

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**  
**Дніпровський національний університет**  
**залізничного транспорту імені академіка В. Лазаряна**

---

Кафедра “Теплотехніка”

«ДО ЗАХИСТУ»  
Завідувач кафедри

\_\_\_\_\_ Габрінець В.О.

« \_\_\_\_\_ » \_\_\_\_\_ 2020 р.

**МАГІСТЕРСЬКА РОБОТА**  
на здобуття ОС «Магістр»

Галузь знань **14 «Електрична інженерія»**

Спеціальність **144 «Теплоенергетика»**

Спеціалізація **«Теплоенергетика»**

**Тема «Розробка математичної моделі та визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлах ТЕС»**

**Theme «Mathematical modeling and determination of rational parameters of coal combustion process in boilers of CHP station»**

Керівник магістерської роботи

доц. \_\_\_\_\_ Жевжик О.В.

Нормоконтролер

ст. викл. \_\_\_\_\_ Титаренко І.В.

Студентка групи 269-М  
Student

\_\_\_\_\_ Коломієць Н.В.  
Kolomiets Nadiia

Дніпро  
2020

Дніпровський національний університет залізничного транспорту

імені академіка В.Лазаряна

Факультет: Управління енергетичними процесами

кафедра: Теплотехніка

Спеціальність: Теплоенергетика

---

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедрою

\_\_\_\_\_ В.О.Габрінець  
” \_\_\_\_\_ ” \_\_\_\_\_ 2020 р.

**ЗАВДАННЯ**  
до магістерської роботи студента

**Коломієць Надія Вадимівна**

(прізвище, ім'я та по батькові)

---

1. Тема проекту (роботи): Розробка математичної моделі визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлах ТЕС.

---

---

---

затверджена наказом по університету № 785ст. від ”21” вересня 2017 р.

2. Термін подання студентом закінченого проекту (роботи) 15.12.20 р.

3. Вихідні дані до проекту (роботи): Технічні характеристики і креслення котла ТПП-210.

---

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань до розробки) \_\_\_\_\_

Вступ 1.Огляд літератури за темою і вибір напрямку досліджень. 2. Фізичне уявлення про процеси згоряння вугілля. 3.Математичне моделювання руху, теплообміну та згоряння частинок вугільної аеросуміші. 4.Результати розрахунків

---

---

---

5. Перелік креслень (з переліком обов'язкових креслень) \_\_\_\_\_

---

1.Складові первинної енергії 2. Енергоємність ВВП. 3. Схема парогенератора ТПП-210А. 4. Схема завитково-лопаточного пальника. 5. Математична модель руху та теплообміну. 6. Рівняння швидкостей хімічних реакцій при згоряння частинок. 7. Температура продуктів спалювання та частинок вугілля по довжині факелу у топці котла. 8. Концентрація кисню та діоксиду вуглецю по довжині факелу у топці котла. 9. Графік втрати з механічним недопалом по довжині факелу в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші. 10. Втрати з механічним недопалом на виході з топки котла в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші та м'якості млива.

---

6. Консультанти (з назвами розділів)

Розділ	Консультант	Підпис, дата	
		Завдання видав	Завдання прийняв
Розділи I, II, III, IV,	Жевжик О.В.		

7. Дата видачі завдання 02.11.2020

Керівник магістерської роботи \_\_\_\_\_  
(підпис)

Завдання прийняв до виконання \_\_\_\_\_  
(підпис)

**КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН**

№ п/п	Назва розділу магістерської роботи	Термін виконання розділу (роботи)	Примітка
1	Вступ. Огляд літератури за темою і вибір напрямку досліджень	08.11.20	
2	Фізичне уявлення про процеси згоряння вугілля	15.11.20	
3	Математичне моделювання руху, теплообміну та згоряння частинок вугільної аеросуміші.	29.11.20	
4	Результати розрахунків	13.12.20	

Студент-дипломник \_\_\_\_\_  
(підпис)

Керівник проекту \_\_\_\_\_  
(підпис)

## РЕФЕРАТ

Магістерська робота: 116 с., 32 рис., 18 табл., 33 джерел.

Об'єкт досліджень – процес вигорання частинок вугілля в котельному агрегаті теплової електричної станції.

Мета роботи – розробка математичної моделі та визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлі ТЕС.

Метод дослідження - чисельний.

Розроблена математична модель процесу згоряння частинок вугілля в топці котла, що базується на фундаментальних законах збереження маси, кількості руху, енергії та рівняннях швидкостей хімічних реакції по закону Ареніуса, яка дозволяє визначити втрати з механічним недопалом і відрізняється тим, що безпосередньо враховує змінність параметрів частинок під час руху у факелі. Проведено розрахунки процесу згоряння аеросуміші в топці котла ТПП-210, визначено основні параметри процесу. Раціональними параметрами вугільної аеросуміші для котла ТПП-210 є початкова температура підігріву не більше 600 °С незалежно від м'якості млива в інтервалі  $R_{90}=8...12\%$ .

Ключові слова: КОТЕЛЬНИЙ АГРЕГАТ, ВУГІЛЬНА АЕРОСУМІШ, МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ, ХІМІЧНІ РЕАКЦІЇ, МЕХАНІЧНИЙ НЕДОПАЛ.

## ЗМІСТ ПОЯСНЮВАЛЬНОЇ ЗАПИСКИ

Вступ	6
Розділ 1 Огляд літератури за темою і вибір напрямку дослідження	9
Розділ 2 Фізичне уявлення про процеси згоряння	13
2.1 Стадії горіння частинок твердого натурального палива	13
2.2 Основні реакції, що відбуваються при горіння вуглецю	24
2.3 Вигорання вуглецевої частки в умовах топкового процесу	29
2.4 Вплив вмісту летких у процесі запалювання природних твердих палив	33
2.5 Горіння частинок вугілля у пиловугільному факелі	44
2.6 Середня температура факела	54
2.7 Висновки	56
Розділ 3 Математичне моделювання руху, теплообміну та згоряння частинок вугільної аеросуміші	57
3.1 Рівняння нерозривності, кількості руху, енергії в загальному вигляді	57
3.2 Рівняння хімічних реакцій згорання вугілля	60
3.3 Рівняння нерозривності, кількості руху, енергії для одномірного потоку	68
3.4 Рівняння руху та теплообміну частинки вугілля	84
3.5 Теплофізичні властивості	87
3.5.1 Густина	87
3.5.2 В'язкість	88
3.5.3 Ентальпія	93
3.5.4 Теплопровідність	95
3.5.5 Теплоємність	98
3.6 Метод інтегрування диференціальних рівнянь	104
3.7 Висновок	105
Розділ 4 Результати розрахунків	107
4.1 Вихідні дані для розрахунку	107
4.2 Аналіз отриманих результатів	108
4.3 Висновок	112
Висновки	113
Список використаних джерел	114

					025.150074.MP.2020.001		
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата			
Розроб.		Коломієць			Розробка математичної моделі та визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлах ТЕС	Літ.	Арк.
Керівник		Жевжик					5
К. розділу		Жевжик				ДНУЗТ, 269-М	
Н. контр.		Титаренко					

## ВСТУП

Об'єкт досліджень – процес вигорання частинок вугілля в котельному агрегаті теплової електричної станції. Цей процес відбувається в потоці аеросуміші, яка рухається в топці котла, підігрівається, запалюється та вигоряє в топці котла ТЕС.

Відповідно до даних державної служби статистики України найважливішими джерелами первинної енергії в Україні є природний газ і вугілля. При цьому Україна витрачає значні засоби на закупівлю енергоносіїв (імпорт первинних енергоресурсів, у першу чергу - природного газу, становить 39 %), які надалі використовуються не ефективно. Так, у паливно-енергетичному комплексі України питомі витрати умовного палива на виробництво електроенергії на ТЕС і ТЕЦ становлять 384,6 кг.у.п./тис.кВт·год порівняно з відповідним показником розвинених країн 310...320 кг.у.п./тис. кВт·год [1]. Витрати на виробництво теплової енергії складають 164,8 кг.у.п./Гкал, що значно перевищує середньосвітовий показник 140...150 кг.у.п. Споживання первинних паливно-енергетичних ресурсів на одиницю ВВП в Україні є одним з найвищих поміж країн світу, зокрема у 3,2 рази вищим, ніж у країнах ОЕСР. Обсяг енергії, що використовується для виробництва одиниці товарів і послуг (тобто на одиницю ВВП), перевищують рівень Туреччини в 3,8 рази; Польщі – у 3 рази; Білорусі – в 1,8 рази; середнє значення для Європейського Союзу – у 3,8 рази [2].

Насамперед таке становище є наслідком незадовільного технічного стану енергетичного сектору України в цілому. Більша частина генеруючих активів і мереж є зношеною й малоефективною. На сьогодні близько 90 % блоків теплових електростанцій перевищили межу фізичного зношення у 200 тис. годин наробітку та потребують ґрунтовної модернізації або заміни. Викиди пилу, оксидів сірки й азоту тепловими станціями України у рази перевищують відповідні норми розвинених країн [2].

Тому актуальною проблемою для теплоенергетичної галузі України є технічне переозброєння й доведення технічного й технологічного стану енергетичного устаткування до європейських стандартів.

Існуюче вітчизняне обладнання в енергетиці не дозволяє спалювати в котлах ТЕС аеросуміш вугілля типу АШ з вмістом летких 3–5 % і зольністю ~35 % без підсвічування природним газом або мазутом. Одним з варіантів вирішення цієї проблеми є технології й технічні засоби для попередньої термохімічної підготовки палива, які засновані на стабілізації горіння

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						6
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

низькосортного пиловугільного палива за допомогою аеродинамічного реактора із застосуванням малопотужних газових пальників або плазмотронів.

Процеси, які протікають у сучасних енергоустановках, характеризуються наявністю в робочих об'ємах багатофазного середовища, широким діапазоном зміни температур, хімічними перетвореннями як у газовій, так й у твердих фазах, складною аеродинамічною картиною руху робочого середовища, високим ступенем турбулентності, неоднорідністю параметрів в робочому об'ємі. Характер протікання цих процесів та їхні параметри визначають енергетичні й екологічні характеристики енергоустановки. Одним з шляхів дослідження, прогнозування й вибору раціональних параметрів високотемпературних процесів є створення математичних моделей, алгоритмів розрахунку й програмних комплексів з наступним обчислювальним експериментом.

При цьому загальноприйнята методика визначення та оцінювання таких параметрів, як механічний недопал, температури і хімічного складу частинок вугілля по довжині топки котлів ТЕС відсутня. Це обумовлено вкрай складним характером взаємозалежних газо- і термохімічних процесів енергоперетворення палива, а відомі технічні рішення, які застосовуються на ТЕС визначені після тривалого експериментального відпрацювання.

Актуальність роботи визначається тим, що вугілля є одним з основних джерел енергії в Україні. Згідно з даними Державної служби статистики України за 2011 р. обсяг загального постачання первинної енергії становив 126,4 млн. т нафтового еквівалента, з яких найбільше було природного газу (36,9 %), вугілля 32,7 %, атомної енергії – 18,7 %, нафти – 9,7 %, відновлюваних джерел енергії – 2 % [3]. Проте проблема ефективного його використання загострюється через те, що якість вугілля, яке постачається на ТЕС, постійно знижується, зростає його зольність і вологість, знижуються теплота згоряння і вихід летких. Для розпалювання котлоагрегату, а також для підтримки процесу горіння при низькій якості вугілля традиційно використовується інше паливо. Як правило, це природний газ або мазут. Постійне зростання цін на газ та нафти призводить до потреби зниження їх споживання на пиловугільних ТЕС. Найбільш перспективні рішення цієї проблеми базуються на тому чи іншому варіанті організації термохімічної підготовки палива до спалювання. Відомо, що ТЕС України при роботі використовують різні марки вугілля, тому існує необхідність у розробці науково обґрунтованої методики розрахунку процесів вигорання частинок

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						7
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

вугілля в топці котлів, яка буде базою для створення обладнання та нових технологій з метою зменшення механічного недопалу вугілля, підвищення ККД котлоагрегатів та зниження собівартості електроенергії, а також дозволить покращити екологічні та соціальні умови промислових регіонів та матиме значний економічний ефект.

Мета роботи – розробка математичної моделі та визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлах ТЕС.

Задачі:

- критичний огляд літератури за темою і вибір напрямку досліджень;
- складання математичної моделі для проведення чисельних розрахунків основних параметрів процесу згоряння частинок вугілля в топці котла;
- вибір методу розрахунку та складання комп'ютерної програми для проведення чисельних розрахунків;
- аналіз і узагальнення результатів розрахунків.

Наукова новизна одержаних результатів полягає в розробці математичної моделі процесу згоряння частинок вугілля в топці котла, яка дозволяє визначити втрати з механічним недопалом і відрізняється тим, що безпосередньо враховує змінність параметрів частинок під час руху (діаметр, швидкість руху, хімічний склад та інш.).

Реалізувати роботи можливо використовувати при проектування нових та реконструкції чи переведенні на інше (непроектне паливо) існуючих котельних агрегатів, а також у навчальному процесі зі студентами.

Результати роботи доповідались на науковій конференції Всеукраїнській науково-практичній конференція студентів і молодих вчених 2017 р. «Науково-технічний прогрес на транспорті», тема доповіді «Математичне моделювання процесу вигорання частинок вугілля в топці котла ТПП-210».

Публікації:

Куліш А.Ю. Математичне моделювання процесу вигорання частинок вугілля в топці котла ТПП-210 [Текст] / А.Ю. Куліш, О.В. Жевжик // Тези доповідей секції «Електрифікація залізниць» Всеукраїнської науково-технічної конференції молодих вчених, магістрантів та студентів / за ред. доц. Бондаря О.І.; Дніпроп. нац. ун-т залізн. трансп. ім. акад. В. Лазаряна. – Д.: Вид-во Дніпропетр. нац. ун-ту залізн. трансп. ім. акад. В. Лазаряна, 2017. – С. 49.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						8
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



## РОЗДІЛ 1

### ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ ЗА ТЕМОЮ І ВИБІР НАПРЯМКУ ДОСЛІДЖЕНЬ

В даний час помітно знизилася якість вугілля, що видобувається (збільшилася зольність, знизилася калорійність), і тому ТЕС та ТЕЦ вимушені працювати на непроектному вугіллі, використовувати "підсвічування" високореакційним паливом (природний газ та мазут), застосовувати різні засоби попередньої термохімічної підготовки вугільного палива перед спалюванням в топці. Все це призводить до підвищення втрат теплоти з механічним недопалом, зниженню ККД котельних агрегатів, додатковому забрудненню навколишнього середовища.

Як зазначається в [4], спалювання низькосортного палива призводить до погіршення запалювання і вигорання палива, нестабільному горінню, посиленню шлакування, зростанню механічного недопалу і збільшенню забруднення шкідливими викидами. Крім того, виробництво топкового мазуту в найближчому майбутньому внаслідок більшої глибини переробки нафти (до 85 % і більше) скоротиться, що призведе до подорожчання мазуту з одночасним зниженням його якості [5]. У зв'язку з цим провідними науково-дослідними інститутами та проектно-конструкторськими бюро постійно здійснюється пошук нових технологій більш економічного способу спалювання твердих палив.

В [6] дається короткий огляд етапів розвитку способів спалювання твердого палива з оцінкою переваг і недоліків. Розглядається область їх застосування. Обґрунтовуються переваги спалювання низькореакційних твердих палив з використанням плазово-енергетичних технологій. Робиться висновок про доцільність використання на існуючих ТЕС цих технологій при спалюванні низькореакційних палив, але загальна методика визначення зниження втрат з механічним недопалом відсутня.

Для підвищення ефективності процесу спалювання вугілля на ТЕС раціональним з теплофізичної та економічної точки зору є використання методу термохімічної плазової підготовки палива до спалювання [4], [8]. Сутність цього методу полягає в розділенні пиловугільного потоку на дві або більше частини, одна з яких нагрівається плазмою електродуги до температури практично повного виділення летких вугілля і часткової газифікації коксівного залишку, тобто одержується високореакційне двокомпонентне паливо (горючий

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						9
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

газ + коксівний залишок), здатне запалити потік аеросуміші, що залишився, і стабілізувати горіння в топці. Тобто високі температури плазмового струменя сприяють ефективному запалюванню пиловугільного факелу навіть при відносно низькій середній температурі [9]. Спроба реалізації даного способу спалювання вугільного пилу в Україні є на котлах ТПП-210 Кураховській та Придніпровській теплових електростанціях.

В [7] узагальнені відомі особливості процесу горіння вугільного пилу, а також, наведений зразковий розрахунок спалювання її для вугілля різних марок. В якості чисельного методу розрахунку параметрів пиловугільного факелу використовувався метод Рунге-Кута.

Є свідчення [10], що завдяки високій температурі плазми частинки палива, що в неї потрапляють, одержують тепловий удар і дробляться, внаслідок чого збільшується поверхня взаємодії палива з окислювачем і інтенсифікуються хімічні реакції. В умовах таких температур відбувається високошвидкісний нагрів, а також можливе протікання реакції в ізотермічних умовах, внаслідок чого кількість парогазових продуктів, що виділилися, може бути в 2-3 рази більше, ніж при повільному нагріві. Напівкокс, що залишився, містить 50-70 % органічної маси початкового палива, має більш пористу структуру, ніж початкове вугілля і горить активніше.

В [10] представлено опис стенду для вивчення НВЧ-плазмової технології підпалювання і спалювання вугільного пилу. Приведені результати експериментів, отриманих на цьому стенді. Обговорюються перспективи впровадження такої технології в промислові пальники котлів ТЕС. Але цей метод не отримав широкого застосування внаслідок значно збільшених енерговитрат на термохімічну підготовку.

Ефективність використання для потреб енергетики низькосортного вугілля може бути істотно підвищена або шляхом його плазмохімічної обробки, або в процесі самого горіння палива, або шляхом попередньої газифікації палива в спеціальних плазмохімічних реакторах і в плазмових пальниках [11]. Наявність електричних розрядів сприяє інтенсифікації процесів тепломасообміну і збільшенню ефективності спалювання палива. Крім того, в процесі підготовки палива вони дозволяють здійснювати екстракцію газів-відновників з вугілля і витягувати мікроелементи із золи палива. Термохімічна підготовка палива може проводитися різними способами залежно від типу палива [12].

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						10
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

Фізико-хімічні основи дії низькотемпературної плазми на горіння органічних вуглеводневих палив полягають в тому, що в плазмових областях через високу температуру генеруються електрони, іони, збуджені атоми і фотони. Крім того, вугільний пил згоряє у присутності електричних полів з утворенням заряджених частинок. Їх наявність в газовій фазі характерна для пилової плазми і може змінити характеристики процесу горіння. Генерація електронів, позитивних ( $C^+$ ,  $H^+$ ,  $CO^+$ ,  $N^+$  і ін.) і негативних ( $O^-$ ,  $H^-$  і ін.) іонів, збуджених атомів і фотонів приводить до інтенсифікації дисоціації молекул, виникненню хімічно активних радикалів ( $CH$ ,  $CN$ ,  $NH$  і інші) і поліпшенню процесу горіння [13], [14].

В [14] представлений короткий аналіз перспектив використання електророзрядних і плазмових технологій. Показано, що низькотемпературна плазма може ефективно застосовуватися для інтенсифікації процесів горіння твердих палив.

Процес горіння вугільного пилу відбувається дуже складно і різноманітно. Автори [16], як основні для розрахунку, виділяють 8 хімічних реакцій горіння у вугільному пилу.

В [15,16] представлені рівняння кінетики горіння і розрахунок констант кінетики горіння.

В [17] наведено основні засади для моделювання процесів у рухомих середовищах, зокрема наведено рівняння руху багатофазного середовища, нерозривності та енергії, також приділено увагу розрахунку фізичних властивостей цих середовищ.

В [18] наведено особливості процесу факельного спалювання низькосортного вугілля, визначено фізико-хімічні характеристики вугільного пилу.

В [19] розглянуті питання хімічної кінетики, хімічно рівноважні і нерівноважні системи, гомогенні і гетерогенні системи і їх фізико-хімічні особливості течії.

В [20] наведено основні засади для моделювання руху і тепломасообміну багатокомпонентної суміші, записано рівняння нерозривності, кількості руху, енергії, а також розглянуті особливості фізичних властивостей багатокомпонентних середовищ.

Розрахунок кінетики горіння пилоподібного палива дозволяє визначити оптимальні режимні параметри для організації процесу спалювання в енергетичних апаратах.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						11
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

Таким чином, критичний огляд літератури дозволяє зробити висновок, що загальноприйнята методика (математична модель) визначення та оцінювання таких параметрів топкового процесу, як механічний недопал, температури і хімічний склад частинок вугілля при спалювання в топці котла ТЕС відсутня. Це обумовлено вкрай складним характером взаємозалежних газо- і термохімічних процесів енергоперетворення палива, що відбуваються в котлі. Звідси природно визначається вибір напрямку досліджень: розробка математичної моделі руху, теплообміну та згоряння частинок вугілля в котлі ТЕС та визначення раціональних параметрів процесу спалювання вугільної аеросуміші в котлі ТЕС з метою зменшення втрат з механічним недопалом.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						12
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

## РОЗДІЛ 2

### ФІЗИЧНЕ УЯВЛЕННЯ ПРО ПРОЦЕСИ ЗГОРЯННЯ ВУГІЛЛЯ

#### 2.1 Стадії горіння частинок твердого натурального палива

Тверде натуральне паливо містить вуглець, велику кількість різних вуглеводневих сполук, вологу, золу і т.д. При нагріванні ще до запалювання частинки відбувається термічне розкладання органічної маси палива з виділенням летких речовин, до складу яких входить значна кількість горючих компонентів, таких як, наприклад, метан  $CH_4$ , водень  $H_2$ , окис вуглецю  $C$  і т.д. Вони в значній мірі визначають умови запалювання й горіння натурального палива. Після виділення летких залишається твердий кокс, що складається з вуглецю.

Процес горіння твердого натурального палива являє собою комплекс складних фізико-хімічних явищ, з яких основними є наступні: теплообмін частинок палива з навколишнім середовищем; вихід і горіння летких речовин — продуктів термічного розпаду складних органічних сполук палива; горіння коксового залишку — взаємодія між вуглецем коксу й газовими компонентами: киснем  $O_2$ , вуглекислотою  $CO_2$  і водяною парою  $H_2O$ , що дифундують до поверхні частинки. При цьому необхідно враховувати не тільки характеристики палива, стан поверхні коксової частинки, наявність пор і тріщин і інш., але й зовнішні умови процесу, пов'язані з конкретною конструкцією устаткування або способом спалювання палива: камерне спалювання із прямоточним факелом; у циклонних агрегатах; топка з високотемпературним вихором; спалювання грубодиспергованого або немеленого палива в топках з низькотемпературним вихором; у топках з киплячим шаром; у шарових або факельно-шарових топках; в агрегатах термічної переробки твердого палива і т.д. При такому аналізі необхідно враховувати аеродинаміку топок і умови руху частинок у газовому потоці. Таким чином, розрахунковий аналіз процесу горіння твердого палива являє собою досить складне завдання, яке розв'язане для тих або інших конкретних випадків при використанні доволі вільних спрощень.

Для постановки завдання про горіння частинки твердого натурального палива необхідна певна схематизація процесу. Вважається, що процес можна розбити на відносно незалежні стадії: нагрівання частинки до виходу або запалювання летких; горіння летких речовин біля частинки, що сприяє швидкому підйому температури частинки; горіння коксового залишку, що

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						13
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

складається з вуглецю й золи. Безумовно, ці стадії мають різну швидкість, тривалість і ступінь впливу на процес горіння в цілому залежно від конкретних умов. Наприклад, при горінні дрібного паливного пилу стадії прогріву й виходу летких по тривалості становлять менш 10 % загального часу горіння. У цьому випадку час вигорання вуглецю коксу становить більш 90 % загального часу вигорання частинки твердого палива. Вуглець для більшості твердих палив дає й основну частку тепловиділення при горінні й тому є найважливішою складовою твердого палива. Зола коксового залишку звичайно не виявляє істотного впливу на вигорання вуглецю за винятком горіння багатозольних палив або немеленого палива. Тому останнім часом при аналізі процесу горіння пиловугільного факела ствердилася тенденція зневажати стадіями прогріву частинок і виходу летких, вважати миттєвим вихід летких і їх згорання й розглядати горіння коксового залишку як горіння чистого вуглецю.

Якщо спалюється грубосперсний пил із значною частиною великих частинок у паливі, то це вимагає урахування стадій прогрівання й виходу летких, тим більше, що виділення й горіння летких визначає умови запалювання й вигорання коксового залишку.

Прогрівання частинок твердого палива в камері згорання відбувається за рахунок конвективного й радіаційного теплообміну між часткою й потоком гарячих газів. Напишемо рівняння теплового балансу для частинки, що рухається в потоці гарячих газів, у припущенні, що відсутній градієнт температури по перетину частинки; розглядаємо період до інтенсивного виходу й горіння летких, тобто припускаємо, що відсутні ендо- і екзотермічні реакції розкладання органічної маси палива:

$$m_c c_c \frac{dT_c}{d\tau} = \alpha_k (T_\Gamma - T_c) F_{\text{пов}} + \sigma_0 a_c (T_\Gamma^4 - T_c^4) F_{\text{пов}}$$

де індекс «ч» означає «частинка»;  $F_{\text{пов}}, a_c$  - площа поверхні й ступінь чорноти частинки;  $T_\Gamma$  - температура потоку газів;  $\sigma_0$  - коефіцієнт випромінювання абсолютно чорного тіла.

Зручніше за все аналіз проводити для сферичної частинки. Відмінність форми реальної частинки від сферичної можна врахувати відповідними коефіцієнтами, наприклад, коефіцієнтом форми. Слід урахувати, що при потраплянні частинок неправильної форми в камеру згорання їх гострі кути й

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						14
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

крайки обгоряють швидше всього й частинки здобувають форму, близьку до сферичної. Тоді підставивши в рівняння теплового балансу:

$$m_q = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_q; F_{нов} = \pi \delta^2; \alpha_k = \frac{Nu \lambda_\Gamma}{\delta}$$

Одержимо диференціальне рівняння прогрівання частинок

$$\frac{dT_q}{d\tau} = \frac{6Nu\lambda_\Gamma}{c_q \rho_q \delta^2} (T_\Gamma - T_q) + \frac{6\sigma_0 a_q}{c_q \rho_q \delta} (T_\Gamma^4 - T_q^4)$$

де  $Nu$  — тепловий критерій Нуссельта, розраховується по залежностях з урахуванням відносного руху частинки в потоці газу;  $\rho_q$  і  $c_q$  — щільність і питома теплоємність матеріалу частинки.

Розв'язок цього диференціального рівняння можливо тільки чисельними методами. Аналіз процесу прогрівання дрібних частинок ( $\delta \leq 10^{-3}$  м) у потоці з  $T_\Gamma \approx 1200$  К, показав, що частка променистої складової теплообміну менше 30 %, а помилка в розрахунках часу прогрівання при обліку тільки конвективної складової не перевищує 10 %. Зі зменшенням розміру частинки погрішність розрахунків зменшується. При високих температурах, а також при великих частках роль променистого нагрівання сильно збільшується.

Інтегрування рівняння при урахування тільки конвективної складової дає наступну формулу для температури частинки:

$$T_q = T_\Gamma - (T_\Gamma - T_{q0}) \exp \left( - \frac{6Nu\lambda_\Gamma}{c_q \rho_q \delta^2} \tau \right) = T_\Gamma - (T_\Gamma - T_{q0}) \exp(-3BiFo)$$

де  $Bi = \frac{\alpha_k \delta}{2\lambda_q}$  - критерій Біо;  $Fo = \frac{4\lambda_\Gamma \tau}{c_q \rho_q \delta^2}$  - критерій Фур'є;

$T_{q0}$  - початкова температура частинок, К.

Якщо необхідно розрахувати повний час прогріву інертної сухої частинки, то з формули можна одержати

$$\tau_{Q/Q_{\max}} \leq 0,384 \frac{c_q \rho_q \delta^2}{Nu \lambda_\Gamma} \lg \left( 1 - \frac{Q}{Q_{\max}} \right)$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		15

де  $\frac{Q}{Q_{\max}}$  — відношення кількості теплоти, сприйнятого частинкою, до максимального можливого при даній температурі потоку; це відношення з достатньою точністю можна прийняти рівним 0,95 для визначення повного часу нагрівання частинки:

$$Q = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} (T_{\text{ч}} - T_{\text{ч}0}) \quad Q_{\max} = \frac{\pi \delta^3}{6} \rho_{\text{ч}} c_{\text{ч}} (T_{\text{г}} - T_{\text{ч}0})$$

Знак «менше» у нерівності відповідає частковому нагріванню. Для частинки натурального палива при прогріванні необхідно враховувати теплові ефекти реакцій розкладання й горіння летких речовин. У формулі щільність і теплоємність частинок залежать від характеристик палива, від умов процесу й поведінки частинок при нагріванні. Узагальнення суперечливих дослідних даних і методик розрахунків характеристик значної гами натуральних палив дозволяє рекомендувати для розрахунків питомої теплоємності сухої маси палива наступну залежність [21]:

$$c_{\text{ч}} = c_{\text{ч}0} + A_1 (T_{\text{ч}} - 273)$$

де  $c_{\text{ч}0}$  — початкова теплоємність сухої маси частинки при  $T_{\text{ч}0} = 273$  К;  $A_1$  — коефіцієнт; значення  $c_{\text{ч}0}$  й  $A_1$  наведені в табл. 2.1. Також в таблиці наведено значення  $\rho_{\text{ч}0}$ .

Таблиця 2.1 - Питома теплоємність, щільність і коефіцієнт  $A_1$  для найбільш характерних палив

Паливо	$A_1 \cdot 10^3$ , кДж/(кг·К <sup>2</sup> )	$c_{\text{ч}0}$ , при 273 К, кДж/(кг·К)	$\rho_{\text{ч}0}$ , при 313 К, кг/м <sup>3</sup>
Антрацити та пісне вугілля	0,63	0,92	1550-1680
Кам'яне вугілля	1,46	0,96	1350-1550
Буре вугілля	1,9	1,09	1100-1350
Сланці	1,25	1,047	1610-1770
Фрезерний торф	2,5	1,30	800-900
Деревина	0,209	0,712	700
Мазут	2,512	1,737	970-1000



З деякого моменту часу із частинки натурального палива починають інтенсивно виходити леткі речовини, які насичують прикордонний шар, що оточує частинку. Після запалювання летких відбувається швидке прогрівання частинки до температури, що дорівнює температурі потоку газів або перевищуючої її. Для оцінки часу прогрівання частинки (у секундах) до моменту запалювання летких у середовищі з концентрацією  $O_2$  10-21 %, можна скористатися емпіричними залежностями, запропонованими:

В.І. Бабієм для дрібних частинок ( $\delta \leq 10^{-3}$  м)

$$\tau_{\text{в.л}} = k_{\text{в.л1}} \cdot 5,3 \cdot 10^{14} T_{\text{Г}}^{-4} \delta^{0,8}$$

і В.К. Любовым і С. М. Шестаковим для великих частинок ( $\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м) при температурі газового потоку  $T_{\text{Г}} = 1173 \div 1373 \text{ K}$  й швидкості обтікання (швидкості відносного руху)  $\omega_{\text{отн}} = 0,1 \div 3 \text{ м/с}$

$$\tau_{\text{в.л}} = k_{\text{в.л2}} \cdot 10^{13} T_{\text{Г}}^{n_{\text{в.л}}} \delta^{m_{\text{в.л}}} (1 + \omega_{\text{отн}}^{c_{\text{в.л}}})$$

де  $k_{\text{в.л1}}, k_{\text{в.л2}}, n_{\text{в.л}}, m_{\text{в.л}}, c_{\text{в.л}}$  — дослідні коефіцієнти, наведені в табл. 2.2.

Роль випромінювання в цих формулах враховується.

У діапазоні розміру частинок  $10^{-3} < \delta < 5 \cdot 10^{-3}$  можна застосувати кожен із залежностей, але друга залежність має ту перевагу, що вона враховує швидкість відносного руху частинки в потоці.

Горіння летких речовин являє собою горіння гомогенних сумішей, що містять безліч компонентів, що дифундують від поверхні частинки назустріч кисню.

Час виходу й горіння летких (у секундах) у середовищі з концентрацією кисню може бути розраховано за емпіричними залежностями, запропонованими:

В. І. Бабієм для дрібних частинок ( $\delta \leq 10^{-3}$  м)

$$\Delta \tau_{\text{Г.л}} = k_{\text{Г.л1}} \cdot 0,5 \cdot 10^6 \delta^2$$

і В. К. Любовым і С. М. Шестаковим для великих частинок ( $\delta \geq 5 \cdot 10^{-3}$  м)

$$\Delta \tau_{\text{Г.л}} = k_{\text{Г.л2}} \cdot 10^8 T_{\text{Г}}^{n_{\text{Г.л}}} \delta^{m_{\text{Г.л}}} (1 + \omega_{\text{отн}}^{c_{\text{Г.л}}})$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						17
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

де  $k_{Г.Л1}, k_{Г.Л2}, n_{Г.Л}, m_{Г.Л}, c_{Г.Л}$  — дослідні коефіцієнти, так само наведені в табл. 2.2.

