

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ імені І. І. МЕЧНИКОВА

**В. Г. Шевчук, В. В. Калінчак  
О. С. Черненко, С. Г. Орловська**

**ПРИКЛАДНА ТЕПЛОФІЗИКА І ГАЗОДИНАМІКА  
ГОРІННЯ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ**

**Навчальний посібник**

ОДЕСА  
ОНУ  
2020

УДК 536.46: 544.45: 662.6  
Ш172

Рецензенти :

**Г. К. Іваницький** – доктор технічних наук, старший науковий співробітник, провідний науковий співробітник Інституту технічної теплофізики НАН України;

**М. І. Шут** – член-кореспондент Академії педагогічних наук України, академік Академії наук вищої школи України, доктор фізико-математичних наук, завідувач кафедри загальної фізики Київського педагогічного університету імені М. П. Драгоманова, професор;

**В. П. Желєзний** – доктор технічних наук, професор кафедри теплофізики і прикладної екології Одеської національної академії харчових технологій.

Рекомендовано до друку вченою радою ОНУ імені І. І. Мечникова.  
*Протокол № 4 від 17 грудня 2019 р.*

**Шевчук В. Г.**

П759 Прикладна теплофізика і газодинаміка горіння дисперсних систем : навч. посіб. / В. Г. Шевчук, В. В. Калінчак, О. С. Черненко, С. Г. Орловська – Одеса : Одес. нац. унів. ім. І. І. Мечникова, 2020. – 228 с.

ISBN 978-617-689-404-9

В навчальному посібнику узагальнені результати досліджень газодинаміки горіння газів, аерозолів і пилу. Викладені основні фізичні ідеї і систематизовані експериментальні дані по особливостях горючих систем, закономірностях ламінарного, вібраційного, турбулентного і детонаційного режимів горіння. Наведені приклади розв'язування задач та рекомендовані лабораторні роботи.

Навчальний посібник призначений для теоретичних і практичних занять по курсу «Прикладна газодинаміка горіння» для студентів, аспірантів, що спеціалізуються в області теплофізики, енергетики, хімічної фізики горіння та пожежовибухонебезпеки.

УДК 536.46: 544.45: 662.6

ISBN 978-617-689-404-9

© Шевчук В. Г. та ін., 2020

© Одеський національний університет імені І. І. Мечникова, 2020

## ЗМІСТ

|                                                                                                           |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| ВСТУП                                                                                                     | 6  |
| ОСНОВНІ УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ                                                                                 | 12 |
| Розділ 1. ТЕПЛОФІЗИЧНА ТЕОРІЯ ЗАПАЛЮВАННЯ ГАЗОВОЇ СУМІШІ НАГРІТИМ ТІЛОМ                                   | 13 |
| 1.1. Способи теплового запалювання газових сумішей                                                        | 13 |
| 1.2. Теплова теорія запалювання однофазної горючої газової суміші від нагрітого тіла обмежених розмірів   | 14 |
| 1.3. Критичний радіус запалювання газової суміші розжареною сферою                                        | 17 |
| 1.4. Метод Зельдовича визначення часу затримки запалювання горючої газової суміші нагрітою частинкою      | 19 |
| 1.5. Визначення часу затримки запалювання газу розжареною частинкою                                       | 20 |
| 1.6. Модель термічного шару                                                                               | 22 |
| 1.7. Основні характеристики самозаймання і запалювання перемішаних газових систем                         | 27 |
| Приклади розв'язування задач                                                                              | 30 |
| Розділ 2. ТЕПЛОМАСООБМІН І ГАЗОДИНАМІКА В ОДНОФАЗНИХ ХІМІЧНО РЕАГУЮЧИХ ГАЗАХ                              | 33 |
| 2.1. Тепломасообмін і динаміка руху газу                                                                  | 33 |
| 2.2. Тепломасообмін в турбулентному потоці                                                                | 35 |
| 2.3. Аналогія між дифузією і теплообміном. Критерії подібності.                                           | 36 |
| Розділ 3. ТЕПЛОФІЗИЧНА ТЕОРІЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я                                                      | 41 |
| 3.1. Основи теорії термічного розповсюдження полум'я                                                      | 41 |
| 3.2. Визначення температури полум'я і залежності концентрації пального від температури                    | 42 |
| 3.3. Визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я в нерухомій газовій суміші (метод Зельдовича) | 43 |
| 3.4. Визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я (метод Бондаренко-Семенова)                   | 45 |
| 3.5. Експериментальне визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я                              | 52 |
| 3.6. Експериментальні значення характеристик полум'я                                                      | 54 |
| Приклади розв'язування задач                                                                              | 57 |
| Розділ 4. ЛАМІНАРНЕ І ТУРБУЛЕНТНЕ КІНЕТИЧНЕ ГОРІННЯ ГАЗІВ                                                 | 61 |
| 4.1. Режими горіння газових сумішей                                                                       | 61 |
| 4.1.1. Ламінарний режим                                                                                   | 61 |
| 4.1.2. Вібраційний режим                                                                                  | 61 |
| 4.1.3. Турбулентний режим                                                                                 | 62 |
| 4.1.4. Горіння у вільних хмарах                                                                           | 63 |
| 4.1.5. Горіння в трубах                                                                                   | 64 |
| 4.2. Форма і висота ламінарного кінетичного полум'я                                                       | 66 |

|                                                                                   |            |
|-----------------------------------------------------------------------------------|------------|
| 4.3. Стабілізація полум'я                                                         | 67         |
| 4.4. Турбулентне розповсюдження кінетичного полум'я                               | 70         |
| Приклади розв'язування задач                                                      | 73         |
| <b>Розділ 5. ДИФУЗІЙНЕ ГОРІННЯ ГАЗУ (ДИФУЗІЙНЕ ПОЛУМ'Я)</b>                       | <b>75</b>  |
| 5.1. Структура дифузійного полум'я                                                | 75         |
| 5.2. Ламінарне і турбулентне дифузійне полум'я                                    | 76         |
| 5.3. Висота ламінарного дифузійного полум'я                                       | 78         |
| 5.4. Модель Йоста                                                                 | 81         |
| 5.5. Форма ламінарного дифузійного полум'я. Задача Бурке-Шумана                   | 82         |
| 5.6. Висота турбулентного дифузійного полум'я                                     | 85         |
| Приклади розв'язування задач                                                      | 87         |
| <b>Розділ 6. ДЕТОНАЦІЙНЕ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я</b>                               | <b>89</b>  |
| 6.1. Детонація в газах                                                            | 89         |
| 6.2. Початкова стадія розповсюдження детонаційного розповсюдження полум'я         | 92         |
| 6.3. Переддетонаційна довжина                                                     | 95         |
| 6.4. Виникнення стрибків ущільнення. Переддетонаційний період                     | 97         |
| 6.5. Теорія детонаційного розповсюдження полум'я                                  | 98         |
| Приклади розв'язування задач                                                      | 102        |
| <b>Розділ 7. ДИФУЗІЙНА ТЕОРІЯ ВИПАРОВУВАННЯ І ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ ПАЛИВА</b>          | <b>106</b> |
| 7.1. Визначення масової швидкості випаровування краплі                            | 106        |
| 7.2. Визначення температури горіння і радіусу зони горіння                        | 108        |
| 7.3. Визначення профілів температур і концентрацій всередині<br>приведеної плівки | 111        |
| 7.4. Зрив полум'я з лобової точки краплі                                          | 116        |
| 7.5. Горіння аерозолів                                                            | 121        |
| Приклади розв'язування задач                                                      | 130        |
| <b>Розділ 8. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я В ГАЗОПИЛОВИХ СИСТЕМАХ</b>                    | <b>132</b> |
| 8.1. Нижні концентраційні межі розповсюдження полум'я                             | 132        |
| 8.2. Ламінарне полум'я в пилу                                                     | 136        |
| 8.3. Вібраційне горіння пилу                                                      | 143        |
| 8.4. Турбулентне полум'я в пилу                                                   | 144        |
| 8.5. Детонація в пилу                                                             | 150        |
| 8.6. Деякі порівняльні оцінки                                                     | 153        |
| <b>Розділ 9. ПОШИРЕННЯ ХВИЛІ ГОРІННЯ В БЕЗГАЗОВИХ СИСТЕМАХ</b>                    | <b>155</b> |
| 9.1. Хвильовий механізм горіння                                                   | 155        |
| 9.2. Структура теплової хвилі                                                     | 156        |
| 9.3. Умови реалізації теплової хвилі                                              | 158        |
| 9.4. Параметри теплової хвилі                                                     | 159        |

|                                                                                                                  |     |
|------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|-----|
| ВИСНОВКИ                                                                                                         | 164 |
| Розділ 10. ЛАБОРАТОРНІ РОБОТИ                                                                                    | 166 |
| Вимоги до допуску та оформлення лабораторних робіт                                                               | 166 |
| Загальні правила роботи в лабораторії. Техніка безпеки                                                           | 166 |
| Гасіння місцевої пожежі і палаючої одягу                                                                         | 167 |
| <i>Лабораторна робота № 1</i> Характеристики ламінарного розповсюдження полум'я в газах                          | 167 |
| <i>Лабораторна робота № 2</i> Вимірювання температури полум'я                                                    | 170 |
| <i>Лабораторна робота № 3</i> Безполум'яне горіння газів на твердих каталізаторах                                | 174 |
| <i>Лабораторна робота № 4</i> Визначення концентраційних меж розповсюдження полум'я в паливно-повітряних сумішах | 179 |
| <i>Лабораторна робота № 5</i> Визначення теплових ефектів реакцій горіння за допомогою бомби Бертло              | 181 |
| <i>Лабораторна робота № 6</i> Визначення температури спалаху і займання рідких палив                             | 185 |
| <i>Лабораторна робота № 7</i> Горіння частинки деревного вугілля в повітряному потоці за кімнатної температури   | 190 |
| <i>Лабораторна робота № 8</i> Вивчення горіння крапель рідкого палива                                            | 192 |
| <i>Лабораторна робота № 9</i> Дослідження критичних умов займання сукупності частинок                            | 195 |
| <i>Лабораторна робота № 10</i> Визначення характеристик пожежо-небезпечності газозавису частинок                 | 200 |
| <i>Лабораторна робота № 11</i> Дослідження режимів горіння аерозавису в умовах напівзакритих вертикальних труб   | 204 |
| <i>Лабораторна робота № 12</i> Дослідження сферично-симетричного полум'я в газозависі в умовах малооб'ємних хмар | 209 |
| <i>Лабораторна робота № 13</i> Поширення хвилі горіння в безгазових системах. Термосинтез                        | 213 |
| ДОДАТОК Позначення середніх діаметрів частинок                                                                   | 220 |
| ЛІТЕРАТУРА                                                                                                       | 221 |

## ВСТУП

Газодинаміка горіння – наука, яка ґрунтується на законах кінетики хімічних реакцій і хімічного енерговиділення та процесів тепломасообміну в газових потоках [1-33]. Як відомо, горючі речовини і окислювач можуть бути в рідкому, твердому і газоподібному станах.

«Прикладна теплофізика та газодинаміка горіння дисперсних систем» базується на знаннях із дисциплін «Загальна фізика», «Тепломасообмін в хімічно-реагуючих середовищах», «Хімічна кінетика та термодинаміка», «Фізика аерозолів». Як дисципліна професійного напрямку вона використовує теоретичні і експериментальні дослідження виникнення та розповсюдження полум'я в різних дисперсних системах. Результати використовуються в галузі пожежовибухонебезпеки, в паливній енергетиці, металургії, машинобудуванні і апаратах хімічних технологій.

Горючі рідкі і тверді речовини (конденсовані системи) в цих областях використовуються в дисперсному – розпорошеному вигляді, а окислювач в газоподібному стані [1-33]. Тобто з самого початку ми маємо справу з двофазними горючими системами. Наприклад, розпорошене тверде або рідке пальне з певною швидкістю одночасно з потоком газоподібного окислювача подається в реакційний об'єм (камера згорання, фурмене вогнище доменної печі і тому подібне). У разі займання і горіння розпорошеного рідкого або твердого пального в гарячому потоці необхідно розглядати на першому етапі процеси прогрівання, плавлення і випаровування частинок, потім – теплоенергетичні і хімічні процеси в двофазних пальних багатокомпонентних системах з утворенням дифузійного полум'я біля кожної частинки.

**Дифузійне полум'я** – полум'я, що створюється на межі розділу пального і окислювача. Наприклад, при подачі і горінні на зрізі пальника горючого газу в газоподібному окислювачі утворюється дифузійне полум'я. Приклад такого полум'я – горіння **твердих горючих речовин**: сірника, сухого спирту (уротропін  $C_6H_{12}N_4$  або гексаметилентетрамін), магній, тверді парафіни та ін. Дифузійне полум'я виникає і при горінні **рідких речовин**: тетраліну  $C_{10}H_{12}$ , бензину, гасу, гексану і ін.

Дифузійне полум'я біля кожної частинки є наслідком гомогенних реакцій газоподібної горючої речовини і газоподібного окислювача, що переносяться дифузією з протилежних сторін дифузійного полум'я. В більшості випадків при горінні систем маємо справу з роздільною подачею пального і окислювача до зони горіння. В турбулентних потоках з великими пульсаційними швидкостями може відбуватися зрив дифузійного полум'я з лобової точки краплі.

Іншим випадком є горіння заздалегідь перемішаних сумішей пального і окислювача, яке реалізується в хвильовому режимі, тобто режимі розповсюдженні фронту полум'я по такій системі.

Так прикладом утворення **кінетичного полум'я** в однофазній газовій горючій системі є випадок подачі на зріз газового пальника заздалегідь перемішаної суміші горючого газу і повітря, яка підпалюється. В цьому випадку ми маємо справу з однофазною і спочатку, як мінімум, двокомпонентною горючою системою. Якщо діаметр пальника менше діаметра гасіння (полум'я всередину

пальника не проникає), то на зрізі пальника відбувається горіння і утворюється майже конусоподібне стаціонарне кінетичне полум'я. Його характеристики визначаються кінетикою теплопереносу і кінетикою екзотермічних хімічних реакцій в кінетичному режимі. Якщо діаметр пальника більше діаметру гасіння, то полум'я проскакує всередину трубки пальники, горіння розповсюджується по трубі в різних газодинамічних режимах (ламінарному зі сталою швидкістю, прискорено з вібрацією чи детонаційно з утворенням ударної хвилі).

Таким чином, можна виділити два види горючих систем:

**1. Однофазні газові горючі системи** (як заздалегідь перемішане кінетичне горіння, так і з роздільною подачею пального і окислювача в зону горіння – дифузійне горіння) є простим класом гомогенних горючих систем, в яких пальне і окислювач здатні перемішуватися на молекулярному рівні. Як у плані постановки експерименту, так і в теоретичному описі, такі системи є найбільш простими для досліджень. Тому велика частина досліджень у фізиці горіння відноситься до даного класу.

**2. Двофазні горючі системи** (аерозолі – суміші крапель в газоподібному окислювачі, пил – аналогічні суміші твердих частинок) – вельми поширений клас горючих систем, що дозволяють добитися високих швидкостей перетворення пального внаслідок високої реакційної поверхні. Він складніший для досліджень і в даний час немає повної ясності в виборі найбільш оптимальних параметрів, необхідних для ефективного спалювання конденсованих палив. До таких параметрів належать:

- середній розмір частинок (крапель) і їх розподіл по розмірах в розпилах;
- розподіл частинок за швидкостями відносно газового компоненту;
- щільність числа частинок і її розподіл по системі;
- розподіл температури частинок;
- аеродинамічні параметри диспергування і взаємодії з турбулентними пульсаціями в середовищі;
- долі випаруваного пального в суміші (для аерозолів) та ін.

Іншими словами, процеси взаємодії (масової, силової, енергетичної) істотним чином ускладнюють гідродинамічну картину горіння, особливо, в разі турбулентного горіння (найбільш поширеного режиму згорання).

Горючі середовища є яскравим прикладом так званих активних систем, тобто систем з розподіленими нелінійними джерелами тепла і маси і з дифузійним зв'язком між елементами середовища [34]. Тут мається на увазі те, що системам, що горять, властива дуже сильна (експоненціальна) нелінійність питомої швидкості хімічного тепловиділення арреніусовського типу  $\exp\left(-\frac{E}{RT}\right)$ , яка і визначає різкий (вибуховий) асимптотичний характер цілого ряду явищ.

Під дифузійним зв'язком між елементами хімічно реагуючого середовища маються на увазі дифузійні процеси переносу тепла і маси, що визначаються законами Фур'є і Фіка, – потоковий зв'язок. Математичною базою [34] для вивчення таких процесів є відомі рівняння тепло і масопереносу в рухомому хімі-

чно реагуючому середовищі [34] – квазілінійні параболічні рівняння в частинних похідних вигляду (в одновимірному вигляді):

$$\rho \frac{\partial(c_p T)}{\partial t} + u \rho \frac{\partial(c_p T)}{\partial x} = \frac{\partial \lambda_g}{\partial x} \frac{\partial(c_p T)}{\partial x} + f(T, Y_f),$$

$$f(T, Y_f) = Q_f \rho Y_f k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

$$\rho \frac{\partial Y_f}{\partial t} + u \rho Y_f = \frac{\partial}{\partial x} \left( D \rho \frac{\partial Y_f}{\partial x} \right) + \frac{f(T)}{Q_f},$$

де  $u \rho$  – питома масова швидкість горіння;  $W(T)$  – питома швидкість хімічної реакції  $h = c_p T$  – питома ентальпія (теплова частина);  $D$  – коефіцієнт дифузії горючої компоненти;  $\lambda_g$  – коефіцієнт теплопровідності,  $f(T)$  – нелінійне джерело арреніусівського вигляду.

Простий одновимірний випадок квазілінійного параболічного рівняння теплопровідності з об'ємними джерелами хімічного тепловиділення в нерухомому хімічно реагуючому середовищі:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{f(T)}{c_p \rho},$$

де  $a$  – коефіцієнт температуропровідності.

Представимо це рівняння в наступній безрозмірній формі

$$\frac{L^2}{a} \frac{\partial(T / T_0)}{\partial t} = \frac{\partial^2(T / T_0)}{\partial(x / L)^2} + \frac{L^2}{a \tau} \frac{T_0}{f(T)}. \quad (2)$$

Тут  $L$  – характерний розмір системи,  $T / T_0$  – безрозмірна температура,  $\tau$  – характерний час хімічної реакції, обернений швидкості хімічної реакції.

Виходячи з визначення горючого середовища, зручно класифікувати процеси, що відбуваються в ній, таким чином. Якщо роль кінетичного чинника ( $\tau$ ) виявляється сильніше дифузійного ( $L^2/a$ ), тобто  $\tau \gg L^2/a$ , процесами дифузійного переносу можна нехтувати. Такий випадок реалізується в результаті інтенсивного перемішування реагуючих компонентів або великої температуропровідності середовища. Такі релаксаційні за своєю суттю процеси є процесами теплового вибуху, що протікають одночасно у всій реагуючій системі. Стосовно газодисперсної системи типовими представниками таких процесів є: займання поодиноких частинок і їх щільних упаковок (конгломератів), займання газозависів (при різних законах окислення), вигорання газозависів частинок, що реагують в кінетичному режимі. Істотний внесок до розуміння даної проблеми внесли роботи [10, 6, 28, 37].

Інший граничний режим горіння відповідає зворотному співвідношенню між кінетичним і дифузійним чинниками (у граничному випадку швидкість реакції прагне до нескінченності,  $\tau \rightarrow 0$ ). Ці процеси описуються лінійними рівняннями тепломасопереносу, а їх число відповідає кількості реагуючих компонентів. Причому, тепловиділення зазвичай зосереджене у вузьких просторо-

вих областях на межі зон змішення. Типовими прикладами такої ситуації є добре вивчені задачі дифузійного горіння газів (ламінарний і турбулентний газовий дифузійний факел), поодиноких частинок і крапель, вигорання газозавису частинок і крапель, що горять в дифузійному режимі, дифузійний двофазний факел з роздільною коаксіальною подачею газоподібного окислювача і двофазної суміші частинок горючого і інертного газу [21, 37-39].

До третього, найбільш складному класу явищ відноситься автохвильове горіння, що відповідає розповсюдженню по горючій суміші сформованого фронту горіння з швидкістю, залежною від фізико-хімічних параметрів початкової суміші, яке вивчається в роботах [2, 10, 21, 40-42]. Для такого режиму кінетичний і дифузійний чинники порівняні по величині і однаково важливі. Характерна швидкість такої хвилі по порядку величини  $u \sim \sqrt{a/\tau}$  і відображає обидва її визначальні чинники (кінетичний  $\tau$  і дифузійний  $a$ ). Відзначимо також, що для даного класу режимів, як в газах, так і в газозависах може бути істотно не тільки нелінійність термокінетичного типу, але і гідродинамічного. Адже хвильове горіння, як правило, супроводжується течією як продуктів згорання, так і початкової суміші. В принципі, цей тип нелінійності визначає існування різних типів хвильового горіння – ламінарного, турбулентного, детонаційного і перехідних між ними [10].

Все вищесказане про роль дифузійного, кінетичного і гідродинамічного чинників в рівній мірі відноситься як до двофазних, так і до гомогенних систем.

Не дивлячись на вищезгадану класифікаційну спільність, між цими системами мають місце і істотні відмінності, обумовлені дисперсним характером пального. Дійсно, у газозависах разом із зовнішнім геометричним масштабом процесу, що задається характерним розміром системи  $L$ , що горить, існують і мікромасштаби, пов'язані з розмірами самих частинок і відстанями між ними. Якщо ми цікавимося явищами, які визначаються зовнішнім масштабом (діаметр пальника або каналу, радіус хмари), то спостерігається значна аналогія процесів займання і горіння гомогенних газових сумішей і газозависів. Наприклад, методична спільність займання газів і газозависів, існування неадіабатичної нижньої концентраційної межі (НКМР), обумовленої тепловтратами з системи, умови реалізації ламінарного вібраційного, турбулентного, перехідних режимів та ін. [43].

Проте, як вказувалося вище, на відміну від газів, де компоненти перемішані на молекулярному рівні, в газозависах таке перемішування здійснюється на макроскопічному рівні, що, насамперед, приводить до залежності всіх характеристик займання і горіння від визначальних параметрів: розміру частинок  $r$ , середньої відстані між ними  $l$  і характерного розміру системи  $L$ . Це виражається в залежності критичних температур займання, часів індукції і горіння, вибухових характеристик, нормальних швидкостей поширення полум'я від  $r$ ,  $l$ ,  $L$ .

Суть процесу займання і горіння дисперсних систем, як і інших пальних, визначається зворотним зв'язком між процесами тепловиділення в системі і процесами тепловтрат. Позитивний канал цього зв'язку полягає в збільшенні швидкості тепловиділення зі зростанням температури і реакційної поверхні  $S_p$ , негативний канал – в збільшенні тепловтрат при зростанні температури і зов-

нішньої поверхні  $S_n$ , через яку здійснюється тепловіддача. Зрозуміло, що, в рамках сказаного, співвідношення між тепловиділенням і тепловтратами визначається відношенням площ  $S_p/S_n$  (для поодинокі частинки це одиниця). Невискождно перекожнати, що ці величини для різних дисперсних систем (частинка, газозавис, конгломерат) співвідносяться між собою таким чином:

$$\left[ S_p / S_n \right]_{\text{част}} < \left[ S_p / S_n \right]_{\text{завис}} < \left[ S_p / S_n \right]_{\text{конгл}}, \quad (3)$$

що і визначає зворотне співвідношення між температурами займання:

$$T_{\text{част}} > T_{\text{завис}} > T_{\text{конгл}}. \quad (4)$$

Для автохвильових режимів горіння, на відміну від газів, наявність дисперсної фази приводить до існування адіабатичної нижньої концентраційної межі розповсюдження (НКПР) [44], обумовленого наявністю критичної температури займання частинок, істотної ролі радіаційних чинників. Важливо, що при заданому хімічному складі горючої суміші варіацією дисперсності можна істотно міняти не тільки швидкість полум'я, але і газодинамічний режим горіння [45].

Істотні зусилля дослідників і були направлені, головним чином, на з'ясування цих загальних і відмітних особливостей процесів горіння газів і газозависів. Причому, переважна частину робіт, які стосуються газозависів, стосується інтегральних характеристик їх займання і горіння (критична температура займання, часи індукції і горіння завису як функцій від початкових параметрів). У разі хвильового горіння цікавилися швидкістю полум'я в різних умовах (труби, пальники, хмари) і механізмами теплопередачі в хвилі горіння.

Інша відмітна особливість газозависі пов'язана з утворенням конденсованих продуктів згорання (к-частинок – частинок вуглецю (сажі), оксидних частинок), а, отже, з додатковими просторовими і часовими масштабами, які задаються розмірами частинок конденсованої фази і відстанями між ними. Окрім цього ці явища обумовлюють і цілий ряд індивідуальних особливостей горіння двофазних систем. Це, перш за все, стосується радіаційних характеристик аерозависів, що горять. Дійсно, на відміну від газів, для вказаних систем густина потоків випромінювання, набагато перевищує відповідні значення в газах. Конкретний прояв радіації у разі займання і горіння індивідуальних частинок зводиться до додаткових тепловтрат. У разі займання і горіння аерозавису випромінювання може частково закриватися за рахунок поглинання. Для дифузійних факелів випромінювання визначає тепловтрата і радіаційні навантаження на стінки камер згорання. У разі автохвильових режимів горіння воно може приводити до змішаного кондуктивно-радіаційного механізму передачі тепла в хвилі горіння [46].

Ще одна важлива особливість системи, що горить, полягає в тому, що вона є низькотемпературною плазмою з дисперсною конденсованою фазою [47] (частинки сажі або оксиду), тобто складною в електричному відношенні системою. Для неї характерною є наявність власних електричних полів, обумовлених зарядовим станом і рухливістю к-частинок. Стосовно горіння двофазних систем ці електричні аспекти можуть приводити до додаткового тепломасообміну [47], пов'язаних з електропереносом к-частинок в електричному полі, що утворюється; до виникнення додаткових форм нестійкості самого процесу горіння; до

можливості існування власного радіочастотного випромінювання хмар, що горять, при «розрядці» хмари та ін.

До основних фізико-хімічних характеристик дисперсної системи, що визначають здібність її до горіння, слід віднести:

1. межі займання по концентрації палива в повітрі;
2. мінімальний граничний тиск паливно-повітряної суміші, при якому можливе займання;
3. мінімальну енергію, необхідну для займання горючої суміші (енергія електричної іскри);
4. температуру самозаймання палива в суміші з повітрям;
5. період затримки займання;
6. можливість розповсюдження полум'я по горючій суміші;
7. ступінь розпилювання палива;
8. летючість палива для рідких палив;
9. температурні умови і швидкість повітря.
10. гідродинамічні умови організації процесу горіння та ін.

На вивчення і аналіз фізико-хімічних характеристик дисперсної системи, що визначають здібність її до горіння та швидкість горіння, і направлений даний навчальний посібник.

## ОСНОВНІ УМОВНІ ПОЗНАЧЕННЯ

$w$  – швидкість руху частинок, швидкість руху газу (пари), м/с;  
 $u_n$  – нормальна швидкість розповсюдження полум'я, м/с;  
 $u_b$  – видима швидкість розповсюдження полум'я, м/с;  
 $u_t$  – турбулентна швидкість розповсюдження полум'я, м/с;  
 $u_{пол}$  – швидкість розповсюдження полум'я, м/с;  
 $u_D$  – швидкість детаноційного розповсюдження полум'я, м/с;  
 $Q_f$  – тепловий ефект реакції, розрахований на одиницю маси пального, Дж/кг;  
 $W_f$  – масова швидкість хімічної реакції по горючому компоненту, кг/(м<sup>3</sup>с);  
 $Y_f$  – масова частка пального (пари);  
 $Y_{ок}$  – масова частка окислювача;  
 $T_g$  – температура газу, К;  
 $T_f$  – температура горіння газу, К;  
 $T_{bur}$  – температура полум'я, адіабатична температура горіння, К;  
 $L$  – висота полум'я, м;  
 $d$  – діаметр гирла пальника, м;  
 $r_s$  – радіус краплі, частинки, м;  
 $r_{pel}$  – радіус приведеної плівки, м;  
 $r_f$  – радіус зони горіння, м;  
 $\delta$  – ширина зони горіння, м;  
 $t_z$  – час затримки запалювання;  
 $D_f$  – коефіцієнт дифузії пари палива, м<sup>2</sup>/с;  
 $D_g$  – молекулярний коефіцієнт дифузії в газі, м<sup>2</sup>/с;  
 $\nu_g$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості газу, м<sup>2</sup>/с;  
 $a_g$  – коефіцієнт теплопровідності газу, м<sup>2</sup>/с;  
 $D_t$  – турбулентний коефіцієнт дифузії в газі, м<sup>2</sup>/с;  
 $\nu_t$  – турбулентний коефіцієнт кінематичної в'язкості газу, м<sup>2</sup>/с;  
 $\alpha_t$  – турбулентний коефіцієнт теплопровідності газу, м<sup>2</sup>/с;  
 $c_{pg}$  – питома теплоємність газової суміші (газу), Дж/(кг·К);  
 $\rho_g$  – густини газу, кг/м<sup>3</sup>,  
 $\lambda_g$  – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м·К);  
 $R(t)$  – радіус зони горіння, м;  
 $\rho_0, \rho_k$  – густини газів до і після згорання (розширення), кг/м<sup>3</sup>,  
 $\varepsilon = \rho_0 / \rho_k$  – відношення питомих об'ємів газу після згорання і до згорання;  
 $L_{перед}$  – довжина переддетонаційного періоду, м;  
 $h$  – питома ентальпія, Дж/кг;  
 $I$  – масова швидкість випаровування краплі, кг/с;  
 $t$  – час, с;  
 $\rho$  – густина рідини краплі, кг/м<sup>3</sup>;  
 $U_s$  – швидкість стефанівської течії, м/с;  
 $L$  – питома теплота паротворення, Дж/кг;  
 $Le = a_g/D$  – число Льюїса;

## **Розділ 1. ТЕПЛОФІЗИЧНА ТЕОРІЯ ЗАПАЛЮВАННЯ ГАЗОВОЇ СУМІШІ НАГРІТИМ ТІЛОМ**

### **1.1. Способи теплового запалювання газових сумішей**

Як відомо, запалювання і безпосередньо саме горіння – фізико-хімічний процес, при якому хімічне перетворення речовин супроводжується інтенсивним виділенням енергії в зоні горіння та тепломасообміном зони горіння з навколишнім середовищем і початковими горючими речовинами [1, 3, 10, 11]. На відміну від вибуху і детонації горіння не супроводжується утворенням ударної хвилі. В основі процесів запалювання і горіння лежить нелінійна (згідно з законом Арреніуса) залежність швидкості хімічного енерговиділення в результаті екзотермічної хімічної реакції від температури. При цьому, хімічна реакція, здатна протікати з прогресуючим самоприскоренням унаслідок накопичення тепла (теплове горіння), що виділяється, або активних частинок (ланцюгове горіння). Задачі стійкого запалювання (стабілізації фронту полум'я) мають велике значення у зв'язку з розробкою високофорсованих двигунів внутрішнього згорання, камер згорання газових турбін і топкових пристроїв парових котлів. Запалювання сумішей відрізняється від самозаймання тим, що суміш доводять до стану горіння (поява полум'я у разі газових сумішей) не у всьому об'ємі одночасно, а тільки в малій частині об'єму, звідки хвиля реакції (горіння) може розповсюдитися на весь об'єм.

Це можливо, наприклад, при попаданні в горючу газову суміш розжареної металевої частинки або сажі або їх сукупності. При запалюванні суміші необхідно в зоні запалювання, прилеглої до джерела запалювання, створити температуру, яка значно перевищує температуру самозаймання, оскільки з цієї зони теплота інтенсивно відводиться початковою холодною сумішшю.

Відомо три основні методи запалювання горючих сумішей: розжареними тілами, електричною іскрою і факелом, зокрема розжареними продуктами згорання. У останньому випадку запалювання зазвичай називають стабілізацією горіння. Теплова потужність джерел запалювання повинна бути такою, щоб забезпечити займання прилеглих шарів суміші і подальше розповсюдження зони реакції.

При запалюванні імпульсними джерелами, наприклад електричною іскрою, з'являється і друга критична умова – час дії джерела. При дії іскри на горючу суміш протягом часу, меншого періоду індукції, суміш може не запалитися. Для стійкого запалювання необхідно збільшити або час дії, або температуру (потужність) джерела запалювання, що рівносильне зменшенню періоду індукції.

Одним із поширених способів ініціації хімічних реакцій є запалювання в приграничному шарі газової суміші, прилеглому до розжареного тіла. Існує ряд чинників, які можуть викликати прискорення реакцій в пристінному шарі газу:

1. Якщо температура стінки перевищує температуру займання газової суміші, то в результаті теплообміну температура газу в граничному шарі зростає, інтенсифікуються хімічні реакції і з'явиться полум'я, здатне до розповсюдження.

2. Якщо матеріал стінки проявляє каталітичні властивості, то гетерогенно-каталітичні реакції можуть привести до локального нагріву газу і його займання.

3. У разі високошвидкісного потоку газу температура гальмування може помітно перевищувати температуру займання, що приведе до динамічного запалювання горючої суміші в приграничному шарі. При цьому стінка може бути холодною і хімічно неактивною. В результаті гальмування потоку в приграничному шарі, останній нагрівається до деякої температури, проміжної між температурою стінки і температурою гальмування. Якщо час обтікання стінки більше періоду індукції в даних умовах, в приграничному шарі почнеться реакція горіння.

Строго кажучи, запалювання горючої суміші від нагрітого тіла, поміщеного в потік, у всіх випадках повинно розраховуватися з урахуванням динамічного підігріву приграничного шару. Проте при малих швидкостях потоку вплив підігріву малий і процес запалювання розраховується за допомогою інтегральних співвідношень теорії теплопередачі. Теорія, що описує цей процес, умовно може бути названа тепловою теорією запалювання від нагрітого тіла.

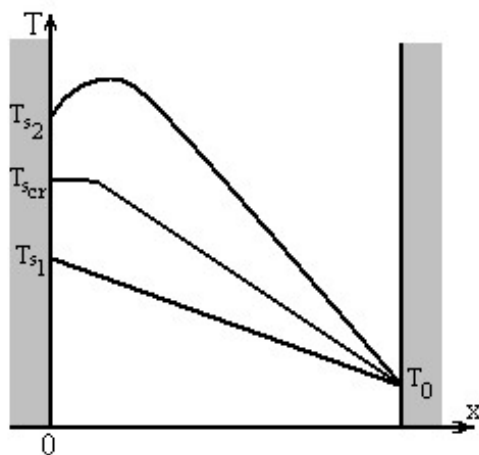
## 1.2. Теплова теорія запалювання однофазної горючої газової суміші від нагрітого тіла обмежених розмірів

Розгляд теплової теорії почнемо з простого випадку запалювання горючої суміші, що покоїться, розташованої між двома паралельними стінками. Хай початкова температура суміші дорівнює температурі холодної стінки  $T_0$  (рис. 1.1). Біля поверхні розжареної стінки в газовій фазі необоротно протікає хімічна реакція

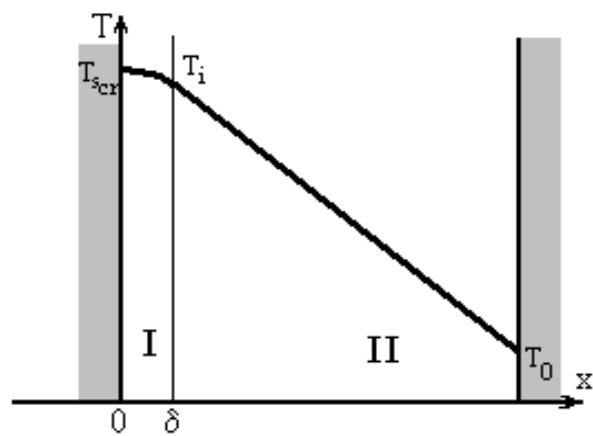
$$\nu_1 A_f + \nu_2 A_o = \mu_1 B_1 + \mu_2 B_2 + Q,$$

$\nu_i, \mu_i$  – стехіометричні коефіцієнти в рівнянні реакції;  $A_f$  – горюча речовина;  $A_o$  – окислювач;  $B_1$  и  $B_2$  – продукти реакції;  $Q$  – тепловий ефект реакції.

Будемо квазістаціонарно підвищувати температуру іншої стінки. При не-



**Рис. 1.1.** Розподіл температури газу між двома стінками при різних температурах нагрітої стінки



**Рис. 1.2.** Визначення критичної температури запалювання газової суміші

ликому значенні  $T_{sl}$ , коли швидкість реакції мізерно мала, горюча газова суміш поводить як інертна речовина, розподіл температури між стінками (рис. 1.1) буде практично лінійним. Похідна температури по координаті в цьому випадку негативна.

При підвищенні температури нагрітої стінки в газовому пристінковому шарі починається хімічна реакція, внаслідок чого залежність  $T(x)$  відхиляється від лінійної. Оскільки швидкість реакції експоненціально залежить від температури, ширина зони реакції  $\delta_{ch}$  мала.

При подальшому підвищенні температури нагрітої стінки реакція прискорюється, хімічне тепловиділення зростає, газова суміш в пристінковому шарі розігрівается, з'являється полум'я. Похідна  $dT/dx$  на поверхні нагрітої стінки змінює знак. Таким чином, стінка, що раніше віддавала тепло, стає стоком тепла. Процес стає нестационарним.

Очевидно, існує значення температури стінки  $T_{s,cr}$  (рис. 2), при якому похідна  $(dT/dx)_s$  дорівнює нулю.

Отже, умова

$$\left(\frac{dT}{dx}\right)_s = \left(\frac{dT}{dx}\right)_{x=0} = 0 \quad (1.2.1)$$

є **критичною умовою запалювання**. В цьому випадку теплообмін між нагрітою стінкою і газом відсутній, і все хімічне енерговиділення поблизу нагрітої стінки, шляхом теплопровідності йде на нагрів горючої газової суміші.

З розглянутої схеми запалювання виходить, що роль нагрітого тіла зводиться до підігріву горючої газової суміші до такої критичної температури, вище за яку хімічне тепловиділення перевищує тепловідвід із зони запалювання. Критична температура, при якій виконується ця умова, носить назву **температури запалювання**. Відзначимо, що **температура запалювання** завжди вища за температуру займання, але менша за температуру згасання.

Для визначення критичної температури запалювання  $T_{s,cr}$  необхідно провести аналіз рівняння стаціонарної теплопровідності для газової суміші спільно з умовою (1.2.1):

$$\lambda_g \frac{d^2T}{dx^2} + Q_f W_f = \rho_g c_{pg} \frac{\partial T}{\partial t} = 0, \quad (1.2.2)$$

де  $Q_f$  – тепловий ефект реакції, розрахований на 1 кг горючого компоненту (нижча теплота згоряння горючої речовини), Дж/кг;  $W_f$  – масова швидкість хімічної реакції по горючому компоненту, кг/(м<sup>3</sup>·с);  $\lambda_g$  – коефіцієнт теплопровідності газової суміші, Вт/(м·К);  $\rho_g$  – густина газової суміші, кг/м<sup>3</sup>;  $c_{pg}$  – питома ізобарна теплоємність газової суміші, Дж/(кг·К);  $T$  – температура газової суміші, К;  $x$  – координата;  $t$  – час, с.

Розіб'ємо весь простір між пластинами на дві зони: I – хімічне тепловиділення істотне, II – хімічне тепловиділення мізерно мале (рис. 1.2). Отримані розподіли температури повинні задовольняти умові нерозривності теплового потоку на межі двох зон:

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta-0} = -\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta+0}.$$

Для другої зони, де хімічне тепловиділення мізерно мале, рівняння (1.1.2) прийме вигляд:

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} = 0.$$

Як правило, ширина зони реакції I мала в порівнянні з відстанню між пластинами ( $\delta \ll L$ ). Тому температура суміші на межі двох зон  $T_s$  близька до температури нагрітої стінки. Отже, тепловий потік із зони реакції в зону II приблизно визначається як:

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta+0} = \lambda_g \frac{T_s - T_0}{L}. \quad (1.2.3)$$

Щоб знайти тепловий потік із зони I, для спрощення завдання, не враховуватимемо зменшення концентрації пального поблизу стінки і відповідні дифузійні процеси. Це наближення допустиме при аналізі передполум'яних процесів, поки витрата пального мала. Таким чином, якщо тепло хімічної реакції витрачається тільки на теплопередачу, рівняння теплопровідності має вигляд

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} + Q_f W = 0.$$

Для його вирішення робимо заміну змінної  $p = \frac{\partial T}{\partial x}$ , тоді маємо:

$$p \frac{dp}{dT} = -\frac{Q_f W}{\lambda_g}.$$

Звідси, після інтегрування, використовуючи умову запалювання (1.2.1), отримаємо вираз для теплового потоку із зони реакції:

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta-0} = \sqrt{2\lambda_g Q_f \int_{T_i}^{T_s} W dT}.$$

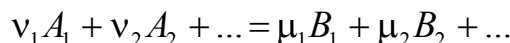
Якщо нехтувати хімічним тепловиділенням в другій зоні, нижню межу інтегрування в цьому виразі можна прирівняти до температури холодної стінки  $T_0$ :

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=\delta-0} = \sqrt{2\lambda_g Q_f \int_{T_0}^{T_s} W dT}. \quad (1.2.4)$$

Швидкість реакції  $W$  визначається за законом діючих мас:

$$W = k_0 \prod_i \rho_g^{v_i} Y_i^{v_i} e^{-\frac{E}{RT}},$$

де  $Y_i$  – відносні масові концентрації компонент газového середовища, що беруть участь у хімічній реакції,  $v_i$  – їх стехіометричні коефіцієнти в рівнянні реакції



При  $\delta \ll L$  температура всередині зони реакції мало відрізняється від  $T_s$  і, отже, в цій зоні  $T_s - T \ll T_s$ . Використовуючи наближене перетворення Франк-Каменецького:

$$\begin{aligned} \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) &= \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) \exp\left(-\frac{E(T_s - T)}{RT_s T_s}\right) \approx \\ &\approx \exp\left(-\frac{E}{RT_s}\right) \exp\left(-\frac{E(T_s - T)}{RT_s^2}\right), \end{aligned}$$

що справедливе при  $T \approx T_s$ , отримаємо наступний вираз для щільності теплового потоку за критичних умов:

$$-\lambda_g \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta-0} \approx \sqrt{2\lambda_g Q_f W(T_s) \frac{RT_s^2}{E} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{E(T_s - T_0)}{RT_s^2}\right) \right]} \quad (1.2.5)$$

Чисельний аналіз показує, що при зміні  $T_s - T_0$  на величину  $RT_s^2$  тобто на декілька десятків градусів, вираз в дужках зростає від 0 до 0.63 при максимальному його значенні 1. Таким чином, майже у всьому діапазоні температур градієнт постійний і по величині близький до градієнта в нереагуючій суміші. Цей висновок підтверджує припущення про малість величини  $\delta$ .

Таким чином, в (1.2.5) вираз в дужках приблизно можна прирівняти до одиниці. Прирівнявши отримані величини теплових потоків (1.2.3) і (1.2.5) на межі двох зон, знайдемо шукану умову запалювання

$$\frac{2Q_f}{\lambda_g} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E} \approx \left( \frac{T_s - T_0}{L} \right)^2. \quad (1.2.6)$$

Знайдена умова примітна в тому відношенні, що вона в простій формі зв'язує геометричні розміри системи, температури стінок і фізико-хімічні параметри суміші.

Зокрема, задаючи розмір  $L$  в (1.2.6), можна знайти межі запалювання суміші по концентрації пального  $Y_f$  або окислювача  $Y_o$  (у вигляді залежностей  $Y_f = f(T_s)$ ,  $Y_o = f(T_s)$ ), або по загальному тиску суміші  $p_{cr} = f(T_s)$ .

### 1.3. Критичний радіус запалювання газової суміші розжареною сферою

У разі запалювання газу розжареною сферою, що найчастіше зустрічається на практиці, кінцевий результат і хід міркувань не відрізняються від розглянутого вище.

Рівняння теплопровідності для шару горючої газової суміші, прилеглої до поверхні розжареної частинки, в цьому випадку представимо у вигляді:

$$\lambda_g \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + r^2 Q_f W = 0. \quad (1.3.1)$$

Розглянемо частинку радіусом  $r_s$ , нагріту до температури  $T_s$ , яка знаходиться в горючій газовій суміші з температурою  $T_0$ . Візьмемо до уваги, що шар завтовшки  $\delta$ , в якому протікає реакція, набагато менший, ніж радіус частинки  $r_s$

( $\delta \ll r_s$ ). Тоді для газової суміші на відстані від частинки, де  $r \gg r_s$ , можна нехтувати швидкістю хімічного тепловиділення. Розподіл температури і швидкість тепловідводу в реакційному шарі знаходиться з рішення задачі теплопровідності:

$$\lambda_g \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0, \quad T(r = r + \delta) = T_s, \quad T(r = \infty) = T_s. \quad (1.3.2)$$

У зоні інертного газу  $r > r_s + \delta$ , густина теплового потоку

$$q_{\lambda 2} = \lambda_g \frac{(T_s - T_0) r_s}{r^2}.$$

Загальний потік тепла за рахунок теплопровідного механізму, що характеризує швидкість тепловідводу з тонкого газового шару дорівнює:

$$Q_2 = 4\pi r^2 q_{\lambda 2} \Big|_{r=r_s+\delta-0} = 4\pi \lambda_g (T_s - T_0) r_s. \quad (1.3.3)$$

З причини тонкості хімічно реагуючого шару, величина  $dT / dr$  усередині шару мала ( $dT / dr = 0$  – умова запалювання) і рівняння теплопровідності в зоні реакції (1.3.1) набуде вигляду:

$$\lambda_g \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + Q_f W = 0. \quad (1.3.4)$$

Скористаємося перетворенням арреніусівської експоненти за методом Франк-Каменецького. В результаті з (1.3.4) отримаємо:

$$\lambda_g \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + Q_f W(T_s) \exp \left( \frac{E(T - T_s)}{RT_s^2} \right) = 0. \quad (1.3.5)$$

Представимо (1.3.5) у вигляді

$$r_s^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial r^2} = - \left( \frac{r_s^2 Q_f W_f(T_s)}{\lambda_g} \frac{E}{RT_s^2} \right) \exp(\theta), \quad \theta = \frac{E(T - T_s)}{RT_s^2}. \quad (1.3.6)$$

Інтегруючи (1.3.6) і перейшовши до розмірних змінних, отримаємо вираз для швидкості хімічного енерговиділення в газовому шарі із зовнішнім радіусом  $r = r_s + \delta$ :

$$Q_{ch} = 4\pi (r_s + \delta)^2 \sqrt{2\lambda_g Q_f W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}}. \quad (1.3.7)$$

Із закону збереження енергії  $Q_2 = Q_{ch}$  отримаємо рівняння:

$$4\pi \lambda_g (T_s - T_0) r_s = 4\pi (r_s + \delta)^2 \sqrt{2\lambda_g Q_f W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}}.$$

Критичне значення радіусу нагрітої металевої частинки, більше якого відбувається запалювання газової суміші дорівнює (нехтуємо значенням  $\delta$ ):

$$r_{cr} = \sqrt{\frac{\lambda_g}{2Q_f} \frac{(T_s - T_0)^2}{W(T_s)} \frac{E}{RT_s^2}}. \quad (1.3.8)$$

#### 1.4. Метод Зельдовича визначення часу затримки запалювання горючої газової суміші нагрітою частинкою

Розігріті частинки, наприклад, фрикційні іскри, що потрапляють в хімічно активну газову суміш, можуть викликати її займання. Для оцінки пожежної небезпеки використовують критичну умову запалювання (1.2.6) або (1.3.8.), отриману вище вирішенням задачі стаціонарної теплопровідності з використанням методу Зельдовича [10, 11]. Критична умова запалювання, яка пов'язує характерні розміри і температуру іскри з іншими умовами і теплофізичними властивостями газової суміші, відповідає нескінченному часу запалювання. Час “життя” фрикційних іскор, протягом якого їх температура перевищує температуру займання газової суміші, обмежений. Тому коректніше оцінювати пожежну небезпеку фрикційних іскор за часом затримки запалювання, який визначається від моменту попадання іскри в газову суміш до появи полум'я. У загальному випадку час затримки запалювання, як і час виходу на високотемпературний режим протікання гомогенної реакції в газовій фазі, необхідно шукати з чисельного рішення рівнянь нестационарної теплопровідності, дифузії, газової динаміки, з урахуванням можливих хімічних реакцій на поверхні розжареної частинки.

У припущенні відсутності хімічних реакцій на поверхні пластини, нехтуючи масопереносом компонентів і радіаційним теплопереносом від поверхні пластини до стінок реакційної установки, записують рівняння теплового балансу у вигляді:

$$\frac{1}{6} c \rho d \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} (r = r_s, t). \quad (1.4.1)$$

Час затримки запалювання  $t_3$  знаходять із умови:

$$\frac{\partial T}{\partial t} (t = t_3) = 0, \quad (1.4.2)$$

яка еквівалентна більш загальній умові Зельдовича:

$$\lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} (r = r_s, t = t_3) = 0. \quad (1.4.3)$$

Фізичний зміст умови (1.4.1) полягає в тому, що для  $t < t_3$  тепловий потік направлений від поверхні пластини  $\partial T_g / \partial r < 0$ . Для  $t > t_3$  тепловий потік з газової суміші направлений до поверхні пластини  $\partial T_g / \partial r > 0$ , що означає появу полум'я і формування високотемпературної області навколо пластини. Умова (1.4.2) і вирішення рівняння теплопровідності для газової суміші мають на увазі відсутність градієнта температури  $T$  в об'ємі пластини. Це припущення вірне, тому, що відношення коефіцієнтів теплопровідності газової суміші і пластини  $\lambda_g / \lambda \ll 1$ . Це означає, що практично температура пластини з часом не змінюється і для умов запалювання газової суміші розжареною пластиною доцільно використовувати (1.4.3).

Перед використанням умови (1.4.3) приведемо розв'язок нестационарної задачі запалювання нерухомої газової суміші розігрітою пластиною, який отримав Зельдович. Згідно його методу, допускається миттєве розігрівання газу навколо розігрітої пластини в порівнянні з часом нагріву холодного газу [2].

Тоді час затримки запалювання нігртою пластиною знаходиться згідно формули:

$$\tau_3 = \frac{\theta^2}{2\pi}, \quad (1.4.4)$$

$$\text{де } \tau_3 = \frac{t_3}{\tau_{ch}}, \quad \theta = \frac{E(T_{g\infty} - T_s)}{RT_s^2}, \quad \tau_{ch} = \frac{\rho_g c_g}{\lambda_g} \ell^2, \quad \ell^2 = \frac{RT_s^2 \lambda_g}{Q_r E k_0 \rho_g Y_f} \exp \frac{E}{RT_s}.$$

Безрозмірний час запалювання даної газової суміші виявляється залежним лише від температур пластинки і газу.

### 1.5. Визначення часу затримки запалювання газу розжареною частинкою

Для визначення часу затримки нагрітою частинкою необхідно розглянути нестационарне рівняння теплопровідності [48, 49]. Припустимо, що є сферична металева частинка, температура поверхні якої підтримується постійною. В цьому випадку рівняння теплопровідності приймає вигляд:

$$c_g \rho_g \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_g \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_f W, \quad (1.5.1)$$

з граничними і початковими умовами:

$$t > 0, r = r_s, T = T_{gs} - \text{на поверхні частинки};$$

$$t > 0, r = +\infty, T = T_{g0} - \text{на віддаленні від частинки};$$

$$t = 0, T = T_{g0} - \text{початкова умова}.$$

Як і раніше, весь об'єм газу ділять на дві області: зону реакції і зону нереагуючого газу. Перша зона є досить тонким шаром завтовшки  $\delta$  навколо частинки, де за рахунок хімічної реакції температура практично миттєво досягає стаціонарного значення. Тому для цієї зони необхідно вирішувати наступне рівняння:

$$\lambda_g \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + Q_f W = 0,$$

вирішення якого приведено вище:

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=r_s+\delta-0} = \sqrt{2\lambda_g Q_f W (T_s) \frac{RT_s^2}{E}}. \quad (1.5.2)$$

У другій зоні хімічне тепловиділення мізерно мале і рівняння теплопровідності зводиться до вигляду:

$$c_g \rho_g \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_g \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right). \quad (1.5.3)$$

з початковими і граничними умовами

$$t > 0, r = r_s, T = T_s - \text{на поверхні частинки};$$

$$t > 0, r = +\infty, T = T_{g0} - \text{на віддаленні від частинки};$$

$$t = 0, r \geq r_s, T = T_{g0} - \text{початкова умова}.$$

Введемо безрозмірні величини:

$$\theta = \frac{T - T_{g0}}{T_s - T_{g0}} \frac{r}{r_s}, \quad \xi = \frac{r}{r_s}, \quad Fo = \frac{a_g t}{r_s^2}.$$

В результаті рівняння теплопровідності (1.5.3) прийме вигляд:

$$\frac{\partial \theta}{\partial Fo} = \frac{\partial \theta}{\partial \xi^2}, \quad (1.5.4)$$

з граничними умовами:  $Fo = 0, \theta = 0, \xi \geq 1$  – початкова умова;  
 $Fo > 0, \theta = 1, \xi = 1$  – на поверхні частинки;  
 $Fo > 0, \theta = 0, \xi \rightarrow \infty$  – на віддаленні від частинки.

Для вирішення (1.5.4) необхідно ввести нову змінну  $y$ , що дає:

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} + 2y \frac{\partial \theta}{\partial y} = 0, \quad y = \frac{\xi - 1}{2\sqrt{Fo}},$$

$y \rightarrow \infty, \theta = 0$ , – на віддаленні від частинки;  
 $y = 0, \theta = 1$ . – на поверхні частинки.

Розв'язком отриманого диференціального рівняння є:

$$\theta = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_y^\infty e^{-y^2} dy, \quad \text{або} \quad \frac{T - T_{g0}}{T_{gs} - T_{g0}} = \frac{r_s}{r} \left( 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy \right).$$

Густина теплового потоку, враховуючи

$$\frac{d}{dr} \left( \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^y e^{-y^2} dy \right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-y^2} \frac{dy}{dr} = \frac{1}{\sqrt{a_g \pi t}} e^{-y^2},$$

на поверхні розігрітого тіла дорівнює:

$$q_{gs} = -\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_s+\delta+0} = \frac{\lambda_g}{r_s} (T_{gs} - T_{g0}) \left( 1 + \frac{r_s}{\sqrt{\pi a_g t}} \right), \quad (1.5.5)$$

або

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_s+\delta+0} = \lambda_g (T_{gs} - T_{g0}) \left( \frac{1}{r_s} + \frac{1}{\sqrt{\pi a_g t}} \right).$$

Умовну товщину приграничного шару, в якому відбувається зміна температури газу, визначають як відстань від поверхні частинки до умовної поверхні, де  $\theta = 0.99$ . В результаті чисельного аналізу знайдено, що

$$\delta_a = 3.66 \sqrt{a_g t}.$$

Таким чином, величина теплового потоку (1.5.5) із зони реакції в другу зону з часом зменшується. У деякий момент часу тепловий потік із зони реакції в першій зоні (1.5.2) може зрівнятися з питомою потужністю хімічного тепловиділення:

$$-\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_s+\delta-0} = -\lambda_g \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{r=r_s+\delta+0},$$

або

$$\sqrt{2\lambda_g Q_f W(T_s) \frac{RT_s^2}{E}} = \lambda_g (T_{gs} - T_{g0}) \left( \frac{1}{r_s} + \frac{1}{\sqrt{\pi a_g t}} \right).$$

З останнього рівняння можна знайти час затримки запалювання газової суміші у вигляді:

$$t_3 = \frac{1}{\pi a_g} \left( \frac{1}{r_{cr}} - \frac{1}{r_s} \right)^{-2}, \quad (1.5.6)$$

де критичний розмір  $r_{cr}$  визначається за формулою (1.3.8). Аналіз формули (1.5.6) показує, що час затримки зростає із зростанням розміру розжареної частинки.

### 1.6. Модель термічного шару

Виконаємо наближене рішення задачі теплопровідності для визначення часу затримки запалювання газової суміші рухомою частинкою з використанням представлення Зельдовича [48-49].

Ділимо область біля розжареної частинки на дві зони: I зона –  $r_s < r < r_s + \delta_*$ ; II зона –  $r_s + \delta_* < r < r_{pel}$  ( $r_{pel}$  – радіус приведеної плівки, тобто відстань від центру частинки до точки в газовому середовищі, де його властивості практично не відрізняються від властивостей на нескінченному віддаленні від частинки). У першій зоні газ прогрівається за рахунок хімічних джерел тепла. Тому час затримки запалювання лімітується прогріванням холодного газу.

Вважаємо, що займання відбувається в момент часу  $t_3$ , коли густина теплового потоку на поверхні частинки дорівнюватиме нулю. Тобто умова (1.5.2) записується у вигляді

$$\frac{\partial T}{\partial r}(r = r_s, t = t_3) = 0, \quad (1.6.1)$$

де  $T = T_g$ .

В індукційному режимі запалювання (температура запалювання  $T_s <$  температури горіння  $T_{bur}$ ) протягом часу затримки запалювання змінами концентрації початкових компонентів можна знехтувати. Відповідно до прийнятих спрощень, задача визначення часу затримки запалювання газової суміші рухомою іскрою має вигляд:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_f W = c_g \rho_g \frac{\partial T}{\partial t}; \quad (1.6.2)$$

$$T(r = r_s, t) = T_s = const;$$

$$T(r, t = 0) = T(r = r_{pel}, t) = T_\infty;$$

де  $T_s$  – температура розжареної частинки  $T_\infty$  – температура газової суміші далеко від частинки.

У зоні I ( $r_s < r < r_s + \delta_*$ ) за рахунок хімічних джерел тепла газ швидко прогрівається, тому можна вважати

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) + Q_f W = 0.$$

Застосовуючи умову запалювання (1.6.1), представимо його рішення у вигляді щільності теплового потоку до холодного газу

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_s + \delta_* - 0} = \sqrt{2Q_f \lambda_g \int_{T_*}^{T_s} W dT}, \quad (1.6.3)$$

де  $T_*$  – температура на межі областей активного хімічного тепловиділення і холодної газової суміші.

