

УДК 537.526.533.9

О.Л. КОТЛЯРОВ, канд. фіз.-мат. наук, В.П. ЯЦЕНКО, канд. техн. наук, (Інститут загальної енергетики НАН України, Київ)

ЧИСЛОВЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ПЛАЗМОХІМІЧНОЇ ОБРОБКИ ПИЛУ НИЗЬКОРЕАКЦІЙНОГО ВУГІЛЛЯ ПЕРЕД СПАЛЮВАННЯМ У ТОПЦІ КОТЛА

Розглянуто варіант плазмової термохімічної підготовки низькорекційного вугілля в умовах промислового пальника. Введено критерій ефективності процесу. Виконано числові дослідження основних параметрів і оцінено ефективність плазмової обробки вугілля в різних режимах. Здійснено пошук оптимального режиму.

Проблеми експлуатації пиловугільних теплових електростанцій (ТЕС) значною мірою пов'язані з низькою якістю твердого палива (це, переважно, високозольний донецький антрацитовий штиб (АШ)) та зношеністю топків парових котлів. При зменшенні теплотворної здатності вугілля і збільшенні його зольності порушується стійкість горіння пиловугільного факела, зменшується повнота згоряння вугільних частинок і дестабілізується процес рідкого шлаковидалення. Тому для розпалювання котлів ТЕС і забезпечення стійкого горіння вугільного пилу додатково використовується природний газ чи мазут.

Аналіз якісних характеристик вугілля, яке спалювалось на ТЕС за останні 15 років, показав наступне. В 1991-2000 рр. якість енергетичного вугілля була низькою, і проблеми його використання на ТЕС загострилися. За різними оцінками [1, 2], в окремі роки цього періоду зольність вугілля зростала до 35-38%, а теплотворна здатність знижувалась до 17-19 МДж/кг. При його факельному спалюванні (особливо в режимах мінімальних навантажень) було потрібне підсвічування факела газомазутним паливом. При цьому частка тепла додаткового палива в сумарному тепловиділенні в топках котлів сягала 30-40%. Останнім часом якість вугільного палива дещо покращилась, і витрати газу та мазуту на підсвічування факелу зменшились.

Але навіть при спалюванні проектного вугілля на існуючих ТЕС, обладнання яких суттєво зношене, частка допоміжного палива залишається високою [3]. В роботах [4-7] наведено дані про витрати основного і допоміжного палива на ТЕС, які спалюють АШ, за 2002-2005 рр. Побудовану за цими даними гістограма відносних витрат K газу і мазуту на цих ТЕС представлено на рис. 1. З порівняння наведених даних видно, що за вказаний вище період на окремих станціях витрати допоміжного палива лише після 2003 р. стали нижчими за 30%.

Проте одночасне спалювання вугілля і більш хімічно активних газу чи мазуту призводить до

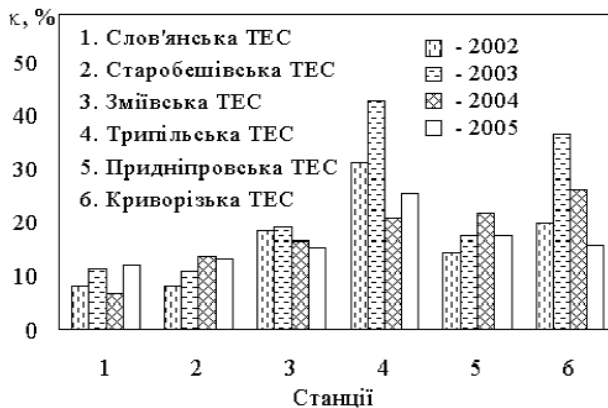


Рис. 1. Витрати газомазутного палива на підсвічування факела

зменшення концентрації кисню в топці та, як наслідок, до зростання механічного недопалу вугілля і зниження ККД котла. При використанні мазуту спостерігається інтенсивна високотемпературна корозія екранів і низькотемпературна корозія хвостових поверхонь. Збільшується концентрація оксидів азоту в димових газах. Крім того, наявність додаткового палива передбачає наявність відповідного господарства, на утримання якого потрібні певні витрати. Врешті-решт, спалювання мазуту додатково збільшує рівень забруднення як довкілля, так і внутрішніх поверхонь топки.

З урахуванням зазначеного вище, а також з огляду на дорожчання мазуту і газу та значних витрат на утримання відповідних господарств актуального значення набувають технології безмазутного розпалювання і стабілізації пиловугільного факела за допомогою плазмотронів.

Ці технології полягають у попередній плазмовій термохімічній підготовці (ТХП) низькорекційного вугілля до спалювання в топці [8]. Власне плазмова ТХП відбувається у спеціальному циліндричному плазмохімічному реакторі, розміщеному коаксіально на початковій ділянці каналу пальника. Пиловугільна аеросуміш обробляється або струменем повітряної плазми, що подається в реактор із сопла електродугового плазмотрона (саме цей вид ТХП розглядається

ся в даній роботі), або ж безпосередньо проходить через зону електричної дуги. Подача струменя в реактор може бути осьювою або радіальною.

За плазмової ТХП частинки прогриваються до температури виділення летких і початку активних реакцій горіння. Далі вугілля частково газифікується, а його найдрібніші фракції згоряють разом із леткими. Нагрівання аеросуміші супроводжується її хімічною активацією під впливом специфічних плазмових ефектів (детальніше про це у [8]). В результаті, незалежно від якості вугілля, утворюється високореакційне двокомпонентне паливо з температурою 1300-1400 К, здатне до самозаймання і подальшого стійкого горіння при перемішуванні зі вторинним повітрям навіть в умовах холодної топкової камери.