Таблиця 2.2 - Коефіцієнти, що характеризують вплив різних параметрів, на тривалість окремих стадій процесу горіння частинки

Величина	Вугілля						Ворку- тинський Ж
	Азей- ський Б	Черем- ховський Д	Інтин- ський Д	Кузнєцький			
				Д	2СС	Г	
$k_{B..Л2}/k_{B..Л1}$				$\frac{2,55}{0,8}$	$\frac{3,93}{0,85}$	$\frac{2,31}{0,75}$	2,76
$c_{B..Л} \left( \omega_{отн} \leq 1 М/с \right)$	5,42	5,81	3,55	-0,09	-0,17	-0,11	-0,13
$c_{B..Л} \left( \omega_{отн} c_{B..Л} > 1 М/с \right)$	-0,08	-0,08	-0,08	-0,17	-0,17	-0,19	-0,22
	-0,16	-0,16	-0,16				
$k_{Г..Л2}/k_{Г..Л1}$	4,31	4,55	8,76	$\frac{8,32}{1,6}$	$\frac{13,19}{1,4}$	$\frac{8,45}{1,55}$	10,52
	-1,16	-1,16	-1,26				-1,32
$n_{Г..Л}$	1,9	1,9	1,87	-1,28	-1,35	-1,3	1,78
$m_{Г..Л}$	-0,13	-0,13	-0,13	1,83	1,79	1,79	-,017
$c_{Г..Л} \left( \omega_{отн} \leq 1 М/с \right)$	-0,44	-0,45	-0,46	-0,14	-0,17	-0,16	-0,56
$c_{Г..Л} \left( \omega_{отн} c_{B..Л} > 1 М/с \right)$				-0,49	-0,57	-0,55	

Горіння летких, як і прогрів частинок — відносно швидкий процес у порівнянні з горінням коксового залишку. Саме тому більшість дослідників розглядає горіння натурального палива як горіння коксового залишку. З такого припущення зміну маси частинки в часі можна записати у вигляді

$$\frac{dm_q}{d\tau} = -G_c M_c F_{нов}$$

де  $G_c$  — швидкість вигорання вуглецю, к моль/(м<sup>2</sup>·с);

$M_c = 12$  кг/моль — молекулярна маса вуглецю.

Якщо прийняти, що частинка має форму кулі й вигорає тільки по зовнішній поверхні, то враховуючи, що  $m_{\text{ч}} = \frac{\pi \delta^3}{6}$  а  $F_{\text{нов}} = \pi \delta^2$ , одержимо рівняння вигоряння частинки

$$\frac{d\delta}{d\tau} = -\frac{2M_c}{\rho_{\text{ч}}} G_c$$

а після інтегрування — час вигоряння до розміру  $\delta$

$$\tau = -\frac{1}{2M_c} \int_{\delta_0}^{\delta} \frac{\rho_{\text{ч}}}{G_c} d\delta$$

Повний час вигоряння частинки можна визначити, прийнявши  $\delta = 0$ . Як впливає з формули, завдання вигоряння коксової частинки зводиться тепер до знаходження поверхневої швидкості горіння вуглецю. Тому розглянемо процес горіння вуглецю коксової частинки, який не тільки дає найбільше тепловиділення, але й визначає в значній мірі тривалість горіння частинки натурального палива і її температуру.

Горіння вуглецю — гетерогенний процес, обумовлений як кінетикою горіння (на поверхні й у глибині) вуглецевого масиву частинки, так і дифузійним перенесенням кисню й продуктів згоряння до палаючої поверхні частинки. На кінетику процесу великий вплив виявляє структура вуглецевого матеріалу частинки твердого палива. Найпоширеніші в природі види чистого вуглецю — алмаз і графіт. Алмаз — типове кристалічне утворення із чітким розміщенням атомів у кристалічній решітці. Графіт — аморфне вуглецеве утворення, що має структуру, яка полягає з хаотично розташованих кристалітів. Графіт є полікристалічним матеріалом: його поверхня утворена різними кристалографічними поверхнями. Розміри кристалітів у графіті коливаються в широких межах, від десяти до десятків тисяч ангстрем.

Вуглець коксу палива — практично чистий вуглецевий матеріал, по своїй структурі він близький до графіту. Крім того, у процесі спалювання палива (навіть рідкого й газоподібного) утворюється сажа або нафтовий кокс — також чистий вуглець. Кристалографічними дослідженнями вуглецю коксового залишку частинок твердого палива встановлено, що вони мають кристалічні включення й навіть окремі монокристали. Зміст кристалітів у коксі залежить

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						19
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

від температури коксування й звичайно збільшується зі зростанням температури процесу. Аналогічна закономірність помічена у вуглеці палив різного геологічного віку. Чим старше паливо, тим більше в ньому кристалічних включень. Таким чином, вуглець палива має неоднорідну структуру поверхні. Неоднорідність вуглецевої поверхні буде змінюватися залежно від частинки різних кристалографічних площин, що становлять поверхня, і від їхньої площі.

Поряд з такою мікрокристалічною неоднорідністю поверхня вуглецю палива має й інший вид нерівномірності — порозність. Вуглецева поверхня порізана величезною кількістю мікротріщин і пор найрізноманітнішої форми й розмірів. Нерівномірність, шорсткість і пористість структури вуглецевої поверхні є наслідком відсутності чіткої кристалічної структури вуглецю палива. Вуглець коксу має ще більш пористу поверхню, тому що виділення вологи й летких приводить до утворення нових пор, до збільшення їх розмірів. Необхідно враховувати вплив пористої структури вуглецевої поверхні на вигорання вуглецю. Пори, проникаючи глибоко усередину вуглецевої частинки й з'єднуючись між собою, утворюють велику внутрішню поверхню вуглецевої частинки, що іноді значно перевершує зовнішню. За певних умов окислювач може проникнути глибоко в пори й тоді реакція відбувається й усередині частинки, на її внутрішній поверхні. Зневага внутрішнім реагуванням може привести в деяких умовах до значних помилок в розрахунках вигорання.

При гетерогенному горінні вуглецю реакція відбувається на його поверхні, до якої надходять молекули кисню з навколишнього об'єму. Вивченням механізму окислення вуглецю займалося широке коло дослідників протягом приблизно ста років. І на теперішній час можна вважати загальновизнаним послідовний стадійний характер окислення вуглецю. Вважається, що взаємодія вуглецю з окислювачем ( $O_2, CO_2, H_2O$ ) відбувається за участю проміжних нестабільних продуктів, які протягом більш-менш тривалого часу перебувають в адсорбованому стані на зовнішній поверхні вуглецевого масиву й на поверхні пор. Таким чином, взаємодія йде через утворення адсорбованого шару газу на вуглецевій поверхні.

Розглянемо докладніше поняття адсорбції. Якщо дві фази, що не змішуються, привести у зіткнення, то концентрація одної з фаз на границі розподілу буде більшою, ніж в об'ємі. Це згущення речовини біля поверхні розподілу й називається адсорбцією. Воно обумовлене тим, що атоми на поверхні твердого тіла звичайно піддані дії невірніноважених сил. В об'ємі тіла

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						20
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

всі атоми врівноважуються силами притягання з боку сусідніх атомів, а в поверхні такої рівноваги може й не бути. Тоді в поверхні масиву виникає поле сил притягання, спрямоване перпендикулярно до поверхні. Насичення зв'язків атомів на поверхні звичайно відбувається при адсорбції одного шару молекул. Така адсорбція називається мономолекулярною.

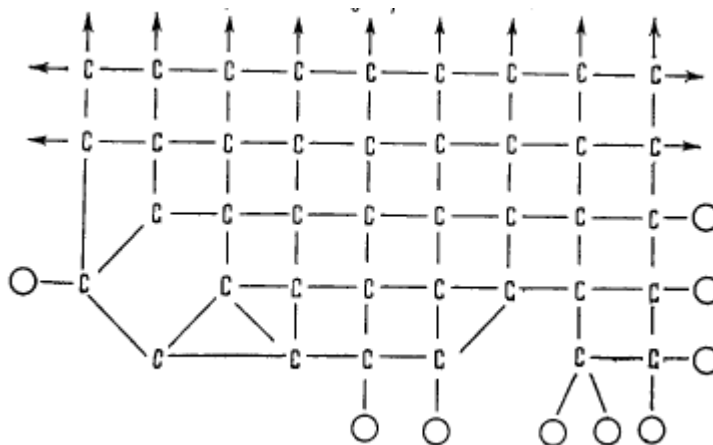


Рисунок 2.1 - Схема насичення зв'язків атомів на поверхні вуглецевого масиву. C – атоми вуглецю, O - адсорбовані молекули газу.

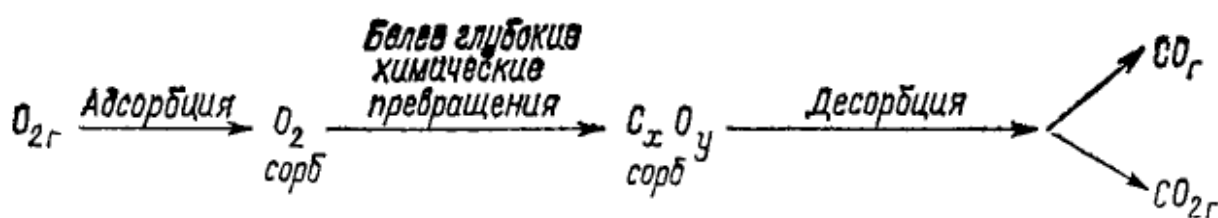
Іноді при адсорбції утворюється кілька поверхневих шарів (полімолекулярна адсорбція). Адсорбція може відбуватися під впливом різноманітних сил: фізичного притягування, хімічних сил і ін.

Поверхня багатьох тіл інертна в тому розумінні, що валентності їх атомів насичені зв'язками з боку сусідніх атомів. Якщо адсорбція викликана силами фізичного притягування, то вона називається звичайно фізичною адсорбцією. Іноді поверхня масиву має велику насиченість зв'язків атомів. Схема поверхні вуглецю для цього випадку представлена на рис. 2.1. При адсорбції така поверхня прагне утворювати хімічні зв'язки з речовиною дотичної з нею фази. Такий вид адсорбції називають хемосорбцією (хімічна адсорбція). Це головний вид адсорбції на поверхні металів і вуглецю. Відмінність хімічної адсорбції від фізичної полягає в тому, що при хімічній адсорбції відбувається перенос електронів між адсорбентом і адсорбатом і об'єднання їх електронних оболонок, тим самим мають місце процеси, що супроводжуються хімічними взаємодіями.

Поверхня вуглецю надзвичайно неоднорідна, що робить її ділянки в різному ступені доступними для адсорбції. При порівняно низьких температурах тільки невелика частина поверхні вуглецю доступна хемосорбції.

Хемосорбція помітно залежить від температури, зростаючи з її збільшенням. Тейлором була розроблена теорія активованої хемосорбції й показано, що хемосорбції властива енергія активації. В силу того що зі збільшенням температури в хемосорбцію утягуються все нові, менш активні ділянки поверхні, енергія активації хемосорбції звичайно трохи підвищується.

При взаємодії вуглецю коксових частинок з киснем у процесі хемосорбції утворюються оксид і діоксид вуглецю. Які є первинними продуктами окиснення. Однак кисень ніколи не може бути сорбований у чистому виді. Сорбційний механізм взаємодії кисню з вуглецем може бути представлений у вигляді наступної наближеної схеми:



Атоми кисню, що перебувають поблизу вуглецевої поверхні, адсорбуються на поверхні й утримуються на ній за рахунок хімічних сил. При цьому відбувається глибоке об'єднання атомів кисню й вуглецю з утвором складних гіпотетичних сполук типу  $C_x O_y$ . Ці сполуки (комплекси) розпадаються після закінчення деякого часу з виділенням  $CO$  і  $CO_2$ . Внаслідок стадійного характеру цього процесу швидкість його буде визначатися швидкістю протікання найбільш повільної стадії. Процес протікає не стаціонарно. Однак залежно від макро- і мікроскопічної структури вуглецевої поверхні й температурних умов відносна швидкість і вплив цих стадій на процес адсорбції можуть сильно мінятися. Враховуючи інтенсивний характер сорбції, швидкість поверхневої взаємодії можна описати вираженням  $W \sim k' F_{адс}$ , де  $F_{адс}$  — площа активної поверхні, вкритої адсорбованим газом.

Згідно з адсорбційною ізотермою Ленгмюра активна частка поверхні пропорційна парціальному тиску газоподібного компонента в поверхні або його концентрації, тобто

$$W = \frac{k' C_{no}}{\Phi + C_{no}}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		22

де  $k'$  — дослідна константа швидкості поверхневої реакції, що залежить від температури за законом Арреніуса;  $C_{no}$  — концентрація реагуючого в поверхні газу;  $\Phi$  — дослідна величина, що залежить від температури процесу й структури вуглецевої поверхні. Комплекс  $\frac{C_{no}}{(\Phi + C_{no})}$  являє собою величину, пропорційну частці активної поверхні, доступної адсорбованим газам. Швидкість процесу пропорційна площі цієї поверхні. З ростом температури швидкість розпаду поверхневих комплексів сильно зростає й частка поверхні, яка зайнята адсорбованим газом, прагне до нуля. У цих умовах  $\Phi \gg C_{no}$  і

$$W \approx \frac{k'C_{no}}{\Phi} = kC_{no}$$

де  $k$  — дослідна константа поверхневої реакції.

Остання формула являє собою швидкість поверхневої хімічної реакції при високотемпературному горінні.

Загальноприйнято, що у широкому діапазоні температур і тисків ухвалює перший порядок реакцій вуглецю з киснем, з вуглекислотою й водяною парою. Якщо для реакції вуглецю з  $CO_2$  до температури 1800 К дослідженнями Л. Н. Хитрина й А. Л. Мосса доведений перший порядок реакції по  $CO_2$ , то порядок реакцій вуглецю з  $O_2$  і  $H_2O$  дослідженням Д. А. Франк-Каменецкого, Паркера й Хоттеля, І. І. Палеева, М. А. Поляцкина й інших дослідників явно менше одиниці. Однак припущення про перший порядок реакції сильно спрощує як обробку дослідних даних, так і розрахунковий аналіз процесу горіння, не вносячи істотних помилок.

При низькотемпературному окисленні вуглецю сорбційний механізм розвитку процесу цілком визначає інтенсивність вигорання вуглецю й кількість і якість одержуваних продуктів. Сорбційний механізм взаємодії з киснем навіть для найменш активного вугілля (графіт, електродне вугілля, високотемпературний кокс) перестає явно виявляти себе вже при температурах 600-800 К, і процес здобуває сталий характер. У той же час при взаємодії вуглецю з вуглекислотою або водяною парою сорбційні явища виявляють свій вплив навіть при температурах 1000-1200 К. З підвищенням хімічної активності вугілля й збільшення екзотермічного ефекту реакції спостерігається зниження тих температур, після досягнення яких роль сорбційних процесів значно скорочується.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						23
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

При топкових температурах для горіння вугілля в повітрі можна зневажити нестаціонарністю реакцій горіння, тому що сорбційні процеси протікають у цих умовах практично миттєво, і вважати, що даній кількості поглиненого вугіллям окислювача відповідає стехіометрична кількість продуктів, що виділяються, реакції. При цьому швидкість реакції може бути описана вираженням. Механізм горіння в цих умовах здобуває як би миттєвий, ударний характер.

Таким чином, з аналізу процесу вигорання вуглецю впливає, що існують дві температурні області протікання горіння:

1. Низькотемпературне повільне окислення, при якому переважну роль відіграють сорбційні процеси і їх необхідно враховувати в розрахунках. Прикладом може служити окислення палива при його тривалому зберіганні, сушінні.

2. Високотемпературне горіння, при якому швидкість адсорбції й десорбції настільки велика, що можна зневажити нестаціонарністю, пов'язаною із сорбційними процесами. У цій області температур протікають топкові процеси.

## 2.2 Основні реакції, що відбуваються при горінні вуглецю

Основними газами, що реагують із вуглецем коксу палива або з вуглецем сажі є кисень, вуглекислота, водяна пара. Незалежно від того, по якому механізму відбувається окислення вуглецю, будемо вважати, що первинними продуктами горіння є вуглекислота й окис вуглецю. При високій вологості палива, що спалюється, коли в продуктах згорання може перебувати значна кількість водяної пари, або при окисленні вуглецю водяною парою (при «мокрій» газифікації) у первинних продуктах можлива поява водню й метану. При одночасному одержанні ряду первинних продуктів існує можливість взаємодії вуглецю з декількома окиснювачами, якщо тільки вони будуть перебувати в контакті з вуглецевою поверхнею. Таким чином, для горіння вуглецю характерне різноманіття реакцій. Механізм цих реакцій досить складний і детально ще не з'ясований, що ускладнює створення єдиної, науково обґрунтованої й повністю доведеної розрахункової схеми вигорання вуглецю.

Основним підсумком процесу горіння вуглецю при високих температурах є сполука кисню з вуглецем по реакціях  $C + O_2 = CO_2$  і  $2C + O_2 = 2CO$ . Ці реакції називаються первинними. Поряд з ними в поверхні палаючої вуглецевої частинки можлива взаємодія окису вуглецю з киснем, що

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						24
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



дифундує  $2CO + O_2 = 2CO_2$  з об'єму, а на поверхні палаючої частинки можливе відновлення  $2C + O_2 = 2CO$  вуглекислоти, що утворюався.

Ці реакції вторинними. За певних умов або первинні, або вторинні реакції можуть відігравати основну роль у процесі горіння. Кожна з реакцій має свій тепловий ефект  $q$ , знак якого може бути різним. Виходячи із цього припущення, вважаємо, що при високотемпературному горінні вуглецю протікають наступні основні підсумкові реакції на зовнішній поверхні частинки й на поверхні пор:

1.  $C + O_2 = CO_2 + 395 \text{ кДж/моль}$
2.  $2C + O_2 = 2CO + 219 \text{ кДж/моль}$
3.  $C + CO_2 = 2CO - 175,5 \text{ кДж/моль}$
- 3'.  $C + H_2O = CO + H_2 - 130,5 \text{ кДж/моль}$
- 3''.  $C + 2H_2O = CO_2 + 2H_2 - 132 \text{ кДж/моль}$
- 3'''.  $C + 2H_2 = CH_4 - 74,9 \text{ кДж/моль}$

В умовах зустрічної дифузії продуктів неповного згорання від поверхні вуглецевого масиву в потік окислювача назустріч їм з навколишнього об'єму, неминуча взаємодія поблизу вуглецевої поверхні по реакціях:

4.  $2CO + O_2 = 2CO_2 + 571 \text{ кДж/моль}$
- 4'.  $2H_2 + O_2 = 2H_2O + 231 \text{ кДж/моль}$
- 4''.  $CH_4 + 2O_2 = CO_2 + 2H_2O + 892 \text{ кДж/моль}$
- 4'''.  $CO + H_2O = CO_2 + H_2 + 40,4 \text{ кДж/моль}$

У випадку високотемпературного горіння, можна прийняти спрощене уявлення для швидкості реакцій, виходячи з першого порядку реакцій. Швидкість гомогенної реакції горіння може залежати від концентрацій обох компонентів. Однак дослідні дані показують, що швидкість горіння  $CO, H_2$  й  $CH_4$  визначається вмістом цих компонентів у суміші та лише при малих концентраціях кисню починає залежати також і від вмісту останнього. Прийmemo, що зміна констант швидкостей реакцій від температури підкоряється закону Арреніуса. Тоді для кожної реакції буде слушна формула:

$$dG_i = C_i k_{0i} e^{-\frac{E_i}{RT}} d\tau$$

де  $i$  — номер реакції.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		25

Таблиця 2.3 – Енергія активації для різних реакцій (кДж/моль)

Реакція	Значення $E$ , кДж/моль	
	електродного вугілля	кокса різних палив
1. $C + CO_2 = CO_2$	210-90	140-75
2. $2C + O_2 = 2CO$	210-140	125-85
3. $C + CO_2 = 2CO$	100-360	200-100
4. $C + H_2O = CO + H_2$	160-330	140-180

У табл. 2.3 представлені межі енергії активації, отримані в різних дослідженнях для реакцій взаємодії вуглецю з газами. Велика відмінність енергій активації навіть для одного виду вуглецевого матеріалу викликана не тільки неоднорідністю вуглецевих матеріалів, але й недостатньо точним обліком дифузійного впливу.

Обробка дослідних матеріалів [21] по кінетиці взаємодії вуглецю з газами в напівлогарифмічних координатах показує (рис. 2.2), що лінії залежності логарифма константи швидкості реакції ( $\lg k$ ) від зворотної температури ( $1/T$ ) при збільшенні температури сходяться, що дозволяє зробити припущення про наявність деякої умовної точки — полюса.

Це дозволяє зв'язати між собою енергію активації й передекспоненційний множник у залежності Арреніуса або виразити константу швидкості реакції, знаючи тільки енергію активації, через координати полюса  $k^*$  й  $T^*$  по формулі:

$$k_i = k^* \exp \left[ -\frac{E_i}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right]$$

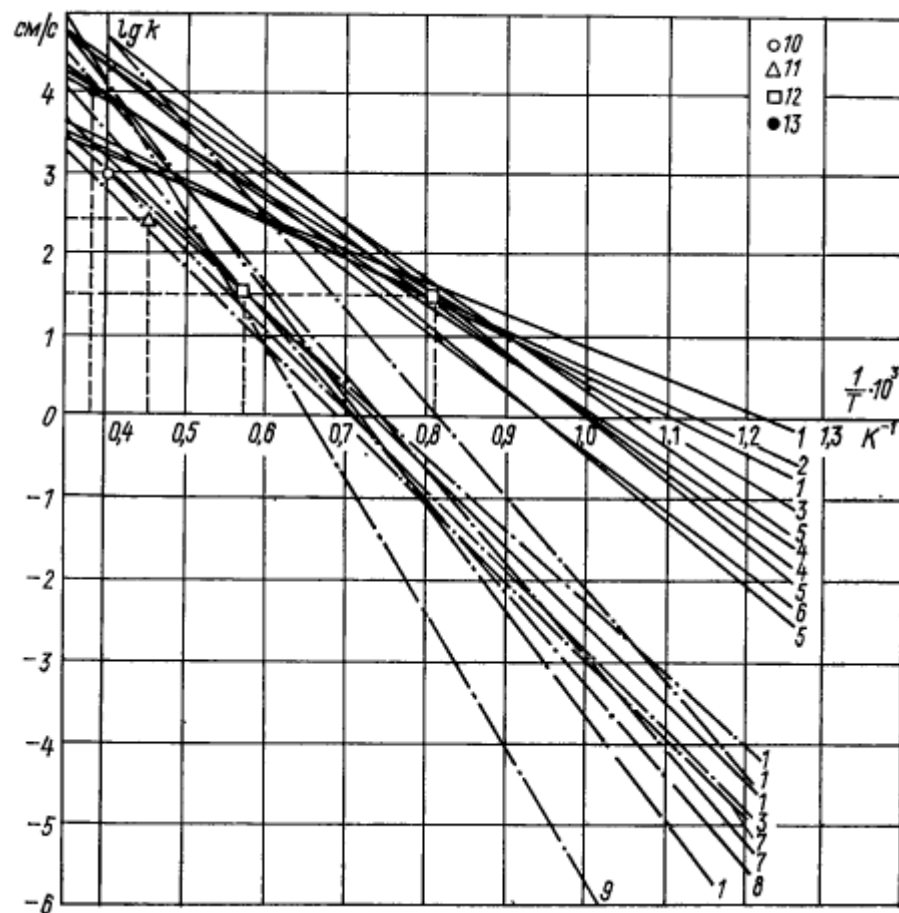


Рисунок 2.2 – Залежність  $\lg k$  від  $1/T$  для твердих палив за даними різних авторів. Суцільні лінії – реакція  $C + O_2$ ; штрих пунктирні – реакція  $C + CO_2$ ;

1 - по даним Л.А.Вуліса; 2 – Л.Н.Хітріна; 3 – З.Ф.Чуханова; 4 – В.Н.Ніколаєва; 5 – Е.С.Головіной; 6 – Тю та ін.; 7 – Маєрса; 8 – М.Н.Савінова; 9 – В.Г.Дубінського; 10 – полюс за даними В.В.Померанцева; 11 – за даними Г.Ф. Кіорре и І.І.Палєєва; 12 – Л.А.Вуліса; 13 – С.М.Шестакова.

Місце розташування полюса у різних дослідників різне. Так, у роботах В. В. Померанцева прийняті координати полюса  $k^* = 10 \cdot \frac{M}{c}$ ,  $T^* = 2500K$ ; у книзі «Теорія топкових процесів» Г. Ф. Кнорре, І. І. Палєєва, К. М. Арєф'єва й ін.  $k^* = 2,5 \cdot \frac{M}{c}$ ,  $T^* = 2200K$ ; у Л. А. Вуліса два полюси із загальною координатою  $k^* = 0,315 \cdot \frac{M}{c}$  й с  $T_1^* = 1240K$  и с  $T_2^* = 1740K$  Використовуючи значення координат полюсів, можна дати зв'язок між енергією активації й  $k_0$ . Цей зв'язок буде мати вигляд:

для координат полюса у В. В. Померанцева

Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата

025.150074.MP.2020.001

Арк.

27

$$\lg k_0 = 0,208 \cdot 10^{-4} E + 1;$$

у Г. Ф. Кнорре, І. І. Палеева, К. М. Ареф'єва

$$\lg k_0 = 0,237 \cdot 10^{-4} E + 0,398;$$

у Л. А. Вулиса (реакція  $C + O_2$ )

$$\lg k_0 = 0,418 \cdot 10^{-4} E - 0,5$$

Розрахунки по різних формулах дають близькі значення констант для топкових температур. На рис. 2.3 (Д. М. Хзмалян й Т. В. Виленский) нанесені дослідні точки, відповідні до значень  $k_0$  і  $E$ . Великий розкид точок щодо проведених ліній не дозволяє віддати перевагу ні однієї із залежностей.

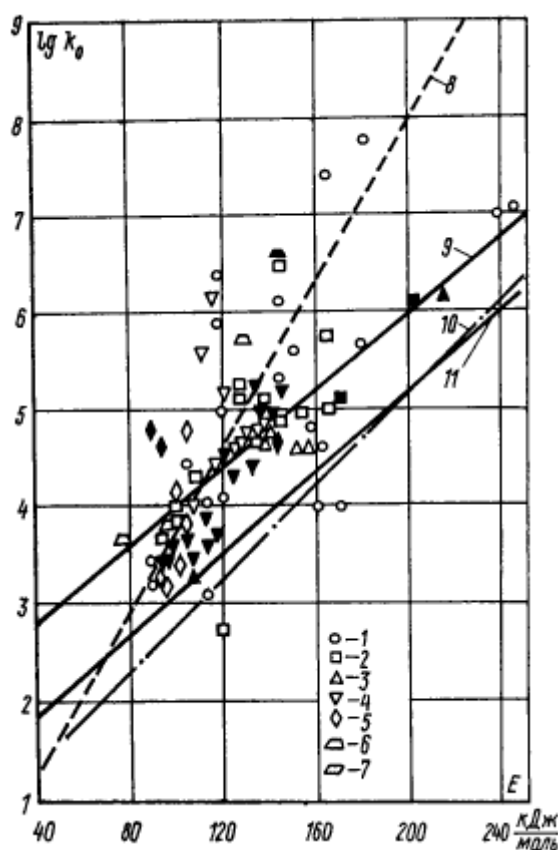


Рис. 2.3 – Зв'язок між  $\lg k_0$  и  $E$  за даними різних дослідів

1 - електродне вугілля; 2 – антрацит; 3 – пісне вугілля; 4 – кам'яне вугілля; 5 –  
буре вугілля; 6 – деревне вугілля; 7 – торф.

Розгляд експериментального матеріалу приводить до висновку, що полюс повинен бути розташований в області досить високих температур. Одним з варіантів може бути полюс, запропонований С. М. Шестаковим, з

координатами  $k^* = 100 \frac{M}{c}, T^* = 2600 K$ . У цьому випадку зв'язок між  $k_0$  і  $E$  описується рівністю

$$\lg k_0 = 0,2 \cdot 10^{-4} E + 2$$

Дослідження Л. А. Вуліса, В. В. Померанцева й інших показують, що між енергією активації різних реакцій вуглецю з  $O_2$  і  $CO_2$  для одного й того самого коксу є певний зв'язок. На підставі аналізу численних досвідчених даних можна прийняти наступні відносини енергій активації різних реакцій:

$$\frac{E_2}{E_1} = 1,1; \quad \frac{E_3}{E_1} = 2,2; \quad \frac{E_{3'}}{E_1} = 1,6.$$

Відсутність досвідчених даних по кінетиці цих реакцій на зовсім однакових вуглецевих поверхнях не дозволяє перевірити ці співвідношення в широких межах. Однак використання представлених співвідношень для практичних розрахунків дає задовільні результати. Таким чином, знаючи енергію активації тільки для однієї реакції вуглецю коксу, можна легко одержати константи інших реакцій. У табл. 2.4 даються значення енергії активації для реакції  $C + O_2 = CO_2$  для коксів твердого палива різних видів.

Таблиця 2.4 – Енергія активації, кДж/моль

Паливо	Значення $E_1$	Паливо	Значення $E_1$
Деревне вугілля	75-84	Кам'яне вугілля	115-135
Торф	85	Пісне вугілля	140-146
Буре вугілля	90-105	та антрацит	
		Електродне вугілля	167

### 2.3 Вигоряння вуглецевої частки в умовах топкового процесу

Численні досліди по визначенню температури палаючих коксових частинок були проведені В. І. Бабієм та І. П. Івановою. У ході цих досліджень температура газового середовища змінювалася від 1200 до 1800 К, концентрація кисню — від 21 до 5 %, а діаметр частинок - від 0,1 до 1 мм.

На рис. 2.4 представлені дані цих дослідів, з яких випливає, що максимальне перевищення температури частинки над температурою потоку становить приблизно 600 К. Зі зменшенням концентрації кисню температура частинки знижується й при змісті  $O_2$  у димових газах близько 5 % перевищує температуру газів лише на 100 К.

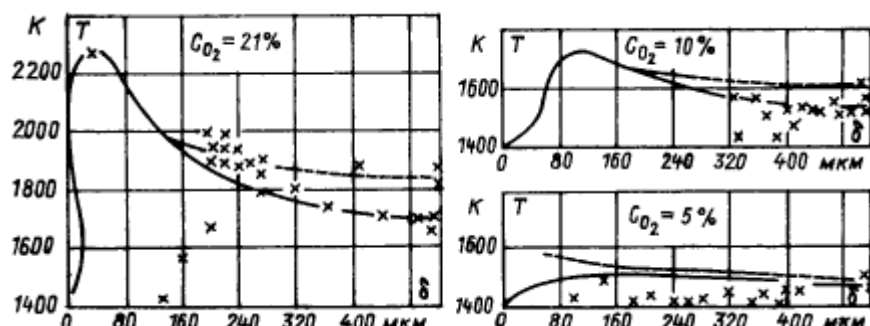


Рисунок 2.4 - Температура палаючих коксових частинок залежно від їхнього розміру й від концентрації кисню в продуктах згоряння при  $T_r = 1400\text{K}$

На підставі дослідних даних В. І. Бабія та І. П. Іванової запропонована залежність

$$\Delta T = 0,206(1900 - T_r)^{0,74} \delta^{-0,16} C_{O_2}$$

де  $\Delta T$  — перевищення температури частинки над температурою газового потоку, К;  $T_r$  — температура газів, К;  $\delta$  - діаметр частинки, мм;  $C_{O_2}$  — концентрація  $O_2$ , %.

Аналогічні результати отримані в роботах С. В. Бухмана, що дозволяє використовувати цю наближену залежність для розрахунків. При невисоких концентраціях кисню й порівняно великих частках можна без великої погрішності зневажати різницею температури  $\Delta T$ .

Якщо відомі розміри частинки, тиск і температурні умови процесу, а також склад середовища, у якому відбувається вигорання, то на основі цих вихідних даних можна визначити кінетичні константи й умови массообміну. При визначенні коефіцієнта матеріального обміну  $\alpha_D$  необхідно спочатку знайти швидкість витання частинок або відносну швидкість частинок у потоці. Коефіцієнт матеріального обміну можна знайти по залежності  $Nu = f(Re, Pr)$ .

Для сильно турбулізованих потоків можна використовувати наближену залежність  $Nu = 0,1Re$ . З достатньою точністю можна вважати, що при  $N_1 + N_2 \leq 0,1$  процес горіння йде в кінетичній області, і в цьому випадку можна зневажати дифузійним опором. При розвиненому високотемпературному горінні й збільшенні розмірів вуглецевих частинок усе більше значення набуває дифузійний опір процесу. При  $N_1 + N_2 > 10$  можна зневажати кінетичним опором і вважати, що процес іде в дифузійній області.

Як показано вище, розрахункові вираження, крім того, міняються залежно від схеми процесу. Якщо  $Se < 0,4$ , то вигорання протікає за схемою з непалаючим прикордонним шаром. При  $0,4 < Se < 2$  має місце палаючий прикордонний шар, а при  $\frac{1}{Se} + \frac{1}{2N_3} \leq 0,5$  починається перехід до схеми з подвійним палаючим прикордонним шаром.

На рис. 2.5 представлені умовні розрахункові області горіння частинок деревного вугілля в координатах розмір частинки — температура процесу.

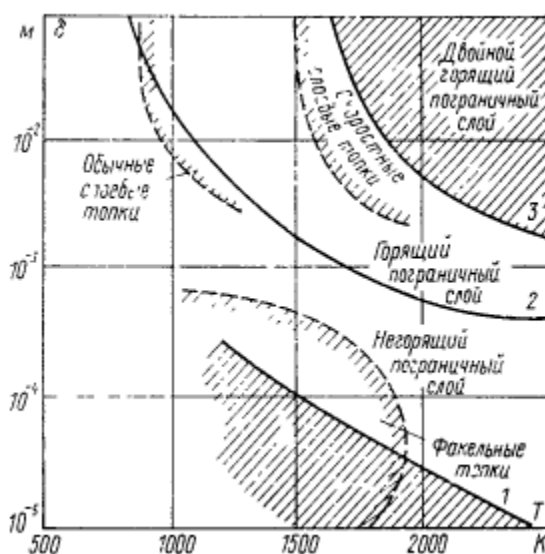


Рисунок 2.5 - Розрахункові області процесу горіння частинок деревного вугілля (без урахування водяної пари)

1 - верхня границя кінетичної області горіння, 2 — нижня границя палаючого прикордонного шару, 3 — нижня границя дифузійної області горіння.

