

УДК 662.61:66.096.5

ШРАЙБЕР О.А.

*Інститут загальної енергетики НАН України*

## ОПТИМІЗАЦІЯ ПРОЦЕСУ ВИГОРЯННЯ ВУГІЛЬНИХ ЧАСТИНОК У ЦИРКУЛЮЮЧОМУ КИПЛЯЧОМУ ШАРІ

Побудовано узагальнену статистичну теорію процесу вигорання вугільних частинок у топці з циркулюючим киплячим шаром, що відрізняється врахуванням як внутрішньої, так і зовнішньої циркуляції частинок. Отримано замкнену систему двох інтегральних і двох функціональних рівнянь щодо функцій розподілу частинок за масовими концентраціями вуглецю в киплячому шарі, ядрі і кільцевій області перехідної зони надшарового простору та в зоні пневмотранспорту. Побудовано розв'язок вказаної системи на двох ітераціях. Знайдено область оптимальних режимів, що забезпечує найбільш повне вигорання палива в топці з циркулюючим киплячим шаром.

Построена обобщенная статистическая теория процесса выгорания угольных частиц в топке с циркулирующим кипящим слоем, отличающаяся учетом как внутренней, так и внешней циркуляции частиц. Получена замкнутая система двух интегральных и двух функциональных уравнений для функций распределения частиц по массовым концентрациям углерода в кипящем слое, ядре и кольцевой области переходной зоны надслоевого пространства и в зоне пневмотранспорта. Построено решение указанной системы на двух итерациях. Найдена область оптимальных режимов, обеспечивающих наиболее полное выгорание топлива в топке с циркулирующим кипящим слоем.

We have constructed a generalized statistical theory of the combustion of coal particles in a furnace with fast fluidized bed, differing by taking into account both the internal and external circulation of particles. We have derived a closed system of two integral and two functional equations for the functions of particle distribution in mass carbon concentration in the fluidized bed, the core and annular domain of transition zone of the freeboard, and the pneumotransport zone. The solution of this system has been constructed on two iterations. Finally, we have found the region of optimal modes, guaranteeing the most complete combustion of the fuel in a furnace with fast fluidized bed.

$a$  – параметр міграції частинок (див. (5));  
 $A, B$  – параметри швидкості вигорання;  
 $C$  – константа інтегрування;  
 $f, f_k, F, \Phi$  – функції розподілу частинок за концентраціями вуглецю;  
 $G$  – масова витрата;  
 $K$  – мольна концентрація кисню в газовій суміші;  
 $M$  – маса киплячого шару;  
 $p, P$  – швидкість вигорання частинок;  
 $q$  – механічний недопал;  
 $R$  – радіус частинок;  
 $t$  – час;  
 $v$  – швидкість частинок у надшаровому просторі;

$x$  – вертикальна координата;  
 $\beta$  – коефіцієнт масообміну;  
 $\gamma, \zeta, \vartheta, \kappa, \chi, \psi$  – числа подібності задачі;  
 $\eta$  – масова концентрація вуглецю в частинках;  
 $\mu$  – молекулярна маса вуглецю;  
 $\rho$  – густина частинок.

### Індекси:

$0$  – вихідне паливо;  
 $b$  – величина відноситься до киплячого шару;  
 $k$  – потік частинок із кільцевої області до киплячого шару;  
 $l, c, p$  – лівий, середній та правий інтервали значень;  
 $-$  – середнє значення.

### 1. Постановка задачі

Вивчення закономірностей процесу вигорання частинок у циркулюючому киплячому шарі (ЦКШ) та розробка методів його розрахунку й оптимізації являють значний практичний інтерес. Як показано в [1], застосування феноменологічного підходу, де всім частинкам (явно чи неявно) припи-

сується певна осереднена поведінка, призводить до серйозних помилок внаслідок суттєвої нелінійності задачі. Тому для її коректного розв'язання необхідно використовувати статистичний підхід, де шуканою величиною є функція розподілу частинок за ступенем завершеності хімічної реакції.

На рис. 1 наведено спрощену схему топки з ЦКШ, що складається із нижньої частини – кип-

лячого шару (КШ) і верхньої – надшарового простору (НП). Останній, у свою чергу, розділяється на дві зони по вертикалі: (i) перехідну (ПЗ) з висхідним потоком суміші газу і частинок у ядрі та низхідним рухом щільного шару частинок у кільцевій області (КО); (ii) зону пневмотранспорту (ЗП), де частинки рухаються вгору по всьому поперечному перетину. Після відділення від газу в циклоні частинки знову подаються у КШ. Таким чином, схема забезпечує циркуляцію частинок по двох контурах: зовнішньому (КШ – НП – циклон – опускний стояк – КШ) і внутрішньому (КШ – ядро ПЗ – КО – КШ), що значно ускладнює розрахунок робочого процесу в ЦКШ.

Першу спробу побудови статистичної моделі вигорання палива в ЦКШ було здійснено в [2–4], проте ця модель має певні недоліки. Замість детального аналізу особливостей вигорання частинок у різних зонах реактора автори обмежуються глобальним описом процесу в цілому, вважаючи, що кожне проходження частинок по зовнішньому циркуляційному контуру супроводжується однаковим зменшенням їх радіуса. Звичайно, таку гіпотезу навряд чи можна вважати обґрунтованою. Крім того, вигорання палива в КШ не враховується, а швидкість реакції в НП осереднюється по всьому ансамблю частинок. Очевидно, подібні результати слід розцінювати як дуже наближені.