Для зони II ( $r_s + \delta_* < r < r_{pel}$ ), якщо знехтувати хімічним тепловиділенням і вважати товщину зони реакції зникаюче малою ( $\delta_* \approx 0$ ), з (1.6.2) отримаємо задачу теплопровідності у вигляді:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( \lambda_g r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) = c_g \rho_g \frac{\partial T}{\partial t}, \quad (1.6.4)$$

$$T(r_s + \delta_*, t) = T_* \approx T_s; \quad T(r_{pel}, t) = T_\infty; \quad T(r, t=0) = T_\infty.$$

Введемо нову змінну  $Z = (T - T_\infty)r$ , яка дасть змогу звести рівняння (1.6.4) до вигляду:

$$\lambda_g \frac{\partial^2 Z}{\partial r^2} = c_g \rho_g \frac{\partial Z}{\partial t}. \quad (1.6.5)$$

По **моделі термічного шару** шуканий профіль температури задамо у вигляді ряду зі степенями

$$Z = a_0 + a_1(r - r_s) + a_2(r - r_s)^2 + a_3(r - r_s)^3.$$

Термічний шар формується навколо розжареної частинки. Його товщина  $\delta_T$  при нагріванні газу збільшується і за час  $t^*$  (величину  $t^*$  визначимо нижче) досягає межі приведеної плівки. Коефіцієнти  $a_0$ ,  $a_1$ ,  $a_2$  і  $a_3$  знаходиться з умов

$$Z(r_s + \delta_T(t), t) = 0; \quad \partial Z / \partial r(r_s + \delta_T(t), t) = 0 \quad \text{і} \quad \partial^2 Z / \partial r^2(r_s + \delta_T(t), t) = 0.$$

В результаті залежність  $Z$  від  $\delta_T(t)$  і  $r$  запишемо у вигляді

$$Z(r, \delta_T(t)) = Z_s \left( 1 - \frac{r - r_s}{\delta_T(t)} \right)^3. \quad (1.6.6)$$

Для визначення  $\delta_T(t)$  інтегруємо рівняння теплопровідності (1.6.4). Підставимо (1.6.6) в (1.6.4):

$$c_g \rho_g \frac{\partial}{\partial t} \int_{r_s}^{r_s + \delta_T(t)} Z(r, t) dr = \lambda_g \left\{ \frac{\partial Z}{\partial r}(r_s + \delta_T(t), t) - \frac{\partial Z}{\partial r}(r_s, t) \right\},$$

і використовуємо умову відсутності теплового потоку на зовнішній поверхні термічного шару:

$$\frac{\partial Z}{\partial r}[r_s + \delta_T(t), t] = 0.$$

В результаті визначимо закон зростання товщини термічного шару з часом у вигляді диференціального рівняння:

$$c_g \rho_g \delta_T \left( \frac{d\delta_T}{dt} \right) = 12\lambda_g,$$

вирішуючи яке, отримаємо:

$$\delta_T^2(t) = 24a_g t. \quad (1.6.7)$$

Підставляючи (1.6.7) в (1.6.6), знаходимо залежність температури суміші від координати і часу

$$\frac{T - T_\infty}{T_s - T_\infty} = \frac{r_3 \left( \sqrt{24a_g t} + r_s - r \right)^3}{r \sqrt{(24a_g t)^3}}. \quad (1.6.8)$$

З (1.6.8) знайдемо густину теплового потоку із зони хімічної реакції до холодного газу

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}(r_s + \delta_* + 0) = \lambda_g (T_s - T_\infty) \left[ \frac{3}{\sqrt{24a_g t}} + \frac{1}{r_s} \right]. \quad (1.6.9)$$

Використовуючи умову безперервності теплового потоку

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}(r_s + \delta_* + 0) = -\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}(r_s + \delta_* + 0), \quad (1.6.10)$$

із виразів (1.6.10) і (1.6.3) виведемо формулу для часу затримки запалювання, припускаючи, що цей час свідомо менше, ніж час  $t_*$ , за який зрівнюються товщини термічного і приведенного шарів ( $\delta_T = r_{pel} - r_s$ )

$$t_3 = \frac{3}{8a_g} \left( \frac{1}{r_{cr}} - \frac{1}{r_s} \right)^{-2}, \quad (1.6.11)$$

де критичний радіус іскри

$$r_{cr} = \sqrt{\frac{\lambda_g (T_s - T_\infty)^2}{2Q_f} \left( \int_{T_\infty}^{T_s} W dT \right)^{-1}}.$$

Із зменшенням радіусу  $r_s$  іскри і наближенням його до критичного значення  $r_{cr}$ , час затримки запалювання збільшується і прагне до нескінченності. При малих швидкостях руху іскри за час затримки запалювання термічний шар не встигає досягти меж приведеної плівки. Тому  $t_3$  можна визначити, вважаючи, що частинка нерухома. У разі недостатчі горючого компоненту

$$W = k_0 Y_f \rho_g \exp(-E / (RT))$$

і тоді

$$r_{cr} = \sqrt{\frac{\lambda_g (T_s - T_\infty)^2 E}{2Q_f k_0 Y_f \rho_g R T_s}} \exp\left(\frac{E}{2RT_s}\right).$$

Час  $t_*$ , за який досягається рівність  $\delta_T = r_{pel} - r_s$ , можна визначити з (1.6.11) у вигляді:

$$t_* = (r_{pel} - r_s)^2 / 24a_g. \quad (1.6.12)$$

Знайдемо умову, при якій час затримки запалювання не залежить від швидкості руху іскри ( $t_3 < t_{ch}$ ). Умова рівності цих часів  $t_3 = t_*$  дозволяє визначити критерій Нуссельта  $Nu_* = 2(1 - r_s / r_{pel})^{-1}$  і критерій Рейнольдса, якщо  $Nu = 2 + 0.44 Re^{1/2}$  у вигляді:

$$Nu_* = 2 + \frac{2}{3} \left[ \frac{r_s}{r_{cr}} - 1 \right], \quad Re_* = 1.52 \left[ \frac{r_s}{r_{cr}} - 1 \right]^2. \quad (1.6.13)$$

Тобто при  $0 < Re < Re_*$  час затримки запалювання визначається за формулою (1.6.11). Починаючи з моменту часу  $t_*$  нагрівається весь граничний шар з товщиною  $\Delta = r_{pel} - r_s$ . При цьому в якості граничної умови слід використовувати умову:  $T(r_{pel}, t) - T_\infty = Z(r_{pel}, t) = 0$  і вирішувати задачу, задаючи профіль температур з новими коефіцієнтами

$$Z = b_0 + b_1(r - r_s) + b_2(r - r_s)^2 + b_3(r - r_s)^3.$$

Коефіцієнти  $b_0, b_1, b_2, b_3$  знаходяться з умов

$$Z(r_s, t) = Z_s, \quad Z(r_{pel}, t) = 0, \quad \frac{\partial^2 Z}{\partial r^2}(r_{pel}, t) = 0.$$

Виконавши прості перетворення для визначення  $b_0, b_1$  і  $b_2$ , маємо залежність  $Z(r, b_3(t))$  у вигляді

$$Z = Z_s \frac{r_{pel} - r}{r_{pel} - r_s} + b_3 \left[ 2(r_{pel} - r_s)^2 (r - r_s) - 3(r_{pel} - r_s)(r - r_s)^2 + (r - r_s)^3 \right]. \quad (1.6.14)$$

Щоб знайти  $b_3$  як функцію часу, проінтегруємо рівняння теплопровідності (1.6.5) в межах від  $r_s$  до  $r_{pel}$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{r_s}^{r_{pel}} Z dr = a_g \left[ \frac{\partial Z}{\partial r}(r_{pel}, t) - \frac{\partial Z}{\partial r}(r_s, t) \right]. \quad (1.6.15)$$

Підставляючи (1.6.14) в (1.6.15), отримаємо диференціальне рівняння для визначення  $b_3(t)$

$$(r_{pel} - r_s)^2 \frac{db_3}{dt} = -12a_g b_3,$$

вирішення якого має вигляд:

$$b_3(t) = C \exp \left( - \frac{12a_g t}{(r_{pel} - r_s)^2} \right). \quad (1.6.16)$$

В результаті маємо вираз для нестационарного профілю температури для  $t > t_*$  у вигляді:

$$Z = Z_s \frac{r_{pel} - r}{r_{pel} - r_s} + C \left[ 2(r_{pel} - r_s)^2 (r - r_s) - 3(r_{pel} - r_s)(r - r_s)^2 + (r - r_s)^3 \right] \exp \left[ -\frac{12a_g t}{(r_{pel} - r_s)^2} \right].$$

Сталу інтегрування  $C$  знайдемо з умови, що при  $t = t_*$  температура  $Z(r, t_*) = Z_s (r_{pel} - r)^3 / (r_{pel} - r_s)^3$ . В результаті залежність температури від координати і часу запишемо у вигляді

$$\frac{T - T_\infty}{T_s - T_\infty} = \frac{r_s}{r} \left\{ \frac{r_{pel} - r}{r_{pel} - r_s} + \left[ \left( \frac{r_{pel} - r}{r_{pel} - r_s} \right)^3 - \frac{r_{pel} - r}{r_{pel} - r_s} \right] \exp \left[ -\frac{12a_g (t - t_*)}{(r_{pel} - r_s)^2} \right] \right\}.$$

Тепер знайдемо густину теплового потоку в холодний газ

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_s + \delta_* + 0} = \lambda_g \left\{ \frac{T_s - T_\infty}{r_s} + \frac{T_s - T_\infty}{r_{pel} - r_s} \left[ 1 + 2 \exp \left( -\frac{12a_g (t - t_*)}{(r_{pel} - r_s)^2} \right) \right] \right\}. \quad (1.6.16)$$

Використовуючи умову неперервності теплового потоку на межі двох зон

$$-\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_s + \delta_* - 0} = -\lambda_g \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r_s + \delta_* + 0},$$

і прирівнюючи частини формул (1.6.16) і (1.6.3), отримаємо, що час затримки запалювання дорівнює:

$$t_3 = t_* - \frac{r_s^2}{3a_g (Nu - 2)^2} \ln \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{r_s}{r_{kr}} - 1 \right) \frac{2}{Nu - 2} - 1 \right].$$

Оскільки  $t_* = (r_{pel} - r_s)^2 / 24a_g = r_s^2 / [6a_g (Nu - 2)^2]$ , то, вводячи безрозмірні змінні  $\xi = r_s / r_{kr}$ ,  $\tau_3 = t_3 a_g / r_s^2$ , для часу затримки запалювання отримаємо формулу:

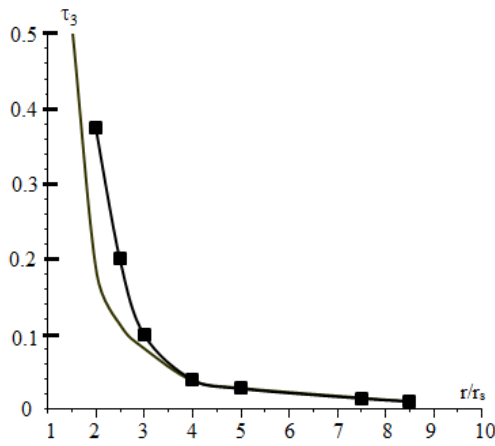
$$\tau_3 = \frac{t_3 a_g}{r_s^2} = \frac{1}{3(Nu - 2)^2} \ln \left( 2e^{0.5} \frac{Nu - 2}{2\xi - Nu} \right). \quad (1.6.17)$$

Отримана формула визначає в загальному вигляді залежність  $t_3$  від критерію  $Nu$ , радіусу іскри, теплофізичних властивостей і температури хімічно реагуючого газу.

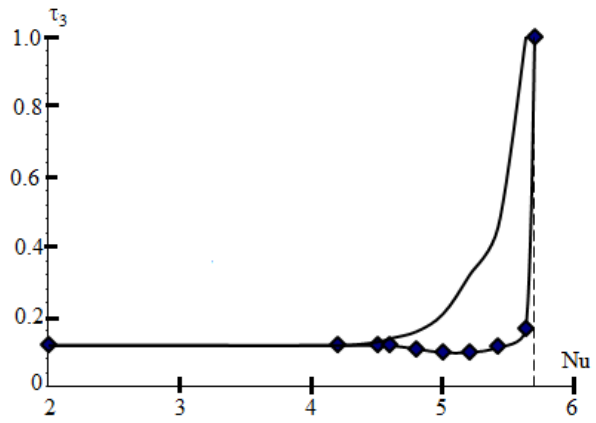
З формули (1.6.17) витікає важливий висновок, що при значенні критерію  $Nu_{cr} = 2\xi_{cr}$ , час запалювання  $\tau_3 = \infty$ . У розмірному вигляді критичний радіус рухомої іскри  $r_{cr,u}$  виражається як [50]:

$$r_{cr,u} = \frac{Nu}{2} r_{cr} = \frac{Nu}{2} \sqrt{\frac{\lambda_g (T_s - T_\infty)^2 E}{2Q_f k_0 Y_f \rho_g R T_s^2} \exp \left( \frac{E}{R T_s} \right)}.$$

Із збільшенням значення критерію  $Nu$ , тобто із збільшенням швидкості руху, час затримки запалювання зменшується, потім збільшується, прямуючи до нескінченності при  $Nu = Nu_{cr} = 2\xi$ . Критичний радіус рухомої іскри знаходить-



**Рис. 1.3.** Залежність часу затримки запалення  $\tau_3$  від радіусу фрикційної іскри  $\xi_s$  при  $Nu = 2$ .  
 — розрахунок на ЕОМ  
 ■■ наближення термічного шару



**Рис. 1.4.** Залежність часу затримки запалення від критерію Нуссельта для  $\xi_3 = 2.83$ .  
 — розрахунок по точній моделі  
 ■■ модель термічного шару

ся з умови рівності щільності теплового потоку і потужності тепловиділення в результаті хімічної реакції:  $r_{cr.u} = 2r_{cr} / Nu$ .

Чисельні розрахунки  $\tau_3$  при різних умовах по точній моделі та з використанням методу термічного шару дають добру згоду результатів вдалині від критичних умов і задовільне, коли  $\xi_s$  наближається до  $\xi_{cr}$  (рис. 1.3) або  $Nu$  до  $Nu_{cr}$  (рис. 1.4).

При  $Nu < 4.5$  час затримки запалювання практично не змінюється із збільшенням критерію Нуссельта, що наочно пояснюється моделлю термічного шару.

Із збільшенням радіусу іскри час затримки запалювання зменшується, що пояснюється зростанням потужності тепловиділення в результаті хімічної реакції. При наближенні  $r_s \rightarrow \infty$ , з (1.6.11) отримаємо формулу для часу затримки запалювання хімічно реагуючої системи розжареною стінкою, яка дає результати, що відрізняються на 15% від розрахунків по (1.3.8).

## 1.7. Основні характеристики самозаймання і запалювання перемішаних газових систем

**Межі займання** газових сумішей визначаються відповідно найменшою концентрацією горючої речовини (НКМР – нижня концентраційна межа розповсюдження полум'я) і найбільшою (ВКМР) концентраціями пального в суміші. В області концентрацій, обмеженою НКМР і ВКМР можливий процес горіння. Докладніша кількісна інформація буде приведена нижче. Тут, щоб підкреслити порядок величин, наведемо ці межі займання (табл. 1.1) для ряду речовин (по ваговому відношенню – повітря/ паливо).

Стехіометричне відношення повітря-паливо приблизно дорівнює 15. Найбільш широкі межі займання спостерігаються у з'єднань ненасиченого характе-

Таблиця 1.1. Межі займання [51]

| Паливо         | Збагачена суміш | Бідна суміш |
|----------------|-----------------|-------------|
| Гептан         | 4,5             | 27,4        |
| Циклогексан    | 3,9             | 24,5        |
| Бензол         | 5,2             | 25          |
| Етилен         | 5,3             | 55          |
| Авіаційний гас | 5               | 25          |

ру – етилену і ацетилену. Парафінові, нафтеніві, ароматичні вуглеці, а також олефіни, які киплять в тих же межах, що і бензини, мають близькі межі займання. Межі займання розширюються зі збільшенням молекулярної ваги вуглеводнів.

**Мінімальна критична енергія займання** (мінімальна енергія електричної іскри, яка викликає займання) залежить від хімічного складу палива, температури і тиску [51]. Для парогазових сумішей величина  $E_{min}$  зазвичай складає декілька міліджоулів, зменшується зі зростанням температури і тиску та має мінімум на залежності від концентрації пального, який знаходиться в області, збагаченій паливом. Залежність від тиску і температури описується емпіричним рівнянням [52]:

$$E_{min} = E_{min0} \left( \frac{T_0}{T} \right)^3 \left( \frac{P_0}{P} \right)^2, \quad (1.7.1)$$

де  $E_{min0}$  – енергія займання (Дж) при  $T_0 = 273\text{K}$  і  $P_0 = 10^5$  Па;  $T$  – температура, К;  $P$  – тиск, Па.

Вплив швидкості потоку  $w$  на енергію займання задовільно описується рівнянням [52]:

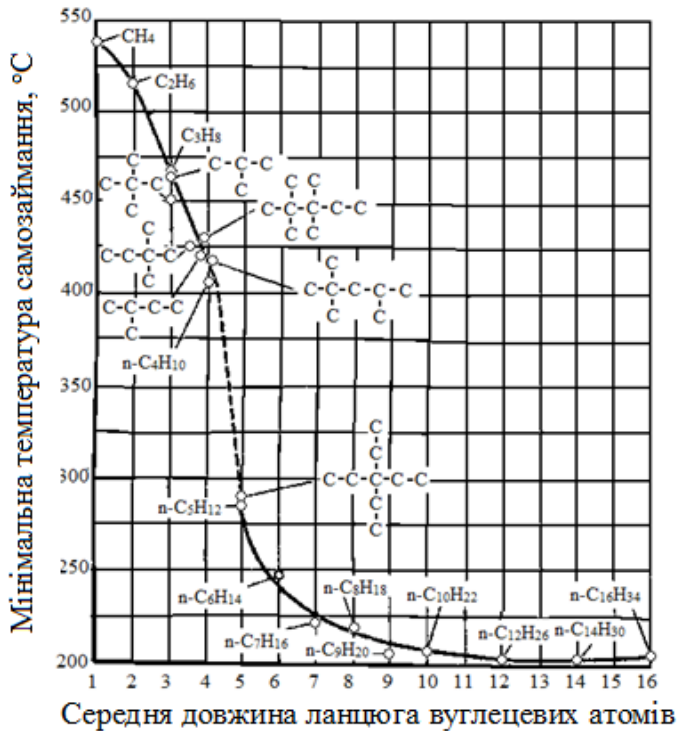
$$E_{min} = E_{min0} + A \cdot w^{1.5},$$

де  $E_{min0}$  – енергія займання нерухомої суміші, Дж;  $w$  – швидкість потоку, м/с,  $A$  – коефіцієнт пропорційності, який визначається експериментально.

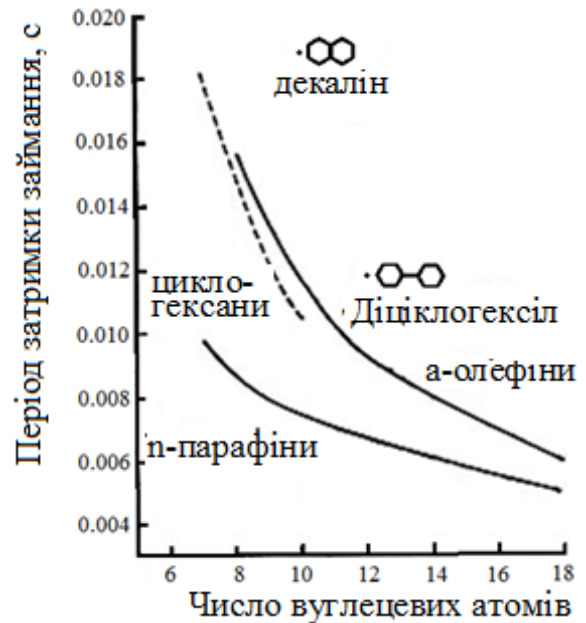
**Температура самозаймання** – мінімальна температура, при якій відбувається самозаймання горючої суміші без контакту з відкритим полум'ям. Визначається стандартними методами відкритого або закритого тигля [31, 32, 53]. Умови самозаймання пов'язані з виділенням тепла від передполум'яних реакцій і відведенням тепла в навколишнє середовище. Тобто температура самозаймання не є фізичною константою суміші і залежить не тільки від фізико-хімічних параметрів суміші, але і від умов проведення досліду: об'єму і поверхні реакційної камери, тиску, умов теплообміну. Проте, це найважливіша порівняльна характеристика, що дозволяє судити про реакційну здатність суміші. Наприклад, природно чекати, що чим нижче температура самозаймання, тим швидше за даних умов наступить процес займання.

Характерні значення температури самозаймання  $T_s$  та її залежність від кількості атомів вуглецю в молекулі і будови молекули для парафінових вуглеводнів представлено на рис.1.5 [51].

Ізопарафіни мають вищі температури самозаймання в порівнянні з нормальними парафінами. Для всіх палив  $T_s$  підвищується з пониженням тиску (див.



**Рис. 1.5.** Залежність мінімальної температури самозаймання від будови парафінових вуглеводнів



**Рис. 1.6.** Період затримки займання вуглеводнів в бомбі при 582 °C і 21.1 атм

**Таблиця 1.2.** Залежність температури самозаймання  $T_s$  від тиску

| Паливо   | $T_s$ , °C         |                    |
|----------|--------------------|--------------------|
|          | Тиск 370 мм.рт.ст. | Тиск 742 мм.рт.ст. |
| n-Декан  | 458                | 208                |
| n-Октан  | 465                | 220                |
| n-Гексан | 497                | 234                |

табл. 1.2 [51]). Зазвичай, чим вища молекулярна маса палива і важчий його фракційний склад, тим нижча температура самозаймання.

**Період затримки займання газоповітряних сумішей** – інтервал часу між моментом досягнення температури самозаймання і появою полум'я. У загальному випадку період затримки ( $t_z$ ) включає час, в перебігу якого протікають фізичні процеси утворення горючої суміші ( $t_{\phi}$ ) і часу, в перебігу якого хімічні реакції прискорюються до утворення полум'я ( $t_x$ ). Якщо  $t_{\phi} \ll t_x$ , то процес відбувається в кінетичній області самозаймання гомогенної паливно-повітряної суміші.

На підставі теорії ланцюгових реакцій:

$$t_x = Cp^{-n} \exp(E / RT).$$

Тут  $p$  (в кПа) – тиск,  $E$  – енергія активації реакції,  $C$  – коефіцієнт пропорційності (с). Наприклад, для реактивних палив [52] енергія активації  $E \sim 177$  кДж/(моль К);  $n \sim 0.75$ ;  $C \sim (0.09 - 0.16) \cdot 10^{-14}$  с. Тоді період затримки самозаймання зменшується з підвищенням температури і тиску.

Підвищення дисперсності розпилювання палива, а також турбулізація газового потоку зменшують  $t_3$ , за рахунок скорочення часу займання  $t_{\phi}$ . Каталізатори окислення і антидетонатори, взаємодіючи з продуктами проміжних реакцій, істотно знижують  $t_3$ , впливаючи на величину  $t_x$  (наприклад, 0.2%  $Pb(C_2H_5)_4$  або 2% пентилнітрату знижують  $t_x$  майже вдвічі).

Періоди затримки самозаймання різних вуглеводнів, що визначені в бомбі при 582 °C і  $P = 21.4$  атм представлено на рис.1.6 [51]. Періоди затримки в цих умовах збільшуються у ряді парафінів, олефінів, нафтенів.

Вельми цікаві дослідження по займанню крапель гасу в потоці нагрітого повітря [54]. При підвищенні температури від 850 °C до 950 °C час займання  $t_3$  крапель розміром 55 мкм знижується приблизно в п'ять разів. Розміри крапель також впливають на  $t_3$ . Так, краплі розміром 140 мкм при температурі 970 °C мають  $t_3$  на 30 % більше, ніж краплі розміром 55 мкм. Загальний час згорання крапель складається з часу затримки і власне часу горіння  $t_{bur}$ , причому  $t_{bur}$  більше  $t_3$  в 3 - 4 рази (наприклад, при  $T = 960$  °C  $t_{bur} = 8$  мс, а  $t_3 = 1.8$  мс).

Таким чином, при горінні палива, поза сумнівом, більше значення має хімічна природа палива, що визначає займання його пари при зустрічі з фронтом полум'я. Проте і тут велике значення мають його фізичні параметри: летючість палива, розпилювання палива і сумішеутворення, які за певних умов можуть мати більше значення, ніж хімічні параметри. Дійсно, при тонкодисперсному розпилюванні високо леткого палива гомогенна газова суміш (парогазова суміш) може утворюватися вже в передполум'яній зоні, в протилежному випадку ми можемо мати справу з аерозольним горінням, в якому кожна крапля утворює індивідуальний фронт горіння – систему, що горить дискретно. В зв'язку з цим доречно відзначити, що середній розмір крапель розпиленого пального приблизно обернено пропорційний квадрату тиску, під яким відбувається розпилювання  $d_{сер} \sim 1/p^2$ . Чим вище ступінь розпилювання, тим легше запалити паливо, оскільки поверхня випаровування збільшується, а витрати часу на нагрівання і випаровування краплі зменшуються. Важкі палива з низькою пружністю пари вимагають для свого займання великих енергетичних витрат.

### Приклади розв'язування задач

**Приклад 1.** Визначити критичну температуру запалювання нагрітою стінкою метан-повітряної суміші кімнатної температури. Відстань до холодної стінки 30 см. Об'ємна частка метану в суміші  $Y_{f,v} = 5\%$ . Теплофізичні і термодинамічні параметри реакції горіння метану взяти  $E = 103800$  Дж/моль,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  1/с,  $Q = -\Delta H = 882$  МДж/кмоль,  $\mu_f = 16$  кг/кмоль,  $\mu_{air} = 29$  кг/кмоль,  $\lambda_{g_0} = 0.0244$  Вт/(м·К),  $\rho_{g_0} = 1.29$  кг/м<sup>3</sup>.

**Розв'язок.** Для знаходження температури запалювання  $T_s$  використаємо рівняння (1.2.6):

$$\frac{2Q_f}{\lambda_g} W(T_s) \frac{RT_s^2}{E} \approx \left( \frac{T_s - T_0}{L} \right)^2.$$

Масову частку метану в суміші визначимо через об'ємну частку як

$$Y_f = Y_{f.v} \frac{\mu_f}{\mu_{\text{сум}}} = Y_{f.v} \frac{\mu_f}{\mu_f Y_{f.v} + \mu_{\text{air}} (1 - Y_{f.v})},$$

$$Y_f = Y_{f.v} \frac{\mu_f}{\mu_{\text{сум}}} = 0.05 \frac{16}{16 \cdot 0.05 + 29(1 - 0.05)} = 0.028.$$

Отже метан знаходиться в нестачі. Тоді реакція протікає по першому порядку відносно метану:

$$W(T) = k_0 \rho_g Y_f \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Коефіцієнт теплопровідності і густину суміші (практично повітря) визначимо при температурі стінки:

$$\lambda_g = 0.0244 \left(\frac{T}{273}\right)^{0.75} \text{ Вт/(м·К) та } \rho_g = 1.29 \frac{273}{T} \text{ кг/м}^3.$$

Нижча теплота згоряння горючої речовини

$$Q_f = Q / \mu_f = 882 \cdot 10^6 / 16 = 55.125 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}.$$

Отже підставивши в (1.2.6), отримаємо трансцендентне рівняння відносно температури стінки  $T_s$ . Його розв'язок, наприклад графічним способом, дає  $T_s = 538 \text{ К}$ .

**Відповідь:**  $T_s = 538 \text{ К}$ .

**Приклад 2.** Оцінити критичний радіус нагрітої металеві частинки, більше якого відбувається запалювання нерухомої метан-повітряної суміші кімнатної температури при температурі частинки  $T_s = 800 \text{ К}$ ,  $1000 \text{ К}$  та  $1200 \text{ К}$ . Об'ємна частка метану в суміші  $Y_{f.v} = 5\%$ . Кінетичні параметри реакції горіння метану взяти  $E = 103800 \text{ Дж/моль}$ ,  $k_0 = 7 \cdot 10^6 \text{ 1/с}$ ,  $Q = 882 \text{ кДж/моль}$ .

**Розв'язок:** Критичне значення радіуса металеві частинки визначимо по формулі (1.3.8):

$$r_{cr} = \sqrt{\frac{\lambda_g}{2Q_f} \frac{(T_s - T_0)^2}{W(T_s)} \frac{E}{RT_s^2}},$$

де

$$W(T) = k_0 \rho_g Y_f \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Підставляємо значення, розраховані в попередній задачі, отримаємо при температурі  $T = 800 \text{ К}$  маємо  $r_{cr} = 13.1 \text{ мм}$ ; при  $T = 1000 \text{ К}$  маємо  $r_{cr} = 3.74 \text{ мм}$ ; а при  $T = 1200 \text{ К}$  маємо  $r_{cr} = 1.66 \text{ мм}$ .

**Відповідь:**  $T = 800 \text{ К}$ ,  $r_{cr} = 13.1 \text{ мм}$ ,  $T = 1000 \text{ К}$ ,  $r_{cr} = 3.74 \text{ мм}$ ,  $T = 1200 \text{ К}$ ,  $r_{cr} = 1.66 \text{ мм}$ .

**Приклад 3.** Розрахувати час займання метан-повітряної суміші кімнатної температури нагрітою до температури  $T_s = 1200$  К частинкою діаметром 4 мм. Об'ємна частка метану в суміші  $Y_{f.v} = 5\%$ . Кінетичні параметри реакції горіння метану взяти  $E = 103800$  Дж/моль,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  1/с,  $Q = 882$  кДж/моль.

**Розв'язок:** Критичне значення радіуса металевої частинки для даної суміші при температурі частинки 1200 К (див. попередню задачу) складає  $r_{cr} = 3.32$  мм. Час затримки займання визначається за формулою (1.5.6):

$$t_3 = \frac{1}{\pi a_g} \left( \frac{1}{r_{cr}} - \frac{1}{r_s} \right)^{-2}.$$

Коефіцієнт температуропровідності розрахуємо при температурі частинки  $a_g = 316.5 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Для частинки з радіусом  $r_s = 1$  мм  $< r_{cr}$  запалювання суміші не відбувається.

Для частинки з радіусом  $r_s = 2$  мм  $> r_{cr}$  запалювання суміші відбувається. В результаті для неї маємо час затримки:

$$t_3 = \frac{1}{\pi \cdot 316.5 \cdot 10^{-6}} \left( \frac{1}{3.32 \cdot 10^{-3}} - \frac{1}{4.00 \cdot 10^{-3}} \right)^{-2} = 0.096 \text{ с.}$$

**Відповідь:** 0.096 с.

## Розділ 2. ТЕПЛОМАСООБМІН І ГАЗОДИНАМІКА В ОДНОФАЗНИХ ХІМІЧНО РЕАГУЮЧИХ ГАЗАХ

### 2.1. Тепломасообмін і динаміка руху газу

У першому розділі методом приведеної плівки проведено аналіз нестационарних задач теплової теорії запалення газової суміші, яка набігає на розжарену частинку або пластину без урахування динаміки руху газової суміші. В даному розділі розглянемо основні рівняння для опису тепломасообміну і динаміки однофазного хімічно реагуючого середовища зі стінками реакційної установки або поверхнею розжареного тіла обмежених розмірів.

При аналізі динаміки руху газової суміші можна нехтувати стисливістю газу внаслідок руху, оскільки швидкість руху газу значно менша швидкості звуку (критерій Маха значно менше одиниці). У цілому ряді випадків можна також вважати постійною динамічну в'язкість газової суміші. Рівняння динаміки руху одиничного елементарного об'єму газової суміші (рівняння Нав'є-Стокса) в прямокутній (декартовій) системі координат, пов'язаній із стінками реактора можна представити у вигляді

$$\rho_g \frac{d\vec{w}}{dt} = \rho_g \vec{g} - \text{grad } P + \nu_g \rho_g \nabla^2 \vec{w}, \quad (2.1.1)$$
$$\text{де } \rho_g \frac{d\vec{w}}{dt} \equiv \rho_g \frac{\partial \vec{w}}{\partial \tau} + w_x \rho_g \frac{\partial \vec{w}}{\partial x} + w_y \rho_g \frac{\partial \vec{w}}{\partial y} + w_z \rho_g \frac{\partial \vec{w}}{\partial z},$$

$P$  – загальний тиск;  $\rho_g$ ,  $\nu_g = \mu_g / \rho_g$ ,  $\mu_g$  – густина, кінематична і динамічна в'язкості газу. В'язкості газів знаходиться експериментально, а також може бути розрахована на основі кінетичної теорії.

Для врахування впливу природної конвекції в газі (або рідині) в рівняння руху (2.1.1) слід включити ще і член  $g \rho_g \beta \Delta T$  зі знаком плюс в правій частині, де  $g$  – прискорення сили тяжіння;  $\beta$  – коефіцієнт об'ємного розширення середовища;  $\Delta T = T - T_0$  – визначальна різниця температур. Даний член виражає підйомну силу (з розрахунку на одиницю маси середовища), що виникає із-за теплового розширення зі зростанням температури.

До рівняння руху середовища необхідно додати рівняння нерозривності:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \text{div}(\rho_g \vec{w}) = 0 \quad (2.1.2)$$

за відсутності масових джерел або стоків. Коли в середовищі діють масові джерела або стоки, рівняння нерозривності переписується так:

$$\frac{\partial \rho_g}{\partial t} + \text{div}(\rho_g \vec{w}) = W,$$

де  $W$  – сумарна (для всіх компонентів суміші) інтенсивність джерел або стоків.

Нестационарне рівняння дифузії (другий закон Фіка), описує розподіл концентрацій компонент хімічної реакції (стік для горючої речовини і газоподібного окислювача) при переносі газоподібних компонент поточком газу і концентраційною дифузією. Воно впливає із балансу масових потоків для елементарного елементу об'єму в декартовій системі координат. Скористаємося виразом

для густини масового потоку газоподібного горючого компоненту  $\vec{j}_f$  і окислювача  $\vec{j}_o$

$$\vec{j}_f = -D_{f,o}\rho_g \text{grad } Y_f + \vec{w}\rho_g Y_f, \quad \vec{j}_o = -D_{o,f}\rho_g \text{grad } Y_o + \vec{w}\rho_g Y_o, \quad (2.1.3)$$

де  $\rho_g$  – густина горючої газової суміші  $Y_f$  – масова частка горючого газу;  $Y_o$  – масова частка окислювача;  $D_{f,o} = D_{o,f}$  – коефіцієнти концентраційної дифузії.

Закон збереження маси горючої речовини і окислювача представимо у вигляді другого закону Фіка:

$$\rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial t} = -\text{div}(\vec{j}_f) - W_f, \quad \rho_g \frac{\partial Y_o}{\partial t} = -\text{div}(\vec{j}_o) - W_o.$$

З врахуванням (2.1.3):

$$\rho_g \frac{\partial Y_f}{\partial t} + \frac{\partial w_x \rho_g Y_f}{\partial x} + \frac{\partial w_y \rho_g Y_f}{\partial y} + \frac{\partial w_z \rho_g Y_f}{\partial z} = \text{div}(D_{fo}\rho_g \text{grad } Y_f) - W_f, \quad (2.1.4)$$

$$\rho_g \frac{\partial Y_o}{\partial t} + \frac{\partial w_x \rho_g Y_o}{\partial x} + \frac{\partial w_y \rho_g Y_o}{\partial y} + \frac{\partial w_z \rho_g Y_o}{\partial z} = \text{div}(D_{fo}\rho_g \text{grad } Y_o) - W_o,$$

де  $w_x, w_y, w_z$  – проекції середньої масової швидкості руху газу на координатні осі  $x, y, z$ ;  $W_f$  – швидкість зникнення маси горючої речовини в одиниці об'єму за одиницю часу в результаті необоротної реакції;  $W_o$  – швидкість зникнення маси окислювача в одиниці об'єму за одиницю часу в результаті необоротної реакції.

Скористаємося рівнянням нерозривності для випадку руху газової суміші з дозвуковою швидкістю (нехтуємо стисливістю газу):

$$\frac{\partial(\rho_g w_x)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_g w_y)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_g w_z)}{\partial z} = 0.$$

В цьому випадку

$$\frac{\partial w_x \rho_g Y_f}{\partial x} + \frac{\partial w_y \rho_g Y_f}{\partial y} + \frac{\partial w_z \rho_g Y_f}{\partial z} = \rho w_x \frac{\partial Y_f}{\partial x} + \rho w_y \frac{\partial Y_f}{\partial y} + \rho w_z \frac{\partial Y_f}{\partial z}.$$

Потрібно відмітити, що тепловий потік в газі залежить від градієнта температури (перший закон Фур'є) і швидкості газового потоку

$$\vec{q} = -\lambda_g \text{grad } T + \vec{w}\rho_g c_{pg} T, \quad (2.1.5)$$

де  $\lambda_g$  – теплопровідність газової суміші. З цього співвідношення виходить диференціальне рівняння теплопровідності

$$\rho_g c_{pg} \frac{dT}{dt} \equiv \rho_g c_{pg} \left( \frac{\partial T}{\partial t} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \text{div}(\lambda_g \text{grad } T) + q_v, \quad (2.1.6)$$

де  $\rho_g$  – густина середовища;  $c_{pg}$  – питома теплоємність при постійному тиску.

При постійній теплопровідності

$$\frac{dT}{dt} \equiv \frac{\partial T}{\partial t} + w_x \frac{\partial T}{\partial x} + w_y \frac{\partial T}{\partial y} + w_z \frac{\partial T}{\partial z} = a_g \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) + \frac{Q_f W_f}{\rho_g c_{pg}}, \quad (2.1.7)$$

де  $a_g = \lambda_g / (c_{pg} \rho_g)$  – коефіцієнт температуропровідності.

## 2.2. Тепломасообмін в турбулентному потоці

У турбулентному потоці дифузія газоподібних початкових реагентів продуктів реакції (уперек потоку), теплопереносу і переносу імпульсу (внутрішнє тертя), пов'язані з турбулентним переносом і змішуванням кінцевих макроскопічних мас газу і рідини – турбулентних молей. Проведемо аналогію між переносом енергії, мас газоподібних речовин і кількості руху хаотично (безладно) рухомими молекулами в рамках суцільного середовища за умов, коли довжина вільного пробігу молекул значно менше розмірів молекул (критерій Кнудсена  $Kn \ll 1$ ). Розміри і швидкості турбулентних молей і шляхи їх переміщення до змішання різноманітні (є спектр значень швидкостей і вільних шляхів їх руху). Рух молей носить пульсаційний характер, швидкості їх переміщення – це швидкості пульсацій уперек потоку.

Турбулентні збурюючі пульсації, що накладаються на основний потік, викликаються взаємодією потоку зі стінками каналу (або з поміщеними в потік сторонніми тілами), а також якими-небудь фізичними або хімічними процесами: горінням, вибухами і тому подібне. При низьких числах Рейнольдса спостерігаються пульсації крупних масштабів, турбулентні швидкості істотно змінюються тільки на великих відстанях. Під масштабом пульсацій якраз і розуміється порядок довжини, на якій відбувається істотна зміна швидкості. Частоти великомасштабних пульсацій низькі. З підвищенням числа Рейнольдса разом з великомасштабними пульсаціями з'являються і високочастотні дрібномасштабні пульсації. Масштаб великомасштабних пульсацій має порядок визначальних розмірів системи: діаметру або ширини каналу, характерного розміру тіла, що обтікається (для області поблизу нього), відстані до цього тіла, ширини вільного струменя і тому подібне. Великомасштабні пульсації визначають процеси турбулентного змішання: внутрішнє тертя, дифузію і теплопередачу. Дрібномасштабні пульсації здійснюють в'язку дисипацію. Енергія від великомасштабних пульсацій передається дрібномасштабним пульсаціям і дисипується ними.

Користуючись міркуваннями розмірності і аналогією з процесами молекулярного переносу, вводять коефіцієнт турбулентного переносу  $\varepsilon_t$ , який характеризує внутрішнє тертя, дифузію і теплопередачу в турбулентному потоці. Згадана аналогія з процесами молекулярного переносу дійсно є. Просторовий масштаб турбулентності  $\ell$  (середній для великомасштабних пульсацій), який можна розуміти і як довжину турбулентного переміщення моля до змішання, є, до певної міри, аналогом середньої довжини вільного пробігу молекул. Аналогом середньої швидкості молекул можна вважати середньоквадратичну пульсаційну швидкість  $\bar{w}' = \sqrt{\bar{w'^2}}$ .

Дана аналогія є вельми обмеженою, оскільки статистична природа величин молекулярного і турбулентного переносу різна. Проте відміченої схожості вже виявляється достатньо для побудови масштабної характеристики коефіцієнта турбулентного переносу. Співвідношення для молекулярних коефіцієнтів переносу, що витікає з елементарної кінетичної теорії  $a_g = D_g = \nu_g = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}$  ( $\bar{\lambda}$  – сере-

дня довжина вільного пробігу молекул,  $\bar{v}$  – середня швидкість теплового руху молекул) і з міркувань розмірності, можемо записати у вигляді:

$$\varepsilon_t = \ell \bar{w}' \quad (2.2.1)$$

Коефіцієнт  $\varepsilon_t$  є одночасно коефіцієнтом турбулентної дифузії  $D_t$ , теплопроводності  $a_t$  і кінематичної в'язкості  $\nu_t$ . Даний коефіцієнт не залежить від фізичних властивостей рідини або газу і цілком визначається характеристиками турбулентності. Коефіцієнт  $\varepsilon_t$  дозволяє записати турбулентну теплопровідність  $\lambda_t$  і динамічну в'язкість  $\mu_t$  у вигляді:

$$\lambda_t = \rho_g c_{pg} a_t = \rho_g c_{pg} \ell \bar{w}', \quad \mu_t = \rho_g a_t = \rho_g \ell \bar{w}'.$$

Середню пульсаційну швидкість можна пов'язати з масштабом турбулентності і з похідною швидкості потоку  $w$  по поперечній координаті  $y$ :

$$\bar{w}' = \ell \frac{dw}{dy}.$$

Підставляючи значення  $\bar{w}'$  у вираз (2.2.1), отримуємо формулу Прандтля:

$$a_t = D_t = \nu_t = \ell^2 \frac{dw}{dy}. \quad (2.2.2.)$$

Як вже говорилося, масштаб турбулентності  $\ell$  має порядок характерних розмірів каналу (діаметр, ширина) або характерного розміру обтічного тіла. У аеродинамічному сліді за обтічним тілом, масштаб турбулентності пропорційний відстані до тіла. Для вільного струменя масштаб турбулентності пропорційний ширині струменя. Більш строго масштаб турбулентності для течії в каналі може бути визначений за формулою Кармана

$$\ell = \chi \left| \frac{dw}{dy} \right| \left/ \left| \frac{d^2 w}{dy^2} \right| \right|,$$

де коефіцієнт пропорційності  $\chi$  для умов течії в трубах рівний приблизно 0.4.

Співвідношення (2.2.2) дозволяє оцінити коефіцієнти переносу в турбулентному потоці. Для розрахунків переносу можна використовувати вирази, що відносяться до молекулярних процесів і приведені в попередніх параграфах (вирази для теплових і дифузійних потоків, диференціальні рівняння дифузії, теплопроводності, руху). При цьому відповідні молекулярні коефіцієнти  $D_g$ ,  $a_g$  і  $\nu_g$  замінюються турбулентними коефіцієнтами  $D_t$ ,  $a_t$  і  $\nu_t$ . При порівняно однако- вому впливі турбулентного і молекулярного переносу вводять сумарні коефіцієнти.

### 2.3. Аналогія між дифузією і теплообміном. Критерії подібності

Зовнішній потік, по відношенню до крапель (частинок), що горять, є здебільшого турбулентним. При гетерогенних реакціях горіння або процесах випаровування молекулярна дифузія і теплопровідність здійснюються тільки всередині порівняно тонкого пограничного шару біля поверхні твердої або рідкої речовини. Проте, саме процеси переносу тепла і маси в пограничному шарі є ви-

рішальними для процесу горіння або випаровування. Інтенсивність переносу маси і енергії в турбулентному потоці у багато разів перевершує інтенсивність переносу в пограничному шарі. Тому швидкість тепло- і масообміну поверхні з потоком в основному визначається молекулярним переносом в пограничному шарі.

Для розрахунку теплообміну поверхні з потоком зазвичай використовують співвідношення Ньютона:

$$q = \alpha \Delta T, \quad (2.3.1)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт теплообміну;  $\Delta T$  – різниця температур поверхні і потоку.

Якщо вважати, що в пограничному шарі біля поверхні тепловий потік виражається співвідношенням (2.1.5), то внаслідок зіставлення із співвідношенням (2.3.1) можна отримати **критерій** подібності **Нуссельта**  $Nu = \alpha d / \lambda_g$ , де  $d$  – визначальний розмір тіла (для сфери і циліндра це діаметр). Критерій Нуссельта є критерієм граничних умов для теплових процесів.

Для дифузійного масообміну потоку і поверхні вводиться співвідношення, аналогічне (2.3.1):

$$j_i = \beta \rho_g \Delta Y, \quad (2.3.2)$$

де  $\beta$  – коефіцієнт дифузійного обміну (масовіддачі), аналогічний коефіцієнту теплообміну  $\alpha$ ;  $\Delta Y$  – різниця концентрацій дифундуючого компонента в потоці і біля поверхні.

З виразу (2.1.3) і (2.3.2) для дифузійного потоку впливає **критерій Шервуда**  $Sh$  або дифузійний критерій Нуссельта  $Sh = Nu_D = \beta d / D$  – критерій граничних умов для дифузійних процесів.

Величини  $\alpha$  і  $\beta$  залежать від багатьох чинників: швидкості руху середовища, її фізичних властивостей, форми поверхні і тому подібне. Тому критерії  $Nu$  і  $Sh$  повинні бути функціями ряду визначальних критеріїв. Для вимушеного руху середовища визначаючим є критерій **Рейнольдса**  $Re = wd / \nu$  і критерій Прандтля: тепловий –  $Pr = \nu / a$  (для теплової задачі) або дифузійний –  $Pr_D = \nu / D$  (для дифузійної задачі).

Критерій Рейнольдса впливає із рівняння руху (2.1.1) і виражає співвідношення між інерційними і в'язкими силами в потоці. З рівняння теплопровідності (2.1.6) або дифузії (2.1.4) з урахуванням конвективних членів переносу теплоти ( $\rho c_p w_x \partial T / \partial x$  і т. д.) або переносу речовини ( $\rho w_x \partial Y / \partial x$  і т. д.) витікають **критерії Пекле**: тепловий –  $Pe = wd / a$  і дифузійний –  $Pe_D = wd / D$ .

Після виключення швидкості із цих критеріїв (шляхом ділення на критерій Рейнольдса  $Re = wd / \nu$ ) отримуємо згадані критерії фізичних властивостей

$$Pr = \frac{Pe}{Re} = \frac{\nu_g}{a_g} \quad \text{і} \quad Pr_D = \frac{Pe_D}{Re} = \frac{\nu_g}{D}.$$

При тепловій природній конвекції зіставлення підйомної сили з силами в'язкості приводить до критерію:

$$\frac{g \beta \Delta T d^3}{\nu_g w d}.$$

Якщо виключити  $w$  в множенні на критерій Рейнольдса, то отримуємо **критерій Грасгофа**

$$Gr = g\beta\Delta T d^3 / \nu^2.$$

**Критерій Грасгофа** зазвичай вводить як визначальний критерій при тепловій природній конвекції. Якщо ж густина середовища змінюється за інших причин (наприклад, зміна складу), то в критерії Грасгофа величину  $\beta\Delta T$  слід замінити величиною  $\Delta\rho / \rho$  (**критерій Архімеда**)

$$Ar = g d^3 \Delta\rho / \nu_g^2 \rho.$$

При сумірному впливі вимушеної і природної конвекції визначальними будуть як критерій Рейнольдса, так і критерій Грасгофа.

Для нестационарної задачі з рівнянь (2.1.6) і (2.1.4) виходить ще **критерій Фур'є**:

$$\text{тепловий } Fo = at / d^2 \text{ і дифузійний } Fo_D = Dt / d^2.$$

Для врахування залежності фізичних властивостей від температури до критеріїв подібності додається температурний чинник  $\Delta T / \bar{T}$  де  $\Delta T$  – характерна різниця температур;  $\bar{T}$  – визначальна температура.

Із співставлення рівнянь теплопровідності (2.1.6) і дифузії (2.1.4) очевидна їх аналогія. Унаслідок цієї аналогії залежності критеріїв  $Nu$  і  $Sh$  від визначальних критеріїв повинні бути однакові при однакових межах зміни останніх. Зокрема, для стаціонарного вимушеного руху і тіл однакової форми (куля, плоска стінка, канал і т. п.) повинні бути однакові залежності  $Nu = f(Re, Pr)$  і  $Sh = f(Re, Pr_D)$  при одних і тих же межах зміни  $Re$ , а також  $Pr$  і  $Pr_D$ .

Проте аналогія між теплообміном і дифузією (дифузійним масообміном) лише наближена. Перш за все, вона порушується із-за появи при дифузії стефанівського потоку. Стефанівський потік – потік маси та теплоти, що виникає біля поверхні розділу фаз в результаті протікання фазових і хімічних перетворень, в результаті яких з'являються додаткові чи зникають певні газоподібні маси. В результаті стефанівський потік може бути направлений як до поверхні (наприклад, конденсація водяного пару чи окислення металу з утворенням щільного окислу), так і від неї (наприклад, випаровування краплі палива чи окислення вугільної частинки).

При сильному впливі стефанівського потоку вже не можна використовувати в якості вихідних критерії для теплообміну, отримані дослідним або розрахунковим шляхом без урахування стефанівського потоку. Стефанівський потік тим сильніший, чим вища відносна масова частка дифундуючої речовини. Стефанівський потік безпосередньо переносить речовину і теплоту, тому також впливає на пограничний шар. Пограничний шар деформується: зменшується, якщо стефанівський потік направлений до поверхні, або збільшується при зворотному напрямі стефанівського потоку. Це позначається на течії в пограничному шарі та на умовах масообміну і теплообміну. У теорії пограничного шару все це враховується.

Аналогія між теплообміном і дифузією не є повною і по іншим, другорядним, причинам: із-за деякої відмінності залежності фізичних властивостей від

температури, внаслідок залежності їх від складу суміші і тому подібне. Аналогія між теплообміном і дифузією широко використовується в тих випадках, коли порушення її не мають істотного впливу. Для розрахунків швидкостей дифузійного масообміну застосовуються співвідношення, отримані з дослідів (або теоретичним розрахунком) для теплообміну. І навпаки, багато співвідношень для теплообміну встановлено (або перевірено) з дослідів по масообміну. Критеріальні формули для теплообміну за конкретних умов приводяться в курсах теплопередачі.

Рідке паливо спалюється в топкових пристроях в розпиленому вигляді, тобто у вигляді крапель. Тверде паливо спалюється або в шарі з шматків, або у вигляді вугільного пилу. Тому для вивчення горіння перш за все потрібні формули для тепло- і масообміну сферичних частинок і частинок неправильної форми, а також формули для тепло- і масообміну в шарі. Наведені нижче формули отримані для сферичних частинок. Для застосування їх щодо частинок неправильної форми необхідно збільшити тепловий і дифузійний критерії Нуссельта в 1.25 – 1.3 разів. Коли немає сильних порушень аналогії тепло- і масообміну їх можна застосовувати і для розрахунку масообміну, якщо замінити  $Nu$  на  $Sh$  і  $Pr$  на  $Pr_D$  (при однакових межах зміни  $Re$ , а також  $Pr$  і  $Pr_D$ ).

Для сферичної частинки в стаціонарних умовах справедлива формула Кацнельсона і Тимофєєвої при значеннях  $0.03 Pr^{0.33} Re^{0.54}$  від 0 до 800:

$$Nu = 2 + 0.03 Pr^{0.33} Re^{0.54} + 0.35 Pr^{0.36} Re^{0.8}.$$

Для  $Re \rightarrow 0$  критерій Нуссельта (тепловий і дифузійний) прагне до свого мінімального значення, рівного двом. В області низьких значень критерію Рейнольдса ( $Re < 200$ ) буде зручнішою простіша формула Сокольського і Тимофєєвої:

$$Nu = 2 + 0.16 Re^{2/3}, \quad (2.3.3)$$

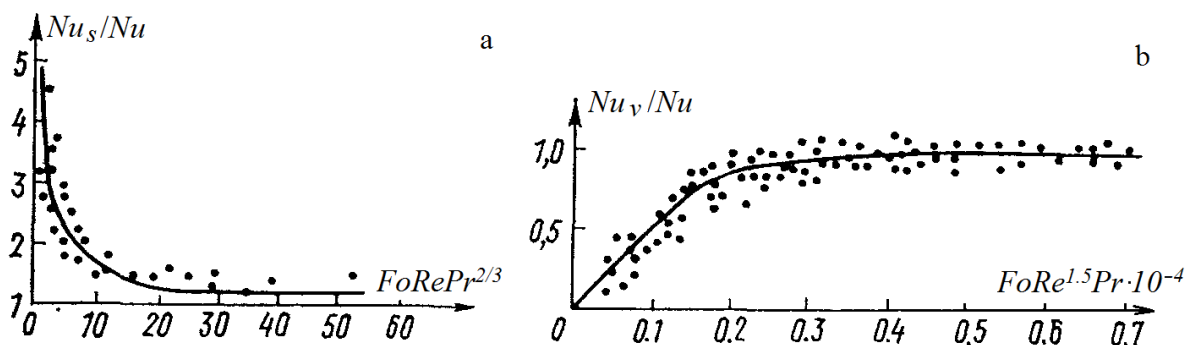
що застосовується для газового середовища (критерії  $Pr$  і  $Pr_D$  не дуже відрізняються від одиниці).

Коли  $Re > 200$  для сферичних частинок в газовому середовищі можна використовувати формулу Вирубова:

$$Nu = 0.54 \sqrt{Re}. \quad (2.3.4)$$

Для нестационарних умов слід розрізняти теплообмін (масообмін) на поверхні частинки і на зовнішній поверхні пограничного шару, тобто обмін з газовим (або рідинним) об'ємом. Відповідно потрібно вводити поверхневий і об'ємний коефіцієнти обміну і відповідні цим коефіцієнтам числа Нуссельта  $Nu_s$  і  $Nu_v$ . У початковий момент часу, коли прикордонний шар ще не сформувався,  $Nu_s = \infty$ ,  $Nu_v = 0$ . Потім  $Nu_s$  зменшується, а  $Nu_v$  зростає, частина теплоти (або маси) йде на формування теплового (або дифузійного) пограничного шару. Після досягнення стаціонарного (в межах пограничного шару) стану  $Nu_s = Nu_v = Nu$ , де  $Nu$  – число Нуссельта для стаціонарних умов (при тих же числах Прандтля і Рейнольдса).

Експериментальне дослідження нестационарного тепломасообміну було проведено Кацнельсоном і Тимофєєвою методом розчинення кульок хлористо-



**Рис. 2.1.** Дані щодо нестационарного теплообміну сферичної частинки:  
а) тепловіддача з поверхні; б) тепловіддача в об'єм

го натрію у воді [1]. Отримані результати для відношень  $Nu_s/Nu$  і  $Nu_v/Nu$  представлено на рис. 2.1. В області  $50 < Re < 3200$  і  $Pr = 1$  справедливі залежності:

$$\frac{Nu_s}{Nu} = 1 + \frac{5.6}{FoRe}, \quad \frac{Nu_v}{Nu} = 1 + \frac{Fo^2 Re^3}{1 \cdot 10^6 + Fo^2 Re^3},$$

де  $Fo$  – критерій Фур'є, визначений через діаметр сферичної частинки.

Якщо обмежитися похибкою 10%, то можна вважати, що  $Nu_s = Nu$  досягається при значенні добутку  $Fo \cdot Re \approx 50$ . Аналогічно при  $Fo \cdot Re^{1.5} \approx 3 \cdot 10^3$  можна прийняти, що  $Nu_v \approx Nu$ . Природно, що  $Nu_s$  набагато швидше досягає значення, яке відповідає стаціонарним умовам, ніж  $Nu_v$  [відношення відповідних проміжків часу становить  $(50/Re)/(3 \cdot 10^3/Re^{1.5}) \approx Re^{0.5}/60$ ]. Для  $Re = 50$  температуропровідність газу  $a_g \approx 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  і час досягнення близького до стаціонарного значення  $Nu_s$  складе  $t = d^2 \cdot 50 / (Re \cdot a) \approx 10^4 d^2$  секунд, тобто при  $d = 10^{-4} \text{ м}$  маємо  $t = 10^{-4} \text{ с}$ . Це значно менше часу випаровування або згоряння крапель рідкого палива відповідного розміру і багато менше часу згоряння частинок твердого палива. Оскільки для розрахунку випаровування або згоряння найбільш важливе значення мають поверхневі коефіцієнти обміну, то використання стаціонарних значень допустимо.

## Розділ 3. ТЕПЛОФІЗИЧНА ТЕОРІЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я

### 3.1. Основи теорії термічного розповсюдження полум'я

На підставі визначення Міхельсона *нормальною швидкістю* переміщення фронту полум'я називається швидкість, віднесена до холодного і ще не запаленого газу, з якою полум'я переміщається по нормалі до його поверхні і яка своїм походженням зобов'язана процесу передачі тепла за допомогою молекулярної теплопровідності.

Саме ця величина повинна бути фізико-хімічною константою даної горючої суміші і не залежати від способу її визначення. Швидкість нормального розповсюдження полум'я визначається законами передачі тепла, теплопровідністю. Тому вона не повинна залежати від того, чи знаходиться газ у спокої або рухається.

Очевидно, що при турбулізації потоку, коли разом з молекулярною теплопровідністю мають місце явища молярного перенесення тепла, швидкість розповсюдження значно залежить від характеру течії. В цьому випадку не можна говорити про нормальне розповсюдження полум'я, в тому вигляді як це визначено вище. Має місце більш загальний тип переміщення фронту горіння за умови постійності тиску.

Ідеальний приклад нормального розповсюдження полум'я – це рух плоского фронту по напрямку нормалі. Цей випадок за відомих умов може бути здійснений на практиці. Інший приклад представляє сферичне полум'я.

Припустимо, що плоский фронт полум'я розповсюджується з постійною швидкістю  $u_n$ , перпендикулярно фронту в ще не згорілу суміш. Але, розглядаючи обернену задачу, можна також припускати, що свіжий газ має швидкість  $u_n$ , а фронт полум'я залишається в спокої. У деяких типах пальників це дійсно має місце.

Всередині фронту полум'я відбувається швидка зміна температури і концентрацій, як показано на рис. 3.1. Тут  $Y_f$  – відносна масова концентрація реагуючого компонента, який в процесі реакції зникає повністю або частково.

Товщина зони, де відбувається основна зміна температури і концентрації для більшості сумішей при нормальному тиску менша 1 мм і в більшості випадків мала в порівнянні з характерним розміром потоку. Спрощене зображення полум'я у вигляді розриву, яке ми надалі часто використовуватимемо, представляється доцільним хоч би для ламінарного полум'я.

Завдання полягає в одночасному розгляді кінетики хімічної реакції, процесів дифузії і теплопровідності. Припустимо, що кінетика реакції визначається в основному концентрацією горючої речовини,

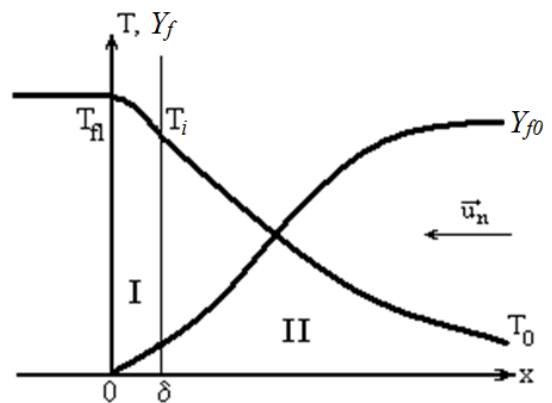


Рис 3.1. Зміна температури і концентрації пального ( $Y_f$ ) в ламінарному полум'ї.