Константи швидкості взаємодії вугілля з киснем і горіння  $CO$ ,  $k_1 \div k_3$  визначаються формулами (в) м/с:

$$k_1 = k^* \exp \left[ -\frac{75000}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right];$$

$$k_2 = k^* \exp \left[ -\frac{83700}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right];$$

$$k_3 = k^* \exp \left[ -\frac{201000}{RT} \left( 1 - \frac{T}{T^*} \right) \right].$$

де координати полюса  $k^* = 100$  м/с й  $T^* = 2600$  К.

Як впливає з рис. 2.5, горіння частинок деревного вугілля менш  $0,5 \cdot 10^{-3}$  м протікає в області непалаючого граничного шару практично у всьому інтервалі температур (якщо не враховувати реакцій «микрої» газифікації). При прийнятих кінетичних характеристиках факельне горіння частинок з  $\delta \leq 0,5 \cdot 10^{-3}$  м і  $T_q \leq 1800$  К буде відповідати кінетичній й проміжній областям і протікати за схемою з непалаючим прикордонним шаром. Горіння ж частинок розміром понад  $(1-5) \cdot 10^{-3}$  м відбувається за схемою з палаючим прикордонним шаром ( $Se > 0,4$ ).

Якщо визначена область вигорання вуглецевої частинки, то можна визначити час її згорання.

Для кінетичної області горіння, вважаючи постійними щільність і температуру частинки, константу швидкості реакції, парціальний тиск кисню, час горіння можна обчислювати за формулою [21]

$$\tau = -\frac{1}{2M_c} \int_{\delta_\theta}^{\delta} \frac{\rho_q}{G_c} d\delta = -\frac{1}{2M_c} \int_{\delta_\theta}^{\delta} \frac{\rho_q RT}{kp_{1\Delta}} d\delta = \frac{1}{2M_c} \frac{\rho_q RT}{kp_{1\Delta}} (\delta_\theta - \delta)$$

Таким чином, час горіння при розглянутих умовах пропорційно розміру частинки в першому ступені.

Для дифузійної області горіння, час горіння [21]

$$\tau = -\frac{1}{2M_c} \int_{\delta_\theta}^{\delta} \frac{\rho_q RT \delta}{Nu_D D_{p1\Delta}} d\delta = \frac{1}{4M_c} \frac{\rho_q RT}{Nu_D D_{p1\Delta}} (\delta_\theta^2 - \delta^2)$$

тобто час горіння частинки в дифузійній області пропорційно розміру частинки у квадраті.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						32
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



## 2.4 Вплив вмісту летких у процесі запалювання природних твердих палив

Дослідження процесу запалювання природного твердого палива, що проводилися як у лабораторних умовах (з окремою частинкою, потоком частинок, елементарним факелом), так і на промислових обладнаннях і укрупнених стендах, чітко показують, що леткі відіграють досить велику роль при запалюванні й на початкових стадіях горіння палива (В. І. Ніколаєв, Б. Д. Кацнельсон, Ю. Н. Корчунов, С. В. Бухман, С. Л. Шагалова і ін.). Чим більше летких у початковому складі палива, тим за інших рівних умов швидше відбувається його запалювання й тим інтенсивніше воно вигорає.

Вихід і горіння летких найчастіше випереджає горіння коксу, тому що леткі, які виходять з поверхні частинок протидіють дифузії окислювача до поверхні коксу. Однак залежно від розміру частинок і від умов їх обтікання потоком, у граничному шарі (або на його ділянках) може створюватися різна концентрація летких. У дрібних частинок або на ділянках поверхні з інтенсивною зовнішньою дифузією у великих частинок інтенсивність виходу потоку летких з поверхні частинки менше інтенсивності їх відводу із граничного шару. Концентрація летких у ньому стає дуже малою. При цьому стає можливим доступ окислювача до поверхні коксу й (при сприятливих температурних умовах) його горіння, причому горіння летких відбувається в об'ємі факела між частинками.

У великих частинок леткі, що виходять із частинки, утворюють біля неї в граничному шарі оболонку з горючої суміші летких і окислювача. Ця оболонка й запалюється в момент, коли створюються сприятливі умови. Потім леткі продовжують дифундувати зі частки палива до поверхні горіння, що утворилася. До неї ж підходить і вступає в реакцію кисень із зовнішнього середовища. Протягом деякого часу леткі, що виходять підтримують поверхню горіння на деякій відстані від поверхні частинки, не допускають кисень до реакції з коксом. У міру зменшення інтенсивності виходу летких починається проникнення кисню до поверхні коксу і його горіння.

Таким чином, при розрахунках процесу запалювання твердого природного палива необхідно оцінювати в часі різні стадії формування парогазової суміші летких і окислювача, у якій відбувається запалювання, залежно від умов нагрівання частинок палива, що попадають у топкову камеру. Для того щоб зосередити увагу на особливостях процесу, нижче, при аналізі

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						33
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

механізму запалювання палива, умовами нагрівання частинки будемо задаватися.

Розглянемо процес запалювання малої поодинокі частинки палива у необмеженому середовищі з постійною температурою. Частинка палива, потрапляючи в середовище з підвищеною температурою, вносить із собою граничну плівку повітря, яка, з одного боку, є приймачем летких, що виділяються з палива, а з іншого — зоною, у якій, можливо, почнеться запалювання. Ефективну товщину граничної плівки для сферичної частинки можна знайти з відомого співвідношення:[21]

$$\delta_{\text{эфф}} / \delta_{\text{ч}} = 1 / (Nu - 2)$$

де  $\delta_{\text{эфф}}$  — ефективна товщина плівки;  $\delta_{\text{ч}}$  — розмір частинки.

Звідси випливає, що для досить малих частинок ( $Nu \rightarrow 2$ ) відносна товщина граничної плівки досить значна. Нижче буде показано, що концентрації летких у граничному шарі пропорційні квадрату радіуса частинки. Тому можна чекати, що концентрації летких у граничному шарі для частинок дуже малого розміру досить невеликі.

Визначимо інтенсивність виділення летких (вихід летких в одиницю часу). Зневажаючи нестационарність процесу дифузії й вважаючи, що леткі проходять крізь прикордонний шар за рахунок дифузії і за рахунок молярного переносу, рівняння передачі можна записати в такий спосіб:

$$Q_{\text{л}} = 4\pi\rho^2 \left( -D \frac{dC_{\text{л}}}{d\rho} + \omega C_{\text{л}} \right)$$

де  $Q_{\text{л}}$  — витрата летких, моль/с;  $\rho$  — поточний радіус прикордонної плівки, м;  $C_{\text{л}}$  — концентрація летких, моль/м<sup>3</sup>;  $\omega$  — швидкість молярного переносу, м/с.

Для витрати окислювача також можна записати:

$$Q_{\text{в}} = 4\pi\rho^2 \left( -D \frac{dC_{\text{в}}}{d\rho} + \omega C_{\text{в}} \right)$$

де  $C_{\text{в}}$  — концентрація окислювача (повітря).

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		34

Якщо запалювання ще не відбулося, то можна вважати, що  $C_B = 0$ ; з іншого боку, у будь-який момент часу  $C_L + C_B = C_{0B}$ , де  $C_{0B}$  — початкова концентрація окислювача, моль/м<sup>3</sup>. Розв'язавши при зазначених припущеннях рівняння, знаходимо

$$Q_L = \frac{4\pi\rho^2 DC_{0B}}{C_{0B} - C_L} \frac{dC_L}{d\rho}$$

Вважаючи, що при  $\rho = r_1$  (де  $r_1$  — радіус граничної плівки)  $C_L = 0$ , після інтегрування рівняння одержуємо

$$\ln \frac{C_{0B} - C_L}{C_{0B}} = \frac{Q_L}{4\pi DC_{0B}} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{\rho} \right)$$

Вихід летких у часі можна визначити, якщо відома інтенсивність виділення летких з палива залежно від температури й часу, для чого слід користуватися аналітичними формулами й даними по кінетиці термічного розкладання палив.

Розглянемо процес запалювання частинки торфу розміром  $\delta_q = 0,1 \cdot 10^{-3}$  м при температурі середовища 1100 К. Враховуючи невеликий розмір частинки й відносно невисоку температуру середовища, можна вважати, що процес термічного розкладання відбувається в ізотермічних умовах (тобто виходом летких за час прогрівання частинки до температури, близькій до температури середовища, можна зневажити). Скористаємося однокомпонентною схемою розрахунків процесу термолізу [21]. Визначаємо  $E = 38,52$  МДж/моль;  $k_0 = 83,3$  с<sup>-1</sup>. Згідно з вираженням при температурі 1100 К константа швидкості процесу термолізу  $k = 1,24$  с<sup>-1</sup>. По виразу (при  $n = 1, V_0 = 0,725$ ) визначаємо сумарний вихід летких у часі (рис. 2.6). Ці дані вже можуть бути основою для визначення витрати летких; однак при безпосередньому переході до витрати летких одержуємо його в г/с, тоді як обчислення по формулі і наступний аналіз вимагають знання витрати в моль/с, а для цього необхідно знати склад летких. Для визначення складу летких скористаємося даними. Квazістатичний вихід летких з торфу в грамах на кілограм сухого палива наведений у табл. 2.5.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						35
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

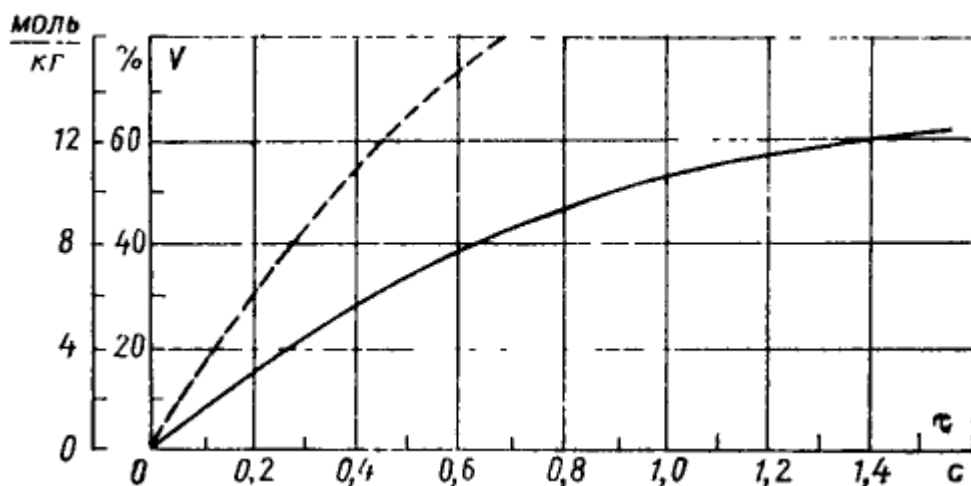


Рисунок 2.6 - Залежність сумарного виходу летких від часу ( $\delta_{\tau} = 10^{-3} \text{ м}$ , температура частинки 1100 K)

Суцільна лінія — у відсотках сухої маси вихідного палива; штрихова — у молях на кг вихідного палива.

Таблиця 2.5 - Квазістатичний вихід летких з торфу, г/кг

З'єднання	Молекулярна маса	Температура, K							
		470	520	570	620	670	720	770	820
Вода розкладання	18	60	112	140	157	170	180	189	205
Кислота	60	5	9	13	16	18	18	18	18
Смола	110	10	25	32	38	42	45	50	54
CO	28	1,0	1,5	2,0	2,5	4,0	7,0	12,0	18,0
CO <sub>2</sub>	44	32	56	76	91	102	110	116	120
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28	0,3	0,4	0,6	0,9	1,2	2,8	3,8	4,0
CH <sub>4</sub>	16	1,5	2,0	2,5	2,9	3,2	4,6	6,0	7,5
H <sub>2</sub>	2	-	-	-	-	0,05	0,4	0,8	1,6
Всього	-	109,8	205,9	266,1	308,3	340,45	367,8	395,6	428,1

Молекулярна маса смоли прийнята по формулі  $C_6H_4(OH)_2$ . Слід зазначити, що у зв'язку з невеликим числом молів смоли в суміші летких неточність при виборі молекулярної маси не позначиться суттєво на

результатах розрахунків. Квazістатичний вихід летких у молях на кг сухого торфу наведений у табл. 2.6.

Таблиця 2.6 - Квazістатичний вихід летких з торфу, моль/кг

З'єднання	Температура, К							
	470	520	570	620	670	720	770	820
Вода								
розкладання	3,33	6,23	7,28	8,72	9,45	10,00	10,50	11,40
Кислота	0,08	0,15	0,22	0,27	0,30	0,30	0,30	0,30
Смола	0,09	0,23	0,29	0,35	0,38	0,41	0,45	0,49
CO	0,04	0,05	0,07	0,09	0,14	0,25	0,43	0,64
CO <sub>2</sub>	0,73	1,27	1,73	2,07	2,32	2,50	2,64	2,72
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	0,01	0,015	0,02	0,03	0,04	0,10	0,14	0,15
CH <sub>4</sub>	0,09	0,12	0,16	0,18	0,20	0,29	0,38	0,47
H <sub>2</sub>	-	-	-	-	0,02	0,20	0,40	0,80
Всього	4,37	8,06	9,77	11,71	12,85	14,05	15,24	16,97

Далі по даним розрахунків виходу летких у часі (рис. 2.6) для нашого випадку сумарний вихід летких через 0,15 зі становить приблизно 11 % (110 г/кг); цей вихід відповідає умовній температурі приблизно 470 К (табл. 2.5) отже, сумарному виходу 4,37 моль/кг (табл. 2.6). Аналогічно через 0,6 с вихід летких у відсотках сухої маси становить приблизно 37 %; умовна температура близько 720 К і вихід летких 14,05 моль/кг. Результати перерахування наведено на графіку рис. 2.5. Скориставшись цими даними, можна визначити середню секундну витрату летких на будь-якому проміжку часу  $\Delta\tau$ :

$\Delta\tau, c$	0 - 0,1	0,1-0,2	0,2-0,3	0,3-,04	0,4-0,5	0,5-0,6	0,6-0,7
$Q_{\text{л}}, \text{моль}/(\text{кг} \cdot c)$	20	30	24	20	18	18	18

Тепер по рівнянню можна розраховувати поля концентрацій у граничному шарі в будь-який момент часу. Слід тільки мати на увазі, що секундна витрата летких обчислена на 1 кг сухого торфу, тому подальші розрахунки слід проводити по формулі

$$\ln \frac{C_{0B} - C_{\text{л}}}{C_{0B}} = \frac{Q_{\text{л}} r_q^3 \gamma}{3DC_{0B}} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{\rho} \right)$$

Тут і далі

$r_q$  — радіус частинки;  $\gamma$  — щільність палива (при 1400 кг/м<sup>3</sup>);

$C_q$  — концентрація окислювача в поверхні частинки;  $C_{cp}$  — концентрація окислювача в середині граничного шару; початкова концентрація окислювача  $C_{0B} = 44,7 \cdot 273 / 1100 = 11,1$  моль/м<sup>3</sup>; коефіцієнт дифузії  $D = 1,15 \cdot 10^{-4}$  м<sup>2</sup>/с (нестационарністю процесу дифузії в початковий період часу зневажаємо);  $\delta_{эфф} = 0,05 \cdot 10^{-3}$  м. Результати розрахунків, наведені в табл. 2.7.

Таблиця 2.7 - Розрахунки концентрації у граничному шарі ( $\delta_q = 0,1 \cdot 10^{-3}$ ) м

Концентрація , моль·м <sup>3</sup>	Час, с						
	0-0,1	0,1-0,2	0,2-0,3	0,3-0,4	0,4-0,5	0,5-0,6	0,6-0,7
$C_q$	0,17	0,17	0,13	0,10	0,09	0,09	0,09
$C_{cp}$	0,03	0,03	0,02	0,01	0,01	0,01	0,01

Результати переконливо показують, що при запалюванні одиначної частинки малого розміру леткі практично не беруть участі в процесі, тому що концентрація їх у граничному шарі вкрай низька. Навіть повне згоряння летких у граничному шарі при їхніх максимальних концентраціях і питомій теплоті згоряння ( $\delta_q = 0,1 \cdot 10^{-3}$  м,  $T_{cp} = 1100$  К) приведе до підвищення температури в порівнянні з температурою середовища всього на 50—60 К. Слід підкреслити, що розглядалося запалювання одиначної частинки, коли надлишок повітря дорівнює нескінченності.

Результати розрахунків також показують, що при запалюванні частинки невеликого розміру концентрація окислювача на її поверхні не набагато відрізняється від концентрації окислювача в середовищі. Цей висновок зберігається і для сукупності дрібних частинок (факела). Леткими насичується не тільки граничний шар біля частинок, але й увесь пилоповітряний потік. Таким чином, при запалюванні й на початкових стадіях горіння дрібної частинки або факела, що полягає із частинок невеликого розміру (що, як правило, має місце в пиловугільних топках), кокс може брати участь у процесі окислення.

Суттєво інакше складається справа із запалюванням частинок більшого розміру. Розгляд формули для секундної витрати летких показує, що при тій

самій секундній витраті летких величина  $\ln \frac{C_{0B} - C_{Л}}{C_{0B}}$  зростає приблизно пропорційно квадрату радіуса частинки. Тому при збільшенні розміру частинки концентрації летких у граничному шарі різко зростають.

Розглянемо процес запалювання частинки розміром  $\delta_q = 1 \cdot 10^{-3}$  при попаданні її в середовище з температурою 1100 К. Розрахунки показують, що середня швидкість наростання температури частинки в цих умовах становить приблизно 490 К/с (нерівномірністю нагрівання по товщині частинки зневажаємо).

У цьому випадку час прогрівання частинки до температури, близькій до температури середовища, наближений до часу, необхідного для завершення процесу термолізу).

Результати розрахунків за однокомпонентною схемою в припущенні, що  $E = 38,52 \text{ МДж/моль}$ ,  $k_0 = 83,3 \text{ с}^{-1}$ , а  $V_0 = 0,725$ , представлені на рис. 2.7

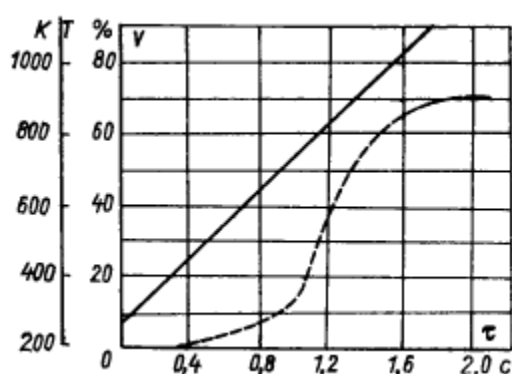


Рисунок 2.7 - Залежність сумарного часу виходу летких від часу ( $\delta_q = 10^{-3}$  м, температура середовища 1100 К, середня швидкість нагрівання частинки 490 К/с)

Суцільна лінія – умовне зростання частинки в часі; штрихова – вихід летких у відсотках сухої маси вихідного палива.

Так само як і в попередньому випадку обчислюємо секундну витрату летких у моль/(кг·с) до заданого моменту й далі знаходимо поля концентрацій летких у граничному шарі. Особливістю розрахунку є те, що частинка попадає у високотемпературне середовище при початковій температурі, наближеної до 0°С. Тому процес дифузії в різні моменти часу (до придбання частинкою температури середовища) відбувається при різних температурах, причому

температура по товщині граничної плівки в будь-який заданий момент часу зростає від температури частинки до температури середовища. Цю обставину необхідно враховувати насамперед при визначенні значень  $C_{0B}$ .

Товщина прикордонної плівки визначалася по залежності  $\frac{\delta_{эфф}}{\delta_q} = \frac{1}{(Nu-2)}$ , причому було прийнято  $Nu = 4$ , а  $\delta_{эфф} = 0,5 \cdot 10^{-3}$  м. Результати розрахунків полів концентрації наведені в табл. 2.8 і рис.5.3.

Таблиця 2.8 - Розрахунки полів концентрацій у граничному шарі ( $\delta_q = 1,0 \cdot 10^{-3}$  м)

Концентрація , г·моль·м <sup>3</sup>	Час, с								
	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0	1,1	1,4
$C_q$	2,6	2,6	2,6	2,6	4,5	5,4	7,1	9,4	9,7
$C_{cp}$	0,6	0,6	0,6	0,6	1,2	1,55	2,33	3,7	4,5

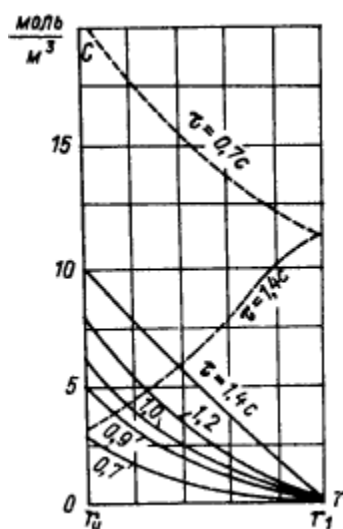


Рисунок - 2.8 - Розподіл концентрацій летких і окислювача в граничній плівці залежно від часу ( $\delta_q = 10^{-3}$  м)

Суцільні лінії — леткі; штрихові — окислювач.

Проведений аналіз показує, що при запалюванні великої частинки ( $\delta_q = 10^{-3}$  м і більш) при  $T_{cp} = 1100$  К леткі досить інтенсивно насичують прикордонну плівку, у якій створюється парогазова суміш горючих і окислювача, що визначає умови запалювання. Концентрація окислювача на



поверхні частинки в цьому випадку дуже швидко знижується, і коксовий залишок практично не може брати участь у процесі запалювання й у початкових стадіях горіння.

Визначення періоду індукції до samozapalювання аеросуміші вимагає знання теоретичних температур у районі частинки при окисленні летких, що виділяються. Також потрібно знати їх теплоту згоряння. Для визначення складу летких знову скористаємося даними про їхній квазістатичний вихід. При наступному перерахуванні на реальні умови будемо враховувати залежність сумарного виходу летких від часу. Значення теплоти згоряння летких залежно від температури наведені в табл. 2.9.

Таблиця 2.9 - Теплота, що виділилася при згорянні леткого,  $Q$  і теплота згоряння леткого  $Q_p^H$  залежно від температури

Леткі	Значення $Q$ , кДж, при $T$ , К						
	470- 520	520- 570	570- 620	620- 670	670- 720	720- 770	770- 820
Вода		-	-	-	-	-	-
розкладання							
Кислота	64,1	64,1	48,1	29,3	-	-	-
Смола	456,4	213,5	184,2	121,4	92,1	150,7	121,4
CO	5,0	5,0	5,0	15,1	30,6	51,1	61,1
CO <sub>2</sub>	-	-	-	-	-	-	-
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	5,0	10,0	15,1	15,1	80,4	50,2	10,0
CH <sub>4</sub>	27,6	27,6	22,2	16,7	77,5	77,5	83,0
H <sub>2</sub>	-	-	-	7,1	50,2	57,8	115,1

За цими даними, можна визначити залежність теплоти згоряння суміші летких від часу для нашого випадку (рис. 2.9). Наявність мінімуму на кривій відображає зміну складу летких.

Дані про розподіл концентрацій летких у граничній плівці (рис. 2.8) і про теплоту згоряння суміші летких (рис. 2.9) дозволяють визначити теоретичні температури горіння летких у граничній плівці згідно з формулою

$$T_a = T + Q_p^H C_{\text{л}} / c_p$$

Тут  $T$  — температура в заданій точці граничної плівки в цей момент часу ( $T_{cp} \geq T \geq T_u$ );  $C_L$  — концентрація летких у тій же точці в цей момент часу;  $Q_p^H$  - теплота згоряння суміші летких у цей момент часу;  $c_p$  — питома теплоємність суміші летких.

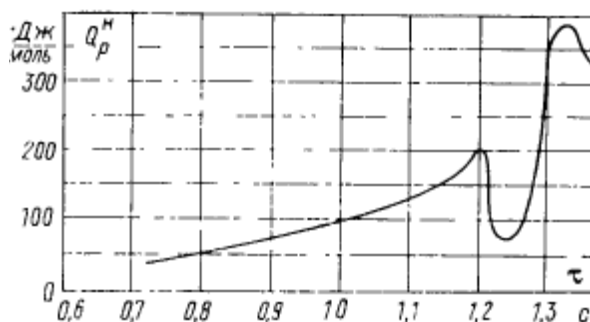


Рисунок 2.9 - Залежність теплоти згоряння суміші летких від часу  
( $\delta_u = 10^{-3}$  м)

Якщо в заданій точці граничного шару коефіцієнт надлишку повітря  $\alpha > 1$ , то теоретичні температури визначаються теплотою згоряння летких. При  $\alpha < 1$  теоретичні температури визначаються кількістю окислювача.

Результати розрахунків теоретичних температур у граничному шарі залежно від часу представлені на рис. 2.10. Наведені дані показують, що при недоліку окислювача на поверхні частинки теоретичні температури мають максимум у тій області граничного шару, де горюча суміш леткі — окислювачі мають стехіометричне відношення  $\alpha = 1$ .

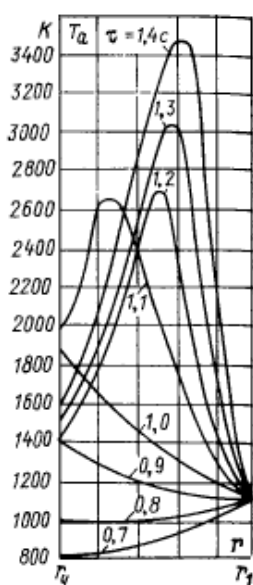


Рисунок 2.10 - Розподіл теоретичних температур у прикордонній плівці залежно від часу ( $\delta_u = 10^{-3}$  м)

На графіку (рис. 2.11) наведено періоди індукції; передбачається, що кінетичні характеристики реакції, яка призводить до запалювання:  $E = 108,87 \text{ МДж/с}$   $k_0 = 5,6 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Результати розрахунків показують, що криві періодів індукції будуть мати мінімум, відповідний до максимуму теоретичної температури; збільшення температури й питомої теплоти згоряння суміші летких у граничній плівці зменшує період індукції. Через 1,4 с після потрапляння частинки торфу розміром  $10^{-3} \text{ м}$  у середовище з температурою 1100 К мінімальний період індукції буде 0,03с, тобто горюча суміш, що утворюється в граничному шарі, практично миттєво запалюється. Запалювання відбудеться десь у середині граничного шару, у тій області, де леткі й окислювач утворюють стехіометричну суміш, а час індукції буде мінімальним. Запалювання летких у граничному шарі переведе процес на більш високий температурний рівень, після чого почнеться основний процес горіння.

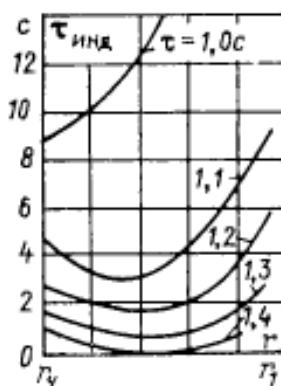


Рисунок 2.11 – Період індукції процесу запалювання суміші леткі-окислювач у граничній плівці залежно від часу, що пройшов від початку процесу

Слід зазначити, що дані розрахунків часу індукції носять допоміжний характер і далекі від реальних умов процесу, тому що сполука суміші леткі-окислювач у граничному шарі безупинно змінюється. Виключенням є розрахунки при  $\tau_{\text{инд}} \rightarrow 0$  (у нашому випадку — через 1,4 с після потрапляння частинки в гаряче середовище). Саме для визначення цього моменту й проводиться серія допоміжних розрахунків значень  $\tau_{\text{инд}}$ . Аналіз процесу запалювання окремої частинки твердого природного палива показує роль летких у цьому процесі й при обліку умов теплообміну в запиленому потоці і його аеродинаміки може служити базою для розрахунків процесу запалювання пиловугільного факела. При запалюванні аеросуміші пилу природних палив виділення летких відбувається в об'ємі, заповненого частинками палива, які

перебувають на порівняно близькій відстані один від одного. В об'ємі відбувається нагромадження летких, тобто утворюється горюча суміш; при досягненні певних умов вона запалюється й горить, причому концентрація окислювача на поверхні дрібних частинок у цьому випадку буде близькою до концентрації окислювача в об'ємі. Із цього погляду процес запалювання й горіння аеросуміші паливного пилу в часі можна розбити на три етапи: 1) підготовки горючої суміші леткі — окислювач; 2) запалювання цієї суміші; 3) процес горіння летких і коксового залишку. Природно, що час на підготовку суміші летких з окислювачем, на її запалювання й вигорання основної маси летких виявляється значно меншим, ніж час, необхідний для вигорання коксу. Тому, незважаючи на те, що для більшості твердих природних палив основу факела в тепловому й кількісному відношенні становлять коксові частинки, леткі відіграють істотну роль при запалюванні факела, оскільки є додатковим джерелом теплоти, що прискорюють запалювання твердої фази.

## 2.5 Горіння частинок вугілля у пиловугільному факелі

Пилоподібний спосіб спалювання твердих палив у факелі має певні переваги перед іншими способами (наприклад, шаровим), тому що дозволяє спалювати багатозольні й вологі палива, збільшувати щільність теплового потоку, повністю механізувати й автоматизувати подачу й спалювання палива, видалення шлаків і золи і т.д. При підготовці вихідного палива існуючими методами (дроблення, розмел) у факелі горять частинки, розміри яких відрізняються друг від друга на один-два порядки, тобто у топковій камері спалюється поліфракційний пил. Здрібнювання палива приводить до того, що запас пального в кожній поросині (пилинки) малий при великій поверхні. Це забезпечує гарний контакт молекул пального й окиснювача й швидке згорання палива у факелі. Порошини внаслідок малості й парусності рухаються практично разом з потоком газів. Швидкості їх обтікання невеликі. Навіть для великих порошин (більше 250—300 мкм) газів, що відстають від висхідного потоку у топленні, можна вважати, що відносні швидкості їх руху дорівнюють швидкостям витання. І хоча із цих причин критерій Нуссельта прагне для порошин до мінімального значення, коефіцієнти теплообміну й массообмена великі через малий розмір частинок ( $\alpha = Nu \lambda / \delta$ ;  $\alpha_D = Nu_D D / \delta$ ). Розігрів палаючих порошин щодо газового середовища внаслідок гарного теплообміну невеликий, але згоряють вони за відносно короткий час.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		44

Наявність леткої частини принципово відрізняє процес вигорання натурального палива від процесу вигорання чистого вуглецю. Леткі речовини суттєво полегшують запалювання палива. Як показують розрахунки, підтверджені дослідними даними, леткі, що виділяються дрібними частинками (до 200 мкм), насичують газовий об'єм, утворюючи горючу газоповітряну суміш, яка й починає горіти. Для великих частинок (більш 500 мкм) запалювання летких починається в межах граничної плівки близько поверхні через недостатньо інтенсивний дифузійний масообмін з газовим об'ємом.

На початку процесу горіння може спостерігатися одночасне вигорання летких і коксу. Однак для не дуже великих частинок горіння вуглецю коксового залишку є найбільш тривалою із усіх стадій процесу горіння (до 90 % загального часу горіння частинки).

У пиловугільних топках, як показали численні дослідження, спостерігається сильна аеродинамічна й теплова неоднорідність поблизу пальників (рис. 2.12).

На початковій ділянці факела, де здійснюється запалювання палива, у зоні основного потоку поля швидкостей, складових газів, вмісту горючих і концентрації пилу мають різко виражені максимуми, а поля температур, газів і вміст  $CO_2$  — мінімуми. У вісьовій зоні чітко визначається область зворотного руху топкових газів до початку факела (область рециркуляції) з високими швидкостями, вмістом  $CO_2$  і температурою. Підсмоктування гарячих газів з ядра факела здійснюється не тільки в вісьовій зоні, але й на зовнішніх границях струменя (факела). Це приводить до підвищення температури пилоповітряної суміші, що поступає в топку, за рахунок конвективного теплообміну. У деякій мірі впливає радіаційна теплота випромінювання факела, яка в загальному балансі теплоти становить 10-15 %. Порошини, що прогріваються, виділяють леткі, які змішуючись із газами, утворюють горючу суміш. Ця суміш запалюється, що приводить до горіння самих частинок. Для палив, бідних леткими, попередній розігрів пилоповітряної суміші повинен бути настільки значним, щоб привести до помітних швидкостей окиснених і відновлюваних гетерогенних реакцій на поверхні частинок. Підсмоктування продуктів згорання до кореня факела зменшує концентрації пального й окислювача (кисню). Але цей негативний вплив перекривається позитивним впливом підвищення температури. Розрахунки показують, що швидкість реакцій окислення дуже різко зростає через підвищення температури, незважаючи на

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						45
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

зменшення концентрації кисню. Збільшення швидкості реакції приводить до запалювання.