Процес плазмової ТХП проводиться за значної недостатчі окислювача. Це дає можливість суттєво знизити вміст NO_x у продуктах ТХП на виході з пальника та мінімізувати питомі енерговитрати плазмотрона. Завдяки цьому ж чиннику температура переважної частини вугілля лишається нижчою за температуру плавлення золи в частинках, через що значно зменшується ймовірність зашлаковування внутрішніх поверхонь пальника.

У випадку низькорекційного вугілля типу високозольних антрацитів у плазмохімічний реактор подається лише незначна частка (близько 20%) усїєї пиловугільної аеросуміші. Після плазмової обробки в реакторі вона перемішується з основним потоком аеросуміші, який обтікає реактор ззовні. При цьому термохімічна підготовка решти вугілля продовжується і за муфельною камерою, але вона вже не є плазмовою [8].

Системи плазмового підпалення та стабілізації пиловугільного факела використовуються на ТЕС Росії, Казахстану, Китаю, Словаччини та ін. В Україні розробляється система плазмової стабілізації горіння донецького АШ на котлі ТПП-210 Придніпровської ТЕС [9].

Застосування плазмової обробки вугілля у промисловому пальнику

Найбільш поширені на ТЕС України вихрові пальники [10] випускаються продуктивністю по вугіллю від 4 до 12 т/год. За таких витрат вугілля їхня теплова потужність (для АШ) становить 20-80 МВт.

Плазмова технологія розпалювання і стабілізації факела може бути застосована у промисло-

вому пальнику за схемою, наведеною на рис. 2.

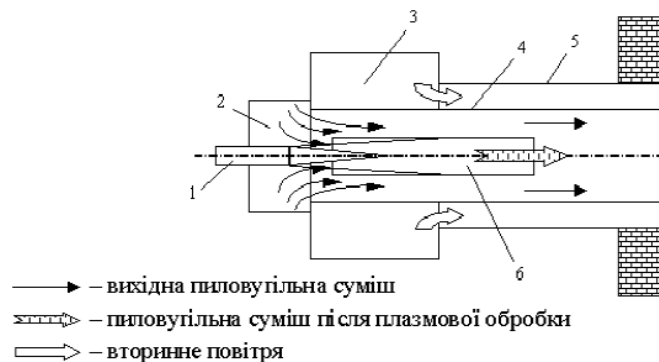


Рис. 2. Схема компоновки плазмового реактора з вихровим топковим пальником

На рис. 2: 1 – плазмотрон; 2, 3 – завитки; 4, 5 – трубопроводи; 6 – муфельна камера (плазмовий реактор). Струм, що виходить з плазмотрона, потрапляє всередину муфельної камери. Вугільний пил разом із первинним повітрям надходить у канал пальника 4 із завитки 2. Далі потік аеросуміші поділяється на дві нерівні частини. Більша з них рухається у вигляді закрученого потоку зовні муфельної камери, а менша надходить у камеру, утворює там супутній до плазмового струменя потік і поступово перемішується та взаємодіє з плазмою. Закрученість потоку всередині реактора є не вигідною, оскільки відцентрові сили сприятимуть переносу нагрітих у високотемпературній приосьовій зоні частинок з розплавленою золою на стінки реактора і подальшому зашлаковуванню стінок. Тому в муфельну камеру подається осьовий (незакручений) потік. За муфельною камерою внаслідок перемішування високотемпературного потоку, що пройшов плазмову обробку, і холодного, що обтікав камеру зовні, утворюється потік гарячої та хімічно активної аеросуміші, який транспортується далі вздовж каналу пальника в топку котла. При змішуванні зі вторинним повітрям, яке надходить у топку через завитку 3 і канал між трубами 4, 5, нагрітий вугільний пил спалахує в топці й утворює там факел.

Раніше [11] досліджувався процес плазмової обробки низькорекційного вугілля в лабораторному плазмовому реакторі. В ньому вся пиловугільна аеросуміш подається в початковий переріз струменя. Реалізація такого ж підходу в промисловому пальнику, з урахуванням набагато більших витрат у ньому робочої суміші, є не вигідною та нереальною, оскільки потребує дуже

великої потужності плазмотрону. Особливість наведеної вище схеми, призначеної для промислового пальника, пов'язана з поступовим надходженням вугільної аеросуміші у двофазовий струмінь за всією його довжиною. Завдяки цьому свіже вугілля, що надходить у струмінь із супутнього потоку, розігрівається і підпалюється не лише плазмою, а й теплом згоряння раніше підпалених його порцій.

Загальна характеристика моделі

Побудована в даній роботі математична модель є, загалом, одновимірною, а на струменевій ділянці течії – квазіодновимірною, оскільки тут вона враховує поперечний ефект поступового турбулентного перемішування двох паралельних потоків: високотемпературного приосьового та відносно холодного пристінного. В її основу покладено співвідношення розробленої раніше моделі [11], яку в рамках даної роботи було дещо змінено і доповнено. Зміни стосувались здебільшого врахування поступового надходження робочої аеросуміші в струмінь. Було вдосконалено також схеми обчислення кінетики хімічних процесів і згоряння летких.

Схему потоків у муфельній камері та за її межами при застосуванні плазмової технології обробки вугілля в промисловому пальнику зображено на рис. 3.