тобто розглядатимемо реакцію першого порядку. Іншими словами, пальне розглядається як єдиний реагуючий компонент, який дає в результаті окислення продукти реакції. Розглядаються тільки теплопровідність і дифузія перпендикулярно фронту полум'я. Передачею теплоти до стінок труби конвекцією або випромінюванням знехтуємо. Вважаємо, що початкові речовини і продукти реакції – ідеальні гази. Зміна середньої молярної маси настільки мала, що її можна не враховувати. Оскільки мова йде про стаціонарну одномірну хвилю горіння, то замість часткової похідної будемо використовувати звичайні похідні

За таких початкових умов для ідеального газу з постійною питомою теплоємністю можна записати:

рівняння нерозривності

$$\dot{m} = \rho_g u = \rho_{g0} u_n = \text{const}; \quad (3.1.1)$$

рівняння Ейлера для зміни кількості руху:

$$u \frac{du}{dx} + \frac{1}{\rho_g} \frac{dp}{dx} = 0; \quad (3.1.2)$$

рівняння для перенесення енергії:

$$\frac{d}{dx} \left( \rho_g u \left( c_g T + \frac{u^2}{2} \right) \right) = \frac{d}{dx} \left( \lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) + Q_f W_f. \quad (3.1.3)$$

При записі рівнянь передбачалася відсутність тертя і зовнішніх сил. Рівняння для розподілу енергії (3.1.3) можна з допомогою (3.1.1) і (3.1.2) привести до вигляду

$$\frac{d}{dx} \left( \lambda_g \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \rho_{g0} u_n c_g \frac{dT}{dx} + u \frac{dp}{dx} + Q_f W_f = 0. \quad (3.1.4)$$

Оскільки в ламінарному полум'ї із-за малої швидкості розповсюдження тиск змінюється незначно, можна з достатнім ступенем точності в рівнянні енергії (3.1.3) знехтувати градієнтом тиску в порівнянні з температурним градієнтом, тоді рівняння Ейлера виявляється зайвим.

### 3.2. Визначення температури полум'я і залежності концентрації пального від температури

Для вирішення поставленого завдання необхідно вирішити систему рівнянь дифузії горючого компоненту і теплопровідності:

$$\frac{d}{dx} \left( \frac{\lambda_g}{c_g} \frac{d(c_g T)}{dx} \right) + Q_f W_f = -\rho_{g0} u_n c_g \frac{dT}{dx}; \quad (3.2.1)$$

$$\frac{d}{dx} \left( D_f \rho_g \frac{dY_f}{dx} \right) - W_f = -\rho_{g0} u_n \frac{dY_f}{dx}. \quad (3.3.2)$$

з граничними умовами:

$$\text{при } x=0: T = T_i, \frac{dT}{dx} = 0, Y_f = 0, \frac{dY_f}{dx} = 0;$$

$$\text{при } x = +\infty: T = T_0, \frac{dT}{dx} = 0, Y_f = Y_{f0}, \frac{dY_f}{dx} = 0.$$

Для більшості газів коефіцієнт температуропровідності  $a_g$  і коефіцієнт дифузії  $D_f$  близькі один до одного і так зване число Льюїса  $Le = D_f / a_g \approx 1$ , де  $a_g = \lambda_g / c_g \rho_g$ . Використовуючи дане наближення, помноживши обидві частини рівняння дифузії (3.2.2) на тепловий ефект реакції  $Q_f$  і, склавши два рівняння (3.2.1) і (3.2.2), отримаємо:

$$\frac{d}{dx} \left( D_f \rho_g \frac{dh}{dx} \right) = -\rho_{g0} u_n \frac{dh}{dx},$$

де  $h = c_g T + Q_f Y_f$  – повна ентальпія.

Вирішенням отриманого диференціального рівняння є  $h = \text{const}$ . Отже, справедлива рівність

$$c_g T + Q_f Y_f = c_g T_{fl} = c_g T_0 + Q_f Y_{f0}, \quad (3.2.3)$$

де  $T_{fl}$  – температура полум'я.

З (3.2.3) витікає, що температура полум'я визначається як

$$T_{fl} = T_0 + \frac{Q_f Y_{f0}}{c_g}, \quad (3.2.4)$$

а концентрація горючого компонента залежить від температури згідно рівнянню

$$Y_f = Y_{f0} \frac{T_{fl} - T}{T_{fl} - T_0}. \quad (3.2.5)$$

При  $D_a = a_g$  повна ентальпія постійна. Якщо значення числа Льюїса відмінне від одиниці, то рівняння (3.2.4) і (3.2.5) незастосовні. У разі переважання теплопровідності ( $D_a < a_g$ ), що має місце, наприклад, при горінні вуглеводнів, значення повної ентальпії  $h$  усередині фронту полум'я має максимум. Навпаки, в газах з великим коефіцієнтом дифузії ( $D_a > a_g$ ), наприклад, для водню, ентальпія має мінімум. Закон збереження енергії при цьому, природно, виконується, оскільки відповідно змінюється швидкість дифузії.

### 3.3. Визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я в нерухомій газовій суміші (метод Зельдовича)

У системі координат, пов'язаною з полум'ям (тонка і плоска область гомогенної екзотермічної реакції) з швидкістю  $\rho_{g0} u_n$  газова горюча суміш втікає в плоский фронт полум'я. В цьому випадку рівняння (3.2.1) спрощується

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} + Q_f W = -\rho_{g0} u_n c_g \frac{dT}{dx}, W_f = k_0 \prod_i \rho_g^{v_i} Y_i^{v_i} e^{-\frac{E}{RT}}. \quad (3.3.1)$$

Рівняння (3.3.1) доповнимо граничними умовами:

$$\text{при } x=0: T = T_i, \frac{dT}{dx} = 0, \quad \text{при } x=+\infty: T = T_0, \frac{dT}{dx} = 0.$$

Основна складність вирішення рівняння (3.3.1) пов'язана з його не лінійністю. Тому слід шукати наближене рішення, яке, з одного боку, правильно відображає типову залежність швидкості реакції від температури, а з іншого, дає стаціонарне значення швидкості розповсюдження полум'я  $u_n$ .

При цьому швидкість поширення полум'я є власним значенням крайової задачі (3.3.1). На перший погляд, оскільки (3.3.1) є рівнянням другого порядку і є лише дві граничні умови, здавалось би, що немає третьої умови для знаходження власного значення. Але третя умова присутня в неявному вигляді. Це умова симетрії, яка полягає в тому, що зсув положення горіння ( $x=0$ ) на будь-яку кінцеву величину, залишає задачу інваріантною по відношенню до граничних умов.

Інша складність пов'язана з граничними умовами. Вони виконуються в кінці зони полум'я, оскільки продукти згорання знаходяться в термічній рівновазі, але не виконуються в холодній зоні. Оскільки температура свіжого газу відрізняється від температури продуктів згорання, то відповідно до вищеописаних законів реакції в холодній зоні завжди протікає реакція, хоча і слабка. Тому стаціонарне рішення для  $u_n$  неможливе. Проте можна знайти вихід з цього положення, якщо вважати, що реакція різко починається при температурі запалювання  $T_i$ . Фізично це справедливо, поки швидкість ламінарного розповсюдження полум'я  $u_n$  не залежить від оцінюваного значення  $T_i$ .

У полум'ї треба розмежувати зону підігріву (II) і зону реакції (I) (рис. 3.1). Як і раніше, на межі цих зон повинна виконуватися умова нерозривності теплового потоку:

$$-\lambda_g \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta-0} = -\lambda_g \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta+0}.$$

У зоні підігріву ( $T_0 < T < T_i$ ) товщиною  $\delta$  свіжий газ підігрівається в результаті теплопровідності і дифузії частинок із зони реакції до температури  $T_i$ . Передбачається, що в цій зоні реакція не протікає ( $W \approx 0$ ). Тоді рівняння теплопровідності (3.3.1) прийме вигляд

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} + \rho_{g0} u_n c_g \frac{dT}{dx} = 0, \quad (3.3.2)$$

з граничними умовами: : при  $x = +\infty$ ,  $T = T_0$ ; при  $x = \delta \approx 0$ ,  $T = T_i \approx T_{fl}$ .

Рішення (3.3.2) дозволяє знайти тепловий потік в зону підігріву на межі зон:

$$-\lambda_g \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta+0} = \lambda_g \frac{u_n}{a_g} (T_{fl} - T_0). \quad (3.3.3)$$

При температурі  $T_i$  починається реакція і весь процес реагування відбувається у вузькій зоні – зоні реакції ( $T_i < T < T_{fl}$ ).

Припущення Зельдовича, Франк-Каменецького і Семенова полягає в тому, що температура запалювання  $T_i$  близька до температури полум'я  $T_{fl}$  і тому градієнтом температури в (3.3.1) для зони реакції I можна знехтувати. Дане при-

пущення тим більше справедливо, чим вища енергія активації. Важливим наслідком з припущення  $T_{fl} \approx T_i$  є те, що необхідна кількість тепла для нагрівання газової суміші в зоні реакції від  $T_i$  до  $T_{fl}$  невелика в порівнянні із загальним тепловиділенням в реакції горіння. Тому з хорошою точністю можна вважати, що практично все тепло, що виділяється в ході реакції, витрачається для нагрівання свіжого газу до температури запалювання, і лише мала частина йде на нагрівання суміші, що горить. Таким чином, для зони реакції I можна написати наступне диференціальне рівняння:

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{Q_f W}{\lambda_g} = 0, \quad (3.3.4)$$

з граничними умовами: при  $x = 0$ ,  $T = T_{fl}$ ; при  $x = \delta$ ,  $T = T_i$ .

Інтегруючи (3.3.4) і враховуючи, що  $\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = 0$  отримуємо вираз для теплового потоку в зоні реакції на межі зон:

$$-\lambda_g \left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=\delta-0} = \sqrt{2\lambda_g Q_f \int_{T_i}^{T_{fl}} W dT}. \quad (3.3.5)$$

Прирівнюючи (3.3.3) і (3.3.5) в точці  $x = \delta$  отримуємо основне рівняння теорії Зельдовича і Франк-Каменецького:

$$u_n = \frac{1}{\rho_{g0} c_g (T_{fl} - T_0)} \sqrt{2\lambda_g Q_f \int_{T_i}^{T_{fl}} W dT}. \quad (3.3.6)$$

Це рівняння справедливе для реакції будь-якого порядку за умови  $Le = 1$ . Щоб обчислити інтеграл (3.3.6), необхідно визначити порядок реакції. З урахуванням залежності (3.2.5)  $Y_f = Y_{f0} \frac{T_{fl} - T}{T_{fl} - T_0}$  швидкість хімічної реакції для реакції першого порядку залежно від температури визначається як:

$$W_f = k_0 e^{\frac{E}{RT}} \rho_g Y_{f0} \frac{T_{fl} - T}{T_{fl} - T_0} = k_0 e^{\frac{E}{RT}} \rho_{g0} \frac{T_0}{T} Y_{f0} \frac{T_{fl} - T}{T_{fl} - T_0}. \quad (3.3.7)$$

З цієї залежності випливає, що швидкість хімічної реакції буде дорівнювати нулю не тільки при дуже низьких температурах, але і при температурі полум'я. Отже, оскільки концентрація лімітуючого компонента – горючого чи окислювача – дорівнює нулю в кінці зони горіння, при деякій температурі  $T < T_{fl}$  швидкість хімічної реакції досягає максимального значення.

### 3.4. Визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я (метод Бондаренко-Семенова)

Аналітична теплова теорія поширення полум'я Зельдовича і Франк-Каменецького [2, 10] оснований на спрощеному уявленні про дві характерні зони (зона реакції і підготовча зона) в системі координат  $x = 0$ , пов'язаної з поверхню

полум'я, яка розділяє продукти реакції при  $x = -\infty$  від вихідних значень горючої газової суміші  $0 < x < \infty$  (рис. 3.2). Тут для аналізу використовується розв'язок рівняння теплопровідності у вигляді

$$-c_{pg}\dot{m}\frac{dT}{dx} = Q_f W_f + \lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2}, \quad (3.4.1)$$

де  $\dot{m} = \rho_{g0} u_n$  – масова швидкість руху суміші (масова швидкість дефлаграційного, ламінарного розповсюдження кінетичного полум'я); а швидкість хімічного тепловиділення визначається на основі (3.3.7)

$$\dot{Q}_{ch} = Q_f W_f = Q_f k_0 e^{-\frac{E}{RT}} \rho_{g0} \frac{T_0}{T} Y_{f0} \frac{T_{fl,m} - T}{T_{fl,m} - T_0}. \quad (3.4.2)$$

Адіабатична (максимальна) температура горіння  $T_{fl,m}$  зростає зі зростанням початкової концентрації горючого компонента  $Y_{f0}$  і початкової температури газової суміші за формулою

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0. \quad (3.4.3)$$

В першій зоні хімічного тепловиділення  $0 < x < \delta_{ch}$ , в якій градієнт температури приймається близький до нуля, конвективний перенос тепла не має практичного значення через малу різницю температур. Концентрації горючого газу й окислювача в зоні хімічного тепловиділення  $0 < x < \delta_{ch}$  менше їх вихідних значень і на поверхні  $x = 0$ , що прилягає до гарячих продуктів реакції, дорівнюють нулю. Швидкість енерговиділення за рахунок екзотермічної реакції експоненційно збільшується з підвищенням температури, проте одночасно з підвищенням температури концентрація компонентів суміші зменшується. Тому швидкість хімічного енерговиділення і швидкість реакції досягає максимуму при температурі меншій, ніж адіабатична температура на поверхні  $x = 0$ . Приймається, що швидкість хімічного тепловиділення дорівнює добутку теплопровідності газу на другу похідну температури за координатою. Без певного обґрунтування приймається, що на поверхні  $x = \delta_{ch}$  температура досягає так званого критичного значення-температури займання і починаючи з  $x = \delta_{ch} + 0$  швидкість хімічного енерговиділення дорівнює нулю.

В другій підготовчій зоні  $\delta_{ch} + 0 < x < \infty$  нехтується хімічним тепловиділенням (темпе-

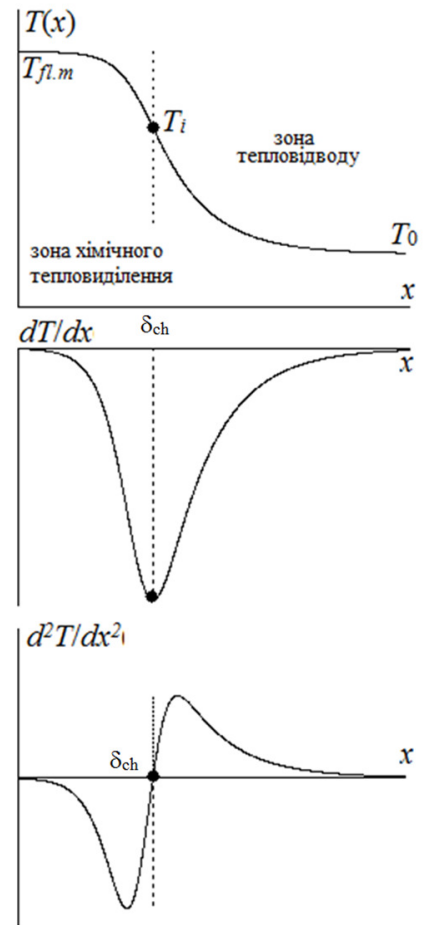


Рис. 3.2. Розв'язок задачі теплопровідності для полум'я

ратура нижче критичного значення і реакція окислення практично не протікає). В цій зоні найбільш істотний молекулярний перенос тепла і речовин через великий перепад температури і концентрації реагуючих речовин. Добуток теплопровідності газу на другу похідну температури за координатою дорівнює добутку масової швидкості газової суміші на ізобарну теплоємність та на першу похідну температури, взяту з протилежним знаком.

При детальному математичному модулюванні [3] з аналізом координатної залежності швидкості енерговиділення, температури та її похідних (перша, друга і третя) приймається, що полум'я має три зони (рис. 3.2):

- 1) перша зона (зона догорання) закінчується, коли добуток теплопровідності газу на другу похідну температури має мінімальне значення;
- 2) друга зона (поверхня фронту полум'я) – друга похідна температури проходить через нуль (точка перегину на залежності  $T(x)$ ) і досягає максимуму;
- 3) третя зона (зона прогріву) – підігріву горючої суміші до деякої температури (максимум другої похідної температури), швидкістю хімічного енерговиділення можна знехтувати.

Для аналітичного знаходження швидкості та температури горіння розглянемо двозонну модель полум'я. Задача про температуру полум'я і нормальної швидкості розповсюдження полум'я розв'язується методом Семенова, згідно якого порівнюються в певній точці профілю полум'я швидкість хімічного тепловиділення  $Q_f W_f$  і швидкість тепловідводу  $-c_{pg} \dot{m} \frac{dT}{dx} - \lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2}$  в залежності від температури.

Проведемо аналіз структури температурного профілю полум'я (рис. 3.2) шляхом накладення на нього координатних залежностей першої і другої похідної температури. Ліва частина (3.4.1) визначає швидкість тепловідводу з одиниці елементарного об'єму  $c_{pg} \dot{m} \frac{dT}{dx}$ . Другий доданок правої частини (3.4.1)

$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2}$  – швидкість накопичення теплоти теплопровідністю. Похідна температури по координаті проходить (якщо йти справа наліво на рис. 3.2 від холодної суміші) через мінімум і збільшуючись, досягаючи нуля на поверхні полум'я, яка розділяє вихідні реагенти від продуктів реакції.

Тобто умова

$$\lambda_g \left. \frac{d^2 T}{dx^2} \right|_{T_i} = 0 \quad (3.4.4)$$

дозволяє розділити зону тепловідводу, в якій  $Q_f W_f(T) \approx 0$ , від зони хімічного тепловиділення. Перша зона, яка починається з поверхні  $x = 0$  ( $Q_f W_f(T, Y_f)|_{T_{fl.mi}} = 0, \frac{dT}{dx}|_{T_{fl.m}} = 0$ ) і закінчується мінімумом другої похідної температури.

За умови (3.4.4) для знаходження масової швидкості дефлаграційного горіння  $\dot{m}$  (масова швидкість дефлаграційного, ламінарного розповсюдження кінетичного полум'я) і температури займання  $T_i$  маємо перше рівняння:

$$-c_{pg}\dot{m}\frac{dT}{dx}\Big|_{T_i} = Q_f W_f(T_i), \quad (3.4.5)$$

яке має дві невідомі  $\dot{m}$  і  $T_i$ .

Гradient температури  $\frac{dT}{dx}$  в (3.4.5) знайдемо з задачі теплопровідності для третьої зони тепловідводу, яку представимо у вигляді

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} = -c_{pg}\dot{m}\frac{dT}{dx}, \quad \frac{dT}{dx}(x = \infty) = 0, \quad T(x = \infty) = T_0. \quad (3.4.6)$$

З цього рівняння знаходимо

$$-\frac{dT}{dx} = \frac{c_{pg}\dot{m}}{\lambda_g}(T - T_0). \quad (3.4.7)$$

Знайдемо профіль температури в зоні тепловідводу. Врахуємо, що температура на границі зони хімічного тепловиділення (товщину можна оцінити як  $x = \delta_{ch} = \frac{u_n}{k_0}$ ) і зони тепловідводу (товщину можна оцінити як  $\delta_{fz} = \frac{a_g}{u_n}$ , дорівнює температурі займання  $T_i$ . Інтегрування (3.4.7) в межах першої зони з граничною умовою  $T(x = \delta_{ch}) = T_i$  приводить до міхельсонівського профілю:

$$T - T_0 = (T_i - T_0) \exp\left(-\frac{c_{pg}\rho_{g0}u_n}{\lambda_g}(x - \delta_{ch})\right). \quad (3.4.8)$$

Беремо  $(dT/dx)|_{T_i}$  з (3.4.5) і підставляючи в (3.4.7), отримуємо рівняння для масової швидкості розповсюдження полум'я:

$$\frac{c_{pg}^2 \dot{m}^2}{\lambda_g}(T_i - T_0) = Q_f W_f(T_i). \quad (3.4.9)$$

Представимо (3.4.9) у вигляді

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{Q_f \lambda_g}{c_{pg}^2 (T_i - T_0)} W_f(T_i)} = \sqrt{\frac{\lambda_g \rho_{g0}}{c_{pg}}} k_0 e^{-\frac{E}{RT_i}} \frac{T_0}{T_i} \frac{T_{fl,m} - T_i}{T_i - T_0}. \quad (3.4.10)$$

Так як  $\dot{m} = \rho_{g0} u_n$ , то лінійна швидкість розповсюдження полум'я

$$u_n = \sqrt{\frac{\lambda_g}{c_p \rho_{g0}}} k_0 e^{-\frac{E}{RT_i}} \frac{T_0}{T_i} \frac{T_{fl,m} - T_i}{T_i - T_0}. \quad (3.4.11)$$

Формула (3.4.11) містить невідому величину  $T_i$ . Вона залежить від режиму процесу, і зростає зі збільшенням адіабатичної температури  $T_{fl,m}$ . Для її оцінки Бондаренко використовує вираз (3.4.9), як рівність швидкості тепловідводу і

швидкості хімічного тепловиділення. Величина, яку позначимо за  $Q_h$ , в області тепловідводу буде дорівнювати

$$\dot{Q}_h = \frac{c_p^2 \dot{m}^2}{\lambda_g} (T - T_0) \Big|_{T \leq T_i}. \quad (3.4.12)$$

На графіку (рис. 3.3) залежність швидкості тепловідводу  $Q_h$  від  $T$  (пряма тепловідводу) має вид прямих ліній, нахил яких прямо пропорційний квадрату масової швидкості горіння.

При температурах вище температури займання  $T_i$  за рахунок наявності реакції хід  $\dot{Q}_{ch}$  (крива тепловиділення)

$$\dot{Q}_{ch} = Q_f k_0 e^{-\frac{E}{RT}} \rho_{g0} \frac{T_0}{T} Y_{f0} \frac{T_{fl,m} - T}{T_{fl,m} - T_0}. \quad (3.4.13)$$

буде змінюватися (крива буде загинатися і прямувати до нуля при  $T = T_{fl,m}$ ).

Якщо в порядку наближення, допустити, що поблизу температури  $T_i$  прямолінійний хід  $Q_h$  зберігається, то на границі двох зон виконується умова (3.4.5). Ця умова відповідає перетину прямої тепловідводу  $Q_h$  і кривої тепловиділення  $Q_{ch}$ . Однак серед численних точок перетину реальний зміст має лише те значення, яке відповідає умові дотику цих кривих.

Таким чином, другою умовою для визначення величини  $\dot{m}$  і відповідно температури  $T_i$  є:

$$\left( \frac{\partial Q_{ch}}{\partial T} \right)_{T_i} = \left( \frac{\partial Q_h}{\partial T} \right)_{T_i}$$

або в розгорнутому вигляді:

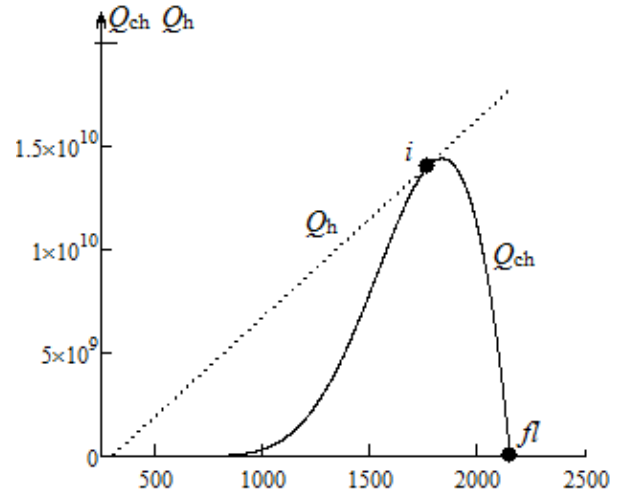
$$\frac{c_p^2 \dot{m}^2}{\lambda} = Q_f \left( \frac{dW_f}{dT} \right)_{T_i} \quad (3.4.14)$$

Для визначення температури точки дотику  $T_i$  використаємо співвідношення (3.4.5) і (3.4.14), комбінація яких дає наступний вираз:

$$Q_f W_f(T_i) = \left( \frac{\partial Q_f W_f}{\partial T} \right)_{T_i} (T_i - T_0) \quad (3.4.15)$$

з якої при конкретизації швидкості реакції можна знайти необхідні значення  $T_i$ . Так для реакції першого порядку, приймаючи, що функція  $W_f$  є функцією (3.3.8) однієї змінної  $T$ , знаходимо:

$$\frac{T_i}{T_i - T_0} = \frac{E}{RT_i} - \frac{T_{fl,m}}{T_{fl,m} - T_i}. \quad (3.4.16)$$



**Рис. 3.3.** Займання (точка  $i$ ), горіння (точка  $fl$ ) горючої газової суміші. Розрахунок зроблений для реакції горіння метану в кисні  $T_0 = 300$  К,  $E = 103800$  Дж/моль,  $Q_f = 55.75$  МДж/кг,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  1/с,  $\dot{m} = 0.48$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $T_{fl} = 2105$  К.

Для температури  $T_i$  з (3.4.16) знаходимо

$$T_{fl,m} = T_i \frac{C}{C-1}, \quad C = \frac{E}{RT_i} - \frac{T_i}{T_i - T_0}. \quad (3.4.17)$$

Як видно, величина  $T_i$  залежить від значення енергії активації  $E$ , максимальної температури горіння  $T_{fl,m}$  і початкової температури  $T_0$ .

На рис. 3.3 видно, що точка дотику близька до точки максимуму на кривій швидкості хімічного тепловиділення, де

$$\left( \frac{\partial Q_f W_f}{\partial T} \right)_{T_m} = 0.$$

Використання (3.4.2) дозволяє отримати значення температури  $T_m$ , що відповідає максимуму швидкості тепловиділення

$$T_m = \frac{T_{fl,m}}{1 + \frac{T_{fl,m}}{T_E}}, \quad T_E = \frac{E}{R}. \quad (3.4.18)$$

Отримане значення температури  $T_m$  в трьохзонній моделі характеризує границю зони догорання та зони фронту полум'я. Як і величина  $T_i$ , значення температури  $T_m$  також залежить від значення енергії активації  $E$ , максимальної температури горіння  $T_{fl,m}$  і початкової температури  $T_0$ .

В табл. 3.1. приведені порівняльні значення температури горіння  $T_{fl,m}$ , займання  $T_i$  і температури  $T_m$ , що відповідає максимуму тепловиділення ( $T_0 = 300$  К,  $E = 103800$  Дж/моль,  $Q_f = 55.75$  МДж/кг,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  м/с, реакція горіння метану в кисні). Розрахунок проводився по формулам (3.4.17) та (3.4.18).

Видно, що при низьких температурах, які можуть мати місце на межах, чисельні значення  $T_i$ ,  $T_m$  і  $T_{fl,m}$  достатньо близькі, тоді як при збільшенні  $T_{fl,m}$  розбіжність стає все більше і більше. Однак значення температур  $T_i$  та  $T_m$  мало відрізняються між собою, що говорить про те, що умовою займання можна вважати досягнення максимуму на кривій тепловиділення.

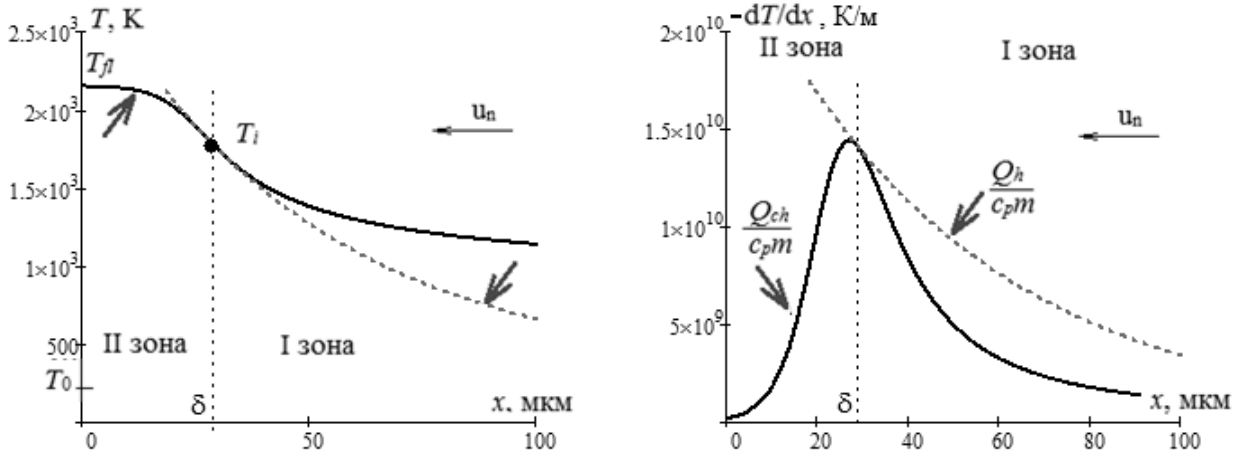
Залежність (3.4.18) температури  $T_m$  від максимальної температури горіння  $T_{fl,m}$  представимо в наближеному вигляді, вважаючи, що  $T_{fl,m} \ll T_E$ . Це дає змогу отримати наближено температуру займання через температуру горіння:

$$T_{i,ap} \approx T_{fl,m} \left( 1 - \frac{T_{fl,m}}{T_E} \right) = T_{fl,m} - \frac{T_{fl,m}^2}{T_E}. \quad (3.4.19)$$

Як видно (табл. 3.1), наближене значення температури займання  $T_i$  добре

**Таблиця 3.1.** Порівняльні значення температури горіння  $T_{fl,m}$ , займання  $T_i$  і температури  $T_m$ , що відповідає максимуму тепловиділення ( $T_0 = 300$  К,  $E = 103800$  Дж/моль,  $Q_f = 55.75$  МДж/кг,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  л/с, реакція горіння метану в кисні)

|                |     |     |     |      |      |      |      |      |      |
|----------------|-----|-----|-----|------|------|------|------|------|------|
| $T_{fl,m}$ , К | 746 | 861 | 979 | 1099 | 1349 | 1611 | 1887 | 2492 | 3374 |
| $T_i$ , К      | 700 | 800 | 900 | 1000 | 1200 | 1400 | 1600 | 2000 | 2500 |
| $T_m$ , К      | 704 | 806 | 908 | 1010 | 1217 | 1427 | 1639 | 2077 | 2657 |
| $T_{i,ap}$ , К | 701 | 808 | 902 | 1002 | 1203 | 1403 | 1602 | 1995 | 2465 |



**Рис. 3.4.** Відновлення профілів температури і потоків по координаті полум'я з розв'язку задачі теплопровідності: а) зміна температури, б) зміна потоків в різних точках ламінарного дефлаграційного поширення фронту полум'я

узгоджується з відповідними значеннями температури  $T_{i.ap}$ .

Таким чином, доведено (табл. 3.1), що температура  $T_m \approx T_{i.ap}$  лежить трохи правіше від температури запалення.

Отримані значення температури  $T_i$  та  $T_m$  дозволяють по формулам (3.4.10) – (3.4.11) розрахувати масову і нормальну швидкості розповсюдження полум'я.

Зауважимо, що вплив початкової концентрації пального і температури суміші враховується через адіабатичну температуру

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0.$$

Це пояснює експоненціальне зростання швидкості згоряння зі збільшенням початкової температури газової суміші, тому що  $T_{fl,m}$  входить в (3.4.11) в ареніусівську експоненту.

Для отримання наближеного **профілю температури** по координаті розглянемо обидва отриманих розв'язки в I та II зонах

$$\dot{Q}_h = -c_p \dot{m} \frac{dT}{dx} \Big|_{T < T_i} = \frac{c_p^2 \dot{m}^2}{\lambda_g} (T - T_0), \quad \dot{Q}_{ch} = Q_f W_f \quad (3.4.20)$$

Для визначення профілю  $T(x)$  розв'яжемо рівняння виду  $y(T) = \frac{dT}{dx}$ .

Тоді, якщо врахувати, що при  $T(x=0) = T_i$  отримаємо

$$x_I(T) = \int_{T_i}^T \frac{c_p \dot{m}}{\dot{Q}_h} dT \quad \text{та} \quad x_{II}(T) = \int_{T_i}^T \frac{c_p \dot{m}}{\dot{Q}_{ch}} dT. \quad (3.4.21)$$

Для наочності, краще вісь  $x = 0$  поєднувати з полум'ям. Для цього змісти-

мо вісь на довжину зони горіння:  $\delta = \int_{T_i}^{T_{fl}} \frac{c_p \dot{m}}{\dot{Q}_{ch}} dT$ .

На рис. 3.4 представлені параметричні залежності від координати. Побудовано обидві залежності (3.4.20), але стрілками відзначені ті, які повинні бути взяті в даній зоні. Отримані результати узгоджуються з результатами чисельного розрахунку (рис. 3.2).

### 3.5. Експериментальне визначення нормальної швидкості розповсюдження полум'я

Для експериментального визначення швидкості розповсюдження полум'я використовується декілька методів:

- 1) по конусу бунзенівського пальника, що світиться
- 2) по внутрішньому конусу бунзенівського пальника;
- 3) по витраті суміші в пальнику плоского полум'я;
- 4) кіно- і фото реєстрацією полум'я в прозорій трубці;
- 5) по тіньовому конусу
- 6) у бомбі постійного тиску.

В пальнику Бунзена, що являє собою трубку, в яку подається готова суміш, фронт полум'я являє собою майже правильний конус.

На його поверхні проекція швидкості потоку  $w$  на нормаль до поверхні дорівнює швидкості розповсюдження полум'я  $u_n$  (рис. 3.5), тобто

$$w \cos \varphi = u_n, \quad (3.5.1)$$

де  $\varphi$  – кут між напрямом потоку і нормаллю до поверхні. Співвідношення (3.5.1) носить назва **закону Гуї - Міхельсона** (закон косинуса) і широко використовується в експериментальних роботах. Якщо виміряти діаметр і висоту конуса, вважаючи його правильним, то з геометричних побудов легко визначити  $u_n$ . Крім того, для площі елементарної поверхні полум'я  $dS$  можна скласти співвідношення, що витікає з (3.5.1):

$$u_n dS = w d\sigma, \quad (3.5.2)$$

де  $d\sigma$  – проекція елементу  $dS$  на нормаль до напрямку потоку.

Інтегруючи (3.5.1) по всій поверхні полум'я, отримаємо закон Гуї-Міхельсона в класичній формі

$$u_n = \dot{V} / S$$

при будь-яких формі полум'я і розподілі швидкостей в газі. Тут  $\dot{V}$  – об'ємна витрата газу крізь весь перетин пальника;  $S$  – площа поверхні фронту полум'я.

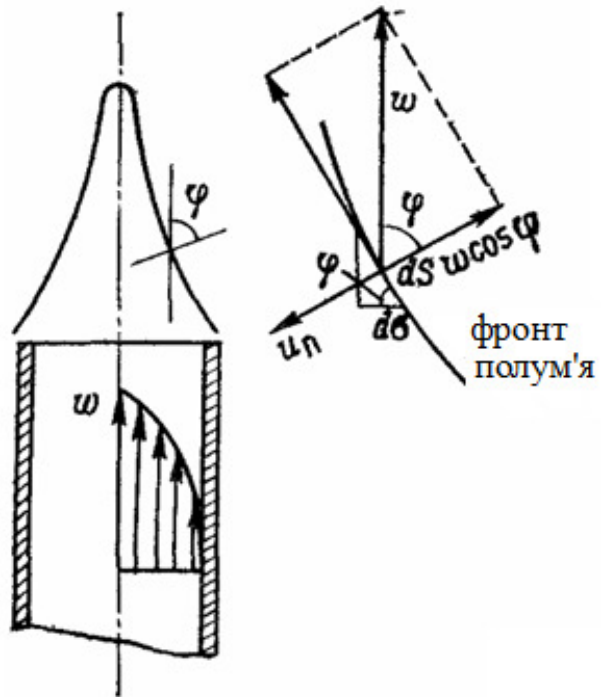


Рис. 3.5. Форма полум'я бунзенівського пальника

Закон Гуї представимо у вигляді закону збереження маси горючої газової суміші ( $\bar{w}$  потрібно брати при температурі суміші, що подається,  $T_0$ )

$$u_n \rho_{g0} S_{nl} = \bar{w} \rho_{g0} S_{mp}.$$

У загальному випадку площу бічної поверхні можна визначити як

$$S = 2\pi \int_0^{r_s} r \sqrt{1 + \left(\frac{dz}{dr}\right)^2} dr,$$

де  $z(r)$  – крива, що описує в центральному перетині бічну поверхню полум'я.

Для випадку апроксимації форми полум'я конусом, тобто  $z = h(1 - r/r_s)$  отримаємо вираз для бічної поверхні конуса

$$S = \pi r_s \sqrt{r_s^2 + h^2}.$$

Деякі похибки у визначенні швидкості розповсюдження полум'я цим методом пов'язані з відмінністю форми полум'я від правильного конуса, змінністю  $u_n$  із-за змінної (і невизначеної) температури суміші безпосередньо перед фронтом.

Зручніший для визначення площі поверхні фронту є пальник плоского полум'я, в якому вихідне сопло зроблене таким, що звужується до прямокутного перетину. Перед виходом газоповітряної суміші усередині сопла встановлена насадка з шару намистинок і гофрованої стрічки для вирівнювання швидкості. В деяких випадках калориметруванням визначається тепло, що відводиться насадкою, і вноситься поправка на тепловідвід від фронту горіння. При плоскому полум'ї  $u_n = \dot{V} / (ab)$  де  $a$  і  $b$  – розміри сопла.

Зручними методами для визначення швидкості розповсюдження полум'я є бомби постійного тиску і постійного об'єму. У бомбі постійного тиску, що є гумовим балоном, наповненим початковою сумішшю, реєструють видиму швидкість розповсюдження полум'я, як  $u_b = dR / dt$ , де  $R$  – радіус фронту полум'я. Нормальна швидкість  $u_n$  визначається, як  $u_n = u_b / \varepsilon$ , де  $\varepsilon = T_{bur} / T_0$  – ступінь розширення продуктів,  $T_{bur}$  – температура горіння,  $T_0$  – початкова температура.

У бомбі постійного об'єму, що є сферичною товстостінною посудиною, суміш, що знаходиться при певному тиску і температурі, підпалюється в центрі. Через наявний в посудині проріз проводять кінореєстрацію руху фронту полум'я, а також записують зміну тиску в бомбі.

У разі поширення полум'я в трубі, фронт полум'я має форму параболоїда обертання, зверненого вершиною в вихідну суміш (рис. 3.6). Нормальну швидкість визначають як  $u_n = u_b S_{пер} / S_{пол}$ , де  $S_{пер}$  – площа перетину,  $S_{пол}$  – площа поверхні полум'я.

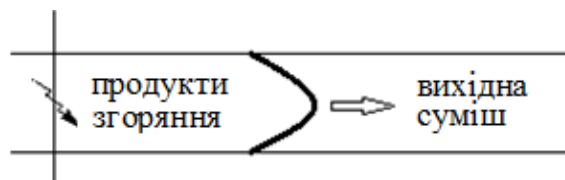


Рис. 3.6 Форма полум'я в трубі

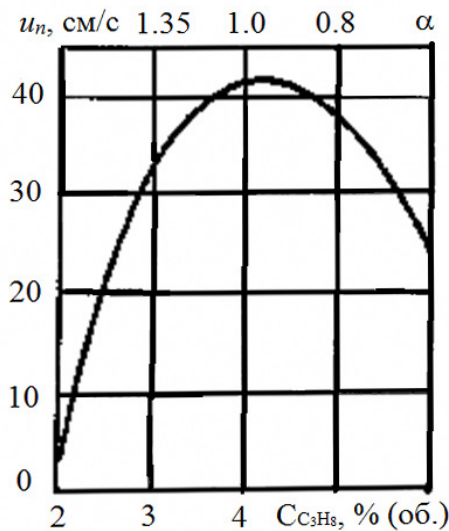
Для будь-якої суміші є верхня і нижня межі розповсюдження полум'я по концентрації. Якщо концентрація пального знаходиться поза цими межами, то полум'я в суміші не може розповсюджуватися. При наближенні до концентра-

ційної межі швидкість полум'я прагне не до нуля, а до певної граничної швидкості. Встановлено, що на межі розповсюдження полум'я практично для всіх сумішей гранична швидкість близька до 0.05 м/с. Із зростанням тиску швидкість для повітряних сумішей знижується, а концентраційні межі дещо звужуються. Із розглянутих вище теоретичних висновків витікає, що підвищення початкової температури сумішей призводить до збільшення  $u_n$ .

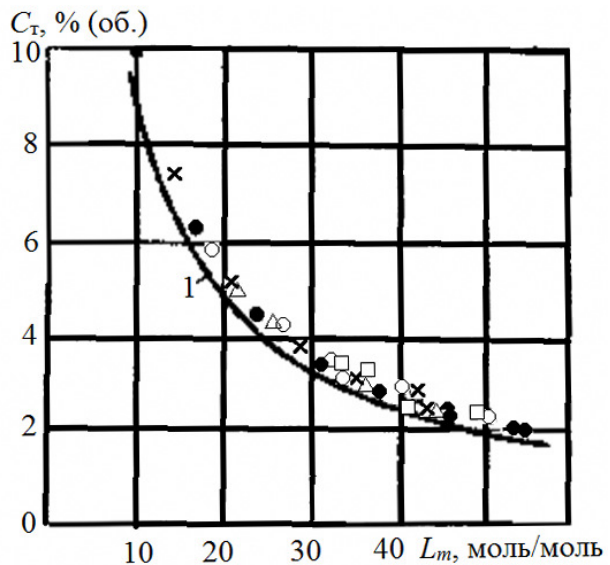
### 3.6. Експериментальні значення характеристик полум'я

**Нормальна швидкість розповсюдження полум'я** – найважливіша характеристика горючої суміші, що визначає її здібність до горіння. Це лінійна швидкість переміщення зони горіння по відношенню до свіжої суміші у напрямі нормалі до фронту. Горіння з чітко позначеним фронтом полум'я, характерне для умов, коли горюча суміш нерухома або переміщується ламінарно. Швидкість полум'я в таких умовах  $u_n$  для заданого складу горючої суміші є фізико-хімічною характеристикою, яка залежить тільки від температури і тиску.

Загально прийнято вважати, що при температурах горіння  $T_{bur} \leq 2300$  К, коли дисоціація продуктів згорання мала, швидкість полум'я визначається в основному механізмом передачі тепла із зони горіння в свіжу суміш. При температурах горіння  $T_{bur} > 2700$  К, механізм розповсюдження полум'я забезпечується, згідно [52], дифузією із зони горіння в передполум'яну зону активних радикалів



**Рис. 3.7.** Нормальна швидкість поширення полум'я  $u_n$  залежно від концентрації пропану  $C_3H_8$  в суміші з повітрям при 200 °С і 0.101 МПа.  $\alpha$  – коефіцієнт надлишку повітря;  $C_{стех} = 4.04$  об.% – концентрація пропану при  $\alpha = 1$



**Рис. 3.8.** Концентрація палива  $C_T$ , яка відповідає максимальній нормальній швидкості поширення полум'я  $u_n$ , в залежності від мольного стехіометричного коефіцієнта надлишку повітря  $L_m$ :

1 – концентрація палива, яка відповідає стехіометричному складу; ● – парафінові; × – олефінові; ○ – ацетиленові; ◐ – діолефінові; Δ – нафтеніві; □ – ароматичні вуглеводні.

**Таблиця 3.2.** Температура и нормальна швидкість розповсюдження полум'я вуглеводневих газових сумішей

| Вуглеводень | Температура горіння, °C | $u_n$ , см/с |
|-------------|-------------------------|--------------|
| Ацетилен    | 2322                    | 157          |
| Етилен      | 2112                    | 74           |
| Бензол      | 2102                    | 47.8         |
| Циклогексан | 2027                    | 43.0         |
| Гептан      | 2007                    | 42.4         |
| Пропан      | 1967                    | 45.5         |
| Бензин      | 2102                    | 47.8         |

і атомів. Для вуглеводневих паливних залежність  $u_n$  від коефіцієнта надлишку повітря  $\alpha$  має екстремальний характер (рис. 3.7) і досягає максимальної величини при  $\alpha < 1$  (коефіцієнт надлишку палив  $\alpha_f > 1$  – перезбагачена паливом суміш).

При температурі 20 °C і тиску 1 атм у вуглеводнево-повітряних сумішах максимальна швидкість  $u_n^*$  досягається при об'ємних концентраціях палива в суміші  $C_m \sim 1.15 C_{стех}$  (рис. 3.7), тобто при  $\alpha \sim 0.87$  і  $n_c > 7$  ( $n_c$  – число атомів вуглецю в молекулі) вона складає  $u_n \approx 30 - 40$  см/с. Мінімальні нормальні швидкості, що досягаються на концентраційних межах розповсюдження полум'я, складають 4 – 6 см/с. На рис. 3.8:  $L_m$  – молярний стехіометричний коефіцієнт надлишку повітря, рівний  $L_m = L_0 M_f / M_o$ , де  $M_f$  і  $M_o$  – молярні маси палива і окислювача;  $L_0 = 1 + 2g_{H_2} / 0.087$  – стехіометричний коефіцієнт, кг повітря / кг палива;  $g_{H_2}$  – масова частка водню в паливі.

Максимальна величина нормальної швидкості розповсюдження полум'я  $u_n^*$  різна для різних речовин (рис. 3.9). Залежність  $u_n^*$  від температури  $T_0$  і тиску  $P_0$  наближено описується відношенням [52]:

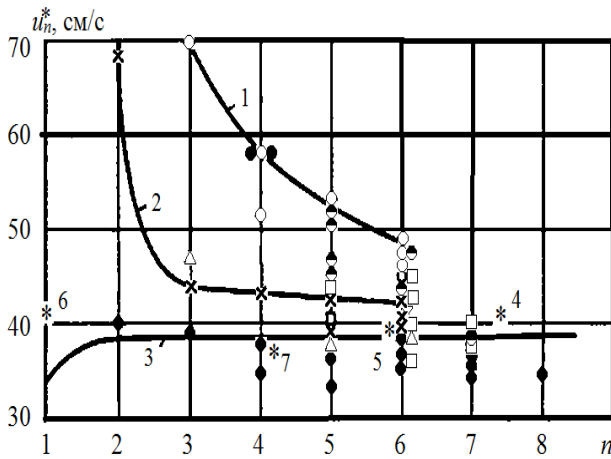
$$u_n = u_{n*} \left( \frac{T_0}{T_{*0}} \right)^2 \left( \frac{P_{*0}}{P_0} \right)^n, \quad (3.6.1)$$

де  $u_{n*}$  – максимальна нормальна швидкість при  $T_{*0} = 293$  К, і  $P_{*0} = 10^5$  Па,  $n = 0.3 - 0.4$  в області тиску  $10^4 - 5 \cdot 10^5$  Па.

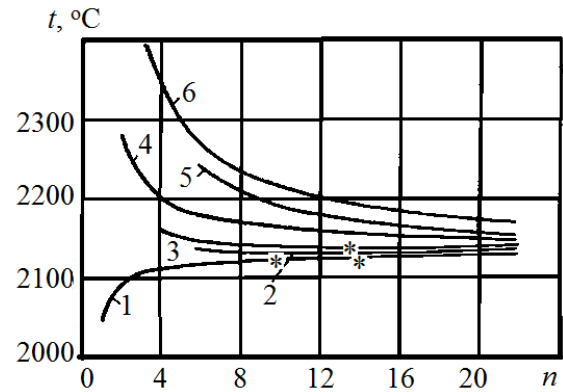
**Температура продуктів згорання** паливно-повітряної суміші залежить від її складу, тиску, повноти згорання і початкової температури. Відмінність в температурах згорання стехіометричних сумішей особливо значима для перших членів їх гомологічних рядів (рис. 3.10).

При збільшенні числа атомів вуглецю в молекулі або груп  $CH_2$  ці відмінності згладжуються і при  $n_c \rightarrow \infty$  температура горіння  $T_{bur}$  прагне до значення  $\sim 2140$  °C [55].

Як правило, вуглеводні, що згорають з більшою швидкістю, мають і більшу температуру згорання. У табл. 3.2 приведені швидкості горіння вуглеводнів в повітрі і розрахункові температури згорання [55]. В більшості випадків швидкість і температура горіння змінюється в одному і тому ж напрямі.



**Рис. 3.9.** Максимальна нормальна швидкість поширення полум'я в паливно-повітряній суміші в залежності від числа атомів вуглецю  $n$  в молекулі при  $20^{\circ}\text{C}$  і  $0.1\text{ МПа}$ . Відкрита скляна труба (довжина  $57\text{ см}$ , діаметр  $2,5\text{ см}$ ), площа фронту полум'я визначалась по кінознімкам: 1 – ароматичні; 2 – олефінові; 3 – парафінові; 4 – бензин; 5 – бензол; 6 – оксид вуглецю; 7 – бутан; ● – парафінові; × – олефінові; ○ – ацетиленові; ⊙ – діолефінові; Δ – нафтені; □ – ароматичні вуглеводні



**Рис. 3.10.** Максимальна температура згорання палива в залежності від числа атомів вуглецю в молекулі: 1 – нормальні парафінові; 2 – циклогексанові; 3 – циклопектанові; 4 – нормальні олефінові; 5 – ароматичні.

Повнота згорання пов'язана зі вмістом в продуктах згорання вуглецевих частинок. Сажисті частинки мають розмір  $0.01 - 1\text{ мкм}$  і складаються, в основному, з вільного вуглецю (до  $95\%$ ) і водню (до  $5\%$ ).

Вони утворюються в результаті неповного згорання вуглеводневих палив в перезбагачених зонах реакцій крекінгу і піролізу [57]. Схильність до задимлення індивідуальних вуглеводнів збільшується в ряду: парафіни - ізопарафіни - нафтени – олефіни - ароматичні вуглеводні. Визначальним фактором схильності до задимлення палива є вміст у ньому ароматичних і висококиплячих вуглеводнів. Про відносну схильність до неповного згорання можна судити по нагару, який виникає в модельній камері згорання [58] (табл.3.3). (Тут  $g_c / g_{H_2}$  – відношення вмісту вуглецю до вмісту водню в паливі, % (мас.),  $g_s$  – маса утвореного нагару, грам. Досліди проводилися при відношенні  $G_{air}/G_f = 60$ , витрат повітря  $G_{air} = 0.035\text{ кг/с}$  до витрат палива  $G_f$ , та тривалості роботи двигуна  $15\text{ хв}$ ).

Повнота згорання палива в лабораторній камері згорання визначалась також методом газового аналізу [51]. Досліджувалась повнота згорання як випаруваних, так і розпорошених палив (табл. 3.4). Повнота згорання випарів палив трохи вища, ніж розпорошених. Принциповий вплив хімічного складу палива на повноту його згорання.

Дані, що приводяться різними авторами, непогано корелюють між собою, наприклад, хімічне недопалювання за даними [22] складає (у %):

|                        |                        |
|------------------------|------------------------|
| для спирту – $5.7$ ;   | для гасу – $17.7$ ;    |
| для бензину – $12.7$ ; | для бензолу – $18.5$ . |

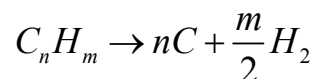
**Таблиця 3.3.** Схильність вуглеводнів до утворення нагару

| Паливо          | $g_c / g_{H_2}$ | $t_{\text{кип}}, ^\circ\text{C}$ | $g_s, \text{г}$ |
|-----------------|-----------------|----------------------------------|-----------------|
| Ізооктан        | 5.3             | 100                              | Незначна        |
| Гептан          | 5.2             | 98                               | Незначна        |
| Гексан          | 5.1             | 69                               | Незначна        |
| Гас авіаційний  | 6.8             | 62                               | 0.19            |
| Циклопентан     | 6.0             | 49                               | 0.28            |
| Ізодекан        | 5.5             | 201                              | 0.40            |
| Циклогексан     | 5.9             | 81                               | 0.45            |
| Гас ТС-1        | 6.2             | 165                              | 0.83            |
| Толуол          | 10.4            | 110                              | 1.15            |
| Бензол          | 11.9            | 80                               | 1.64            |
| Декалін         | 6.6             | 194                              | 1.65            |
| Ізопропилбензол | 8.9             | 152                              | 1.71            |
| Пептилбензол    | 8.3             | 200                              | 1.77            |
| Диз. паливо ДП  | 6.6             | 249                              | 1.79            |
| Тетралін        | 10.0            | 207                              | 2.36            |

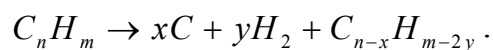
**Таблиця 3.4.** Повнота згорання вуглеводнів в розпиленому та випаруваному стані

| Вуглеводні      | Повнота згорання, % |                   |
|-----------------|---------------------|-------------------|
|                 | Розпилене паливо    | Випаруване паливо |
| Гептан          | 80                  | 82.5              |
| Циклогексан     | 78                  | 81.5              |
| Бензол          | 70                  | 73.8              |
| Ізопропилбензол | 72.5                | 74.3              |
| Тетралін        | 71                  | 74.0              |
| Декалін         | 76                  | 79.8              |

Картину виникнення хімічного недопалювання можна представити як результат термічного розкладання (в області високих температур при нестачі кисню):



або



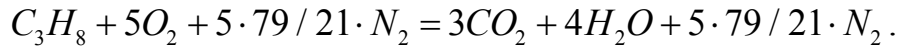
Частина вільного вуглецю не встигає згорати і у вигляді сажі переноситься продуктами згорання, утворюючи факел, що коптить.

### Приклади розв'язування задач

**Приклад 1.** Визначити нормальну швидкість розповсюдження полум'я для пропан-повітряної суміші стехіометричного складу, яка попередньо знаходиться при стандартних умовах ( $T_0 = 298 \text{ К}$ ). Кінетичні константи прийняти рівними:  $E = 61500 \text{ Дж/моль}$ ,  $k_0 = 2.5 \cdot 10^5 \text{ 1/с}$ ,  $Q = 2200 \text{ кДж/моль}$ .

**Розв'язок.** Формальне рівняння реакції горіння пропану в повітрі запишемо

у вигляді



Використовуючи рівняння хімічної реакції знаходимо стехіометричну масову концентрацію пропану через молярні маси компонентів:

$$Y_f = \frac{1 \cdot M_{C_3H_8}}{1 \cdot M_{C_3H_8} + 5 \cdot M_{O_2} + (5 \cdot 79 / 21) \cdot M_{N_2}} = 0.06.$$

Тепловий ефект реакції на 1 кг пропану рівний

$$Q_f = Q / M_{C_3H_8} = 2.2 \cdot 10^6 / 0.044 = 5 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг.}$$

Температура полум'я дорівнює згідно (3.4.2):

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0 = \frac{5 \cdot 10^7 \cdot 0.06}{1000} + 298 = 3086 \text{ К.}$$

Ця величина значно вище значення максимальної адіабатичної температури повного згорання пропану в повітрі 2385 К, яке відоме в літературі. Цю відмінність можна пояснити, якщо врахувати, що тепло, яке виділяється при адіабатичному згоранні йде на розігрів продуктів згорання. А середню теплоємність продуктів згорання в інтервалі температури 300-2000 К можна визначити через середні теплоємності окремих компонентів

$$\bar{c}_{pg} = \frac{1 \cdot M_{C_3H_8} \bar{c}_{C_3H_8} + 4 \cdot M_{H_2O} \bar{c}_{H_2O} + 5 \cdot 79 / 21 \cdot M_{N_2} \bar{c}_{N_2}}{1 \cdot M_{C_3H_8} + 4 \cdot M_{H_2O} + 5 \cdot 79 / 21 \cdot M_{N_2}} = 1300 \text{ Дж/(кг·К),}$$

де  $\bar{c}_{C_3H_8} = 1210 \text{ Дж/(кг·К)}$ ,  $\bar{c}_{H_2O} = 2350 \text{ Дж/(кг·К)}$ ,  $\bar{c}_{N_2} = 1170 \text{ Дж/(кг·К)}$ .

Тоді отримаємо скоректоване значення температури полум'я:

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{\bar{c}_{pg}} + T_0 = \frac{5 \cdot 10^7 \cdot 0.06}{1300} + 298 = 2440 \text{ К.}$$

Використовуючи формулу (3.4.15) розраховуємо температуру займання:

$$T_i \approx T_{fl,m} \left( 1 - \frac{T_{fl,m}}{T_E} \right) = 2440 - \frac{2440^2 \cdot 8.31}{61500} = 1636 \text{ К.}$$

Масова швидкість розповсюдження полум'я визначаємо по формулі (3.4.7)

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{Q_f \lambda_g}{c_{pg}^2 (T_i - T_0)}} W_f(T_i) = \sqrt{\frac{Q_f \lambda_g}{c_{pg}^2 (T_i - T_0)}} k_0 e^{-\frac{E}{RT_i}} \rho_{g0} \frac{T_0}{T_i} Y_{f0} \frac{T_{fl,m} - T_i}{T_{fl,m} - T_0}.$$

Якщо прийняти для свіжої суміші, яка вже підігріта при досягненні моменту займання, наступні параметри  $\lambda_g = 0.08 \text{ Вт/(м·К)}$ ,  $\rho_{g0} = 1.2 \text{ кг/м}^3$  та  $c_{pg} = 1000 \text{ Дж/(кг·К)}$ , то отримаємо  $\dot{m} = 0.43 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ .

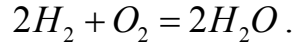
Для холодної свіжої суміші  $\rho_g = 1.2 \text{ кг/м}^3$ . Тоді нормальна швидкість розповсюдження полум'я  $u_n = \dot{m} / \rho_g = 0.43 / 1.2 = 0.36 \text{ (м/с)}$ .

**Відповідь:**  $u_n = 0.36 \text{ м/с}$ .

**Приклад 2.** Визначити нормальну швидкість розповсюдження полум'я, якщо в експерименті на циліндровому пальнику радіусом  $r = 10 \text{ мм}$  отримано конусне полум'я з висотою конуса  $h = 20 \text{ мм}$ . У пальник подавалося

$\dot{V}_{H_2} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}$  водню, який перед пальником змішувався з повітрям. Коефіцієнт надлишку повітря  $\alpha = 1.1$ .

**Рішення.** Формальне рівняння реакції горіння водню запишемо у вигляді



Згідно цього рівняння на виділений об'єм водню необхідний в два рази менший об'єм кисню, який складає 21/79 частку необхідного об'єму повітря. Отже, необхідна кількість повітря складає:

Визначимо кількість повітря, що поступає в пальник. Для цього по формулі

$$\dot{V}^0 = \dot{V}_{H_2} \frac{1}{2} \cdot \frac{79}{21} = 2.07 \cdot \dot{V}_{H_2}$$

Дійсну кількість повітря скорегуємо на коефіцієнт надлишку повітря:

$$\dot{V}_{air} = \alpha \dot{V}^0.$$

Загальна витрата газоповітряної суміші через пальник складає

$$\dot{V} = \dot{V}_{H_2} (1 + \alpha \dot{V}^0) = 3 \cdot 10^{-4} \cdot (1 + 1.1 \cdot 2.07) \approx 9.8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^3/\text{с}.$$

Підставивши площу бічної поверхні конуса  $S = \pi r \sqrt{h^2 + r^2}$  і використавши закон Гуї-Міхельсона, отримаємо значення нормальної швидкості розповсюдження полум'я:

$$u_n = \dot{V} / (\pi r \sqrt{h^2 + r^2});$$

$$u_n = 0.00098 / (3.14 \cdot 0.01 \cdot \sqrt{0.02^2 + 0.01^2}) = 1.4 \text{ м/с}.$$

**Відповідь:**  $u_n = 1.4 \text{ м/с}$

**Приклад 3.** Визначити критичний діаметр труби розповсюдження полум'я для метано-повітряної суміші, що містить 5.5 мас. % метану, якщо температура початкової суміші  $T_0 = 300 \text{ К}$ .

**Розв'язок.** При розповсюдженні полум'я в трубі тепло, що виділяється в зоні горіння може бути за рахунок наявного тепловідводу через стінки труби не прогрівати свіжу суміш. Саме умова рівності тепловтрат через бічну поверхню труби  $S_{\text{біч}} = \pi d_s \delta_{ch}$  і максимальної швидкості хімічного тепловиділення і визначає критичний діаметр труби.