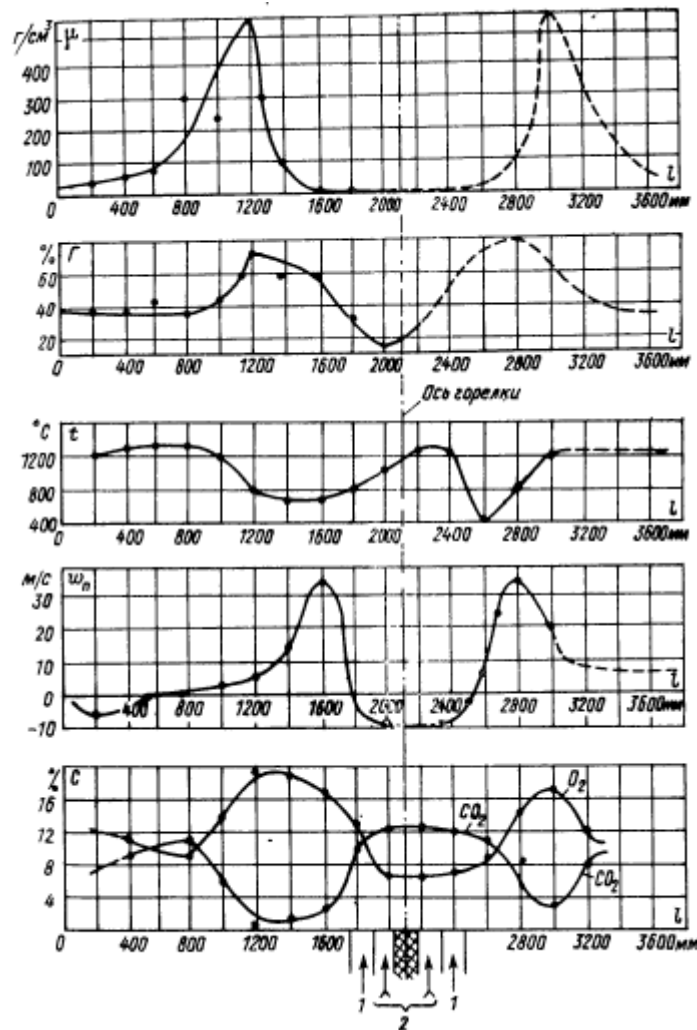


Рисунок 2.12 - Розподіл концентрації пилу  $\mu$ , змісту горючих  $\Gamma$ , температури  $t$ , швидкостей  $\omega$  і концентрації газів  $C$  на початковій ділянці факела в топках із зустрічним розташуванням вихрових пальників при спалюванні антрацити  
1 - подача повітря; 2 — подача паливного пилу;  $l$  — відстань від бічного екрана.

Таким чином, кількість топкових газів, що надходять у зони рециркуляції, визначається, з одного боку, реакційними властивостями палива, а з іншого — інтенсивністю закручування пилоповітряної суміші, що надходить із пальника в топкову камеру.

Отже, конструкція пальникового обладнання, розміщення пальників у топковій камері, характер руху газів виявляють самий істотний вплив на запалювання вугільного пилу і його стійкість. В окремих випадка при

неналагодженому топковому процесі може бути винос з топки значної кількості пилу, який не запалився.

Отже, у зоні біля пальників факел суттєво неоднорідний. Однак на відстані одного діаметра (калібру) від пальника градієнти всіх складових факела значно зменшуються, а зона зворотних струменів зникає (рис. 2.13); на відстані двох калібрів від пальника відбувається вирівнювання концентрації пилу, кисню, продуктів згоряння, а також температури по перетину факела, тобто йде активний процес горіння паливного пилу по всьому перетину факела. При цьому потрібно враховувати, що частинки горять не окремо одна від одної, а у взаємодії. При чому на початку факела (у зоні високих концентрацій кисню) буде вигорати велика кількість дрібних порошин, а горіння середніх і великих порошин буде відбуватися в зоні низьких концентрацій кисню — це основний недолік факельного способу спалювання палива. Тому потрібно або розтягувати факел, або (для деяких палив) різко стоншувати помел, щоб одержувати прийнятну механічну неповноту згоряння. На поточну температуру факела впливають також умови горіння й теплообміну. Таким чином, окремі порошини горять в умовах, створюваних горінням усіх частинок.

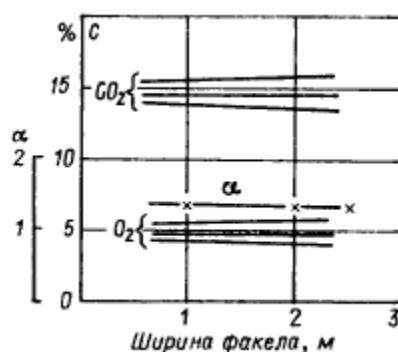


Рисунок 2.13 - Поля концентрацій  $CO_2$ ,  $O_2$  і коефіцієнт надлишку повітря  $\alpha$  по перетину факела у видаленні від пальників

Аналітичні розрахунки вигорання твердого палива в неізотермічному тривимірному факелі на цей час практично неможливі. В [21] наведено наближену методику розрахунку втрат з механічним недопалом. Основні припущення, покладені в основу цієї методики розрахунку вигорання поліфракційного прямооточного факела:

1. Оскільки горіння великих і середніх порошин, що визначають механічну неповноту згоряння, протікає в умовах, при яких є відома

однорідність властивостей по перетину факела, то приймається одномірна (по довжині факела) схема вигорання.

2. Час запалювання палива зневажливо малий в порівнянні із загальним часом його вигорання, яке визначається тривалістю горіння великих частинок коксового залишку.

3. Впливом зольності на горіння можна зневажити, тому що зовнішня зола й частково внутрішня відділяються при розмелюванні від горючої частини натурального палива. Таким чином, розглядається палаюча частинка, що складається з вуглецю коксу.

4. Волога виділяється при сушінні й прогріві частинок і на процес горіння не виявляє впливу.

5. Температура частинок приймається приблизно рівній температурі газового потоку.

6. Порядок хімічної реакції ухвалюється рівним по кисню як компоненту, що перебуває в надлишку.

7. Вважається, що кінцевий продукт згорання —  $CO_2$ , тобто можна зневажати впливом горіння  $CO$  в межах граничного шару (непалаючий граничний шар).

8. Не враховується роль відбудовної реакції й внутрішніх реакцій.

Аналіз горіння одиночних частинок показує справедливість двох останніх допущень при температурах, що мають місце при факельному спалюванні розмеленого твердого палива.

Для розрахунків вигорання частинки в одномірному факелі може бути використане рівняння й обумовлене умовами горіння вираження для  $G_c$  обумовлене умовами:

$$G_c = \frac{\alpha_D}{RT} p_{1\Delta} \frac{N_1}{1 + N_1} = \frac{\alpha_D k_1}{\alpha_D + k_1} C_{O_2}$$

де  $C_{O_2} = p_{1\Delta}/(RT)$  — концентрація кисню в газі, кмоль/м<sup>3</sup>.

Поточна концентрація кисню визначається з кисневого балансу. Леткі, виділяючись і згоряючи в зоні запалювання, витрачають на своє горіння частину кисню. Тоді, враховуючи припущення, можна записати:

$$G_{O_2} = 0,21\alpha V^0 - 0,21V_{\mathcal{L}}^0 V^P - 0,21V_K^0 (K^P - G) = 0,21[\alpha V^0 - V_{\mathcal{L}}^0 V^P - V_K^0 (K^P - G)]$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						48
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



де  $V_L^0$  — об'єм повітря, необхідний для згоряння 1 кг летких, м<sup>3</sup>/кг;

$V_K^0 = 8,89$  м<sup>3</sup>/кг — об'єм повітря, необхідний для згоряння 1 кг коксу, м<sup>3</sup>/кг;

$G$  — механічна неповнота згоряння коксу, що розраховується на 1 кг палива, кг/кг;  $K^P$  — відносний вміст коксу в робочій масі палива, кг/кг.

Величина  $K^P$  розраховується за формулою

$$K^P = 1 - (W^P + A^P + V^P)/100$$

Враховуючи, що  $V^0 = V_K^0 K^P + V_L^0 V^P$  одержимо

$$G_{O_2} = 0,21 \left[ \alpha V^0 - V^0 + V_K^0 K^P - V_K^0 (K^P - G) \right] = 0,21 V_K^0 \times \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} + G \right]$$

Тоді поточна концентрація кисню (кмоль/м<sup>3</sup>) буде

$$C_{O_2} = \frac{P_T}{RT} \cdot 0,21 \frac{V_K^0}{V_T} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} + G \right]$$

Рівняння зміни розміру частинки коксу  $i$ -ї фракції в процесі вигорання записується у вигляді

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = - \frac{2M}{\rho_K} \frac{\alpha_D k_1}{\alpha_D + k_1} C_{O_2}$$

або

$$\frac{d\delta_i}{d\tau} = - \frac{P_T}{RT} \cdot 0,21 \frac{2M}{\rho_K} \frac{V_K^0}{V_T} \frac{k_1}{1 + \frac{1}{Nu_D} \frac{k_1 \delta_i}{D}} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} + G \right]$$

де  $M = 12$  кг/моль — молярна маса вуглецю;  $\rho_K$  — густина коксу, кг/м<sup>3</sup>.

Для інтегрування цього рівняння потрібно знати зв'язок між величиною  $G$  й поточним розміром частинки коксу  $\delta_i$ .

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						49
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

2.6 Горіння поліфракційного факелу в кінетичній та дифузійній областях  
Зв'язок між неповнотою згоряння коксу  $G$  й поточними розмірами частинок різних фракцій виражається співвідношенням

$$G = K^p \int_{(\delta_{0i})_\tau}^{\delta_{0i}} \frac{|dR_{0i}|}{d\delta_{0i}} \left( -\frac{\delta_i}{\delta_{0i}} \right)^3 d\delta_{0i}$$

де  $\delta_{0i}$  й  $\delta_i$  — відповідно початковий і поточний розмір частинки  $i$ -ї фракції, м;  $\delta_{0i}$  — початковий розмір найбільш великої частинки, м;  $(\delta_{0i})_\tau$  — початковий розмір частинки, що повністю згоріла до моменту часу  $\tau$ , по закінченні якого залишаються горіти частинки, початковий розмір яких більше  $(\delta_{0i})_\tau$ ,  $R_{0i}$  — відносний масовий вміст (залишок на ситі) частинок розміром рівним або більшим  $\delta_{0i}$  у вихідному пилу.

Оскільки число частинок тієї або іншої фракції зберігається незмінним до їхнього повного згоряння й тому дорівнює початковому, то добуток дорівнює масі частинок коксу даної фракції, що не згорів до моменту часу  $\tau$ . По цій же причині інтегрування у формулі проводиться по початкових розмірах частинок.

Розподіл частинок вихідного пилу по фракціях задовільно визначається відомою формулою Розіна — Раммлера

$$R_{0i} = e^{-b\delta_{0i}^n}$$

де  $b$  й  $n$  — дослідні коефіцієнти, що характеризують відповідно тонкість помолу й рівномірність зернового складу (показник полідисперсності). Вони визначаються по залишках на двох характерних ситах (звичайно на ситах 90 і 200 мкм). Чим більше  $b$ , тим тонше пил (при  $b \rightarrow 0 R \rightarrow 100\%$ ; при  $b \rightarrow \infty R \rightarrow 0$ ); чим вище показник полідисперсності  $n$ , тим менше відрізняються по розмірах один від одного частинки пилу. Для вугільного пилу залежно від сорту вугілля й типу млинів  $n$  змінюється в межах від 0,8 до 1,6, а коефіцієнт  $b$  — у межах від  $4 \cdot 10^{-3}$  (грубий пил) до  $4 \cdot 10^{-2}$  (тонкий пил).

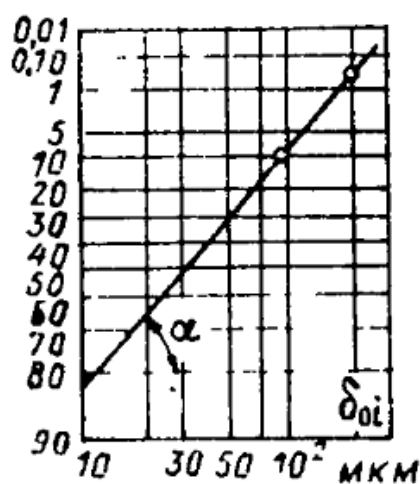
Постійну  $n$  зазвичай знаходять графічно, користуючись подвійними логарифмічними координатами. Двічі логарифмуючи величину  $\frac{1}{R_{0i}}$  з вираження, одержимо рівняння прямої в координатах  $\ln \ln(1/R_{0i}), \ln \delta_{0i}$ :

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						50
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

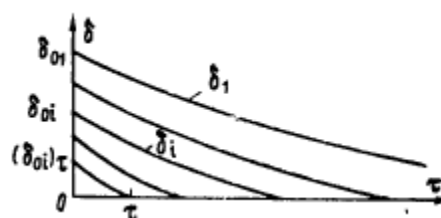
$$\ln \ln (1/R_{0i}) = \ln b + n \ln \delta_{0i}$$

На графіку (рис. 2.14) з такими координатами (на шкалах безпосередньо відкладаються значення  $R_{0i}$  у відсотках і  $\delta_{0i}$  в мкм) по двом значенням  $R_{0i}$  будується пряма лінія, що представляє розсів вугільного пилу. Тангенс кута нахилу  $\alpha$  прямій до осі  $\ln \delta_{0i}$ ; дорівнює показнику полідисперсності. Величина  $b$  може бути знайдена розрахунками по якій-небудь парі значень  $\delta_{0i}$  і  $R_{0i}$  за допомогою виразу:

$$b = \left( \frac{1}{\delta_{0i}} \right)^n \ln \frac{1}{R_{0i}}$$



а)



б)

Рисунок 2.14 – Визначення показника полідисперсності пилу а) та криві вигорання частинок коксу в поліфракційному пиловугільному факелі б)

Для розрахунків вигорання поліфракційного пилу зручно величину  $G$  визначати через розмір найбільш великої частинки  $\delta_1$ . Для цього необхідно знати зв'язок між розмірами частинок проміжної фракції  $\delta_i$  й найбільш великої фракції  $\delta_1$ . Розглянемо цей зв'язок окремо для кінетичної й дифузійної областей.

Вважаючи, що дифузійний критерій  $Nu_D$  однаковий для частинок усіх фракцій, що зустрічаються при пилоподібному спалюванні прямоточного

факела, і повторюючи попередні міркування для кінетичної області, можна записати, що  $d\delta_i^2 = d\delta_1^2$  й

$$\delta_i = \left[ \delta_{0i}^2 - (\delta_{01}^2 - \delta_1^2) \right]^{1/2} \text{ а } (\delta_{0i})_\tau = (\delta_{01}^2 - \delta_1^2)^{1/2}$$

З аналізу цих рівнянь випливає, що в дифузійній області вигорання більш дрібних частинок йде швидше, ніж великих, тобто швидкість вигорання дрібних частинок більше швидкості вигорання великих частинок. Отже, криві вигорання в цьому випадку не еквідистантні.

З рівняння для дифузійної області, повторюючи аналогічні викладення для кінетичної області, знаходимо

$$G = K^p mn \int_{(1-x^2)^{1/2}}^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} \left[ y^2 - (1-x^2) \right]^{3/2} dy = K^p I_1(x)$$

де

$$I_1(x) = mn \int_{(1-x^2)^{1/2}}^1 \frac{e^{-my^n}}{y^{4-n}} \left[ y^2 - (1-x^2) \right]^{3/2} dy$$

Інтеграл  $I_1(x)$  визначається чисельно. При розрахунках приймається  $m = 6,9$ . Таким чином, за інших рівних умов при тому самому  $x$  інтеграл  $I_1(x)$  у кінетичній області більший, ніж у дифузійній. Це пов'язане з тим, що дрібні частинки в дифузійній області вигорають інтенсивніше, ніж у кінетичній.

Рівняння вигорання найбільш великої частинки факела в дифузійній області прийме наступний вид:

$$\frac{d\delta_1}{d\tau} = -\frac{2}{\rho_K} \frac{22,4}{V_\Gamma} \frac{P_\Gamma}{RT} \frac{Nu_D D}{\delta_1} \left[ (\alpha - 1) \frac{V^0}{V_K^0} + K^p I_1(x) \right]$$

або

$$\frac{dx}{d\tau} = -\frac{Nu_D D}{\beta \delta_{01}^2 x} [\alpha + I_1(x)]$$

Якщо віднести  $\beta$  й  $D$  до середньої температури факела, то після інтегрування одержимо:

$$\frac{Nu_D D_\tau}{\beta \delta_{01}^2} = \frac{\alpha_{D01} \tau}{\beta \delta_{01}} = \int_x^1 \frac{x dx}{a + I_1(x)} = I_2(x)$$

де  $\alpha_{D01} = Nu_D D / \delta_{01}$  коефіцієнт дифузійного обміну для вихідної частинки найбільш великої фракції, інтеграл  $I_2(x)$ , так само як і в кінетичній області, визначається чисельно.

Залежність між  $I_1(x) = G/K^p$  і  $Nu_D D_\tau / (\beta \delta_{01}^2)$  для  $n=1$  представлена на рис. 2.15.

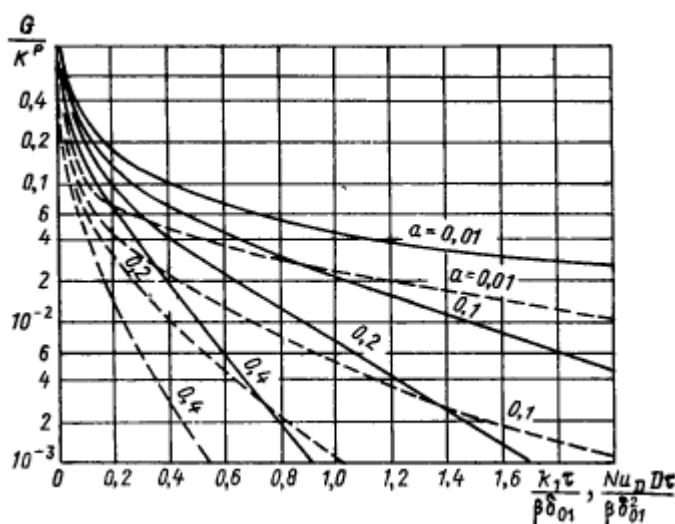


Рисунок 2.15 - Залежність  $G/K^p = f[k_1\tau/(\beta\delta_{01})]$  для кінетичної області (суцільні криві) і  $G/K^p = f[Nu_D D_\tau/(\beta\delta_{01}^2)]$  для дифузійної області (штрихові криві) при  $n=1$

Як впливає з графіка, при тому самому  $I_1(x)$  й інших рівних умовах  $I_2(x)$  у дифузійній області менше, ніж у кінетичній.

Потрібно мати на увазі, що в реальних випадках частинка не може горіти до кінця по закономірностях дифузійного горіння. У міру зменшення розміру частинки інтенсифікується дифузійний обмін і лімітувати процес починають кінетичні фактори.

## 2.6 Середня температура факела

Температурний рівень у будь-якій точці топкової камери визначається співвідношенням між тепловиділенням при згорянні палива й охолодженням топкових газів. На початковій ділянці факела має місце інтенсивне виділення теплоти й різкий підйом температури, а потім по довжині факела зростання температури вповільнюється й починається спад, обумовлений охолодженням топкових газів, що полягають із продуктів згорання й збідненої горючої суміші. Отже, у загальному випадку, розрахунки теплообміну й горіння в топці повинні проводитися спільно, що надзвичайно складно. Практично розрахунки топки будуються інакше. При розрахунках сумарного променистого теплообміну робиться припущення про миттєве згорання палива, але коефіцієнти, що входять у розрахункові формули, підбираються на основі даних випробувань топки. Це дозволяє забезпечити цілком прийнятну для практичних цілей точність розрахунків.

Середня ефективна температура визначається з урахуванням зміни температури в реальних топках і механізму процесів горіння (кінетики горіння). Для розрахунків цієї температури необхідна формула, що дозволяє визначити зміну температури по довжині факела в топковій камері. Наприклад, формула, запропонована А. М. Гурвичем і А. Г. Блохом для аналізу впливу характеру температурного поля на променистий теплообмін у топках різної потужності, обладнаних пальниками різних конструкцій має вигляд:

$$\theta = (e^{-\alpha Z} - A e^{-\beta Z})^{1/4}$$

де  $Z$  - відносна відстань від місця введення палива, в частках повної довжини факела;  $A, \alpha, \beta$  — дослідні коефіцієнти, які можна визначити, по температурі початку факела  $\theta_n$ , температурі на виході з топки  $\theta_r$  й координаті  $Z_M$ , що визначає положення максимуму температури в топковій камері.

Температура на виході з топки  $\theta_r$  може бути відома з досліду або визначена існуючими методами розрахунків теплообміну в топці. Дослідні дані розподілу температури в топковій камері показують, що величина  $Z_M$  залежить від конструкції пальникових обладнань, числа ярусів розташування пальників, сорту палива, що спалюється, і способу шлаковидалення. При одноярусному розташуванні вихрових пальників або тангенціальному розташуванні

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		54

прямоточних максимум температури перебуває приблизно на рівні осі пальників.

Можна вважати, що величина  $Z_M$  в першому наближенні не залежить від режимних факторів при налагодженому процесі горіння в діапазоні зміни режимних параметрів, що має місце при експлуатації парових котлів. Обробка дослідних ізотерм топкового простору показала, що при сухому шлаковидаленні при спалюванні пилу антрацитів і пісного вугілля значення  $Z_M$  близьке до 0,3. При спалюванні пилу кам'яного і бурого вугілля, а також пилу антрацитів у топках з утепленими лійками в режимі рідкого шлаковидалення величина  $Z_M$  має значення, 0,15–0,25 (для одноярусного розташування вихрових пальників і тангенціального компонування прямоточних пальників при рідкому шлаковидаленні  $Z_M$  ближче до 0,15).

Сам закон усереднювання температури можна встановити за допомогою рівнянь, що описують вигорання факела. Наприклад, для горіння пиловугільного факела в кінетичній області середню температуру факела

$\theta_\phi = T_\phi / T_a$  можна знайти зі співвідношення:

$$\int_{\theta}^1 \frac{e^{-\frac{E}{RT_a} \frac{1}{\theta(Z)}} dZ}{\theta^2(Z)} = \frac{e^{-\frac{E}{RT} \frac{1}{\theta_\phi}}}{\theta_\phi}$$

Інтеграл у лівій частині для різних значень  $\theta_T, Z_M, E/(RT_a)^*$  і початкової відносної температури факела  $\theta_H$  з використанням формули визначається чисельно. Потім шляхом розв'язку трансцендентного рівняння обчислювалася середня температура  $\theta_\phi$  графік якої представлений на рис. 2.16.

Кінцеве значення механічної неповноти згорання (на виході з топки) при горінні в кінетичній області розраховується по середній температурі, знайденої за допомогою формул.

Для горіння пиловугільного факела в дифузійній області середню температуру факела можна знайти з наступного співвідношення:

$$\int_0^1 \frac{\theta^n(Z) dZ}{\theta^2(Z)} = \frac{\theta_\phi^n}{\theta_\phi^2}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						55
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

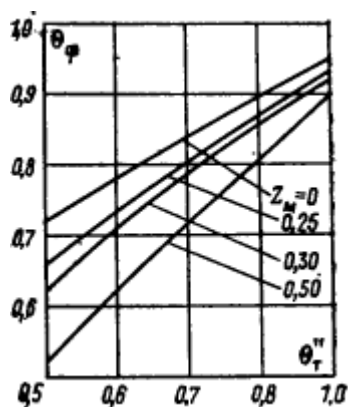


Рисунок 2.16 - Графік для визначення середньої температури факела

Залежність коефіцієнта дифузії від температури порівняно мало відрізняється від квадратичної, тому рівність близька до тотожного. Отже, результати розрахунків вигорання факела в дифузійній області будуть мало залежати від температури, якщо у формулі перейти від часу вигорання до довжини факела.

Враховуючи, що горіння пиловугільного факела в проміжній області йде частіше з переважним впливом кінетичних факторів, а також з метою однаковості й простоти розрахунків середню температуру  $\theta_\phi$  визначати по рис. 8.1.

## 2.7. Висновок

В розділі узагальнені уявлення про процеси, які відбуваються під час руху, теплообміну та згоряння частинок вугільної аеросуміші в котлах ТЕС. Отримання дані дозволяють розробити фізично обґрунтовану математичну модель процесів яка базується на фундаментальних законах збереження маси, кількості руху, енергії та рівняннях швидкостей хімічних реакції по закону Арреніуса.



## РОЗДІЛ 3

### МАТЕМАТИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ РУХУ, ТЕПЛООБМІНУ ТА ЗГОРЯННЯ ЧАСТИНОК ВУГІЛЬНОЇ АЕРОСУМІШІ

#### 3.1. Рівняння нерозривності, кількості руху, енергії в загальному вигляді

Опис методами механіки суцільного середовища різноманітних сумішей, як гомогенних, так і гетерогенних, пов'язано з введенням поняття багатошвидкісного континуума і визначенням взаємопроникного руху складових суміші.

Відповідно до [20] багатошвидкісний континуум – це сукупність  $m$  континуумів, кожний з яких відноситься до своєї складової (фази або компоненти) суміші і заповнює один і той же об'єм, зайнятий сумішшю. Для кожного  $m$ -того континуума визначається густина (приведена)  $\rho_i$  (маса  $i$ -тої складової в одиниці об'єму суміші), швидкість  $U_i$  ( $i=1, \dots, m$ ), а потім й інші параметри, які відносяться до свого континуума і своєї складової суміші. Таким чином, в кожній точці об'єму, який зайнятий сумішшю, буде визначено  $m$  густин  $\rho_i$ ,  $m$  швидкостей  $U_i$  та ін.

Визначимо поняття густини суміші  $\rho$ , середньомасову швидкість  $U$ , дифузійна швидкість  $W_i$ :

$$\rho = \sum_{i=1}^m \rho_i \quad \rho U = \sum_{i=1}^m \rho_i U_i$$

$$W_i = U_i - U \quad \left( \sum_{i=1}^m \rho_i W_i = 0 \right)$$

В багатошвидкісному середовищі існують такі поняття як субстанціональні похідні  $d_i/d\tau$ ,  $d/d\tau$ , які відповідно пов'язані з рухом  $i$ -тої компоненти та з рухом середовища в цілому:

$$\frac{d_i}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + U_i \nabla = \frac{\partial}{\partial \tau} + U_i^k \frac{\partial}{\partial x^k} = \frac{\partial}{\partial \tau} + U_i^k \nabla^k$$

$$\frac{d}{d\tau} = \frac{\partial}{\partial \tau} + U \nabla = \frac{\partial}{\partial \tau} + U^k \frac{\partial}{\partial x^k} = \frac{\partial}{\partial \tau} + U^k \nabla^k$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						57
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

де  $\nabla$  - диференціальний оператор Гамільтона.

Механіка сумішей базується на основі фізичних законів збереження маси, імпульсу та енергії, тому потрібно записати базові співвідношення маси, імпульсу та енергії для кожної складової в деякому об'ємі суміші  $V$ , який є обмежений поверхнею  $S$ , враховуючи при цьому, що обмін не тільки з зовнішнім середовищем, але й відповідний об'єм масою, імпульсом та енергією між складовими в середині об'єму  $V$ .

Для розрахунку руху і тепломасообміну багатокomпонентної суміші запишемо рівняння [20]:

Рівняння мас має вигляд:

$$\int_V \frac{\partial \rho_i}{\partial \tau} dV = - \int_S \rho_i U_i^n dS + \int_V \sum_{j=1, j \neq i}^m f_{ji} dV,$$

де  $n$  – відповідає проекції вектора на зовнішню нормаль  $n$  до поверхні  $S$ ;

$f_{ji}$  - характеризує інтенсивність переходу маси  $j$ -ої складової суміші в  $i$ -ту;

Після використання формули Гауса-Остроградського  $\int_S A U^n dS = \int_V \nabla^k A U^k dV$

отримаємо рівняння нерозривності .

- нерозривності

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial \tau} + \nabla \cdot (\rho_i \vec{U}_i) = \sum_j f_{ji} \quad (3.1)$$

де  $\rho_i$ ,  $U_i$  - густина і швидкість  $i$ -ої складової суміші  $\tau$  - час,

$\sum_j f_{ji}$  - характеризує інтенсивність переходу маси  $j$ -ої становлячої суміші в  $i$ -ту;

Рівняння імпульсів кожної складової можна записати у вигляді:

$$\int_V \frac{\partial \rho_i U_i}{\partial \tau} dV = - \int_S \rho_i \vec{U}_i U_i^n dS + \int_S \sigma_i^n dS + \int_V \rho_i \vec{g}_i dV + \int_V \sum_{j=1, j \neq i}^m \vec{I}_{ji} dV,$$

де перша складова правої частини відповідає притоку імпульсу  $i$ -тої складової через поверхню  $S$ ; друга та третя складові – впливу зовнішніх поверхневих та масових сил.

Також після використання формули Гауса-Остроградського можна отримати диференційне рівняння руху кожної складової.

- кількості руху

$$\frac{\partial(\rho_i \vec{U}_i)}{\partial \tau} + \nabla^k \rho_i \vec{U}_i U_i^k = \nabla^k \sigma_i^k + \rho_i \vec{g}_i + \sum_j \vec{I}_{ji} \quad (3.2)$$

де  $\sigma_i^k$  - тензор зовнішніх поверхневих сил,  $\vec{g}_i$  - вектор зовнішніх масових сил,  $\sum_j \vec{I}_{ji}$  - характеризує інтенсивність обміну імпульсом між  $j$ -ою та  $i$ -ою складовими;

Запишемо балансове рівняння для енергії для кожної складової:

$$\int_V \frac{\partial \rho_i e_i}{\partial \tau} dV = - \int_S \rho_i e_i U_i^n dS + \int_S c_i^n dS + \int_V \rho_i \vec{g}_i \cdot \vec{U}_i dV + \int_V \sum_{j=1, j \neq i}^m E_{ji} dV - \int_S q_i^n dS,$$

де перша складова правої частини відповідає притоку енергії  $i$ -тої складової за рахунок її руху через поверхню  $S$ ; друга та третя складові – роботі зовнішніх сил, яка характеризується вектором  $c_i$ , і масових сил, які припадають на  $i$ -ту складову.

Також після використання формули Гауса-Остроградського можна отримати диференційне рівняння енергії кожної складової.

- енергії

$$\frac{\partial(\rho_i e_i)}{\partial \tau} + \nabla^k \rho_i e_i U_i^k = \nabla^k (c_i^k - q_i^k) + \rho_i \vec{g}_i \cdot \vec{U}_i + \sum_j E_{ji} + Q_{x,p} \quad (3.3)$$

де  $e_i = u_i + \frac{U_i^2}{2}$  - сума питомих внутрішньої і кінетичної енергій,  $c_i$  - вектор, який

визначає роботу зовнішніх поверхневих сил ( $c_i^n = \sigma_i^n \cdot \vec{U}_i$ ),  $q_i$  - вектор, який

визначає приток теплоти внаслідок теплопровідності,  $\sum_j E_{ji}$  - представляє інтенсивність обміну енергією між  $j$ -ою та  $i$ - ою складовими,  $Q_{xp}$  - визначає інтенсивність виділення теплоти внаслідок хімічних реакцій.

В рівняннях (1) - (3)  $\nabla$  - диференціальний оператор Гамільтона,  $\nabla^k = \frac{\partial}{\partial x^k}$  з підсумовуванням по верхньому індексу  $k$ .

Згідно [16] при горінні частинок вугілля протікають наступні реакції (табл. 1).

*Рівняння нерозривності* (1) для одномірного стаціонарного потоку прийме вигляд:

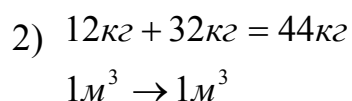
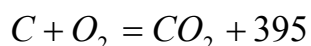
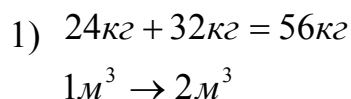
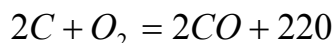
$$\frac{d}{dx}(\rho_i U_i) = \sum_j f_{ji} \quad (3.4)$$

Вважаємо частинки сферичними. Наявність пор враховуємо коефіцієнтом форми. Горіння проходить як на поверхні пор, так і в їхньому об'ємі, а також на зовнішній поверхні частинок.

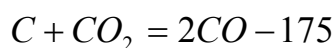
Відстань між частинками залежить від їх концентрації в газовому середовищі.

### 3.2 Рівняння хімічних реакцій згорання вугілля

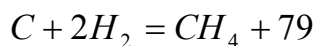
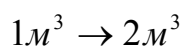
Приймемо наступний механізм реагування з врахуванням балансу маси і зміни об'єму в реакціях, які є основними при горінні вугільного пилу [16]:



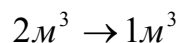
					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						60
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



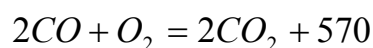
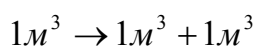
$$3) \quad 12\text{кг} + 44\text{кг} = 56\text{кг}$$



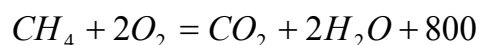
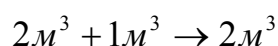
$$4) \quad 12\text{кг} + 4\text{кг} = 16\text{кг}$$



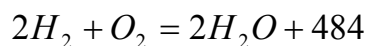
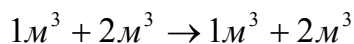
$$5) \quad 12\text{кг} + 18\text{кг} = 280\text{кг} + 2\text{кг}$$



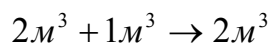
$$6) \quad 56\text{кг} + 32\text{кг} = 88\text{кг}$$



$$7) \quad 16\text{кг} + 64\text{кг} = 44\text{кг} + 36\text{кг}$$



$$8) \quad 4\text{кг} + 32\text{кг} = 36\text{кг}$$



Тепловий ефект має розмірність кДж/моль. Реакції 1-5 є гетерогенними, а 6-8 - гомогенними. Реакції 1, 3, 5 проходять зі збільшенням кількості молів; реакції 4, 6, 8 проходять зі зменшенням кількості молів.

Дуже складним є питання вираховування констант швидкостей відповідних реакцій. Дані різноманітних дослідів носять частіше суперечливий характер.

В загальному вигляді швидкість реакції має вигляд:

$$q_i = \beta k_{Si}^C$$

де  $\beta$  – стехіометричний коефіцієнт, що показує відношення ваги реагуючої речовини до ваги витраченої речовини.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		61

$k_{Si}^C$  - це складна функція, яка залежить від характеру реагування (кінетичний або дифузійний), від співвідношення отриманих окисів  $CO$  та  $CO_2$  та ін.

Розпишемо швидкості кожної з наведених раніше реакцій.

$$q_1 = -\frac{32}{24} k_{S_1}^C = -\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = \frac{32}{56} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^7}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-14500/T} \text{ кг } O_2 / \text{м}^2 \text{ с}$$

де  $\frac{d\rho_{O_2}}{d\tau}$  - зміна густини речовини у часі.