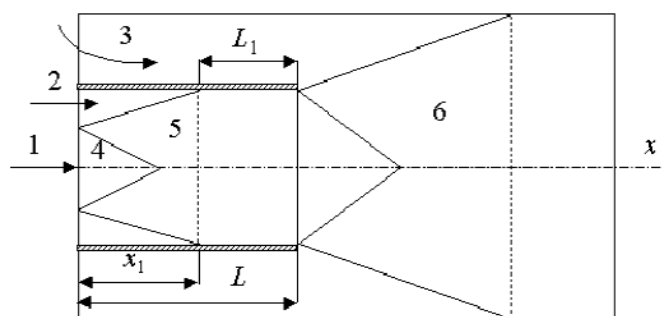


Рис. 3. Схема потоків при плазмовій термообробці низькорекційного вугілля в топковому пальнику

На рис. 3: 1 – плазма; 2 – менша частина вугільної аеросуміші, що подається в муфельну камеру; 3 – основна частина вугільної аеросуміші; 4 – плазмове ядро високотемпературного двофазового струменя в муфелі; 5 – зона перемішування плазми з холодною аеросумішшю; 6 – зона перемішування гарячого і холодного двофазових потоків за муфельною камерою.

За математичного моделювання робочого процесу новою, порівняно з [11], розрахунковою

проблемою є обчислення таких процесів у частинках, суттєво залежних від їхньої температури, як виділення летких і плавлення золи. Через безперервне надходження частинок усіх фракцій із супутнього потоку у струмінь їхня кількість усередині струменя постійно збільшується, причому параметри "прибульців" (температура, швидкість, фазовий стан, наявність летких) є відмінними від параметрів "старих" частинок струменя. Це призводить до того, що у струмені частинки будь-якої фракції завжди мають різні температури, різний компонентний склад тощо, залежно від точки входу у струмінь. Тому при розрахунках виділення летких і плавлення золи треба окремо "вести" історію кожної порції частинок усіх фракцій. Через безперервне зростання кількості порцій, що вже надійшли у струмінь, розрахункова задача ускладнюється з кожним кроком інтегрування, що призводить до перевантаження пам'яті комп'ютера.

Вихід було знайдено в застосуванні дискретного підходу. А саме, повна маса вугільної аеросуміші (потік 2 на рис. 3) штучно поділяється на певну кількість порцій, які впорскуються у струмінь "дискретно" і рівномірно за його довжиною. Еволюція стану кожної порції розраховується окремо. Новою проблемою стає вибір кількості порцій, яка має бути достатньою для апроксимації неперервного робочого процесу і водночас такою, щоб не перевищити можливості комп'ютера.

Стосовно супутнього потоку вважається, що швидкості та температури частинок і газу в ньому є однаковими і незмінними вздовж каналу.

При розрахунку кута розкриття межевої поверхні двофазового струменя прийнято ті самі припущення, що і в [11]. Однак тепер кут розкриття знаходиться за залежностями не для основної, а для початкової ділянки турбулентного неізотермічного струменя [12] (в яких додатково враховано двофазовість зони перемішування). Це пов'язано з новим механізмом утворення високотемпературного двофазового струменя в промисловому пальнику, де робоча аеросуміш поступово надходить у струмінь за всією його довжиною. Навпаки, в лабораторній установці [11] вся аеросуміш вже на початку течії перемішувалась із плазмою і повністю займала весь поперечний переріз струменя, що є характерною ознакою основної ділянки турбулентних струменів.

У моделі [11] згоряння летких вважалось миттєвим. У даній моделі, з метою визначення швид-

кості згоряння летких та відповідних витрат кисню, склад летких розраховано за так званою шестикомпонентною схемою [13]. Вважається, що леткі складаються з шести компонентів із калорійністю q (табл. 1). Швидкість згоряння летких тепер визначається кінетикою відповідних гомогенних реакцій у газовій фазі. В розрахунках прийнято, що калорійність смоли така сама, як у метану. Згідно з табл. 1 калорійність летких становить 28,4 МДж/кг.

Таблиця 1. Склад летких

Компонент	CO	H ₂	CH ₄	смола	CO ₂	H ₂ O
Частка, мас. %	28	11	17	7,4	8,7	28
q , МДж/кг	10,1	121	50,1	50,1	-	-

Основні рівняння

Двофазовий струмінь на своїй початковій ділянці поділяється в радіальному напрямку на зону перемішування плазми із супутнім потоком і потенціальне ядро, що містить лише плазму. Згідно з [12] для тангенса напівкута α розкриття межі струменя маємо

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{0,0162 B |1-m|}{(A_2 - A_3) + m(A_1 - 2A_2 + A_3)}, \quad (1)$$

де $m = u_{\text{пл}}/u_E$ – параметр супутності струменя, u – швидкість. Індеси пл і E тут і надалі вказують, відповідно, на плазмове ядро струменя і супутній потік. Інші величини у (1) визначаються залежностями:

$$A_1 = \int_0^{\rho_g} \frac{\rho_g}{\rho_{\text{пл}}} (1+\mu) f(\eta) \eta \, d\eta; \quad A_2 = \int_0^{\rho_g} \frac{\rho_g}{\rho_{\text{пл}}} (1+\mu) f^2(\eta) \eta \, d\eta, \quad (2)$$

$$A_3 = \int_0^{\rho_g} \frac{\rho_g}{\rho_{\text{пл}}} (1+\mu) f^3(\eta) \eta \, d\eta; \quad B = \int_0^{\rho_g} \frac{\rho_g}{\rho_{\text{пл}}} (1+\mu) \left[\frac{d}{d\eta} f(\eta) \right]^3 \eta \, d\eta.$$

де μ – масова концентрація частинок у зоні перемішування; η – безрозмірна поперечна координата, $\eta = (y-y_E)/(y_1-y_E)$; y_1, y_E – ординати внутрішньої та зовнішньої меж зони перемішування; $f(\eta) = 2\eta^{3/2} - \eta^3$. Відношення густин газу (в зоні перемішування) і плазми (в ядрі струменя) знаходимо через відношення відповідних ентальпій за формулою [14]:

Таблиця 2. Кінетичні константи хімічних реакцій

l , номер реакції	1	2	3	4	5	6	7
q_l , кДж/моль	395	219	-176	-133	571	484	801
E_l , кДж/моль	140	154	308	224	96,8	129	103,8
k_{0l} , м/с; 1/с	$6,31 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^5$	$1,4 \cdot 10^8$	$3,02 \cdot 10^6$	$7,05 \cdot 10^6$	$2,14 \cdot 10^{14}$	$5,6 \cdot 10^{12}$

$$\frac{\rho_g(h_g)}{\rho_{\text{пл}}(h_{\text{пл}})} = \left(\frac{h_{\text{пл}}}{h_g} \right)^{0,85}. \quad (3)$$

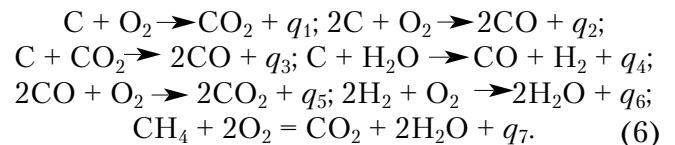
У зоні перемішування профілі ентальпії h та осевої швидкості u аеросуміші, а також концентрації частинок μ приймаються такими [12]:

$$\frac{h-h_E}{h_{\text{пл}}-h_E} = \frac{\mu-\mu_E}{\mu_{\text{пл}}-\mu_E} = \left(\frac{u-u_E}{u_{\text{пл}}-u_E} \right)^{0,75}; \quad (4)$$

$$\frac{u-u_E}{u_{\text{пл}}-u_E} = f(\eta). \quad (5)$$

В (4) концентрація $\mu_{\text{пл}} = 0$.

Нагрівання, рух і масообмін частинок із газом описуються рівняннями, наведеними в [11]. Порівняно з [11] враховано реакцію горіння метану, який входить до складу летких. Таким чином, тепер у моделі розглядаються сім реакцій горіння:



Перші чотири з них – гетерогенні (вважаємо, що вони протікають на поверхні частинок), три останні – гомогенні. Швидкість гетерогенних реакцій за температури газу вищої від 2000 К обчислюється за тими значеннями кінетичних констант, що є типовими для плазми (ці значення наведені в роботі [11]). За температури газу нижчої від 2000 К беруться значення констант, характерні для топкових процесів [15]. Їх представлено в табл. 2, де E_l, k_{0l} – енергія активації та передекспонента в законі Арреніуса. Константи гомогенних реакцій вважаються однаковими в обох випадках.

До рівнянь, що виражають закони збереження маси і теплової енергії у струмені, теж внесено деякі зміни. Тепер вони мають вигляд

$$d(G_g + G_a) = -\sum_i dG_i + dG_E; \quad (7)$$

$$d[(G_g + G_a)h_g] = -\sum_i d(G_i h_i) + \sum_{l=1}^7 q_l W_l S \, dx + h_E dG_E, \quad (8)$$

де G – масові витрати компонентів двофазового потоку; S – площа перерізу струменя; величина $q_l W_l$ є потужністю l -ї хімічної реакції, Вт/м³. Індокси вказують на: a – крапельки розплавленої золи, що перейшли до газу з частинок під дією аеродинамічних сил; i – номер фракції частинок. Новим є те, що величина dG_E у рівняннях (7), (8) тепер означає масу аеросуміші (а не лише повітря, як у [11]), що надходить у струмінь із супутнього потоку на кроці інтегрування. Крім того, в рівнянні (8) враховано тепло реакції горіння метану (сьомий доданок у другій складовій правій частині (8)).

Швидкість вигорання вуглецю в частинках фракції i визначається залежністю

$$dG_{ic} = -u_g^{-1} \pi \delta_i^2 n_i [(k_1 + 2k_2)G_1 + k_3G_2 + k_4G_3] dx, \quad (9)$$

де n_i – кількісна концентрація частинок фракції i у двофазовому потоку, м⁻³; k_l – константи швидкості відповідних гетерогенних реакцій; G_1, G_2, G_3 – масові витрати O₂, CO₂ і H₂O, відповідно.

Зазначимо, що в наведених вище рівняннях параметри частинок залежать не лише від номера фракції, а й від номера точки входження у струмінь. Однак для простоти цю залежність додатковим індексом не позначено.

За критерій ефективності плазмохімічної підготовки вугілля прийнято величину

$$\eta = \frac{\sum_i \chi_i \phi_i G_i h_i + G_g h_g + Q_g}{G_{пл} h_{пл}}, \quad (10)$$

де Q_g – сумарна теплотворна здатність паливних компонент газу, Вт. Коефіцієнти χ, ϕ пояснюються нижче.

За цим критерієм робочий процес є оптимальним, якщо на виході з муфеля сума ентальпії двофазового потоку і теплотворної здатності горючих компонент газу, порівняно з тепловою енергією "запальнички" – плазмового струменя, є максимальною. Крім того, для оптимальності мають ще виконуватись обмеження знизу і згори на температуру частинок кожної фракції. А саме, в оптимальному режимі температура частинок має бути не меншою від температури виходу летких T_v і, одночасно, не досягати температури плавлення золи T^* (для АШ $T_v \approx 900^\circ\text{C}$, $T^* \approx 1200^\circ\text{C}$). Ці обмеження характеризуються множниками χ_i і ϕ_i при ентальпії $G_i h_i$ кожної фракції частинок. Перший множник χ_i дорівнює одиниці, якщо для температури фракції i хоча б в одній точці каналу муфеля виконується умова виходу лет-

ких $T_i \geq 900^\circ\text{C}$, і нулю – в протилежному випадку. Другий множник $\phi_i = (L_1 - L_i)/L_1$, де L_i – частина неструменевої ділянки течії довжиною L_1 (див. рис. 3), на якій температура фракції i досягає температури плавлення золи T^* або ж перевищує її. Цей множник "м'яко" враховує небажаність наявності в потоку частинок з розплавленою золою.