Побудову більш строгої статистичної теорії робочого процесу в ЦКШ було розпочато в Інституті загальної енергетики НАН України в середині 90-х років [1, 5 – 7]. Зокрема, в [1] було розв'язано задачу про реагування частинок у КШ в рамках моделі ідеального перемішування без урахування внутрішньої і зовнішньої циркуляції. Далі було розглянуто інший граничний випадок – модель ідеального витіснення (також без циркуляції) [5], тобто ці результати описують процеси в ЗП. Потім на основі [1, 5] було побудовано модель ЦКШ з урахуванням зовнішньої циркуляції [6]; при цьому всі функції розподілу було представлено у вигляді рядів за кількістю проходжень частинок по зовнішньому контуру. Слід відзначити, що цей розв'язок має два недоліки: не враховано внутрішню циркуляцію; розклад функцій розподілу в ряди пов'язаний з досить громіздкими обчисленнями. Нарешті, в [7] було розв'язано

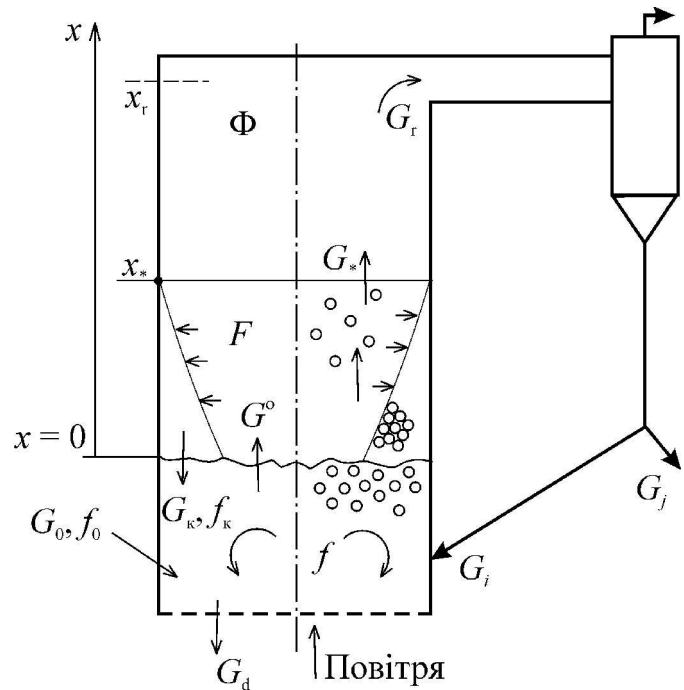


Рис. 1. Схема реактора з циркулюючим киплячим шаром.

задачу про еволюцію стану реагуючих частинок у ЦКШ з урахуванням тільки внутрішньої циркуляції між КШ і ПЗ; при цьому було використано більш економічний (у порівнянні з [6]) ітераційний метод. Метою цієї роботи є розв'язання задачі про вигорання палива в ЦКШ у найбільш загальному випадку врахування як зовнішньої, так і внутрішньої циркуляції частинок (у певній мірі це синтез результатів [1, 5 – 7]), а також пошук області оптимальних режимів вигорання.

Обмежимося розглядом однієї схеми поведінки частинок при горінні – схеми об'ємного реагування [8], де ступінь завершеності реакції визначається масовою концентрацією вуглецю в частинках  $\eta$ . Як і в [1, 7], вважаємо, що функція розподілу частинок вихідного палива є

$$f_0 = \delta(\eta - \eta_0) \quad (1)$$

( $f_0$  та інші функції в КШ нормуються на одиницю). Згідно з (1) носієм  $f(\eta)$  для КШ є інтервал  $(0, \eta_0)$ . Очевидно, завдяки ідеальному перемішуванню в КШ стан частинок у потоках  $G^0$  (винос до ядра ПЗ) і  $G_d$  (злив) визначається тією ж функцією  $f(\eta)$ . Крім  $G_0$ , до КШ надходять частинки із КО перехідної зони з параметрами  $G_k$ ,

$f_k(\eta)$  та з циклона (їх параметри  $G_i, f_i(\eta)$ ). Природно, витрати  $G_k, G_i$  та функції  $f_k, f_i$  заздалегідь невідомі.

Далі, зміна стану частинок у ядрі ПЗ надшарового простору ( $x < x$ ) описується функцією  $F(x, \eta)$  (тут, як і в [5], “працює” модель ідеального витіснення, але з урахуванням міграції частинок із ядра до КО), а в зоні пневмотранспорту ( $x_* \leq x \leq x_r$ ) – функцією  $\Phi(x, \eta)$ . Оскільки швидкість реакції в циклоні та стояку досить низька, зміною стану частинок у цих елементах можна нехтувати, і  $f_i(\eta)$  визначається функцією  $\Phi(x_r, \eta)$ . Крім того, не враховуємо зміну стану частинок у периферійній області ПЗ. Слід додати, що функції  $F$  і  $\Phi$  зручно нормувати на відповідну масову витрату частинок. Таким чином, задача зводиться до пошуку чотирьох функцій  $f(\eta), F(x, \eta), f_k(\eta)$  та  $\Phi(x, \eta)$ .