Враховуючи тепловтрати тепловтрат через бічну поверхню труби рівняння теплопровідності набуде вигляду

$$-c_{pg} \dot{m} \frac{dT}{dx} = Q_f W_f - \frac{4}{d_s} [\alpha (T - T_0)] + \lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2}, \quad \alpha = \lambda_g Nu / d_s.$$

Тут  $4/d_s$  є відношення бічної поверхні циліндру до його об'єму, а  $d_s$  – діаметр труби. Розглянемо циліндричну ділянку труби з поперечним перерізом  $S = \pi d_s^2 / 4$  та довжиною в ширину зони горіння  $\delta_{ch}$ . Тепло, що відводиться за одиницю часу через площу бічної поверхні  $S_{\text{біч}} = \pi d_s \delta_{ch}$  від зони горіння вздовж труби, можна розрахувати в результаті інтегрування по довжині труби:

$$-c_{pg} \dot{m} \int_0^{\delta_{ch}} \frac{dT}{dx} dx = \int_0^{\delta_{ch}} Q_f W_f dx - \frac{4}{d_s} \int_0^{\delta_{ch}} [\alpha(T - T_0)] dx + \int_0^{\delta_{ch}} \left[ \lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} \right] dx$$

Ліва частина рівності близька до нуля, адже температура в зоні горіння мало змінюється. Останній доданок в правій частині теж прийемо рівним нулю – теплообмін в інші зони горючої суміші малий при пошуку критичного діаметру розповсюдження. Отже, маємо

$$Q_f W_f(T_m) = \frac{4}{d_s} \alpha(T_m - T_0).$$

Звідси критичний діаметр труби визначається за формулою:

$$d_s^2 = \frac{4\lambda_g Nu}{Q_f W_f(T_m)} (T_m - T_0) = \frac{4\lambda_g Nu (T_m - T_0)}{Q_f k_0 e^{\frac{T_E}{T_m}} \rho_{g0} \frac{T_0}{T_m} Y_{f0} \frac{T_{fl,m} - T_m}{T_{fl,m} - T_0}}.$$

Бачимо, що  $d_s$  тим більше, чим більше інтенсивність тепловіддачі  $Nu$  та зменшується за експоненціальною залежністю зі збільшенням початкової температури та концентрації горючого газу, доки він знаходиться в недостатці.

При отриманні даної формули прийнято, що температура в зоні горіння стала і відповідає максимальному тепловиділенню, тобто дорівнює  $T_m$ :

$$T_m = \frac{T_{fl,m}}{1 + \frac{T_{fl,m}}{T_E}}, \quad T_E = \frac{E}{R}, \quad T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0.$$

Тепловий ефект реакції горіння метану на 1 кг метану рівний  $5.5 \cdot 10^7$  Дж/кг. Тоді температура полум'я дорівнює:

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0 = \frac{5.5 \cdot 10^7 \cdot 0.055}{1300} + 298 = 2625 \text{ К.}$$

Звідси, якщо прийняти для реакції горіння метану  $E = 103800$  Дж/моль,  $k_0 = 7 \cdot 10^6$  1/с, температура  $T_m = 2170$  К.

Отже, припускаючи, що  $Nu = 0.5$ ,  $\lambda_g = 0.08$  Вт/(м·К),  $\rho_{g0} = 1.2$  кг/м<sup>3</sup> отримуємо критичний розмір труби  $d_s = 0.4$  мм.

**Відповідь:**  $d_s = 0.4$  мм.

## Розділ 4. ЛАМІНАРНЕ І ТУРБУЛЕНТНЕ КІНЕТИЧНЕ ГОРІННЯ ГАЗІВ

### 4.1. Режими горіння газових сумішей

Як вже наголошувалося вище автохвильове горіння горючих систем в залежності від фізико-хімічних параметрів системи і особливостей організації процесу горіння може реалізовуватися в ламінарному, вібраційному, турбулентному і детонаційному режимах.

#### 4.1.1. Ламінарний режим

Основна увага досліджень була направлена на вивчення ламінарного режиму горіння. Це пов'язано з тим, що концентраційні межі розповсюдження полум'я відносяться саме до даного режиму. Цей режим найбільш простий для експериментальних досліджень. Ламінарна стадія зазвичай передуює розвитку інших, швидших режимів. При вивченні ламінарного режиму можна позбавитися (або досить просто врахувати) від гідродинамічних течій, що робить можливим зіставлення з теоретичними розрахунками. Нарешті, чим вище швидкість полум'я в ламінарних потоках, тим вище швидкість і в інших режимах – турбулентному, вібраційному, перехідному, детонаційному.

Типові параметри ламінарного полум'я приведені в табл. 4.1 [59]. Тут  $d_{10}$  – діаметри гасіння, які для газів мають величину близько декількох міліметрів.

Теоретичні дослідження ламінарного полум'я досить повно викладені в багатьох монографіях (див. [10-25]).

#### 4.1.2. Вібраційний режим

Полум'я, що поширюється в умовах обмеженого простору, наприклад, в трубах, піддається впливу різноманітних збурень. Ці збурення можуть бути як зовнішніми, наприклад, акустичні шуми, так і внутрішніми, що генеруються самим полум'ям (наприклад, як результат мінливості швидкості, обумовлені місцевими флуктуаціями складу горючої суміші). Спектр цих збурень може бути дуже широкий. Однак в тих випадках, коли частота збурення збігається з будь-яким акустичним резонансом каналу, в якому відбувається поширення полум'я,

**Таблиця 4.1.** Параметри полум'я в типових паливно-повітряних сумішах

| Паливо   | Максимальні значення |             | Мінімальні значення |               | Температура самозаймання | НКМП, Р, % палива | ВКМП, % палива |
|----------|----------------------|-------------|---------------------|---------------|--------------------------|-------------------|----------------|
|          | $T_{bur}$ , К        | $u_n$ , м/с | $E_{min}$ , мДж     | $d_{10}$ , мм | $T_{is}$ , К             |                   |                |
| Водень   | 2400                 | 2,7         | 0.18                | 0.55          | 673                      | 4,0               | 75,0           |
| Ацетилен | 2610                 | 1,4         | -                   | 0.55          | 578                      | 2,5               | 100,0          |
| Етилен   | 2395                 | 0,63        | -                   | 1.25          | 763                      | 2,7               | 36,0           |
| Метан    | 2230                 | 0,34        | 0.28                | 2.5           | 713                      | 5,0               | 15,0           |
| Пропан   | 2285                 | 0,39        | 0.26                | 2.1           | 723                      | 2,1               | 9,5            |

це збурення може посилюватися і робити істотний коливальний вплив на процес горіння. Наприклад, якщо в напіввідкритій трубі з горючою сумішшю збудити стоячу акустичну хвилю на частоті першого акустичного резонансу  $\nu_1$ , (тут  $\nu_1 = 4c/L$ , де  $L$  – довжина труби, а  $c$  – швидкість звуку), коли на всій довжині труби поміщається чверть довжини акустичної хвилі, то газ, здійснюючи коливальний рух біля положення рівноваги, викликає амплітудну модуляцію фронту горіння: фронт полум'я поперемінно то захоплюється, то гальмується поздовжньою течією газу. Тобто процес поширення полум'я набуває коливальний характер на фоні його поступального поширення. При цьому координата, швидкість полум'я, тиск та інші параметри хвилі горіння відчують періодичну зміну. Такий режим горіння називається вібраційним [60].

Розрізняють два типи вібраційного горіння. Перший тип характеризується малою амплітудою коливань, гладкою поверхнею фронту, ламінарним рухом свіжої суміші і продуктів згорання, швидкістю, близькою до відповідної в ламінарному режимі. Амплітуда коливань зростає по мірі розповсюдження. Досягнувши порогового значення відносної амплітуди коливань

$$\tilde{a} = \frac{2\pi x_0}{u_n} \nu, \quad (4.1.1)$$

де  $x_0$  – амплітуда коливань,  $u_n$  – нормальна швидкість полум'я,  $\nu$  – частота коливань фронту полум'я. Для вуглеводневого полум'я  $\tilde{a} \approx 4.5 - 6$ , для оксиду вуглецю  $\tilde{a} \approx 7.5 - 10$ ), вібраційне горіння першого типу переходить у вібраційне горіння другого типу. Цей тип характеризується різким збільшенням амплітуди коливань, середньої швидкості полум'я, періодичним утворенням і зникненням поперечних хвиль на поверхні полум'я. За своєю суттю вібраційне горіння є автоколивальним процесом, що існує за рахунок енергії згорання палива. Фактично вібраційне горіння є перехідним від ламінарного до турбулентного режиму горіння при запалюванні суміші, наприклад, у відкритого кінця труби.

#### 4.1.3. Турбулентний режим

Практично у всіх теплових і інших енергетичних установках течія в камерах згорання є турбулентною. Оскільки задовільні теорії турбулентного горіння відсутні, якнайкращим способом вивчення турбулентного полум'я є ретельне експериментальне дослідження даного режиму. Швидкості турбулентного полум'я вимірювалися у відкритих пальниках Бунзена і пальниках з плоским полум'ям, в нестационарних умовах в сферично-симетричних системах із займанням в центрі, в трубах із займанням у закритого кінця, в модельних двигунах. Резюмуючи подібні дослідження в пальниках і модельних камерах згорання, можна відзначити наступне [61]:

1) швидкість турбулентного полум'я зростає по мірі збільшення початкового ступеня турбулентності потоку суміші, змінюючись в межах  $u_t / u_n \sim 1.2 \div 20$  (в залежності від інтенсивності турбулентності);

2) як і для ламінарному полум'я, максимальні швидкості в заданих умовах досягаються при надлишку пального над стехіометричним складом (на  $10 \div 20$  %);

3) залежність швидкості турбулентного полум'я від початкової температури суміші слідує ступеневій залежності  $u_t \sim T^n$ , де  $n = 0.25 - 1$ ;

4) залежність швидкості турбулентного полум'я від тиску  $u_t \sim P^{0.4-0.5}$ .

#### 4.1.4. Горіння у вільних хмарах

Перехід до турбулентного горіння у вільних хмарах горючої суміші зумовлений безперервним зростанням радіусу зони горіння  $R(t)$  по мірі розповсюдження полум'я. Дійсно, число Рейнольдса  $Re = R(t)u_g / \nu_g$  завжди перевищить критичне значення. Якщо за момент виникнення нестійкості приймати перехід горіння в турбулентний режим (ацетилен-кисневі суміші в мильних міхурах [10]), тобто вже заздалегідь сильно турбулізовані стани, то критичне число  $Re$  досягає дуже великих значень  $Re \sim 10^5 \div 10^6$ . Якщо екстраполювати збурення до нульової амплітуди, виходять значення  $\sim 10^4$ , що корелює з багатьма експериментальними дослідженнями.

Центральним для дослідження горіння сферичних хмар є питання про можливість переходу хвилі горіння в детонацію. У [62] експериментально досліджувалися найбільш активні суміші повітря і водню об'ємом від  $2 \cdot 10^{-5}$  до  $10^4$  м<sup>3</sup>. Газова суміш готувалася безпосередньо в тонких гумових оболонках і підпалювалася в центрі високовольтною іскрою з енергією 1 - 10 Дж. Найбільш істотний висновок цих досліджень полягає в тому, що горіння при початкових об'ємах аж до  $10^4$  м<sup>3</sup> носить дефлаграційний характер і перехід до детонації не виявляється. Аналіз експериментальних даних показує, що максимально досяжні видимі (з урахуванням конвективного руху суміші за рахунок продуктів згорання, що розширюються) швидкості  $u_{gmax}$  задовільно описуються наступною емпіричною залежністю:

$$u_{vmax} = 50V_0^{1/6} \text{ (у м/с)} \quad (4.1.2)$$

де  $V_0$  – початковий об'єм суміші в м<sup>3</sup>.

Відзначимо, також, що залежність максимальної швидкості від числа Рейнольдса  $Re = R_0 u_n / \nu_g$  (де  $u_n$  – нормальна швидкість,  $R_0$  – початковий радіус суміші) для різних сумішей повітря і водню представима у вигляді

$$u_{vmax} = u_n \varepsilon (1 + 0.01 Re^{0.5}), \quad (4.1.3)$$

де  $\varepsilon = \rho_0/\rho_k$  – адіабатичний ступінь розширення продуктів згорання (відношення густин до згорання і після). У [59] стверджується, що у вільних хмарах різних вуглеводневих палих полум'я не може розповсюджуватися з великими прискореннями. Дослідження проводилися в півсферичних хмарах радіусом 5 і 10 м, обмежених тонкою поліетиленовою оболонкою завтовшки 2 мм. Підпалювання проводився в центрі підстави. Максимальні швидкості представлені в табл. 4.2.

**Таблиця 4.2.** Швидкості розповсюдження полум'я в напівсферичних тонких оболонках

| Паливо       | Концентрація палива, об'ємна частка, % | Температура полум'я, °С | Відносна густина, $\rho_k/\rho_0$ | Видима швидкість полум'я, $u_b$ , м/с | Турбулентна швидкість, $u_t$ , м/с | Нормальна швидкість, $u_n = u_s$ , $\rho_k/\rho_0$ , м/с | $u_t/u_n$ |
|--------------|----------------------------------------|-------------------------|-----------------------------------|---------------------------------------|------------------------------------|----------------------------------------------------------|-----------|
| Метан        | 10.0                                   | 1900                    | 0.131                             | 5.8                                   | 0.76                               | 0.37                                                     | 2.1       |
| Етилен       | 6.5                                    | 2100                    | 0.137                             | 8.8                                   | 1.21                               | 0.75                                                     | 1.6       |
| Ацетилен     | 7.7                                    | 2325                    | 0.112                             | 23.7                                  | 2.65                               | 1.56                                                     | 1.7       |
| Пропан       | 4.0                                    | 1980                    | 0.128                             | 6.1                                   | 0.78                               | 0.43                                                     | 1.8       |
| Бутадієн     | 3.5                                    | 2100                    | 0.117                             | 3.9                                   | 0.46                               | 0.60                                                     | 0.8       |
| Окис етилену | 7.7                                    | 2140                    | 0.113                             | 14.0                                  | 1.58                               | 1.01                                                     | 1.6       |

На наш погляд, ці досліді не узгоджуються з такими для воднево-повітряних сумішей. Дійсно,  $u_{tmax} \sim 250$  м/с,  $u_n = 2.7$  м/с,  $\rho_k/\rho_0 = 0.125$  і  $u_t / u_n \geq 11$ , що набагато перевершує вищенаведені дані. Цілком ймовірно в цих дослідіх істотно впливає практично нерозтягуюча оболонка, яка не дозволяє вільно розширюватися вихідній суміші.

При ініціації воднево-повітряній суміші за допомогою заряду ТНТ масою до 190г горіння переходило в детонацію при концентраціях водню  $C_f = 20-60$  (об. %) [63]. Мінімальне значення заряду ТНТ – 1.86 г при  $C_f = 35\%$ . При цьому має місце енергетична подібність, відповідно до якої тиск у фронті ударної хвилі (поза об'ємом горючої суміші на відстані  $R$  описується залежністю (у системі СИ)):

$$\Delta P = 2.4 \cdot 10^{-6} (E_0 / R^3), \quad (4.1.4)$$

де  $E_0$  – повна енергія суміші в об'ємі.

#### 4.1.5. Горіння в трубах

Динаміка розвитку процесу горіння в трубах в визначальній мірі залежить від гідродинамічного стану продуктів згорання: в напіввідкритих трубах при запалюванні у відкритого кінця продукти згорання вільно витікають назовні і роблять слабкий гідродинамічний вплив на фронт горіння; при запалюванні у закритого кінця продукти згорання за рахунок теплового розширення рухаються в ту ж сторону, що і фронт горіння. При цьому видима швидкість полум'я зростає:

$$u_b = u_n \varepsilon$$

де  $\varepsilon = 6 \div 8$  ( $\varepsilon = \rho_0/\rho_k = T_{bur}/T_0$ ).

При запалюванні у відкритого кінця довгої труби фактично весь процес можна розглядати як наступний (у часі) каскад переходів:

1) ламінарне полум'я з малою швидкістю і формою полум'я, що представляє параболоїд обертання, обернений вершиною в початкову суміш;

- 2) вібраційне полум'я I типу з формою поверхні, що не змінюється, і подовжніми коливаннями;
- 3) вібраційне полум'я II типу з хвилеутворенням на поверхні;
- 4) турбулентне полум'я з розвиненою нерегулярною структурою зони горіння;
- 5) детонаційне горіння.

Останній детонаційний режим горіння має місце тільки для найбільш активних горючих сумішей і лише у тому випадку, коли довжина труби перевершує характерну для даної суміші довжину перехідної до детонації ділянки. Якщо стінки труби зробити шорсткими (наприклад, помістити всередину труби спіраль [40]), то перехід в детонацію відбувається на меншому шляху, а стадія вібраційного горіння відсутня. При цьому може спостерігатися перехід в детонацію в сумішах, які не детонують в гладких трубах.

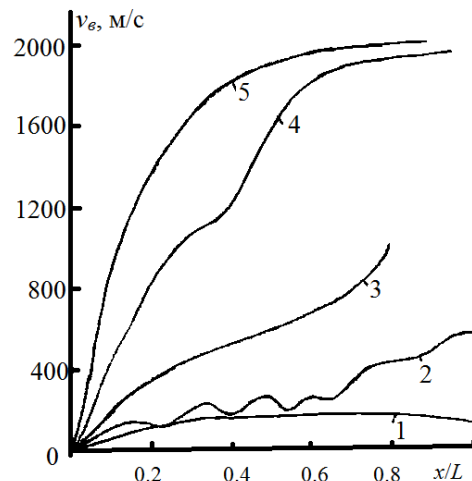
Об'ємна інформація про розвиток горіння в трубах великої довжини і діаметру міститься в [64] і, в принципі, підтверджує раніше висловлене про каскадний механізм переходу.

Основні причини прискорення полум'я в трубах [10]: турбулізація газу перед фронтом горіння (трубна турбулентність), безперервне збільшення поверхні фронту (її розтягування в бік початкової суміші), прогрів свіжої суміші хвилями стискування, що безперервно генеруються нестационарним полум'ям. Причому, на різних стадіях процесу провідна роль може належати одному з цих механізмів.

Аналогічні механізми мають місце і при запалюванні у закритого кінця. Проте принципова нестационарність полум'я в цих умовах інтенсифікує дію цих механізмів. Підсумовувати наявний експериментальний матеріал можна наступною схемою:

Спочатку ламінарне полум'я (в разі запалювання малопотужним джерелом) стає нестійким при числах  $Re = uD/v_g \approx 2300$ . На відстанях, приблизно рівних 12 калібрів, полум'я стає повністю турбулентним (відомо, що турбулентний пограничний шар на входній ділянці стаціонарного потоку зникають на відстані близько 25 калібрів, що свідчить про те, що саме полум'я генерує турбулентність, скорочуючи протяжність перехідної зони). Подальший розвиток може бути неоднозначним [65] (рис. 4.1).

При малій активності суміші (невеликі нормальні швидкості) і в порівняно коротких трубах швидкість стабілізується за рахунок в'яз-



**Рис. 4.1.** Залежність швидкості розповсюдження полум'я від його місцезнаходження вздовж труби:

- 1 – стехіометрична суміш  $\text{CH}_4$  з повітрям;
- 2 – 30%  $\text{H}_2$  + повітря;
- 3 –  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  ( $\text{O}_2/(\text{O}_2 + \text{N}_2) = 0.46$ );
- 4 –  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  ( $\text{O}_2/(\text{O}_2 + \text{N}_2) = 0.6$ );
- 5 –  $\text{CH}_4 + \text{O}_2$  ( $\text{O}_2/(\text{O}_2 + \text{N}_2) = 0.8$ ).

кості і тепловтрат (рис. 4.1, крива 1). У певному діапазоні параметрів може мати місце пульсаційний режим горіння, обумовлений акустичною нестійкістю (крива 2). Для сумішей з високою нормальною швидкістю прогресивне прискорення може спостерігатися аж до відкритого кінця (крива 3). Для більш енергетичних горючих сумішей (у дослідях [65],  $L = 1.5$  м) процес горіння стабілізується, але вже на рівні детонаційного режиму (криві 4, 5).

#### 4.2. Форма і висота ламінарного кінетичного полум'я

Для сталого руху рідини і газу всередині труби при ламінарному режимі характерний параболічний розподіл швидкостей по перетину труби (рис. 3.3):

$$w = w_0 \left( 1 - \frac{r^2}{r_s^2} \right), \quad (4.2.1)$$

де  $r$  – поточний радіус,  $r_s$  – радіус труби,  $w_0$  – максимальна (осьова) швидкість течії, рівна подвоєній середній швидкості потоку  $w_0 = 2\bar{w}$ .

Якщо скористатися виразом косинуса кута між напрямом швидкостей течії, тобто між віссю  $z$  і нормаллю до поверхні полум'я

$$\cos \varphi = \frac{dr}{\sqrt{dr^2 + dz^2}},$$

то можна встановити в диференціальній формі зв'язок між  $r$  і  $z$ , що відповідають поверхні полум'я:

$$\cos \varphi = \frac{1}{\sqrt{1 + \left( \frac{dz}{dr} \right)^2}} = \frac{u_n}{w}.$$

Видно, що подальші обчислення справедливі тільки далеко від стінок труби, де виконується нерівність  $u_n \leq w$ .

Звідси 
$$\frac{dz}{dr} = \frac{\sqrt{w^2 - u_n^2}}{u_n} = \pm \sqrt{\left( \frac{w}{u_n} - 1 \right) \left( \frac{w}{u_n} + 1 \right)}. \quad (4.2.2)$$

Використовуючи радіальний закон розподілу швидкостей (4.2.1), отримаємо

$$\frac{dz}{dr} = \pm \sqrt{\left( \frac{w_0 - u_n}{u_n} - \frac{w_0}{u_n} \frac{r^2}{r_s^2} \right) \left( \frac{w_0 + u_n}{u_n} + \frac{w_0}{u_n} \frac{r^2}{r_s^2} \right)}. \quad (4.2.3)$$

Введемо наступні позначення:

$$\sin^2 \theta = \frac{w_0}{w_0 - u_n} \frac{r^2}{r_s^2}, \quad k^2 = \frac{w_0 - u_n}{w_0 + u_n}, \quad \frac{dz}{dr} = \frac{dz}{d\theta} \cdot \sqrt{\frac{w_0}{w_0 - u_n}} \frac{1}{r_s \cos \theta}.$$

В результаті перетворень для (4.2.3) можна отримати наступне диференціальне рівняння

$$\frac{dz}{d\theta} = A \cos^2 \theta \cdot \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta},$$

$$A = r_s \frac{w_0 - u_n}{u_n} \sqrt{\frac{w_0 + u_n}{w_0}}.$$

Після інтегрування отримуємо в аналітичному вигляді форму фронту ламінарного полум'я

$$z = const \pm A \left\{ \sin \theta \cos \theta \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} - \frac{1 - k^2}{k^2} F + \frac{1 + k^2}{k^2} E \right\}, \quad (4.2.4)$$

$$\text{де} \quad F(\theta, r) = \int_0^\theta \frac{d\theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta}}, \quad E(\theta, r) = \int_0^\theta \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \theta} \cdot d\theta.$$

Аналіз розв'язку (4.2.4) показує, що реальному стійкому процесу відповідає знак мінус.

Зельдович [10-11], з огляду на те, що зазвичай швидкості руху газу в трубці перевищують значення нормальної швидкості розповсюдження полум'я, припустив  $w_0 \gg u_n$ . Це дозволило спростити вираз (4.2.2) до вигляду

$$-\frac{dz}{dr} = \frac{w_0}{u_n} \left( 1 - \frac{r^2}{r_s^2} \right). \quad (4.2.5)$$

Розв'язок (4.2.5) маємо у вигляді залежності  $z(r)$ :

$$z = \frac{w_0}{u_n} \left( r_s - r - \frac{r_s^3 - r^3}{3r_s^2} \right) \quad 0 < r < r_s. \quad (4.2.6)$$

Висота ламінарного полум'я ( $r = 0$ ) рівна згідно (4.2.6)

$$h = \frac{2w_0}{3u_n} r_s. \quad (4.2.7)$$

Отримані вирази (4.2.6) і (4.2.7) в цілому добре описують форму і висоту ламінарного полум'я.

### 4.3. Стабілізація полум'я

Якщо розглядати відкрите полум'я з погляду стійкості його горіння, то існують межі стійкості по концентрації палива і швидкості набігаючого потоку. Наприклад, при зменшенні швидкості потоку настає деяка критична межа, після якої полум'я проскакує в пальник; при збільшенні швидкості потоку до критичного значення полум'я зривається з гирла пальника і висить над нею. З подальшим збільшенням швидкості полум'я гасне.

Таким чином, стійкість полум'я обмежена двома межами: зривом і проскакуванням. Наявність цих меж в першому наближенні визначається з рівняння Гукі – Міхельсона:

$$u_n = w \cos \varphi,$$

яке в даному випадку можна трактувати як деяка умова рівноваги між швидкістю переміщення фронту полум'я  $u_n$  і швидкістю набігаючого потоку  $w$ .

Дійсною умовою рівноваги, що описує стійкість полум'я без зовнішніх енергетичних джерел, є рівність

$$u_n = w. \quad (4.3.1)$$

Воно здійснюється лише в нижній частині полум'я, безпосередньо прилеглого до гирла пальника. В ідеальному випадку, якщо в нижній зоні полум'я  $u_n > w$ , то спостерігається проскакування полум'я всередину пальника (у всіх випадках, окрім дифузійного); якщо ж  $u_n < w$  – відбувається зрив полум'я. У природних умовах існування стійкого полум'я між нижньою кромкою фронту полум'я і зрізом пальника завжди утворюється деякий зазор, який називають «мертвим простором». Зі збільшенням швидкості вище критичного значення «мертвий простір» постійно збільшується – настає зрив полум'я.

Патнемом і Джонсоном зв'язок між  $u_n$  і  $w$  подано в критеріальній формі:

$$Pe = kS^2$$

або

$$\frac{wd}{a_g} = k \frac{u_n^2 d^2}{a_g^2}.$$

Ця рівність показує критичні умови зриву полум'я.

Згідно Люїсу і Ельбе [14], зрив і проскакування полум'я визначаються виключно граничним градієнтом швидкості у стінки пальника і співвідношенням газ/повітря.

Ван Кревелен і Чермін розглянули стійкість полум'я і дали узагальнений графік для різних газів і їх сумішей (рис. 4.2). При цьому вони користувалися величинами приведенного граничного градієнта швидкості  $g_R$ :

$$g_R = g/g_{\max} \quad (4.3.2)$$

і приведенної концентрації газу  $Y_R$ :

$$Y_R = 1 + b(Y_f - Y_{f,\max}). \quad (4.3.3)$$

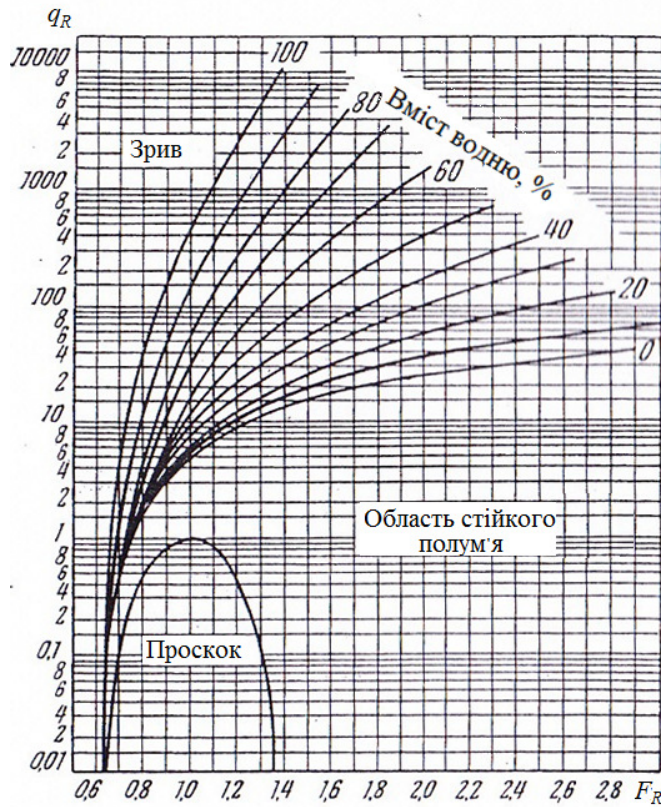
У рівняннях (4.3.2) і (4.3.3)  $g$  – поточний градієнт швидкості;  $g_{\max}$  – градієнт швидкості, відповідний максимуму на кривій проскакування;  $Y_f$  – концентрація горючого газу;  $Y_{f,\max}$  – концентрація горючого газу, відповідна максимуму на кривій проскакування;  $b$  – коефіцієнт, що враховує ширину області проскакування (по концентрації).

Значення характеристик стійкості полум'я для вуглеводнів і водню наведені в табл. 4.3. На підставі рівнянь (4.3.2) і (4.3.3) і існуючих експериментальних даних Ван Кревеленом і Чермінім побудований узагальнений графік стійкості полум'я (рис. 4.2). Як видно найбільш стійким є полум'я чистого водню.

Відповідно до графіка зменшення градієнта швидкості  $g_R$  при збідненні і збагаченні суміші паливом приводить до розширення області проскакування полум'я. Збагачення суміші паливом збільшує критичні значення градієнта швидкості, відповідні зриву полум'я.

Для стабілізації полум'я, що прямує до зриву, необхідно створити область, де  $u_n = w$ , або ззовні підвести додаткове тепло.

Практично в першому випадку треба ввести в полум'я гідродинамічний стабілізатор, при обтіканні якого в його сліді створюються умови, що задовольняють рівності (4.3.1).



**Рис. 4.2.** Узагальнений графік стійкості полум'я

**Таблиця 4.3.** Характеристики стійкості полум'я для вуглеводнів і водню

| Горючий газ            | $g_{\max}$ , л/с | $F_{\max}$ | $b$  |
|------------------------|------------------|------------|------|
| $\text{CH}_4$          | 400              | 1.00       | 1.00 |
| $\text{C}_2\text{H}_6$ | 650              | 1.13       | 0.80 |
| $\text{C}_3\text{H}_8$ | 580              | 1.12       | 0.60 |
| $\text{C}_2\text{H}_4$ | 1400             | 1.10       | 0.63 |
| $\text{C}_3\text{H}_6$ | 800              | 1.14       | 0.68 |
| $\text{C}_6\text{H}_6$ | 720              | 1.09       | 0.63 |
| $\text{H}_2$           | 10500            | 1.20       | 0.46 |

У другому випадку для утримання полум'я на гирлі пальника вводять стороннє джерело запалювання, що постійно діє: полум'я, іскра, нагріте тіло.

Область існування стійкого полум'я істотно розширюється у бік збільшення критичних швидкостей потоку при попередньому підігріві суміші. Так, за даними Даггера, критична швидкість, при якій відбувається зрив пропан-повітряного полум'я (коефіцієнт надлишку повітря  $\alpha = 1$ ), в залежності від температури підігріву суміші змінюється таким чином:

| $t$ °C | $w$ , м/с |
|--------|-----------|
| 33     | 300       |
| 233    | 600       |
| 344    | 900       |

Таким чином, підігрів всієї маси суміші на  $310^\circ$  дозволяє збільшити критичну швидкість зриву в три рази. Природно, що в результаті такого попереднього підігріву суміші зростає і критична швидкість, при якій спостерігається проскакування полум'я: при вказаному підігріві на  $310^\circ$  вона збільшується в 5 – 6 разів. Отже, в результаті підігріву горючої суміші область стійкого горіння розширюється у бік вищих значень критичних швидкостей зриву і звужується за рахунок збільшення критичної швидкості проскакування.

#### 4.4. Турбулентне розповсюдження кінетичного полум'я

Ламінарна течія можлива тільки при малих числах  $Re$ . При  $Re > Re_{cr}$  стійкість течії порушується, і рух малих об'ємів газу стає нерегульованим, пульсуючим. Швидкість в тій або іншій точці потоку відрізняється від значення, усередненого за часом. Так само відрізняються один від одного миттєві і середні значення тиску, густини, концентрації реагуючих речовин і т. д. Турбулентним горінням є нестационарний процес турбулентного змішування продуктів згорання зі свіжою сумішшю і запалювання останньої внаслідок підвищення її температури. В цих умовах закономірності ламінарного розповсюдження полум'я втрачають свою силу. Вирішальними чинниками стають турбулентні пульсації і пов'язана з ними інтенсивність перемішування. Якщо в теорії ламінарного горіння основні труднощі пов'язані з відсутністю точних кінетичних параметрів, які повинні бути підставлені в систему рівнянь горіння, то в теорії турбулентного горіння необхідна система рівнянь ще не складена. До цих пір в окремих дослідників існує значна відмінність точок зору на теорію турбулентного полум'я.

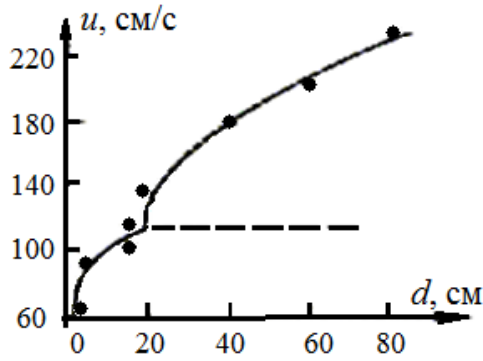
Для того, щоб уявити собі картину розвитку турбулентного полум'я, викладемо основні гіпотези і результати експериментів.

Вплив турбулентності на розповсюдження полум'я легко проілюструвати на наступних прикладах. Відомо, що по теорії ламінарного полум'я збільшення діаметру реакційної камери до певного розміру приводить до підвищення швидкості розповсюдження полум'я, яка асимптотично повинна прагнути до нормальної швидкості за адіабатних умов. Проте в каналах, діаметр яких більше деякої певної величини, виникають пульсації; при цьому поверхня полум'я стає хвилястою, а швидкість розповсюдження полум'я значно зростає. На рис. 4.3 показана залежність розповсюдження полум'я в метаноповітряній суміші від діаметру труби по вимірюваннях Коварда і Хартвелла. Можна припускати, що збільшення швидкості полум'я обумовлене турбулентністю, яка викликає пульсації і викривлення поверхні полум'я.

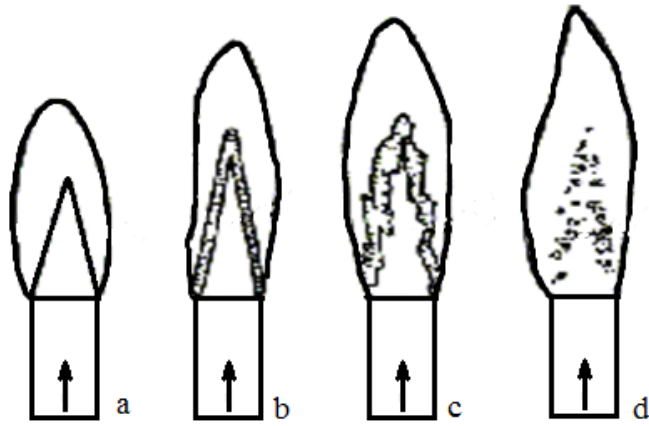
В якості другого прикладу розглянемо вплив турбулентності на полум'я бунзенівського пальника. При ламінарній течії спостерігається гладкий і тонкий фронт полум'я (рис. 4.4а). Після досягнення критичного значення  $Re$  набігаючого потоку полум'я раптово коротшає, товщає і виглядає сильно розмитим (рис. 4.4). Укорочення полум'я пов'язане зі збільшенням швидкості розповсюдження полум'я, що обумовлено турбулентністю.

Збільшення швидкості розповсюдження полум'я при турбулентному русі різні автори пояснюють по-різному.

Перша модель – *поверхнева* – заснована на припущенні, що плоский фронт ламінарного полум'я під дією турбулентності сильно скривлюється і перетворюється на тісно переплетений клубок ламінарних фронтів (рис. 4.5а). Конфігурація і взаємне розташування фронтів постійно змінюється, але їх середньостатистична поверхня  $S_{пол}$  залишається постійною (турбулентність однорідна). Припустивши, що  $u_n$  в кожному елементарному фронті стала, можна отримати наступну залежність для турбулентної швидкості:  $u_t = u_n S_{пол} / S$ , де  $S$  – площа



**Рис. 4.3.** Залежність швидкості розповсюдження полум'я від діаметру труби



**Рис. 4.4** Вплив режиму течії на форму полум'я: а) ламінарне полум'я; б) мілкомасштабна турбулентність; в) масштаб турбулентності перевищує товщину зони горіння; г) великомасштабна турбулентність

поперечного перетину камери згорання (труби). Поверхню  $S_{пол}$  можна представити також, як сумарну поверхню окремих об'ємів горючої речовини, що знаходяться в даний момент в зоні турбулентного горіння (рис. 4.5б). Кожен такий об'єм свіжої суміші і продуктів реакції, як пеленою, оточений ламінарним полум'ям. Для такої моделі, вважаючи, що поверхня має вид ряду конусів з осями, направленими по нормалі до середньої поверхні фронту, а турбулентність не дуже велика, Дамкелер отримав, що швидкість турбулентного полум'я пропорційна нормальній швидкості і критерію Рейнольдса  $Re$ . Проте в дослідях було виявлено, що величина  $u_t$  при малих  $Re$  пропорційна  $\sqrt{Re}$  а при великих  $Re$  – пропорційна  $aRe + b$ , де  $a$  і  $b$  – постійні.

Щелкін при розгляді впливу слабкої турбулентності також притримувався припущенням Дамкелера, але знаходить площу поверхні елементарних конусів точніше і пропонує формулу для розрахунку  $u_t$  у вигляді

$$u_t = u_n \sqrt{1 + B \left( u'_{KB} / u_n \right)^2}, \quad (4.4.1)$$

де  $B$  – коефіцієнт порядку одиниці. Для сильної турбулентності ( $u'_{KB} \gg u_n$ ) формула спрощується і набирає вигляду  $u_t \approx u'_{KB}$ ;  $u'_{KB}$  – тут середньоквадратична швидкість турбулентності.

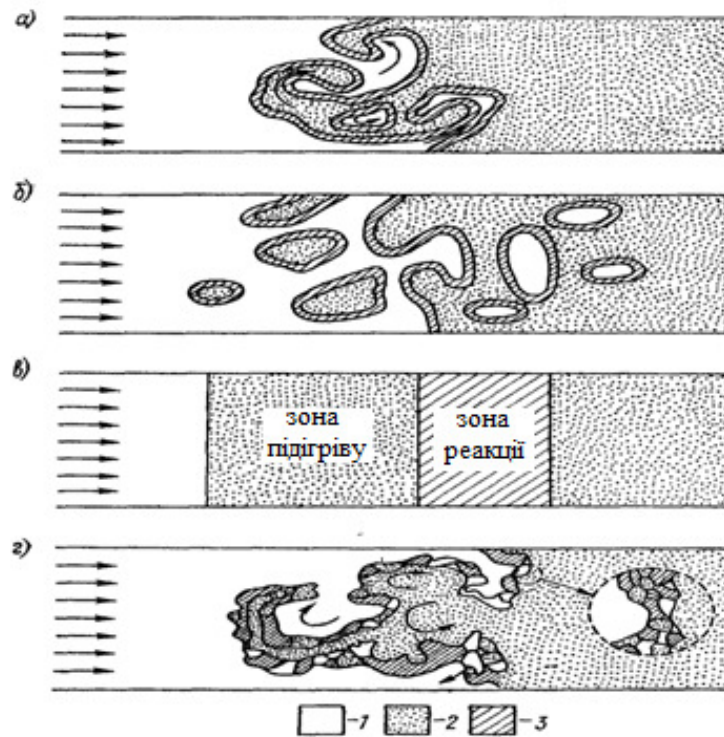
Карлович для помірної турбулентності пропонує наступну залежність:

$$u_t = u_n + \sqrt{2u'_{KB}u_n} \left[ 1 - \frac{u_n}{u'_{KB}} \left( 1 - e^{-u'_{KB}/u_n} \right) \right]^{0.5}. \quad (4.4.2)$$

Для сильної турбулентності середня швидкість турбулентного полум'я набуває вигляду

$$u_t = u_n + \sqrt{2u'_{KB}u_n}. \quad (4.4.3)$$

Основні висновки майже всіх теорій по першій моделі такі: вплив великомасштабної турбулентності на розповсюдження полум'я не повинен залежати від масштабу турбулентності; повна швидкість розповсюдження турбулентного



**Рис. 4.5.** Моделі турбулентного полум'я: *a* і *б* – поверхнева; *в* – об'ємна; *г* – мікрооб'ємна; 1 – свіжа суміш; 2 – продукти реакції; 3 – змішування чи реакція

полум'я  $u_t = u_n + \Delta u_t$  повинна збільшуватися спочатку лінійно, а потім пропорційно кореню квадратному з масштабу турбулентності. Нормальна швидкість розповсюдження ламінарного полум'я повинна залишатися визначальним чинником навіть при дуже інтенсивній турбулентності.

Друга модель (*об'ємна*) заснована на припущенні, що турбулентне полум'я по своїй структурі нічим не відрізняється від ламінарного (рис. 4.5в). Для оцінки впливу на  $u_t$  різних чинників в цій моделі використовуються рівняння теплового балансу на крайніх перетинах зони горіння. Істотною особливістю об'ємної моделі є наявність окремої макрозони підігріву початкової суміші і наступної за нею зони реакції. Для об'ємної моделі повністю застосовна теорія ламінарного полум'я з заміною коефіцієнта молекулярній дифузії  $D_m$  на коефіцієнт турбулентної дифузії  $D_t$  і молекулярній температуропровідності  $a_g = \lambda / \rho c_p$  на турбулентну  $a_t = \lambda_t / \rho c_p$ . Отже

$$\frac{u_t}{u_n} = \sqrt{1 + \frac{D_t + D_m}{D_m}} = \sqrt{\frac{D_t}{D_m}}.$$

Враховуючи, що  $D_t \approx u'_{кв}$ , отримаємо при розвиненій турбулентності  $u_t = \sqrt{u'_{кв}}$ .

Одне з істотних заперечень проти використання об'ємної моделі для звичайного полум'я пов'язано з відсутністю в ній значної зони підігріву, аналогічній зоні підігріву ламінарного полум'я. Прямі експериментальні спостереження об'ємного горіння у вільних потоках відсутні. Пояснюється це умовою мілко-

масштабності турбулентності, що використовується об'ємною моделлю, а також вимогою швидкого змішування продуктів згорання і початкової суміші.

Розроблена ще одна модель (*мікрооб'ємна*), яка пояснює ефект збільшення швидкості горіння в турбулентному потоці. У малих турбулентних об'ємах відбувається швидкий процес молекулярного перемішування початкової суміші з продуктами згорання. В тих об'ємах, де після змішування температура перевищує температуру самозаймання, суміш згорає в об'ємі значно швидше, ніж в режимі ламінарного горіння. Продукти реакції, що утворюються при цьому, знову змішуються з початковою сумішшю, і таким чином відбувається розповсюдження полум'я.

Таку модель можна назвати *мікрооб'ємною*, оскільки тут на відміну від об'ємної моделі горіння відбувається не в розтягнутій зоні, подібній до фронту ламінарного полум'я, а в окремих мікрооб'ємах, нерівномірно розподілених по всій зоні турбулентного горіння (рис. 4.5г). На відміну від поверхневої моделі, тут відсутні зігнуті ламінарні або дрібномасштабні фронти, що розповсюджуються із швидкістю ламінарного полум'я. Передбачається, що ці фронти не встигають сформуватися на межах між об'ємами початкової суміші і продуктів реакції внаслідок швидкого відносного руху їх і кінцевого (до того ж малого) періоду індукції.

Теорія турбулентного полум'я ще далека від завершення. Немає можливості точно визначити розміри і форму турбулентного полум'я, якщо навіть відомі параметри набігаючого потоку і нормальна швидкість розповсюдження полум'я. Можливо обчислити очікувану максимальну швидкість розповсюдження турбулентного полум'я, але не розподіл швидкостей в нижній зоні полум'я.

### Приклади розв'язування задач

**Приклад 1.** Визначити, як зміниться висота конуса кінетичного ламінарного полум'я метан-повітряної суміші стехіометричного складу, якщо її підігріти від 298 до 400 К.

**Розв'язок.** Згідно (3.6.1) нормальна швидкість розповсюдження полум'я зростає зі збільшенням температури від  $T_0 = 298$  до  $T_{*0} = 400$  К як

$$u_n = u_{n*} \left( \frac{T_0}{T_{*0}} \right)^2.$$

Згідно (4.2.7) висоту конуса кінетичного полум'я можна оцінити як:

$$h = \frac{2w_0}{3u_n} r_s.$$

Тут  $w_0$  – максимальна (осьова) швидкість течії, рівна подвоєній середній швидкості потоку  $w_0 = 2\bar{w}$ . При нагріванні газової суміші об'єм, який проходить за одиницю часу через перетин збільшується прямо пропорційно температурі  $\dot{V}_0 = \dot{V}_{0*} T_0 / T_{0*}$ , адже для будь-якого перетину виконується закон збереження маси газу  $\bar{w} \rho_g S = \rho_g \dot{V} = \text{const}$ . Отже  $w_0 = w_{0*} T_0 / T_{0*}$ .

В результаті підстановки в вираз для висоти конуса отримуємо, що

$$h = h_* \frac{T_{0*}}{T_0}.$$

Тобто зі збільшенням температури від  $T_0 = 298$  до  $T_{*0} = 400$  К висота конуса зменшується в  $T_{0*} / T_0 = 298 / 400 = 0.75$  разів. Отже на 25%.

**Відповідь:** зменшується на 25%.

## Розділ 5. ДИФУЗІЙНЕ ГОРІННЯ ГАЗУ (ДИФУЗІЙНЕ ПОЛУМ'Я)

### 5.1. Структура дифузійного полум'я

Існують такі типи полум'я, в яких взаємна дифузія газоподібного пального з одного боку, і повітря (або кисню) з іншого боку, грає головну роль. Тобто коли швидкість горіння і форма полум'я визначаються процесом дифузії. Таке полум'я відрізняється по характеру розповсюдження від заздалегідь перемішаного полум'я і зазвичай називаються *дифузійним полум'ям*. Безліч прикладів дифузійного полум'я можна виявити навколо нас: полум'я свічки і газової лампи, що використовуються для освітлення; дрова і кам'яне вугілля, що горять і т. д.. Очевидно, найперший вид горіння, з яким зіткнулася людина, – це саме дифузійне горіння. Полум'я, що виникає при горінні розпорошеного палива, є широко поширеним видом дифузійного полум'я, які використовуються в промислових печах і двигунах внутрішнього згорання.

Дифузійне полум'я відрізняється великою різноманітністю і реалізуються при горінні твердої, рідкої і газової фаз. Розглянемо типові полум'я на пальниках, а також горіння крапель, що є основним елементом горіння розпорошеного палива.

**Полум'я на пальниках** називається стаціонарне полум'я, яке виникає при займанні горючого газу, розпилюванні палива або горючої суміші, що витікає з трубки. Полум'я цього типу є основним елементом установок безперервного горіння. На практиці стосовно такого полум'я використовують також інший термін: *струменеве полум'я*. Нижче розглянуті властивості дифузійного полум'я на пальниках, що створюються струменем горючого газу та в якому відсутня первинна домішка повітря, так званого «первинного повітря».

Дифузійне ламінарне полум'я має широку зону реакції, в межах якої відбувається вигорання пального і протікають дифузійні процеси взаємного проникнення пального, окислювача, проміжних і кінцевих продуктів реакцій. При цьому пальне і окислювач, за винятком невеликої зони у основи полум'я, розділені шаром розігрітих продуктів згорання. По Гейдону, це створює умови для протікання процесу піролізу вуглеводнів (у разі вуглеводневого полум'я), що приводить до утворення вуглецю і водню в зоні з мінімальною концентрацією кисню. В результаті вуглець і водень вступають в реакцію з  $H_2O$  з утворенням окислу вуглецю і молекулярного водню.

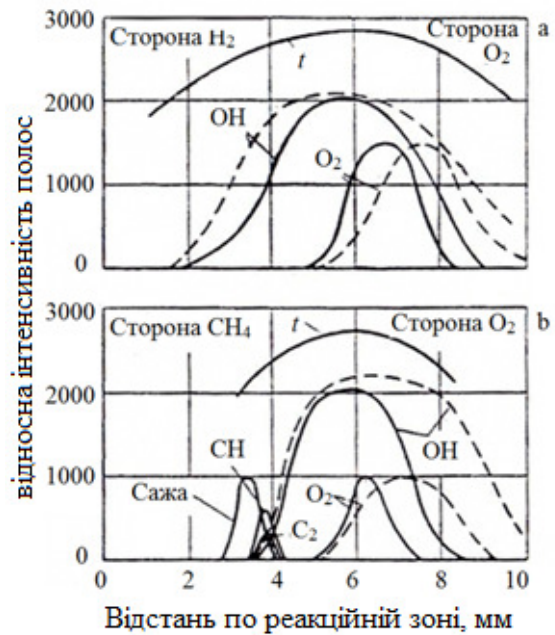
В цій же зоні, де відбувається піроліз вуглеводнів, спостерігається підвищена концентрація радикала  $OH$ . Поблизу основи дифузійного полум'я, де кисень інтенсивніше поступає в зону піролізу утворюються радикали  $CH$  і  $C_2$ .

У верхніх зонах дифузійного полум'я, не дивлячись на наявність вуглецевих частинок, концентрація радикалів  $CH$  і  $C_2$  різко знижується. Динаміка зміни концентрації продуктів реакції по товщині реакційної зони дифузійного полум'я  $H_2 - O_2$  і  $CH_4 - O_2$  показана на рис. 5.1.

Спектроскопічні дослідження нижньої зони дифузійного полум'я, проведені Кінбарой і Накамурую, яку вони вважають аналогом фронту гомогенного ламінарного полум'я, також підтверджують наявність в цій зоні радикалів  $CH$  і  $C_2$ . Крім того, ця зона дифузійного полум'я характеризується максимальною

концентрацією заряджених частинок: електрична провідність в нижній частині полум'я в 3-4 рази більше, ніж в кінці полум'я, де спостерігається максимум температури.

Вимірювання рухливості заряджених частинок в дифузійному полум'ї показали, що вона змінюється по його висоті, досягаючи свого максимального значення в нижній зоні полум'я. У цій зоні рухливість позитивних іонів коливається в межах  $\mu_+ = 0.8 \div 0.5$ , рухливість негативних частинок досягає  $\mu_- = 3000 \div 6000$  (см/с)/(В/см). Ці дані показують, що негативні частинки в зоні представлені електронами. У вершині полум'я рухливість заряджених частинок різко зменшується до величин  $\mu_+ = 0.1$  і  $\mu_- = 1$ . Таке різке зменшення рухливості дозволяє припускати, що в даній області негативні частинки представлені іонами з великою електронною спорідненістю.



**Рис. 5.1.** Профілі температур і розподіл компонентів в плоскому дифузійному полум'ї

## 5.2. Ламінарне і турбулентне дифузійне полум'я

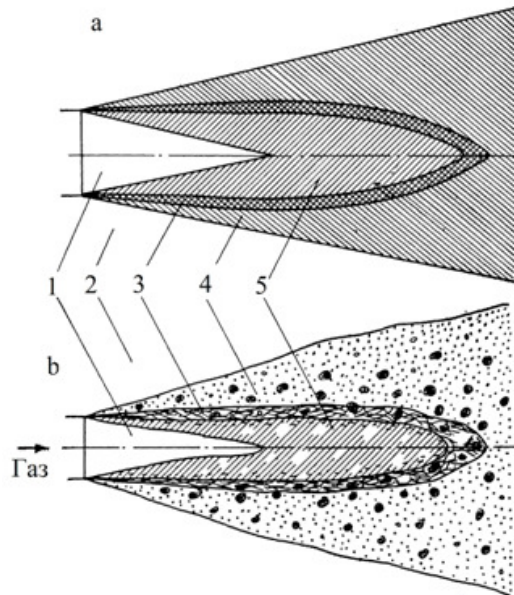
Дифузійне полум'я формується при роздільній подачі пального і окислювача, у зв'язку з чим змішування відбувається в реакційній зоні за допомогою дифузії. Залежно від режиму течії дифузійні полум'я підрозділяють на ламінарні і турбулентні. Розповсюдження ламінарного полум'я визначає молекулярна дифузія, турбулентне – молекулярна і турбулентна дифузія.

Поширення полум'я в попередньо перемішаних газових сумішах істотно залежить від наявності турбулентних пульсацій, їх інтенсивності та масштабу. Аналогічний вплив дає турбулентність і на дифузійне полум'я. Зрозуміло, існують деякі властивості, які проявляються як при наявності пульсацій, так і за їх відсутності, однак основні закономірності поширення турбулентного і ламінарного дифузійного полум'я різні.

Характерною особливістю дифузійного горіння на відміну від розглянутого вище горіння заздалегідь перемішаної газоповітряної суміші (кінетичного горіння) є роздільна подача газу і повітря в об'єм, де відбувається згорання. При цьому процес горіння відбувається у міру молекулярного перемішування газу з киснем повітря. Отже, швидкість горіння визначається двома процесами: взаємною дифузією пального і окислювача і хімічними реакціями в газоповітряній суміші, що утворилася. Зазвичай приймають, що швидкість перемішування тут значно нижче за швидкість хімічних реакцій, тобто швидкість горіння лімітується дифузією.



**Рис. 5.2.** Перехід дифузійного полум'я від ламінарного до турбулентного при зростанні швидкості струменя: I – ламінарне дифузійне полум'я; II – перехідна область; III – турбулентне дифузійне полум'я



**Рис. 5.3.** Будова ламінарного (а) і турбулентного (б) дифузійного факела: 1 – газ; 2 – повітря; 3 – продукти згорання; 4 – повітря і продукти згорання; 5 – газ і продукти згорання

Типове дифузійне полум'я утворюється при займанні струменя горючого газу, що витікає з довгої трубки малого діаметру в атмосферу повітря. Вплив турбулентності в цьому випадку ілюструється на рис. 5.2 [1]. Коли швидкість струменя невелика, течія, є ламінарною, межа полум'я стійка; факел чітко обкреслений; горіння протікає спокійно.

По мірі збільшення швидкості струменя висота полум'я зростає. Проте така картина спостерігається лише до деякої граничної швидкості струменя. При подальшому збільшенні швидкості струменя межа полум'я стає нестійкою, причому, нестійкість спочатку виникає лише у вершини полум'я, а потім поступово розповсюджується вниз до зрізу пальника.

Одночасно різко зменшується висота полум'я (рис. 5.2). При подальшому збільшенні швидкості струменя висота полум'я перестає залежати від швидкості струменя і залишається приблизно сталою, межа полум'я різко пульсує, горіння супроводжується сильним шумом. При ще вищій швидкості струменя полум'я відривається від зрізу пальника і стабілізується на деякій відстані над пальником. Полум'я такого типу називаються **підведеним полум'ям**. Режим горіння, при якому висота полум'я майже не залежить від швидкості струменя, відповідає турбулентній течії струменя. Це і є, так зване, **турбулентне дифузійне полум'я**. Режим горіння, при якому висота полум'я зростає по мірі збільшення швидкості струменя, відповідає **ламінарному дифузійному полум'ю**.

Між цими двома режимами існує деяка перехідна область. Перехід від ламінарного дифузійного полум'я до турбулентного визначається зміною харак-

теру течії струменя. Також на характеристики течії струменя впливає підвищення температури в результаті горіння. Тому течія газового струменя за відсутності горіння відрізняється від течії струменя, що горить.

Відповідно до режиму руху потоків розрізняють ламінарне і турбулентне дифузійне полум'я. При ламінарному дифузійному горінні в зоні факела, як видно з рис. 5.3а, можна виявити п'ять зон: зону палива, зону окислювача, зону суміші палива з продуктами згорання, зону суміші окислювача з продуктами згорання і фронту полум'я (зону горіння). При цьому зона горіння розташовується там, де за рахунок молекулярної дифузії утворюється суміш, близька до стехіометричної. Товщина цієї зони залежить від швидкості хімічних реакцій і при чисто дифузійному горінні вважається нескінченно малою.

Дифузійне горіння при турбулентному режимі, показаному на рис. 5.3б, характеризується відсутністю чіткого ділення на зони продуктів згорання, суміші повітря з продуктами згорання і суміші газів з продуктами згорання. Всі ці зони зливаються з зоною продуктів згорання, у всьому об'ємі якої відбувається горіння окремих мікрооб'ємів. В той же час на початковій ділянці факела можна бачити зону інтенсивного горіння, всередині якої є зона з переважаючим змістом горючого газу, а ззовні – з переважанням повітря. Чіткої межі між зонами немає. По структурі турбулентне дифузійне полум'я нагадує мікрооб'ємну модель турбулентного горіння перемішаної суміші на рис. 4.5г.

Форма дифузійного факелу може бути визначена по закономірностях розвитку вільних турбулентних струменів. На відміну від профілю динамічних натисків в поперечних перетинах вільного струменя, у факелі, що горить, крива динамічних натисків перетинає нульову лінію під деяким кутом. Тому біля кордонів факелу швидкості газів наближаються до нуля не асимптотично. У зв'язку з чим, межі струменя факелу виходять криволінійними. Струмінь факела має характерний профіль: з великим розкриттям на початку, уповільненням розкриттям в середній частині (майже до циліндра) і з подальшим розширенням. Крім того, внаслідок інтенсивного перемішування і розширення суміші, що загорілася, кут розкриття на початку факела більший, ніж при спалюванні заздалегідь перемішаної суміші.

### 5.3. Висота ламінарного дифузійного полум'я

Компонентами газової суміші в деякій довільній точці всередині струменя є газ, що витікає з трубки (зазвичай цей газ складається з горючого газу і деякої невеликої частини первинного повітря), і повітря, що поступає з навколишньої атмосфери. Позначимо мольну частку компоненту, що витікає з трубки, як  $c$ . Тоді

$$c = m_f (1 + a_0), \quad (5.3.1)$$

де  $m_f$  – мольна частка горючого газу;  $a_0$  – відношення числа молей повітря до молей пального в газі, що витікає з пальника.

В результаті взаємної дифузії пального і повітря на граничній поверхні полум'я створюється стехіометрична суміш. Тому, якщо позначити через  $a_c$  від-

ношення числа молей повітря до молей пального при стехіометрії, то для концентрації  $c$  на граничній поверхні полум'я отримаємо

$$c = (1 + a_0) / (1 + a_c). \quad (5.3.2)$$

Дійсно, якщо  $m_{air}$  – мольна частка повітря, то на граничній поверхні полум'я  $m_{air} / m_f = a_c$ ,  $m_{air} + m_f = 1$ .

Значення  $c$  в різних точках осі струменя позначимо через  $c_m$ . Значення  $c$  на зрізі пальника рівне 1 (тут  $a_c = a_0$ ). На нескінченно великій відстані від зрізу пальника рівне  $c = 0$  (тут пального немає і  $a_c = \infty$ ), на вершині полум'я  $c = c_m = c_f$ .

Залежність  $c_m$  від часу отримана Баргойном і Кохеном:

$$c_m = 1 - \exp(-1 / 4\theta) \quad (5.3.3)$$

$$\theta = 4Dt / d^2, \quad (5.3.4)$$

де  $D$  – коефіцієнт дифузії;  $d$  – діаметр трубки;  $t$  – час, необхідний для переміщення газу від зрізу пальника до точки, в якій  $c = c_m$ .