Розрахунки і аналіз результатів

У розрахунках визначались геометричні параметри плазмового струменя, температура, швидкість, масові витрати окремих компонент газу і фракцій частинок, а також вуглецю, що знаходиться в частинках і золи, яка перейшла до газового потоку. Співвідношення повітря – вугілля в первинній аеросуміші приймалося в межах 0,7-1. Це відповідає близькому до величини 0,1 значенню коефіцієнта надлишку повітря, потрібному за плазмової ТХП низькорекційного вугілля [8]. Маловивченими (особливо це стосується низькорекційного вугілля) є питання, пов'язані з утворенням летких, зокрема, їхнім складом, теплотою згорання та повнотою переходу до газового потоку. Нами було виконано дослідження ступеня виходу летких у випадку плазмової ТХП вугілля, а також впливу цього чинника на ефективність робочого процесу. Склад летких і теплотворна здатність їхніх компонентів приймалися у розрахунках згідно з табл. 1.

Параметри робочого процесу змінювались у таких межах: витрати вугілля $G_b = 0,015 - 0,350$ кг/с; витрати транспортуючого повітря у супутньому потоку $G_{тр} = 0,01 - 0,350$ кг/с; витрати плазми $G_{пл} = 0,008 - 0,1$ кг/с; температура плазми $T_{пл} = 2000 - 4300$ К; температура супутнього потоку $T_E = 300 - 800$ К; радіус сопла плазмотрону $r_c = 0,012 - 0,02$ м; радіус каналу муфеля $R_k = 0,04 - 0,1$ м; довжина муфеля $L = 0,3 - 1$ м; діаметр частинок $\delta = 1 - 315$ мкм; частка летких, що перейшли до газу, $\gamma = 0,1 - 1$. Розрахунки виконувались для трьох фракцій частинок.

Очевидно, що за дискретного підходу показники процесу мають залежати від кількості N точок впорскування аеросуміші у двофазовий струмінь (вона дорівнює кількості розрахункових ділянок, на які поділяється цими точками довжина струменя). Для дослідження цієї залежності спочатку було проведено серію розрахунків, в яких величина N збільшувалась від $N = 1$ до $N = 50$. Вивчались поздовжні розподіли температури і швидкості газу, а також середніх (на кожному

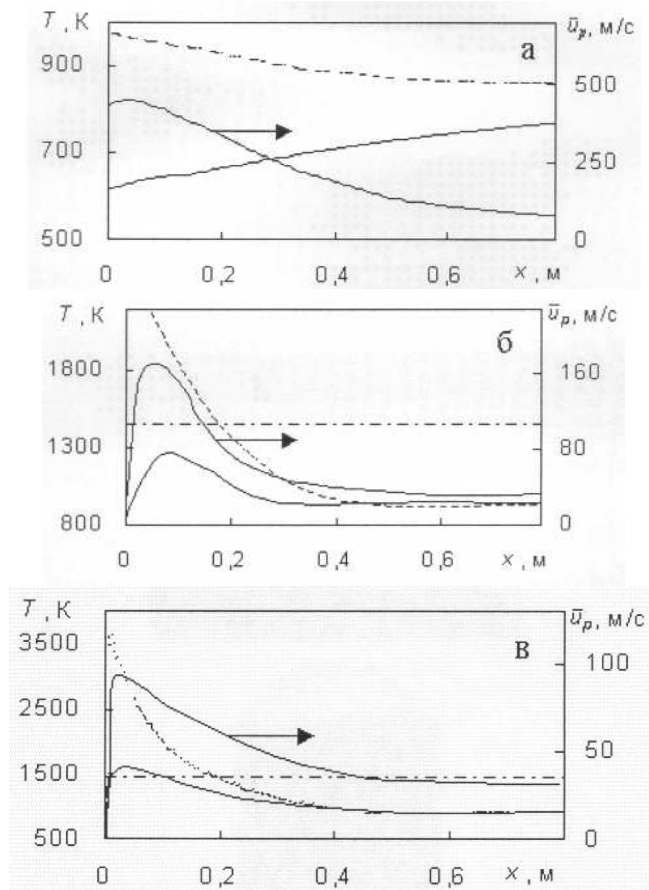


Рис. 4. Розподіли температури газу і середніх температур та швидкостей частинок вздовж муфельної камери

к році інтегрування) значень температури \bar{T}_p і швидкості \bar{u}_p дисперсної фази.

Типові розподіли наведені на рис. 4 за $N = 1$ (а), $N = 6$ (б), $N = 50$ (в), де горизонтальну штрихпунктирну лінію проведено на рівні температури плавлення золи, штриховими лініями позначено розподіли температури газу, суцільними – середньої температури і швидкості частинок.

Ці розподіли отримані за $T_{пл} = 4000$ К, $T_E = 500$ К, $G_e = G_{тр} = 0,3$ кг/с, $G_{пл} = 0,1G_{тр}$, $r_c = 1,75 \cdot 10^{-2}$ м, $R_k = 1 \cdot 10^{-1}$ м, $\gamma = 1$. Аналіз результатів розрахунків показав, що при зростанні N ці розподіли змінюються все менше, і за $N > 40$ їхні зміни є незначними. З огляду на це подальші дослідження проводились за $N = 50$.

На практиці дисперсний склад палива і вміст компонентів (наприклад, золи) в ньому можуть істотно відрізнитись від проектних. Тому доцільно вивчити вплив цих характеристик палива на показники плазмової ТХП.