## 2. Основні рівняння

Кінетичне рівняння відносно функції  $f$  виводиться таким же чином, як в [1], але з урахуванням потоків  $G_k$  і  $G_i$ :

$$-G_i f - M \frac{dpf}{d\eta} + \frac{M}{1-\eta} pf = -G_0 f_0 - G_k f_k - G_i f_i, \quad (2)$$

де  $G_i = G^o + G_d$  (див. рис. 1);  $p \equiv d\eta/dt$  – швидкість вигорання фіксованої частинки [1]:

$$p = -A \eta (1 - \eta); A = 3 \mu K \beta / (R\rho). \quad (3)$$

Загальний розв’язок рівняння (2) при  $< 0$  має вигляд

$$f(\eta) = \eta^{\gamma-1} (1-\eta)^{-2-\gamma} [C - \gamma\omega \int f_k \eta^{-\gamma} \times \\ \times (1-\eta)^{1+\gamma} d\eta - \gamma\omega' \int f_i \eta^{-\gamma} (1-\eta)^{1+\gamma} d\eta], \quad (4)$$

де  $C$  – константа інтегрування;  $\gamma = G_i (MA)^{-1}$ ;  $\omega = G_k / G_i$ ;  $\omega' = G_i / G_r$ .

На основі численних експериментальних досліджень (див., наприклад, [9, 10]) інтенсивність міграції частинок із ядра перехідної зони до її кільцевої області (без урахування хімічної реакції) звичайно обчислюють як

$$G(x) = G(0) \exp(-ax); G(0) = G^o. \quad (5)$$

Тоді кінетичне рівняння для функції  $F$  має вигляд [7]

$$\frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial PF}{\partial \eta} = F \left( \frac{P}{1-\eta} - a \right);$$

$$P \equiv d\eta/dx = -B \eta (1-\eta); B = \frac{3\mu K \beta}{R\rho v}. \quad (6)$$

Величини  $K$  і  $\beta$ , що фігурують у виразі для  $B$  в (6), обчислюються за параметрами НП, які, очевидно, можуть відрізнятися від відповідних параметрів КШ, за якими розраховується  $A$  в (3). У подальшому для спрощення інтегрування (6) осереднюємо  $B$  по висоті ПЗ і використовуємо це середнє значення, для якого залишаємо те ж позначення.

Загальним розв’язком задачі Коші для першого рівняння (6) буде

$$F(x, \eta) = \frac{\exp[(B-a)x]}{[1-\eta + \eta \exp(Bx)]^3} \varphi \left[ \frac{\eta \exp(Bx)}{1-\eta + \eta \exp(Bx)} \right], \quad (7)$$

де  $\varphi(\cdot) = F(0, \eta)$ , тобто функція (4). Для кожного  $x$  носієм функції  $F$  є інтервал  $(0, \eta_L)$ , де  $\eta_L$  – “лагранжева” траєкторія у площині  $x - \eta$ , тобто результат інтегрування другого рівняння (6) з початковою умовою  $x = 0, \eta = \eta_0$ :

$$\eta_L(x) = \frac{\eta_0}{(1-\eta_0)\exp(Bx) + \eta_0}. \quad (8)$$

Згідно з прийнятою моделлю, використовуючи формулу (5), для функції  $f_k$  маємо

$$f_k = aG_k^{-1} \int F(x, \eta) dx; G_k = a \int_0^{\eta_0} d\eta \int F(x, \eta) dx, \quad (9)$$

де інтегрування проводиться по заштрихованій області на рис. 2 (тут крива є графіком функції (8),  $\eta_* = \eta_L(x_*)$  і  $\eta_r = \eta_L(x_r)$ ). Нагадаємо, що  $f_k$  нормується на одиницю, а  $F$  – на витрату частинок у даному перетині, що пояснює появу  $G_k$  у першій формулі (9).

Нарешті, задача про еволюцію стану частинок у ЗП розв’язується таким же чином, як і для ядра ПЗ:

$$\Phi(x, \eta) = \frac{\exp[B(x-x_*)]}{[1-\eta + \eta \exp(B(x-x_*))]^3} \times$$

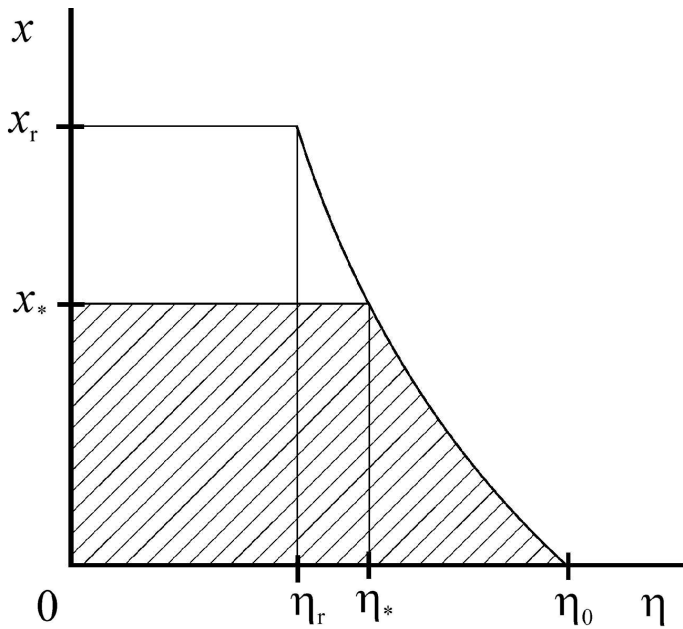


Рис. 2. До інтегрування рівнянь для функцій розподілу частинок за концентраціями вуглецю.

$$\times \varphi \left[ \frac{\eta \exp(B(x-x_*))}{1-\eta + \eta \exp(B(x-x_*))} \right], \quad (10)$$

де  $\varphi(\cdot) = F(x_*, \eta)$ .