Значення  $\theta$  на вершині полум'я, або при  $c_m = c_f$ , визначається з формул (5.3.2) і (5.3.3):

$$\theta_f = \frac{1}{4 \ln \left[ (1 + a_c) / (a_c - a_0) \right]} \quad (5.3.5)$$

Висота полум'я  $L$  є функцією  $\theta$  і  $t$  на вершині полум'я, тобто функцією  $\theta_f$  і  $t_f$ . З формули (5.3.4) отримаємо

$$\theta_f = \frac{4Dt_f}{d^2} = \frac{4D}{d^2} \int_0^{t_f} dt = \frac{4D}{d^2} \int_0^L \frac{dx}{w}, \quad (5.3.6)$$

де  $w$  – швидкість течії в точці з координатою  $x$  відносно зрізу пальника.

Якщо прийняти, що  $w = \text{const}$ , можна проінтегрувати формулу (5.3.6) і отримати наступний вираз:

$$L = \frac{wd^2\theta_f}{4D} = \frac{\dot{V}\theta_f}{\pi D}, \quad (5.3.7)$$

де  $\dot{V}$  – об'ємна витрата газу, рівна  $w\pi d^2/4$ .

Формула (5.3.7) дає наступний зв'язок:  $L \sim d^2 w / D$ . Тобто зокрема, передбачає, що висота полум'я  $L$  прямо пропорційна  $w$ . Зіставлення з експериментальними результатами, які в схематичному вигляді представлені на рис. 5.1, показує, що цей висновок добре описує полум'я невеликої висоти. По мірі збільшення швидкості струменя і зростання висоти полум'я зв'язок  $L \sim w$  все більш відхиляється від реальної залежності. Причиною, мабуть, є некоректність припущення про постійність швидкості  $w$ .

В більш загальному випадку швидкість течії в будь-якій точці  $x$  на осі струменя можна виразити за допомогою наступних функцій:

$$w / w_0 = f_1(Gr, x / d, a_0), \quad (5.3.8)$$

$$Gr = \frac{d^3 \rho^2 \beta g \Delta T}{\eta^2},$$

де  $w_0$  – швидкість перебігу на зрізі пальника;  $Gr$  – число Грасгофа,  $\rho$  – густина;  $\beta$  – коефіцієнт об'ємного розширення суміші;  $g$  – прискорення вільного па-

діння;  $\Delta T$  – різниця температур;  $\eta$  – коефіцієнт динамічної в'язкості). Число  $a_0$ , що характеризує співвідношення компонентів у витікаючому з пальника газі, впливає на швидкість горіння і, відповідно, на величину  $w$ .

Формулу (5.3.6) можна переписати в наступному вигляді:

$$\theta_f = \frac{4D}{w_0 d^2} \int_0^z \frac{dx}{w / w_0}. \quad (5.3.9)$$

Підставляючи в неї формулу (5.3.8), отримаємо

$$\frac{\dot{V}\theta_f}{\pi D} = \int_0^z \frac{dx}{f_1(G_f, x/d, a_0)} = f_2(L, G_f, d, a_0). \quad (5.3.10)$$

Якщо вважати, що співвідношення компонентів в газі, витікаючому з пальника, постійне, а температура полум'я і середня молекулярна маса продуктів згорання однакові усередині факела, то єдиною змінною величиною в числі Грасгофа буде  $d$ . Припускаючи, що  $D$  також є константою, з формули (5.3.10) отримаємо

$$\dot{V}\theta_f = f_3(L, d, a_0). \quad (5.3.11)$$

На рис. 5.4 приведені експериментальні значення висоти полум'я  $L$  при різних значення  $\dot{V}\theta_f$  [ $\dot{V}$  – експериментальне,  $\theta_f$  – обчислене за формулою (5.3.5)]. Видно, що  $\dot{V}\theta_f$  є однозначною функцією  $L$  і не залежить від  $d$ , а саме

$$\dot{V}\theta_f = f_4(L, a_0). \quad (5.3.12)$$

В якості емпіричної формули можна використати вираз:

$$L = A \ln \dot{V}\theta_f + B \quad (5.3.13)$$

де  $A$  і  $B$  – коефіцієнти, які не залежать ні від витрати, ні від діаметру.

Формула (5.3.13), згідно Хоттелю і Хауторну [1], непридатна при низьких швидкостях течії.

Воль [23] показав, що при горінні міського газу виконується наступна емпірична формула, яка зв'язує  $L$  (см) і  $\dot{V}$  (см<sup>3</sup>/с):

$$L = 1 / \left[ 0.206 / \sqrt{\dot{V}} + 0.354 / \dot{V} \right]. \quad (5.3.14)$$

Він запропонував метод, що дозволяє привести теоретичну формулу у відповідність з експериментальними даними.

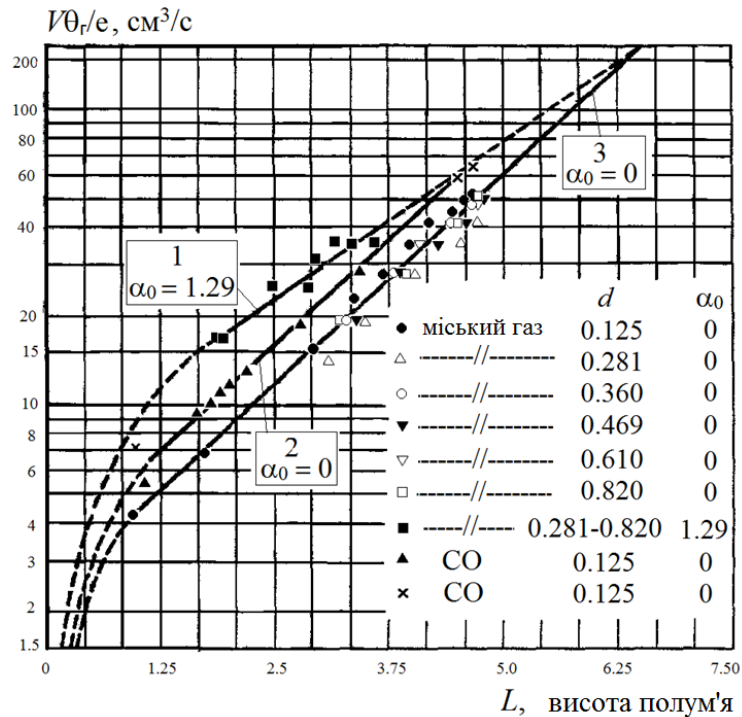
Якщо розкласти формулу (5.3.3) в ряд і знехтувати членами вищого порядку, то для умов поблизу вершини полум'я можна отримати наступну залежність:

$$c_f = 1 / 4\theta_f \quad (5.3.15)$$

Підставляючи її у формулу (5.3.7), отримаємо

$$L = \dot{V}\theta_f / 4\pi c_f D. \quad (5.3.16)$$

При виведенні формули (5.3.16) передбачалося, що  $w$  і  $D$  стали по висоті полум'я. Насправді по мірі підвищення температури  $D$  і  $w$  збільшуються, проте зростання  $D$  відбувається швидше, ніж збільшення  $w$ , тому зміною  $w$  можна нехтувати і покласти, що



**Рис. 5.4.** Залежність висоти дифузійного полум'я від  $\dot{V}\theta_f$  ( $d$  – діаметр сопла в см): 1 – міський газ з повітрям; 2 – оксид вуглецю, 3 – міський газ

$$D = D_0 + kL, \quad (5.3.17)$$

де  $D_0$  – коефіцієнт дифузії при кімнатній температурі;  $k$  – константа.

Підставляючи формулу (5.3.17) в (5.3.16), отримаємо

$$L = 1 / \left[ 2\sqrt{\pi k c_f / \dot{V}} (1 - c_f / 2) + 2\pi D_0 c_f / \dot{V} (1 - c_f / 2) \right]. \quad (5.3.18)$$

Формальний цей вираз співпадає з емпіричною формулою (5.3.14). Якщо порівняти коефіцієнти у формулах (5.3.14) і (5.3.18) при  $c_f = 0.187$ , то отримаємо  $D_0 = 0.27 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $k = 0.033 \text{ см}/\text{с}$ . Таке значення  $D_0$  є цілком задовільним. Формула (5.3.14), отримана Водем, придатна в широкому діапазоні від дуже низьких чисел Рейнольдса і до виникнення турбулентної течії.

#### 5.4. Модель Йоста

Йост [23] отримав теоретичний вираз для висоти полум'я, використовуючи інший підхід. Середня відстань  $\xi$ , на яку переміщається молекула газу за час  $t$  у напрямі  $x$  в результаті дифузії, виражається наступною формулою:

$$\overline{\xi^2} = 2Dt. \quad (5.4.1)$$

Можна прийняти, що поблизу вершини полум'я середня глибина, на яку повітря проникає в горючий газ в результаті дифузії, приблизно дорівнює радіусу пальника. В якості наближення до формули (5.4.1) можна покласти, що

$$\xi^2 = 2Dt. \quad (5.4.2)$$

і середня глибина дифузійного проникнення буде рівна  $\xi$ . Отже

$$\xi = d/2 \quad (5.4.3)$$

де  $d$  – діаметр трубки.

Час  $t$  у формулі (5.4.2) – час протікання процесу дифузії, який можна обчислити розраховуючи його як час, за який горючий газ проходить відстань від зрізу пальника до вершини полум'я:

$$t = L / w_0. \quad (5.4.4)$$

Комбінуючи формули (5.4.2) – (5.4.4), отримаємо

$$L = d^2 w_0 / 8D. \quad (5.4.5)$$

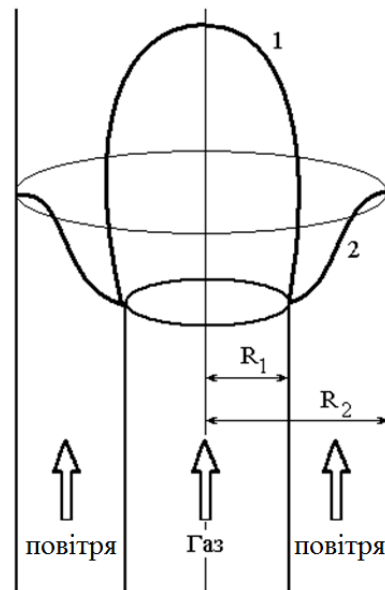
Оскільки  $\dot{V} = (\pi d^2 / 4) \bar{w}$  та для параболічного профілю Пуазейля  $w_0 = 2\bar{w}$ , то формула (5.4.5) приводиться до вигляду:

$$L = \dot{V} / \pi D. \quad (5.4.6)$$

Отримана формула співпадає з формулою (5.3.7), якщо  $\theta_f = 1$ . Аналіз формули (5.4.6) дозволяє зробити такі висновки: висота полум'я при фіксованій витраті не залежить від діаметру пальника; вона обернено пропорційна коефіцієнту дифузії і при постійній масовій витраті не залежить від тиску. Як відомо, коефіцієнт дифузії  $D$  обернено пропорційний тиску, тому при постійній масовій витраті,  $\dot{V}$  також обернено пропорційний тиску. Результати теоретичного аналізу узгоджуються з експериментальними даними якісно і по порядку величини. Збільшення швидкості течії або об'ємної витрати газу дійсно приводить до зростання висоти полум'я. І хоча співвідношення  $L \sim w$  або  $L \sim \dot{V}$  знайдені теоретично, вони не є строгими.

### 5.5. Форма ламінарного дифузійного полум'я. Задача Бурке-Шумана

До цього часу йшлося лише про висоту дифузійного полум'я горючого газу, що витікає з пальника. Питання про форму ламінарного дифузійного полум'я вирішено чисельно Бурке і Шуманом [11], результати яких дозволили якісно і кількісно пояснити експериментальні факти. На зрізі вертикальної трубки радіусом  $R_1$ , по якій надходить горючий газ, встановлюється ламінарне дифузійне полум'я (рис. 5.5). Ця трубка розміщена по осі іншої, більш довгою зовнішньої трубки, що має радіус  $R_2$ . По зазору між зовнішньою і внутрішньою трубками надходить повітря. Середні швидкості течії пального газу і повітря однакові, тобто об'ємні витрати пального газу і повітря підтримуються в відношенні  $R_1^2 / (R_2 - R_1)^2$ . Для



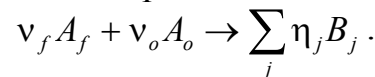
**Рис. 5.5.** Форма дифузійного полум'я:  
1) надлишок окислювача;  
2) надлишок пального

спрощення задачі використовуються такі припущення

- 1) швидкості течії горючого газу і повітря в зоні полум'я постійні;
- 2) коефіцієнт дифузії постійний; дифузія здійснюється тільки в радіальному напрямі;
- 3) змішення горючого газу з окислювачем здійснюється тільки за рахунок дифузії.

Фактично хімічна реакція локалізується в межах дуже вузької області, яку можна розглядати, як математичну поверхню. Вона займає положення, в якому швидкості дифузії горючого газу і повітря забезпечують отримання стехіометричної суміші.

Хай формальне рівняння хімічної реакції має вигляд



Позначимо положення довільної точки через  $r$  і відстань  $z$ , яка відрховується від зрізу внутрішньої трубки.

Газ і повітря конвективно переносяться лише у напрямі осі трубок зі швидкістю  $w(r)$ . Рівняння дифузії горючого компонента і окислювача в загальному випадку представимо у вигляді

$$\frac{dc_f}{dt} = \frac{\partial c_f}{\partial t} + w \frac{\partial c_f}{\partial z} = D \left( \frac{\partial^2 c_f}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c_f}{\partial r} + \frac{\partial^2 c_f}{\partial z^2} \right) - W_f, \quad (5.5.1)$$

$$\frac{dc_o}{dt} = \frac{\partial c_o}{\partial t} + w \frac{\partial c_o}{\partial z} = D \left( \frac{\partial^2 c_o}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c_o}{\partial r} + \frac{\partial^2 c_o}{\partial z^2} \right) - W_o. \quad (5.5.2)$$

Тут  $c_f, c_o$  – концентрації пального і окислювача,  $W_f, W_o$  – швидкості хімічної реакції по горючому компоненту і окислювачу. Зв'язок між введеними швидкостями хімічної реакції легко визначається з рівняння хімічної реакції, якщо врахувати, що швидкістю хімічної реакції за визначенням є швидкість зміни кількості речовини в одиниці об'єму:

$$\frac{W_f}{\nu_f} = \frac{W_o}{\nu_o}.$$

Таким чином, припускаючи, що процес горіння сталий в часі  $\partial c_i / \partial t = 0$  і дифузія вздовж осі трубки відсутня  $\partial^2 c_i / \partial z^2 = 0$ , а також використовуючи зв'язок між швидкостями хімічної реакції, рівняння (5.5.1) і (5.5.2) приводяться до рівняння:

$$w \frac{\partial c}{\partial z} = D \left( \frac{\partial^2 c}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial c}{\partial r} \right), \quad (5.5.3)$$

$$c = c_f - \frac{\nu_f}{\nu_o} c_o,$$

де  $c$  – узагальнена концентрація.

Маємо наступні граничні умови

$$z = 0, c = c_f \quad (0 < r < R_1);$$

$$z = 0, c = -c_o \frac{v_f}{v_o} \quad (R_1 < r < R_2);$$

$$r = 0, r = R_2; \quad \partial c / \partial r = 0.$$

На граничній поверхні полум'я  $c = 0$ .

Розв'язок рівняння (5.5.3), що задовольняє цим граничним умовам, має наступний вигляд:

$$c(r, z) = c_1 \frac{R_1^2}{R_2^2} - \frac{v_f}{v_o} c_o + \frac{2R_1 c_1}{R_2^2} \sum_{\mu} \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu R_1) J_0(\mu r)}{[J_0(\mu R_2)]^2} \exp\left(-\frac{D\mu^2 z}{w}\right), \quad (5.5.4)$$

де  $c_1 = c_f + v_o / v_f c_o$ ,  $J_1, J_0$  – функції Бесселя першого роду;  $\mu$  – корені рівняння  $J_1(\mu R_2) = 0$ .

Це вираз при  $c(r, z) = 0$  (межа полум'я) встановлює зв'язок між  $r$  і  $z$ , тобто визначає форму полум'я. Вважаючи в цій формулі  $c = 0$ , отримаємо

$$\sum_{\mu} \frac{1}{\mu} \frac{J_1(\mu R_1) J_0(\mu r)}{[J_0(\mu R_2)]^2} \exp\left(-\frac{D\mu^2 z}{w}\right) = \frac{R_2^2 c_o v_f}{2R_1 c_f v_o} - \frac{R_1}{2}. \quad (5.5.5)$$

Дане рівняння не дозволяє отримати шуканий зв'язок в явному вигляді, тому вирішується графічно. В залежності від того, присутній кисень (повітря) в надлишку або недолику, форма поверхні полум'я виявляється різною. В першому випадку вона замкнута, в другому розірвана і має форму чашки (рис. 5.5).

Форма полум'я, яка визначається в результаті розрахунків, дуже добре узгоджується з формою реального полум'я. Бурке і Шуман підтвердили достовірність теорії, зіставивши теоретичне рішення з експериментом.

Формула (5.5.5) передбачає, що якщо об'ємну витрату газу підтримувати сталою, то при надлишку окислювача висота дифузійного полум'я не залежить від розмірів зовнішньої і внутрішньої трубки (діаметри змінюються при постійному коефіцієнті пропорційності). Цей висновок підтверджується результатами вимірювань.

Згідно формулі (5.5.5), якщо інші чинники не змінюються, то висота полум'я пропорційна  $w / (D\mu^2)$  тобто обернено пропорційна коефіцієнту дифузії і прямо пропорційна швидкості течії.

Хоча коефіцієнт дифузії обернено пропорційний тиску, при постійній масовій витраті швидкість течії також змінюється обернено пропорційно до тиску. Іншими словами, висота полум'я, при інших незмінних параметрах, не повинна залежати від тиску. Цей висновок також узгоджується з експериментальними даними.

При теоретичному розгляді швидкість течії і коефіцієнт дифузії були прийняті постійними. Це припущення є допустимим, оскільки збільшення цих параметрів при підвищенні температури взаємно компенсується. Згідно з результатами експерименту, в ході якого за допомогою електричної печі, температуру газу варіювали в інтервалі від 20 до 510°C, висота полум'я опинилася мало чутливою до впливу температури.

Якщо горючий газ частково замінити на інертний газ, наприклад, на азот, то значення  $c_1$  зменшиться. Це повинно призвести до зменшення висоти полум'я в разі недоліку кисню. Так, полум'я метану при надлишку кисню має висоту 20.6 см. При заміні половини метану на азот висота полум'я знижується до 8.9 см. По теорії довжина полум'я повинна зменшитися вдвічі, так що спостерігається хороший якісний збіг. Якщо замінити частину горючого газу на кисень, то значення  $c_f$  зменшиться, і можна чекати такий же ефект, як і у разі інертного газу. Але якщо ввести в горючий газ дуже багато кисню, то виникне полум'я заздалегідь перемішаної суміші типу бунзенівського полум'я.

### 5.6. Висота турбулентного дифузійного полум'я

**Підхід Хауторна.** Використання рівнянь нерозривності і збереження кількості руху в припущенні, що величини  $w$  і  $c$  сталі по перетину струменя, дозволяє врахувати вплив густини, температури, хімічної реакції, підйомної сили і вивести наступну формулу для перетину, в якому суміш є стехіометричною:

$$\frac{2y}{d} = \frac{c_{f,0}}{c_{f,ст}} \sqrt{\frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}} + \left(1 - \frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}}\right) \frac{M_{air}}{M_f} \frac{T_{ad}}{\alpha_s T_b}}, \quad (5.6.1)$$

де  $y$  – радіус струменя;  $c_{f,0}$ ,  $c_{f,ст}$  – молярна концентрація при початкових умовах і в стехіометричній суміші;  $T_{ad}$  – адіабатична температура полум'я;  $T_b$  – початкова температура газу на зрізі пальника;  $\alpha_s$  – відношення числа молей горючого газу до числа молей в стехіометричній суміші до горіння і після горіння;  $M_{air}$  і  $M_f$  – відповідно, середні молекулярні маси повітря і горючого газу, що витікає зі зрізу пальника.

Якщо представити в графічному вигляді зв'язок величиною  $2y/d$ , що обчислюється за формулою (5.6.1), і величиною  $L/d$ , яку можна знайти з експерименту, то вийде прямолінійна залежність, яка представлена на рис. 5.6 і виражається формулою

$$L/d = 5.3(2y/d). \quad (5.6.2)$$

Отже

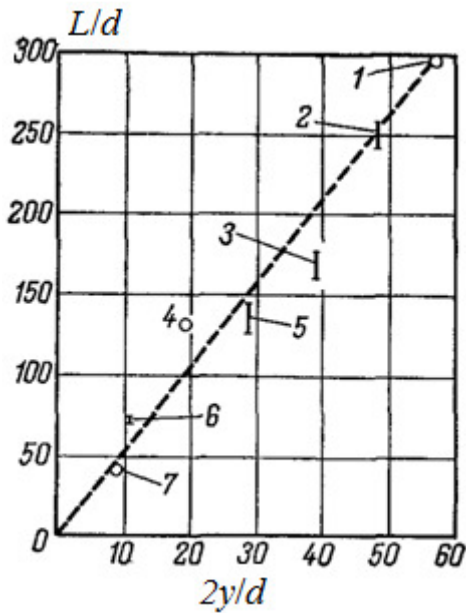
$$\frac{L}{d} = 5.3 \frac{c_{f,0}}{c_{f,ст}} \sqrt{\frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}} + \left(1 - \frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}}\right) \frac{M_{air}}{M_f} \frac{T_{ad}}{\alpha_s T_b}}. \quad (5.6.3)$$

Формула (5.6.3) показує, що в турбулентному дифузійному полум'ї висота полум'я не залежить від швидкості течії і прямо пропорційна діаметру пальника. В якості точнішого виразу можна рекомендувати наступне:

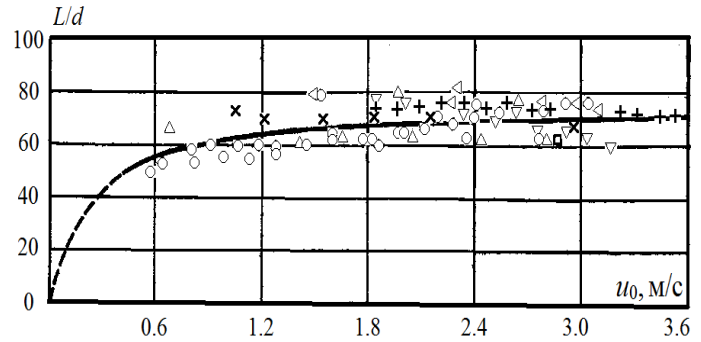
$$\frac{L-s}{d} = \frac{5.3}{c_y} \sqrt{\frac{T_{ad}}{\alpha_s T_n} \left\{ c_y + (1-c_y) \frac{M_{air}}{M_f} \right\}}, \quad (5.6.4)$$

де  $s$  – відстань від зрізу пальника до точки, в якій починається турбулізація межі полум'я (див. рис. 5.2).

**Підхід Воля** заснований на заміні коефіцієнта молекулярній дифузії на коефіцієнт турбулентної дифузії. Останній дорівнює добутку довжини шляху



**Рис. 5.6.** Залежність висоти ламінарного дифузійного полум'я від  $y$ :  
1 – пропан; 2 – суміш водню з пропаном; 3 – ацетилен; 4 – міський газ;  
5 – водень; 6 – суміш вуглекислого з міським газом; 7 – оксид вуглецю



**Рис. 5.7.** Сталість відношення  $L/d$  для випадку турбулентного дифузійного полум'я

змішування  $\ell_1$  на швидкість пульсацій  $u'$ . Для достатньо розвиненої турбулентної течії в трубі  $\ell_1$  має максимальне значення на осі труби, яке рівне приблизно  $0.085d$ . Значення  $u'$  на осі труби рівне приблизно  $0.03w$  [23]. Отже, коефіцієнт вихрової дифузії на осі труби рівний

$$\varepsilon_m = \ell_1 u' = 0.00255 w d . \quad (5.6.5)$$

Цю формулу, взагалі кажучи, не можна використовувати для вільних струменів. Проте, вводячи довільний коефіцієнт  $f$ , що враховує відмінність умов течії в турбулентному полум'ї і трубі, і використовуючи середню швидкість течії на зрізі пальника  $w_0$ , Волі отримав, що

$$\varepsilon_m = 0.00255 w_0 d . \quad (5.6.6)$$

Якщо підставити це значення  $\varepsilon$  замість  $D$  у формулу (5.3.16) і врахувати, що  $\dot{V}$  дорівнює  $\pi w_0 d^2 / 4$ , то можна отримати наступний вираз:

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{16(0.00255) f c_f} . \quad (5.6.7)$$

Для міського газу та 50% (об.) суміші міського газу з повітрям

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{0.0083 f} \quad \text{і} \quad \frac{L}{d} = \frac{1}{0.0187 f} . \quad (5.6.8)$$

Емпіричні залежності, отримані для цих двох газів, мають вигляд:

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{(0.00775 + 3.80 / w_0)} \quad \text{і} \quad \frac{L}{d} = \frac{1}{(0.0132 + 3.23 / w_0)} . \quad (5.6.9)$$

Вплив  $w_0$  (м/с) проявляється вельми слабо, про що ясно свідчать експериментальні результати, приведені на рис. 5.7. Отже  $L/d = \text{const}$ , тобто висота турбулентного дифузійного полум'я виявляється прямо пропорційною діаметру пальника. Крива, приведена на рис. 5.7, відповідає формулі (5.6.9). Формули (5.6.8) можна порівняти з формулами (5.6.9), перетворити до декілька іншого вигляду, якщо ввести константу  $w_1$ :

$$\frac{L}{d} = \frac{1}{[0.0083f(1+w_1/w_0)]} \quad \text{і} \quad \frac{L}{d} = \frac{1}{[0.018f(1+w_1/w_0)]}.$$

Для двох газів, розглянутих тут, коефіцієнт  $f$  рівний відповідно 0.93 і 0.71, а  $w_1$  – 0.16 м/с і 0.08 м/с (це досить низьке значення).

### Приклади розв'язування задач

**Приклад 1.** Визначити, як зміниться висота дифузійного полум'я на пальнику Бунзена, якщо пальне перед подачею підігрівають з  $T_0 = 298$  до  $T = 400$  К. Як зміниться висота полум'я, якщо підігріти на стільки ж середовище з окислювачем? Припустити, що температура полум'я 2500 К.

**Розв'язок.** Згідно моделі Іюста висота дифузійного полум'я визначається через об'ємну витрату пального і коефіцієнт дифузії кисню

$$L = \dot{V} / \pi D.$$

При нагріванні пального виконується закон збереження маси: через кожний перетин протікає однакова маса газу. Однак при нагріванні зменшується густина газу. Тому об'єм, який протікає через одиницю часу збільшується зі зростанням температури:

$$\dot{V}_T = \dot{V} T / T_0.$$

Тоді висота дифузійного полум'я пропорційно температурі потоку пального:

$$L(T) = \frac{\dot{V} T_g}{\pi D T_0}.$$

Звідси висота полум'я збільшується на

$$(T - T_0) / T_0 = (400 - 298) / 298 = 34\%.$$

При нагріванні газового середовища з  $T_{g0} = 298$  К до  $T_g = 400$  К збільшується коефіцієнт дифузії і висота полум'я зменшується. Для його визначення можна використати середню температуру між газовим середовищем і полум'ям:

$$D(T_g) = D_0 \left( \frac{T_{fl} + T_g}{2T_0} \right)^{1.75}.$$

Ця залежність більш слабка. Однак висота полум'я зі з підвищенням температури зменшується в  $\left( \frac{T_{fl} + T_{g0}}{T_{fl} + T_g} \right)^{1.75} = \left( \frac{2500 + 298}{2500 + 400} \right)^{1.75} = 0.94$  разів, тобто зменшується на 6 %.

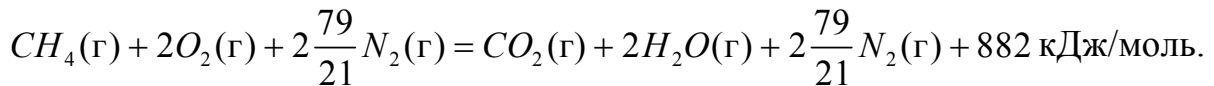
**Відповідь:** а) збільшиться на 34 %, б) зменшиться на 6%.

**Приклад 2.** Розрахувати висоту турбулентного дифузійного факелу горіння метану, який подається в повітря через трубку діаметром 1 см зі швидкістю 2 м/с при початковій температурі 298 К.

**Розв'язок.** Висота турбулентного факела при значних швидкостях не залежить від швидкості руху горючого газу і її можна оцінити за формулою:

$$\frac{L}{d} = 5.3 \frac{c_{f,0}}{c_{f,ст}} \sqrt{\frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}} + \left(1 - \frac{c_{f,ст}}{c_{f,0}}\right) \frac{M_{air}}{M_f} \frac{T_{ad}}{\alpha_s T_b}}.$$

Реакція горіння метану в повітрі може бути записана у вигляді



Відношення числа молей до реакції і після дорівнює  $\alpha_s = 1$ .

Використовуючи рівняння хімічної реакції знаходимо стехіометричну масову концентрацію пропану через молярні маси компонентів:

$$Y_f = \frac{1 \cdot M_{CH_4}}{1 \cdot M_{CH_4} + 2 \cdot M_{O_2} + (2 \cdot 79 / 21) \cdot M_{N_2}} = 0.055.$$

Тепловий ефект реакції на 1 кг метану рівний

$$Q_f = Q / M_{CH_4} = 822 \cdot 10^6 / 0.016 = 5.5 \cdot 10^7 \text{ Дж/кг}.$$

Температура полум'я дорівнює згідно (3.4.2):

$$T_{fl,m} = \frac{Q_f Y_{f0}}{c_{pg}} + T_0 = \frac{5.5 \cdot 10^7 \cdot 0.055}{1300} + 298 = 2625 \text{ К}.$$

Якщо вважати, що гази ідеальні, то при 298 К молярний об'єм газу складає  $V_m = 22.4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ . Отже при подачі молярна концентрація метану складає  $c_{f,0} = 1/V_m = 44.64 \text{ моль/м}^3$ . В стехіометричній метан-повітряній суміші (загальна кількість 10.64) молярна концентрація метану знайдеться як

$$c_{f,ст} = \frac{1}{10.64 V_m} = 4.2 \text{ моль/м}^3.$$

Підстановка в вираз для висоти полум'я дає  $L/d = 215$ . Отже висота дифузійного турбулентного полум'я дорівнює  $L = 215d = 2.15 \text{ м}$ .

**Відповідь:**  $L = 2.15 \text{ м}$ .

## Розділ 6. ДЕТОНАЦІЙНЕ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я

### 6.1. Детонація в газах

Найбільш швидкий і руйнівний режим горіння (детонація) може реалізовуватися або в результаті підриву горючої суміші (тобто за рахунок первинної ударної хвилі), або, у разі обмежених умов, під час переходу дефлаграційної хвилі (розповсюдження з дозвуковою швидкістю) в детонацію. У останньому випадку в гладких трубах остаточний перехід в детонацію відбувається на відстані близько 100 діаметрів труби (100 калібрів) і є так званою детонаційною хвилею Чепмена - Жуге (ЧЖ) – хвилею з мінімально можливою швидкістю, рівній швидкості звуку в продуктах згорання і мінімальним перепадом тиску у фронті. В разі завантаженого простору (наприклад, шорстких стінок) ефективно зменшується відстань переддетонації, а швидкість і піковий тиск можуть бути вдвічі меншими ніж в гладких трубах. За фіксованих початкових умов швидкості детонації ростуть приблизно лінійно зі зменшенням діаметру труби. Спостерегалось також, що при фіксованому діаметрі швидкість росте приблизно лінійно із зменшенням початкового тиску в трубі [21].

Одним з найважливіших параметрів детонуючих сумішей є концентраційні межі детонації, які завжди вужчі за межі поширення полум'я. В табл. 6.1. наведені дані, щодо меж займання і детонації для ряду паливо-повітряних сумішей, які допускають безпосереднє зіставлення в замкнутому і необмеженому об'ємі [66].

В цілому зміни меж детонації узгоджуються зі зміною меж займання. Крім того, діапазон складів сумішей, здатних до детонації, в разі необмеженого об'єму виявився вужчим, ніж в умовах замкнутого об'єму. При оцінці критичних енергій ініціації детонації зручно розділяти джерела ініціації на слабкі і сильні [66].

**Таблиця 6.1.** Межі горіння і детонації в паливо-повітряних сумішах

| Паливо                                                       | Межі детонації в замкнутому об'ємі (в об.%) |         | Межі детонації в необмеженому об'ємі |         | Межі запалювання |         |
|--------------------------------------------------------------|---------------------------------------------|---------|--------------------------------------|---------|------------------|---------|
|                                                              | Нижній                                      | Верхній | Нижній                               | Верхній | Нижній           | Верхній |
| C <sub>2</sub> H <sub>6</sub>                                | 2.87                                        | 12.20   | 4.00                                 | 9.20    | 3.00             | 12.40   |
| C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>                                | 2.57                                        | 7.37    | 3.00                                 | 7.00    | 2.10             | 9.50    |
| H-C <sub>4</sub> H <sub>10</sub>                             | 1.98                                        | 6.18    | 2.50                                 | 5.20    | 1.80             | 8.40    |
| H-C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>                             | 1.45                                        | 2.85    |                                      |         | 0.95             |         |
| C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>                                | 3.32                                        | 14.70   |                                      |         | 2.70             | 36.00   |
| C <sub>3</sub> H <sub>4</sub>                                | 3.55                                        | 10.40   | 3.50                                 | 8.50    | 2.40             | 11.00   |
| C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>                                | 4.20                                        | 50.00   |                                      |         | 2.50             | 80.00   |
| Бензин                                                       | ~5.60                                       | ~9.40   |                                      |         |                  |         |
| C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH                             | 5.10                                        | 9.80    |                                      |         | 3.30             | 19.00   |
| C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OC <sub>2</sub> H <sub>5</sub> | 2.80                                        | 4.50    |                                      |         | 1.90             | 36.00   |
| H <sub>2</sub>                                               | 18.30                                       | 58.90   | 4.00                                 | 95.00   | 4.00             | 75.00   |

**Таблиця 6.2.** Критичні енергії і мінімальні розміри, необхідні для детонації в необмежених паливо-повітряних сумішах

| Паливо                               | $d_{min}, \text{м}$ | $E_{ст}, \text{Дж}$ | $m_{\text{ТНТ}}, \text{кг}$ |
|--------------------------------------|---------------------|---------------------|-----------------------------|
| 12.5% $\text{C}_2\text{H}_2$         | 3.12                | $1.3 \cdot 10^2$    | $0.29 \cdot 10^{-4}$        |
| 12.3% $\text{C}_2\text{H}_4\text{O}$ | 11.7                | $7.6 \cdot 10^3$    | $1.68 \cdot 10^{-3}$        |
| 9.5% $\text{C}_2\text{H}_4$          | 31.2                | $1.2 \cdot 10^5$    | $0.25 \cdot 10^{-1}$        |
| 5,7% $\text{C}_3\text{H}_8$          | 85.8                | $2.5 \cdot 10^6$    | 0.55                        |
| 29 % $\text{H}_2$                    | >109.6              | $4.2 \cdot 10^6$    | 0.92                        |
| 12.3% $\text{CH}_4$                  | >398                | $2.3 \cdot 10^6$    | 50.9                        |

Сильні джерела формують ударні або вибухові хвилі, що мають швидкості вищі, ніж швидкості детонації ЧЖ, і зазвичай застосовуються в необмежених об'ємах і в разі середовищ на межі детонації. А під критичною енергією мається на увазі енергія, що забезпечує негайну ініціацію сферичної детонації. Вказані енергії лежать в інтервалі величин, що не перевищують 10 Дж (у разі іскрового розряду і вибуху дротику під дією електричного струму дротику), до значень не більше 50 кДж (у разі зарядів конденсованих вибухових речовин – ВР). Критичні енергії детонації в необмежених об'ємах і мінімальні діаметри хмар, здатних до детонації, в сумішах різних палив з повітрям [67] приведені в табл. 6.2. Тут  $m_{\text{ТНТ}}$  – тротильовий еквівалент (експериментальна теплота вибуху ТНТ – 4520 кДж/кг). Відзначимо, що, наприклад, для воднево-повітряних сумішей ці дані завищені в порівнянні з [63]. Експериментальні дані [68] по критичних енергіях заряду твердих ВР, необхідних для збудження детонації сумішей пропану, бутану, пропилену з повітрям при надлишку горючого в необмежених об'ємах, свідчать про сильний вплив кінетики хімічних реакцій на критичну енергію. По відношенню до сильної ініціації вуглеводнів можна розташувати в наступному класифікаційному ряду [66], складеному в порядку убутання здатності вуглеводнів до детонації: першими стоять ацетиленові вуглеводні, вслід за ними (або, можливо, перекриваючись з ними) йдуть високомолекулярні представники олефінів; нормальні парафіни (у парафіновому ряду гази з більшою довжиною вуглецевого ланцюга більш схильні до детонації); циклоалкани.

Нарешті, якщо взяти до уваги мінімальну величину критичної енергії, необхідну для збудження детонації, то можна прийти до висновку, що найбільшу небезпеку як можливі джерела ініціації представляють вибухи металевого дротику або фольги під дією електричного струму.

Цікаві результати досліджень по збудженню детонації в активних паливно-кисневих і важкодетонуючих паливно-повітряних сумішах за допомогою швидко рухливого тіла (ШРТ): діапазон діаметрів тіла (5–250) мм, швидкостей – (800–3500) м/с [69]. Вивчені режими горіння, що викликає ШРТ, розглянуті критерії ініціації детонації. Наприклад, сфера з діаметром  $d = 25$  мм порушує детонацію в суміші  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + \text{N}_2$  ( $P_0 = 1$  атм) при швидкості тіла  $w = 2900$  м/с ( $u_{D0} = 2398$  м/с – швидкість детонації ЧЖ), сфера з  $d = 12.7$  мм в суміші  $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$  ( $P_0 = 1$  атм) порушує детонацію при  $w > 1100$  м/с ( $u_{D0} = 1930$  м/с). В паливо-повітряній суміші бензину (з високим тиском насиченої пари) з використанням

методики метання пластин  $d = 200$  мм детонація мала місце при  $w/u_{D0} \sim 1$ , а в суміші  $C_2H_2 + 2.5O_2$  – при  $w/u_{D0} \sim 2.5$ .

Важливим параметром детонуючих сумішей є довжина ділянки переддетонації  $L_{перед}$ . Оскільки зімкнення турбулентних прикордонних шарів за ударною хвилею відбуватиметься з тим більшою затримкою, чим більше діаметр труби, слід чекати збільшення  $L_{перед}$  по мірі зростання діаметру труби. Для труб малого діаметру переконливо показано, що  $L_{перед} \sim d^{1/2}$ . Наприклад, в сумішах природного газу з повітрям ця залежність апроксимується аналітичним виразом  $L_{перед} = kd^{0.44}$ , при цьому  $L_{перед}$  змінюється від  $\sim 3.5$  до  $10.5$  м при збільшенні  $d$  від  $10$  до  $105$  мм [70]. У трубах великого діаметру виявлена залежність  $L_{перед} = kd$  для сумішей метану, водню, пропана, етилену з повітрям ( $50 < d < 500$  мм [78]). У [66] приводиться оцінка  $L_{перед} = d^{1.25}/[0.3(\mu/\rho_0)^{0.25}]$ , що наближено узгоджується з експериментальними даними в трубах великого діаметру ( $\mu$  – коефіцієнт динамічної в'язкості за фронтом,  $\rho_0$  – густина середовища перед ударною хвилею).

Нарешті, найважливішим параметром детонаційних хвиль є швидкість детонації в точці Чепмена-Жуге. В [66, 20] представлені обширні експериментальні і розрахункові дані за швидкостями, піковому і усередненому тиску в різноманітних сумішах вуглеводнів з киснем. Типові параметри детонації ЧЖ стехіометричних паливно-повітряних сумішах при  $P_0 = 1$  атм і  $T_0 = 525$  К приведені в табл. 6.3.

Відзначимо також, що в літературі наводиться досить багато даних по надлишковому тиску в хвилі при навмисно організованій детонації горючої газоповітряної суміші, оскільки цей тип вибухів має військове застосування (боєприпаси об'ємного вибуху). Хоча більшість робіт, що стосуються таких вибухів, засекречуються, є повідомлення і у відкритій пресі (див., наприклад, [59] і цитовану там літературу). Паливами, використовуваними у військових цілях, є: окис етилену, окис пропілену, нормальний пропілнітрат, суміші газів метилацетилен - пропадієн - пропілен. Для здійснення подібних вибухів пальне доставляється до кінцевої точки в каністрах, розбризкується за рахунок первинного вибуху, а потім підривається за допомогою одного або декількох детонаторів після деякої затримки, яка забезпечує необхідне перемішування палива з повітрям. Форму хмари, утвореного газоповітряної сумішшю, можна спрощено уявити як диск або тороїд, у якого поздовжні розміри істотно більше поперечних. Надмірний тиск в межах детонуючої хмари суміші окис етилену - повітря становить  $\sim 2$  МПа.

**Таблиця 6.3.** Параметри детонації Чепмена-Жуге

| Пальне                          | Концентрація палива в суміші, об. % | Параметри в точці ЧЖ |                | Швидкість детонації $u_D$ , м/с |
|---------------------------------|-------------------------------------|----------------------|----------------|---------------------------------|
|                                 |                                     | Тиск, МПа            | Температура, К |                                 |
| H <sub>2</sub>                  | 29.52                               | 1.584                | 2951           | 1980                            |
| CH <sub>4</sub>                 | 9.48                                | 1.742                | 2784           | 1802                            |
| C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>   | 7.73                                | 1.939                | 3114           | 1840                            |
| C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>   | 6.53                                | 1.863                | 2929           | 1822                            |
| C <sub>2</sub> H <sub>4</sub> O | 7.73                                | 1.963                | 2949           | 1831                            |
| C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>   | 4.02                                | 1.863                | 2840           | 1804                            |

## 6.2. Початкова стадія розповсюдження детонаційного розповсюдження полум'я

Детонація виникає не завжди. Для виникнення її необхідно, щоб суміш була, як кажуть, детонаційно здатна і щоб були відповідні експериментальні умови. Слід розрізняти два способи виникнення детонації: 1) самовільний розвиток детонації з нормального горіння і 2) створення детонаційної хвилі за допомогою сильної ударної хвилі. У першому випадку концентраційні межі, всередині яких можливе самостійне виникнення детонації, були вище названі вибуховими межами, в другому випадку – детонаційними межами або межами детонації. Така класифікація подібна умовам самозаймання і вимушеного запалювання.

Зазвичай детонація виникає в закритих трубах. Якщо труба дуже довга, то виникнення детонації можливе і в разі запалювання суміші з відкритого кінця труби. В дуже коротких трубах і циліндрах детонація, як вказувалося, не виникає, хоча суміш може бути і детонаційно здатною.

Доцільно спершу розглянути особливості розповсюдження полум'я в складніших умовах, ніж прості умови розповсюдження полум'я у напіввідкритих трубах або в сферичних судинах. У цих умовах спостерігаються різноманітні і цікаві явища: вібрації, викиди полум'я, поява великих, але недетонаційних швидкостей і так далі. Ці явища не завжди мають відношення до виникнення детонації і не завжди їй передують, але вони відносяться до тієї області проміжних режимів між нормальним горінням і детонацією, які в відомих умовах породжують детонаційну хвилю.

При розповсюдженні полум'я в циліндрах подовженої форми (трубах) форма полум'я в початковій стадії процесу, безпосередньо наступній за запалюванням від іскри, залишається такою же, як і в разі «бомби постійного тиску», тобто сферичною (або півсферичною, якщо іскра розташована дуже близько від торця трубки).

Сферична форма полум'я дуже швидко трансформується і все більш витягується в бік ще незапаленої суміші. Витягування фронту полум'я і прогресивне збільшення його поверхні супроводжується збільшенням швидкості руху центральної частини полум'я; полум'я тут якби прискорюється. Це прискорення триває до тих пір, поки полум'я, яке рухається до стінок значно повільніше, не торкнеться стінок або не підійде дуже близько до стінки труби. В цей момент розмір полум'я різко зменшується, і від полум'я залишається тільки невелика його частина, що перекриває весь перетин трубки.

Ця картина залишається незмінною для початкової стадії розповсюдження полум'я у всіх випадках запалювання сумішей в трубах. При цьому, чим більше діаметр труби і її довжина, тим відносно триваліша стадія початкового прискореного руху полум'я, більша величина швидкості полум'я і разом з тим різкіше виражений процес подальшого гальмування.

Якісні пояснення поведінки полум'я в початковій стадії розповсюдження в трубі при запалюванні у закритого кінця зводяться до наступного.

Витягування фронту полум'я і його прогресивне прискорення безпосередньо після запалювання іскрою, коли полум'я ще не дійшло до стінок трубки, викликається дією розширюючих продуктів горіння. За умови вільного розши-

рення або при симетричній відносно іскри формі посудини, дія розширення на рух фронту однакова по всіх напрямках. Завдяки цьому полум'я залишається симетричним, але спостережувана швидкість його дорівнює  $u_b = u + w_p$ , де  $u$  – швидкість розповсюдження полум'я,  $w_p$  – швидкість руху газу. Величина  $w_p$

сама при цьому пов'язана з величиною  $u_b$ . Згідно  $u = u_b \frac{\rho_k}{\rho_0}$  маємо

$$u_b = u + w_p = u \frac{\rho_0}{\rho_k},$$

звідки

$$w_p = u(\varepsilon - 1), \quad (6.2.1)$$

де  $\varepsilon = \frac{\rho_0}{\rho_k} = \frac{v_k}{v_0}$ , тобто представляє відношення питомих об'ємів газу після згорання і до згорання.

В разі розповсюдження полум'я в обмеженій стінками посудини несиметричної форми (в трубі) розширення продуктів горіння відбуватиметься все більш несиметрично по мірі наближення полум'я до стінок труби. Врешті-решт, утворені продукти горіння, розширюючись, рухатимуться вздовж труби і підпалюватимуть ще незапалену суміш. Якщо труба дуже довга, а величина швидкості руху газу далека від швидкості звуку, то підвищення тиску в трубі в цій стадії процесу буде незначне, а швидкість руху перед фронтом полум'я, що викликається розширенням, буде найбільшою.

Співвідношення (6.2.1) для  $w_p$  дає швидкість руху фронту полум'я з урахуванням самовільного руху газу, що викликається розширенням продуктів горіння. Це співвідношення справедливе для випадку сферичного полум'я і для випадку плоского фронту. Воно потребує виправлення, якщо намагатися застосовувати його до даного випадку розповсюдження випуклого полум'я в трубі.

У разі плоского фронту полум'я, розмір якого в точності відповідає площі поперечного перетину труби, швидкість газу перед фронтом визначається тільки величинами  $u$  і  $\varepsilon$ , оскільки площа фронту полум'я і площа поперечного перетину труби однакові. В разі випуклого фронту, при тій же величині поперечного перетину труби, кількість газу, що рухається перед фронтом, буде більша зважаючи на більший розмір поверхні полум'я, оскільки утворення продуктів горіння завжди пропорційно величині поверхні полум'я.

Внаслідок цього швидкість руху газу перед фронтом визначатиметься не тільки величиною  $u$  і ступенем розширення  $\varepsilon$ , але і тим, наскільки розмір фронту більший за площу поперечного перетину труби. Якщо цю величину позначити через  $\alpha$ , то більш загальний вираз для  $w_p$  матиме вигляд:

$$w_p = \alpha u(\varepsilon - 1).$$

Неважко переконатися, що при достатньо великому коефіцієнті  $\alpha$  швидкість газу перед фронтом  $w_p$  може досягати значної величини при порівняно невеликій величині нормальної швидкості переміщення. Так, якщо прийняти

останню рівною 0.5 м/сек (СО + повітря), а  $\alpha$  узяти рівним 8, що узгоджується з дослідями в порівняно широких трубах, то при  $\varepsilon = 5$  маємо

$$w_p = 8 \cdot 0.5 \cdot 4 = 16 \text{ м/с.}$$

Видно, що середня швидкість руху газу перед фронтом полум'я в трубі в початковій стадії процесу до перебудови фронту може перевищувати нормальну швидкість переміщення в десятки разів. Це означає, що в цьому випадку, спостерігаючи за швидкістю руху центральної частини фронту полум'я в трубі, фактично спостерігається швидкість руху газу перед фронтом полум'я.

Сказане стосується явища розповсюдження фронту в трубі до моменту, коли полум'я не прийшло в зіткнення зі стінкою труби і не почався процес охолодження продуктів горіння. В останньому випадку ефективна величина  $\varepsilon$  швидко зменшується, і разом з тим у багато разів зменшується величина  $\alpha$ , оскільки велика частина фронту полум'я зникає, як тільки дійде до стінки труби. Все це повинно приводити до значного зменшення  $w_p$ .

Фотознімки форми фронту в цей момент часу ясно вказують, що швидкість  $w_p$  при цьому не тільки різко зменшується, але і змінює свій знак: замість руху у напрямі розповсюдження полум'я виникає достатньо інтенсивний зустрічний рух, що і створює картину, дуже близьку до явища стаціонарного полум'я на пальнику, коли зустрічний потік свіжої суміші утримує полум'я на краю пальника.

Прискорення і подальше перше гальмування полум'я є обов'язковою початковою стадією процесу в трубах незалежно від ступеня горючості газової суміші. Тривалість цієї першої стадії процесу, тобто час від моменту запалювання суміші до моменту різкого гальмування полум'я, не залежить від довжини труби, але збільшується зі збільшенням її діаметру. Цей час відповідає тривалості руху полум'я в поперечному напрямі від іскри до стінки труби. Для труб однакового діаметру, але різної довжини час «поперечного» розповсюдження виявляється незмінним, тобто рух полум'я впоперек труби відбувається незалежно від його руху уздовж труби. При збільшенні діаметру труби час поперечного руху збільшується пропорційно діаметру труби, що вказує на сталість середньої швидкості поперечного розповсюдження.

Величина середньої швидкості подовжнього розповсюдження (до моменту гальмування) залежить від довжини труби, тому що при постійному часі першої стадії процесу відрізки шляхи, що проходить полум'я уздовж труби, різні, оскільки в різному ступені позначається стискування попереду лежачих шарів свіжої суміші: у коротких трубах остання стискується значно, в довгих – стиснення мінімальне і відповідно максимальна швидкість руху газу перед фронтом полум'я. Внаслідок цього залежність величини відрізка труби, що відноситься до першої стадії процесу, від довжини труби має вид зростаючої кривої, що прагне до певного значення, яке в граничному випадку відповідає нескінченно довгій трубі.

### 6.3. Переддетонаційна довжина

Експериментальними характеристиками для переддетонаційного періоду є величини: так звані **довжина** і **час переддетонаційного періоду**. Обидві ці величини визначають середню швидкість полум'я до виникнення детонації. Довжина переддетонаційного періоду залежить від ряду чинників.

а) Вперше Лаффітом і Дюмануа спостерігалася для суміші  $2\text{H}_2 + \text{O}_2$  сильна залежність величини переддетонаційного періоду від тиску. Довжина періоду (її позначатимемо  $L_{\text{перед}}$ ) при підвищенні тиску від 1.0 до 6.5 атм. скорочувалася від 70 до 27 см. Для пентанових і ацетиленових сумішей аналогічний ефект констатували Еджертон і Гейтс, а Соколов і Щелкин спостерігали його в різних кисневих сумішах при низькому початковому тиску (рис. 6.1).

Крива показує однотипність закону для всіх чотирьох сумішей: по міру підвищення тиску зміна  $L_{\text{перед}}$  з тиском ослабляється.

б) Дуже сильний вплив на величину  $L_{\text{перед}}$  надає довжина дослідної труби і її діаметр. Згідно дослідів Соколика з метановими сумішами сильне вкорочення труби викликає зникнення детонації і перехід процесу до вібраційного режиму поширення. При заданій довжині труби спостерігається деякий мінімальний тиск, нижче якого детонація не виникає. Таким чином, критичним умовам детонації відповідають мінімальна довжина труби при даному тиску  $L_{\text{min}}$  і мінімальний тиск  $p_{\text{min}}$  при даній довжині труби.

У досліді Соколка поява детонації метану в трубі завдовжки в 1 м починалася тільки при тиску вище 150 мм.рт.ст., у трубі 0.5 м – починаючи з 500 мм.рт.ст. Подовження труби як би створювало перед фронтом більший об'єм газу і це уповільнювало підвищення густини і температури незапаленої суміші при її підтисканні за рахунок згорілої частини. Це викликало завжди подовження  $L_{\text{перед}}$  (рис. 6.2). Це положення певним чином підтверджується дослідом, коли замість подовження труба нарощувалася судиною великої ємкості. Це збільшувало повний об'єм в 2–3 рази і незмінно віддаляло місце появи детонації.

в) Нарівні зі збільшенням довжини труби, збільшення її діаметру також приводить до збільшення довжини  $L_{\text{перед}}$  (рис. 6.3). У величину переддетона-

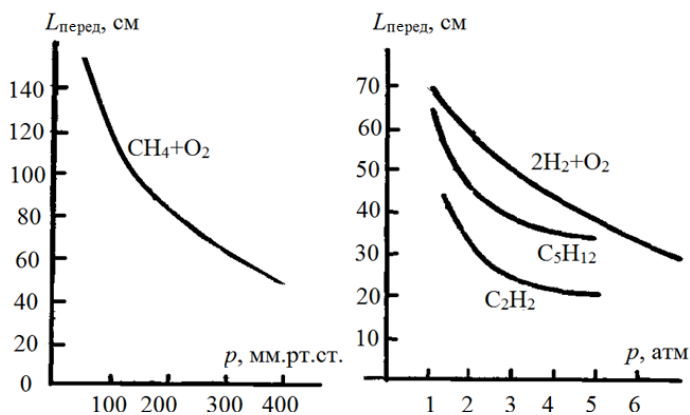


Рис. 6.1. Залежність довжини переддетонаційного періоду  $L_{\text{перед}}$  від тиску

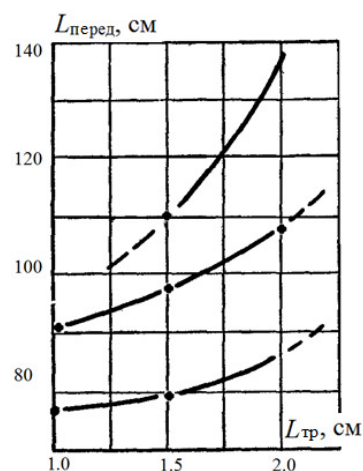


Рис. 6.2. Залежність довжини переддетонаційного періоду  $L_{\text{перед}}$  від довжини труби

ційного періоду входить та частина жини труби, яка відповідає першій стадії розповсюдження і яка за своєю природою відмінна від решти частин труби, де протікають процеси формування сильної ударної хвилі і детонації.

Отже на початку процесу поширення полум'я являє замкнуту поверхню і не перекриває всього перерізу труби. Після зіткнення полум'я зі стінками труби характер поширення змінюється і рух полум'я гальмується. Тільки з цього моменту може встановитися режим безперервного і монотонного прискорення, і тільки з цього моменту можна, строго кажучи, говорити про дійсно переддетонаційний період. Якщо врахувати цей «холостий» хід переддетонаційного періоду, то вплив діаметра труби не повинно було б мати місця, якщо визначальним для величини  $L_{перед}$  є обсяг газу, що стискується просуваючим полум'ям, а поверхня полум'я зростає пропорційно квадрату діаметра. Дійсно, в цьому випадку обсяг газу збільшується пропорційно поперечному перерізу труби, але кількість запаленого в секунду газу зростає пропорційно площі полум'я.

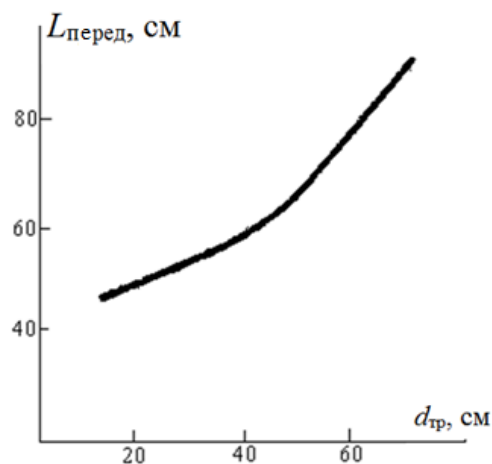
Дослід показує, що сталість величини  $L_{перед}$  залишається в силі приблизно тільки до величин діаметру близько 30 мм, після чого спостерігається різке зростання  $L_{перед}$ . На рис. 6.3 для сумарної величини  $L_{перед}$  ця обставина виявляється у вигляді зламу в ході кривій.

Таким чином, слід визнати, що збільшення діаметру труби призводить до значного збільшення величини  $L_{перед}$ , причому це збільшення при врахуванні відрізка стабілізації суцільного фронту приблизно лінійно залежить від діаметру труби.

Зі збільшенням початкової температури має місце явне подовження  $L_{перед}$  (ускладнення виникнення детонації), причому при найбільш високих температурах детонація взагалі не виникає (табл. 6.4). Це можна пояснити простим впливом зменшення густини суміші.

Особливе значення і особливе місце серед результатів по дослідженню виникнення детонації мають досвіди Щелкіна, присвячені дослідженню довжини  $L_{перед}$  в залежності від стану поверхні труби, в якій відбувається розвиток процесу.

Відомо, що наклейка піску на внутрішній поверхні труби сприятливо відгукується на виникненні детонації. Щелкін створював грубішу шорсткість шляхом введення всередину труби дротяної спіралі, яка поміщалася поблизу джерела запалювання. При цьому було встановлено дуже сильне скорочення довжини  $L_{перед}$ .



**Рис 6.3.** Зростання переддетонаційної довжини  $L_{перед}$  зі збільшенням діаметру труби на метанових сумішах в трубі довжиною 2.5 м

**Таблиця 6.4.** Вплив початкової температури на переддетонаційну довжину на сумішах  $2\text{H}_2+\text{O}_2$  та  $\text{CH}_4+2\text{O}_2$  при тиску в 1 атм.

| $2\text{H}_2+\text{O}_2$  |                         | $\text{CH}_4+2\text{O}_2$ |                         |
|---------------------------|-------------------------|---------------------------|-------------------------|
| початкова температура, °C | $L_{\text{перед}}$ , см | початкова температура, °C | $L_{\text{перед}}$ , см |
| 15                        | 60                      | 15                        | 55                      |
| 120–130                   | 73                      | 100–180                   | 74                      |
| 160–180                   | 78                      | 290–310                   | 90                      |
| 300–320                   | немає                   | 340–360                   | немає                   |
| 340–360                   | немає                   |                           |                         |

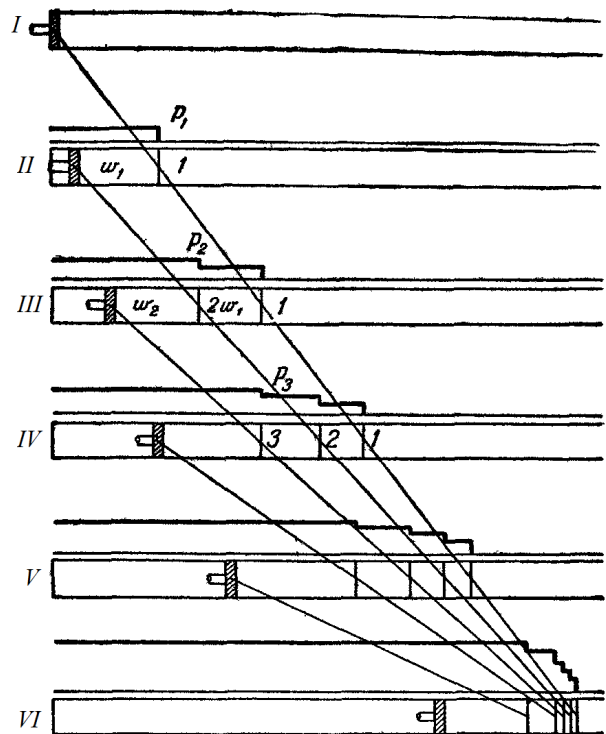
Зазвичай в гладких трубах величина  $L_{\text{перед}}$  складає 20 – 40 діаметрів труби. Досліди з шорсткими трубами показують, що виникнення детонації на відстані 2 – 4 діаметрів від джерела запалювання не є виключенням.

