p}{d^{0.2} c_{gr} m_p \mu^{0.5}}, \quad (15)$$

Підставивши в формулу (14) знайдене значення функції з формули (9) $\omega_p(t)$ і зробивши

заміну змінної $y = \exp\left[\frac{C+t}{\tau_{pr}}\right]$, отримаємо в інтегральній формі:

$$\int \frac{dT_p}{T_{pr} - T_p(t)} = k_{pr} \tau_{pr} \left[\frac{18\pi\mu}{5,4\rho d} \right]^{0.8} \cdot \int \left\{ \frac{1}{(y-1)^{0.8}} \cdot \frac{1}{y} \right\} dy + C_1, \quad (16)$$

З метою отримання рішення в аналітичному вигляді апроксимуємо вираз $\left\{ \frac{1}{(y-1)^{0.8}} \cdot \frac{1}{y} \right\}$ формули (16) наступним чином:

$$\frac{1}{(y-1)^{0.8}} \cdot \frac{1}{y} = \frac{1}{(y-0,5)^{1.8}}, \quad (17)$$

Апроксимація ілюструється на Рис.3

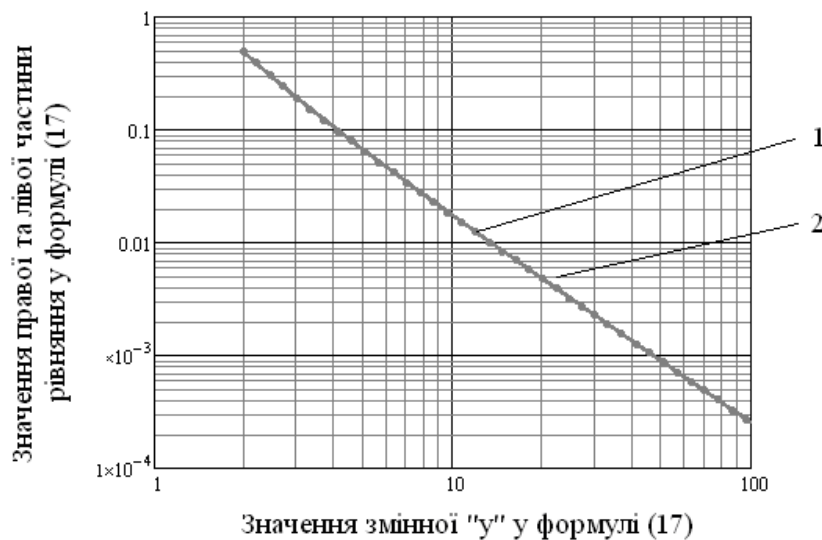


Рисунок 3 – Апроксимація згідно формули (17).
1 – ліва частина рівняння (17), 2 – права частина рівняння (17)

Зробивши заміну згідно з формулою (17) і знайшовши інтеграли у виразі (16), отримаємо:

$$\ln|T - T_{pr}| = 1,25k_{pr}\tau_{pr} \left[\frac{18\pi\mu}{5,4\rho d} \right]^{0,8} \left\{ \exp\left[\frac{C+t}{\tau_{pr}} \right] - 0,5 \right\}^{-0,8} + C_1, \quad (18)$$

З нульових початкових умов: $t = 0, T = 20^\circ C$, знаходимо постійну інтегрування:

$$C_1 = \ln|T - T_{pr}| - 1,25k_{pr}\tau_{pr} \left[\frac{18\pi\mu}{5,4\rho d} \right]^{0,8} \left\{ \exp\left[\frac{C+t}{\tau_{pr}} \right] - 0,5 \right\}^{-0,8} \quad (19)$$

Отримуємо остаточно формулу залежності температури частинки від часу знаходження в потоці газів, що гріють:

$$T(t) = T_{pr} - \exp\left\{ 1,25k_{pr}\tau_{pr} \left[\frac{18\pi\mu}{5,4\rho d} \right]^{0,8} \left\{ \exp\left[\frac{C+t}{\tau_{pr}} \right] - 0,5 \right\}^{-0,8} + C_1 \right\} \quad (20)$$