Таким чином, для чотирьох невідомих функцій  $f, F, f_k, \Phi$  побудовано систему чотирьох рівнянь (4), (7), (9), (10). Для її розв'язання використовуємо ітераційний метод, подібний до того, що описано в [7].

$$f_k^{(1)}(\eta) = \begin{cases} G_k^{-1} L_1 \eta^{\gamma-1} (1-\eta)^{-2-\gamma}, & \eta \leq \eta_*; \\ G_k^{-1} [L_2 \eta^{\zeta-1} (1-\eta)^{-2-\zeta} - L_3 \eta^{\gamma-1} (1-\eta)^{-2-\gamma}], & \eta > \eta_*, \end{cases} \quad (13)$$

де введено позначення

$$L_3 = \frac{G^\circ}{\Psi(\gamma, \eta_0)^{\gamma-\zeta}}; \quad L_1 = L_3 \{ \exp[(\gamma-\zeta)\chi] - 1 \};$$

$$L_2 = L_3 \left( \frac{\eta_0}{1-\eta_0} \right)^{\gamma-\zeta}; \quad \chi = Bx_*; \quad \zeta = \frac{a}{B}$$

(тут вважається, що  $\gamma \neq \zeta$ ; оцінка характерних параметрів процесу за даними [11] свідчить, що на практиці завжди  $\gamma < \zeta$ ). Витрата частинок у

### 3. Розв'язання системи (4), (7), (9), (10)

Першу ітерацію доцільно вибрати таким чином, щоб можна було знайти аналітичний розв'язок системи. Тому тут не враховуємо ні зовнішню, ні внутрішню циркуляцію частинок. Отже, в рівнянні (4) слід випустити інтегральні доданки, і його розв'язок (з урахуванням нормування) буде мати вигляд

$$f^{(1)}(\eta) = \eta^{\gamma-1} (1-\eta)^{-2-\gamma} / \Psi(\gamma, \eta_0);$$

$$\Psi(y, z) = \frac{y+1-z}{y(y+1)(1-z)} \left( \frac{z}{1-z} \right)^y \quad (11)$$

(тут верхній індекс – це номер ітерації). Далі, підставляючи розв'язок (11) замість  $\varphi$  в (7) (замінивши при цьому константу  $C$  на деяке  $C_1$

так, щоб  $\int_0^{\eta_0} f^{(1)} d\eta = G^\circ$ ), одержимо

$$F^{(1)}(x, \eta) = \frac{G^\circ}{\Psi(\gamma, \eta_0)} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \exp[(\gamma B - a)x]. \quad (12)$$

Зважаючи на форму області інтегрування в (9), функція  $f_k$  буде різною для інтервалів  $(0, \eta_*)$  і  $(\eta_*, \eta_0)$ . Обчислення дають

поточи внутрішньої циркуляції обчислюється інтегруванням (13):

$$G_k = L_3 \left\{ \Psi(\gamma, \eta_*) \exp[(\gamma-\zeta)\chi] + \left( \frac{\eta_0}{1-\eta_0} \right)^{\gamma-\zeta} \times \right. \\ \left. \times [\Psi(\zeta, \eta_0) - \Psi(\zeta, \eta_*)] - \Psi(\gamma, \eta_0) \right\}$$

(верхній індекс (1) при  $G_k$  тут і в (13) випущено).

Нарешті, підставляючи (12) з  $x = x_r$  у (10), визначаємо функції  $\Phi$  і  $f_i$ :

$$\Phi^{(1)}(x, \eta) = G^\circ \eta^{\gamma-1} (1-\eta)^{-2-\gamma} \times \exp(\gamma Bx - \zeta \chi) / \Psi(\gamma, \eta_0);$$

$$f_i^{(1)}(\eta) = \Phi^{(1)}(x_r, \eta) / \int_0^{\eta_r} \Phi^{(1)}(x_r, \eta) d\eta. \quad (14)$$

Таким чином, обчислення на першій ітерації завершено, і переходимо до другої. Перш за все зауважимо, що носієм функції  $\Phi^{(1)}$  у перетині  $x_r$  (див. рис. 1, 2) і природно,  $f_i^{(1)}$ , є інтервал  $(0, \eta_r)$ , тобто  $f_i^{(1)} \equiv 0$  при  $\eta > \eta_r$ . Крім того, функції  $f_k^{(1)}$  різні для інтервалів  $(0, \eta_*)$  та  $(\eta_* > \eta_0)$ . Тому, якщо безпосередньо підставити  $f_k^{(1)}$  із (13) та  $f_i^{(1)}$  із (14) у (4) і обчислити інтеграли, то отримана функція  $f^{(2)}$  буде мати розриви I роду в точках  $\eta_r$  і  $\eta_*$ . Але такий вигляд функції розподілу суперечив би як фізичному змісту задачі, так і вихідному диференціальному рівнянню (2): доданок його лівої частини із  $df/d\eta$  прямував би у цих точках до нескінченності, у той час як усі інші члени цього рівняння скінченні. З цих міркувань випливає, що (подібно до [7]) тут треба “зшити” розв’язки на вказаних границях, тобто замість  $C$  в (4) слід ввести три константи інтегрування  $C_l, C_c, C_n$  відповідно для лівого, середнього і правого інтервалів значень  $\eta$  на рис. 2. Неважко сформулювати у загальному вигляді умови для визначення цих констант:

члив би як фізичному змісту задачі, так і вихідному диференціальному рівнянню (2): доданок його лівої частини із  $df/d\eta$  прямував би у цих точках до нескінченності, у той час як усі інші члени цього рівняння скінченні. З цих міркувань випливає, що (подібно до [7]) тут треба “зшити” розв’язки на вказаних границях, тобто замість  $C$  в (4) слід ввести три константи інтегрування  $C_l, C_c, C_n$  відповідно для лівого, середнього і правого інтервалів значень  $\eta$  на рис. 2. Неважко сформулювати у загальному вигляді умови для визначення цих констант:

$$f_l(\eta_r) = f_c(\eta_r); \quad f_c(\eta_*) = f_n(\eta_*);$$

$$\int_0^{\eta_r} f_l d\eta + \int_{\eta_r}^{\eta_*} f_c d\eta + \int_{\eta_*}^{\eta_0} f_n d\eta = 1 \quad (15)$$

(тут верхній індекс (2) випущено). Таким чином, з (4), (13) і (14) маємо

$$f^{(2)}(\eta) = \begin{cases} C_l^{(2)} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} - (D_0 + D_1) \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \ln \frac{\eta}{1-\eta}, & 0 \leq \eta < \eta_r; \\ C_c^{(2)} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} - D_1 \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \ln \frac{\eta}{1-\eta}, & \eta_r \leq \eta < \eta_*; \\ C_n^{(2)} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} - D_2 \frac{\eta^{\zeta-1}}{(1-\eta)^{2+\zeta}} + D_3 \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \ln \frac{\eta}{1-\eta}, & \eta_* \leq \eta < \eta_0. \end{cases} \quad (16)$$

Тут введено позначення

$$D_0 = \frac{\gamma \omega'}{\Psi(\gamma, \eta_r)};$$

$$D_1 = \frac{G^\circ \gamma \zeta \omega}{G_k^{(1)} \Psi(\gamma, \eta_0) (\gamma - \zeta)} \{ \exp[(\gamma - \zeta) \chi] - 1 \};$$

$$D_2 = - \frac{G^\circ \gamma \zeta \omega}{G_k^{(1)} \Psi(\gamma, \eta_0) (\gamma - \zeta)^2} \left( \frac{\eta_0}{1 - \eta_0} \right)^{\gamma - \zeta};$$

$$D_3 = \frac{G^\circ \gamma \zeta \omega}{G_k^{(1)} \Psi(\gamma, \eta_0) (\gamma - \zeta)}$$

(функція  $\Psi$  та ж сама, що і в (11); значення  $\omega$  та

$\omega'$  обчислюються за відповідними масовими витратами на першій ітерації). Підставляючи розв’язок (16) в (15), отримуємо систему

$$C_l^{(2)} - C_c^{(2)} = D_0 \ln \frac{\eta_r}{1 - \eta_r};$$

$$C_c^{(2)} - C_n^{(2)} = (D_1 + D_3) \ln \frac{\eta_*}{1 - \eta_*} - D_2 \frac{\eta_*^{\zeta - \gamma}}{(1 - \eta_*)^{\zeta - \gamma}}; \quad (17)$$

$$C_l^{(2)} \int_0^{\eta_r} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} d\eta + C_c^{(2)} \int_{\eta_r}^{\eta_*} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} d\eta + C_n^{(2)} \int_{\eta_*}^{\eta_0} \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} d\eta = 1 + (D_1 + D_0) \int_0^{\eta_r} \varphi^\circ(\eta) d\eta +$$

$$+D_1 \int_{\eta_r}^{\eta_*} \varphi^\circ(\eta) d\eta + D_2 \int_{\eta_*}^{\eta_0} \frac{\eta^{\zeta-1}}{(1-\eta)^{2+\zeta}} d\eta - D_3 \int_{\eta_*}^{\eta_0} \varphi^\circ(\eta) d\eta;$$

$$\varphi^\circ \equiv \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \ln \frac{\eta}{1-\eta}.$$

Детермінант системи (17) дорівнює  $\Psi(\gamma, \eta_0) \neq 0$ , отже, вона завжди має єдиний розв'язок.

Далі по аналогії з першою ітерацією треба знайти функції  $F^{(2)}$  і  $\Phi^{(2)}$  з (7), (10) і (16). Перша з них відмінна від нуля в трьох згаданих вище інтервалах, а друга – тільки у лівому і середньому. Але, як випливає з рис. 1, інтегральні характеристики робочого процесу в топці, зокрема, параметри потоку  $j$  на рис. 1 (на другій ітерації!) залежать тільки від  $\Phi^{(2)}(x_r, \eta)$ , але носієм цієї функції є лівий інтервал (див. рис. 2). Тому обмежимося обчисленням цих функцій для випадку  $\eta < \eta_r$ :

$$F_{\pi}^{(2)}(x, \eta) = G^\circ \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \times \\ \times \left[ C_{\pi}^{(2)} - (D_0 + D_1) \left( \ln \frac{\eta}{1-\eta} + Bx \right) \right] \exp[(\gamma B - a)x]; \quad (18)$$

$$\Phi_{\pi}^{(2)}(x, \eta) = \frac{\eta^{\gamma-1}}{(1-\eta)^{2+\gamma}} \times \\ \times \left[ D_4 - D_5 \left( \ln \frac{\eta}{1-\eta} + \chi \left( \frac{x}{x_*} - 1 \right) \right) \right] \exp \left[ \gamma \chi \left( \frac{x}{x_*} - 1 \right) \right]; \quad (19)$$

$$D_4 = G^\circ \left[ C_{\pi}^{(2)} - \chi (D_0 + D_1) \right] \exp[(\gamma - \zeta)\chi];$$

$$D_5 = G^\circ (D_0 + D_1) \exp[(\gamma - \zeta)\chi].$$

Ці результати дозволяють знайти середні концентрації вуглецю в КШ і в будь-якому перетині НП:

$$\bar{\eta}_b = \int_0^{\eta_0} \eta f(\eta) d\eta;$$

$$\bar{\eta}_{jt}(x) = \int_0^{\eta_L(x)} \eta F(x, \eta) d\eta / \int_0^{\eta_L(x)} F(x, \eta) d\eta;$$

$$\bar{\eta}_{jp}(x) = \int_0^{\eta_L(x)} \eta \Phi(x, \eta) d\eta / \int_0^{\eta_L(x)} \Phi(x, \eta) d\eta \quad (20)$$

(індекси  $t$  і  $p$  відносяться до ядра ПЗ і зони пневмотранспорту).