#### 6.4. Виникнення стрибків ущільнення. Переддетонаційний період

**Метод послідовних імпульсів.** В попередній частині розділу вказувалося на очевидну роль хвиль стиснення в процесі розвитку детонаційного займання. Для того щоб ці хвилі, породжувані полум'ям, привели до утворення хвилі кінцевої амплітуди, необхідно відповідно до теорії Гюгоньо-Беккера, щоб полум'я безперервно рухалося з прискоренням. Полум'я грає в цьому випадку роль прискорено рухомого поршня, що посиляє попереду себе безперервну послідовність елементарних хвиль стиснення. Аналогія з поршнем дозволяє побудувати механізм утворення ударної хвилі попереду фронту полум'я і розрахувати цей процес. На рис. 6.4 для наочності наведена схема такого механізму, що дозволяє пояснити, яким чином із серії наступних один за одним невеликих, але стрибкоподібних прискорень поршня утворюється значний стрибок ущільнення.

На рис. 6.4 показаний ряд станів газу, поміщеного в трубу, закриту з одного кінця рухомим поршнем. Хвилі стискування, що посиляються в окремі моменти часу поршнем, показані вертикальними лініями. Одночасно показана зміна тиску вздовж труби.

Спочатку, в стані I, поршень і газ покояться, тиск рівний  $p_0$ . Потім поршень стрибком приводиться в рух із швидкістю  $w_1$  і до стану, відміченого цифрою II, рухається з цією швидкістю.

**Рис. 6.4.** Механізм утворення ударної хвилі по Гюгоньо-Беккеру

**Таблиця 6.5.** Довжина і тривалість переддетонаційного періоду

| Початковий тиск, мм.рт.ст. | $L_{\text{перед}}$ , см | $T$ , мс | $c = L_{\text{перед}}/T$ , м/с |
|----------------------------|-------------------------|----------|--------------------------------|
| 100                        | 125                     | 3.0      | 420                            |
| 200                        | 158                     | 3.2      | 490                            |
| 250                        | 94                      | 1.8      | 510                            |
| 300                        | 97                      | 2.3      | 420                            |

Утворена одночасно з початком руху поршня невелика хвиля стиснення (тиск  $p_1$ ), розповсюджуючись із швидкістю  $c_1$  (відносно нерухомої системи координат), займає до цього часу положення I. Якщо в цьому стані провести прискорення поршня і змусити рухатися його з новою швидкістю  $w_2$ , то до моменту стану III картина процесу характеризується двома рухомими один за одним хвилями стискування, одна із швидкістю  $c_1$ , і інша зі швидкістю  $c_2 > c_1$  в середовищі, яке саме рухається із швидкістю  $w_1$ . В стані III знову поршень стрибкоподібно прискорюється і знову виникає в газі хвиля, що поширює тиск  $p_3$  зі швидкістю  $c_3$ . Продовжуючи таким чином процес, можна прийти до стану VI, в якому майже всі хвилі стискування, послані фронтом в процесі попередніх поштовхів-прискорень, наздоженуть один одного і створять в цій частині простору ударну хвилю.

До складу цієї хвилі увійде як елемент початковий імпульс, що розповсюджувався із швидкістю  $c_1$ . Оскільки ця швидкість близька до швидкості звуку в свіжій суміші, то точка утворення ударної хвилі повинна лежати на шляху, який можна побудувати від першої точки обурення (запалювання), користуючись величиною швидкості звуку.

На підставі отриманого результату, довжина переддетонаційного періоду повинна визначатися залежністю

$$L_{\text{перед}} = cT$$

де  $T$  – тривалість переддетонаційного періоду. Це співвідношення показує також, що середня швидкість розповсюдження полум'я в переддетонаційному періоді повинна бути близька до швидкості звуку в початковій суміші.

У табл. 6.5 це положення знаходить хороше експериментальне підтвердження на прикладі ряду дослідів з сумішшю  $\text{CH}_4 + 2\text{O}_2$ . Швидкість звуку в цьому середовищі 351 м/сек. Табл. 6.5. показує, що, дійсно, знайдені середні швидкості  $c$  приблизно однакові і близькі до швидкості звуку. Деяке перевищення вказують, очевидно, на те, що початковий імпульс дещо більше імпульсу чистої звукової хвилі.

### 6.5. Теорія детонаційного розповсюдження полум'я

**Детонацією** (від франц. *detoner* – вибухати, від лат. *detono* – гримлю) називається таке вибухове розповсюдження полум'я, яке зв'язане ініціацією тепловиділення внаслідок інтенсивної хімічної реакції ударною хвилею. Сама ударна хвиля виникає в результаті прискореного руху полум'я.

Розглянемо два перетини чного об'єму газу, що розташований ред хвилею (індекс 1) і безпосередньо після хвилі (індекс 2). Шар газу, розташований між цими перетинами, дуже тонкий, але хвиля цілком знаходиться всередині шару, завдяки стрибкоподібним змінам в ній, так, що поза шару ніяких змін в стані системи не відбувається. Для визначення швидкості детонації  $u_D$ , тиску  $p_2$ , густини  $\rho_2$ , питомого об'єму  $v_2$  ( $v_2 = 1/\rho_2$ ), швидкості руху  $w_2$  продуктів детонації використовуються закони збереження маси, енергії і імпульсу.

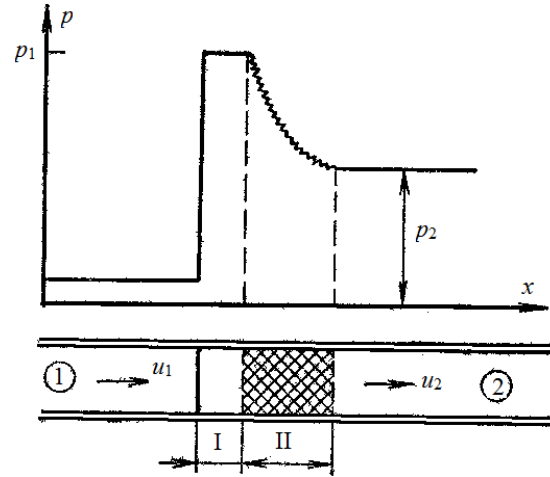


Рис. 6.5. Фронт детонаційної хвилі

Введемо відносні швидкості руху початкових речовин  $u_1$  і продуктів детонації  $u_2$  щодо фронту детонації

$$u_1 = u_D - w_1, \quad u_2 = u_D - w_2. \quad (6.5.1)$$

Подальший розгляд проводитимемо відносно фронту детонації, вважаючи його нерухомим.

**Закон збереження маси.** Зважаючи на стаціонарність явища маса речовини, що протікає через будь-який перетин циліндра, буде сталою (умова безперервності):

$$\dot{m} = u_1 \rho_1 = u_2 \rho_2 = \frac{u_1}{v_1} = \frac{u_2}{v_2} = \frac{u_1 + u_2}{v_1 + v_2} = \frac{u_1 - u_2}{v_1 - v_2} \quad (6.5.2)$$

де  $\dot{m}$  – масова швидкість детонації, кг/(м<sup>2</sup> с);  $u_1$ ,  $u_2$  – швидкість руху вихідної газової суміші і продуктів, відповідно, щодо фронту детонаційної хвилі, м/с.

**Закон збереження імпульсу.** Цей закон зручно представити у вигляді рівності змін імпульсу сили і імпульсу маси на межі фронту детонації

$$(p_1 - p_2) dV dt = \dot{m} (u_2 - u_1)$$

або для одиниці об'єму речовини в одиницю часу

$$p_1 + \dot{m} u_1 = p_2 + \dot{m} u_2. \quad (6.5.3)$$

Використовуючи додатково закон збереження маси, закон збереження імпульсу при сталій швидкості детонації представиться у вигляді **прямої Міхельсона**:

$$p_2 + \dot{m}^2 v_2 = p_1 + \dot{m}^2 v_1 = \text{const} \quad \text{або} \quad p_2 = p_1 + \dot{m}^2 v_1 - \dot{m}^2 v_2. \quad (6.5.4)$$

При постійності величини масової швидкості останнє співвідношення в системі  $p$  і  $v$  зображується у вигляді прямої лінії, нахиленої до осі  $v$  під кутом  $\psi$ , де  $\text{tg} \psi = \dot{m}^2$ .

Використовуючи (6.5.1), (6.5.2) і (6.5.4) швидкість детонаційної хвилі

$$u_D = \dot{m} v_1 + w_1 = v_1 \sqrt{\frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2}} + w_1. \quad (6.5.5)$$

**Закон збереження енергії для даної маси газу** має вигляд

$$\dot{m} \left( \frac{u_1^2}{2} + h_1 + Q_m \right) = \dot{m} \left( \frac{u_2^2}{2} + h_2 \right) \quad (6.5.6)$$

де  $h_1 = c_p T_1$ ,  $h_2 = c_p T_2$  – питома ентальпія вихідної газової суміші і продуктів реакції, Дж / кг;  $Q_m$  – тепловий ефект реакції, розрахований на одиницю маси пального, Дж/кг.

До цих співвідношень повинна додати умову Чепмена-Жуге, згідно якій швидкість детонації щодо продуктів реакції дорівнює місцевій швидкості звуку в продуктах детонації. Воно еквівалентне вимозі відсутності збурень фронту хвилі детонації з боку продуктів реакції, чим обумовлена основна властивість детонації – постійність її швидкості.

Застосовуючи закон збереження маси (6.5.2), закон збереження енергії представимо у вигляді

$$\frac{1}{2} \dot{m}^2 (v_1^2 - v_2^2) = h_2 - h_1 - Q_m$$

або, використовуючи (6.5.4)

$$\frac{1}{2} (p_2 - p_1)(v_1 + v_2) = h_2 - h_1 - Q_m. \quad (6.5.7)$$

Додатково справедливе рівняння Менделєєва-Клапейрона

$$p_1 v_1 = \frac{R}{M} T_1 \quad \text{і} \quad p_2 v_2 = \frac{R}{M} T_2.$$

Використовуючи співвідношення Майєра  $c_p - c_v = R/M$  і  $c_p/c_v = \gamma$ , маємо вираз для температури початкового газу і продуктів детонації

$$T_1 = \frac{p_1 v_1 \gamma}{c_p (\gamma - 1)} \quad \text{і} \quad T_2 = \frac{p_2 v_2 \gamma}{c_p (\gamma - 1)}.$$

Рівняння збереження енергії (6.5.6), таким чином, набере вигляду

$$\frac{1}{2} (p_2 - p_1)(v_1 + v_2) = \frac{p_2 v_2 - p_1 v_1}{(\gamma - 1)} \gamma - Q_m, \quad (6.5.8)$$

звідки

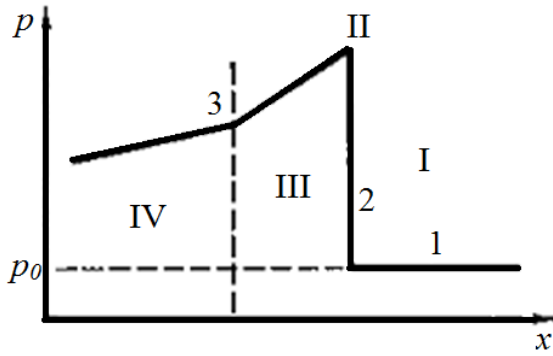
$$p_2 = \frac{p_1 (2v_1 \gamma - (v_1 + v_2)(\gamma - 1)) + 2Q_m (\gamma - 1)}{2v_2 \gamma - (v_1 + v_2)(\gamma - 1)}$$

або

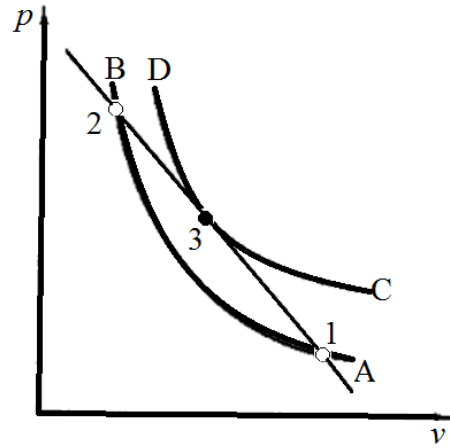
$$p_2 = p_1 \frac{v_1 (\gamma + 1) - v_2 (\gamma - 1) + 2Q_m (\gamma - 1)/p_1}{v_2 (\gamma + 1) - v_1 (\gamma - 1)}. \quad (6.5.9)$$

Отримана залежність (6.5.9) в координатах  $p$  і  $v$  носить назву **адіабати Гюгоніо**.

При виникненні детонації в газі спочатку ударна хвиля адіабатично переводить речовину із стану 1 в стан 2 (рис. 6.6, 6.7), потім в результаті хімічної реакції відбувається перехід 2 – 3 по прямій, дотичної до адіабати CD (описує розширення продуктів реакції після завершення хімічної реакції). Точка дотику 3 визначає поведінку речовини за фронтом хвилі детонації, яка описується



**Рис. 6.6.** Розподіл тиску в плоскій детонаційній хвилі: 1 – вихідна речовина; 2 – фронт ударної хвилі; 3 – зона хімічного перетворення; 4 – продукти детонації;  $p_0$  – початковий тиск;  $x$  – просторова координата



**Рис. 6.7.** Діаграма стану при детонаційному переході: AB – адіабатичний процес при ударній хвилі без хімічного перетворення; CD – адіабата, що відповідає поведінці речовини після завершення хімічної реакції; 1-2 – пряма Міхельсона

$$-\left. \frac{\partial p_2}{\partial v_2} \right|_{np.Mix.} = -\left. \frac{\partial p_2}{\partial v_2} \right|_{ад.Гюг.} \quad (6.5.10)$$

Використовуючи (6.5.4) та (6.5.9) отримуємо:

$$\begin{aligned} -\left. \frac{\partial p_2}{\partial v_2} \right|_{np.Mix.} &= \dot{m}^2 = \frac{p_2 - p_1}{v_1 - v_2} = \frac{p_1}{(v_1 - v_2)} \left[ \frac{v_1(\gamma + 1) - v_2(\gamma - 1) + 2Q_m(\gamma - 1)/p_1}{(v_2(\gamma + 1) - v_1(\gamma - 1))} - 1 \right], \\ -\left. \frac{\partial p_2}{\partial v_2} \right|_{ад.Гюг.} &= p_1 \frac{\left( v_1(\gamma + 1) - v_2(\gamma - 1) + \frac{2Q_m(\gamma - 1)}{p_1} \right) (\gamma + 1) + (\gamma - 1)(v_2(\gamma + 1) - v_1(\gamma - 1))}{(v_2(\gamma + 1) - v_1(\gamma - 1))^2}. \end{aligned}$$

В результаті маємо квадратне рівняння, розв'язок якого представимо у вигляді:

$$\frac{v_2}{v_1} = 1 + \frac{(\gamma - 1)}{\gamma} \frac{Q_m}{p_1 v_1} \left[ 1 \mp \sqrt{1 + \frac{2\gamma p_1 v_1}{Q_m(\gamma^2 - 1)}} \right]$$

Швидкість детонації в газі при сильних стрибках залежить від  $Q_f$  і показника адіабати  $\gamma$ . Її можна наближено оцінити як

$$u_D = c_1 \sqrt{2(\gamma + 1)Q_m / c_p T_1} = \sqrt{2(\gamma^2 - 1)Q_m},$$

де  $c_1$  – швидкість звуку при  $T_1$ .

Параметри газу після фронту детонації (густина, тиск і температура газу) в цьому випадку можна наближено визначити по формулам:

$$\rho = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma}, \quad p = 2Q_m \rho_1 (\gamma - 1),$$

$$T = \frac{pv\gamma}{c_p(\gamma-1)} = \frac{p}{\rho c_p} \frac{\gamma}{(\gamma-1)} = \frac{2Q_m}{c_p} \frac{\gamma^2}{(\gamma+1)}.$$

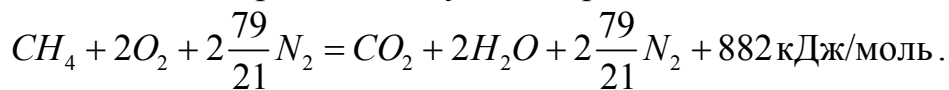
Для обчислення швидкості детонації в рідких і твердих середовищах необхідно знати рівняння стану продуктів реакції в них, наявних відомостей про яких найчастіше недостатньо.

Ідеальний плоский фронт детонації, як показують експериментальні і теоретичні дослідження, часто виявляється нестійким до малих збурень, тому він пульсує і має складну структуру: з'являються злами, температура газу в яких вище, ніж в плоскому фронті. В результаті можуть утворитися осередки самозаймання. За деяких умов втрати енергії зовні стають значними, що не дозволяє розвиватися детонації.

### Приклади розв'язування задач

**Приклад 1.** Графоаналітичним методом визначити параметри детонаційного горіння ( $\dot{m}$ ,  $T$ ,  $p$ ,  $u_D$ ,  $w$ ,  $\rho$ ) метан-повітряної суміші, яка попередньо знаходиться при стандартних умовах та нерухома  $w_1 = 0$ . Початкові речовини при стандартних умовах (тиск  $1.013 \cdot 10^5$  Па, температура  $25^\circ\text{C}$ , густина  $1.2$  кг/м<sup>3</sup>). Параметри до фронту детонації: тиск  $p_1 = 1.013 \cdot 10^5$  Па, питомий об'єм  $v_1 = 1/\rho_1 = 1/1.2 = 0.833$  м<sup>3</sup>/кг. Коефіцієнт Пуассона  $\gamma = 1.35$ .

**Розв'язок.** Реакція горіння метану в повітрі має вигляд



В реакції виділяється  $Q = 882$  кДж на 1 моль метану та приймають участь  $1 + 2 + 2 \cdot 79/21 = 10.54$  молей речовин. Сумарна молярна маса вихідних речовин є

$$M = M_{\text{CH}_4} + 2M_{\text{O}_2} + 2\frac{79}{21}M_{\text{N}_2} = 0.291 \text{ кг/моль}.$$

Тоді тепловий ефект реакції, розрахований на 1 кг вихідних речовин дорівнює

$$Q_m = \frac{Q}{M} = \frac{882 \cdot 10^3}{0.291} = 3.03 \cdot 10^6 \text{ Дж/кг}.$$

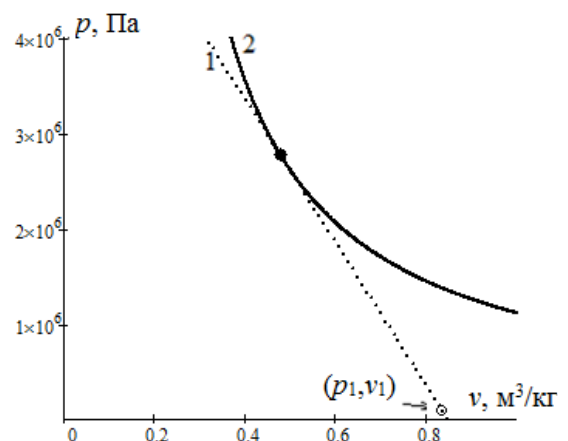
Питома теплоємність суміші при сталому тиску  $c_p = 1090$  Дж/(кг·К).

Температура суміші до детонації

$$T_1 = \frac{p_1 v_1 \gamma}{c_p (\gamma - 1)} = \frac{1.013 \cdot 10^5 \cdot 0.833 \cdot 1.35}{1090 \cdot (1.35 - 1)} = 298 \text{ К}.$$

Для визначення параметрів детонації побудуємо на графіку дві функції (рис. 6.8). Перша – пряма Міхельсона:

$$p(v) = p_1 + (v_1 - v) \left( \frac{u_1}{v_1} \right)^2,$$



**Рис.6.8.** До знаходження параметрів детонаційної хвилі. 1 – пряма Міхельсона, 2 – адіабата Гюгоніо

де  $\dot{m} = \frac{u_1}{v_1} = \frac{u_D - w_1}{v_1}$  – питома масова швидкість детонаційного горіння.

Друга – адіабата Гюгоніо:

$$p(v) = p_1 \frac{v_1(\gamma + 1) - v(\gamma - 1) + 2Q_m(\gamma - 1)/p_1}{v(\gamma + 1) - v_1(\gamma - 1)}.$$

Тут в якості абсциси виступає питомий об'єм  $v$  після фронту детонації, а ординати – тиск  $p$ . Параметром є відносна швидкість вихідних речовин  $u_1$ . Її підбирають таким чином, щоб криві (пряма Міхельсона та адіабата Гюгоніо) дотикалися. Точка дотику відповідає детонації. При цьому  $u_1 = 2284$  м/с. Так цій точці відповідає питомий об'єм продуктів реакції  $v = 0.487$  м<sup>3</sup>/кг та тиск  $p = 27 \cdot 10^5$  Па = 27 атм. Тобто газ при детонації стискається в  $v_1/v = 1.71$  разів, а густина газу після фронту детонації  $\rho = 1/v = 2.05$  кг/м<sup>3</sup>.

Перевіримо отримані дані:

$$u_1 = v_1 \sqrt{\frac{p - p_1}{v_1 - v}} = 0.833 \sqrt{\frac{27 \cdot 10^5 - 1.013 \cdot 10^5}{0.833 - 0.487}} = 2284 \text{ м/с}.$$

Так, як  $w_1 = 0$ , то швидкість детонації  $u_D = u_1$ .

Відносна швидкість продуктів реакції визначається через ступінь стиснення:  $u = u_1 / 1.71 = 1336$  м/с, адже справедливий закон збереження маси  $\dot{m} = u_1 / v_1 = u / v$ . Тоді швидкість руху продуктів згорання після фронту детонації  $w = u_D - u = 2248 - 1336 = 948$  м/с.

Температуру газів після фронту детонації обчислимо за формулою:

$$T = \frac{pv\gamma}{c_p(\gamma - 1)} = \frac{27 \cdot 10^5 \cdot 0.487 \cdot 1.35}{1090 \cdot (1.35 - 1)} = 4657 \text{ К}.$$

Масова швидкість детонаційного горіння

$$\dot{m} = u_1 \rho_1 = (u_D - w_1) \rho_1 = (u_D - w) \rho = 2248 \text{ м/с} \cdot 1.2 \text{ кг/м}^3 = 2741 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$$

**Відповідь:**  $p = 27$  атм,  $\rho = 2.05$  кг/м<sup>3</sup>,  $u_D = 2248$  м/с,  $w = 948$  м/с,  $\dot{m} = 2741$  кг/(м<sup>2</sup>с),  $T = 4657$  К.

**Приклад 2.** Аналітично визначити параметри детонаційного горіння ( $\dot{m}$ ,  $T$ ,  $p$ ,  $u_D$ ,  $w$ ,  $\rho$ ) метан-повітряної суміші, яка попередньо знаходиться при стандартних умовах та нерухома ( $w_1 = 0$ ) по наближеним формулам Початкові речовини при стандартних умовах (тиск  $10^5$  Па, температура  $25$  °С, густина  $1.2$  кг/м<sup>3</sup>). Отже параметри до фронту детонації: тиск  $p_1 = 1.013 \cdot 10^5$  Па, питомий об'єм  $v_1 = 1/\rho_1 = 1/1.2 = 0.833$  м<sup>3</sup>/кг. Коефіцієнт Пуассона  $\gamma = 1.35$ .

**Розв'язок.** Наближено швидкість детонації можна оцінити за формулою

$$u_D = \omega_1 + \sqrt{2Q_m(\gamma^2 - 1)} = 0 + \sqrt{2 \cdot 3.03 \cdot 10^6 \cdot (1.35^2 - 1)} = 2234 \text{ м/с}.$$

Густину, тиск і температуру за фронтом детонації також оцінюємо за наближеними формулами:

$$\rho = \rho_1 \frac{\gamma + 1}{\gamma} = 2.09 \text{ кг/м}^3, \quad p = 2Q_m \rho_1 (\gamma - 1) = 25.5 \cdot 10^5 \text{ Па} = 25.5 \text{ атм}$$

$$T = \frac{pv\gamma}{c_p(\gamma - 1)} = \frac{p}{\rho c_p} \frac{\gamma}{(\gamma - 1)} = \frac{2Q_m}{c_p} \frac{\gamma^2}{(\gamma + 1)} = 4318 \text{ К.}$$

Відносна швидкість продуктів реакції визначається через ступінь стиснення:  $u = u_1 \rho_1 / \rho = 2234 \cdot 1.2 / 2.09 = 1283 \text{ м/с}$ . Тоді швидкість руху продуктів згорання після фронту детонації  $w = u_D - u = 2234 - 1283 = 951 \text{ м/с}$ .

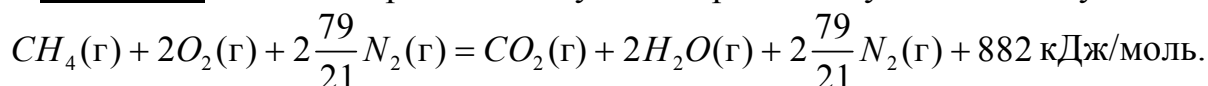
Масова швидкість детонаційного горіння

$$\dot{m} = u_1 \rho_1 = 2234 \text{ м/с} \cdot 1.2 \text{ кг/м}^3 = 2681 \text{ кг/(м}^2\text{с)}.$$

**Відповідь:**  $p = 25.5 \text{ атм}$ ,  $\rho = 2.09 \text{ кг/м}^3$ ,  $u_D = 2234 \text{ м/с}$ ,  $w = 951 \text{ м/с}$ ,  $\dot{m} = 2681 \text{ кг/(м}^2\text{с)}$ ,  $T = 4318 \text{ К}$ .

**Приклад 3.** Розрахувати температуру і тиск теплового вибуху, вважаючи умови адіабатними, для стехіометричної суміші метану і повітря, що попередньо знаходиться при температурі  $T = 298\text{К}$  і тиску  $p = 0.1\text{МПа}$ . Порівняти ці значення з параметрами детонації в цій же суміші.

**Розв'язок.** Реакція горіння метану в повітрі може бути записана у вигляді



Отже тепловий ефект цієї реакції при  $P = 1 \text{ атм}$ :  $Q_p = -\Delta H_{298} = 242.000 \text{ кДж/моль}$ . Використовуючи рівняння  $\Delta U_{298}^0 = \Delta H_{298}^0 - RT_0 \cdot \Delta v$  [124, 125] знайдемо тепловий ефект реакції  $Q_v$  при сталому об'ємі  $V = \text{const}$ , приймаючи, що  $R = 8.314 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$  і  $\Delta v = \sum v_{\text{прод}} - \sum v_{\text{ноч}} = 0$  – зміна кількостей молей в процесі реакції. Отже  $Q_v = Q_p = 882.000 \text{ кДж/моль}$

Для визначення температури вибуху рівняння Кірхгофа [124, 125] для адіабатичної температури через середні теплоємності:

$$\Delta U_T = \Delta U_{298} + \sum (\bar{v}C_v)_K (T - 298) = 0.$$

Тут сума середніх теплоємностей при сталому об'ємі продуктів реакції:

$$\sum (\bar{v}C_v)_K = C_v(\text{CO}_2) + 2C_v(\text{H}_2\text{O}) + 2\frac{79}{21}C_v(\text{N}_2) = 302.8 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}.$$

Для спрощення розрахунків використовуємо значення теплоємностей азоту  $\bar{C}_v(\text{N}_2) = 24.45$ , водяної пари  $\bar{C}_v(\text{H}_2\text{O}) = 36 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$  та вуглекислого газу  $\bar{C}_v(\text{CO}_2) = 46.83 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$  в інтервалі температур 300 – 2000К. Їх можна вважати не залежними від тиску. Для оцінки теплоємностей речовин при сталому об'ємі можна припустити, що для газів виконується співвідношення Майєра:  $C_v = C_p - R$ , а значення молярних теплоємностей при сталому тиску беремо з літератури [124, 125]:  $\bar{C}_p(\text{N}_2) = 32.76$ ,  $\bar{C}_p(\text{H}_2\text{O}) = 42.34 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$  та  $\bar{C}_p(\text{CO}_2) = 53.14 \text{ Дж/(моль} \cdot \text{К)}$ .

З використанням середніх теплоємностей рівняння для  $\Delta U$  можна записати.

В результаті з рівняння для  $\Delta U_T$  маємо

$$T_{ad} = -\frac{\Delta U_{298}}{\sum (\nu C_V)_K} + 298 = \frac{882000}{302.8} + 298 = 3210 \text{ К.}$$

Тиск вибуху може бути знайдений при використанні рівняння стану ідеального газу, маючи на увазі, що при переході з початкового стану (*поч*) у кінцеве (*прод*) об'єм системи не змінюється. Для початкового стану  $p_{поч}V = \sum \nu_{i,поч}RT_{поч}$ , для кінцевого (продукти)  $p_{прод}V = \sum \nu_{i,прод}RT_{прод}$ . Звідси

$$p_{прод} = p_{поч} \frac{\sum (\nu T)_{прод}}{\sum (\nu T)_{поч}}, \quad p_{поч} = 0.1 \text{ МПа,}$$

$$T_{поч} = 298 \text{ К, } \sum \nu_{поч} = \sum \nu_{прод} = 1 + 2 + 2.79 / 21 = 10.54 \text{ молей,}$$

$$T_{прод} = 3210 \text{ К, } p_{прод} = 0.1 \frac{10.54 \cdot 3210}{10.54 \cdot 289} = 1.08 \text{ МПа} = 10.8 \text{ атм.}$$

Температура і тиск вибуху при  $V = \text{const}$  менші за температуру і тиск за фронтом детонації.

**Відповідь:**  $T_{прод} = 3210 \text{ К, } p_{прод} = 10.8 \text{ атм.}$

## Розділ 7. ДИФУЗІЙНА ТЕОРІЯ ВИПАРОВУВАННЯ І ГОРІННЯ КРАПЕЛЬ ПАЛИВА

Модель горіння одиночної краплі рідкого палива полягає в дифузійному горінні парів горючої рідини і окислювача в тонкому шарі (зона горіння) на певній відстані від поверхні краплі, яка називається зоною горіння (рис. 7.1). Пари рідини досягають зони горіння за рахунок випаровування і наступної дифузії від поверхні краплі. Окислювач дифундує з навколишнього середовища.

За основу беруться наступні припущення:

- час прогріву краплі до стаціонарної температури значно менший за час її горіння.
- концентрація пари на її поверхні є рівноважною і насиченою.
- кількість тепла, яке поступає із зони горіння до краплі, йде на випаровування.
- система крапля-газ має сферичну симетрію, яку порушує наявність конвекції.
- кількість горючої речовини, яка прореагувала, дорівнює кількості, яка випарувалася з поверхні краплі. Тому концентрація горючого поза зоною горіння дорівнює нулю.
- температура краплі стала і дорівнює температурі кипіння рідкого палива.
- тиск газу вважається постійним.

При випаровуванні на поверхні краплі з'являються пари рідини. В результаті виникає стефанівська течія, яка направлена від поверхні краплі і намагається віддалити утворені газоподібні маси від краплі. Масова швидкість стефанівської течії визначається масовою швидкістю випаровування краплі: чим швидше з'являються на поверхні пари рідини, тим швидше вони віддалятимуться від поверхні. Тому величина швидкості стефановського течії визначається тільки температурою краплі.



**Рис. 7.1.** Схема дифузійного горіння одиночної краплі

### 7.1. Визначення масової швидкості випаровування краплі

Розглянемо зону I:  $r_s < r < r_f$  (рис. 7.1). Швидкість дифузії пари від поверхні в оточує середовище описується законом Фіка:

$$I = -4\pi r^2 D_f \rho_g \left. \frac{dY_f}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U_s \rho_g Y_f \Big|_s, \quad (7.1.1)$$

$$I = -\frac{dm}{dt} = -4\pi r_s^2 \rho \frac{dr_s}{dt},$$

де  $I$  – масова швидкість випаровування краплі, кг/с;  $t$  – час, с;  $D_f$  – коефіцієнт дифузії пари рідини, м<sup>2</sup>/с;  $r_s$  – радіус краплі, м;  $\rho$  – густина рідини краплі, кг/м<sup>3</sup>;  $Y_f$  – відносна масова концентрація пари,  $U_s$  – швидкість стефановського течії, м/с, яка в даному випадку направлена від поверхні краплі до зони горіння.

Потік молекул газового середовища (включаючи продукти реакції) до поверхні із зони горіння в результаті концентраційної дифузії врівноважується стефанівським потоком

$$0 = -4\pi r^2 D_o \rho_g \left. \frac{dY_{ok}}{dr} \right|_{r=r_s} + 4\pi r^2 U_s \rho_g Y_{ok} \Big|_s, \quad (7.1.2)$$

де  $D_o$  – коефіцієнт дифузії молекул газу в повітрі, м<sup>2</sup>/с;  $Y_{ok}$  – відносна масова концентрація газу в суміші «пари рідина – газ».

Величина стефанівської течії така, що в будь-якій точці газу тиск не змінюється і сума відносних масових концентрацій  $Y_f + Y_{ok} = 1$ . Вважаючи, що коефіцієнти дифузії практично рівні  $D_f = D_o$  підсумовуючи (7.1.1) і (7.1.2) отримаємо, що швидкість стефанівської течії на поверхні частинки дорівнює:

$$I = 4\pi r_s^2 U_s \rho_{gs} = 4\pi r_s^2 U_s \rho_g. \quad (7.1.3)$$

Кількість тепла, яке йде на випаровування краплі за одиницю часу, визначається тепловим потоком, який поступає від зони горіння:

$$I \cdot L = \lambda_g 4\pi r^2 \left. \frac{\partial T_g}{\partial r} \right|_{r=r_s}, \quad (7.1.4)$$

де  $L$  – питома теплота паротворення, Дж/кг;  $\lambda_g$  – коефіцієнт теплопровідності газу, Вт/(м К);  $T_g$  – температура газу, К.

Тому для визначення градієнта температури газу біля поверхні краплі необхідно вирішити рівняння теплопровідності з урахуванням стефанівської течії з граничними умовами на поверхні краплі і на межі зони горіння:

$$\frac{\partial}{\partial r} \left( 4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial r} (4\pi r^2 U_s \rho_g c_g T_g). \quad (7.1.5)$$

$$r = r_s, \quad T_g = T_s, \quad r = r_f, \quad T_g = T_f.$$

Тут  $r_f$  – радіус зони горіння, м;  $T_f$  – температура газу в зоні горіння, К. Радіус зони горіння визначається впливом вимушеної і природної конвекції через число Нуссельта:

$$r_f = r_s \left( 1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1}. \quad (7.1.6)$$

Розв'язок задачі (7.1.3) – (7.1.5) дає вираз для **масової швидкості випаровування**:

$$I = \frac{4\pi r_s \lambda_g}{c_g (1 - r_s/r_f)} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (7.1.7a)$$

Або з урахуванням (7.1.6) маємо

$$-\frac{dm}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_g} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (7.1.7b)$$

Величина потоку тепла, яке використовується на випаровування краплі рідини є добутком питомої теплоти паротворення і знайденої швидкості випаровування (7.1.6), тобто  $IL$ .

Звідси **профіль температури газової суміші в зоні I** описується залежністю:

$$T_{g(I)}(r) = T_s + \frac{L}{c_g} \left( \exp \left( \frac{I c_g (1 - r_s/r)}{4\pi r_s \lambda_g} \right) - 1 \right). \quad (7.1.8)$$

Підстановка (7.1.4) в (7.1.3) дає можливість отримати диференціальне рівняння для швидкості зміни радіусу краплі:

$$-4\pi r_s^2 \rho \frac{dr_s}{dt} = \frac{2\pi r_s \lambda_g Nu}{c_g} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right).$$

Прийнявши  $\lambda_g = a_g c_g \rho_g$  і зробивши заміну радіусу частинки на діаметр краплі  $d = 2r_s$ , отримаємо **закон Срезневського**:

$$-\frac{d(d^2)}{dt} = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (7.1.9)$$

Закон Срезневського стверджує, що швидкість зменшення квадрата діаметру краплі (площі поверхні краплі) не залежить від початкового діаметру і є сталою величиною:

$$d^2 = d_0^2 - k_\lambda t, \quad k_\lambda = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right). \quad (7.1.10)$$

Величина  $k_\lambda$  носить назву **сталої швидкості горіння**,  $\text{м}^2/\text{с}$ ;  $d_0$  – початковий діаметр краплі,  $\text{м}$ .

## 7.2. Визначення температури горіння і радіусу зони горіння

Для знаходження температури горіння розглянемо другу зону  $r_f < r < r_{pel}$  (рис. 7.1), яка розташована між приведеною плівкою і поверхнею горіння. Тепло, за винятком частини, яка йде на випаровування краплі, відходить від краплі в навколишнє середовище:

$$(Q_f - L)I = -4\pi r^2 \lambda_g \frac{\partial T}{\partial r}. \quad (7.2.1)$$

Тут  $Q_f$  – питома теплота згорання палива.

Тут не врахована конвекція і наявність стефанівської течії в другій зоні.

Розв'язок рівняння (7.2.1) з граничними умовами (зважаючи, що  $L \ll Q_f$ )

$$r = r_{pel}, T = T_{g0}, \quad r = r_f, T = T_f$$

дає можливість знайти масову швидкість випаровування краплі

$$I = \frac{4\pi\lambda}{Q_f \left( \frac{1}{r_f} - \frac{1}{r_{pel}} \right)} (T_f - T_{g0}). \quad (7.2.2)$$

Або **профіль температури газової суміші** в межах зони II:

$$T_{g(II)}(r) = T_{g0} + \frac{IQ_f}{4\pi\lambda} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_{pel}} \right). \quad (7.2.3)$$

Згідно хімічної реакції, яка протікає в зоні горіння

$$v_f A_f + v_{ok} A_{ok} = v_{r1} A_{r1} + v_{r2} A_{r2},$$

масова швидкість реагування пари рідини, яка дорівнює масовій швидкості випаровування, зв'язана зі швидкістю реагування окислювача в хімічній реакції:

$$I_{ok} = \phi I, \quad \phi = \frac{v_{ok} M_{ok}}{v_f M_f}. \quad (7.2.4)$$

Кількість кисню, який дифундує до зони горіння в другій зоні, в стаціонарному режимі повинна дорівнювати кількості кисню, що прореагувало:

$$\phi I = 4\pi r^2 D \rho_g \frac{\partial Y_{ok}}{\partial r}. \quad (7.2.5)$$

Розділивши (7.2.1) на (7.2.5), проінтегруємо в межах  $r_f < r < r_{pel}$ , де  $r_{pel}$  – радіус приведеної плівки, на межі якої температура газу дорівнює  $T_g$ . В результаті отримаємо оцінку значення температури горіння:

$$T_f = T_{g0} + \frac{(Q_f - L) Y_{ok0} a_g}{c_g \phi D}. \quad (7.2.6)$$

Таким чином, легко визначається температура в зоні горіння.  $Y_{ok0}$  – концентрація кисню в середовищі за межами приведеної плівки.

З урахуванням стефанівської течії і конвекції можна отримати температуру горіння з виразу [23]:

$$\frac{a_g}{D} \ln \frac{1}{\left( 1 - \frac{c_g}{Q_f} (T_f - T_g) \right)} = \ln \left( 1 + \frac{Y_{ok0}}{\phi} \right)$$

у вигляді

$$T_f = T_{g0} + \frac{Q_f}{c_g} \left[ 1 - \frac{1}{\left( 1 + \frac{Y_{ok0}}{\phi} \right) - \exp \left( \frac{a_g}{D} \right)} \right]. \quad (7.2.7)$$

При дифузії в повітрі або димових газах кисню число  $1 / Le = a_g / D$  складає десь 0.9 – 0.95. Тобто, різниця температури зони горіння і середовища складають за дифузійною теорією до 90% максимально можливої різниці.

При розрахунку випаровування, число  $Le$  потрібно розраховувати через коефіцієнт дифузії пари палива в димових газах. Тоді число Льюїса значно більше, чим для кисню, і може дійти до двох в залежності від типу палива.

Насправді температура зони горіння (полум'я)  $T_f$  значно менша.

При кінцевій швидкості горіння пари палива в приведеній плівці частина пари не згорає повністю, що і призводить до зниження температури в зоні горіння нижче теоретичної температури. Оптичні вимірювання температури полум'я над краплею [1] показали, що це зменшення складає 500 K і більше. В досліді була встановлена неповнота згорання пари в полум'ї над краплею. До 30-40 % пари виносяться з полум'я.

Також, як звернув увагу Клячко і інші дослідники, зменшення температури горіння можливе і внаслідок дисоціації продуктів згорання. Померанцев [72] показав, що впливом радіаційних тепловтрат на кінетику горіння вуглеводнів можна нехтувати.

При високих інтенсивностях випаровування (високих температурах в зоні горіння) температура краплі мало відрізняється від температури кипіння. Це пояснюється тим, що тиск насиченої пари дуже швидко зростає зі збільшенням температури. Максимально можлива температура рідини – це температура кипіння, при якій тиск пари дорівнює тиску оточуючого середовища. При невеликому зниженні температури відносно максимальної, тиск пари різко падає. Тому при великих змінах температури середовища і, відповідно, швидкостей випаровування, температура краплі ненабагато змінюється.

Якщо вважати, що незалежно від режиму, температура краплі дорівнює температурі кипіння, то це не приведе до значної похибки у визначенні температурного перепаду, по якому визначається швидкість випаровування навіть за відсутності горіння, якщо температура середовища значно перевищує температуру кипіння. При горінні, коли температура ще вища, похибка виявиться ще нижчою.

Якщо, наприклад, крапля бензолу випаровується при атмосферному тиску і при температурі середовища 800°C, то максимально можлива температура краплі складе 80.5°C і температурний перепад буде  $800 - 80.5 \approx 720^\circ\text{C}$ .

При температурі бензолу 50°C тиск пари буде тільки 0.3 атм., тобто знизиться більш ніж в 3 рази, тоді як температурний перепад підвищиться лише до 750°C. тобто тільки на 4.2 %. При вищих температурах – близько 1600 – 1800°C – в зоні горіння різниця в перепадах температур ще скоротиться.

Таким чином, можна вважати, що температура краплі дорівнює температурі кипіння, і вести розрахунок для внутрішнього шару тільки через теплообмін, зовсім не беручи до уваги перенос пари палива. Не можна використовувати той же метод для розв'язку рівняння переносу пари палива, вважаючи, що на поверхні краплі відносний зміст пари наближається до одиниці, тому що це приведе до значної похибки.

**Визначення радіусу зони горіння.** Із зони згорання в напрямку до зовнішньої межі приведеної плівки йде вся теплота згорання палива. До поверхні ж краплі йде в багато разів менше тепло – тільки на випаровування і нагрівання пари палива. Природно, що з цієї причини опір переносу тепла і, відповідно, товщина зовнішнього і внутрішнього шарів повинні бути різними, а зони горіння – набагато ближчі до поверхні приведеної плівки, чим до краплі.

Для визначення радіусу зони горіння необхідно прирівняти вирази (7.1.7a) і (7.2.2), отримані для масової швидкості випаровування в різних зонах

$$\frac{4\pi\lambda_g}{c_g\left(\frac{1}{r_s}-\frac{1}{r_f}\right)}\ln\left(1+\frac{c_g(T_f-T_s)}{L}\right)=\frac{4\pi\lambda_g}{Q_f\left(\frac{1}{r_f}-\frac{1}{r_{pel}}\right)}(T_f-T_{g0}).$$

Звідси можна отримати:

$$\frac{1}{r_f}=\frac{1}{r_{pel}}+\frac{\frac{1}{r_s}-\frac{1}{r_{pel}}}{1+\frac{Q_f}{c_g(T_f-T_{g0})}\ln\left(1+\frac{c_g(T_f-T_s)}{L}\right)} \quad (7.2.8)$$

або при  $r_s \ll r_{pel}$

$$\frac{r_{pel}}{r_f}=1+\frac{r_{pel}}{r_s}\frac{1}{1+\frac{Q_f}{c_g(T_f-T_{g0})}\ln\left(1+\frac{c_g(T_f-T_s)}{L}\right)}. \quad (7.2.9)$$

Тут  $r_s, r_f, r_{pel}$  – радіуси поверхні краплі, зони горіння і приведеної плівки.

### 7.3. Визначення профілів температур і концентрацій всередині приведеної плівки

Насправді зона горіння не є поверхнею, на якій концентрація пари палива і окислювача прагне до нуля, а співвідношення їх відповідає стехіометричному.

Припущення про те, що горіння відбувається в приведеній плівці, умовно, якщо тільки число Рейнольдса не настільки мале, що плівка має нескінченну товщину. Завдяки конвективному переносу і турбулентному обміну товщина приведеної плівки буде менше товщини граничного шару.

Для елементарного сферичного прошарку між краплею і приведеною плівкою можна записати рівняння теплового балансу у вигляді

$$4\pi r^2 \rho_g w c_p \frac{dT}{dr} = \frac{d}{dr} \left( \lambda 4\pi r^2 \frac{dT}{dr} \right) + 4\pi r^2 \left( Q k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \rho_g^2 Y_{O_2} Y_f \right). \quad (7.3.1)$$

Рівняння матеріального балансу по кисню для елементарного прошарку зводиться до вигляду

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_{ok}}{dr} = \frac{d}{dr} \left( D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_{ok}}{dr} \right) - 4\pi r^2 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f. \quad (7.3.2)$$

Якщо всі члени рівняння (7.3.2) помножити на теплоту згорання  $Q_f$ , скласти з виразом (7.3.1) і позначити повну ентальпію одиниці маси

$$h = c_p T + Q Y_{ok} \quad (7.3.3)$$

то отримаємо рівняння (вважається, що теплоємність не залежить від складу):

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dh}{dr} = \frac{d}{dr} \left( 4\pi r^2 \frac{\lambda_g}{c_p} \left( \frac{d(c_p T)}{dr} + \frac{Q}{Le} \frac{dY_{ok}}{dr} \right) \right).$$

Вважаючи, що число Льюїса мало відрізняється від одиниці, можна записати

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dh}{dr} = \frac{d}{dr} \left( 4\pi r^2 \frac{\lambda_g}{c_p} \frac{dh}{dr} \right). \quad (7.3.4)$$

При горінні маса речовин не змінюється, тоді витікає, що масова швидкість випаровування

$$I = 4\pi r^2 w \rho_g.$$

Інтегруючи двічі вираз (7.3.4) за граничних умов на межі приведеної плівки (зоні горіння) і на поверхні краплі:

$$h(r = r_f) = h_f \quad \text{і} \quad h(r = r_s) = h_s,$$

неважко отримати

$$\frac{h - h_s}{h_f - h_s} = \frac{1 - \exp\left(F\left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r}\right)\right)}{1 - \exp\left(F\left(\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f}\right)\right)}, \quad F = \frac{I c_p}{4\pi \lambda}. \quad (7.3.5)$$

Невідомими величинами є значення масової швидкості випаровування пари  $I$  і величина питомої ентальпії у поверхні краплі  $h_s$ :

$$h_s = c_p T_s + Q Y_{ok,s}.$$

Оскільки невідомою є концентрація кисню у поверхні краплі  $Y_{ok,s}$ .

Температура поверхні краплі мало відрізняється від температури кипіння речовини краплі. Ця температура невелика, так що горіння поблизу краплі не відбувається. В цьому випадку між концентрацією кисню і градієнтом цієї величини біля поверхні краплі повинна виконуватися залежність:

$$I Y_{ok,s} = 4\pi r_s^2 D \rho_g \left( \frac{dY_{ok}}{dr} \right)_{r=r_s}. \quad (7.3.6)$$

Рівняння (7.3.5) потрібно вирішити спільно з виразами (7.3.3) і (7.3.4) і з рівняннями матеріального балансу для палива ( $\chi$  – відношення маси пари палива на 1 кг згорілого кисню):

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_f}{dr} = \frac{d}{dr} \left( D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_f}{dr} \right) - \frac{1}{\chi} 4\pi r^2 k_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f.$$

і нейтральних газів

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_n}{dr} = \frac{d}{dr} \left( D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_n}{dr} \right).$$

Спільний розв'язок рівнянь в загальному вигляді представляє непереборні труднощі, внаслідок чого потрібно вдатися до чисельних розрахунків. При цьому спочатку доводиться заздалегідь задатися значенням  $Y_{ok,s}$ . Після обчислень перевіряється правильність вибраної величини, і, якщо результати є незадовільними, повторюють обчислення до отримання достатньо прийнятного збігу. При  $Le = 1$  можна записати

$$I = \frac{4\pi r_s^2 \lambda}{L} \frac{dT}{dr} \Big|_{r=r_s} = \frac{4\pi r_s^2 \lambda}{L c_p} \left( \frac{dh}{dr} - Q_f \frac{dY_{ok}}{dr} \Big|_{r=r_s} \right) = \frac{4\pi r_s^2 D \rho_g}{L} \left( \frac{dh}{dr} - Q_f \frac{dY_{ok}}{dr} \Big|_{r=r_s} \right). \quad (7.3.7)$$

Спільний розгляд (7.3.6) і (7.3.7) шляхом виключення градієнта концентрації кисню, дає:

$$I = \frac{4\pi r_s^2 \lambda_g}{L c_p} \left( \frac{dh}{dr} \right) \Big|_{r=r_s} \left( \frac{1}{1 + \frac{Q_f}{L} Y_{ok,s}} \right).$$

Визначаючи з (7.3.5) величину  $\left( \frac{dh}{dr} \right) \Big|_{r=r_s}$  неважко отримати величину

$$I = \frac{4\pi \lambda_g}{c_p \left( \frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right)} \ln \left( \frac{h_f - c_p T_s + L}{L + Q_f Y_{ok,s}} \right).$$

Таким чином, для заданого  $Y_{ok,s}$  відома масова швидкість випаровування  $I$  і по рівнянню (7.3.5) можна визначити значення ентальпії  $h$  для будь-якої поверхні приведеної плівки. Проте лише для двох перетинів поверхні краплі і приведеної плівки відомі поки окремо значення  $T$  і  $Y_{ok}$ . Подальше обчислення можливо лише наближеним або чисельним способом.

Газове середовище складається з кисню, азоту і продуктів згорання і пари палива:

$$Y_{ok} + Y_n + Y_{nprod} + Y_f = 1.$$

Для продуктів згорання можна записати

$$4\pi r^2 \rho_g w \frac{dY_{nprod}}{dr} = \frac{d}{dr} \left( D 4\pi r^2 \rho_g \frac{dY_{nprod}}{dr} \right) + \phi 4\pi r^2 k_0 \exp \left( -\frac{E}{RT} \right) \rho_g^2 Y_{ok} Y_f, \quad (7.3.8)$$

Де  $\phi$  – маса продуктів горіння, яку отримується при згоранні 1 кг кисню.

Розділивши (7.3.8) на  $\phi$  і склавши з рівнянням (7.3.2), отримаємо

$$4\pi r^2 D \rho_g \frac{d}{dr} \left( Y_{ok} + \frac{Y_{nprod}}{\phi} \right) - I \left( Y_{ok} + \frac{Y_{nprod}}{\phi} \right) = 0.$$

Інтегрування до межі приведеної плівки ( $r = r_f$ ) дає, якщо прийняти на ній  $Y_{nprod} = 0$ :

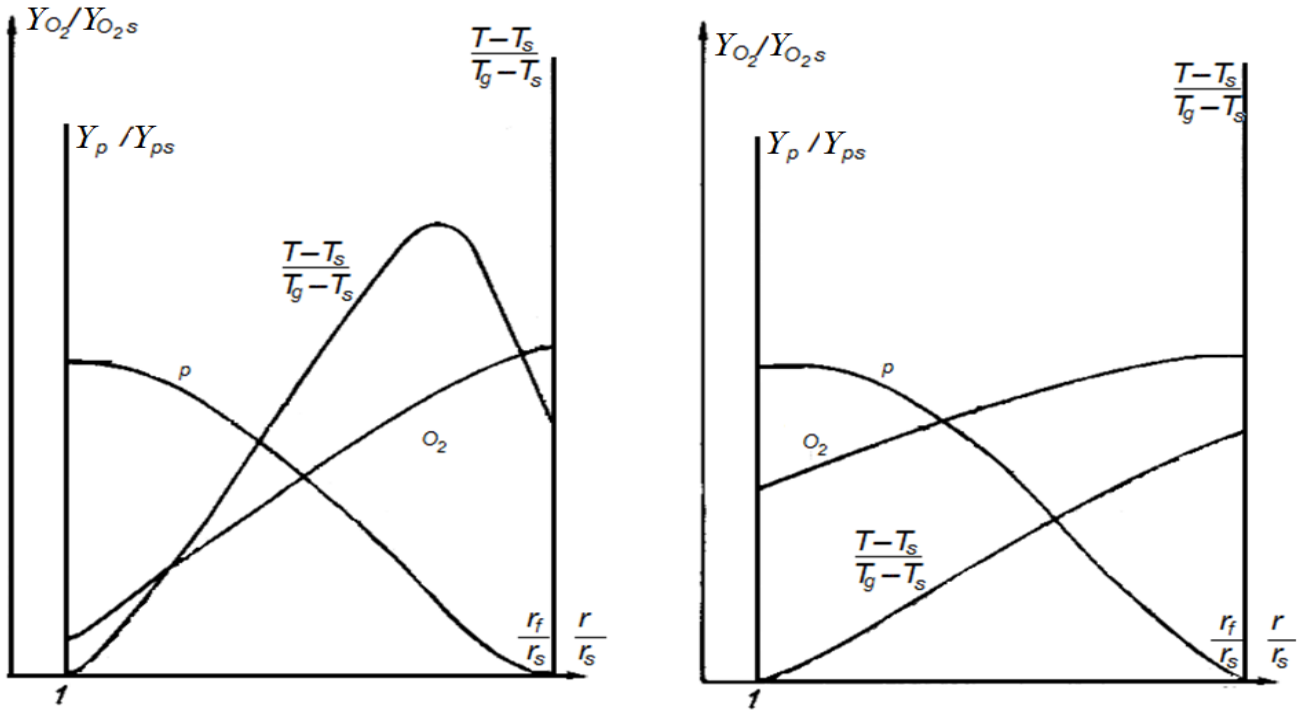


Рис. 7.2. Профілі концентрацій окислювача, парів пального і температури всередині приведеної плівки при різних режимах горіння краплі

$$\ln \frac{Y_{ok0}}{Y_{ok} + \frac{Y_{prod}}{\varphi}} = \frac{Ic_p}{4\pi\lambda_g} \left( \frac{1}{r} - \frac{1}{r_f} \right),$$

а для поверхні краплі

$$Y_{prod,s} = \varphi \left( Y_{ok0} \exp \left( -\frac{Ic_p}{4\pi\lambda_g} \left( \frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_f} \right) \right) - Y_{ok,s} \right).$$

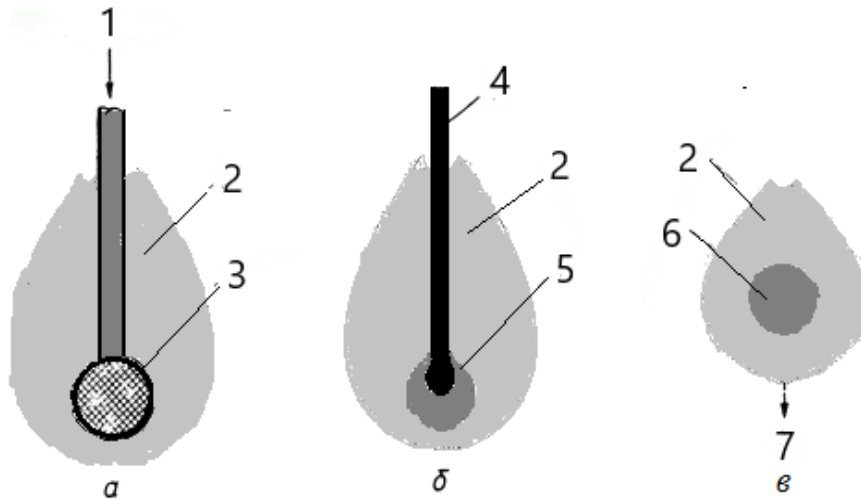
Таким чином, можна визначити склад газу на поверхні краплі.

Методом кінцевих різниць можна, розбивши всю плівку на ряд сферичних прошарків, починаючи з поверхні краплі, можна розрахувати зміну температури, складу реагентів і ентальпії. Якщо при цьому для поверхні приведеної плівки не буде отримана задана температура, то розрахунок слід повторити, задавши інше значення концентрації кисню на поверхні краплі.

Результати такого аналізу наступні. Якщо в межах приведеної плівки відбувається помітне вигорання палива, то концентрація пари кисню при поверхні краплі вельми мала і дуже близька до нуля (рис. 7.2а). Разом з тим, зміна концентрації кисню на поверхні на 1 % різко змінює хід розрахункової кривої.

Якщо помітного горіння немає (рис. 7.2б), то, природно, значення концентрації на поверхні мало відрізняється від того, яке було б при звичайному випаровуванні. Зрив факелу з поверхні краплі носить кризовий характер, як і інші процеси зриву горіння. Тому і рішення слід шукати поблизу крайніх значень концентрації кисню  $Y_{ok,s}$  – чисто дифузійного ( $Y_{ok,s} = 0$ ) і простого випаровування.

Тут можуть спостерігатися три випадки:



**Рис. 7.3.** Схеми експериментів по горінню крапель пального в атмосфері окислювача: (а) порувата сфера, метод стаціонарної краплі; (б) підвішена крапля, метод нестаціонарної краплі; (в) падаюча крапля. 1 – пальне; 2 – полум'я; 3 – порувата «крапля»; 4 – кварцова нитка з кулькою на кінці; 5 – крапля; 6 – вільна крапля; 7 – напрямок руху краплі

а) за заданих умов є тільки один розв'язок – чисте випаровування палива;

б) одночасно можуть бути два розв'язки. Це означає, що заздалегідь запалена крапля продовжує горіти, а заздалегідь не запалена стороннім джерелом – сама не займається;

в) може бути лише один розв'язок з горінням краплі, яка самозайнялась.

При помітному горінні в межах приведеної плівки концентрація кисню при поверхні краплі близька до нуля. Згідно умові (7.3.6) на поверхні краплі і  $dY_{ok} / dr|_{r=r_s}$  мало відрізняється від нуля.

Існує три різних експериментальних метода вивчення горіння краплі рідкого палива в атмосфері окислювача (зазвичай повітря) (рис. 7.3).

У методі (а) пальне рівномірно подається всередину пористої сфери постійного радіусу зі швидкістю, яка забезпечує наявність плівки на поверхні сфери під час горіння. Тому розмір «краплі» залишається сталим. В стаціонарному випадку (якщо крапля рівномірно горить, надлишок пального не падає) масова швидкість подачі рідини дорівнює масовій швидкості вигорання рідини для даного діаметра поруватої «краплі».