Отримаємо:

$$-\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^7}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-14500/T}$$

$$\Rightarrow \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = -32967 S \rho_{O_2} \cdot e^{-14500/T} = f_{1O_2}$$

$$\frac{d\rho_C}{d\tau} = f_{1C} = \frac{24}{32} f_{1O_2}$$

$$\frac{d\rho_{CO}}{d\tau} = f_{1CO} = -\frac{56}{32} f_{1O_2}$$

де  $S$  – питома поверхня реагування,  $\text{м}^2/\text{м}^3$ ;

$$q_2 = -\frac{32}{12} k_{S_2}^C = -\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = \frac{32}{44} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^5}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-8500/T} \text{ кг } O_2 / \text{м}^2 \text{ с}$$

Отримаємо:

$$-\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^5}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-8500/T}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		62

$$\Rightarrow \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = -329,67 S \rho_{O_2} \cdot e^{-8500/T} = f_{2O_2}$$

$$\frac{d\rho_C}{d\tau} = f_{2C} = \frac{12}{32} f_{2O_2}$$

$$\frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = f_{2CO_2} = -\frac{44}{32} f_{2O_2}$$

$$q_3 = -\frac{44}{12} k_{S_3}^C = -\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = \frac{44}{56} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^6}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-17500/T} \text{ кг } CO_2 / \text{м}^2 \text{с}$$

Отримаємо:

$$-\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = \frac{0.9 \cdot 10^6}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-17500/T}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{d\tau} \rho_{CO_2} = -3296,703 \cdot S \cdot \rho_{CO_2} e^{-17500/T_p} = f_{3CO_2}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{3C} = \frac{12}{44} f_{3CO_2}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{CO} = f_{3CO} = -\frac{56}{44} f_{3CO_2}$$

$$q_4 = -\frac{4}{12} k_{S_4}^C = -\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{H_2}}{d\tau} = \frac{4}{16} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CH_4}}{d\tau} = \frac{0.136 \cdot 10^6}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-13500/T} \text{ кг } CH_4 / \text{м}^2 \text{с}$$

Отримаємо:

$$-\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{H_2}}{d\tau} = \frac{0.136 \cdot 10^6}{T} \rho_{CH_4} \cdot e^{-13500/T}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		63

$$\Rightarrow \frac{d}{d\tau} \rho_{H_2} = -498,168 \cdot S \cdot \rho_{CH_4} e^{-13500/T_p} = f_{4H_2}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{4C} = \frac{12}{4} f_{4H_2}$$

$$q_5 = -\frac{18}{12} k_{S_5}^C = -\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{H_2O}}{d\tau} = \frac{18}{28} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{CO}}{d\tau} = \frac{18}{2} \frac{273}{ST} \frac{d\rho_{H_2}}{d\tau} =$$

$$= \frac{0.344 \cdot 10^6}{T} \rho_{H_2O} \cdot e^{-16000/T} \text{ кг } H_2O / m^2 c$$

Отримаємо:

$$-\frac{273}{ST} \frac{d\rho_{H_2O}}{d\tau} = \frac{0.344 \cdot 10^6}{T} \rho_{O_2} \cdot e^{-16000/T}$$

$$\Rightarrow \frac{d}{d\tau} \rho_{H_2O} = -1260,073 \cdot S \cdot \rho_{H_2O} e^{-16000/T_p} = f_{5H_2O}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{5C} = \frac{12}{18} f_{5H_2O}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{CO} = f_{5CO} = -\frac{28}{18} f_{5H_2O}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{H_2} = f_{5H_2} = -\frac{2}{18} f_{5H_2O}$$

$$q_6 = -\frac{d\rho_{CO}}{d\tau} = -\frac{56}{32} \frac{d\rho_{O_2}}{d\tau} = \frac{56}{88} \frac{d\rho_{CO_2}}{d\tau} = \frac{0.1 \cdot 10^{15}}{T^{1,5}} \rho_{CO} \cdot \rho_{O_2}^{0.25} \cdot \rho_{H_2O}^{0.5} \cdot e^{-16000/T} \text{ кг } CO / m^3 c$$

Отримаємо:

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		64



$$\frac{273}{T} \frac{T}{273} \frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}} = - \frac{0,1 \cdot 10^{15}}{T_g^{1,5}} \left( \frac{273}{T} \right)^{1+0,25+0,5} \left( \frac{T}{273} \right)^{1+0,25+0,5} \rho_{\text{CO}} \rho_{\text{O}_2}^{0,25} \rho_{\text{H}_2\text{O}}^{0,5} e^{-16000/T_g} = f_{6\text{CO}}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}} = - \frac{0,1 \cdot 10^{15}}{(273)^{0,75}} \frac{1}{T^{0,75}} \rho_{\text{CO}} \rho_{\text{O}_2}^{0,25} \rho_{\text{H}_2\text{O}}^{0,5} e^{-16000/T_g} = f_{6\text{CO}}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}} = - \frac{1,489 \cdot 10^{12}}{T_g^{0,75}} \rho_{\text{CO}} \rho_{\text{O}_2}^{0,25} \rho_{\text{H}_2\text{O}}^{0,5} e^{-16000/T_g} = f_{6\text{CO}}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = f_{6\text{O}_2} = \frac{32}{56} f_{6\text{CO}}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}_2} = f_{6\text{CO}_2} = - \frac{88}{56} f_{6\text{CO}}$$

$$q_7 = - \frac{d\rho_{\text{CH}_4}}{d\tau} = - \frac{16}{64} \frac{d\rho_{\text{O}_2}}{d\tau} = \frac{16}{36} \frac{d\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{d\tau} = \frac{16}{44} \frac{d\rho_{\text{CO}_2}}{d\tau} =$$

$$= \frac{0,111 \cdot 10^{14}}{T} \rho_{\text{CH}_4} \rho_{\text{O}_2} \cdot e^{-15700/T} \quad \text{кг CH}_4 / \text{м}^3 \text{ с}$$

Отримаємо:

$$\Rightarrow \frac{d\rho_{\text{CH}_4}}{d\tau} \frac{273}{T} \frac{T}{273} = - \frac{0,111 \cdot 10^{14}}{T} \frac{273}{T} \frac{273}{T} \frac{T}{273} \frac{T}{273} \rho_{\text{CH}_4} \rho_{\text{O}_2} e^{-15700/T}$$

$$\frac{d\rho_{\text{CH}_4}}{d\tau} = -4,066^{10} \rho_{\text{CH}_4} \rho_{\text{O}_2} e^{-15700/T} = f_{7\text{CH}_4}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = f_{7\text{O}_2} = \frac{64}{16} f_{7\text{CH}_4}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						65
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}_2} = f_{7\text{CO}_2} = -\frac{44}{16} f_{7\text{CH}_4}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{H}_2\text{O}} = f_{7\text{CO}_2} = -\frac{36}{16} f_{7\text{CH}_4}$$

$$q_8 = -\frac{d\rho_{\text{H}_2}}{d\tau} = -\frac{4}{32} \frac{d\rho_{\text{O}_2}}{d\tau} - \frac{4}{36} \frac{d\rho_{\text{H}_2\text{O}}}{d\tau} = \frac{0.114 \cdot 10^{13}}{T^{1.5}} \cdot \rho_{\text{H}_2}^{1.5} \cdot \rho_{\text{O}_2} \cdot e^{-3430/T} \text{ кгH}_2/\text{м}^3\text{с}$$

Отримаємо:

$$\frac{d\rho_{\text{H}_2}}{d\tau} \frac{273}{T} \frac{T}{273} = -\frac{0.114 \cdot 10^{13}}{T^{1.5}} \left(\frac{T}{273}\right)^{1.5} \cdot \left(\frac{273}{T}\right)^{1.5} \frac{T}{273} \frac{273}{T} \cdot \rho_{\text{H}_2}^{1.5} \cdot \rho_{\text{O}_2} \cdot e^{-3430/T}$$

$$\frac{d\rho_{\text{H}_2}}{d\tau} = -2,527 \cdot 10^8 \cdot \rho_{\text{H}_2}^{1.5} \cdot \rho_{\text{O}_2} \cdot e^{-3430/T} = f_{8\text{H}_2}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = f_{8\text{O}_2} = \frac{32}{4} f_{8\text{H}_2}$$

$$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{H}_2\text{O}} = f_{8\text{H}_2\text{O}} = -\frac{36}{4} f_{8\text{H}_2}$$

Таблиця 3.1 – Швидкості реакцій

№ р-ції	Рівняння	Швидкість реакції
гетерогенні реакції		
1	$2\text{C} + \text{O}_2 = 2\text{CO} + 220$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = -32967 \cdot S \cdot \rho_{\text{O}_2} e^{-14500/T_p} = f_{1\text{O}_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{C}} = f_{1\text{C}} = \frac{24}{32} f_{1\text{O}_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}} = f_{1\text{CO}} = -\frac{56}{32} f_{1\text{O}_2}$

Продовження таблиці 3.1

2	$C + O_2 = CO_2 + 395$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{O_2} = -329,67 \cdot S \cdot \rho_{O_2} e^{-8500/T_p} = f_{2O_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{2C} = \frac{12}{32} f_{2O_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{CO_2} = f_{2CO_2} = -\frac{44}{32} f_{2O_2}$
3	$C + CO_2 = 2CO - 175$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{CO_2} = -3296,703 \cdot S \cdot \rho_{CO_2} e^{-17500/T_p} = f_{3CO_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{3C} = \frac{12}{44} f_{3CO_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{CO} = f_{3CO} = -\frac{56}{44} f_{3CO_2}$
4	$C + 2H_2 = CH_4 + 79$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{H_2} = -498,168 \cdot S \cdot \rho_{CH_4} e^{-13500/T_p} = f_{4H_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{4C} = \frac{12}{4} f_{4H_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{CH_4} = f_{4CH_4} = -\frac{16}{4} f_{4H_2}$
5	$C + H_2O = CO + H_2 - 132$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{H_2O} = -1260,073 \cdot S \cdot \rho_{H_2O} e^{-16000/T_p} = f_{5H_2O}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_C = f_{5C} = \frac{12}{18} f_{5H_2O};$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{CO} = f_{5CO} = -\frac{28}{18} f_{5H_2O};$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{H_2} = f_{5H_2} = -\frac{2}{18} f_{5H_2O}$
гомогенні реакції		
6	$2CO + O_2 = 2CO_2 + 570$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{CO} = -\frac{1,489 \cdot 10^{12}}{T_g^{0,75}} \rho_{CO} \rho_{O_2}^{0,25} \rho_{H_2O}^{0,5} e^{-16000/T_g} = f_{6CO}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{O_2} = f_{6O_2} = \frac{32}{56} f_{6CO}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{CO_2} = f_{6CO_2} = -\frac{88}{56} f_{6CO}$

Продовження таблиці 3.1

7	$\text{CH}_4 + 2\text{O}_2 = \text{CO}_2 + 2\text{H}_2\text{O} + 800$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CH}_4} = -4,066 \cdot 10^{10} \rho_{\text{CH}_4} \rho_{\text{O}_2} e^{\frac{15700}{T_g}} = f_{7\text{CH}_4}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = f_{7\text{O}_2} = \frac{64}{16} f_{7\text{CH}_4}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{CO}_2} = f_{7\text{CO}_2} = -\frac{44}{16} f_{7\text{CH}_4}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{H}_2\text{O}} = f_{7\text{H}_2\text{O}} = -\frac{36}{16} f_{7\text{CH}_4}$
8	$2\text{H}_2 + \text{O}_2 = 2\text{H}_2\text{O} + 484$	$\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{H}_2} = -2,527 \cdot 10^8 \rho_{\text{H}_2}^{1,5} \cdot \rho_{\text{O}_2} e^{-3430/T_p} = f_{8\text{H}_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{O}_2} = f_{8\text{O}_2} = \frac{32}{4} f_{8\text{H}_2}$ $\frac{d}{d\tau} \rho_{\text{H}_2\text{O}} = f_{8\text{H}_2\text{O}} = -\frac{36}{4} f_{8\text{H}_2}$

В табл. 3.1  $S$  - поверхня частинок, на якій відбувається реакція. В загальному випадку  $S = k\pi d^2 n$  ( $n$  - число частинок в одиниці об'єму,  $k$  - геометричний коефіцієнт форми - відношення площі поверхні частинки до площі поверхні сфери з таким же об'ємом). Для вугільного пилу  $k = 1,62 \dots 2,58$  [22].

3.3 Рівняння нерозривності, кількості руху, енергії для одномірного потоку

Підсумуємо (3.4) по  $i$  для всіх газоподібних складових. Враховуючи, що  $f_{ij} = -f_{ji}$ ,  $\sum_i \rho_i U_i = \rho_g U_g$  отримаємо:

$$\frac{d}{dx} (\rho_g U_g) = f_p^g \quad (3.5)$$

де  $f_p^g = f_{1\text{O}_2} + f_{2\text{O}_2} + f_{2\text{CO}_2} + f_{3\text{CO}_2} + f_{1\text{CO}} + f_{3\text{CO}} + f_{5\text{CO}} + f_{5\text{H}_2\text{O}} + f_{4\text{H}_2} + f_{5\text{H}_2} + f_{4\text{CH}_4} = f_{\text{O}_2}^{1,2} + f_{\text{CO}_2}^{2,3} + f_{\text{CO}}^{1,3,5} + f_{5\text{H}_2\text{O}} + f_{\text{H}_2}^{4,5} + f_{4\text{CH}_4}$  - інтенсивність обміну масою між газом і частинками вугілля (індекси вгорі означають номери реакцій згідно табл. 3.1).

З рівняння (3.4), враховуючи, що швидкості складових газу дорівнюють швидкості газу ( $U_i=U_g$ ), а швидкість частинок вугілля  $U_p$  можна отримати рівняння для зміни густини складових суміші.

- для складових газу:

$$\frac{d}{dx}(\rho_i U_g) = \sum_j f_{ig}$$

$$\sum_j f_{ig} = \sum f_i^j = f_i$$

$$\rho_i \cdot \frac{dU_g}{dx} + U_g \cdot \frac{d\rho_i}{dx} = f_i$$

$$\frac{d\rho_i}{dx} = \frac{1}{U_g} \cdot \left( f_i - \rho_i \cdot \frac{dU_g}{dx} \right)$$

$i$  – компонент суміші;

$j$  – номер реакції;

- для частинок вугілля:

$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p) = \sum_j f_{ip}$$

$$\sum_j f_{ip} = \sum f_i^j = f_i$$

$$\rho_p \cdot \frac{dU_p}{dx} + U_p \cdot \frac{d\rho_p}{dx} = f_c$$

$$\frac{d\rho_p}{dx} = \frac{1}{U_p} \cdot \left( f_c - \rho_p \frac{dU_p}{dx} \right)$$

Значення  $f_i$  для кожної складової суміші:

$$f_{O_2} = f_{O_2}^1 + f_{O_2}^2 + f_{O_2}^6 + f_{O_2}^7 + f_{O_2}^8$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						69
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$f_{CO_2} = f_{CO_2}^2 + f_{CO_2}^3 + f_{CO_2}^6 + f_{CO_2}^7$$

$$f_{CO} = f_{CO}^1 + f_{CO}^3 + f_{CO}^5 + f_{CO}^6$$

$$f_{H_2O} = f_{H_2O}^5 + f_{H_2O}^7 + f_{H_2O}^8$$

$$f_{H_2} = f_{H_2}^4 + f_{H_2}^5 + f_{H_2}^8$$

$$f_{CH_4} = f_{CH_4}^4 + f_{CH_4}^7$$

$$f_{N_2} = 0$$

Остаточно отримаємо:

$$\frac{d}{dx} \rho_{O_2} = \frac{1}{U_g} \left( f_{O_2}^{1,2,6,7,8} - \rho_{O_2} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.1)$$

$$\frac{d}{dx} \rho_{CO_2} = \frac{1}{U_g} \left( f_{CO_2}^{2,3,6,7} - \rho_{CO_2} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.2)$$

$$\frac{d}{dx} \rho_{CO} = \frac{1}{U_g} \left( f_{CO}^{1,3,5,6} - \rho_{CO} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.3)$$

$$\frac{d}{dx} \rho_{H_2O} = \frac{1}{U_g} \left( f_{H_2O}^{5,7,8} - \rho_{H_2O} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.4)$$

$$\frac{d}{dx} \rho_{H_2} = \frac{1}{U_g} \left( f_{H_2}^{4,5,8} - \rho_{H_2} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.5)$$

$$\frac{d}{dx} \rho_{CH_4} = \frac{1}{U_g} \left( f_{CH_4}^{4,7} - \rho_{CH_4} \frac{d}{dx} U_g \right), \quad (3.6.6)$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						70
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$\frac{d}{dx}\rho_{N_2} = -\frac{1}{U_g}\rho_{N_2}\frac{d}{dx}U_g, \quad (3.6.7)$$

$$\frac{d}{dx}\rho_p = \frac{1}{U_p}\left(f_C^{1,2,3,4,5}\rho_p\frac{d}{dx}U_p\right). \quad (3.6.8)$$

В рівнянні кількості руху не враховуємо зовнішні масові сили; з усіх зовнішніх поверхневих сил враховуємо тільки сили нормального тиску ( $\sigma_i = -P_i$ ). Оскільки інтенсивність обміну імпульсом можна представити у вигляді [20]  $\vec{I}_{ji} = \vec{R}_{ji} + f_{ji}\vec{U}_{ji}$ , де  $\vec{R}_{ji}$  - віднесена до одиниці об'єму міжфазна сила (наприклад, сила тертя), а  $f_{ji}\vec{U}_{ji}$  - зміна імпульсу за рахунок переходу  $j$ -ої фази в  $i$ -ту, тоді для одномірного стаціонарного потоку рівняння кількості руху прийме вигляд:

$$\frac{d}{dx}(\rho_i U_i^2) = -\frac{dP_i}{dx} + \sum_j (R_{ji} + f_{ji}U_{ji}). \quad (3.7)$$

Підсумуємо (3.6) по  $i$  для всіх газоподібних складових, отримаємо

$$\frac{d}{dx}(\rho_g U_g^2) = -\frac{dP}{dx} + R_p^g + f_p^g U_p^g - \sum_i \frac{d}{dx}(\rho_i W_i) \quad (3.8)$$

де  $P = \sum_i P_i$  - тиск в потоці газу,  $R_p^g$  - віднесена до одиниці об'єму міжфазна сила при взаємодії частинок вугілля і газу,  $f_p^g U_p^g$  - характеризує обмін імпульсом між частинками вугілля і газом,  $W_i$  - швидкості руху газоподібних складових відносно середовища в цілому (дифузійні швидкості).

Оскільки  $W_i \approx 0$ ,  $U_i = U_g$ , то з (3.8) отримаємо

$$\frac{d}{dx}(\rho_g U_g^2 + P) = R_p^g + f_p^g U_p^g. \quad (3.9)$$

Віднесена до одиниці об'єму міжфазна сила тертя між частинками вугілля і газом визначається як:

$$R_p^g = -R_p^p = C_d \frac{\pi d_p^2}{4} \rho_g \frac{(U_g - U_p)^2}{2} n \quad (3.10)$$

де  $C_d = \frac{24}{Re} + \frac{4}{\sqrt[3]{Re}}$  - коефіцієнт опору частинки,  $Re$  - число Рейнольдса ( $Re < 500$ );  $\mu_p$  - динамічна в'язкість газу.

Оскільки частинки в потоці газу повністю не згоряють, то число частинок в 1 м<sup>3</sup> (концентрація) газу змінюється тільки за рахунок зміни їх швидкості.

Якщо масова витрата вугілля на вході в розрахункову область  $G_{p0}$ ,  $\rho_{p0}$  - справжня густина вугільної частинки, тоді за малий час  $\Delta t$  частинки пройдуть шлях  $\Delta l$  і займуть об'єм  $\Delta V = \Delta l \cdot F$  ( $F$  - площа перетину). Число частинок  $N$  за рівні проміжки часу  $\Delta t$  буде однаковим:

$$N = \frac{6G_{p0} \cdot \Delta t}{\pi d_p^3 \rho_{p0}}$$

Враховуючи, що  $\Delta t = \Delta l / U_p$ , концентрація частинок в одиниці об'єму:

$$n = \frac{N}{\Delta V} = \frac{6G_{p0}}{\pi d_p^3 \rho_{p0} F U_p} \quad (3.11)$$

Обмін імпульсом між частинками вугілля і газом визначаємо відповідно до схеми (рис. 3.1).

Газ втрачає імпульс:  $(f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) \cdot U_g$ ;

набуває імпульс:  $(f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) \cdot U_p$ .

Зміна імпульсу:  $(f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) \cdot U_p - (f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) \cdot U_g$ .

Вугілля втрачає імпульс:  $(f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) \cdot U_p$ ;

набуває імпульс:  $(f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) \cdot U_g$ ;

Зміна імпульсу:  $(f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) \cdot U_g - (f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) \cdot U_p$ .

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						72
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



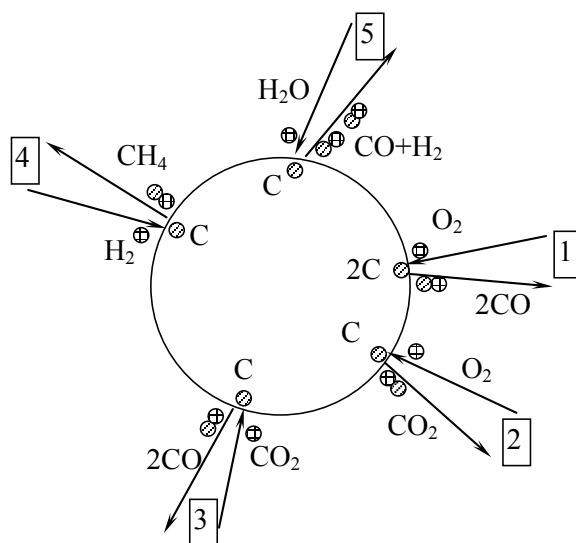


Рисунок 3.1 - Схема обміну імпульсом між частинками вугілля і газом

Тобто, вугільним частинкам надходить імпульс  $f_g^- U_g$ , відходить від них  $f_g^+ U_p$ , і, відповідно, газу надається імпульс  $f_g^+ U_p$ , газ втрачає  $f_g^- U_g$ , де

$$f_g^+ = f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5, \quad (3.12)$$

$$f_g^- = f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5. \quad (3.13)$$

Тоді  $f_p^g U_p^g = f_g^+ U_p + f_g^- U_g$  і враховуючи  $f_p^g = f_g^+ + f_g^-$  з (3.9) і (3.5), якщо підсумувати всі складові газу:

$$\frac{d}{dx}(\rho_g U_g^2) = -\frac{dP}{dx} + R_p^g + f_g^+ \cdot U_p + f_g^- \cdot U_g$$

де

$$f_p^g \cdot U_p^g = (f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) \cdot U_p + (f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) \cdot U_g.$$

$$\rho_g \cdot U_g \cdot \frac{dU_g}{dx} + U_g \cdot \frac{d}{dx}(\rho_g \cdot U_g) = -\frac{dP}{dx} + R_p^g + f_g^+ \cdot U_p + f_g^- \cdot U_g$$

$$\frac{d}{dx}(\rho_g \cdot U_g) = f_p^g$$

де

$$f_p^g = f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{CO_2}^3 + f_{CO}^{1,3,5} + f_{H_2O}^5 + f_{H_2}^4 + f_{H_2}^5 + f_{CH_4}^4 = f_g^+ + f_g^-$$

Тоді:

$$\rho_g \cdot U_g \cdot \frac{dU_g}{dx} + U_g \cdot f_g^+ + U_g \cdot f_g^- = -\frac{dP}{dx} + R_p^g + f_g^+ \cdot U_p + f_g^- \cdot U_g$$

отримаємо:

$$\rho_g U_g \frac{dU_g}{dx} = -\frac{dP}{dx} + R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) \quad (3.14)$$

Рівняння енергії при  $c_i = \sigma_i U_i = -P_i U_i$  без урахування роботи масових сил ( $\vec{\rho}_i \vec{g}_i \cdot \vec{U}_i = 0$ ) і теплопровідності в газі ( $q_i = 0$ ) для одновимірного стаціонарного випадку прийме вигляд:

$$\frac{d}{dx}(\rho_i U_i e_i) = -\frac{d}{dx}(P_i U_i) + \sum_j E_{ji} + Q_{x,p}^g \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} Q_{x,p}^g &= q_{6-8} = q_6 + q_7 + q_8 = Q_6 \cdot \frac{1}{M_{CO}} \left( \frac{d\rho_{CO}}{d\tau} \right)_6 + Q_7 \cdot \frac{1}{M_{CH_4}} \left( \frac{d\rho_{CH_4}}{d\tau} \right)_7 + Q_8 \cdot \frac{1}{M_{H_2}} \left( \frac{d\rho_{H_2}}{d\tau} \right)_8 = \\ &= Q_6 \cdot \frac{1}{M_{CO}} |f_6^{CO}| + Q_7 \cdot \frac{1}{M_{CH_4}} |f_7^{CH_4}| + Q_8 \cdot \frac{1}{M_{H_2}} |f_8^{H_2}| \end{aligned}$$

Підсумуємо (3.14) по  $i$  для всіх газоподібних складових. Ураховуючи, що  $U_i = U_g$  ( $W_i = 0$ ) і  $E_{ji} = -E_{ij}$  отримаємо:

$$\frac{d}{dx}(\rho_g U_g e_g) = -\frac{d}{dx}(P_g U_g) + E_p^g + \sum_i Q_{x,p}^g \quad (3.16)$$

де  $e_g = u_g + \frac{U_g^2}{2}$  - питома енергія газу,  $E_p^g$  - визначає інтенсивність обміну енергією між вугільними частинками і газом.

Внутрішня енергія газу:

$$u_g = C_{Vg} T_g = (C_{pg} - R) T_g = C_{pg} T_g - R T_g = C_{pg} T_g - \frac{P}{\rho_g} \quad (3.17)$$

де  $C_{Vg}$ ,  $C_{pg}$  - питома теплоємність газу при постійному об'ємі і тиску відповідно,  $R = P/(\rho_g T_g)$  - газова постійна.

Враховуючи (3.17) і залежність для питомої енергії газу, можна отримати (3.16) у вигляді:

$$e_g = u_g + \frac{U_g^2}{2} = C_{pg} \cdot T_g - \frac{P}{\rho_g} + \frac{U_g^2}{2}$$

$$\frac{d}{dx} \left( \rho_g \cdot U_g \left( C_{pg} \cdot T_g - \frac{P}{\rho_g} + \frac{U_g^2}{2} \right) \right) = - \frac{d}{dx} (P \cdot U_g) + E_p^g + \sum Q_{xp}^g$$

$$\frac{d}{dx} \left( \rho_g C_{pg} U_g T_g - U_g P + \frac{1}{2} \rho_g U_g^3 \right) = - \frac{d}{dx} (P U_g) + E_p^g + \sum Q_{xp}^g$$

$$\frac{d}{dx} (\rho_g U_g C_{pg} T_g + \frac{1}{2} \rho_g U_g^3) = E_p^g + \sum_i Q_{x,p}^g \quad (3.18)$$

або ураховуючи (3.5):

$$\frac{d}{dx} (\rho_g U_g C_{pg} T_g) + \frac{1}{2} U_g^2 \frac{d}{dx} (\rho_g U_g) + \frac{1}{2} \rho_g U_g 2 U_g \frac{dU_g}{dx} = E_p^g + \sum Q_{xp}^g$$

$$\frac{d}{dx} (\rho_g U_g C_{pg} T_g) + \frac{1}{2} U_g^2 f_p^g + \rho_g U_g^2 \frac{dU_g}{dx} = E_p^g + \sum_i Q_{x,p}^g \quad (3.19)$$

З рівняння стану:

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						75
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$P = T_g \sum_i \rho_i R_i \quad (3.20)$$

де  $R_i$  - газові постійні складових газу.

Продиференціюємо (3.20):

$$\frac{dP}{dx} = \frac{dT_g}{dx} \sum \rho_i R_i + T_g \frac{d}{dx} \sum \rho_i R_i$$

$$\frac{d}{dx} (U_g \sum R_i \rho_i) = U_g \frac{d}{dx} (\sum R_i \rho_i) + \sum R_i \rho_i \frac{d}{dx} (U_g)$$

$$\frac{d}{dx} \sum (U_g R_i \rho_i) = U_g \frac{d}{dx} \sum R_i \rho_i + \frac{d}{dx} (U_g) \sum R_i \rho_i$$

$$\frac{d}{dx} (\rho_i U_g) = \sum_j f_{ji} \text{ помножимо на } R_i :$$

$$\frac{d}{dx} (R_i \rho_i U_g) = R_i \sum_j f_{ji}$$

Підсумуємо по  $i$ :

$$\sum \frac{d}{dx} (R_i \rho_i U_g) = \sum_i R_i \sum_j f_{ji}$$

$$\sum_i R_i \sum_j f_{ji} = R_{O_2} f_{O_2}^{1,2,6,7,8} + R_{CO_2} f_{CO_2}^{2,3,6,7} + R_{CO} f_{CO}^{1,3,5,6} + R_{H_2O} f_{H_2O}^{5,7,8} + R_{H_2} f_{H_2}^{4,5,8} + R_{CH_4} f_{CH_4}^{4,7}$$

$$\text{Позначимо: } \sum_i R_i \sum_j f_{ji} \equiv \sum R_i f_i$$

Тоді:

$$\frac{d}{dx} \sum R_i \rho_i = \frac{1}{U_g} \sum R_i f_i - \frac{1}{U_g} \sum R_i \rho_i \frac{dU_g}{dx} = \frac{1}{U_g} \sum R_i f_i - \frac{P}{U_g T_g} \frac{dU_g}{dx}$$

$$\frac{dP}{dx} = \frac{P}{T_g} \frac{dT_g}{dx} + T_g \frac{1}{U_g} \sum R_i f_i - T_g \frac{P}{U_g T_g} \frac{dU_g}{dx}$$

отримаємо:

$$\frac{dP}{dx} = \frac{P}{T_g} \frac{dT_g}{dx} + \frac{T_g}{U_g} \left( \sum_i R_i \sum_j f_{ji} \right) - \frac{P}{U_g} \frac{dU_g}{dx} \quad (3.21)$$

Рівняння (3.19) можна записати у вигляді:

$$Cp_g T_g \frac{d}{dx} (\rho_g U_g) + \rho_g U_g \frac{d}{dx} (Cp_g T_g) + \frac{1}{2} U_g^2 f_p^g + \rho_g U_g^2 \frac{dU_g}{dx} = E_p^g + \sum Q_{xp}^g$$

$$Cp_g T_g f_p^g + \rho_g U_g \frac{d}{dx} (Cp_g T_g) + \frac{1}{2} U_g^2 f_p^g + \rho_g U_g^2 \frac{dU_g}{dx} = E_p^g + \sum Q_{xp}^g$$

$$\rho_g U_g Cp_g \frac{dT_g}{dx} + \rho_g U_g^2 \frac{dU_g}{dx} + \left( Cp_g T_g + \frac{1}{2} U_g^2 \right) f_p^g = E_p^g + \sum_i Q_{x,p}^g \quad (3.22)$$

Рівняння (3.14), (3.21), (3.22) утворюють систему, відносно  $\frac{dP}{dx}$ ,  $\frac{dT_g}{dx}$ ,  $\frac{dU_g}{dx}$ .

Підставимо в рівняння кількості руху  $\frac{dP}{dx}$  з рівняння стану:

$$\rho_g U_g \frac{dU_g}{dx} + \frac{P}{T_g} \frac{dT_g}{dx} - \frac{P}{U_g} \frac{dU_g}{dx} + \frac{T_g}{U_g} \sum R_i f_i = R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g)$$

$$\left( \rho_g U_g - \frac{P}{U_g} \right) \frac{dU_g}{dx} + \frac{P}{T_g} \frac{dT_g}{dx} + \frac{T_g}{U_g} \sum R_i f_i = R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) \quad (*)$$

Домножимо (\*) на  $\frac{T_g}{P} Cp_g \rho_g U_g$ :

$$\frac{T_g C p_g \rho_g U_g}{P} \left( \rho_g U_g - \frac{P}{U_g} \right) \frac{dU_g}{dx} + C p_g \rho_g U_g \frac{dT_g}{dx} = \frac{T_g C p_g \rho_g U_g}{P} \left( R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) - \frac{T_g}{U_g} \sum R_i f_i \right) \quad (**)$$

Відніmemo з (22) вираз (\*\*):

$$\begin{aligned} \rho_g U_g^2 \frac{dU_g}{dx} + \left( C p_g T_g + \frac{1}{2} U_g^2 \right) f_p^g - \frac{T_g C p_g \rho_g U_g}{P} \left( \rho_g U_g - \frac{P}{U_g} \right) \frac{dU_g}{dx} = \\ = E_p^g + \sum Q_{xp}^g - \frac{T_g C p_g U_g}{P} \left( R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) - \frac{T_g}{U_g} \sum R_i f_i \right) \\ \frac{dU_g}{dx} = \frac{E_p^g + \sum Q_{xp}^g - \frac{T_g C p_g U_g}{P} \left( R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) - \frac{T_g}{U_g} \sum R_i f_i \right) - \left( C p_g T_g + \frac{1}{2} U_g^2 \right) f_p^g}{\rho_g U_g^2 - \frac{T_g \rho_g C p_g U_g}{P} \left( \rho_g U_g - \frac{P}{U_g} \right)} \end{aligned}$$

$$P = \rho_g R T_g \quad \Rightarrow \quad R = \frac{P}{\rho_g T_g}$$

де  $R$  - газова стала для газу;

Остаточно отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{dU_g}{dx} = \left\{ E_p^g + \sum_i Q_{x,p}^g - \frac{C p_g}{R} U_g \left[ R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) - \frac{T_g}{U_g} \sum_i R_i f_i \right] - \right. \\ \left. - \left[ C p_g T_g + \frac{1}{2} U_g^2 \right] f_p^g \right\} / \left[ \rho_g U_g^2 - \frac{C p_g}{R} (\rho_g U_g^2 - P) \right]; \quad (3.23) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{dT_g}{dx} = \frac{T_g}{P} \left[ R_p^g + f_g^+ (U_p - U_g) - \frac{T_g}{U_g} \sum_i R_i f_i \right] - \\ - \frac{T_g}{P} \left[ \rho_g U_g - \frac{P}{U_g} \right] \frac{dU_g}{dx}, \quad (3.24) \end{aligned}$$

де  $\sum_i R_i f_i = R_{O_2} f_{O_2}^{1,2,6,7,8} + R_{CO_2} f_{CO_2}^{2,3,6,7} + R_{CO} f_{CO}^{1,3,5,6} + R_{H_2O} f_{H_2O}^{5,7,8} + R_{H_2} f_{H_2}^{4,5,8} + R_{CH_4} f_{CH_4}^{4,7}$ .