Таким чином, отримані формули (16) – (20) дають повний розв'язок задачі, що розглядається, на другій ітерації (побудова третьої ітерації може бути виконана таким же чином, але, як відзначено в [7], особливої потреби в цьому немає). Слід відзначити, що параметри  $A$  і  $B$ , які визначають швидкість реакції (див. (3), (6)), залежать від радіуса частинок. Отже, всі наведені результати описують еволюцію стану монодисперсних частинок. Тому на практиці слід розділити вихідне паливо на кілька фракцій і визначити необхідні характеристики для кожної.

#### 4. Пошук області оптимальних режимів вигорання вугільних частинок

При пошуку оптимальних режимів як цільову функцію вибираємо повноту вигорання палива, яка характеризується втратами теплоти від механічного недопалу  $q$ . Згідно з рис. 1 маємо

$$q = \frac{G_d \bar{\eta}_b + G_j \bar{\eta}_r}{G_0 \eta_0}, \quad (21)$$

де  $\bar{\eta}_r$  – середня концентрація вуглецю в частинках у перетині  $x_r$ . Згідно з формулами (2), (3), (6), (7), (10), (21) та рис. 1, 2 характеристики топкового процесу залежать від 13 величин: витрат частинок  $G_0, G_r, G_{\kappa}, G_i, G_d, G_j$ ; маси КШ  $M$ ; параметрів  $A, B, a$ ; геометричних характеристик  $x_*, x_r$ ; концентрації вуглецю у вихідному паливі  $\eta_0$ . Проте не всі перелічені параметри можна задавати незалежно. По-перше, витрата  $G_{\kappa}$  залежить від функції  $F(x, \eta)$  (див. (9)). Крім того, витрата частинок у перетині  $x_r$  (вона дорівнює  $G_i + G_j$  – вважаємо для спрощення, що в циклоні частинки повністю сепаруються) також залежить від розв'язку задачі. Нарешті, витрати частинок повинні задовольняти очевидному рівнянню балансу золи

$$(1 - \eta_0) G_0 = G_d (1 - \bar{\eta}_b) + G_j (1 - \bar{\eta}_r).$$

Таким чином, кількість незалежних розмірних параметрів задачі дорівнює 10. Оскільки кількість базових розмірностей дорівнює трьом (кг, м, с), приходимо до висновку, що робочий процес у топці повністю описується сімома числами подібності (деякі з них було вже отримано при розв’язанні вихідних рівнянь):

$$\gamma = \frac{G_r}{MA}; \quad \zeta = \frac{a}{B}; \quad \chi = Bx_*; \quad \psi = \frac{G_i}{G_i + G_j};$$

$$\kappa = \frac{G_0}{G^0}; \quad \vartheta = Bx_r; \quad \eta_0.$$

Величина  $q$ , очевидно, буде зростати з  $\eta_0$ , проте довільно міняти цю концентрацію не можна. Тому доцільно її зафіксувати, наприклад, нехай  $\eta_0 = 0,6$ . Далі, значення  $\vartheta$  пов’язане із загальною висотою топки, тому на підставі аналізу характерних значень параметрів процесу [11] вибираємо  $\vartheta = 0,3$ . Отже, розмірність факторного простору, де буде здійснено пошук екстремальної точки, скорочується до  $n = 5$ . Нарешті, виходячи з міркувань продуктивності установки, вводимо такі технологічні обмеження:  $\gamma \geq 0,05$ ;  $\kappa \geq 3$ , а також очевидну умову  $\chi \leq \vartheta$ .

Як відомо розв’язання подібних задач доцільно шукати на основі теорії екстремальних експериментів [12, 13], що дозволяє значно (інколи на порядок) зменшити обсяг обчислень. Спочатку (етап 1) на основі даних [11] вибираємо початкову (базову) точку  $\gamma = 0,2$ ;  $\zeta = 10$ ;  $\chi = 0,05$ ;  $\psi = 0,1$ ;  $\kappa = 5$  (тут  $q \approx 0,136$ ), будемо лінійне рівняння регресії для деякого невеликого її околу і здійснюємо процедуру крутого спуску (тобто рух у напрямку, протилежному градієнту лінійного наближення). Цей етап приводить у точку з координатами  $\gamma = 0,1038$ ;  $\zeta = 13,29$ ;  $\chi = 0,0667$ ;  $\psi = 0,1219$ ;  $\kappa = 3$  (тут  $q \approx 0,0622$ ), тобто на границю досліджуваної області – у гіперплощину  $\kappa = 3$ . Тому другий етап пошуку полягає у вивченні поведінки цільової функції в чотиривимірному факторному просторі. Подібна процедура дає точку з координатами  $\gamma = 0,05$ ;  $\zeta = 14,34$ ;  $\chi = 0,072$ ;  $\psi = 0,1224$  (позначимо її через  $A$ , тут  $q \approx 0,02982$ ), яка знов знаходиться на границі області пошуку – в гіперплощині  $\gamma = 0,05$ . Отже, розмірність факторного простору для подальшо-

го пошуку становить  $n = 3$ . Повторення процедури крутого спуску від точки  $A$  у цьому просторі показує, що значення  $q$  уздовж градієнта лінійного наближення спочатку зменшується до точки з координатами  $\zeta = 38,25$ ;  $\chi = 0,192$ ;  $\psi = 0,201$  (тут  $q \approx 0,02795$ ), а далі починає зростати.