У методі (б) крапля пального розміщується на кінці нерухомої кварцевої нитки; вимірюється швидкість зменшення діаметра краплі після займання. Зазвичай, основною характеристикою є константа горіння, яка визначається згідно закону Срезневського.

У методі (в) досліджується процес горіння невеликих вільно падаючих крапель пального після займання.

Кожен з методів має деякі переваги перед іншими, наприклад, метод (а) дозволяє вести дослідження в стаціонарних умовах, метод (б) забезпечує точні результати при дослідженні залежності діаметра краплі від часу, метод (в) застосовується в разі крапель малого радіусу.

#### 7.4. Зрив полум'я з лобової точки краплі

Досліди по спалюванню краплі в потоці повітря показують, що вже при порівняно невеликих швидкостях факел зникає з лобової частини краплі. При великих розмірах краплі впливають також підйомні сили.

В ряді робіт робляться спроби [23, 73] дати спрощену схему визначення умов зриву факела з лобовою і з кормовою зон краплі на підставі обробки дослідних даних. По Сполдінгу лобовий зрив відбувається тоді, коли масова швидкість випаровування перевищує швидкість розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші. Остання швидкість дорівнює масовій швидкості розповсюдження полум'я в суміші ( $c_{f,cmex}$  – вміст пари палива в стехіометричній суміші):

$$\rho_g u = \rho_g u_n c_{f,cmex}.$$

Масова швидкість випаровування по дифузійній теорії визначається

$$I = 8\pi r_s \frac{Nu}{2} a_g \rho_g \ln(1+B), \quad B = \frac{c_p}{L} \left( T_g + \frac{1}{Le} (T_f - T_g) - T_s \right).$$

**Спрощений підхід.** Після запалювання утворюється дифузійне полум'я, яке охоплює краплю з усіх боків, включаючи лобову точку краплі. При зриві полум'я з лобової поверхні краплі при її горінні масовий потік з поверхні краплі (кг/с) зрівнюється з масовою швидкістю розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші:

$$I = 4\pi r_s^2 u_n \rho_{gs} \quad \text{або} \quad I = \pi d^2 u_n \rho_g. \quad (7.4.1)$$

Нормальна швидкість розповсюдження полум'я є сталою величиною, яку можна визначити з формули, отриманої в класичній теорії розповсюдження полум'я:

$$\rho_g u_n c_{pg} (T_{fl} - T_0) = \lambda_g \sqrt{\frac{2Q_a}{\lambda_g} \int_{T_0}^{T_{fl}} W(T) dT}. \quad (7.4.2)$$

Густина масового потоку за рахунок конвекції і дифузії з урахуванням стефанівської течії визначається згідно виразу

$$I = 4\pi r_s \left( \frac{\lambda_g}{c_{pg}} \right) \left( \frac{Nu}{2} \right) \ln \left( 1 + \frac{c_{pg} (T_{fl} - T_{kun})}{L_{ev}} \right). \quad (7.4.3)$$

Для визначення зв'язку числа Нуссельта зі швидкістю потоку використовуємо формулу, справедливу при  $Re \gg 1$ :

$$\frac{Nu}{2} = a \sqrt{Re} \quad \text{або} \quad \frac{Nu}{2} = a \sqrt{\frac{2\omega r_s}{v_g}}. \quad (7.4.4)$$

В результаті підстановки (7.4.4) в формулу (7.4.1) отримаємо рівняння для знаходження критичної швидкості потоку газоподібного окислювача, вище за яку полум'я затухає в лобовій точці краплі

$$4\pi r_s \sqrt{\frac{2\omega r_s}{v_g}} = 4\pi r_s^2 \cdot f(u_n, a_g), \quad (7.4.5)$$

де  $f(u_n, a_g)$  – функція, що залежить від теплофізичних властивостей системи.

Таким чином, маємо, що при зриві полум'я відношення швидкості потоку до радіусу (діаметру) краплі є величина сталою

$$\frac{w}{r_s} = \text{const} \quad \left( \frac{w}{d_s} = 0.5 \text{const} \right), \quad (7.4.6)$$

де  $\text{const}$  теоретично не залежить від діаметру краплі.

Сполдінгом експериментально було показано, що величина  $\text{const}$  в (7.4.6) практично однакова для різних палив.

$$\frac{w}{d_s} = 95, \frac{1}{c}. \quad (7.4.7)$$

Формулу (7.4.7) використовують в методі підвішеної краплі в потоці газо-подібного окислювача. Частинка палива (парафін, магній) навішується на спай термопари або підвіс. Потім підпалюється так, щоб полум'я охоплювало всю краплю. Після цього крапля вводиться в потік газу із заданими значеннями швидкості і температури. Найпростіший експериментально здійснюваний експеримент, коли крапля, що горить, вводиться в потік повітря кімнатної температури. Одночасно починається процес вимірювання температури краплі та положення полум'я щодо лобової точки полум'я.

Відомо, що при обдуванні краплі, що горить, потоком окислювача теплофізичні характеристики горіння, форма і розміри полум'я тісно зв'язані із швидкістю потоку. Гістерезисна поведінка полум'я, що оточує краплю вуглеводню, виявлене при зміні швидкості обдуваючого потоку, пов'язана з існуванням двох критичних швидкостей: перша з них визначається максимальним значенням швидкості потоку, при якій полум'я ще утримується на лобовій точці краплі; друга ж характеризує відновлення полум'я на лобовій крапці при його русі зі сліду краплі.

Переміщення і погасання полум'я досліджували по методу поруватої сфери в потоці повітря кімнатної температури при атмосферному тиску з краплями горючих речовин, питомі теплоти паротворення яких сильно розрізняються.

«Стаціонарна крапля» була пористою кулькою, на поверхню якої за допомогою поршня, що проводиться в рух електродвигуном, подавалося пальне. Витрата пального визначалася індикатором, пов'язаним з направляючим штоком рухомого поршня. Підбором передавального числа шестерень редуктора швидкість подачі палива можна змінювати в широких межах, що дозволяло досліджувати горіння різних летючих рідких палив. Регулюючи подачу пального до краплі так, щоб вона дорівнювала швидкості вигорання, за швидкістю переміщення поршня знаходили витрату пального і швидкість горіння. Крапля, початковий діаметр якої в ході експериментів по її горінню варіювався ( $d_s = 3 - 9$  мм), розташовувалася на зрізі сопла Вітошинського, що дає П-подібний профіль швидкості. Повітря подавалося в сопло з балону, при цьому його об'ємна витрата  $\dot{V}$  контролювався реометром, що дозволяло розраховувати швидкість обдуваючого потоку як

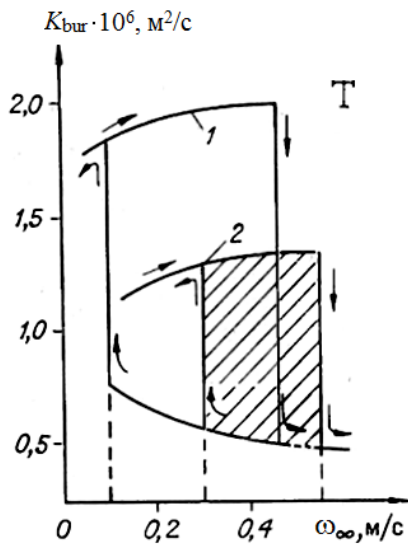


Рис. 7.4. Гістерезис полум'я  $K_f = f(w_\infty)$  капель: 1 – ацетон, 2 – етанол

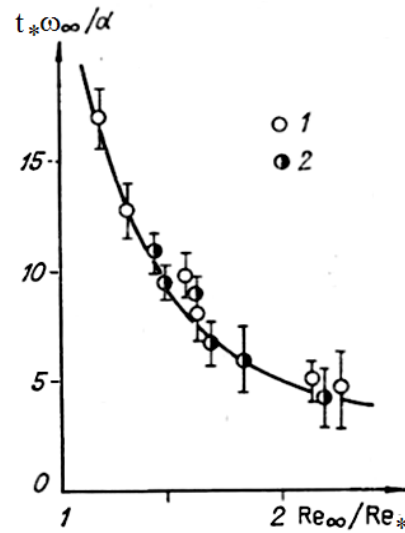


Рис. 7.5. Вплив безрозмірної швидкості потоку на безрозмірний час погасання полум'я: 1. – етанол, 2 – ацетон

$$w_\infty = \frac{4\dot{V}}{\pi D_0^2},$$

де  $D_0$  – діаметр гирла сопла Вітошинського. Переміщення полум'я визначалося відносно лобової точки краплі за допомогою кінозйомки і фотометричного датчика, приєднаного до хронометра.

Таким чином визначалися критичні швидкості потоку, координата полум'я, константи швидкості горіння при стаціонарних значеннях швидкостей потоку. Потім проводилися вимірювання при миттєвій зміні швидкості. Для цього перед «краплею» розташовувалася металева кулька діаметром 10 мм і подавався потік зі швидкістю, що перевищує швидкість зриву полум'я. Запуск кінокамери і хронометра синхронізувався з виведенням кульки з центру сопла.

Експерименти [74], проведені в діапазоні чисел Рейнольдса  $30 < Re_\infty < 135$ , показали наступне:

1. Стаціонарним значенням швидкостей потоку в інтервалі від нуля до величини, меншої швидкості зриву ( $w_\infty < w_*$ ), відповідають стаціонарні положення полум'я і величини констант швидкості горіння. При  $w_\infty > w_*$  полум'я зміщується в слід краплі, константа швидкості горіння зменшується. Якщо після цього знижується  $w_\infty$ , то полум'я відновлюється на лобовій крапці при меншому її значенні, тобто при  $w_s < w_*$ . Це приводить до гістерезисного впливу швидкості

потоку на константу швидкості горіння  $K_{bur} = -\frac{d}{dt}(d_s^2)$  (рис.7.4), яка пов'язана з температурою краплі і координатою полум'я.

2. При миттєвій зміні швидкості потоку від  $w_\infty = 0$  до  $w_\infty > w_*$  полум'я загасає в лобовій крапці через деякий час  $t_*$ , який зменшується зі зростанням  $w_\infty$  і збільшується зі зростанням діаметру краплі (рис. 7.5).

3. Координата полум'я  $L$ , вимірювана щодо лобової точки краплі, з часом змінюється немонотонно: досягає максимальної величини, потім зменшується і надалі залишається незмінною.

4. Після екранування горючої краплі (швидкість потоку падає до нульового значення) полум'я якийсь час залишається нерухомим, потім швидко переміщується до лобової точки і охоплює всю краплю. Швидкість руху полум'я при охопленні більша, ніж при зриві.

Важливу роль у відновленні полум'я при миттєвій зміні швидкості обдування ( $w_\infty \rightarrow 0$ ) грають інтенсивні процеси тепло- і масообміну в області гідродинамічного сліду за краплею. Вже при  $Re > 20$  тут виникає зона циркуляційної течії у формі стаціонарного вихрового кільця. Вихрове кільце симетричне відносно обдуваючого потоку в кільці. На внутрішній межі швидкість направлена вздовж потоку, на зовнішній – проти. Динамічна рівновага тепло- і масообмінних процесів (швидкості випаровування  $dm/dt$  і швидкості тепловиділення) в зоні циркуляції створює умови для встановлення фронту полум'я, що характеризується параметрами горіння, на стаціонарній відстані від краплі, де швидкість потоку дорівнює нормальній швидкості горіння, тобто  $w_\infty = u_n$ . Порушення цієї рівноваги приводить або до зриву полум'я ( $w_\infty > w_*$ ), або до його переміщення назад до лобової крапки і охопленні всієї поверхні краплі ( $w_\infty \rightarrow 0$ ). Така поведінка полум'я корелює зі спостережуваними змінами картини процесу по відношенню до краплі при зміні режиму обтікання. Найбільше значення числа Рейнольдса  $Re_*$ , при якому ще спостерігається винесення завихореності в область зовнішньої течії, за оцінкою, складає  $< 200$ , що відповідає величинам, що досягаються в експерименті.

Загасання полум'я в лобовій крапці при  $w_\infty = w_*$  пов'язане з досягненням максимальної швидкості випаровування і відповідного максимального тепловиділення в результаті хімічної реакції в стехіометричній суміші. При цьому стаціонарне значення  $w_\infty$ , при якому полум'я ще існують на лобовій поверхні краплі, знаходиться з рівності потужності, що витрачається на пароутворення і зміну ентальпії пари, та тепловиділення за рахунок екзотермічної реакції:

$$I(w_*) \left[ L - c_p (T_f - T_s) \right] = \int_{r_f - \Delta r}^{r_f} Q_f W_v 4\pi r^2 dr, \quad (7.4.8)$$

де  $I(w_*)$  – масова швидкість випаровування при швидкості потоку, рівній швидкості зриву полум'я;  $L$  – питома теплота паротворення;  $c_p$  – питома теплоємність пари;  $T_f$  – температура горіння;  $T_s$  – температура краплі, приблизно рівна температурі кипіння;  $Q_f$  – тепловий ефект реакції в стехіометричній реакції в стехіометричній суміші;  $r_f$  – радіус зони горіння, що відповідає температурі горіння;  $\Delta r$  – товщина зони горіння.

При оцінці масової швидкості випаровування виключений ряд ефектів. Проте найбільш сильний з них – вимушений конвективний рух газу відносно краплі пального – враховується критерієм Нуссельта

$$Nu = 2 + b Re_*^{1/2}, \quad Re_* = w_* d / \nu_g,$$

де  $Re_*$  – число Рейнольдса,  $\nu_g$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості повітря.

Вираз для масової швидкості випаровування краплі пального використовується з врахуванням (7.4.8) у вигляді:

$$I(\text{Re}_*) = \frac{2\pi\lambda r_s}{c_p} \text{Nu}(\text{Re}_*) \ln \left[ 1 + \frac{c_p(T_f - T_s)}{L} \right]. \quad (7.4.9)$$

Розіб'ємо область  $r > r_s$  на зону, прилеглу до поверхні краплі ( $r_s < r < r_f - \Delta r$ ), і зону активного тепловиділення ( $r_f - \Delta r < r < r_f$ ). Вважаємо, що процеси тепло- і масопереносу, а також хімічного реагування відбуваються в тонкому прошарку  $\Delta r$ , де радіус зони горіння в лобовій крапці краплі

$$r_f = r_s \left( 1 - \frac{2}{\text{Nu}(\text{Re}_*)} \right)^{-1}. \quad (7.4.10)$$

Коефіцієнти переносу в прошарку  $\Delta r$  вважаємо сталими, профілі полів температур і концентрацій лінійними, критерій Льюїса  $Le = 1$ . На поверхні прошарку пари пального і окислювача згорають в стехіометричному відношенні.

Оскільки зона активного тепловиділення мала в порівнянні з радіусом займання ( $\Delta r/r \ll 1$ ), а тепло, що виділяється при реакції, переноситися тільки теплопровідністю. В області, прилеглої до поверхні краплі вирішується рівняння теплопровідності без урахування хімічних джерел тепла, але з урахуванням випаровування пари палива.

В результаті критерій зриву полум'я можна представити так:

$$\frac{w_*}{d} \approx v_g(T_{bur}) \left( \frac{B}{4b} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{8}{Bd}} \right) \right)^2. \quad (7.4.11)$$

$$B = \frac{u_n c_p (T_f - T_s)}{a_g (L + c_p (T_f - T_s))} \left( \ln \left( 1 + \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} \right) \right)^{-1}. \quad (7.4.12)$$

Тут  $v_g(T_{bur})$  – коефіцієнт кінематичної в'язкості газової суміші при температурі горіння;  $u_n$  – нормальна швидкість розповсюдження полум'я в стехіометричній суміші при температурі кипіння краплі.

Залежність часу затримки загасання залежить від швидкості потоку, діаметру краплі і теплофізичних властивостей рідини, пари і окислювача:

$$t_* = \frac{d}{w_\infty} \frac{B_f}{4b^2 (1 + B_f) \ln(1 + B_f)} \left( 1 - \sqrt{\frac{\text{Re}_*}{\text{Re}_\infty}} \right)^{-1}, \quad (7.4.13)$$

$$B_f = \frac{c_p (T_f - T_s)}{L} - \text{параметр Сполдінга}.$$

Зі збільшення  $w_\infty$  величина  $t_*$  зменшується, а із зростанням діаметру краплі – збільшується. При  $w_\infty \rightarrow w_*$  час затримки загасання асимптотично прагне до нескінченності. Для рідини, у якій швидкість зриву полум'я з краплі більша, час затримки загасання вищий.

### 7.5. Горіння аерозолів

У багатьох випадках при катастрофічних розливах рідких паливних, особливо вищих вуглеводнів, в повітрі утворюється завис дрібних крапель рідини (туман), або аерозоль може створюватися штучно при розпилюванні рідини.

**Розпилювання палива.** Узагальненням результатів експериментальних досліджень була отримана наступна функціональна залежність для середнього розміру крапель рідини при повітряному і паровому розпилюванні (пристрої форсунок) [76]:

$$\frac{d}{D} = f\left(\frac{\mu^2}{\rho_{liq}\sigma D}, \frac{\rho_g w^2 D}{\sigma}\right). \quad (7.5.1)$$

Тут  $d$  – середній розмір крапель,  $D$  – характерний розмір форсунки,  $m$  – коефіцієнт в'язкості рідини,  $\rho_{liq}$  – густина рідини,  $\sigma$  – коефіцієнт поверхневого натягу рідини,  $\rho_g$  – густина газу,  $w$  – відносна швидкість між повітрям і рідиною.

Критерій  $\mu^2/\rho_{liq}\sigma D$  – характеризує співвідношення сил в'язкості і поверхневого натягу (**зворотний критерій Лапласа  $Lp$** ), критерій  $\rho_g w^2 D/\sigma$  – відношення інерційних сил повітряного потоку до сил поверхневого натягу (критерій Вебера  $We$ ). При малій ролі в'язкості  $d/D = f(We)$ . Зі збільшенням числа Вебера розмір краплі зменшується. Це означає, що розпилювання поліпшується зі збільшенням швидкості витікання, густини газу і зменшенням поверхневого натягу.

При механічному розпилюванні  $d \approx D_c^{0.55} / w^{0.9}$  [77]. Для характеристики розподілу крапель по розмірах (середньомасовим) найбільшого поширення набуло рівняння Розіна – Рамлера

$$R = \frac{N_i}{\sum N_i} = \exp\left[-\left(\frac{d_i}{\bar{d}}\right)^m\right], \quad (7.5.2)$$

де коефіцієнт  $m$  для пневматичних і механічних форсунок міняється від 2 до 4, а для ротаційних збільшується до 8 [78],  $R$  – масова частка крапель з розмірами більше  $d_i$ .

Згідно цьому розподілу, максимальний діаметр крапель, що утворюються  $d_{\max} = \bar{d} \cdot 5.924^{1/m}$ , мінімальний  $d_{\min} = \bar{d} \cdot 0.00271^{1/m}$ . Інтервал зміни розмірів  $d_{\max} / d_{\min} = 2186^{1/m}$ , що для практично важливих граничних значень  $m$  (2 і 4) дає 46 і 6.8.

Короткий огляд експериментальних методів вивчення диспергування в рідинах, що горять і не горять, проведений в [79]. Розмір крапель при розпилюванні залежить від характеристик пристрою та рідини і може змінюватися від десятків до сотень мікрон. Слід чекати, що при вибуховому утворенні аерозольної хмари рідкого пального, в ній можуть бути представлені краплі дуже широкого дисперсного складу від декількох мікрон до сантиметрів через неконтрольований характер розпилювання.

**Випаровування і горіння окремих крапель.** Фактично парогазову горючу суміш в чистому вигляді можна отримати тільки в умовах достатньо високих температур (у камерах згорання, топкових пристроях) за рахунок повного випа-

**Таблиця 7.1.** Константа швидкості горіння, температура горіння та коефіцієнт випромінювальної здатності полум'я крапель індивідуальних рідин

|                                      | Спирт етиловий | Ацетон | Толуол | n-гептан | Бензол | Ефір   |
|--------------------------------------|----------------|--------|--------|----------|--------|--------|
| $k_{bur}, 10^6, \text{м}^2/\text{с}$ | 1.38           | 1.95   | 1.86   | 2.2      | 2.49   | 2.7    |
| $T_{bur}, \text{К}$                  | 1840           | 1820   | 2040   | 2130     | 2230   | 1710   |
| $\varepsilon_{пл}$                   | 0.007          | 0.007  | 0.5    | 0.03     | 0.6    | 0.0255 |

ровування крапель. В атмосферних умовах переважний стан пального – аерозольне. Проведемо елементарні оцінки.

Тиск  $p_s$  і густина  $\rho_s$  насиченої пари при температурі  $T$  пов'язані співвідношенням:

$$\rho_s = M_f p_s / RT, \quad (7.5.3)$$

де  $M_f$  – молярна маса пального,  $R$  – універсальна газова стала. Отже, при повному випаровуванні в газоподібний стан може перейти рідка фаза з початковою масовою концентрацією  $B_0 = \rho_s$ . Тоді

$$B_0 = \rho_s = M_f p_s / RT. \quad (7.5.4)$$

При температурі  $T = 293 \text{ К}$  ( $t = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ), якщо скористатися даними по  $p_s$  [53], матимемо, наприклад для гексану  $B_0 = 0.55 \text{ г/м}^3$ , для бензолу  $B_0 = 0.5 \text{ г/м}^3$ , що набагато менше реальних концентрацій в горючій суміші (наприклад, для гексану стехіометрична концентрація на повітрі  $\approx 90 \text{ г/м}^3$ ). Природно, що в камері згорання або в хвилі горіння, через експоненціальну залежність  $p_s(T)$ , величина  $\rho_s$  зростає на декілька порядків і за певних умов все пальне може випаруватися.

Механізм горіння і його швидкість залежать від того, випаровувалася крапля чи ні. Як наголошувалося вище, кількість палива, що випарувалося, визначається його летючістю і ентальпіями пального і повітря (або температурою і тиском). Якщо характерний час випаровування краплі менше характерного часу перебування в передполум'яній зоні хвилі горіння, крапля повністю випарується, і ми маємо справу з гомогенною зоною горіння (горінням парогазової суміші). Інакше кожна крапля оточена індивідуальною зоною горіння, структура фронту горіння дискретна, а швидкість полум'я в істотній мірі залежить від часу вигорання індивідуальної частинки.

Визначення швидкості випаровування є складнішим завданням, ніж обчислення рівноважної кількості випаровуючої рідини. Необхідно знати розподіл крапель по розмірах, локальну концентрацію рідкої фази, мати докладну картину руху газу за краплею, а також мати в своєму розпорядженні точні фізичні характеристики вуглеводнів в рідкій і паровій фазі (і все це в умовах змінного поля температур і концентрацій і, часто, турбулентного характеру течій). Тому обмежимося деякими розмірними оцінками, що передають основні риси процесу.

Велика частина досліджень відноситься до дифузійного горіння рідин з вільної поверхні. Так в [80] приведені швидкості (лінійні) вигорання для 30 різних рідин в кварцових трубках великого діаметру (62 і 106 мм). Типові значення приведені в табл. 7.2.

**Таблиця 7.2.** Лінійна швидкість вигорання рідини

| Рідина        | $w$ , мм/с | Рідина             | $w$ , мм/с |
|---------------|------------|--------------------|------------|
| Бензол        | 0.052      | Сірковуглець       | 0.028      |
| Етиловий ефір | 0.048      | Ацетон             | 0.023      |
| Толуол        | 0.045      | Метанол            | 0.020      |
| Скипидар      | 0.040      | Гас (рос. керосин) | 0.017      |
| Авіабензин    | 0.035      | Солярове масло     | 0.013      |

**Таблиця 7.3.** Залежність масової швидкості вигорання  $n$ -спиртів від числа атомів вуглецю  $n$  в молекулі

| Спирт      | $n$ | $\dot{m} 10^3$ , кг/с·м <sup>2</sup> |
|------------|-----|--------------------------------------|
| Пропиловий | 3   | 4.0                                  |
| Бутиловий  | 4   | 3.8                                  |
| Гексиловий | 6   | 3.3                                  |
| Гептиловий | 7   | 3.1                                  |
| Дециловий  | 10  | 2.6                                  |

Типові значення масових швидкостей вигорання з вільної поверхні [81] для граничних  $n$ -спиртів виявляють монотонне зменшення швидкості вигорання із збільшенням числа атомів вуглецю  $n$  в ланцюзі (табл. 7.3).

Зауважимо, що аналогічне співвідношення масових швидкостей вигорання зберігається і для стаціонарних крапель цих палив (близькі і абсолютні значення  $\dot{m}$ ). Тобто масові швидкості вигорання рідин з відкритою поверхні є досить надійним способом визначення їх відносної летючості.

Для дрібних крапель пального випаровування підкоряється закону Срезневського:

$$t_{\text{evap}} = \frac{d_0^2}{k_{\text{ev}}}, \quad k_{\text{ev}} = \frac{8\lambda_g \ln(1+B)}{c_p \rho_{\text{liq}}}, \quad B = \frac{c_g (T_g - T_s)}{L}. \quad (7.5.5)$$

Для монодисперсних струменів гасу час горіння  $t_{\text{bur}}$  підкоряється такому ж закону і складає

$$t_{\text{bur}} = 2.5 \cdot 10^{-6} d_0^2, \quad (7.5.6)$$

де  $d_0$  – початковий діаметр в мкм,  $t_{\text{bur}}$  в сек. Типовий час горіння дорівнює 0.25 мс для крапель діаметром 10 мкм і 25 мс для 100 мкм [79]. Близькі часи горіння  $t_{\text{bur}}$  для гасу приведені і в [82].

**Горіння аерозависів.** Основна відмінність між аерозависом (розпорошеною рідиною) і пароповітряною сумішшю полягає в тому, що верхня концентраційна межа аерозавису перевищує ВКПР суміші пари того ж пального з повітрям. Ця відмінність особливо істотна, якщо паливо є високомолекулярний вуглеводень з низькою густиною насиченої пари. Так, якщо розмір крапель високолетючого палива малий, то такі краплі можуть випаруватися ще до підходу полум'я і тонкодисперсний аерозоль горітиме практично так, як і перемішена суміш пари палива з повітрям, а властивості полум'я виявляться близькими до властивостей ламінарного полум'я в суміші перемішаних газів. Проте, при збільшенні молекулярної маси рідини і густини її пари швидкість випаровування крапель палива в зоні підігріву істотно знижується, і саме полум'я складатиметься з ансамблю маленьких дифузійних полум'їв, що оточують окремі краплі.

лі. В цьому випадку полум'я може розповсюджуватися і при неповному згоранні кожної краплі, а ВКМР набагато перевершує значення для пароповітряної суміші [83].

В роботі [83] отриманий наближений критерій гомогенізації горіння аерозолію

$$\frac{u_0^2 \rho_0 \rho_{liq} r_0^2 \left(1 + \frac{T_i}{T_0}\right)}{10 \left(\frac{\lambda_g}{c_p}\right)^2 \ln \left[1 + \frac{c_p (T_i - T_0)}{2L}\right]} \leq 1. \quad (7.5.7)$$

Тут  $u_0$  – швидкість розповсюдження полум'я,  $\rho_{liq}$  – густина рідини,  $\rho_0$  – початкова густина газу,  $r_0$  – початковий радіус крапель,  $T_i$  – температура займання краплі,  $L$  – питома теплота випаровування. При виведенні співвідношення приймалося, що швидкість зменшення радіусу краплі визначається співвідношенням:

$$-\frac{dr}{dt} = \frac{\chi}{r}, \quad (7.5.8)$$

Для випаровування без горіння

$$\chi_v = \frac{\lambda_g}{c_p \rho_{liq}} \ln \left[1 + \frac{c_p (T - T_{liq})}{L}\right] \quad (7.5.8)$$

Для горіння в окислювальному середовищі

$$\chi_c = \frac{\lambda_g}{c_p \rho_{liq}} \ln \left[1 + \frac{c_p (T - T_{liq}) + Q_0 Y_0}{L}\right]. \quad (7.5.9)$$

Тут  $T_{liq}$  – температура рідкої краплі (у разі горіння вона дорівнює температурі кипіння),  $T$  – температура середовища далеко від краплі,  $Q_0$  – теплота реакції на одиницю ваги окислювача,  $Y_0$  – вагова частка окислювача в газі.

Результати розрахунку порівнювалися з єдиними, що існують в літературі, даними для горіння розпорошеного струменя крапель тетраліну в повітрі. Вважалося  $T = 300$  К,  $c_p = 1300$  Дж/(кг·К),  $\lambda_g = 4.2 \cdot 10^{-2}$  Вт/(м·К),  $L = 315$  кДж/кг,  $\rho_{liq} = 971$  кг/м<sup>3</sup>,  $\rho_0 = 1.25$  кг/м<sup>3</sup>,  $T_i = 800$  К. Тоді з (3.7.7) витікає, що  $r_0 u_0 \leq 1.32 \cdot 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/с є умовою гомогенізації горіння. Відхилення від гомогенізації спостерігалося при значенні  $u_0 = 30$  см/с, що дає  $r_0 = 4.5$  мкм. Це величина практично співпадала з результатами експериментів ( $r_0 = 4.5 \div 5$  мкм).

Результати експериментів з тетраліном також свідчать про те, що швидкість полум'я зростала зі зменшенням діаметру частинок і збільшенням концентрації палива (в діапазоні 45 ÷ 60 міліграм/л). Природно чекати, що при  $r_0 \rightarrow 0$ , швидкість полум'я в аерозолі прагне до швидкості полум'я в гомогенній парогазовій суміші.

Дані в достатньо контрольованих умовах камери (типу камери Вільсона) з аерозолями етанолу і n-октану приведені в роботі [84]. Видимі швидкості полум'я (без урахування розширення продуктів згорання) для етанолу лежали в

діапазоні  $\sim 140 \div 350$  см/с, *n*-октану  $150 \div 280$  см/с, залежність від співвідношення рідке пальне – повітря мала колоколоподібну форму з максимумом поблизу  $0.07 \div 0.09$  (для етанолу) і  $0.017 \div 0.02$  (для *n*-октану). Найбільш важливий результат полягає в достатньо зрозумілих фізичних наслідках: для бідних сумішей швидкість полум'я в аерозолі трохи менша відповідного значення для парогазової суміші (що вказує на істотну гомогенізацію суміші), а для багатих сумішей, навпаки, швидкості полум'я трохи зростають, при тому тим більше, чим більше розмір крапель. Це свідчить про гетерогенний характер процесу в даних умовах (діапазон розмірів  $\sim 17 \div 38$  мкм), при цьому максимум зміщується у напрямі багатших сумішей.

Найбільш представницькі результати по горінню аерозольних хмар об'ємом до  $600 \text{ м}^3$  приведені в роботах [85, 86]. Вивчався вплив розміру хмари, розміру крапель, концентрації пального, початкового рівня турбулентності в хмарі на швидкості полум'я, що реалізуються.

Для отримання хмар використовувався аерозольний генератор з робочим об'ємом  $\sim 70 \text{ дм}^3$ , в який заливали близько  $40 \text{ дм}^3$  палива, потім його перегрівали і диспергували зі швидкістю близько  $80 \text{ кг/с}$ . Для диспергування використовувалися насадки з розривними діафрагмами (робочий тиск в момент розриву  $\Delta P \leq 4 \text{ МПа}$ ). По мірі випуску перегрітого палива з насадки і переходу його в дисперсний стан краплі охолоджувалися через випаровування і інтенсивне перемішування з холодним повітрям. До моменту підпалювання утворена дисперсна система являла собою парогазокрапельну хмару, температура якої була на  $10 \div 50^\circ$  вище температури навколишнього середовища. Відбір проб, що проводився з різних ділянок хмари, показав порівняльну однорідність лічильної концентрації. Розподіл часток за розмірами описувався логарифмічно-нормальним законом. Середні розміри крапель різних палив (гас, бензин, дизельне паливо, мазут) близькі і знаходяться в діапазоні  $\sim 18 \div 28$  мкм). Коефіцієнт надлишку повітря становив: для бензину – 1.7; гасу – 1.6; дизельного палива – 1.6; мазуту – 1.4. Хмара підпалювалося в центрі високовольтної іскрою. Видимі швидкості поширення полум'я наведені на рис. 7.6.

Величини швидкості полум'я навіть з урахуванням розширення продуктів згорання, що “підштовхують” фронт полум'я в напрямку свіжої суміші ( $\varepsilon = T_{cr}/T_0 = 6 \div 8$ ), свідчать про турбулентний характер протікання процесу.

Нижні концентраційні межі розповсюдження полум'я для аерозавису випробуваних палив представлені в табл. 7.4.

Досліди також проводилися з парогазовими сумішами (бензин, гас). Підпалювання здійснювався на осі витікаючого струменя через  $0.7 \div 0.85$  с від моменту розгерметизації генератора (до утворення аерозолі). При різних діаметрах вихідного сопла  $d$  більш високі видимі швидкості відповідають бензину і безперервно зростають аж до межі хмари (табл. 7.5).

Максимальні швидкості в вій суміші близькі до відповідних значень для розпилювання відповідних палив. При відносно невеликих розмірах хмари ( $R \approx 1$  м) швидкість полум'я зростала весь час, при  $R \approx 2$  м безперервне прискорення полум'я спостерігалось до  $R = 1.5 \div 1.7$  м, потім полум'я розповсюджувалося практично зі сталою швидкістю; при  $R \approx 4$  м прискорення спостерігалось до  $R \approx 2.5 \div 3$  м, потім мали місце або постійна швидкість або деяке її уповільнення. Аналіз експериментальних даних показує, що верхня межа значень швидкості для гас-повітряних і бензин-повітряних сумішей задовільно описується емпіричним виразом:

$$u_{\max} = CR^{1/2} \text{ (м/с)} \quad (7.5.10)$$

де  $C$  для бензину дорівнює  $49 \pm 5$ , а для гасу  $43 \pm 5$ ,  $R$  – радіус, в якому відбувається прискорення полум'я.

З цих досліджень також витікає, що зі збільшенням мікрмасштабу турбулентності (це досягається зміною параметрів випуску і відстанню до сопла) час виходу на режим автотурбулентного (повністю розвиненого) горіння зменшується.

Одні з найцікавіших результатів стосуються впливу розміру крапель і коефіцієнта надлишку повітря на швидкість горіння (рис. 7.7). Тобто у великих хмарах аерозолів, як і в парогазових сумішах, швидкість полум'я максимальна при надлишку палива в суміші. Збільшення швидкості по мірі зменшення розміру крапель корелює з результатами інших авторів.

Нарешті, цитовані роботи є єдиними, в яких вивчався вплив промоторів і інгібіторів на горіння парокрапельних вуглеводневих сумішей різної дисперсності. Як інгібітор в експериментах використовувався порошок йодистого натрію NaI з середнім розміром твердих частинок  $\langle r_{\text{інг}} \rangle \approx 25$  мкм, а як промотор – краплі при розпилюванні пропилнітрату  $[\text{CH}_3\text{--CH}_2\text{--CH}_2\text{--ONO}]$  з  $\langle r_{\text{пром}} \rangle \approx$

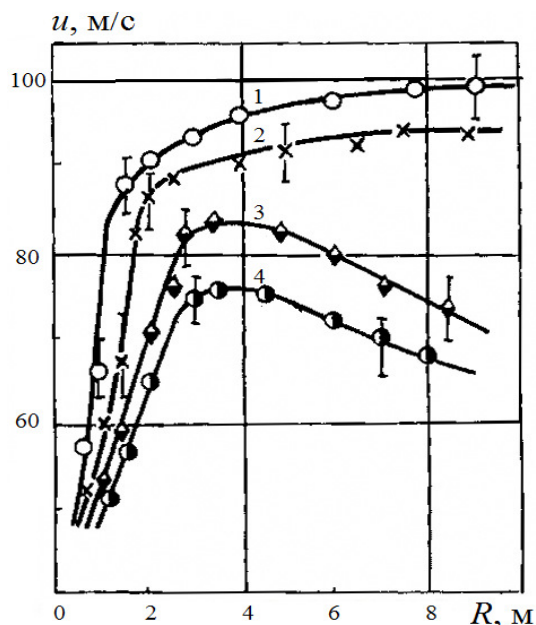


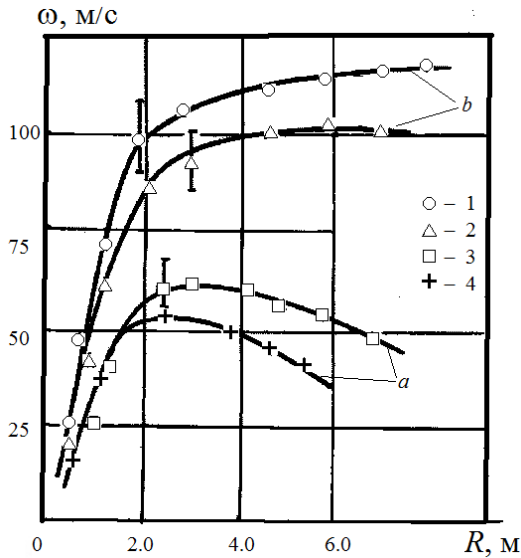
Рис. 7.6. Видима швидкість поширення полум'я по аерозавису палив: 1 – мазут; 2 – дизельне паливо; 3 – гас

Таблиця 7.4. НКМР в аерозольних хмарах

| Паливо             | НКМР, г/м <sup>3</sup> |
|--------------------|------------------------|
| Бензин Б-70        | 42                     |
| Гас НІФС           | 37                     |
| Дизельне паливо ДП | 38                     |
| Мазут М-20         | 35                     |
| Мазут М-80         | 42                     |
| Мазут М-5          | 39                     |

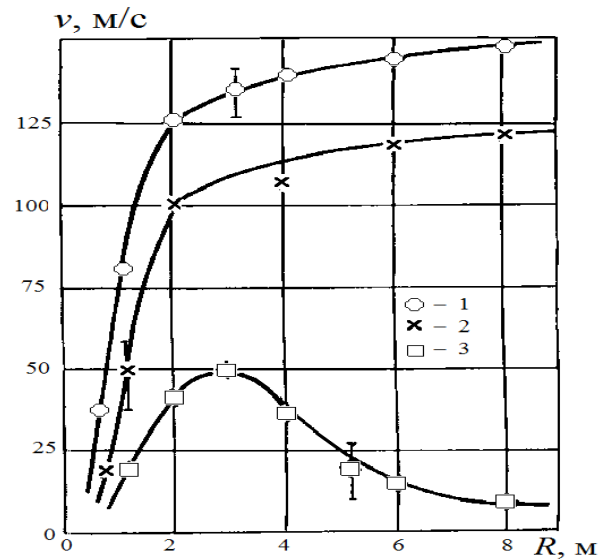
Таблиця 7.5. Максимальні швидкості полум'я в аерозольних хмарах

| $d$ , м | $u$ (бензин), м/с | $u$ (гас), м/с |
|---------|-------------------|----------------|
| 2.0     | $65 \pm 13$       | $59 \pm 12$    |
| 4.0     | $73 \pm 12$       | $64 \pm 12$    |
| 8.0     | $85 \pm 12$       | $76 \pm 11$    |



**Рис. 7.7.** Залежність швидкості видимого фронту полум'я  $\omega(t)$  від коефіцієнту надлишку повітря  $\alpha$  при розпилюванні дизельного палива:

a)  $\alpha = 1.16$                       b)  $\alpha = 0.85$   
 1, 3 –  $\langle r_1 \rangle = 20$  мкм;  
 2, 4 –  $\langle r_2 \rangle = 80$  мкм



**Рис. 7.8.** Вплив домішок промотора ( $\text{CH}_3\text{CH}_2\text{CH}_2\text{ONO}$ ) і інгібітора ( $\text{NaJ}$ ) на видиму швидкість розповсюдження полум'я по аерозавису мазуту.  
 1 – мазут з 2% домішками промотора;  
 2 – чистий мазут;  
 3 – мазут з 10% домішками інгібітора

30 мкм. Рис. 7.8 ілюструє дії вказаних добавок в ідентичних умовах ( $\alpha = 1.4$ ).

Вплив концентрації інгібітору при різних початкових перегрівах і середніх розмірах частинок ілюструє табл.7.6. Аналогічна інформація для промотора представлена в табл.7.7.

Природно, що неможливо провести зіставлення закономірностей горіння великомасштабних аерозольних і парогазових сумішей в одних і тих же умовах. Проте загальні тенденції процесу для вказаних систем представляються цілком очевидними.

Встановлено, що в аерозавису рідких палив може розповсюджуватися детонація [59]. Так при ударно-хвильовій ініціації розпорошених в повітрі легколетючих рідких палив формується хвиля, що само підтримується, з швидкістю, близькою до ідеальної детонації. Безпосереднє збудження детонації двофазних краплинних систем можна здійснити за допомогою заряду твердого ВР. Продемонстрована можливість розповсюдження гетерогенної детонації в трубі, на стінках якої знаходиться плівка легколетючої рідини.

В [87] при дослідженні детонації, що ініціюється зарядом детонатора, в аерозольних хмарах об'ємом  $\sim 5\text{ м}^3$  прийшли до наступного висновку:

1. Високолетючі палива (такі як гексан, гептан) дають об'ємну детонацію в аерозольній формі.

2. Швидкість сферичної детонації відповідає швидкості плоскої детонації в точці Жуге.

3. Для низьколетючих палив (таких як декан і додекан) навіть для дуже дрібних крапель детонація не ініціюється при масі заряду детонатора  $\approx 0.5$  кг.

**Таблиця 7.6.** Вплив промотора на горіння аерозолів мазуту

| Масова концентрація промотора, $c_m$ , % | Видима швидкість горіння при розпилюванні мазуту з домішками пропилнітрату при $\langle r_{\text{пром}} \rangle = 30$ мкм |                                                                          |                                                                          |
|------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|
|                                          | $\Delta T = 300$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 28$ мкм,<br>$u_1 = 115$ м/с                                                 | $\Delta T = 270$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 42$ мкм,<br>$u_1 = 86$ м/с | $\Delta T = 180$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 65$ мкм,<br>$u_1 = 63$ м/с |
| 0.5                                      | 124                                                                                                                       | 92                                                                       | 68                                                                       |
| 1.0                                      | 129                                                                                                                       | 95                                                                       | 71                                                                       |
| 1.5                                      | 132                                                                                                                       | 98                                                                       | 72                                                                       |
| 2.0                                      | 145                                                                                                                       | 103                                                                      | 76                                                                       |
| 2.5                                      | 142                                                                                                                       | 105                                                                      | 76                                                                       |
| 3.0                                      | 146                                                                                                                       | 104                                                                      | 75                                                                       |

**Таблиця 7.7.** Вплив інгібітора на горіння аерозолів мазуту

| Масова концентрація інгібітора, $c_m$ , % | Видима швидкість розповсюдження полум'я при розпилюванні мазуту з домішками NaJ при $\langle r_{\text{інт}} \rangle = 25$ мкм |                                                                          |                                                                          |
|-------------------------------------------|-------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------------|
|                                           | $\Delta T = 300$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 28$ мкм,<br>$u_1 = 115$ м/с                                                     | $\Delta T = 270$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 42$ мкм,<br>$u_1 = 86$ м/с | $\Delta T = 180$ К,<br>$\langle r_1 \rangle = 65$ мкм,<br>$u_1 = 63$ м/с |
| 3.2                                       | 81.0                                                                                                                          | 38.0                                                                     | 34.0                                                                     |
| 3.7                                       | 42.0                                                                                                                          | 27.0                                                                     | 31.0                                                                     |
| 4.5                                       | 28.0                                                                                                                          | 21.0                                                                     | 26.0                                                                     |
| 5.5                                       | 12.0                                                                                                                          | 14.0                                                                     | 19.0                                                                     |
| 6.3                                       | 8.5                                                                                                                           | 10.0                                                                     | 15.0                                                                     |
| 7.5                                       | 7.6                                                                                                                           | 9.2                                                                      | 9.0                                                                      |
| 10.0                                      | 7.2                                                                                                                           | 9.0                                                                      | 8.7                                                                      |

Таким чином, показано, що детонація виникає тільки в тій системі, де є хоч би невелика кількість пари палива, а не тільки краплі.

Можна вважати, що дані висновки, не дивлячись на досить обмежений набір експериментальних фактів, носять достатньо універсальний характер.

Існує достатньо багато теоретичних робіт, присвячених детонації аерозолів. Так Вільямс [88], використовуючи модель гетерогенного горіння краплі (без її подрібнення) теоретично показав можливість розповсюдження самопідтримуючої детонації по аерозавису крапель пального діаметром  $\leq 10$  мкм. В роботі [89] теоретично досліджувався механізм розповсюдження детонації в газорідинних системах. Показано, що швидкість детонації залежить від процесів тепло- і масообміну між фазами і від часів індукції хімічної реакції. Зокрема, в даний час, загальноприйнята точка зору, що основне джерело утворення горючої суміші за ударним фронтом – руйнування (а не випаровування) крапель.

Одне з важливих питань гетерогенної (газ – краплі) детонації – визначення критичних параметрів її збудження [90]. Встановлено, що детонація в двофазній системі з краплями діаметром  $d_0 \geq 100$  мкм ініціюється тільки ударними хвилями з певними характеристиками. Встановлені критичні енергії ініціації.

Загальні властивості детонації в аерозолях такі:

1. Для надкритичних режимів ініціації, що розповсюджується на початковій стадії, перестиснута нестационарна детонаційна хвиля (НДХ) слабшає, «проскакує» значення стаціонарної детонації ЧЖ (зі швидкістю  $u_{D0}$ ), досягає мінімуму  $u_{D\min}$  і лише після цього починає поволі прискорюватися, наближаючись знизу до значення  $u_{D0}$ . Чисельні розрахунки [90] сферичного ініціювання монодисперсного розпилу крапель вуглеводнів в кисні та повітрі показали, що дефект швидкості  $u_D = u_{D0} - u_{D\min}$  практично прямо пропорційний діаметру крапель  $d_0$  і обернено пропорційний так званому динамічному радіусу  $r_0 = (E_0/P_0)^{1/3}$ , де  $E_0$  – енергія ініціюючого вибуху (Дж),  $P_0$  – початковий тиск суміші (Н/м<sup>2</sup>). Залежність  $u_{D\min}$  від параметрів системи досить точно апроксимується виразом:

$$u_{D\min} = u_{D0} (1 - 0.79Z), \quad (7.5.11)$$

де  $Z = 10^3 d_0 / r_0$ .

2. Час механічної релаксації  $t_p$  в двофазному середовищі визначається часом руйнувань крапель за фронтом ударної хвилі УХ. Експериментально знайдено, що повний час руйнування

$$t_3 = (4 - 5)t_0, \quad t_0 = d_0 \sqrt{\rho_{liq} / \rho_g} / (u_1 - u_2),$$

де  $t_0$  – характерний час,  $(u_1 - u_2)$  – швидкість відносного потоку фаз. Реакційна здатність суміші характеризується часом затримки займання  $t_3 = t_n + t_i$ , де  $t_i$  – період індукції хімічної реакції:

$$t_i = KY_{O_2}^\alpha \left( \frac{\rho_0}{\rho_{bur}} \right)^m \left( \frac{T_0}{T_{bur}} \right)^l \exp(E / RT_{bur}),$$

де  $\rho_0$ ,  $T_0$  – початкові параметри газу;  $\rho_{bur}$ ,  $T_{bur}$  – за фронтом УХ),  $t_n$  – час протікання підготовчих фізичних процесів.

Експерименти дозволили встановити, що  $t_n \approx 0.4t_0$ . Експериментальні дослідження детонації в кисневих аерозависах вуглеводнів дозволили також встановити, що гетерогенна детонація можлива у разі  $t_3 \leq 2.5t_0$ .

3. Розроблений алгоритм розрахунку критичної енергії ініціації  $E_{min}$  в залежності від діаметру крапель і співвідношення пального – окислювач. Наприклад, для гас-кисневої суміші  $E_{min}$  зростає від 20.3 до 1388.2 кДж при збільшенні діаметру від 200 до 1000 мкм.

Питання про можливість переходу горіння в детонацію в необмежених хмарах аерозолів залишається відкритим. Очевидно, такий процес аналогічний вибуху необмежених хмар пари, оскільки краплі встигнуть в істотній мірі випаруватися до проходження хвилі горіння. Ряд аварійних неконтрольованих ситуацій з утворенням і подальшим горінням парових хмар [59] свідчать про істотне прискорення полум'я і утворення небезпечної вибухової хвилі, проте прямих свідчень формування детонаційної хвилі немає.

**Приклади розв'язування задач**

**Приклад 1.** Розрахувати час нагрівання холодних крапель етанолу ( $T_0 = 293$  К) діаметром 1 і 2 мм до рівноважної температури, взятої близько до температури кипіння. Краплі подаються в потік нагрітих газів з температурою 1500 К.

**Розв'язок.** Задача прогріву інертної краплі в нагрітому потоці має вигляд

$$c_p \rho_g V \frac{\partial T}{\partial t} = -\alpha S (T - T_g), \quad T(t=0) = T_0, \quad T(t=t_0) = T_{\text{кин}}.$$

Її розв'язок

$$\frac{T_{\text{кин}} - T_g}{T_0 - T_g} = \exp\left(-\frac{t_0}{t_\alpha}\right), \quad t_\alpha = \frac{1}{6} \frac{c_{pg} \rho_g d^2}{\lambda_g \text{Nu}}$$

де величина  $t_\alpha$  – характерний час прогрівання краплі (час, за який відносна температура зменшується у  $e$  разів).

$$t_0 = t_\alpha \ln \frac{T_0 - T_g}{T_{\text{кин}} - T_g}.$$

Для етанолу  $T_{\text{кин}} = 351.5$  К. Питома теплоємність повітря при 1500 К  $c_p = 1200$  Дж/(моль·К), густина  $\rho_g = 0.235$  кг/м<sup>3</sup>; коефіцієнт теплопровідності 0.09 Вт/(м<sup>2</sup>·К). Число Нуссельта виберемо рівним 2.

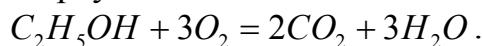
Тоді час релаксації для частинки 1 мм  $t_\alpha = 0.26$  мс, а для 2 мм – 1.04 мс.

Час прогрівання для краплі 1 мм:  $\tau_0 = 13$  мкс, а для 2 мм – 51 мкс.

**Приклад 2.** Розрахувати час згорання краплі етилового спирту діаметром 2 мм в повітрі за стандартних умов.

**Розв'язок.** Для розрахунків використовуємо наступні дані: молекулярна маса  $M_f = 46.1$  кг/кмоль, температура кипіння (краплі)  $T_{\text{кин}} = T_s = 351.5$  К (78.3°C), питома теплота згорання  $Q_f = 29.8$  МДж/кг. Теплоємність пари  $c_p = 1340$  Дж/(кг·К). Густина рідини 790 кг/м<sup>3</sup>. Питома теплота паротворення  $L = 842$  кДж/кг. Масова частинка кисню  $Y_{ok0} = 0.23$ . Температура навколишнього газу  $T_g = 298$  К.

Згідно реакції горіння спирту з киснем



$$\text{Величина } \varphi = \frac{v_{ok} M_{ok}}{v_f M_f} = \frac{3 \cdot 32}{1 \cdot 46} = 2.065.$$

Температура горіння (для спирту  $a_g/D \approx 1$ )

$$T_f = T_g + \frac{(Q_f - L) Y_{ok0} a_g}{c_g \varphi D} = 2700 \text{ К.}$$

Видно, отримане значення значно завищене від експериментальних значень  $T_{f0} = 2100$  К. Коефіцієнт температуропровідності виберемо для середньої температури  $(T_f + T_g)/2$ . В результаті отримаємо для константи горіння

$$k_{\lambda} = 8a_g \frac{\rho_g}{\rho} \frac{Nu}{2} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right) =$$

$$= 8 \cdot 15 \cdot 10^{-6} \left( \frac{1500}{273} \right)^{1.75} \frac{0.235}{890} \cdot \ln \left( 1 + \frac{1340(2700 - 351)}{842 \cdot 10^3} \right) = 0.95 \cdot 10^{-6} \text{ м/с}$$

Отже, час вигорання частинки діаметром 2 мм складає

$$t_{bur} = \frac{d^2}{k_{\lambda}} = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{0.95 \cdot 10^{-6}} = 4.24(\text{с}).$$

**Відповідь:** Час вигорання 4.24 с.

**Приклад 3.** Розрахувати радіус зони горіння краплі етилового спирту діаметром 2 мм, яку обтікає повітря зі швидкістю 2 м/с. Параметри взяти з попередньої задачі.

**Розв'язок.** Для розрахунку радіуса зони горіння використаємо формулу (7.2.8). Невідомою величиною є радіус приведеної плівки  $r_{pel}$ . Для її оцінки поперше визначимо число Рейнольдса

$$Re = \frac{wd}{v_g} = \frac{2 \cdot 2 \cdot 10^{-3}}{15.2 \cdot 10^{-6}} = 263.$$

По-друге по формулі Вирубова визначимо число Нуссельта

$$Nu = 0.54 Re^{1/2} = 8.76.$$

Тоді радіус приведеної плівки дорівнює

$$r_f = r_s \left( 1 - \frac{2}{Nu} \right)^{-1} = 1 \cdot 10^{-3} \left( 1 - \frac{2}{8.76} \right)^{-1} = 1.3 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 1.30 \text{ мм}.$$

Підставляємо в формулу (7.2.8) отримуємо

$$\frac{1}{r_f} = \frac{1}{r_{pel}} + \frac{\frac{1}{r_s} - \frac{1}{r_{pel}}}{1 + \frac{Q_f}{c_g (T_f - T_{g0})} \ln \left( 1 + \frac{c_g (T_f - T_s)}{L} \right)} = 1.28 \text{ мм}$$

**Відповідь:** 1.28 мм

## Розділ 8. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ПОЛУМ'Я В ГАЗОПИЛОВИХ СИСТЕМАХ

### 8.1. Нижні концентраційні межі розповсюдження полум'я

Досліджень горіння пилу, як експериментальних, так і теоретичних виконано значно більше, чим в аерозолях. Існує цілий ряд монографій, присвячених саме проблемі горіння і вибуху пилу. Так в [91] приводиться багато даних, що стосуються органічного пилу. Аналогічним питанням присвячена робота [92]. Докладна увага пилу і їх порівнянню з горючими газами приділена в [64]. Нарешті, монографія [93] підсумовує наявний експериментальний і частково теоретичний матеріал, накопичений в світовій практиці за останні десятиліття.

Проте в цих джерелах основна увага приділена вибуховим характеристикам пилу (середній тиск вибуху, максимальний тиск вибуху, константа горіння  $K_{bur}$ , НКМР) і зовсім мало уваги приділено аналізу фізичних особливостей горіння пилу, перш за все механізмів розповсюдження полум'я в пилу. Крім того, дані різних авторів можуть істотно розходитися. Це обумовлено великою різноманітністю використовуваних методик досліджень та з величезними експериментальними труднощами при вивченні горіння пилу. На відміну від газів, практично кожен вид пилу вимагає розробки особливої методики створення аерозавису з достатньо контрольованими параметрами. Тут, перш за все, необхідно забезпечити достатню дезагрегацію порошку і рівномірне заповнення контрольного об'єму.

Мета подібних досліджень полягає у вивченні впливу фізико-хімічних (сорт, концентрація, дисперсність пального, концентрація окислювача) і газодинамічних чинників (обумовлених організацією процесу горіння) на умови реалізації різних режимів горіння – ламінарного, вібраційного, турбулентного, детонаційного, властивих їм механізмів і закономірностей; стійкості і взаємних переходів між режимами. Для об'єктивізації отримуваної інформації необхідно проводити дослідження (і зіставляти дані) в умовах, що найчастіше зустрічаються на практиці, – пальникових пристроях (дифузійні і заздалегідь перемішані двофазні факела), трубах різної довжини і діаметру при запалюванні завису у відкритого і закритого кінців, бомбах постійного об'єму і тиску, вільних хмарах.

**Нижні концентраційні межі розповсюдження полум'я (НКМР)** – одна з найважливіших характеристик горючих аерозависів – відображає динамічний характер передачі теплової хвилі в завису. Основою методу експериментального визначення НКМР була організація процесу розповсюдження полум'я у вертикальних трубах з ламінарним стаціонарним перебігом фронту горіння, що реалізовується в умовах вільного відтоку продуктів згорання (підпалювання у відкритого кінця труби), в сферичних хмарах аерозависів об'ємом  $(5 \div 10) 10^{-3} \text{ м}^3$  (підпалювання в центрі хмари) і в бомбах постійного об'єму).

Результати експериментального дослідження [94] залежності НКМР в аерозависі попередньо фракціонованого магнію від розміру часток (рис. 8.1), виявляють такі характерні особливості граничного поширення полум'я:

1. Як у сферичних хмарах, так і в трубах НКМР має мінімум в області розмірів частинок  $15 \div 40$  мкм. Відмітимо, що експериментальні дані, отримані Недіним зі співробітниками [95], в камерах постійного об'єму (бомбах) також характеризуються наявністю мінімуму в указаному діапазоні розмірів частинок (крива 1).

2. Практичний збіг значень граничної концентрації для труб в широкому діапазоні розмірів частинок ( $20 \div 90$  мкм) означає, що вже для труб діаметром понад 5.6 см вплив зовнішнього тепловідводу малоістотний.

3. НКМР в об'ємних завесах перевершує, в цілому, НКМР в трубах при однакових розмірах частинок. Особливо велика ця розбіжність в області розмірів частинок понад 25 мкм.

Аналіз граничних умов розповсюдження хвилі горіння в завису дозволив виявити основні чинники, що обумовлюють вплив фізико-хімічних параметрів завису і умов організації процесу горіння на значення НКМР [44].

На основі обліку дискретності джерел тепловиділення в об'ємі газозавису розвинений теоретичний підхід до опису процесу розповсюдження полум'я в рамках нестационарного кондуктивного механізму переносу тепла (однотемпературне, одношвидкісне наближення). Особливістю пропонованого підходу є віддзеркалення дискретної природи газозавису вже в самих диференціальних рівняннях переносу тепла по газозавису. Вирази для НКМР

$$B_{НКП} = \frac{c\rho(T_B - T_0)}{FQ - c_s(T_B - T_0)} \quad (8.1.1)$$

і швидкості розповсюдження полум'я

$$u = \frac{1}{r_s} \left[ \frac{FQa}{\tau k_{bur} c\rho_g (T_B - T_0)} \right]^{1/2}, \quad (8.1.2)$$

що отримані з використанням достатньої умови – досягнення температури займання  $T_B$  за час, що не перевищує часу горіння частинок  $t_{bur}$ , відрізняються від відомих виразів Джекея і Лейпунського по моделях суцільних середовищ наявністю чинника  $F$  (тут  $Q$  – питомий тепловий ефект реакції,  $a$  – ефективна температуропровідність завису,  $k_{bur} = t_{bur} / d_0^2$  – константа горіння частинки,  $\rho_g$  – густина газу,  $\tau = t/t_{bur}$ ,  $t_{bu}$  – час горіння частинки). Значення цього чинника  $F$  (частка тепла, що передається з зони горіння в передполум'яну зону) залежать від структурних особливостей завису (розподілу частинок в просторі, розміру і форми осередку горіння), динаміки розігріву і початкових умов (умов запалювання). Асимптотичні значення чинника  $F$  у разі сферичної симетрії приблизно на

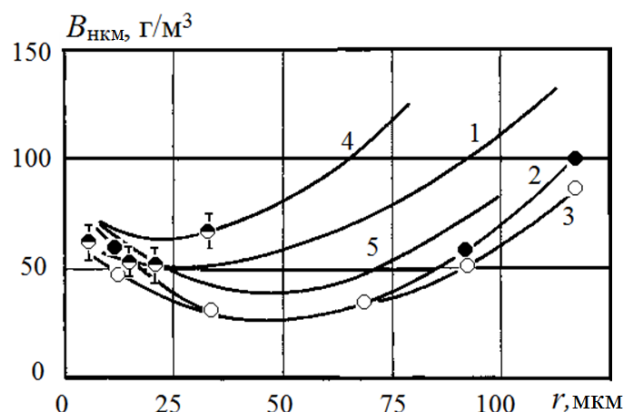


Рис. 8.1 Залежність  $B_{НКМ}$  від розміру частинок магнію:

1 – дані в бомбі;

2, 3 – труби діаметром 0.056 і 0.082 м;

4, 5 – розрахунок

● – сферичні полум'я ( $V = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ )

20% менше відповідних значень для плоскої симетрії, що обумовлює зростання НКМР в об'ємних зависах.