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		78

Рівняння кількості руху для системи частинок отримаємо з (7) при  $P_p=0$ :

$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p^2) = R_g^p + f_g^p U_g^p, \quad (3.25)$$

де  $R_g^p$  - віднесена до одиниці об'єму міжфазна сила при взаємодії газу з частинками вугілля,  $f_g^p U_g^p$  - характеризує обмін імпульсом між газом і частинками вугілля за рахунок переходу твердого вуглецю в газоподібні продукти згоряння.

З (3.25) отримаємо рівняння для зміни швидкості системи частинок:  
Враховуючи (3.2) запишемо:

$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p^2) = \sum_j (R_{jp} + f_{jp} U_{jp}) = \sum_j R_{jp} = R_g^p$$

$$\sum f_{jp} U_{jp} = |f_g^-| U_g - |f_g^+| U_p = -(f_g^- U_g + f_g^+ U_p)$$

$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p^2) = R_g^p - (f_g^- U_g + f_g^+ U_p)$$

$$\rho_p U_p \frac{dU_p}{dx} + U_p \frac{d}{dx}(\rho_p U_p) = R_g^p - (f_g^- U_g + f_g^+ U_p)$$

$$\rho_p U_p \frac{dU_p}{dx} + U_p f_C = R_g^p - (f_g^- U_g + f_g^+ U_p)$$

$$f_C^1 = -f_{O_2}^1 - f_{CO}^1$$

$$f_C^2 = -f_{O_2}^2 - f_{CO_2}^2$$

$$f_C^3 = -f_{CO_2}^3 - f_{CO}^3$$

$$f_C^4 = -f_{H_2}^4 - f_{CH_4}^4$$

$$f_C^5 = -f_{H_2O}^5 - f_{CO}^5 - f_{H_2}^5$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						79
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$f_C^{1,2,3,4,5} = -(f_{O_2}^{1,2} + f_{CO_2}^3 + f_{H_2}^4 + f_{H_2O}^5) - (f_{CO}^{1,3,5} + f_{CO_2}^2 + f_{CH_4}^4 + f_{H_2}^5) = -(f_g^- + f_g^+)$$

$$\rho_p U_p \frac{dU_p}{dx} = U_p f_g^- - f_g^+ U_p = R_p^g - f_g^- U_g - f_g^+ U_p$$

$$\rho_p U_p \frac{dU_p}{dx} = R_p^g - f_g^- (U_g - U_p)$$

$$\frac{dU_p}{dx} = \frac{1}{\rho_p U_p} (R_p^g + f_g^- (U_g - U_p)). \quad (3.26)$$

Рівняння енергії для частинок вугілля має вигляд, аналогічний (3.16)

$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p e_p) = E_g^p + Q_{x,p}^p, \quad (3.27)$$

де  $E_g^p$  - визначає інтенсивність обміну енергією між газом і вугільними частинками,  $Q_{x,p}^p$  - визначає інтенсивність виділення теплоти внаслідок хімічних реакцій, що протікають на поверхні частинок.

$$Q_{x,p}^p = \left[ Q_1 \cdot \left( \frac{d\rho_c}{d\tau} \right)_1 + Q_2 \cdot \left( \frac{d\rho_c}{d\tau} \right)_2 + Q_3 \cdot \left( \frac{d\rho_c}{d\tau} \right)_3 + Q_4 \cdot \left( \frac{d\rho_c}{d\tau} \right)_4 + Q_5 \cdot \left( \frac{d\rho_c}{d\tau} \right)_5 \right] \cdot \frac{1}{M_c} =$$

$$= \left[ Q_1 \cdot 0.75 \cdot |f_1^{O_2}| + Q_2 \cdot 0.375 \cdot |f_2^{O_2}| + Q_3 \cdot 0.2727 \cdot |f_3^{CO}| + Q_4 \cdot 3 \cdot |f_4^{CH_4}| + Q_5 \cdot 0.666667 \cdot |f_5^{H_2O}| \right] \cdot \frac{1}{M_c}$$

$$\text{Враховуючи рівняння руху (3.25) і } e_p = C_{p,p} T_p - \frac{P_p}{\rho_p} + \frac{U_p^2}{2} = C_{p,p} T_p + \frac{U_p^2}{2},$$

отримаємо:

$$\frac{d}{dx} \left( \rho_p U_p \left( C_{p,p} T_p + \frac{U_p^2}{2} \right) \right) = \sum_j E_{jp} + Q_{xp}$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						80
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



$$\frac{d}{dx}(\rho_p U_p C_{p_p} T_p) + \frac{d}{dx} \left( \frac{U_p^3}{2} \right) = \sum_j E_{jp} + Q_{xp}$$

$$C_{p_p} T_p \frac{d}{dx}(\rho_p U_p) + \rho_p U_p \frac{d}{dx}(C_{p_p} T_p) + \frac{1}{2} \rho_p U_p^2 \frac{dU_p}{dx} + \frac{1}{2} U_p \frac{d(U_p^2)}{dx} = \sum_j E_{jp} + Q_{xp}$$

$$C_{p_p} T_p f_c + \rho_p U_p C_{p_p} \frac{dT_p}{dx} + \frac{1}{2} \rho_p U_p^2 \frac{dU_p}{dx} + \frac{1}{2} U_p (R_g^p - f_g^- U_g - f_g^+ U_p) = \sum_j E_{jp} + Q_{xp}$$

Розглянемо останні дві складові лівої частини наведеного рівняння:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \rho_p U_p^2 \frac{1}{\rho_p U_p} (R_g^p - f_g^- (U_g - U_p)) + \frac{1}{2} U_p (R_g^p - f_g^- U_g - f_g^+ U_p) = \\ & = \frac{1}{2} U_p R_g^p - \frac{1}{2} U_p f_g^- (U_g - U_p) + \frac{1}{2} U_p R_g^p - \frac{1}{2} U_p f_g^- U_g - \frac{1}{2} U_p f_g^+ = \\ & = U_p R_g^p - \frac{1}{2} U_p f_g^- U_g + \frac{1}{2} U_p f_g^- U_p - \frac{1}{2} U_p f_g^- U_g - \frac{1}{2} U_p f_g^+ U_p = \\ & = U_p R_g^p - U_p f_g^- U_g + \frac{1}{2} U_p^2 (f_g^- - f_g^+) \end{aligned}$$

Остаточно отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{dT_p}{dx} = \frac{1}{\rho_p U_p C_{p_p}} & (E_g^p + Q_{x,p} - U_p R_g^p - C_{p_p} T_p f_c + \\ & + U_p U_g f_g^- - 0,5 U_p^2 (f_g^- - f_g^+)). \end{aligned} \quad (3.28)$$

Величину  $E_p^g$ , що характеризує передачу енергії від частинок вугілля до газу можна записати у вигляді:

$$\begin{aligned} \sum_i \sum_j E_{ij} &= \sum_i \sum_j W_{ji} + \sum_i \sum_j Q_{ij} + \sum_i \sum_j f_{ij} (u_{ji} + \frac{1}{2} U_{ji}^2) \\ E_p^g &= W_p^g + Q_p^g + f_p^g (u_p^g + \frac{1}{2} U_p^{g^2}) \end{aligned} \quad (3.29)$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		81

Тут  $W_p^g=0$  - передача енергії за рахунок роботи сил взаємодії між частинками і газом (тобто вважаємо, що робота сили опору частинок йде на зміну внутрішньої енергії тільки частинок вугілля).

Теплообмін між частинками і газом відбувається внаслідок тепловіддачі і випромінювання:

$$Q_p^g = \alpha_p (T_p - T_g) \pi d^2 n k \quad (3.30)$$

Коефіцієнт тепловіддачі  $\alpha_p$  визначали залежно від числа Нуссельта використовуючи відому формулу Фреслінга:

$$Nu = \frac{\alpha_p d_p}{\lambda_g} = 2 + 0,55 \cdot Re^{0,5} \cdot Pr^{0,33},$$

де  $Pr = \frac{\mu_g C_{p_g}}{\lambda_g}$  - число Прандтля.

Остання складова в (3.29) визначає зміну енергії внаслідок переходу частини маси вугілля в газоподібні продукти згоряння, при цьому переносяться питомі внутрішньої і кінетичної енергії:

$$U_i^p = C_{v_i}^p \cdot T_p = (C_{p_i} - R_i) \cdot T_p$$

$$U_i^g = C_{v_i}^g \cdot T_g = (C_{p_i} - R_i) \cdot T_g$$

$$\begin{aligned} f_p^g U_p^g &= (f_{CO}^{1,3,5} \cdot U_{CO}^p + f_{CO_2}^2 \cdot U_{CO_2}^p + f_{CH_4}^4 \cdot U_{CH_4}^p + f_{H_2}^5 \cdot U_{H_2}^p) + \\ &+ (f_{O_2}^{1,2} \cdot U_{O_2}^g + f_{CO_2}^3 \cdot U_{CO_2}^g + f_{H_2}^4 \cdot U_{H_2}^g + f_{H_2O}^5 \cdot U_{H_2O}^g) = \\ &= (f_{CO}^{1,3,5} \cdot C_{v_{CO}}^p + f_{CO_2}^2 \cdot C_{v_{CO_2}}^p + f_{CH_4}^4 \cdot C_{v_{CH_4}}^p + f_{H_2}^5 \cdot C_{v_H}^p) \cdot T_p + \\ &+ (f_{O_2}^{1,2} \cdot C_{v_{O_2}}^g + f_{CO_2}^3 \cdot C_{v_{CO_2}}^g + f_{H_2}^4 \cdot C_{v_{H_2}}^g + f_{H_2O}^5 \cdot C_{v_{H_2O}}^g) \cdot T_g \end{aligned} \quad (3.31)$$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \cdot [f_{CO}^{1,3,5} \cdot U_p^2 + f_{CO_2}^2 \cdot U_p^2 + f_{CH_4}^4 \cdot U_p^2 + f_{H_2}^5 \cdot U_p^2] + \\ & + \frac{1}{2} \cdot [f_{O_2}^{1,2} \cdot U_g^2 + f_{CO_2}^3 \cdot U_g^2 + f_{H_2}^4 \cdot U_g^2 + f_{H_2O}^5 \cdot U_g^2] = \\ & = \frac{1}{2} [f_g^+ \cdot U_p^2 + f_g^- \cdot U_g^2] = f_p^g \cdot \frac{1}{2} \cdot U_p^{g^2} \end{aligned} \quad (3.32)$$

Що входить в рівняння (3.28)  $E_p^g$  визначається аналогічно (3.29):

$$E_g^p = W_g^p + Q_g^p + f_g^p (u_g^p + \frac{1}{2} U_g^{p^2}) \quad (3.33)$$

де  $W_g^p = R_p^g (U_g - U_p)$  - робота сил аеродинамічного опору.

$$Q_g^p = \left[ \alpha_p (T_g - T_p) + \sigma \varepsilon \left( \left( \frac{T_s}{100} \right)^4 - \left( \frac{T_p}{100} \right)^4 \right) \right] \pi d^2 n \quad (3.34)$$

де  $T_s$  - температура випромінюючого об'єму;  $\sigma$  - постійна Стефана-Больцмана,  $\varepsilon$  - ступінь чорноти частинок вугілля.

Для вирішення диференціальних рівнянь (3.6, 3.23, 3.24, 3.26, 3.28) використовували граничні умови.

В початковому перерізі (при  $x=0$ ) вважали відомими:

- концентрації складових газу:

$$\begin{aligned} \rho_{O_2} &= \rho_{O_2}^0 & \rho_{CO_2} &= \rho_{CO_2}^0 & \rho_{CO} &= \rho_{CO}^0 & \rho_{H_2O} &= \rho_{H_2O}^0 & \rho_{H_2} &= \rho_{H_2}^0 \\ \rho_{CH_4} &= \rho_{CH_4}^0 & \rho_{N_2} &= \rho_{N_2}^0 \end{aligned}$$

- концентрація частинок вугілля:

$$\rho_P = \rho_P^0$$

- швидкість газу та частинок:

$$U_g = U_{g0} \quad U_p = U_{p0}$$

- температури газу та частинок:

$$T_g = T_{g0} \quad T_p = T_{p0}$$

### 3.4 Рівняння руху та теплообміну частинки вугілля

До основних сил, що діють на частинку, у першу чергу ставиться аеродинамічна сила

$$\vec{F}_{ae} = -\frac{1}{2} C_q s \rho_z \left| \vec{V} - \vec{U} \right| \left( \vec{V} - \vec{U} \right), \quad (3.35)$$

яка діє на частинку з боку потоку, де  $\vec{V}, \vec{U}$  – вектори швидкості частинки і потоку,  $C_q$  – коефіцієнт аеродинамічного опору,  $s = \frac{\pi \delta^2}{4}$  – площа міделевого перетину,  $\delta$  – діаметр частки,  $\rho_z$  – густина газу в точці, де перебуває частинка, і сила ваги  $m\vec{g}$ , де  $m = \frac{1}{6} \pi \delta^3 \rho$  – маса частинки,  $\rho$  – густина частинки,  $g$  – прискорення вільного падіння.

У зв'язку з тим, що частинки пиловугільного палива отримані дробленням однорідного аморфного вугілля марки АШ, у даній роботі форма часток прийнята сферичної. Неізометрична форма часток може приводити до деякого збільшення коефіцієнта аеродинамічного опору.

Шорсткість поверхні часток також впливає на коефіцієнт аеродинамічного опору. По даним [23] отримане зменшення коефіцієнту  $C$  при збільшенні шорсткості. У той же час по даним [24], [25] є збільшення  $C$  для шорсткуватих поверхонь у порівнянні із гладкими поверхнями. У зв'язку із суперечливими даними по впливу шорсткості поверхні частки будемо вважати поверхню частки гладкою.

Коефіцієнт аеродинамічного опору частки визначатимемо за формулою Олевського

$$C_q = \frac{24}{Re} + \frac{4,4}{\sqrt{Re}} + 0,32,$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		84

де

$$\text{Re} = \frac{\delta \left| \vec{V} - \vec{U} \right|}{\nu_g} - \text{число Рейнольдса},$$

$\nu_g$  – кінематична в'язкість газу.

Зіткнення часток зі стінками або іншими частинками приводить їх в обертний рух. Частинки що обертаються, взаємодіючи з навколишнім середовищем, захоплюють в обертний рух навколишній газ. У результаті цього виникає сила Магнуса-Жуковського

$$\vec{F}_m = \frac{1}{3} \pi d^3 \rho \omega (\vec{V} - \vec{U}). \quad (3.36)$$

Кутова швидкість обертання частинок при русі по стінці може досягати  $10^5 \dots 10^7 \text{ c}^{-1}$ . У потоці обертання частинок швидко загасає. Так, по даним [26], у низькошвидкісних потоках з легкими частинками вплив ефекту Магнуса невелике. Крім того, заздалегідь невідомо напрямком обертання. У зв'язку із цим надалі силу Магнуса-Жуковського не враховуємо.

При русі обротової частки в потоці газу із градієнтом швидкості також виникає поперечна сила Сафмена [27]

$$\vec{F}_s = K_s \nu^{0,5} \rho_g d^2 (\vec{V} - \vec{U}) \left( \frac{dV}{dy} \right)^{0,5}. \quad (3.37)$$

В умовах нерівномірно нагрітого газового потоку виникає також сила термофореzu, обумовлена тим, що молекули, що зустрічаються із частинкою з боку нагрітої й холодної областей, надають їй різний по величині імпульс. По даним [26] вплив сили термофореzu для вугільних частинок розміром  $0,04 \dots 0,1 \text{ мм}$  незначний.

У турбулентному потоці газу на частинку також діє сила турбофореzu, обумовлена неоднорідністю поля турбулентних пульсацій, однак її дія незначна [28].

Зважаючи на вищезазначене приймемо, що на частинку вугілля діє тільки сила тяжіння та сила аеродинамічного опору (рис. 3.2).

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						85
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

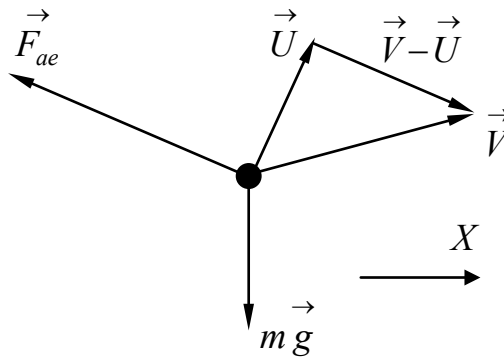


Рисунок 3.2 - Сили що діють на частинку вугілля в потоці газу

Відповідно із другим законом Ньютона (рівність сил інерції головному вектору сил, що діють на частинку) можна записати рівняння руху частинки вугілля у вигляді системи звичайних диференціальних рівнянь:

$$\frac{d\vec{X}}{d\tau} = \vec{V}, \quad (3.38)$$

$$\frac{d(m\vec{V})}{d\tau} = -\vec{F}_{ae} + m\vec{g}, \quad (3.39)$$

До цих рівнянь необхідно додати рівняння теплообміну між частинкою та газовим потоком. Відповідно із законом збереження енергії для частинки вугілля, що рухається в топці котла, нагрівається, запалюється та згоряє можна записати:

$$\frac{dT_p}{dt} = \frac{S_p}{mC_p} (q_k + q_v + q_x), \quad (3.40)$$

де

$q_k = \alpha (T - T_p)$  - питомий потік теплоти від частинки за рахунок конвекції,

$\alpha = \text{Nu} \frac{\lambda_g}{\delta}$  - коефіцієнт конвективної тепловіддачі,

$Nu$  - число Нуссельта,

$q_{\epsilon} = \sigma \epsilon (T_0^4 - T_p^4)$  - питомий потік теплоти від частинки за рахунок випромінювання,

$q_x$  - питомий потік теплоти за рахунок хімічних реакцій при горінні.

### 3.5 Теплофізичні властивості

#### 3.5.1 Густина

Густина повітря, визначена з рівняння стану ідеального газу (рис. 3.3)

$$\rho = \frac{P}{RT}, \quad (3.41)$$

де  $T$  – температура, К;

$P$  – тиск, прийнятий рівним 1 бар;

$R = 287$  Дж/(кг·К) – газова стала.

З порівняння розрахункової кривої зі значеннями густини, отриманими на основі експериментальних даних [29], впливає, що відносна похибка при використанні формули (3.41) не перевищує 0,1 % при температурі до 1950 °С. При більш високих температурах похибка збільшується, що пов'язано з початком іонізації повітря, і при температурі 2500 °С досягає 1 %.

Виходячи з цього, в інтервалі температур 1950...2500 °С після інтерполяції даних [29] для залежності густини від температури при тиску  $P = 1$  бар для більш точних розрахунків була отримана наближена формула:

$$\rho = at^3 + bt^2 + ct + d, \quad (3.42)$$

де  $t$  – температура повітря, °С;

$a = -1,26732 \cdot 10^{-11}$ ;

$b = 1,03734 \cdot 10^{-07}$ ;

$c = -3,31096 \cdot 10^{-04}$ ;

$d = 0,50173$ .

Відносна похибка значень густини повітря, розрахованих за формулою (3.42) у вказаному інтервалі температур не перевищує 0,0001 %.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						87
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

Для оксиду вуглецю CO (рис. 3.4) формула (3.41) в інтервалі температур 0...2500 °С при тиску  $P = 1$  бар дає відхилення, що не перевищує 0,18 % і може бути використана з достатнім ступенем точності у всьому інтервалі.

Для двоокису вуглецю CO<sub>2</sub> формула (3.41) з похибкою до 0,2 % при тиску  $P = 1$  бар може бути застосована тільки в інтервалі 0...1600 °С, оскільки при більш високій температурі внаслідок іонізації густина двоокису вуглецю розрахована за цією формулою суттєво відрізняється від табличних значень, наприклад, при температурі 2500 °С вона досягає 16 %. Тому в інтервалі температур 1600...2500 °С для густини двоокису вуглецю при тиску  $P = 1$  бар після інтерполяції даних [29] отримана наближена формула вигляду (3.42), де коефіцієнти  $a = - 2,55003 \cdot 10^{-11}$ ,  $b = 1,76243 \cdot 10^{-07}$ ,  $c = - 5,25079 \cdot 10^{-04}$ ,  $d = 0,775357$ . Похибка наближеної формули в цьому інтервалі не перевищує 0,16 %.

Для двоокису сірки (рис. 3.5) формула (3.41) для густини в інтервалі 0...1000 °С в порівнянні з даними [29] при тиску  $P = 1$  бар дає похибку до 4,9 %, але зважаючи на обмеженість даних вона може бути рекомендована для використання у першому наближенні.

### 3.5.2 В'язкість

Для визначення залежності динамічної в'язкості газу від температури в області помірного тиску найчастіше використовують формулу Сатерленда [30]

$$\mu = \mu_0 \frac{273,2 + C}{T + C} \left( \frac{T}{273,2} \right)^{\frac{3}{2}}, \quad (3.43)$$

де  $\mu$  – динамічна в'язкість при температурі  $T$ , К;

$\mu_0$  – динамічна в'язкість при 0 °С;

$C$  – стала Сатерленда, що є характерною для даного газу.

Стала Сатерленда наближено може бути розрахована за формулою  $C = 1,47T_{\text{кип}}$  ( $T_{\text{кип}}$  – температури кипіння, К).



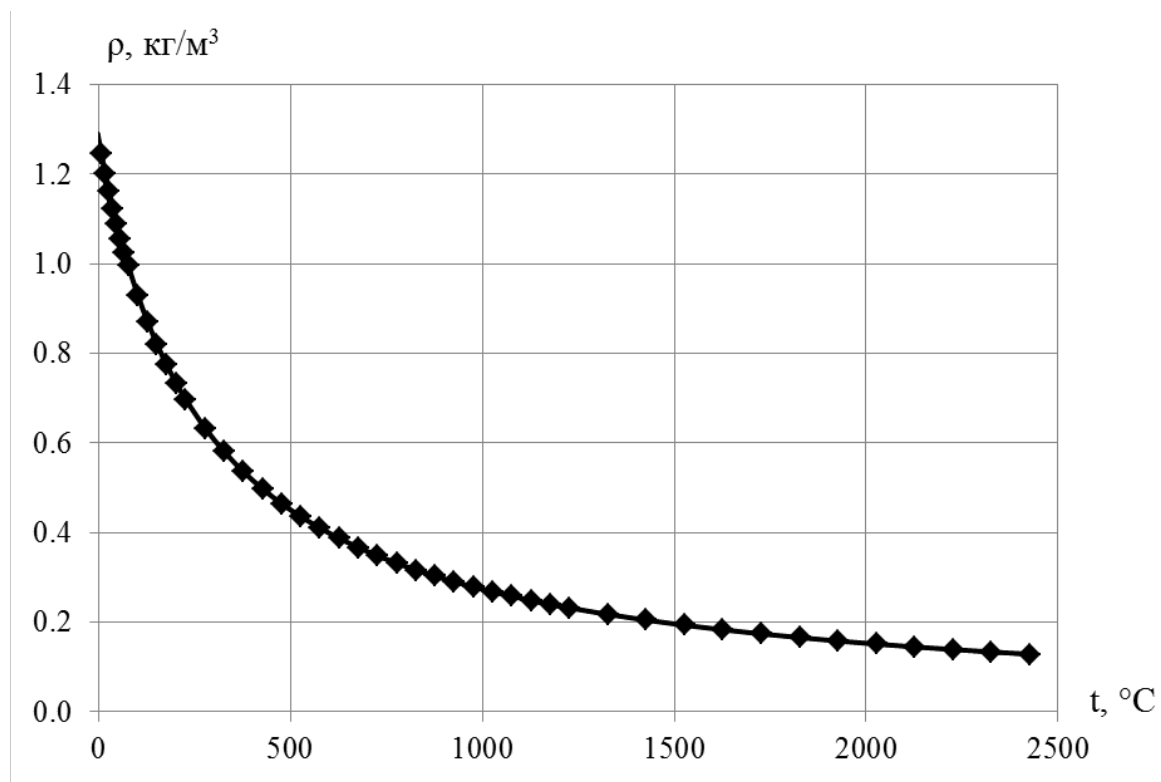


Рисунок 3.3 – Густина повітря

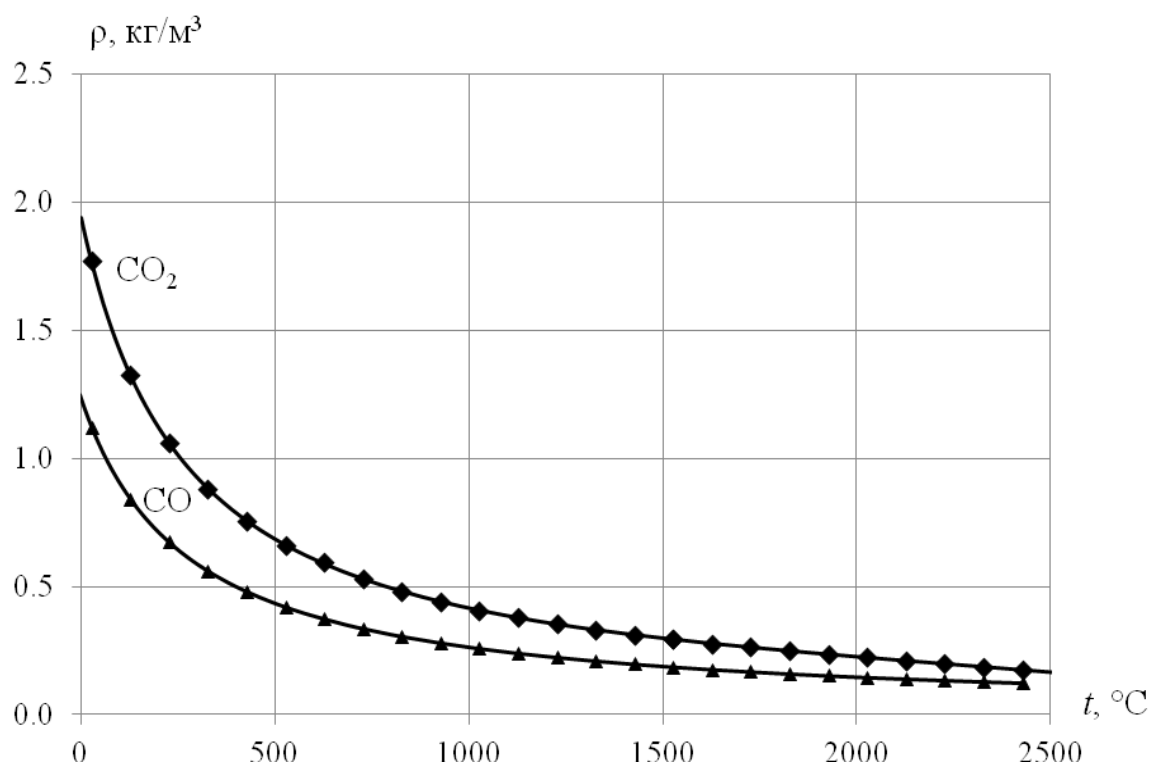


Рисунок 3.4 – Густина окислів вуглецю

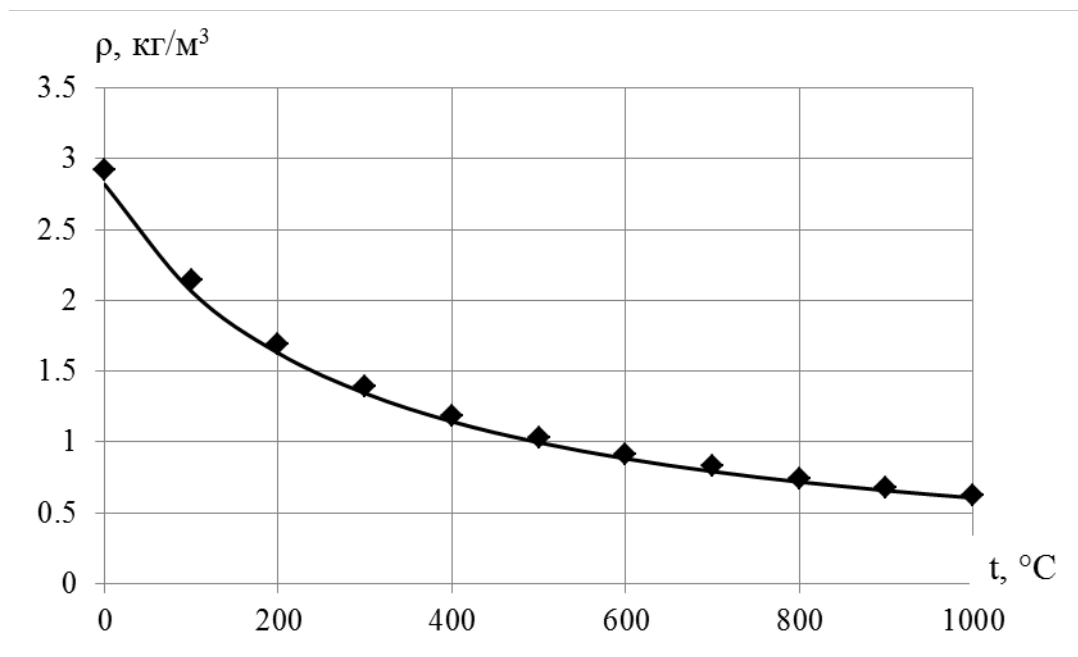


Рисунок 3.5 – Густина двоокису сірки

В табл. 3.2 наведена температура кипіння для деяких газів [29], що містяться в газовій суміші при згорянні палива.

Таблиця 3.2 – В'язкість та температура кипіння газів

Газ	В'язкість при 0 °C $\mu \cdot 10^7$ , Па·с	Температура кипіння $T_{кип}$ , К
H <sub>2</sub>	84,0	20,38
O <sub>2</sub>	191,9	90,18
N <sub>2</sub>	166,3	77,35
H <sub>2</sub> O	80,4	373
SO <sub>2</sub>	123,7	263
CO	166,0	81,65
CO <sub>2</sub>	136,5	–*)
CH <sub>4</sub>	102,7	111,42
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	85,5	184,52
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	75,0	230,93

\*) При атмосферному тиску у рідкому стані не існує.

Формула Сатерленда для більшості газів дає добрі результати при відносно невеликих температурах, разом з тим при збільшенні температури і початку дисоціації газів вона є менш точною, а наприклад, для CO<sub>2</sub> її

використання взагалі є ускладненим, оскільки двоокис вуглецю не існує в рідкому стані при атмосферному тиску, що вимагає іншого підходу при визначенні в'язкості.

В якості альтернативи в [30] для розрахунку в'язкості газів наведена формула запропонована Андрусовим, що при помірному тиску має високу точність в інтервалі температур -50...1000 °С, а в окремих випадках до 1600 °С, якщо не відбувається розкладення або асоціація газів

$$\mu = \frac{191,8(1 + \sqrt{2M})}{V_m^{2/3}} \xi \left( \frac{T}{273,2} \right)^{n_\mu}, \quad (3.44)$$

де  $\mu$  – в'язкість газу при температурі  $T$ , пз·10<sup>-6</sup>;

$M$  – молекулярна маса;

$\xi$  – поправний коефіцієнт;

$V_m$  – мольний об'єм газу.

Показник степені

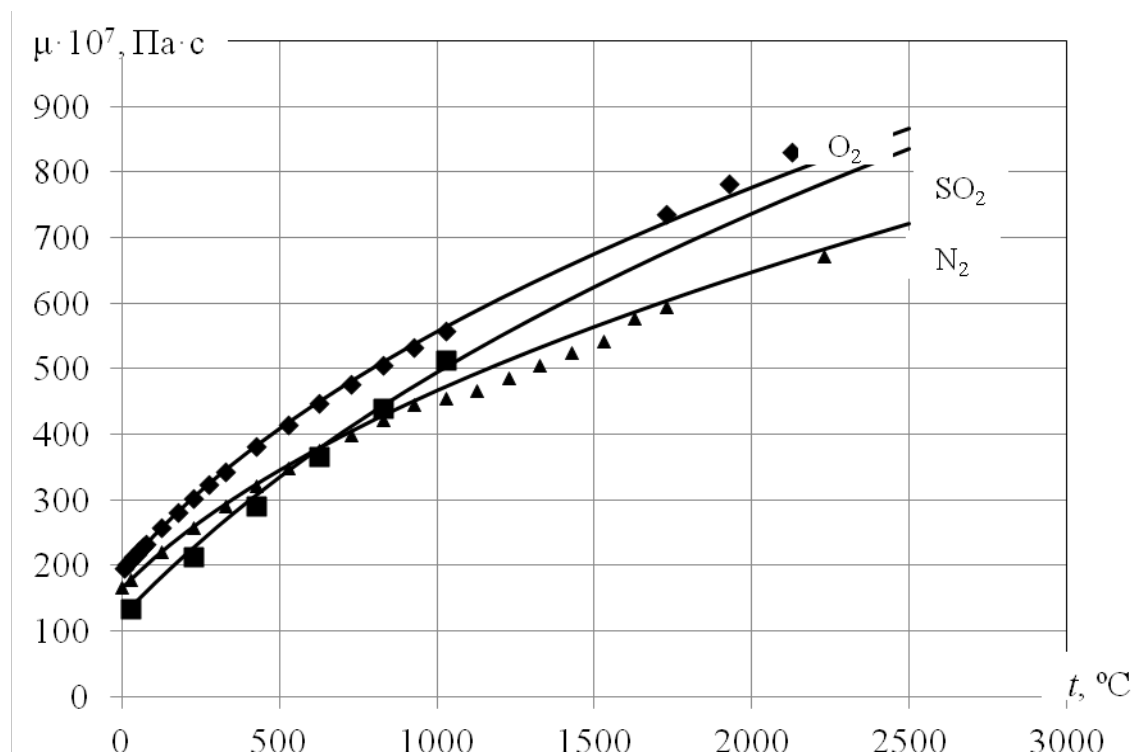
$$n_\mu = A - B \cdot 10^{-4}t + C \cdot 10^{-7}t^2. \quad (3.45)$$

Значення  $V_m^{2/3}$ ,  $\xi$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$  для окремих газів наведені в табл. 3.3.