Відповідні розрахунки виконувались для п'яти варіантів фракційного складу палива. Розглядалося вугілля марки АШ з майже однаковим середнім вмістом летких, золи, вуглецю і

вологи. Три варіанти фракційного складу обирались за літературними джерелами [10, 16, 17], один – за даними Інституту вугільних енерготехнологій НАН і Мінпаливенерго України (ІВЕ), ще один – за результатами наших досліджень.

В останніх методом ситового аналізу визначався фракційний склад (для трьох фракцій) вугільного пилу з Трипільської ТЕС. На рис. 5 наведено розподіли частинок за розмірами, побудовані для вибраних палив. При обробці одержаних даних фракційний склад палива було апроксимовано формулою Розіна–Раммлера $R(\delta) = 100 \exp[-(\delta/\delta_*)^m]$. Тут $R(\delta)$ – залишок на ситі з розміром чарунки δ ; δ_* – розмір чарунки сита, залишок на якому становить 36,8 %; m – показник степеня.

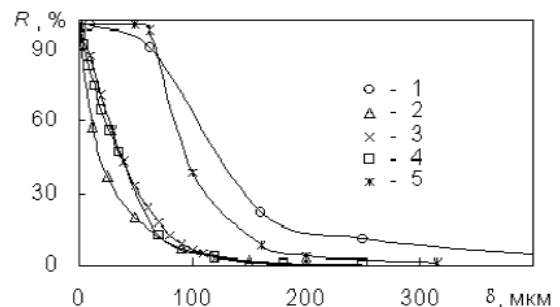


Рис. 5. Фракційний склад палива

Параметри δ_* і m отриманих залежностей наведено в табл. 3.

Таблиця 3. Значення δ_* і m при різних фракційних складах палива

Номер палива	1	2	3	4	5
Джерело даних	Наші дані	[10]	[17]	[16]	ІВЕ
δ_* , мкм	135	25	46	42	102
m	2,71	0,768	1,3	1,16	7,15

Крім фракційного складу, визначався також вміст золи у фракціях палива №1. Для цього однакові за вагою порції кожної фракції нагрівались у печі за температури 900°C , охолоджувались і витримувались в екзикаторі протягом двох годин. За відомою до і після спалювання вагою проби знаходилась величина зольності A . Встановлено, що для даного палива величина A у дрібних фракціях ($0 \text{ мкм} < \delta < 40 \text{ мкм}$) у 1,7-1,8 разів більша, ніж у крупних фракціях ($160 \text{ мкм} < \delta < 200 \text{ мкм}$). Розподіл золи по фракціях є таким (A_i – зольність фракції i): $A_1 = 50$ %, $A_2 = 35,5$ %, $A_3 = 30$ %. Середнє значення $\bar{A} \approx 34$ %. Зазначимо, що вміст частинок з $\delta < 40$ мкм у цьому паливі незначний.

З використанням отриманих результатів обчислювались показники плазмової обробки палива. Вважалося, що вміст золи у всіх фракціях є однаковим і дорівнює 34%. Критерій η , розрахований за $T_{пл} = 4000$ К, $T_E = 500$ К, $G_{тр} = G_B = 0,3$ кг/с, $G_{пл} = 0,1G_{тр}$, $r_c = 0,0175$ м, $R_k = 0,1$ м і однаковий для всіх фракцій зольності частинок має значення

Номер палива	1	2	3	4	5
η	1,21	1,51	1,46	1,47	1,18

Видно, що найбільші величини коефіцієнта досягаються для палива з найвищим вмістом дрібних фракцій.

З огляду на ці результати для підвищення ефективності процесу ТХП необхідно в паливі, що обробляється, збільшувати вміст дрібних фракцій. Але при цьому зростання коефіцієнта η буде обмеженим внаслідок збільшення всередині реактора кількості частинок з розплавленою золою.

З метою уточнення математичної моделі та вивчення питань, пов'язаних з леткими, на останньому етапі числових досліджень результати розрахунків порівнювались із даними експериментів з розпалювання АШ у лабораторному плазмоструменевому реакторі [19]. В експериментах [19] струменевої ділянки двофазового потоку майже не було завдяки спеціальній організації подачі робочої аеросуміші в реактор. Масові витрати вугілля становили $G_B = 3$ г/с, транспортуючого повітря – $G_{тр} = 1,15$ г/с, плазми – $G_{пл} = 2$ г/с, а максимальний розмір частинок δ вугільного пилу дорівнював 260 мкм. Канал муфеля у входному перерізі був ізольований від атмосфери.

За переробленою відповідно до умов робочого процесу [19] версією програми було здійснено серію розрахунків, в яких вивчались позовжні розподіли температур частинок і газу. Розподіл середньої температури двофазового потоку порівнювався з експериментальним розподілом, отриманим за допомогою термодатчиків, що вводились у пристінну ділянку потоку.

Встановлено, що експериментальний і розрахунковий розподіли середньої температури потоку подібні між собою (це одномодові криві з максимумом). Розташування і величина максимуму розподілу залежить від частки γ летких, що вивільняються і згоряють у муфелі. Найкраще розрахункові криві та експериментальні дані збігаються за $\gamma = 0,6 - 0,7$ (цей випадок представлено на рис. 6).

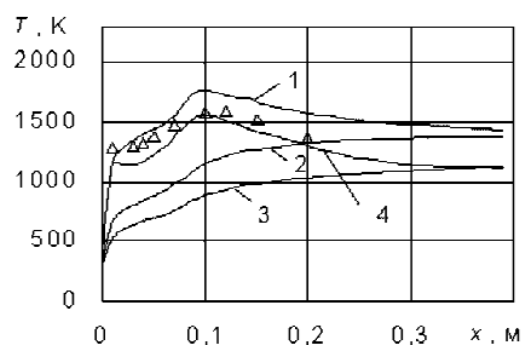


Рис. 6. Залежності $T(x)$ при $\gamma = 0,6 - 0,7$

На рис.: 1 – $\delta = 25$ мкм, 2 – $\delta = 75$ мкм, 3 – $\delta = 125$ мкм, 4 – середня температура потоку. Точки – експериментальні дані.