Таким чином, знайдено “майже стаціонарну область” (за термінологією [12]), для якої теорія [12, 13] рекомендує побудувати квадратичну апроксимацію цільової функції і шукати її екстремум. Але у даному випадку така спроба виявилася невдалою: побудована гіперповерхня являє гіперболічний параболоїд із сідлуватою екстремальною точкою. Крім того, вивчення поведінки цільової функції у цій області свідчить, що вона дуже складна і нагадує рельєф сильно пересіченої місцевості. Отже, методи [12, 13] у таких умовах стають неефективними. Серія традиційних числових експериментів дозволила встановити, що абсолютний мінімум цільової функції ( $q_{\min} = 0,02772$ ) досягається у вироджених випадках  $\psi = 1, \zeta = 0$  або  $\psi = 1, \chi = 0$ . Фізично ці випадки відповідають відсутності внутрішньої циркуляції (параметр  $a$  в формулі (5) або  $x_*$  дорівнює нулю) та подачі всього матеріалу після циклона в КШ (звичайно, такі режими неприйнятні з технологічної точки зору). З огляду на ці результати, а також беручи до уваги, що  $q$  змінюється в досліджуваній області незначно, дещо змінимо постановку задачі і будемо шукати деяку область оптимальних режимів (ООР). Наприклад, нехай ООР відповідає таким комбінаціям значень  $\zeta, \chi$  і  $\psi$ , що забезпечують  $q \leq 1,01 q_{\min} \approx 0,0280$ . Було проведено широкі числові дослідження, що дозволило знайти границі ООР (відповідні значення чисел подібності позначаємо індексом  $cr$ ). Встановлено, що при  $\zeta \geq \zeta^* = 13,48$  будь-яке значення  $\psi$  гарантує “оптимальні”  $q (\leq 0,028)$ . Деякі результати проведених розрахунків представлено на рис. 3 в координатах  $\psi - \chi$  для різних  $\zeta$ . При  $\zeta < \zeta^*$  існує така область значень  $\psi$  ( $\psi < \psi^0$ ), де ні при яких  $\chi$  не досягається ООР. Наведемо ці значення:

$\zeta$	10	7	5	3	1
$\psi^0$	0,576	0,788	0,863	0,909	0,938.