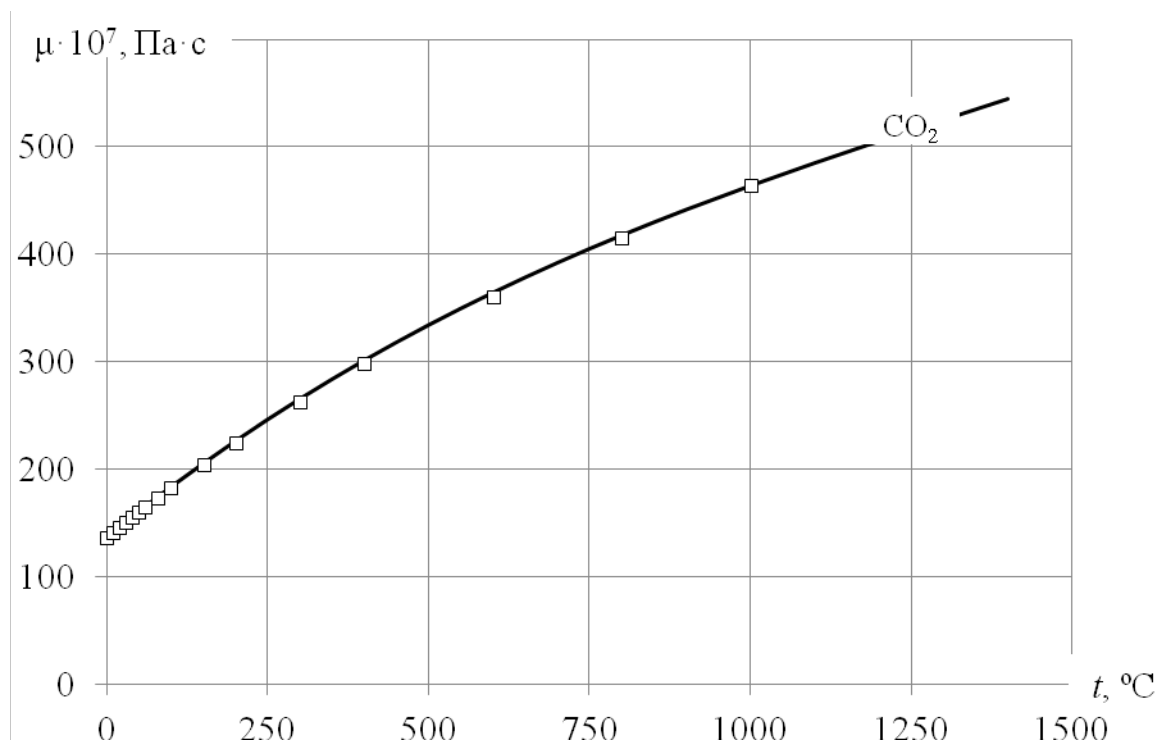
Таблиця 3.3 – Значення  $V_m^{2/3}$ ,  $\xi$ ,  $A$ ,  $B$ ,  $C$

Газ	$V_m^{2/3}$	$\xi$	$A$	$B$	$C$
H <sub>2</sub>	4,00	0,583	0,674	0,034	–
O <sub>2</sub>	6,30	0,700	0,76	1,4	0,64
N <sub>2</sub>	8,41	0,859	0,753	1,3	0,4
H <sub>2</sub> O	6,05	0,390	1,082	0,25	–
SO <sub>2</sub>	11,76	0,579	1,06	2,6	0,9
CO	7,90	0,806	0,762	1,35	0,5
CO <sub>2</sub>	9,55	0,662	0,942	2,1	0,56
CH <sub>4</sub>	9,49	0,757	0,88	2,10	–
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	13,91	0,712	0,94	1,3	–
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	17,62	0,663	0,99	3,2	–

В якості прикладу на рис. 3.6 показані результати розрахунку в'язкості для деяких газів та проведено їх порівняння з табличними значеннями [29].



а)



б)

Рисунок 3.6 – В'язкість окремих газів, що розрахована: а – за формулою Сатерленда, б – формулою Андрусова

Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата

025.150074.MP.2020.001

Арк.

92

В'язкість багатоконпонентної газової суміші може бути визначена за формулою Уїлка [30]

$$\mu = \frac{\mu_1}{1 + \frac{x_2}{x_1} \Phi_{1,2} + \frac{x_3}{x_1} \Phi_{1,3} + \dots} + \frac{\mu_2}{1 + \frac{x_1}{x_2} \Phi_{2,1} + \frac{x_3}{x_2} \Phi_{2,3} + \dots} + \dots, \quad (3.46)$$

де  $\mu_1, \mu_2, \dots$  – в'язкість компонентів суміші;

$x_1, x_2, \dots$  – мольні частки компонентів суміші;

$$\Phi_{i,j} = \frac{\left[ 1 + \left( \frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{0,5} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{0,25} \right]^2}{2\sqrt{2} \left( 1 + \frac{M_i}{M_j} \right)^{0,5}};$$

$M_i$  – молекулярна маса  $i$ -го компоненту суміші.

### 3.5.3 Ентальпія

В [31] наведені табличні дані питомої об'ємної ентальпії двоокису вуглецю  $CO_2$ , азоту  $N_2$ , водяної пари  $H_2O$ , повітря та питомої масової ентальпії золи, в діапазоні температур, що рекомендовано використовувати при нормативному розрахунку котельних агрегатів.

Ці дані були апроксимовані формулою вигляду:

$$(ct)_x = at^2 + bt + c, \quad (3.47)$$

де  $t$  – температура,  $^{\circ}C$ ;

$x$  – індекс, що відповідає даній речовині.

Коефіцієнти  $a, b, c$  за результатами обробки табличних даних наведено в табл. 3.4. На рис. 3.7 показані розрахункові криві зміни ентальпії в залежності від температури та проведено їх порівняння з табличними даними [31].

Для інших газів питома ентальпія може бути визначена через теплоємність за формулою:

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		93

$$i = c_{\Gamma} t, \quad (3.48)$$

де  $t$  – температура, °С;

$c_{\Gamma}$  – теплоємність відповідного газу.

Таблиця 3.4 – Коефіцієнти  $a, b, c$  для визначення ентальпії

Речовина	Одиниця вимірювання ентальпії	$a$	$b$	$c$	Похибка, %
CO <sub>2</sub>	кДж/м <sup>3</sup>	1,4117·10 <sup>-4</sup>	2,182798	-102,837565	0,0122
N <sub>2</sub>		0,68469·10 <sup>-4</sup>	1,352517	-19,5849	0,0060
H <sub>2</sub> O		2,0785·10 <sup>-4</sup>	1,554043	-27,145217	0,0032
Повітря		0,74194·10 <sup>-4</sup>	1,393022	-23,270609	0,0041
Зола	кДж/кг	2,8884·10 <sup>-4</sup>	0,685089	26,7096	0,1399

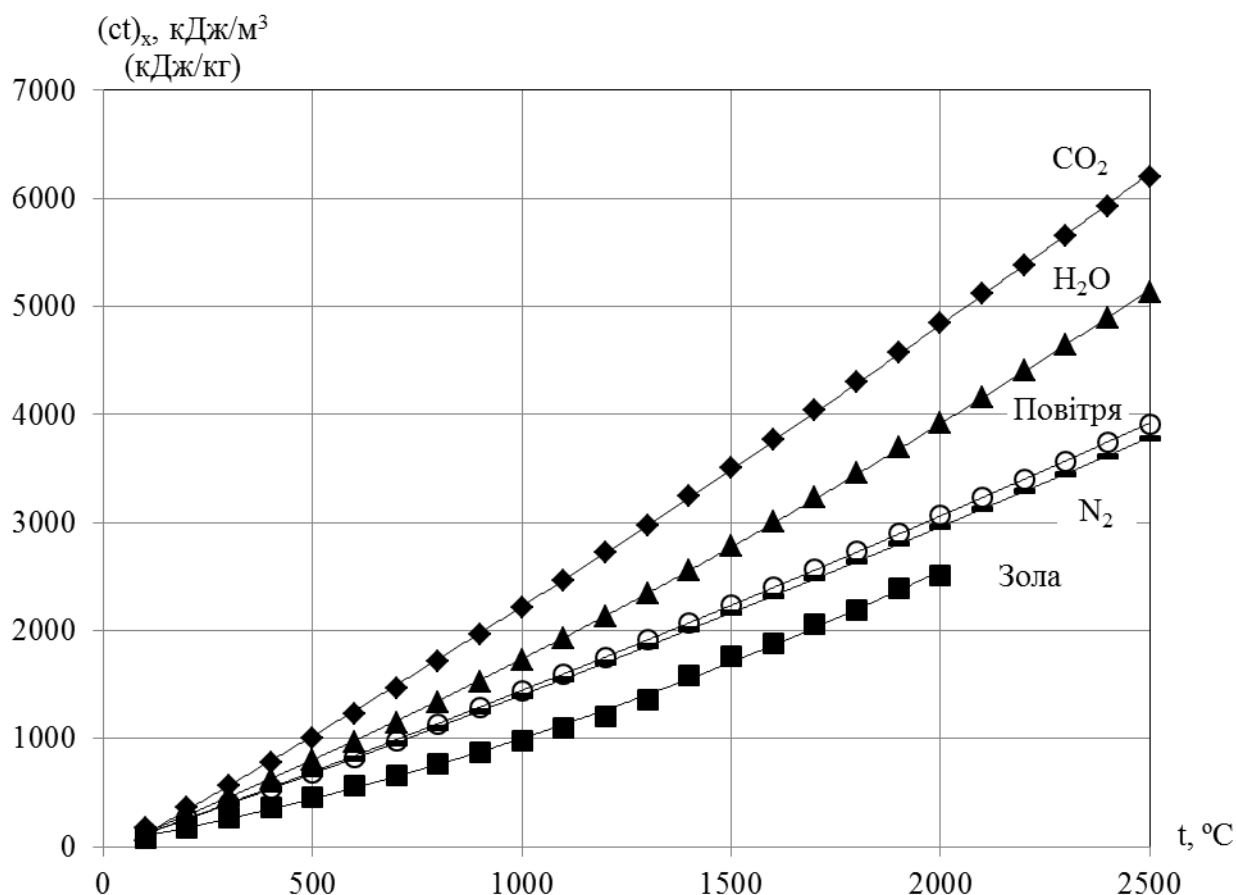


Рисунок 3.7 – Ентальпія окремих газів та золи

### 3.5.4 Теплопровідність

В [31] наведена теплопровідність повітря і димових газів середнього складу в залежності від температури. Ці дані можуть бути використані для оцінки адекватності математичної моделі в частині аналізу теплофізичних властивостей газових сумішей, але їх не можна використовувати при розрахунку процесів горіння палива.

Теплопровідність окремих газів, що входять до газової суміші, при сталому тиску може бути розрахована за формулою, яку Андрусов отримав [31] базуючись на аналогії процесів переносу маси і теплоти

$$\lambda_p = \lambda_{p0} \left( \frac{T}{273,16} \right)^{n_\lambda}, \quad (3.49)$$

де  $\lambda_{p0}$  – теплопровідність при цьому ж тиску і температурі 0 °С;

$T$  – температура в К.

Показник степені

$$n_\lambda = A - B \cdot 10^{-4} t + C \cdot 10^{-7} t^2, \quad (3.50)$$

де  $t$  – температура в °С.

Коефіцієнти  $A, B, C$  для окремих газів наведені в табл. 3.5.

Як стверджується в [30], середня похибка розрахунку теплопровідності за формулою (3.49) складає ~3 %.

Таблиця 3.5 – Коефіцієнти  $A, B, C$  для визначення  $n_\lambda$

Газ	$A$	$B$	$C$
H <sub>2</sub>	0,674	-0,336	–
N <sub>2</sub>	0,773	0,57	0,4
CO	0,792	0,51	0,5
O <sub>2</sub>	0,830	0,91	0,64
NO	0,82	1,64	–
H <sub>2</sub> O	1,122	1,60	–
CO <sub>2</sub>	1,192	2,38	0,56
N <sub>2</sub> O	1,21,	2,88	0,8

Продовження таблиці 3.5

H <sub>2</sub> S	1,13	1,74	–
SO <sub>2</sub>	1,31	3,2	0,9
CH <sub>4</sub>	1,33	0,70	–
C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	1,52	2,82	–
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	1,49	0,98	–
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	1,75	4,98	–

При відсутності даних по коефіцієнтах  $A, B, C$  в формулі (3.50) теплопровідність газу може бути розрахована за формулою Н.В. Цедерберга [32]

$$\lg \frac{\lambda}{\lambda_{T_{кр}}} = a \lg T_{np} + b \lg T_{np}^2 + c \lg T_{np}^3, \quad (3.51)$$

де  $\lambda_{T_{кр}}$  – теплопровідність при критичній температурі  $T_{кр}$ ;

$T_{np} = \frac{T}{T_{кр}}$  – приведена температура.

Коефіцієнти  $a, b, c$  з формули (3.51) для двох атомних і трьохатомних газів наведені в табл. 3.6, а для більш складних газів в залежності від кількості атомів  $n$  у молекулі можуть бути визначені за рис. 3.8.

Таблиця 3.6 – Коефіцієнти  $a, b, c$  для (3.51)

Гази	$T_{np}$	$a$	$b$	$c$
Двоатомні	<1	1,000	0	0
	>1	0,9340	-0,0323	-0,0511
Триатомні	<1	1,325	-0,6311	-1,540
	>1	1,440	0,0115	0,2141



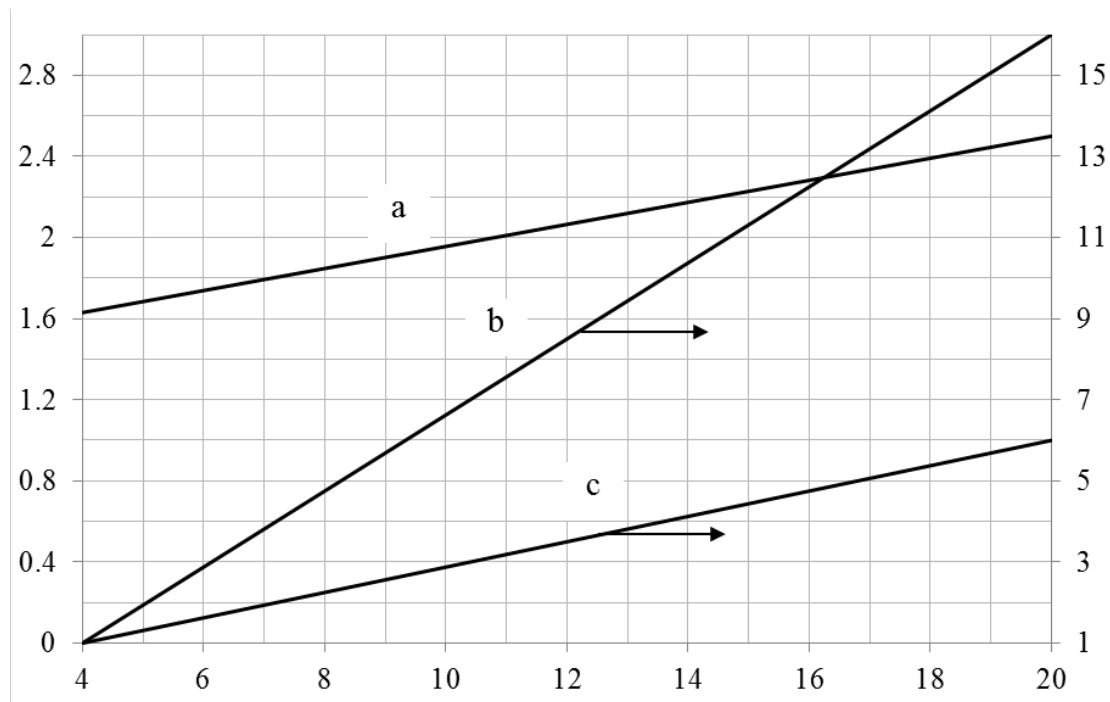


Рисунок 3.8 – Коефіцієнти  $a, b, c$  у формулі (3.51)

Середня похибка формули (3.31) складає 4,7 %, максимальна похибка – не перевищує 11 % [30].

Теплопровідність газової суміші може бути визначена за формулою [30], що була запропонована Васильєвою на основі аналогії між явищами переносу кількості руху і енергії в газах та на рівнянні Сатерленда для газових сумішей

$$\lambda_{cm} = \frac{\lambda_1}{1 + \frac{x_2}{x_1} A_{1,2} + \frac{x_3}{x_1} A_{1,3} + \dots} + \frac{\lambda_2}{1 + \frac{x_1}{x_2} A_{2,1} + \frac{x_3}{x_2} A_{2,3} + \dots} + \dots, \quad (3.52)$$

де  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  – теплопровідність компонентів суміші;

$x_1, x_2, \dots$  – мольні частки компонентів суміші;

$$A_{i,j} = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \left[ \frac{\mu_i}{\mu_j} \left( \frac{M_j}{M_i} \right)^{0,75} \frac{1 + \frac{C_i}{T}}{1 + \frac{C_j}{T}} \right]^{0,5} \right\}^2 \frac{1 + \frac{C_{i,j}}{T}}{1 + \frac{C_i}{T}};$$

де  $\mu_i, \mu_j$  – в'язкість і-го та j-го компонентів суміші;

$M_i$  – молекулярна маса і-го компонента суміші;

$C_i, C_j$  – сталі Сатерленда і-го та j-го компонентів суміші, що можуть наближено бути визначені за формулою  $C = 1,47T_{кип}$ , ( $T_{кип}$  – температура кипіння речовини,  $C_{i,j} = \sqrt{C_i C_j}$ ).

### 3.5.5 Теплоємність

Середня об'ємна теплоємність горючих газів в інтервалі температур 0...1000 °С визначається за формулою:

$$c_T = at^2 + bt + c \quad (3.53)$$

В (3.53) коефіцієнти  $a, b, c$ , що були визначені на основі даних наведених в [31], наведені в табл. 3.7. В цій же таблиці наведена середньоквадратична похибка  $\delta$  визначення теплоємності горючих газів за формулою (3.53).

На рис. 3.9 та рис. 3.10 показані розрахункові криві середніх об'ємних теплоємностей горючих газів в залежності від температури.

Таблиця 3.7 – Коефіцієнти до визначення середньої об'ємної теплоємності

Газ	$a$	$b$	$c$	$\delta, \%$
CO	$5,372960 \cdot 10^{-8}$	$6,563403 \cdot 10^{-5}$	1,295469	0,82708
H <sub>2</sub>	$-6,993007 \cdot 10^{-9}$	$4,881119 \cdot 10^{-5}$	1,283587	0,7259
H <sub>2</sub> S	$3,338619 \cdot 10^{-8}$	$3,191261 \cdot 10^{-4}$	1,502153	0,14527
CH <sub>4</sub>	$-5,559441 \cdot 10^{-8}$	$1,242958 \cdot 10^{-3}$	1,526979	0,09128
C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>	$-7,270396 \cdot 10^{-7}$	$3,057403 \cdot 10^{-3}$	2,201035	0,00494
C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	$-1,402098 \cdot 10^{-6}$	$4,802098 \cdot 10^{-3}$	3,051503	0,00434
C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>	$-1,755361 \cdot 10^{-6}$	$6,021089 \cdot 10^{-3}$	4,125923	0,00357
C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	$-2,156410 \cdot 10^{-6}$	$7,361865 \cdot 10^{-3}$	5,127266	0,00433

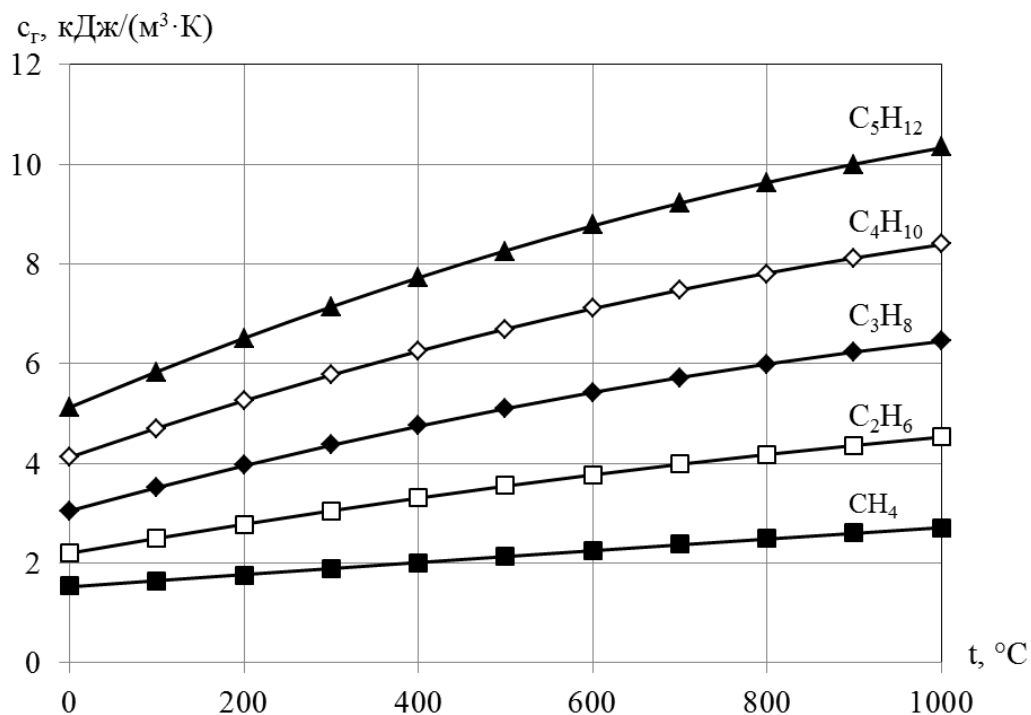


Рисунок 3.9 – Середня об’ємна теплоємність газоподібних вуглеводнів

Середня об’ємна теплоємність повітря та газів у продуктах згоряння в інтервалі температур 0...2300 °С визначається за формулою:

$$c_v = at^3 + bt^2 + ct + d, \quad (3.55)$$

Коефіцієнти в (3.55)  $a, b, c, d$ , що були визначені на основі даних наведених в [31], наведені в табл. 3.8. В цій же таблиці наведена середньоквадратична похибка  $\delta$  визначення теплоємності повітря та газів у продуктах згоряння за формулою (3.55).

На рис. 3.11 показані розрахункові криві середньої об’ємної теплоємності сухого повітря, вологого повітря з вологовмістом 10 г/кг та газів у продуктах згоряння від температури та їх порівняння з табличними даними.

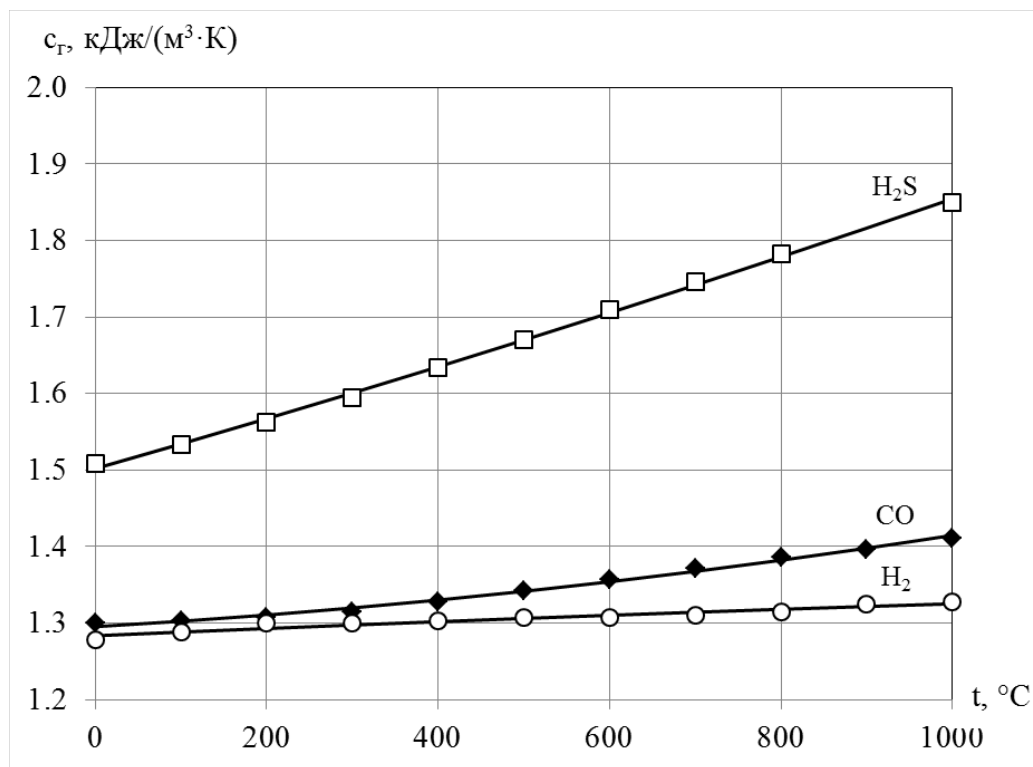


Рисунок 3.10 – Середня об'ємна теплоємність горючих газів

Таблиця 3.8 – Коефіцієнти до визначення середньої об'ємної теплоємності повітря та газів

Газ	a	b	c	d	$\delta$ , %
CO <sub>2</sub>	$6,948746 \cdot 10^{-11}$	$-4,024772 \cdot 10^{-7}$	$9,306473 \cdot 10^{-4}$	1,612420	0,03494
N <sub>2</sub>	$-1,922133 \cdot 10^{-11}$	$5,596097 \cdot 10^{-8}$	$6,375078 \cdot 10^{-5}$	1,288801	0,19405
CO <sub>2</sub>	$6,600002 \cdot 10^{-12}$	$-6,155763 \cdot 10^{-8}$	$2,332525 \cdot 10^{-4}$	1,297884	0,11279
H <sub>2</sub> O	$-2,948418 \cdot 10^{-11}$	$9,465854 \cdot 10^{-8}$	$1,674045 \cdot 10^{-4}$	1,489216	0,02169
Сухе повітря	$-1,388564 \cdot 10^{-11}$	$3,151325 \cdot 10^{-8}$	$9,915680 \cdot 10^{-5}$	1,290825	0,16343
Вологе повітря*)	$-1,363486 \cdot 10^{-11}$	$2,915581 \cdot 10^{-8}$	$1,078577 \cdot 10^{-4}$	1,313220	0,19879

\*) Вологовміст вологого повітря – 10 г/кг.

Теплоємність газової суміші визначається через теплоємності компонентів, що входять до її складу за формулами:

для суміші, що задана масовим складом (масова теплоємність суміші)

$$c = \sum_i g_i c_i, \quad (3.56)$$

де  $g_i, c_i$  – масова частка компоненту та його масова теплоємність;  
для суміші, що задана об'ємним (мольним) складом (об'ємна теплоємність суміші):

$$c' = \sum_i x_i c'_i, \quad (3.57)$$

де  $x_i, c'_i$  – об'ємна (мольна) частка компоненту та його об'ємна теплоємність.

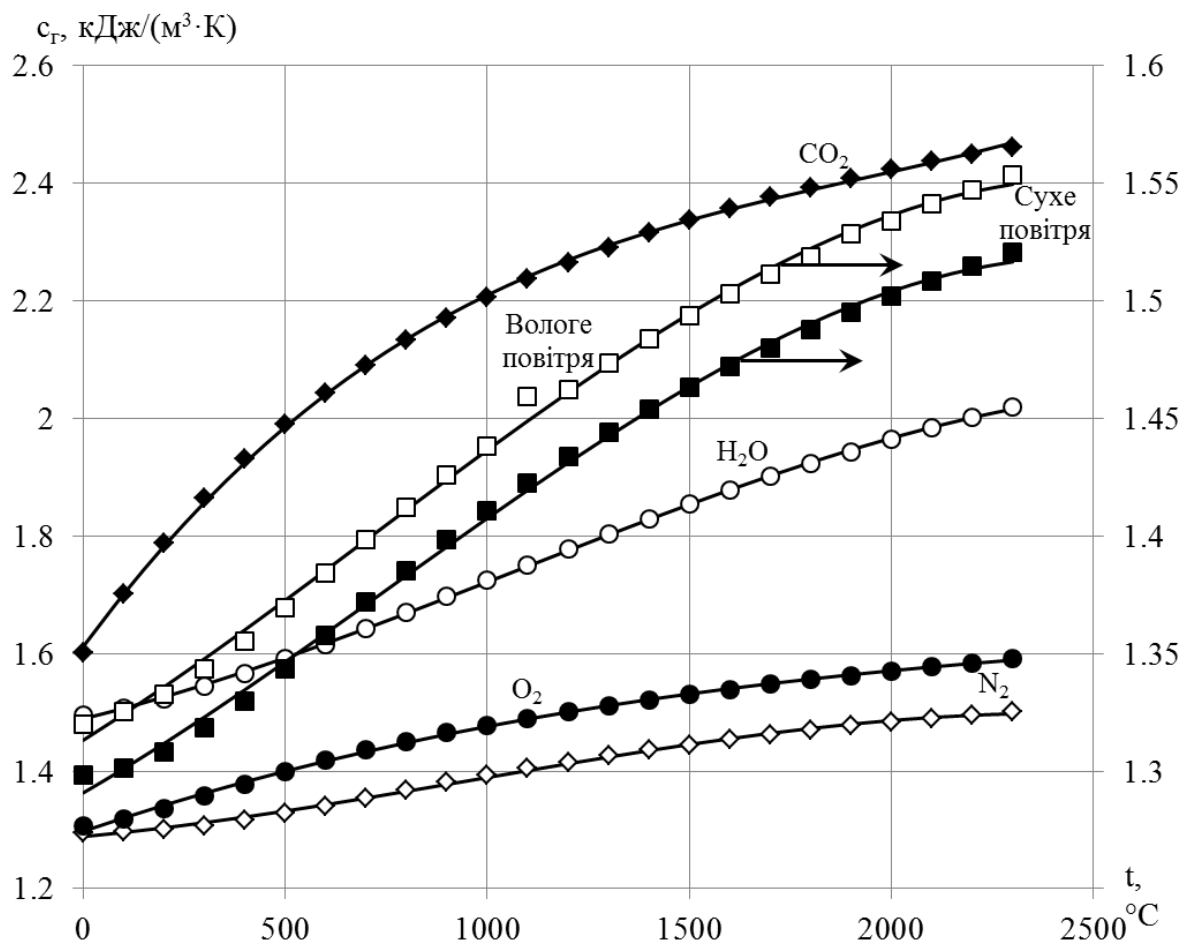


Рисунок 3.11 – Середня об'ємна теплоємність повітря та газів у продуктах згоряння

Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата

025.150074.MP.2020.001

Арк.  
101

Зручним при програмуванні на ЕОМ є апроксимаційні формули побудовані на основі поліномів. Вони мають єдину структуру і потребують тільки одного обчислення відповідної степені температури газу чи частинок. Це дозволяє під час тестування алгоритму розрахунку раціонально використовувати ресурси ЕОМ та значно зменшити час розрахунку. Для газових складових та частинок вугілля апроксимаційні залежності мають вигляд.