Таким чином, можна зробити висновок, що в дослідах [19] у реакторі виділялось і згоряло лише 60-70% летких від загальної їх кількості у досліджуваному вугіллі.

Визначення оптимального режиму робочого процесу

З наведених у попередньому параграфі результатів видно, що процес термообробки вугільних частинок плазмовим струменем є багатофакторним, тому знаходження його оптимальних режимів є досить складною задачею. Для її вирішення скористаємося методами теорії планування екстремальних експериментів [20].

Аналіз наведеної вище моделі показав, що ефективність робочого процесу залежить від шістьох безрозмірних чисел подібності, утворених за початковими значеннями основних розмірних параметрів:

$$\Pi_1 = \frac{G_B}{G_{пл} + G_{тр}}; \Pi_2 = \frac{G_{пл}}{G_{тр}}; \Pi_3 = \frac{h_E}{h_{пл}}; \Pi_4 = \frac{r_c}{L}; \Pi_5 = \frac{R_k}{L};$$

$$\Pi_6 = \frac{12\pi L \lambda_{пл} (G_{тр} + G_{пл})}{\rho_p c_p \delta_*^2 [G_{тр}^2 \rho_{тр}^{-1} (R_k^2 - r_c^2)^{-1} + G_{пл}^2 \rho_{пл}^{-1} r_c^{-2}]} \quad (11)$$

Тут $\lambda_{пл}$ – коефіцієнт теплопровідності плазми; ρ_p, c_p – густина і теплоємність частинок; $\rho_{тр}$ – густина транспортуючого повітря в супутньому потоці. Число Π_1 характеризує масову витратну концентрацію частинок, число Π_6 – відношення часу перебування частинок у муфельній камері до часу їхньої теплової релаксації. Фізичний зміст інших чисел подібності є очевидним. Таким чином, у даному випадку розмірність факторного простору $k = 6$.

З огляду на існуючі дані про режимні та конструктивні параметри процесів термообробки вугільних палив плазмовим струменем значення

розмірних вихідних величин були обрані в межах, наведених у табл. 4.

Таблиця 4. Вихідні дані для пошуку оптимального режиму

Величина	Позначення	Значення	
		макс.	мін.
Витрати вугілля, кг/с	G_B	0,35	0,3
Витрати повітря у супутньому потоці, кг/с	G_{TP}	0,35	0,21
Витрати плазми, кг/с	$G_{ПЛ}$	0,096	0,035
Температура плазми, К	$T_{ПЛ}$	4300	3000
Температура супутнього потоку, К	T_E	800	300
Характерний діаметр частинок, м	δ_*	$5,0 \cdot 10^{-5}$	
Радіус сопла плазмотрону, м	r_c	0,025	0,015
Радіус каналу муфельної камери, м	R_k	0,1	0,04
Довжина муфельної камери, м	L	1	
Теплоємність частинок, Дж/кг·К	c_p	1400	
Теплопровідність плазми, Вт/м·К	$\lambda_{пл}$	0,546	0,463
Густина матеріалу частинок, кг/м ³	ρ_p	1600	
Густина повітря у супутньому потоці, кг/м ³	ρ_{TP}	1,16	0,434
Густина плазми, кг/м ³	$\rho_{пл}$	0,116	0,0847

За цими даними обраховано граничні значення чисел подібності, які наводяться в табл. 5. Ці значення визначають область пошуку у факторному просторі. Задача полягає у відшуканні певної точки цієї області, якій відповідає максимальна величина критерію ефективності.

Таблиця 5. Границі варіювання чисел подібності

Число подібності	Значення	
	максимальне	мінімальне
Π_1	1,45	0,67
Π_2	0,46	0,1
Π_3	0,084	0,005
Π_4	0,0175	0,0125
Π_5	0,1	0,08
Π_6	40	2

Початкові значення чисел подібності (які характеризують початкову точку пошуку) обирали з наступних міркувань. Очевидно, що при проведенні процесу ТХП бажано обробити якомога більшу кількість вугілля. З огляду на це масова витратна концентрація вугільних частинок (тобто число Π_1) має бути близькою до свого макси-

мального значення. Навпаки, співвідношення $G_{ПЛ}/G_{TP}$ (число Π_2) у початковій точці треба обрати близьким до мінімального, щоб зменшити небезпеку перегрівання частинок вище за температуру розплавлення золи. Зменшенню ймовірності перегрівання сприятиме також зменшення ентальпії плазмового потоку. За такого припущення початкова величина Π_3 буде знаходитись поблизу свого максимального значення (табл. 5). Для забезпечення виходу з частинок більшої кількості легких потрібно, щоб час перебування частинок у муфельній камері був якомога більшим, а час теплової релаксації, відповідно, меншим. Це означає, що початкова величина Π_6 має знаходитись поблизу максимуму.

З урахуванням викладеного вище обрано такі значення чисел подібності в нульовій точці: $\Pi_1 = 1,3$; $\Pi_2 = 0,2$; $\Pi_3 = 0,07$; $\Pi_4 = 0,015$; $\Pi_5 = 0,09$; $\Pi_6 = 30$ (тут $\eta = 1,333$). Далі, для околу цієї точки будувалось лінійне рівняння регресії (етап 1) і здійснювалось круте сходження в напрямку градієнта лінійного наближення функцій відклику (етап 2). В результаті отримано такі значення координат точки A , яка знаходиться на межі області пошуку: $\Pi_1 = 1,289$; $\Pi_2 = 0,1$; $\Pi_3 = 0,073$; $\Pi_4 = 0,0151$; $\Pi_5 = 0,091$; $\Pi_6 = 30,4$. В цій точці $\eta = 1,748$. Величина Π_2 має тут своє граничне значення (див. табл. 5), тому подальший пошук продовжуємо у факторному просторі розмірності $k = 5$.