Дана функціональна залежність проілюстрована на Рис.4

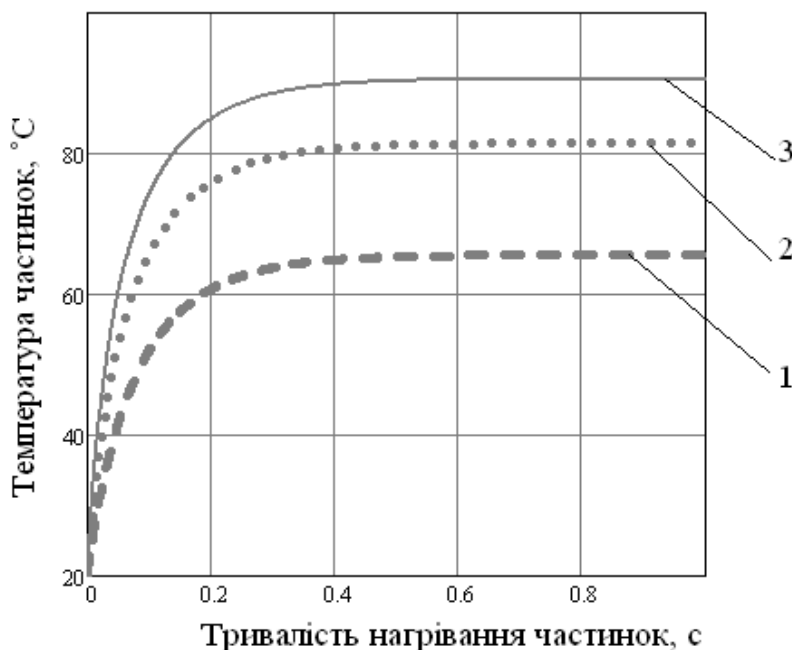


Рисунок 4 – Залежність температури нагрівання частинки від тривалості перебування у потоці, що нагріває, який рухається зі швидкістю, відповідно: 1 - 10 м/с, 2 - 20 м/с, 3 - 30 м/с.

Висновки

Побудована математична модель нагріву частинки інтеркальованого графіту шляхом їх конвекційного теплообміну з потоком газів, що гріють, в діапазоні зміни параметрів, характерним для процесу утворення терморозширеного графіту. Дана математична модель доводить, що теоретично при конвекційному теплообміні може відбуватися тільки порівняно невелике підвищення температури (до $\sim 90^\circ C$) частинки інтеркальованого графіту, що завершується через деякий час ($\sim 0,4$ с), причому, незалежний від початкової швидкості

поток, що рухається та гріє. Це дає можливість стверджувати про вирішальну роль у нагріванні часток графіту не конвекційного теплообміну, а теплообміну шляхом теплового опромінення.

Дана математична модель, при умові додержання наведених у статті кількісних меж фізичних параметрів, може бути використана для розрахунків конвекційного нагрівання частинок, що вводяться у потік газів при проектуванні установок по виробництву терморозширеного графіту.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Янченко В.В., Рево С.Л., Семенцов Ю.І., Пятковский М.Л., Яцюк О.П. Терморозширений графіт - сорбційний матеріал для збирання нафти та нафтопродуктів з поверхні води та ґрунту / Науковий вісник Українського науково-дослідного інституту пожежної безпеки. - 2002 . - № 2 (6). - С. 223-226.
2. Таблицы физических величин. Справочник. Под ред. акад. И.К. Кикоина. - М.; Атомиздат, 1976 - 1008 с.
3. Сорокина Н.Е., Авдеев В.В., Тихомиров А.С., Лутфуллин М.А., Саидаминов М.И./ Композиционные материалы на основе интеркалированного графита. Учебное пособие по специальности «Композиционные материалы», Москва 2010.
4. Авдеев В.В., Хейфец Л.И., Зеленко В.Л. / Математическое моделирование процесса термического расширения интеркалированного графита. Методическое руководство, Москва 2008.
5. Плановский А.Н., Рамм В.М., Каган С.З. Процессы и аппараты химической технологии. Гостоптехиздат, 1961.
6. Дрейцер Г.А., Основы конвективного теплообміну в каналах . Навчальний посібник. Москва, Видавництво МАІ, 1989.