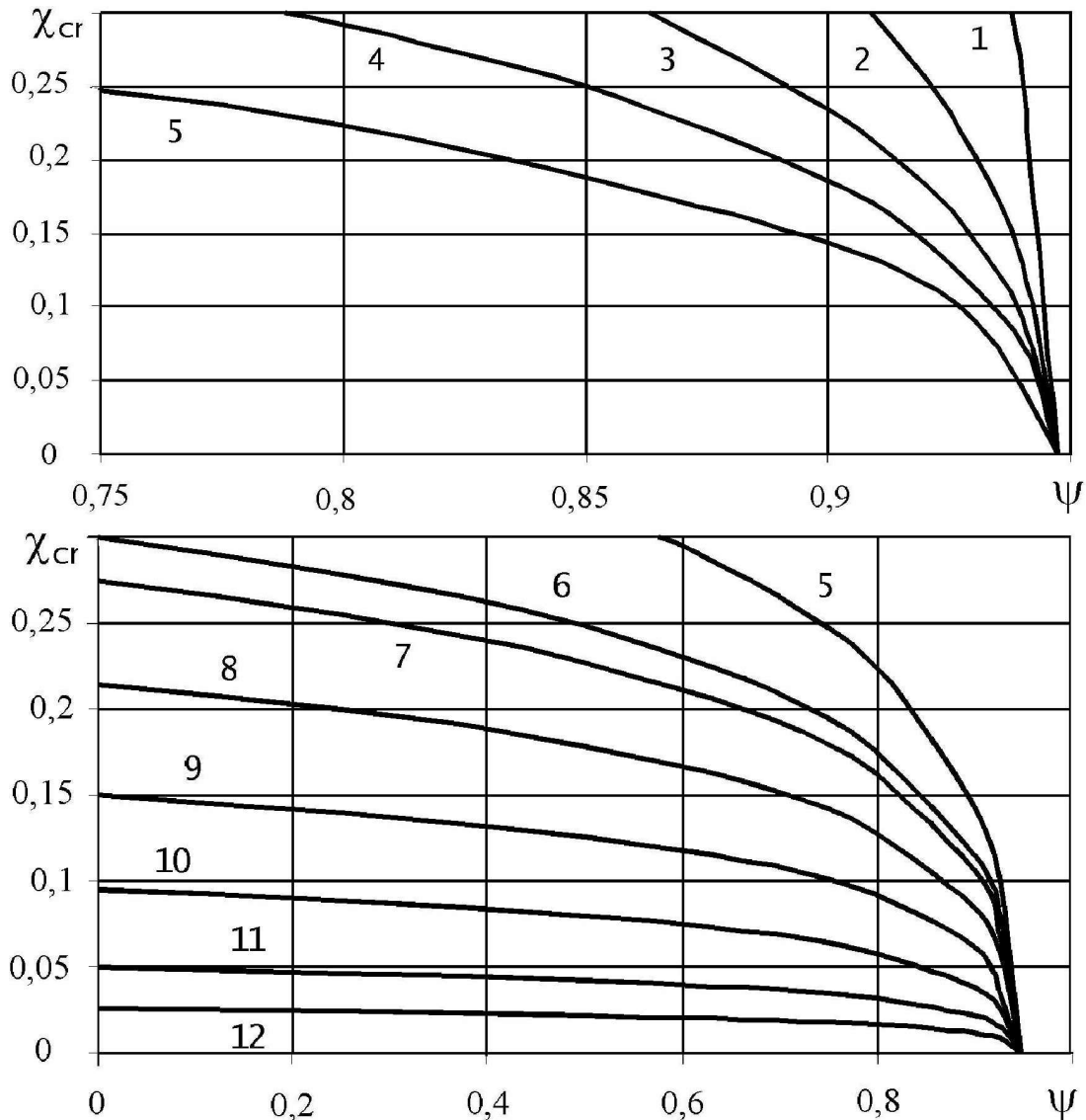


Рис. 3. Нижня границя ООР. Криві 1 – 12 відповідають  $\zeta = 1; 3; 5; 7; 10; 13,48; 15; 20; 30; 50; 100$  і  $200$ .

Чим більше  $\zeta$ , тим нижче проходить крива  $\chi_{cr}(\psi)$ , тобто область ООР стає ширше. Цікаво, що всі криві приходять у точку  $\psi' = 0,9475$ ,  $\chi_{cr} = 0$ . Отже при  $\psi > \psi'$  будь-які значення  $\chi$  і  $\zeta$  забезпечать “оптимальні” рівні механічного недопалу і, отже, найкращі умови спалювання вугілля у циркулюючому киплячому шарі.

На закінчення оцінимо економічну ефективність впровадження оптимальних режимів спалювання (приймаємо з запасом, що ООР забезпечує  $q_1 = 0,028$ ). При виборі режиму для порівняння вважаємо, що конструктор міг би прийняти найменші значення і на основі певних

фізичних міркувань, тобто досягти точки  $A$  з  $q_2 = 0,02982$ . Розглянемо енергоблок потужністю  $N = 300$  МВт із типовим ККД  $k = 0,3$ , що працює  $\tau = 6500$  год/рік. Приймаючи (згідно зі звітними даними) середню теплоту згоряння вугілля  $Q = 5000$  ккал/кг =  $20,9$  МДж/кг і його ціну  $c = 0,1814$  грн/кг, знаходимо вартість зекономленого палива

$$E = 3600 N \tau c (q_2 - q_1) / (k Q) = 370 \text{ тис. грн/рік.}$$

Для електростанції з шістьма такими блоками річна економія складе  $\sim 2,2$  млн. грн/рік.



## ЛІТЕРАТУРА

1. Шрайбер А. А., Рохман Б. Б., Харченко А. В. К математическому моделированию эволюции состояния горящих частиц в псевдооживленном слое // Пром. теплотехника. – 1996. – Т. 18, № 1. – С. 86 – 91.
2. Алешечкин А. Н., Волков Э. П., Зайчик Л. И. Моделирование выгорания твердого топлива в топке с циркулирующим кипящим слоем // Изв. АН СССР. Энерг. и трансп. – 1990. – № 4. – С. 84 – 92.
3. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Алешечкин А. Н. Расчет выгорания твердого топлива в циркуляционных системах // Инж.-физ. ж. – 1990. – Т. 58, № 4. – С. 623 – 630.
4. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование сжигания высокозольного твердого топлива в циркуляционных системах // Инж.-физ. ж. – 1992. – Т. 62, № 3. – С. 427 – 435.
5. Шрайбер А. А. Кинетика горения твердого топлива в циркулирующем кипящем слое // Пром. теплотехника. – 1997. – Т. 19, № 4-5. – С. 120 – 126.
6. Шрайбер А. А. Расчет скорости выгорания твердого топлива в циркуляционных системах // Пром. теплотехника. – 1998. – Т. 20, № 4. – С. 38 – 42.
7. Шрайбер О. А. Моделирование процесса выгорания угольных частинок у циркулирующему кипящему шару // Пром. теплотехника. – 2006. – Т. 28, № 4. – С. 23 – 28.
8. Волков Э. П., Зайчик Л. И., Першуков В. А. Моделирование горения твердого топлива. – М.: Наука, 1994. – 320 с.
9. Bader R., Findlay J., Knowlton T. M. Gas/solids flow patterns in a 30.5-cm-diameter circulating fluidized bed // Circul. Fluidized Bed Technol. II. Proc. 2nd Int. Conf. – Oxford: Pergamon, 1988. – P. 123 – 127.
10. Bolton L. W., Davidson J. F. Recirculation of particles in fast fluidized risers // Circul. Fluidized Bed Technol. II. Proc. 2nd Int. Conf. – Oxford: Pergamon, 1988. – P. 39 – 42.
11. Корчевой Ю. П., Майстренко А. Ю., Топал А. И. Экологически чистые угольные энерготехнологии. – К.: Наук. думка, 2004. – 187 с.
12. Налимов В. В., Чернова Н. А. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. – М.: Наука, 1965. – 340 с.
13. Налимов В. В., Голикова Т. И. Логические основания планирования эксперимента. – М.: Металлургия, 1981. – 152 с.

Получено 22.02.2007 г.