Для кисню в інтервалі температур  $6,85 < t < 1026,85$  °С можна використовувати залежність:

$$Cp_{O_2} = (2,21556405032613 \cdot 10^{-16} \cdot t^6 - 1,22310645213744 \cdot 10^{-12} \cdot t^5 + 2,58678883568103 \cdot 10^{-9} \cdot t^4 - 2,61007084788497 \cdot 10^{-6} \cdot t^3 + 1,13606322450917 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 0,0947626 \cdot t + 916,46;$$

при температурі  $t > 1026,85$  °С використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$Cp_{O_2} = 0,1 \cdot t + 1022,31.$$

Для діоксиду вуглецю в інтервалі температур  $6,85 < t < 1526,85$  °С можна використовувати залежність:

$$Cp_{CO_2} = 9,09123263170870 \cdot 10^{-17} \cdot t^6 - 3,33970532188987 \cdot 10^{-13} \cdot t^5 + 2,74764534367757 \cdot 10^{-10} \cdot t^4 + 4,16632562032579 \cdot 10^{-7} \cdot t^3 - 1,06102742515693 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 1,083666 \cdot t + 822,38;$$

при температурі  $t > 1526,85$  °С використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$Cp_{CO_2} = 0,1 \cdot t + 1207,315;$$

Для азоту в інтервалі температур  $6,85 < t < 1026,85$  °С можна використовувати залежність:

$$Cp_{N_2} = -8,21135364388730 \cdot 10^{-16} \cdot t^6 + 2,73918867967406 \cdot 10^{-12} \cdot t^5 -$$

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						102
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$- 3,27128285503726 \cdot 10^{-9} \cdot t^4 + 1,39743809148159 \cdot 10^{-6} \cdot t^3 + \\ + 1,33539822175362 \cdot 10^{-4} \cdot t^2 - 3,372011 \cdot 10^{-3} \cdot t + 1041,01;$$

при температурі  $t > 1026,85$  °C використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$Cp_{N_2} = 0,1 \cdot t + 1064,97.$$

Для оксиду вуглецю в інтервалі температур  $6,85 < t < 2726,85$  °C можна використовувати залежність:

$$Cp_{CO} = 1,52706233685487 \cdot 10^{-17} \cdot t^6 - 1,46492953862369 \cdot 10^{-13} \cdot t^5 + \\ + 5,48061161046780 \cdot 10^{-10} \cdot t^4 - 9,84750612952233 \cdot 10^{-7} \cdot t^3 + \\ + 7,84434679461656 \cdot 10^{-4} \cdot t^2 - 2,64621822 \cdot 10^{-2} \cdot t + 1042,19;$$

при температурі  $t > 2726,85$  °C використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$Cp_{CO} = 2 \cdot 10^{-2} \cdot t + 1274,46.$$

Для водяної пари в інтервалі температур  $6,85 < t < 3126,85$  °C можна використовувати залежність:

$$Cp_{H_2O} = -7,22058941032493 \cdot 10^{-18} \cdot t^6 - 1,12645503281023 \cdot 10^{-13} \cdot t^5 + \\ + 1,81936809609107 \cdot 10^{-9} \cdot t^4 - 4,90739729936933 \cdot 10^{-6} \cdot t^3 + \\ + 5,19479524758614 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 - 1,64189667 \cdot t + 2149,25;$$

при температурі  $t > 3126,85$  °C використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$Cp_{H_2O} = 38,5 \cdot t - 89037,25;$$

Для водню в інтервалі температур  $6,85 < t < 3126,85$  °C можна використовувати залежність:

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						103
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

$$C_{p_{H_2}} = -1,85254079393265 \cdot 10^{-15} \cdot t^6 + 1,63019714125443 \cdot 10^{-11} \cdot t^5 - \\ - 4,86293560904514 \cdot 10^{-8} \cdot t^4 + 6,44575351703390 \cdot 10^{-5} \cdot t^3 - \\ - 3,75025369830458 \cdot 10^{-2} \cdot t^2 + 8,78500825 \cdot t + 14034,57;$$

при температурі  $t > 3126,85$  °C використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$C_{p_{H_2}} = 173 \cdot t - 403045,05;$$

Для метану в інтервалі температур  $6,85 < t < 726,85$  °C можна використовувати залежність:

$$C_{p_{CH_4}} = 7,47981265178661 \cdot 10^{-15} \cdot t^6 - 1,76803466543077 \cdot 10^{-11} \cdot t^5 + \\ + 1,62750901730517 \cdot 10^{-8} \cdot t^4 - 9,07533244129670 \cdot 10^{-6} \cdot t^3 + \\ + 4,97961876131478 \cdot 10^{-3} \cdot t^2 + 2,315775 \cdot t + 2175,31;$$

при температурі  $t > 726,85$  °C використовували лінійну апроксимацію від температури:

$$C_{p_{CH_4}} = 4,59 \cdot t + 1726,76;$$

Теплоємність вугільних частинок (антрацитовий штиб) визначали за формулою [21]:

$$C_{p_{ч}} = 0,992 + 0,000209 \cdot t.$$

### 3.6 Метод інтегрування диференціальних рівнянь

Для інтегрування рівнянь руху частинок система рівнянь (3.38)-(3.40) з відповідними початковими умовами приводиться до форми Коші:

$$\frac{dy_i}{dt} = f_i(t, y_i), \\ y_i(t=0) = y_{i0},$$

а потім використовується явний **метод Рунге-Кутта** 5-го порядку з контролем точності на кроці  $h$  [33]. Значення функцій наприкінці кроку  $h$  визначаються за формулами:

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						104
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



$$y_i(t+h) = y_i(t) + \frac{1}{6}(k_{1i} + k_{3i} + k_{4i}),$$

через значення в проміжних вузлах

$$\begin{aligned} k_{1i} &= h * f_i(t, y_i), k_{2i} = h * f_i(t + \frac{h}{2}, y_i + \frac{k_{1i}}{2}), \\ k_{3i} &= h * f_i(t + \frac{h}{2}, y_i + \frac{k_{1i} + k_{2i}}{4}), k_{4i} = h * f_i(t + h, y_i - k_{2i} + 2k_{3i}), \\ k_{5i} &= h * f_i(t + \frac{2h}{3}, y_i + \frac{7k_{1i} + 10k_{2i} + k_{4i}}{27}), \\ k_{6i} &= h * f_i(t + \frac{h}{5}, y_i + \frac{28k_{1i} - 125k_{2i} + 546k_{3i} + 54k_{4i} - 378k_{5i}}{625}), \end{aligned}$$

головні члени погрішності на кроці  $h$  розраховується по формулі:

$$r_{6i} = -\frac{1}{366}(42k_{1i} + 224k_{3i} + 21k_{4i} - 162k_{5i} - 125k_{6i})$$

У випадку, коли максимальна з відносних погрішностей менше заданої наперед величини  $\xi$  крок вважається виконаним і відбувається перехід до наступного кроку. Якщо погрішність кроку більша його величина зменшується. Після зіткнення частки зі стінкою інтегрування системи диференціальних рівнянь припиняється.

Обчислення велися за допомогою програмного пакету Delphi 7.

### 3.7 Висновок.

Розроблено математичну модель процесу згоряння частинок вугілля в топці котла, яка базується на фундаментальних законах збереження маси, кількості руху, енергії та рівняннях швидкостей хімічних реакції по закону Арреніуса. Запропонована математична модель дозволяє визначити втрати з механічним недопалом і відрізняється тим, що безпосередньо враховує змінність параметрів частинок (діаметр, швидкість руху, хімічний склад та інш.) під час руху у факелі.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						105
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

Визначено апроксимаційні залежності теплофізичних властивостей вугільної аеросуміші, повітря, окремих продуктів згоряння та їх суміші, які мають похибку не більше 5 %, що дозволяє створити надійний метод розрахунку.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						106
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

## РОЗДІЛ 4

### РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ

#### 4.1 Вихідні данні для розрахунку

Розрахунки проведено для котельного агрегату ТПП-210 Придніпровської ТЕС (м. Дніпро). Котел двохкорпусний, симетричний, працює за схемою дубль-блоку разом з турбіною типу К-300-240 потужністю 300 МВт. Кожен корпус (рис. 4.1) є самостійним агрегатом П-образного компанування продуктивністю 475 т/год. Стінки топкової камери повністю екрановані трубами радіаційних поверхонь нагріву: нижньої радіаційної частини (НРЧ) та верхньої радіаційної частини.

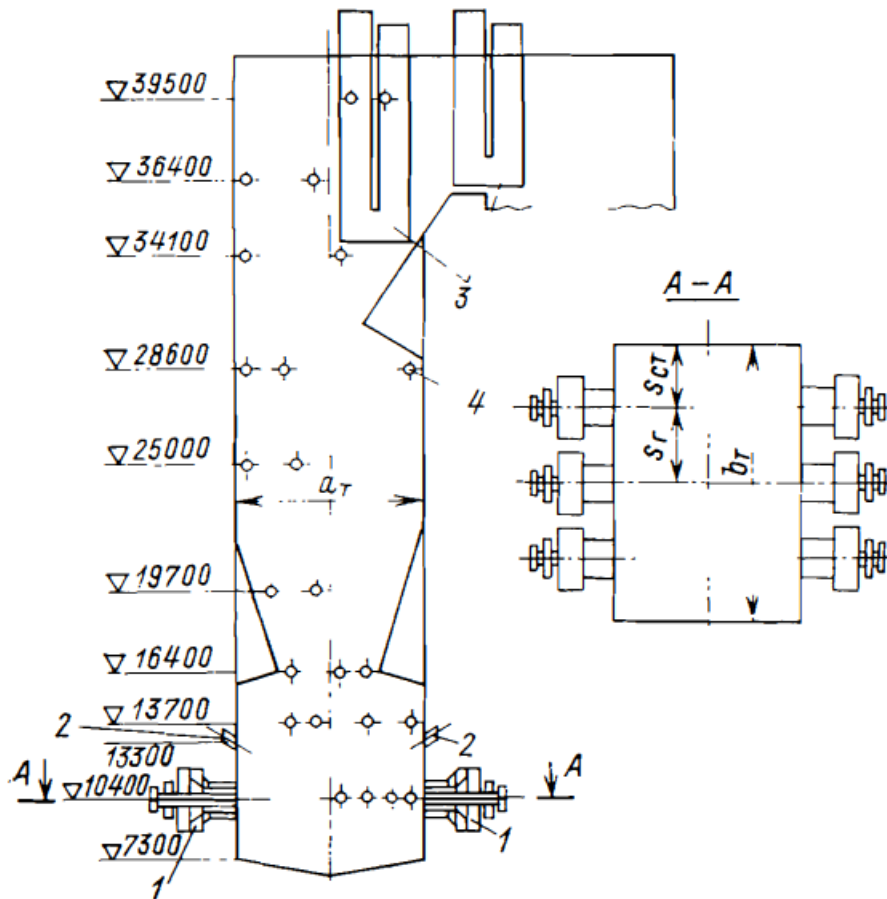


Рисунок 4.1 - Схема парогенератора ТПП-210

- 1 – основні пальники; 2 – сопла для введення сушильного агента в топку;  
3 – конвективна частина пароперегрівача; 4 – люки для замірів.

Виступи, утворені фронтальними та задніми екранами НРЧ, утворюють перетиск, який розділяє топкову камеру на дві камери: горіння та

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		107

оохолодження. Кут розкриття конуса складає 15 та 30 ° на сторону. Екрани топки до позначки 16400 повністю ошиповані та вкриті вогнетривкою масою.

Основні характеристики котла наведено в табл. 4.1.

Таблиця 4.1 - Основні параметри котла ТПП-210

Паропроодуктивність, т/год	950
Тиск пари, МПа	25
Температура перегрітої пари, °С	565/570
Теплове напруження топки, МВт/м <sup>3</sup>	0,173
Потужність завитково-лопаткових пальників, МВт	70
Кількість пальників на корпус	6
Паливо	АШ
Теплота згоряння, МДж/кг	20,0...22,2
Вміст летких, %	4,3...7,2
Зольність, %	25,9...32,1
Вміст води, %	6,7...9,1
Температура початку деформації золи, °С	1300...1900
Температура рідкоплавкового стану, °С	1350...1430
Коефіцієнт надлишку повітря	1,28

Розрахунки виконано для температури початкової температури вугільної аеросуміші, що надходить в топку котла 200...800 °С, м'якості млива  $R_{90}=8...12\%$ .

#### 4.2 Аналіз отриманих результатів

Результати розрахунку за рівняннями побудованої в розділі 3 математичної моделі наведено на рис. 4.2-4.5.

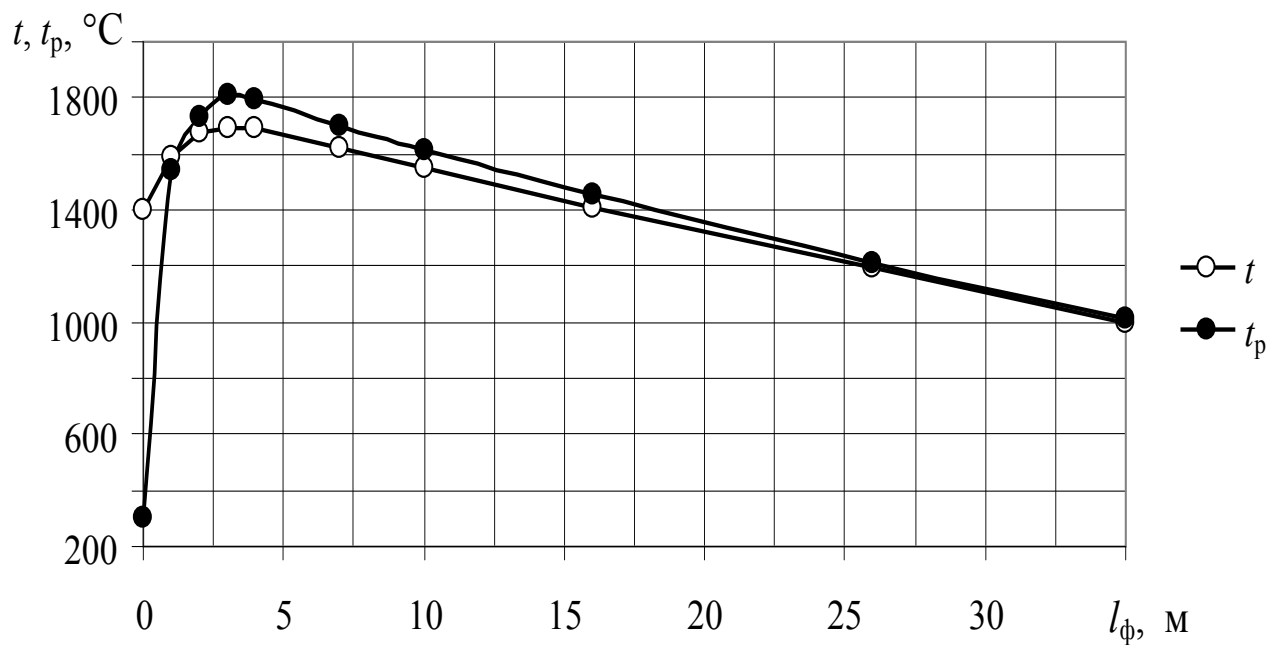


Рисунок 4.2 - Температура продуктів спалювання та частинок вугілля по довжині факелу у топці котла

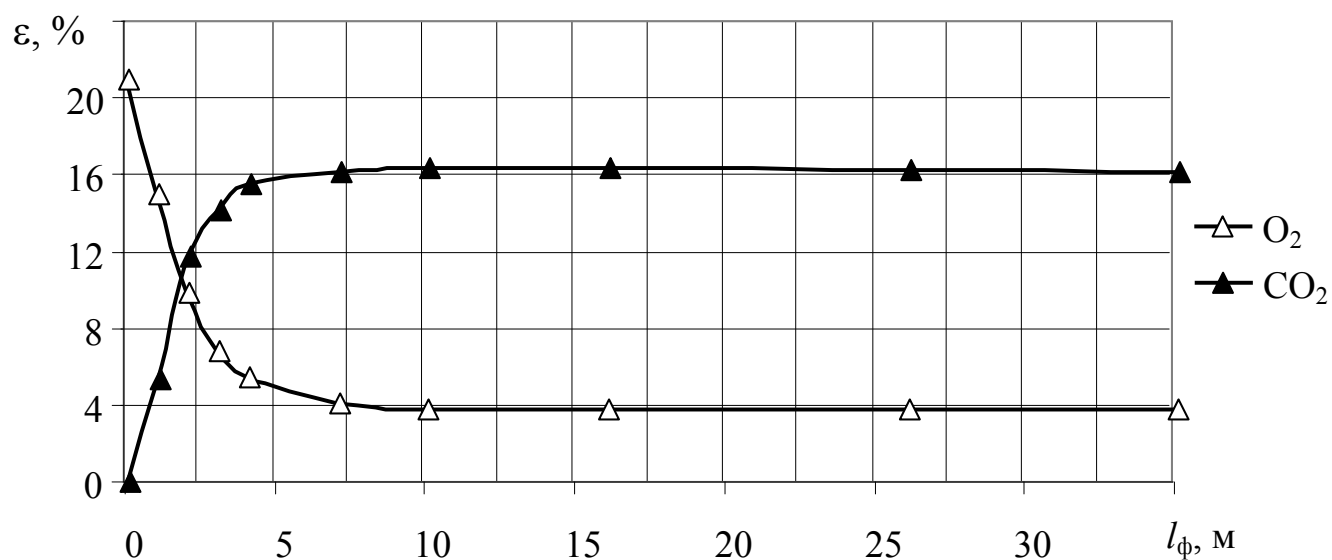


Рисунок 4.3 - Концентрація кисню та діоксиду вуглецю по довжині факелу у топці котла

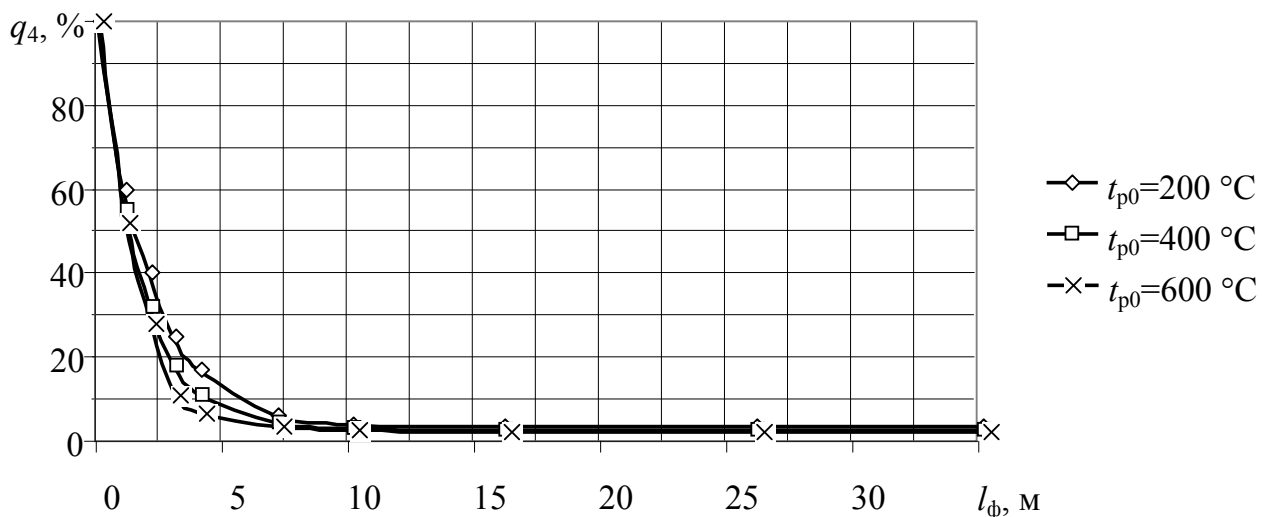


Рисунок 4.4 - Втрати з механічним недопалом по довжині факелу в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші.

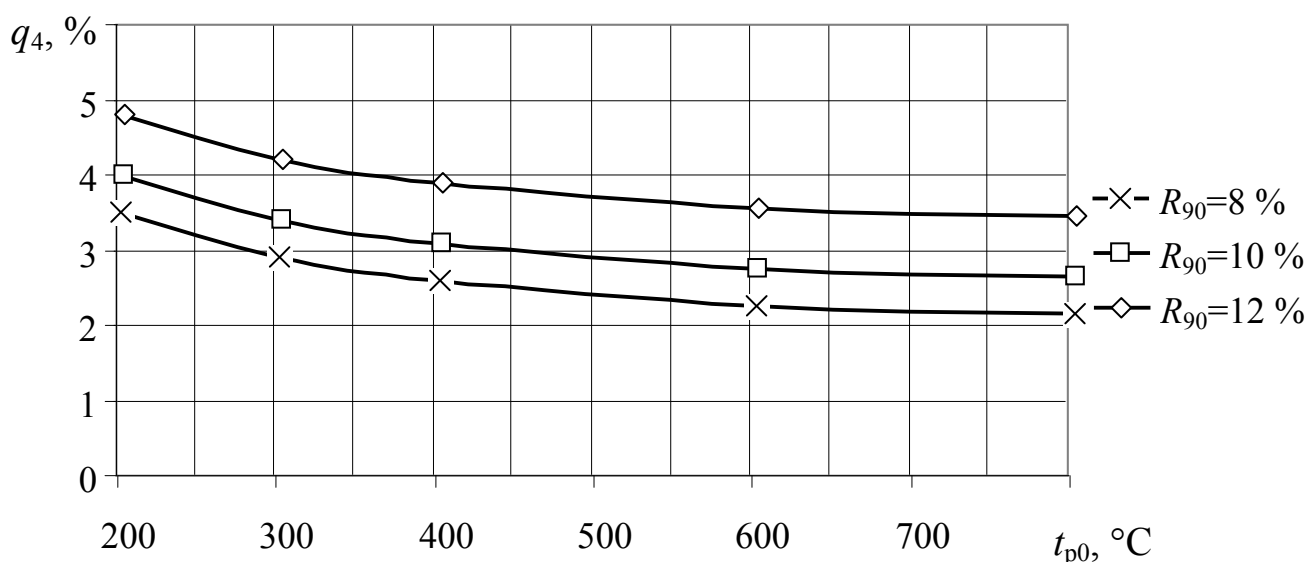


Рисунок 4.5 - Втрати з механічним недопалом на виході з топки котла в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші та м'якості млива.

На рис. 4.2 наведено температури продуктів згоряння та частинок вугілля по довжині факелу у топці котла при  $R_{90}=8$  %, початковій температурі аеросуміші  $t_{p0}=200$  °C. Із графіків випливає, що найбільш інтенсивний процес нагрівання, запалювання та згоряння частинок відбувається на початковій ділянці факелу. Швидке прогрівання частинок обумовлює різкому збільшенню їх температури внаслідок ініціювання екзотермічних гетерогенних реакцій на

поверхні. Вже на горизонтальній ділянці траєкторії температура окремих частинок перебільшує температуру продуктів згоряння. Найбільші температури частинок, як і очікувалось, виявляються у камері горіння котла до перетиску топки. В цій зоні також відбувається інтенсивне витрачання кисню з утворенням діоксиду вуглецю. Після перетиску відбувається поступове охолодження частинок внаслідок теплообміну з газом та поверхнями котла із наближенням температури частинок до температури продуктів спалювання.

На рис. 4.3 наведено розподіл вмісту кисню та діоксиду вуглецю по довжині факелу у топці котла. Нульовій позначці факелу відповідає вміст кисню та діоксиду в атмосферному повітрі (21 % та 0 % відповідно). Графік зменшення кисню повністю узгоджується у відповідних точках факелу з графіками збільшення діоксиду вуглецю та температурним графіком рис. 4.2.

На рис. 4.4 наведено втрати з механічним недопалом по довжині факелу в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші ( $R_{90}=8\%$ ). З графіків випливає, що процес згоряння вугільної аеросуміші в топці котла відбувається доволі інтенсивно. Вже на відстані 5 м від пальника згоряє приблизно 85 % вуглецю палива, а в камері згоряння до перетиску - більше 90 %. Збільшення початкової температури аеросуміші, наприклад за рахунок попередньої технології термохімічної підготовки, дозволяє суттєво збільшити температуру в камері горіння, збільшити швидкості потоку та підвищити радіаційну складову теплового балансу топки. Такі режими роботи раціонально використовувати при зменшених навантаженнях котла, та на етапі розпалювання. Після перетиску (в камері охолодження) відбувається поступове догоряння вугільного пилу з досягненням кінцевого механічного недопалу на рівні 3 % при початковій температурі  $t_{p0}=200\text{ }^{\circ}\text{C}$ , та 2,3 % при  $t_{p0}=600\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

На рис. 4.5 наведено втрати з механічним недопалом на виході з топки котла в залежності від початкової температури вугільної аеросуміші ( $t_{p0}=200\ldots 800\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) та м'якості млива ( $R_{90}=8\ldots 12\%$ ). Із графіка випливає, що кінцеві втрати з механічним недопалом суттєво залежать як від дисперсності вугільного пилу так і початкової температури. Так збільшення залишку  $R_{90}$  з 8 до 12 % призводить до збільшення механічного недопалу з 3 до 4,2 % при штатному режимі котла ( $t_{p0}=300\text{ }^{\circ}\text{C}$ ) і з 2,2 до 3,4 % при застосуванні технологій попередньої термохімічної підготовки вугілля до спалювання ( $t_{p0}=600\text{ }^{\circ}\text{C}$ ). В той же час, як свідчить графік рис. 4.5 збільшення початкової температури аеросуміші понад  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  не раціонально, оскільки вже не призводить до суттєвого зменшення механічного недопалу. Тобто витрати енергії на

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						111
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

попередній підігрів аеросуміші не буде повною мірою компенсуватися зменшенням втрат енергії за рахунок механічного недопалу.

#### 4.3 Висновок

Найбільш інтенсивний процес нагрівання, запалювання та згоряння частинок відбувається на початковій ділянці факелу. Вже на горизонтальній ділянці траєкторії температура окремих частинок перебільшує температуру продуктів згоряння. Після перетиску відбувається поступове охолодження частинок внаслідок теплообміну з газом та поверхнями котла із наближенням температури частинок до температури продуктів спалювання.

На відстані 5 м від пальника згоряє приблизно 85 % вуглецю палива, а в камері згоряння до перетиску - більше 90 %. В камері охолодження відбувається поступове догоряння вугільного пилу з досягненням кінцевого механічного недопалу на рівні 3 % при початковій температурі  $t_{p0}=200\text{ }^{\circ}\text{C}$ , та 2,3 % при  $t_{p0}=600\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Збільшення залишку  $R_{90}$  з 8 до 12 % призводить до збільшення механічного недопалу з 3 до 4,2 % при  $t_{p0}=300\text{ }^{\circ}\text{C}$  і з 2,2 до 3,4 % при  $t_{p0}=600\text{ }^{\circ}\text{C}$ .

Збільшення початкової температури аеросуміші понад  $600\text{ }^{\circ}\text{C}$  не раціонально, оскільки вже не призводить до суттєвого зменшення механічного недопалу.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						112
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		



## ВИСНОВКИ

1. Складний характер взаємозалежних газо- і термохімічних процесів енергоперетворення палива, що відбуваються в котлі обумовлюють відсутність загальноприйнятих методик та математична моделей для розрахунку таких параметрів топкового процесу, як механічний недопал, температури і хімічний склад частинок вугілля при спалювання в топці. Існуючі методики та моделі базуються на усереднених, емпіричних даних і можуть бути використані тільки для конкретного котельного агрегату для умов в яких вони були визначені. Це суттєво ускладнює при новому проектуванні визначення таких основних параметрів роботи котлів, наприклад, як втрати енергії з механічним недопалом.

2. Наукова новизна одержаних результатів полягає в розробці математичної моделі процесу згоряння частинок вугілля в топці котла, яка базується на фундаментальних законах збереження маси, кількості руху, енергії та рівняннях швидкостей хімічних реакції по закону Арреніуса. Запропонована математична модель дозволяє визначити втрати з механічним недопалом і відрізняється тим, що безпосередньо враховує змінність параметрів частинок під час руху у факелі.

3. За розробленою математичною моделлю проведено розрахунки процесу згоряння аеросуміші в топці котла ТПП-210, визначено основні параметри процесу:

- На горизонтальній ділянці факелу температура частинок вугілля перебільшує температуру продуктів згоряння. Після перетиску топки відбувається поступове охолодження вугільного пилу із наближенням температури частинок до температури продуктів спалювання.

- На відстані 5 м від пальника згоряє понад 85 % вуглецю палива, а в камері згоряння до перетиску - більше 90 %.

- В котлі типу ТПП-210 кінцевий механічний недопал досягається на рівні 3 % при початковій температурі аеросуміші  $t_{p0}=200$  °С та 2,3 % при підвищенні температури  $t_{p0}$  до 600 °С.

- Збільшення залишку  $R_{90}$  з 8 до 12 % призводить до збільшення механічного недопалу з 3 до 4,2 % при  $t_{p0}=300$  °С і з 2,2 до 3,4 % при  $t_{p0}=600$  °С.

- Раціональними параметрами вугільної аеросуміші для котла ТПП-210 будуть початкова температура підігріву  $t_{p0}$  не більше 600 °С незалежно від м'якості млива в інтервалі  $R_{90}=8...12$  %.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						113
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Аналітична доповідь Національного інституту стратегічних досліджень до позачергового Послання Президента України до Верховної Ради України «Про внутрішнє та зовнішнє становище України у сфері національної безпеки». – К. : НІСД, 2014. – 148 с.
2. Аналітична доповідь до Щорічного Послання Президента України до Верховної Ради України «Про внутрішнє та зовнішнє становище України в 2017 році». – К. : НІСД, 2017. – 928 с.
3. Про внутрішнє та зовнішнє становище України в 2013 році : Щорічне Послання Президента України до Верховної Ради України. – К. : НІСД, 2013. – 576 с.
4. Оптимизация процесса сжигания энергетических углей с использованием плазменных технологий [Текст] / В.Е. Мессерле, А.С. Аскарова, А.Б. Устименко, Е.И. Карпенко, И.В. Локтионова // Теплоэнергетика. - 2004. - №6. - С. 60-65.
5. Карпенко Е.И. Плазменная термохимподготовка углей для снижения потребления мазута на угольных ТЭС [Текст] / Е.И. Карпенко, В.Е. Мессерле, В.С. Перегудов // Теплоэнергетика. - 2002. - №1. - С. 24-28.
6. Карпенко Е.И. Основные этапы совершенствования способов сжигания твердых топлив и их наиболее перспективные современные направления [Текст] / Е.И. Карпенко, В.Е. Мессерле, В.С. Перегудов // Теплоэнергетика. - 2003. - №12. - С. 42-45.
7. Бабий В. И. Горение угольной пыли и расчет пылеугольного факела [Текст] / В. И. Бабий, Ю. Ф. Куваев. - М.: Энергоатомиздат, 1986. - 208 с.
8. Полак Л. З. Вычислительные методы химической кинетики [Текст] / Л.З. Полак, М. Я. Гольдберг. - М.: Наука, 1984. - 386 с.
9. Жуков М.Ф. О плазменной технологии растопки котлов, работающих на пылеугольном топливе [Текст] / М.Ф. Жуков, В.С. Перегудов // Теплоэнергетика. - 1996. - №12. - С. 61-64
10. Исследование СВЧ-плазменной технологии сжигания низкосортных углей [Текст] / В.И. Казанцев, Д.М. Ваврив, П.М. Канило и др // Теплоэнергетика. - 2002. - №12. - С. 39-44.
11. Дьяков А.Ф. Плазменноэнергетические технологии и их место в теплоэнергетике [Текст] / А.Ф. Дьяков, Е.И. Карпенко, В.Е. Мессерле // Теплоэнергетика. - 1998. - №6. - С. 25-30

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						114
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

12. Плазменная безмазутная растопка котлов и стабилизация горения пылеугольного факела [Текст] / В.Е. Мессерле, М.Ф. Жуков, Е.И. Карпенко и др. - Новосибирск: Наука, 1998. - 479 с.
13. Ольховский Г.Г. Про безмазутную рас топку и подсветку пылеугольных котлов, работающих с использованием плазмотронов [Текст] / Г.Г. Ольховский // Энергетик. - 1998. - №2. - С. 15-18.
14. Синкевич О.А. Перспективы использования плазменных и электроразрядных технологий в теплоэнергетике [Текст] / О.А. Синкевич // Теплоэнергетика. - 2004. - №3. - С. 57-60
15. Хзмалян Д.М. Теория горения и топочные устройства: Учебное пособие для студентов высших учених заведений [Текст] / Д.М. Хзмалян, Я.А. Каган. - М.: Энергия, 1976. - 487 с.
16. Виленский Т.В. Динамика горения пылевидного топлива [Текст] / Т.В. Виленский, Д.М. Хзмалян. - М.: Энергия, 1977. - 248 с.
17. Лойцянский, Л. Г. Механика жидкости и газа [Текст] / Л. Г. Лойцянский. - М.: Наука, 1978. - 736 с.
18. Мадоян А.А. Эффективное сжигание низкосортного угля в энергетических котлах [Текст] / А.А. Мадоян, В.Н. Балтян, А.Н. Гречаный. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 200 с.
19. Горение и течение в агрегатах энергоустановок: моделирование, энергетика, экология [Текст] / В.Г. Крюков, В.И. Наумов, А.В. Демин и др. - М.: Янус К, 1997. - 304 с.
20. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред [Текст] / Р.И. Нигматулин. - М.: Наука, 1987. - 464 с.
21. Основы практической теории горения [Текст] / Под ред. Померанцева В.В.-Л.: Энергия, 1986. - 312 с.
22. Коваль В.П. Введение в аэрогидромеханику многофазной среды. Учебное пособие по спецкурсу «Гидромеханика многофазной среды» [Текст] / В.П. Коваль, В.А. Жигула. - Днепропетровск: 1975. - 90 с.
23. Neve R.S., Jaafar F.B. The effects of turbulence and surface roughness on the drag of spheres in thin jets//Aeronaut J.-1982.-83, №859-p.331-326
24. Стернин Л.Е. Основы газодинамики двухфазных течений в соплах [Текст] / Л.Е. Стернин -М.: Машиностроение, 1974.- 212с.
25. Стернин Л.Е. Двухфазные моно- и полидисперсные течения газа с частицами [Текст] / Стернин Л.Е., Маслов Б.Н., Шрайбер А.А., Подвысоцкий А.М.- М.: Машиностроение, 1980.- 171с.

					025.150074.MP.2020.001	Арк.
						115
Змн.	Арк.	№ докум.	Підпис	Дата		

26. Турбулентные течения газовзвеси / А.А. Шрайбер, Л.Б. Гавин, В.А. Наумов, В.П. Яценко [Текст] - К.: Наук. Думка, 1987.- 240с
27. Safman P.G. The lift on a small sphere in a slow shear flow// J. Fluid Mech.- 1965.-22, №2.-р.385-400.
28. Медников Е.П. Турбулентный перенос и осаждение аэрозолей [Текст] / Е.П. Медников - М.: Наука, 1981.- 175с.
29. Варгафтик Н.Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей [Текст] / Н.Б. Варгафтик– М.: Наука, 1972. – 720 с.
30. Бретшнайдер, С. Свойства газов и жидкостей. Инженерные методы расчета. / С. Бретшнайдер– М.-Л.; Химия, 1966. – 535 с.
31. Тепловой расчет котлов (нормативный метод). – Санкт-Петербург, 1998. – 256 с.
32. Цедерберг Н.В. Свойства теплофизические / Н.В. Цедерберг // Теплоэнергетика. – 1963. – №7. – С. 34-40.
33. Бахвалов Н.С. Численные методы / Н.С. Бахвалов, Н.П. Жидков, Г.М. Кобельков. - М.: Наука , 1987, - 600 с.