Надалі знову виконувалась пара операцій – побудова рівняння регресії та сходження в напрямку градієнта. В результаті виконання трьох пар операцій отримано координати точки B , які мають такі значення: $\Pi_1 = 1,4$; $\Pi_2 = 0,1$; $\Pi_3 = 0,084$; $\Pi_4 = 0,0175$; $\Pi_5 = 0,1$; $\Pi_6 = 40$.

Насамкінець було застосовано метод пасивного експерименту, згідно з яким числовими розрахунками вивчалась залежність $\eta(\Pi_1)$ за оптимальних значень $\Pi_2, \Pi_3, \Pi_4, \Pi_5, \Pi_6$. Встановлено, що найбільше значення η досягається за $\Pi_1 = 1,45$. Таким чином, пошук оптимальних умов проведення процесу ТХП у кінцевому підсумку привів у точку C з координатами $\Pi_1 = 1,45$; $\Pi_2 = 0,1$; $\Pi_3 = 0,084$; $\Pi_4 = 0,0175$; $\Pi_5 = 0,1$; $\Pi_6 = 40$. Критерій ефективності процесу в цій точці має значення $\eta = 2,1$. Порівняно з вихідною точкою значення η збільшилось в 1,58 разу.

Відзначимо, що згідно з отриманим результатом оптимальному режиму відповідає максимальне (в інтервалах змін параметрів, що розглядалися) значення концентрації $\mu = \Pi_1$ потоку пилувугільної аеросуміші. Такий висновок добре

узгоджується з експериментальними і розрахунковими результатами робіт [8, 18]. У цих роботах встановлено, що ефективність плазмової оброб-

ки вугілля зростає зі збільшенням концентрації потоку і що в оптимальному режимі $\mu > 1$. У нас $\mu_{\text{опт}} = 1,45$.

1. Корчевой Ю.П., Майстренко А.Ю., Вольчин И.А., Яцкевич С.Ф. Определение оптимальных режимов сжигания высокосернистых углей в ЦКС с минимизацией выбросов оксидов серы и азота в атмосферу // Защита атмосферного воздуха от вредных выбросов ТЭС / Материалы Первой амер.- украин. конф-ции. – Киев, 1996. – С. 224–230.
2. Майстренко А.Ю., Чернявский Н.В. Вопросы повышения эффективности использования твердого топлива на ТЭС // Энергетика и электрификация. – 2004. – № 12. – С. 17–27.
3. Гольшев Л.В., Мысак И.С., Кравец Т.Ю. Влияние зольности угля на устойчивость горения угля АШ в котле ТПП – 210А // Электрические станции. – 2006. – № 1. – С. 6–9.
4. Электроэнергетика. Статистика производства // Энергобизнес. – 2003 – № 7(283). – С. 58–59.
5. Электроэнергетика. Статистика производства // Энергобизнес. – 2004 – № 6(333). – С. 60–61.
6. Электроэнергетика. Статистика производства // Энергобизнес. – 2005 – № 9(388). – С. 56–57.
7. Электроэнергетика. Цены. Статистика // Энергобизнес. – 2006 – № 7(283). – С. 58–59.
8. Жуков М.Ф., Карпенко Е.И., Перегудов И.С. Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела. – Новосибирск: Наука, 1996. – 304 с.
9. Булат А.Ф., Волошин А.И., Кудинов И.И. Исследование процессов теплообмена при плазменном розжиге низкорекреационного пылеугольного топлива // V Минский международный форум по тепло- и массообмену. – Минск, 2004. – Т. 1. – С. 296.
10. Хзмалян Д.М., Казан Я.А. Теория горения и топочные устройства. – М.: Энергия, 1976. – 487 с.
11. Петров С.В., Сааков А.Г., Котляров О.Л., Яценко В.П. К проблеме снижения энергозатрат на плазменный розжиг и стабилизацию горения пылеугольного факела // Технічна електродинаміка. – 2004. – № 3. – С. 84–87.
12. Абрамович Г.Н., Гиринович Т.А., Крашениников С.Ю. и др. Теория турбулентных струй. – М.: Наука, 1984. – 716 с.
13. Волков Э.П., Зайчик Л.И., Першуков В.А. Моделирование горения твердого топлива. – М.: Наука, 1994. – 320 с.
14. Жуков М.Ф., Коротеев А.С., Урюков Б.А. Прикладная динамика термической плазмы. – М.: Наука, 1975. – 298 с.
15. Основы практической теории горения / В.В. Померанцев, К.М. Арефьев, Д.Б. Ахмедов и др. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.
16. Бабий В.И., Кузаев Ю.Ф. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 208 с.
17. Кесова Л.А. Контроль и автоматическое управление пылеподачей на ТЭС. – К.: Вища школа, 1991. – 142 с.
18. Перегудов В.С. Расчет плазменной стабилизации горения пылеугольного факела // Теплофизика и аэромеханика. – 2003. – Т. 10, № 1. – С. 123–133.
19. Кукота Ю.П., Дунаевская Н.И., Бондзик Д.Л. К вопросам расчета и конструирования пылеугольных горелок с плазменной термохимической подготовкой низкорекреационных углей // 1-я научно-практическая междунар. конф. "Угольная теплоэнергетика: Проблемы, реабилитация и развитие". – Алушта, 2004. – С. 1–10.
20. Налимов В.В., Чернова Н.А. Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. – М.: Наука, 1965. – 340 с.