Температура займання газозавису, що увійшла до виразів (8.1.1) і (8.1.2), була зовнішнім (таким, що задається) параметром задачі. Температури частинок  $T_s$  і газу  $T_b$  для їх коректного визначення в момент займання повинні бути величинами, узгодженими з параметрами хвилі горіння. Одним з таких параметрів є темп розігріву газової компоненти, що пов'язаний з потужністю тепловиділення, яка генерується джерелами в зоні горіння.

Чисельний аналіз задачі про займання частинок в зростаючому полі температури в передполум'яній зоні (профіль приймався лінійним  $T = T_0 + bt$ ) показав, що температура займання частинок  $T_s$  близька до температури самозаймання  $T_s^*$ , а залежність температури газу  $T_b$  від розміру частинок має мінімум і в наближенні інертного розігрівання може бути виражена співвідношенням  $T_b^* = T_\infty^* + t_p b$ , де  $T_\infty^*$  – температура газу, достатня для самозаймання,  $t_p$  – характерний час теплової релаксації частинок.

Положення мінімуму на залежності  $T_b(r_s)$  узгоджується з мінімумом на залежності  $B_{HKM}(r_s)$  і обумовлено тепловим запізненням температури частинок відносно газового компоненту.

Нарешті, розбіжність значень НКМР в хмарах і трубах в області великих розмірів частинок обумовлена впливом динаміки руху частинок відносно газу на співвідношення газової і твердофазної компонент, що поступають у фронт хвилі горіння.

Виходячи з рівності теплових потоків у фронті хвилі горіння, отриманий наступний, напівфеноменологічний вираз для граничної концентрації

$$B_{HKП} = \frac{c\rho(T_B^i - T_0)}{FQ - c_s(T_B^i - T_0)} \frac{u}{u + w_s}, \quad (8.1.3)$$

де  $u$  – швидкість розповсюдження полум'я на межі,  $w_s$  – відносна швидкість руху частинок.

Таким чином, облік розглянутих теплофізичних, структурних і динамічних чинників у виразі (8.1.3) не тільки правильно відображає спостережувані залежності  $B_{HKM}(r_s)$  (рис. 8.1), але і дозволяє погоджувати результати, що отримуються в різних експериментальних умовах.

Відзначимо також, що для багатьох органічних речовин, окислення яких підкоряється лінійному закону, характерна наявність мінімуму на залежності  $B_{HKM}(r)$  [92, 93]. У разі параболічного закону окислення (алюміній)  $T_b$  є монотонно зростаючою функцією  $r$  і це обумовлює монотонне зростання  $B_{HKM}$  по мірі зростання розміру частинок [95].

У разі поширення полум'я в вузьких каналах істотний вплив тепловтрат з системи на значення НКМР (неадіабатичних НКМР) [96]. Методично неадіабатичний НКМР розглядався як концентраційна межа гасіння аерозавису при переході полум'я з широкого каналу (де концентрація перевищує адіабатичний НКМР) у вузький канал і зводиться до відшукування умов, при яких проскакування полум'я через вузький канал стає неможливим. В якості вузьких каналів використовувалися стільникові решітки (хоннейкомби), що вводяться в реак-

ційну трубу діаметром 0.082 м і вжиною 3.5 м. Вивчалось гасіння полум'я аерозависі частинок магнію в залежності від їх розміру, розміру і довжини каналу (рис 8.2). Використовувалися вставки з розміром чарунки  $D = 0.027$  м і довжиною  $l = 0.15$  і  $0.4$  м,  $D = 0.014$  м і  $l = 0.15$  м. Випробовувалися вузькі фракції порошків магнію з діаметрами частинок 7, 40, 135, 180, 230 мкм.

Отримані результати знаходять пояснення в рамках континуальної моделі плоского неадіабатичного ламінарного полум'я, що враховує тільки кондуктивну теплопередачу в завису і тепловтрати в стінки каналу. Аналогічні дослід в аерозависі кукурудзяного крохмалю [93] показали, що розмір гасіння зменшується від 0.03 м при  $B = 80$  г/м<sup>3</sup> до 0.007 м при  $B = 500 \div 1100$  г/м<sup>3</sup>. Оскільки параметри (швидкість полум'я, концентраційні межі, енергії запалювання) близькі для багатьох видів пилу натуральної органіки, ці значення дають цілком достовірний порядок величин розмірів гасіння для багатьох видів органічного пилу. Відзначимо також, що для газів розміри гасіння прийнято вважати рівними подвоєній товщині фронту полум'я, що продемонстровано для типової газової суміші і пилу кукурудзяного крохмалю (табл. 8.1).

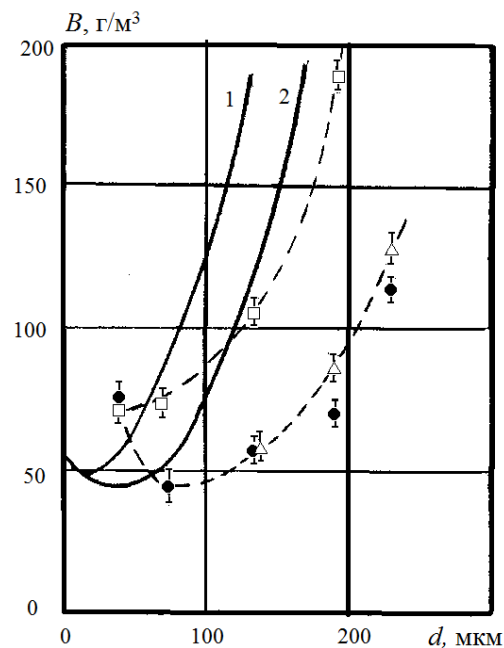
Тобто припущення про подвоєну товщину фронту полум'я є цілком прийнятним при оцінці розмірів гасіння в пилу, виходячи з даних по товщині фронту (що значно простіше для експериментальних досліджень).

Для двофазних середовищ в [97] рекомендується використовувати наступне рівняння для відстані гасіння  $L_q$ :

$$L_q = \sqrt{8a_p} \left\{ \left[ \frac{C_3^3 \rho_p d_{32}^3}{8C_1 f^2 (\lambda_p / c_p) \phi \ln(1+B)} + \frac{12.5a_p}{S_u^2} \right]^{-1} - \frac{9QC_1^2 \varepsilon \sigma T_p^4}{c_p \rho_p C_3^3 f D_{32} \Delta T_{st}} \right\} \quad (8.1.4)$$

**Таблиця 8.1.** Порівняння метан-повітряних і стехіометричної крохмаль-повітряної (6% вологи) сумішей

| Пальне                           | Крохмаль | Метан |
|----------------------------------|----------|-------|
| Ламінарна швидкість полум'я, м/с | 0.27     | 0.45  |
| Відстань гасіння, мм             | 7        | 2     |
| Товщина полум'я, мм              | 3 ÷ 4    | 1     |



**Рис. 8.2.** Граничні концентрації погасання в залежності від розміру частинок і діаметру каналу: 1 –  $D = 0.014$  м; 2 –  $D = 0.027$  м; ● –  $D = 0.027$  м,  $l = 0.15$  м; Δ –  $D = 0.027$  м,  $l = 0.4$  м; □ –  $D = 0.014$  м,  $l = 0.15$  м; — — — експеримент; — розрахунок

Тут  $a_p$  – коефіцієнт температуропровідності крапель або частинок палива,  $\rho_p$  – густина крапель чи частинок,  $\varepsilon$  – випромінювальна здатність частинок або крапель,  $\phi$  – коефіцієнт надлишку пального,  $\sigma$  – стала Стефана – Больцмана,  $C_1$  і  $C_3$  – відповідно відношення середньоповерхневого і середньооб'ємного діаметрів частинок до середнього діаметру,  $f$  – коефіцієнт набухання твердого палива,  $\lambda_p$  – коефіцієнт теплопровідності палива,  $u_s$  – швидкість ламінарного горіння суміші,  $T$  – температура,  $T_{st}$  – перепад температури в полум'ї стехіометричної суміші, індекс "p" відноситься до палива.

Перший доданок в квадратних дужках в правій частині рівняння (8.1.4) відображає внесок дифузії, другий доданок – внесок хімічних реакцій, член, що залишився, враховує втрати тепла на випромінювання.

У [66] дано рекомендації і рівняння для розрахунку відстаней гасіння гомогенних і гетерогенних сумішей (від гомогенної нерухомої до гетерогенної, полідисперсної, сильно турбулентної). На завершення відзначимо, що дані по НКМР і температурах займання для широкого набору палив (натуральна органіка, вугілля, пластмаси, метали і сплави, косметичні і фармацевтичні речовини) з вказівкою методу визначення, дисперсного складу пилу, максимального тиску і швидкості наростання тиску вибуху приведені в [93]. Що стосується верхньої концентраційної межі розповсюдження полум'я, його значення, на відміну від газозависних сумішей, дуже великі (більше  $1 \text{ кг/м}^3$ ) і часто перевершують концентрації, що створюються в реальних умовах [93].

## 8.2. Ламінарне полум'я в пилу

Аналіз проблеми ламінарного полум'я в газозависах ґрунтується на підходах, розвинених стосовно горіння газозависних систем (докладна бібліографія дана в [10]) і враховує цілий ряд властивих аерозависам особливостей. Це, насамперед, відмінності в температурах і швидкостях конденсованої і газової компонент, закономірності займання і горіння частинок в хвилі горіння. Вказані особливості обумовлюють існування в газозависі ширших, порівняно з газами, фронтів горіння і наявність значних радіаційних потоків.

У зв'язку з цим, з нашої точки зору, принципово важливими для ламінарного режиму є взаємопов'язані питання про механізм передачі тепла в перед полум'яну зону і про можливість використання стосовно аерозавису поняття нормальної (фундаментальної) швидкості полум'я. Нормальна швидкість полум'я визначає обсяг горючої суміші, що надходить в одиницю часу на одиницю поверхні фронту полум'я і в разі викривлених фронтів характеризує швидкість переміщення фронту полум'я по нормалі до його поверхні. Для аерозависів, за аналогією з газами, введення нормальної швидкості виправдано в тому випадку, коли ширина передполум'яної зони  $l_n$  і ширина зони горіння  $l_{bur} = ut_{bur}$  набагато менше радіуса кривизни фронту полум'я в порівнянні з розмірами експериментальної установки (для труб – діаметр труби, для пальників – діаметр сопла). У разі кондуктивного механізму теплопередачі ( $l_n \cong a_g / u$ ), типові значення  $u \cong (0.1 \div 0.4 \text{ м/с})$ ,  $a_g \cong 4 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$  і  $l_n \cong (1 \div 4) \cdot 10^{-3} \text{ м}$ ,  $l_{bur} \leq 10^{-2} \text{ м}$ . Тобто

необхідні умови зазвичай виконуються. Тут  $a_g$  – коефіцієнт температуропровідності газу. Для радіаційного механізму ширина зони прогріву має порядок довжини пробігу випромінювання в вихідному завису та може становити десятки сантиметрів і навіть метри. Тобто поняття нормальної швидкості в цьому випадку буде виправдано тільки для великомасштабних установок.

Таким чином, стосовно аерозавису частинок мова може йти про співвідношення кондуктивного потоку із зони горіння та радіаційного потоку від зони горіння і від зони високотемпературних конденсованих продуктів згорання. Практично задача повинна вирішуватися двома шляхами: 1) прямими вимірюваннями кондуктивного і радіаційного потоків, що виходять із зони горіння; 2) визначенням функціональної залежності швидкості полум'я від параметрів аерозавису (розміру частинок і концентрації твердої фази) в максимально можливому діапазоні їх значень і в різних експериментальних умовах.

У зв'язку з вищевикладеним, зупинимося на сучасному стані даної проблеми. Теоретичні дослідження горіння газозавису ґрунтуються на добре розвинених моделях горіння одиночних крапель і частинок (починаючи з робіт Варшавського і Срезневського). В загальному випадку прогрів частинок до температури займання в хвилі горіння здійснюється сумісною дією кондуктивного, конвективного і радіаційного потоків тепла. Проте, доцільно роздільне врахування кожного з вказаних доданків, з тим, щоб надалі, ґрунтуючись на експериментальних даних, виявити область переважання того чи іншого механізму теплопередачі.

**Кондуктивний механізм** припускає, що прогрів завису здійснюється молекулярною теплопровідністю. Перші теоретичні роботи в цій області виконані Лейпунським [98] і Вільямсом [21]. Так, в [98], в припущенні, що швидкість горіння чорного порошу визначається горінням вугільних частинок, що виносяться з поверхні, отриманий вираз для швидкості полум'я

$$u = \sqrt{\frac{a_g}{t_{bur}} \frac{T_{bur} - T_n}{T_n - T_0}}. \quad (8.2.1)$$

де  $a_g$  – коефіцієнт температуропровідності газу,  $t_{bur}$  – час горіння частинок,  $T_n$  – температура поверхні порошу,  $T_{bur}$  – температура горіння.

Не дивлячись на простоту, вираз (8.2.1) передає всі основні особливості кондуктивного механізму хвилі горіння. Дійсно, у разі дифузійного режиму горіння частинок ( $t_{bur} \sim d^2$ ) швидкість полум'я пропорційна  $d^{-1}$ , а для кінетичного ( $t_{bur} \sim d$ ) пропорційна  $d^{-1/2}$ .

**Радіаційний механізм.** Наявність високотемпературних частинок, що горять, і продуктів їх згорання в зоні горіння (або в післяполум'яній зоні), а також висока поглинальна здатність завису в зоні прогріву можуть зумовити істотну роль процесів радіаційного переносу в явищах розповсюдження фронту горіння в газозависі.

Загальні риси радіаційного механізму розповсюдження полум'я передають наступні прості оцінки, проведені Нуссельтом [99]. При стаціонарному розповсюдженні полум'я променистий потік від суцільного фронту горіння з ефекти-

вною температурою  $T_{eff}$  за час  $dt$  рівний  $\sigma T_{eff}^4 dt$ . За цей же час фронт полум'я переміщується на  $dx = udt$  і, отже, променистий потік повинен прогріти цей шар до деякої температури  $T_b$ , тобто

$$\sigma T_{eff}^4 dt = C_{об} (T_b - T_0) dx$$

тут  $C_{об}$  – об'ємна теплоємність суміші.

Звідки

$$u = \frac{dx}{dt} = \frac{\sigma T_{eff}^4}{C_{об} (T_b - T_0)}.$$

А залежність від  $d$  реалізується тільки через  $T_b(d)$ , тобто для магнію  $u$  повинна була б рости зі зростанням  $d$  (оскільки  $T_b$  зменшується), для алюмінію – навпаки, зменшуватися або залишатися незмінною.

**Конвективний механізм** припускає, що перенос тепла з зони горіння в передполум'яну зону проводиться в основному рухомими газоподібними продуктами згорання. Цей режим може реалізовуватися при розповсюдженні полум'я від закритого кінця реакційної судини і в хмарах аерозавису. Необхідними умовами його виникнення є: істотне газовиділення при горінні частинок, теплове розширення продуктів згорання в напрямі руху фронту полум'я і відмінність в швидкостях руху частинок і газу. Теорія конвективного розповсюдження полум'я в аерозависі частинок унітарного палива (пороху) розвинена в роботах Вайнштейна, Нігматулліна на основі механіки багатофазних середовищ.

Таким чином, теоретично можливі механізми розповсюдження полум'я по газозавису достатньо детально вивчені. Разом з тим, на нашу думку, стосовно завдань хвильового горіння конкретних газозависів враховуючи неповноту (або обмежений характер) інформації про термодинамічні параметри системи, оптико-спектральні характеристики початкових частинок і продуктів згорання, можливі зміни гідродинамічних режимів, застосування строгих постановок задач в рамках механіки багатофазних потоків має скоріш ілюстративний характер. Тобто це припускає отримання не стільки кількісної, а скільки якісної інформації про залежність швидкості полум'я від параметрів завису.

Природно, вибір тієї або іншої моделі ламінарного полум'я стосовно конкретного типу завису і апаратних умов може проводитися тільки шляхом порівняння з відповідними дослідними даними.

**Кондуктивно-радіаційний механізм.** Найбільш строго така програма була реалізована в роботі [46] для аерозавису частинок магнію і алюмінію, набір експериментальних даних для яких найбільш представницький. Нормальна швидкість полум'я визначається з системи диференціальних рівнянь, що описують динаміку прогріву газового і твердого компонентів в передполум'яній зоні (розглядається плоский стаціонарний фронт полум'я, що розповсюджується в нескінченному просторі горючої аерозавису)

$$\frac{1}{6} \pi d^3 c_s \rho_s (u + w_s) \frac{dT_s}{dx} = q_0 \frac{\pi d^2}{4} e^{-\frac{|x|}{l}} - \pi d^2 \alpha (T_s - T) \quad (8.2.2)$$

$$\lambda_g \frac{d^2 T}{dx^2} - c_g \rho_g u \frac{dT}{dx} + \pi d^2 \alpha (T_s - T) n = 0 \quad (8.2.3)$$

Рівняння (8.2.2) описує прогрів частинок (індекс  $s$  відноситься до частинок) з урахуванням радіаційного потоку  $q_0$ , що поступає із зони продуктів згорання, і можливого руху частинок відносно газу  $w_s$ . Рівняння (8.2.3) описує зміна температури газу. Тут  $n = 6B/(\pi d^3 \rho_s)$  – рахункова концентрація частинок,  $\text{м}^{-3}$ ;  $B$  – масова концентрація пального;  $l = 2d\rho_s/3B$  – довжина пробігу випромінювання в початковому зависі;  $\alpha = \lambda_g Nu / d$  – коефіцієнт теплообміну частинки з газом;  $c_g$  – теплоємність;  $\rho_g$  – густина;  $\lambda_g$  – теплопровідність газу;  $T$  – температура газу;  $d$  – діаметр частинок. У (8.2.2) нехтуємо тепловиділенням за рахунок реакції в зоні прогрівання. Умови на холодній границі (полум'я розповсюджуються вздовж осі  $x$ )

$$T(x = -\infty) = T_s(x = -\infty) = T_0. \quad (8.2.4)$$

На межі зони прогріву і горіння ( $x = 0$ ) як граничну умову запишемо рівняння теплового балансу між зонами прогрівання і реакції

$$\lambda_g \frac{T_{bur} - T_i}{ut_{bur}} + q_0 = c_g \rho_g u (T_i - T_0) + c_s B (u + w_s) (T_{si} - T_0). \quad (8.2.5)$$

Тут  $T_i$  і  $T_{si}$  – температура газу і частинок в точці займання,  $t_{bur}$  – час горіння частинок,  $T_{bur}$  – адиабатична температура згорання. Профіль температури газу в зоні горіння вважаємо лінійними, так що  $\lambda_g (T_{bur} - T_i) / ut_{bur}$  – середній кондуктивний потік тепла в передполум'яну зону. За умову займання беремо  $T_{si} = T_s^*$  ( $T_s^*$  – температура частинок в режимі самозаймання). Її вибір істотно не впливає на отримувані результати, однак істотно спрощує завдання.

Вирішуючи систему (8.2.2) – (8.2.5) приходимо до наступного трансцендентного рівняння:

$$\lambda_g \frac{\Delta T_{ad}}{ut_{bur}} - \left\{ \frac{\Delta T_{si}}{N} + A \left( l - \frac{M}{N} \right) \right\} \left\{ c_g \rho_g u + \frac{\lambda}{ut_{bur}} \right\} + q_0 - c_s B (u + w_s) \Delta T_{si} = 0. \quad (8.2.6)$$

де

$$N = \left\{ 1 + \frac{t_0}{a_g} u (u + w_s) \right\}^{-1}, \quad M = l + t_0 \frac{c_g \rho_g}{c_s B} \left( u - \frac{a_g}{l} \right),$$

$$A = \frac{q_0 l}{c_g \rho_g a_g t_0 (u + w_s)} \left\{ \frac{u}{u + w_s} \frac{1}{a_g t_0} + \frac{c_s B}{c_g \rho_g a_g t_0} + \left( \frac{u}{a_g} - \frac{1}{t_0 (u + w_s)} \right) l - 1 \right\}^{-1},$$

$$a_g = \frac{\lambda_g}{c_g \rho_g}, \quad \Delta T_{ad} = T_{bur} - T_0, \quad \Delta T_{si} = T_{si} - T_0, \quad t_0 = \frac{d^2 c_s \rho_s}{6 Nu \lambda_g}, \quad g = \frac{t_{bur}}{t_0}.$$

З (8.2.6) легко отримати граничні вирази чисто кондуктивного і радіаційного механізмів горіння. Вважаючи  $A = 0$  ( $q_0 = 0$ ) і  $w_s = 0$ , маємо для кондуктивного механізму

$$u^2 \frac{t_0}{a_g} = \frac{1 + g \frac{c_g \rho_g}{c_g \rho_g}}{2g} \cdot \left( \sqrt{1 + \frac{4g}{\left( 1 + g \frac{c_g \rho_g}{c_g \rho_g} \right)^2} \frac{T_{bur} - T_{st}}{T_{st} - T_0}} - 1 \right).$$

Нехтуючи теплопровідністю ( $\lambda_g \rightarrow 0$ ), отримаємо у разі радіаційного механізму для  $u$  вираз

$$\Delta T_{si} = \frac{q_0}{c_s B u} \left( 1 + \frac{u t_0}{l} \frac{c_g \rho_g}{c_s B} \right) \left( 1 + \frac{c_g \rho_g}{c_s B} + \frac{u t_0}{l} \frac{c_g \rho_g}{c_s B} \right)^{-1} \quad (8.2.7)$$

Подальший аналіз істотно залежить від конкретизації радіаційного потоку  $q_0$ , що входить в зону прогріву. В [17]  $q_0$  оцінювалося експериментально за такою методикою. Хмара аерозавису об'ємом  $5 \div 40$  л створювалися пневмоімпульсним способом і підпалювалася в центрі імпульсною електричною іскрою. Реєструвалися (рис. 8.3) радіус зони горіння  $R(t)$  (швидкісна кінокамера, фоторегістратор), колірна температура полум'я (двухколовий пірометр), сила світла  $I(t)$ , інтегральний потік випромінювання  $\Phi(t)$  в діапазоні довжин хвиль  $2 \div 20$  мкм (інтегральний приймач випромінювання МГ-30), інтегральний потік випромінювання в діапазоні  $0.4 \div 1.2$  мкм (скануючий монохроматор).

Інтегральний потік випромінювання  $q_{2-20} = \Phi/4\pi R^2$  з одиниці поверхні хмари з точністю  $\pm 15\%$  залишається постійним при  $R \geq 5 \cdot 10^{-2}$  м і свідчить про те, що випромінювач є оптично товстим (довжина пробігу випромінювання в продуктах згорання мала). Для параметрів, приведених на рис. 8.3,  $q_{2-20} = (4 \pm 2) \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup> і  $q_{0.4-1.2} = (14 \pm 6) \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>. Вважаючи, що в неохопленому експериментами діапазоні довжин хвиль  $1.2 \div 2$  мкм частка випромінювання складає  $\sim 36\%$  (як для абсолютно чорного тіла при відповідній адіабатичній температурі згорання), маємо для потоку випромінювання  $q_0 \approx 30 \cdot 10^4$  Вт/м<sup>2</sup>, а для інтегрального ступеня чорноти  $\varepsilon_p \approx 0.1$ ; для алюмінію  $\varepsilon_p \approx 0.05$ . Набутих значень  $q_0$  і  $\varepsilon_p$  близькі до відповідних розрахункових значень для напівнескінченного ізотермічного шару продуктів згорання.

Таким чином, надалі вважаємо

$$q_0 = \varepsilon_p \sigma T_{bur}^4.$$

Проведемо зіставлення розрахунків з експериментальними значеннями швидкості полум'я. Основні труднощі тут полягає в тому, що величина  $u$ , яка входить в розрахунки, має сенс нормальної швидкості (плоский фронт полум'я). В той час як в експериментах зазвичай мають справу з викривленими фронтами. В [100] досліди проводили в трубах і фронт полум'я мав форму параболоїда обертаня, в [101] – з сферично-симетричним полум'ям, в [102] – з бунзенівським факелом (і тільки окремі досліди з плоским пиловим факелом). В силу більшої, порівняно з газами, товщини зони горіння і істотного радіацій-

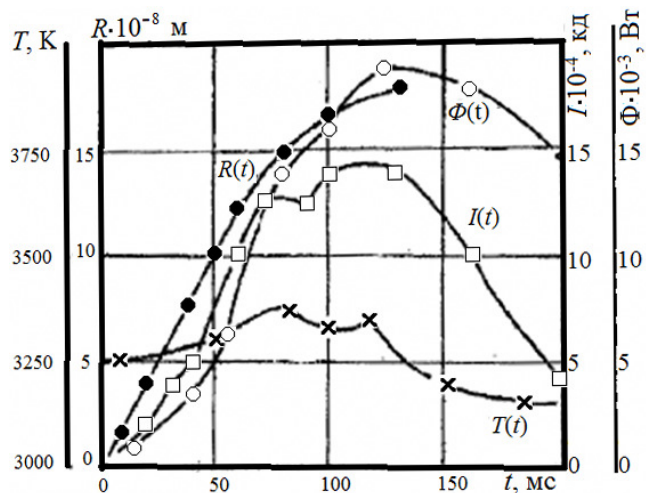
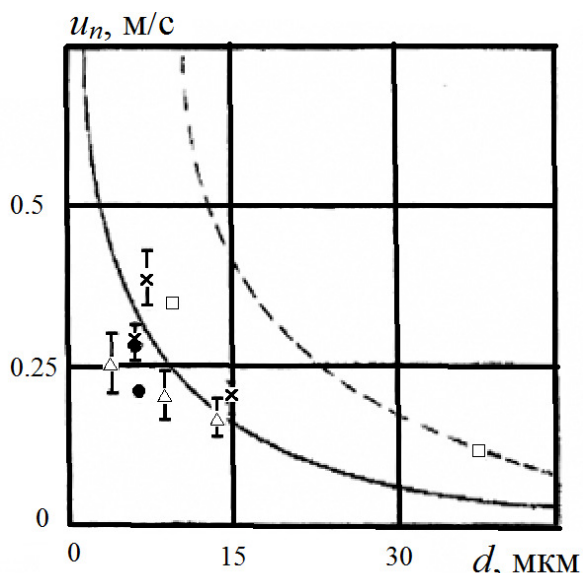
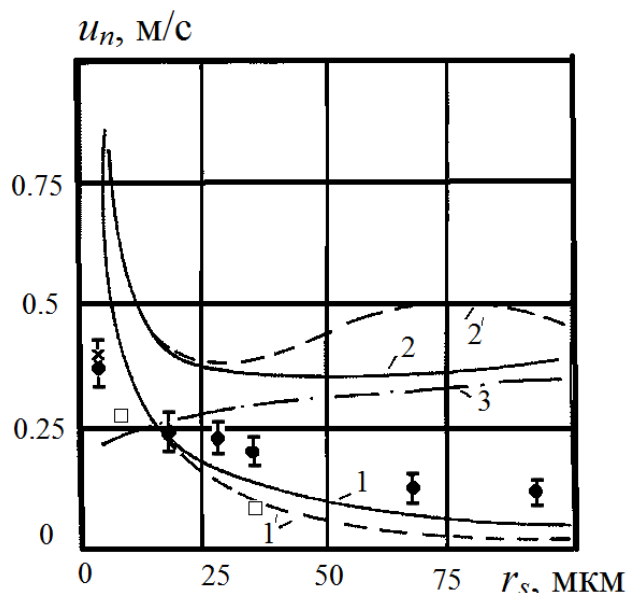


Рис. 8.3. Часові характеристики горіння аерозавису частинок магнію при  $B = 280$  г/м<sup>3</sup>



**Рис. 8.4.** Нормальні швидкості полум'я в аерозависі частинок алюмінію при  $B = 200 \text{ г/м}^3$ : — розрахунок для  $T_s^* = 2300 \text{ (const)}$ ; - - - розрахунок  $T_s^*(d)$ ; х – труби  $D = 0.056 \text{ м}$ ;  $\Delta$  – хмари;  $\bullet$  – пальник з плоским полум'ям;  $\square$  – плоске полум'я в невагомості



**Рис. 8.5.** Нормальні швидкості полум'я в аерозависі частинок магнію при  $B = 200 \text{ г/м}^3$ : 1, 1' – розрахунок по кондуктивній моделі ( $1 - w_s = 0$ ,  $1' - w_s \neq 0$ ); 2, 2' – розрахунок по кондуктивно-радіаційній моделі ( $2 - w_s = 0$ ,  $2' - w_s \neq 0$ ); 3 – розрахунок по радіаційній моделі;  $\bullet$  – труби  $D = 0.056 \text{ м}$ ,  $l = 3.5 \text{ м}$ ; х – хмари  $V = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$ ;  $\square$  – плоске полум'я в невагомості

ного вкладу застосування поняття нормальної швидкості полум'я, яка визначається за аналогією з газами з урахуванням кривизни фронту горіння, не є очевидним і потребує експериментального підтвердження. В подальшому, як і в газах, будемо приводити значення швидкостей до нормальних, користуючись для параболічного профілю виразом  $u_n = u_b S_c / S_n$  ( $u_b$  – видима швидкість полум'я,  $S_c$  – площа перетину параболоїда обертання,  $S_n$  – площа його поверхні), а в разі сферичного  $u_n = u_b \rho_{np} / \rho_0$  ( $\rho_0 / \rho_{np}$  – адіабатична ступінь розширення,  $\rho_0$ ,  $\rho_{np}$  – густина початкового і нагрітого до адіабатичній температури згоряння газів). Наведені нижче значення швидкості полум'я в трубах отримані в умовах вертикальної напіввідкритій труби з підпалом завису у нижнього відкритого кінця, коли продукти згоряння вільно віддаляються від фронту полум'я, не збурюючи останній. Досліди зі сферично-симетричними полум'ями проводилися в умовах малих ( $V_0 = 4 \div 40 \text{ л}$ ) і великих ( $V_0 \cong 10 \text{ м}^3$ ) об'ємів. Зіставлення експериментальних і розрахункових значень швидкості представлено на рис. 8.4, 8.5.

При розрахунках значення  $T_{si}$  вибирали відповідно до експериментальних даних для магнію і алюмінію. Величини  $c_g \rho_g$  і  $c_s B$  в рівнянні для масових потоків газу і частинок, розраховували при початковій температурі  $T_0 = 300 \text{ К}$ ;  $\lambda_g$ ,  $a_g$ ,  $t_0$  бралися при температурі, середньої між  $T_0$  і  $T_{bur}$  (для Mg  $T_{bur} = 2800 \text{ К}$ , для Al  $T_{bur} = 3060 \text{ К}$ ). Швидкість частинок вважали рівною нулю, час горіння для частинки Mg  $t_{bur} = 1.26 \cdot 10^6 d^2$ , для Al  $t_{bur} = 4.5 \cdot 10^6 d^2$  ( $t_{bur}$  в с,  $d$  в м).

Як видно з рис. 8.4 і 8.5, приведенням швидкості полум'я до її нормально-го значення вдається досягти задовільної кореляції даних, що одержані в істотно різних гідродинамічних і геометричних умовах. Залежність  $u_n(d)$  для аерозависів частинок алюмінію описується в рамках кондуктивної моделі. Для аерозависів частинок магнію роль радіації в розрахунках стає істотною для порівняно великих частинок ( $d \geq 40$  мкм). Однак повною мірою роль радіації повинна проявлятися для необмежених об'ємів аерозависів (наприклад, для хмар при  $R_0 \gg 1$ ). Разом з тим організувати горіння в хмарах великих частинок важко, оскільки зі збільшенням  $d$  зростають як нижня концентраційна межа поширення полум'я, так і швидкість осідання такої хмари. В трубах роль радіації знижується в силу геометричних обмежень: якщо врахувати коефіцієнт радіаційного обміну частинки з фронтом полум'я  $1/2[1 - x^2/(R^2 + x^2)]$  (де  $x$  – відстань від частинки до фронту,  $R$  – радіус основи фронту), то можна показати, що роль радіації зменшується приблизно в  $l/R$  разів у порівнянні з необмеженим плоским фронтом.

Докладні експериментальні дані для надстехіометричних зависів алюмінію в умовах попереднього перемішаного бунзенівського факелу приведені в [103] ( $\langle d \rangle = 5.4$  мкм). Нормальна швидкість змінюється від  $12 \div 13$  см/с до  $\sim 32$  см/с при зміні концентрації  $O_2$  від 11 до 30% і майже не залежить від концентрації палива в діапазоні  $230 \div 600$  г/м<sup>3</sup>.

Нормальні швидкості полум'я для аерозависів різних металів, приблизно однієї дисперсності  $d = 4 \div 7$  мкм, наведені в [45], (рис. 8.6), дозволяють розташувати ці горючі в наступний ряд активності: Zr, Mg, Al, Fe, B. Виняток тут становлять газозависи частинок бору ( $\langle d \rangle = 6$  мкм), для яких навіть в чистому кисні швидкості мінімальні  $\sim 7$  см/с і не залежать від концентрації пального (організувати горіння при  $p_{O_2} \leq 0.7$  не вдавалося). Це, в свою чергу, дозволяє зрозуміти, чому організація спалювання бору (одного з найбільш енергоємних горючих) пов'язана з величезними труднощами. Відзначимо також, що до чисельних даних по швидкості ламінарного полум'я в металевому [93] і органічному [91] пилу потрібно ставитися вкрай обережно, бо наводяться значення видимих швидкостей без знання умов горіння (особливо, поверхні фронту полум'я). Ця інформація носить лише якісний характер.

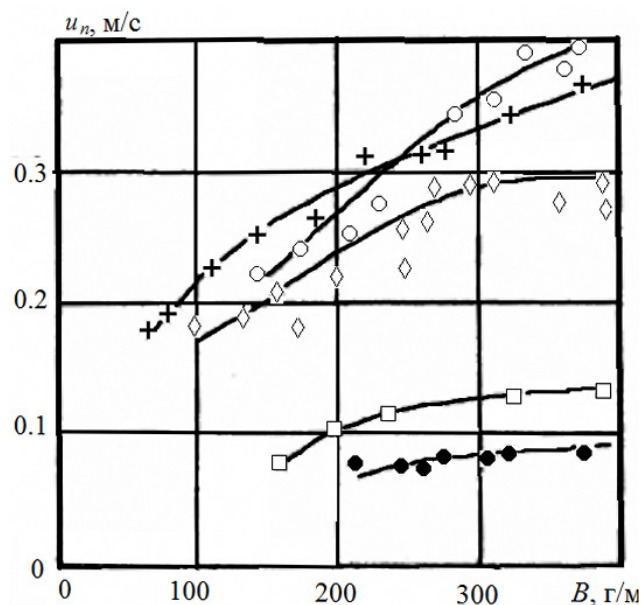


Рис. 8.6. Нормальні швидкості розповсюдження полум'я в газозависі металічних частинок:

- + – магній;                      ○ – цирконій;
- ◇ – алюміній;                  □ – залізо;
- – суміш В+О₂

### 8.3. Вібраційне горіння пилу

Даний режим горіння має місце тільки в обмежених умовах (трубах) і обумовлений акустичною нестійкістю ламінарного полум'я. Є вкрай обмежене число робіт, присвячених цьому режиму. Так в [104] вивчався вібраційний режим в аерозависі Mg і Al в трубах діаметром 5.6 см і завдовжки 3.5 м (запалювання у нижнього відкритого кінця труби). В [105], окрім Mg і Al, вивчалися аерозависи Fe, Zr і механічні суміші Al + Fe в трубах діаметром 3.6 см і довжиною 1 м (запалювання у верхнього відкритого кінця).

Основні результати можна підсумувати таким чином:

1. Як і в газах, в аерозависі мають місце вібраційний режим I типу (з поздовжніми коливаннями фронту і незмінною формою поверхні) і вібраційний режим II-го типу (з хвилеутворенням на поверхні).

2. Частота коливань декілька зростає по мірі просування фронту полум'я, наприклад, в аерозависі частинок магнію з  $\langle d \rangle = 7 \text{ мкм}$  при  $B = 300 \text{ г/м}^3$  частота змінюється від 20 Гц до 33 Гц (при частоті основного тону 25 Гц).

3. Фазові співвідношення залежать від розміру частинок (причому коливання тиску випереджають коливання світимості фронту), наприклад, для частинок Mg ( $\langle d \rangle = 7 \text{ мкм}$ ) –  $\Delta\varphi = 15 \div 20^\circ$ , частинок Mg ( $\langle d \rangle = 30 \text{ мкм}$ ) –  $\Delta\varphi = 450$ , частинок Al ( $\langle d \rangle = 6 \text{ мкм}$ ) –  $\Delta\varphi = 30 \div 40^\circ$ . Необхідні умови існування вібраційного горіння –  $\Delta\varphi < 90^\circ$ .

4. Існують концентраційні межі вібраційного горіння.

*Для режиму I-го типу:*

Mg:  $\langle d \rangle = 7 \text{ мкм} - B \geq (75 \div 85) \text{ г/м}^3$ ;  
 $\langle d \rangle = 30 \text{ мкм} - B \geq (120 \div 140) \text{ г/м}^3$ ;  
 $\langle d \rangle = 50 \text{ мкм} - B > 400 \text{ г/м}^3$ ;  
 $\langle d \rangle > 50 \text{ мкм} - \text{вібрації не спостерігалися}$   
 Al:  $\langle d \rangle = 6 \text{ мкм} - B > 100 \text{ г/м}^3$ ;  
 $\langle d \rangle = 13 \text{ мкм} - B > 250 \text{ г/м}^3$ ;  
 $\langle d \rangle > 13 \text{ мкм} - \text{коливання не спостерігалися.}$

*Для режиму II-го типу:* в аерозависі Mg (7мкм) і Al (6 мкм) гранична концентрація  $B \geq 150 \text{ г/м}^3$ .

5. Перехід від режиму I-го типу до режиму II-го типу має місце, коли безрозмірна амплітуда коливань  $\bar{v} = 2\pi\nu x_0 / u_n = 11 \div 13$ , де  $\nu$  – частота коливань,  $x_0$  – амплітуда коливань фронту горіння,  $u_n$  – нормальна швидкість полум'я, що перебільшує такі ж значення для газофазних сумішей.

6. Коливання фронту є результатом амплітудної модуляції рухомого фронту полум'я акустичними коливаннями в стоячій хвилі, що генерується полум'ям.

7. В цілому, при виконанні необхідних умов, процес горіння носить нестационарний характер і може розглядатися як каскад переходів: ламінарне полум'я  $\rightarrow$  вібраційне полум'я I-го типу  $\rightarrow$  вібраційне полум'я II-го типу  $\rightarrow$  турбулентне полум'я (при цьому швидкість зростає від  $\sim 0.4 \text{ м/с}$  на ділянці ламінарного горіння до  $\geq 10 \text{ м/с}$  на ділянці турбулентного горіння).

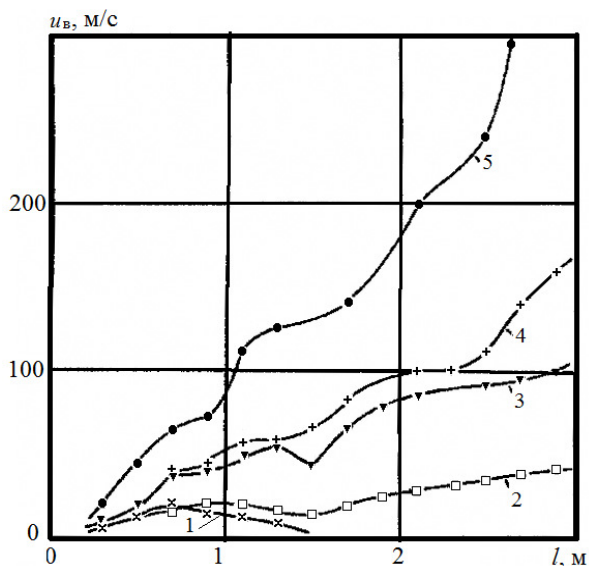
8. Результати досліджень знаходять теоретичне пояснення в рамках теорії нестійкості в моделі «квазіполум'я»[105].

Для інших палив даний режим не вивчався. Його прояв слід особливо чекати в камерах згорання двигунів, що працюють на порошкоподібному пальному.

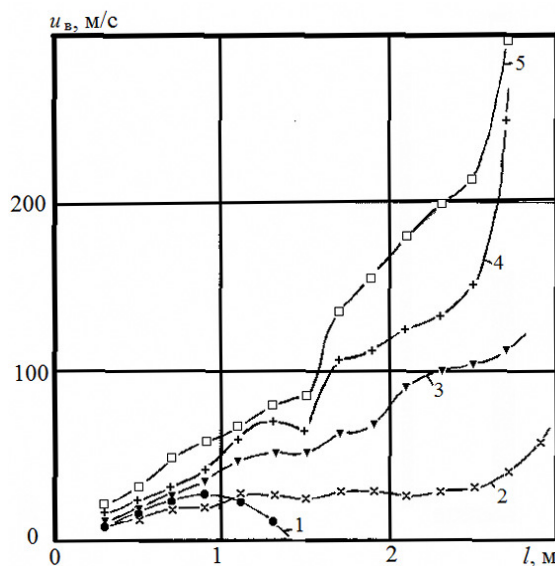
#### 8.4. Турбулентне полум'я в пилу

Практично у всіх теплових або інших енергетичних пристроях течія в камерах згорання є турбулентною. На жаль, число робіт, присвячених власне експериментального дослідження турбулентного горіння пилу, невелика. Так в [106] відзначається факт збільшення швидкості полум'я (без деталізації механізму) в аерозависі частинок Al при запалюванні завису у закритого кінця труби до значень порядку  $90 \div 135$  м/с і вплив на процес дисперсності пального і діаметра труби. В [107] досліджувалося горіння аерозависів гідриду літію в закритій з двох сторін трубі. Також відзначається зростання швидкості полум'я на відстані  $\sim 0.7$  м до значень  $40 \div 90$  м/с. Причини прискорення полум'я не обговорюються. Тодес [108] представив результати дослідів з розповсюдження полум'я в газозависі частинок вугілля і полістиролу, що дозволяють висловити припущення про важливу роль газодинамічних факторів в процесах поширення полум'я.

Найбільш представницькі експериментальні дослідження турбулентного горіння аерозависів металевих частинок, що реалізується в трубах завдовжки 3.5 м і діаметром 5.6 см, 8.2 см, 10.7 см при запалюванні у закритого кінця напіввідкритих труб, виконані в роботах [45, 109]. Використовувалися порошки



**Рис. 8.7.** Розповсюдження полум'я в аерозависах частинок магнію ( $d_{10} = 7$  мкм,  $l = 3.5$  м,  $D = 0.056$  м) при  $B$ , г/м<sup>3</sup>: 1 – 100; 2 – 180; 3 – 212; 4 – 240; 5 – 280



**Рис. 8.8.** Розповсюдження полум'я в аерозависах алюмо-магнієвого сплаву ПАМ-4 ( $l = 3.5$  м,  $D = 0.056$  м) при  $B$ , г/м<sup>3</sup>: 1 – 140; 2 – 160; 3 – 260; 4 – 300; 5 – 580

Mg ( $\langle d_{10} \rangle = 5.6$  мкм), Al ( $\langle d_{10} \rangle = 7.8$  мкм), Al (АСД-1, АСД-4, ПА-4), алюміні-

євого сплаву (АМД, ПАМ-4). Вивчався вплив діаметру, довжини труби, наявності турбулізуючих елементів (стільникові ґрати, сітки, спіралі), дисперсності, концентрації вказаних палив на закономірності розвитку процесу горіння. Типові результати приведені на рис. 8.7-8.9. Результати приведені у вигляді залежності усередненої видимої швидкості (без урахування пульсацій) від поточної координати фронту полум'я і дозволяють дати їм наступну інтерпретацію:

1. В цілому процес горіння носить нестационарний характер, який можна інтерпретувати як наступний каскад переходів: ламінарне полум'я  $\rightarrow$  турбулентне полум'я  $\rightarrow$  нелінійне вібраційне полум'я  $\rightarrow$  швидке (язикове горіння).

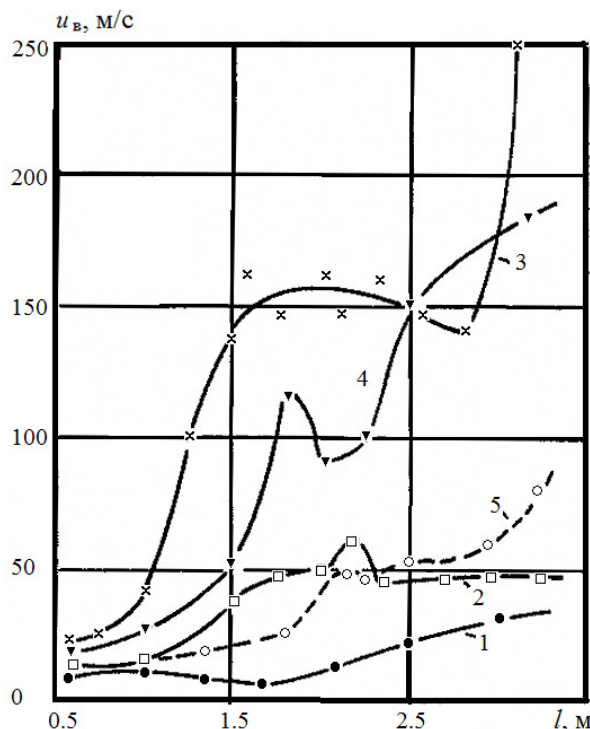
2. Стадія розвинутого турбулентного горіння при малих концентраціях пального характеризується максимумом на залежності  $u_v(l)$ . Цей максимум досягається на відстанях, рівних 15 калібрам. Основна причина прискорення полум'я, як і в газах – турбулізація потоку, що генерується на стінках труби.

3. На даній стадії використанням спіралі Щелкіна довжиною 0.6 ÷ 1 м (подаліше збільшення практично не міняє картину) можна істотно інтенсифікувати процес як результат локальної турбулізації потоку на перешкоді.

4. Починаючи з вказаних відстаней ~ 15 калібрів розвиваються інтенсивні подовжні колювання фронту полум'я. При цьому амплітуда колювань тиску і швидкості більш ніж на порядок перевершує відповідні значення у вібраційному лінійному режимі. Частота пульсацій завсуд вдвічі менше частоти лінійного вібраційного режиму (частоти основного тону). Ці колювання – по суті, модуляція рухомого фронту полум'я нелінійними акустичними колюваннями, що генеруються нестационарним полум'ям.

5. На відстанях 23 ÷ 28 калібрів характер процесу різко змінюється. Розвинена нерегулярна форма фронту полум'я, яка характерна для турбулентного полум'я, набуває форми витягнутої в бік початкової суміші язика. Його поверхня може на порядок перевершувати площу основи (при цьому залишаючись турбулентною на рівні більш дрібномасштабної турбулентності).

6. В порівнянні з ламінарним полум'ям ( $u \sim 0.3 \div 0.5$  м/с) видима швидкість для найбільш активних зависів (Мґ, АМД, ПАМ-4) зростає практично на три



**Рис. 8.9.** Протікання процесу при наявності спіралі на відстані 0.1 м від підпалу, АСД-1,  $B = 250$  г/м<sup>3</sup>: 1 – без спіралі; 2 –  $\Delta L = 0.3$  м; 3 –  $\Delta L = 0.6$  м; 4 –  $\Delta L = 3$  м; 5 – спіраль  $\Delta L = 0.6$  м на відстані 1 м від підпалу. ( $\Delta L$  – довжина спіралі, яка виготовлена з металевого дротика, яка прилягає до стінки труби)

порядки: один порядок забезпечується тепловим розширенням продуктів згорання ( $\varepsilon \sim 8 \div 10$ ), один – турбулізацією фронту горіння і ще один – зростанням огинаючої поверхні при язиковому горінні.

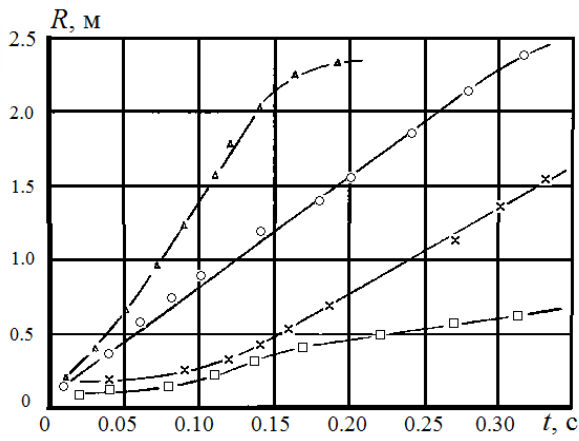
Зроблені вище висновки якісно підтверджуються експериментами в аерозависах пробкового пилу, гуми і деякого промислового пилу [110], реалізованими в трубах діаметром 4.2 см і завдовжки 13 м. Зокрема, встановлено, що мінімальна енергія запалювання зростає при збільшенні швидкості потоку пилу (від 10 до 35 м/с), що корелює з аналогічними дослідженнями в газофазних середовищах. Якісна залежність видимої швидкості полум'я від довжини труби (хоча і не так детально вивчена, як для металевих пилю) аналогічна такій для металевих порошків. Підкреслюється, що перехід прискореного полум'я в детонацію в пилові даного сорту при іскровому запалюванні малоімовірний.

Розглянемо *горіння пилю у вільних хмарах*. Інформація з даного питання дуже обмежена. Виняток становить пил металевих порошків [45, 101]. У цитованих роботах випробовувалися аерозависи (об'ємом  $V_0 \geq 10 \text{ м}^3$ ) порошків алюмінію АСД-4, АСД-1, алюмінієвої пудри ПАП – 1, ПАП – 2, алюмінієвого сплаву АМД і ПАМ-4. Використовувався пневмоімпульсний спосіб утворення хмар. Стисле до 10 атм повітря подавалося через електромеханічний клапан на розпилюючий пристрій, що складався з чотирьох конусів, які містять відому кількість порошку ( $4 \div 10 \text{ кг}$ ). Початкові розміри хмари варіювалися в діапазоні  $R = 1 \div 2 \text{ м}$ , підпал завису здійснювався електричною індукційною іскрою (напруга  $U = 20 \text{ кВ}$ ) з частотою 100 Гц в розрядному проміжку  $\sim 2 \text{ мм}$ . Загальна картина формування і горіння сферичної хмари фіксувалася кінокамерами (частота зйомки 48 кадр/с і близько  $10^3 \text{ кадр/с}$ ), широкоформатним фотореєстратором. Одночасно реєструвалася сила світла хмари, що горить, інтегральний потік випромінювання в діапазоні  $2 \div 20 \text{ мкм}$ .

Дослідження ставили за мету виявити вплив фізико-хімічних параметрів завису (сорт, дисперсність, концентрація пального, початковий рівень турбулентності в хмарі) на розвиток процесу горіння і рівень швидкостей. Відмітною особливістю дослідів (як очевидно і будь-яких великомасштабних експериментів з горючими аерозависами) є наявність початкового рівня турбулентності в хмарі, обумовленого способом його створення. В даних дослідів вплив початкового рівня турбулентності якісно вивчався за допомогою варіації періоду затримки запалювання  $t_{\text{затр}}$ . Природно, зі збільшенням  $t_{\text{затр}}$  інтенсивність турбулентності зменшується за рахунок дисипації енергії вихорів.

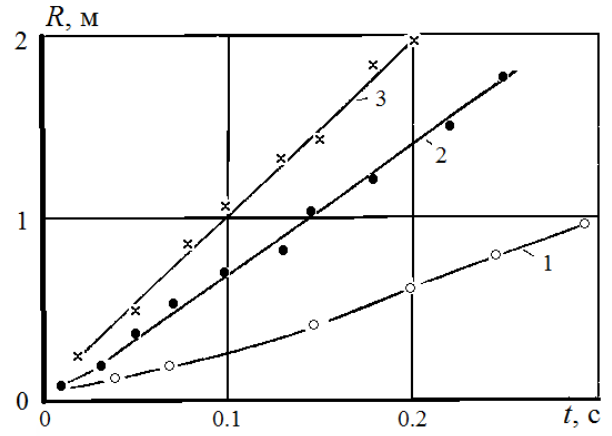
При ініціації запалювання точковим джерелом по хмарі розповсюджувалася хвиля горіння, близька до сферично-симетричної. На стадії горіння для аерозависів частинок металів, що швидко горять, роллю природної конвенції можна знехтувати нехтує, вона починає позначатися тільки на стадії післяполум'яного розширення хмари. Це обумовлює трансформацію хмари продуктів згорання в тороїдальний вихор і його подальше вертикальне спливання.

Типові залежності радіусу зони горіння від часу, що характеризують динаміку розвитку процесу, представлені на рис. 8.10-8.13. Видно, що при достатньо великих значеннях  $t_{\text{затр}}$  вдається спостерігати перехід від ламінарного до турбулентного горіння, що ототожнюється з різким збільшенням швидкості по-



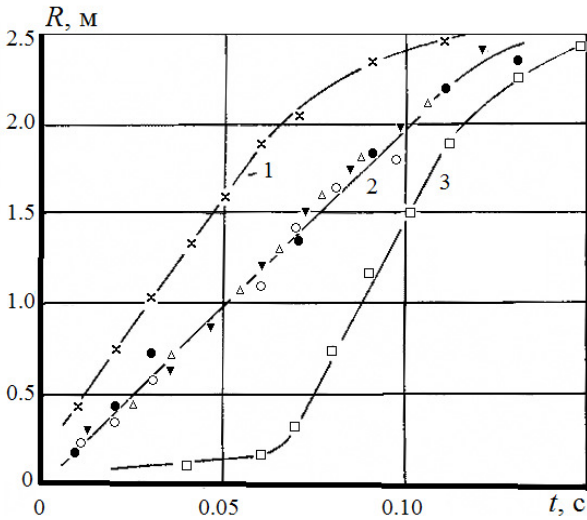
**Рис. 8.10.** Динаміка горіння аерозавису алюмінію АСД-1 ( $\bar{d} = 6.8$  мкм)

- 1 –  $B = 140 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 1 \text{ с}$ ;  
 2 –  $B = 270 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.5 \text{ с}$ ;  
 3 –  $B = 400 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.25 \text{ с}$ .



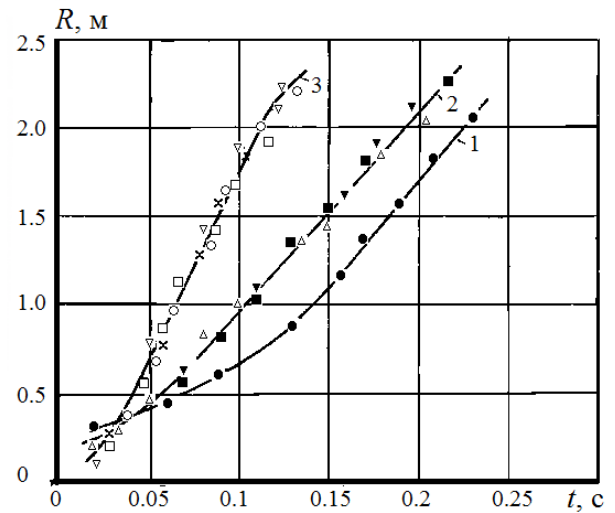
**Рис. 8.11.** Динаміка горіння аерозавису алюмінію АСД\*-1 ( $\bar{d} = 7.8$  мкм):

- 1 –  $B = 120 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.78 \text{ с}$ ;  
 2 –  $B = 150 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.27 \text{ с}$ ;  
 3 –  $B = 720 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.1 \text{ с}$ .



**Рис. 8.12.** Динаміка горіння аерозавису частинок алюмінієвої пудри ПАП-2:

- 1 –  $B = 74 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.002 \text{ с}$ ;  
 2 –  $B = 62 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.1 \text{ с}$ ;  
 3 –  $B = 93 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.4 \text{ с}$ .



**Рис. 8.13.** Динаміка горіння аерозавису частинок алюмо-магнієвого сплаву ПАМ-4 ( $\bar{d} = 14.6$  мкм).

- 1 –  $B = 100 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.45 \text{ с}$ ;  
 2 –  $B = 100 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.25 \text{ с}$ ;  
 3 –  $B = 190 \text{ г/м}^3$ ,  $t_{з\text{ам}p} = 0.10 \text{ с}$ .

лум'я (похідної  $dR/dt$  на рис. 8.12). За наслідками дослідів число Рейнольдса, відповідне такому переходу:

$$\text{Re} = \frac{R(t^*)u(t^*)}{\nu_g} = 10^5 \div 10^6.$$

Тут  $R(t^*)$  – радіус,  $u(t^*)$  – видима швидкість полум'я у момент переходу  $t^*$   $\nu_g$  – в'язкість холодного газу. Дане значення відповідає переходу в газоподібних пальних (на стадії розвиненого турбулентного горіння).

Таблиця 8.2. Швидкості полум'я в режимі розвиненої турбулентності

| Пальне | $B$ , г/м <sup>3</sup> | $V_0$ , м <sup>3</sup> | $V_K$ , м <sup>3</sup> | $t_{затр}$ , с | $u_B$ , м/с |
|--------|------------------------|------------------------|------------------------|----------------|-------------|
| АСД*-1 | 140                    | 32                     | 57                     | 1              | 4.0±1.5     |
|        | 270                    | —                      | —                      | 0.5            | 7.0±2.5     |
|        | 400                    | 17                     | 56                     | 0.25           | 9.6±3.0     |
| АСД-1  | 120                    | 3.                     | 67.2                   | 0.78           | 1.8±0.5     |
|        | 150                    | —                      | —                      | 0.27           | 5.7±0.2     |
|        | 2.0                    | —                      | —                      | 0.27           | 7.3±1.5     |
|        | 400                    | 8.5                    | 36                     | 0.002          | 10.0±3.0    |
|        | 550                    | 12.5                   | 38                     | 0.05           | 11.2±4.0    |
|        | 720                    | 1.                     | 44                     | 0.1            | 15.0±3.5    |
| АСД-4  | 435                    | 23                     | 95                     | 0.002          | 11.0±4.0    |
| ПАП-1  | 148                    | 7.1                    | 44                     | 0.002          | 20.0±5.0    |
|        | 172                    | 7.1                    | 45                     | 0.002          | 21.0±5.0    |
| ПАП-2  | 62                     | 24.2                   | 52.3                   | 0.002          | 20.0±3.0    |
|        | 74                     | 24.2                   | 99                     | 0.002          | 29.0±3.5    |
|        | 93                     | 19.4                   | 107                    | 0.4            | 32.0±3.0    |
|        | 118                    | 15.2                   | 81.6                   | 0.1            | 43.0±5.0    |
| ПАП-4  | 100                    | —                      | —                      | 0.25           | 11.5±2.5    |
|        | 100                    | —                      | —                      | 0.45           | 11.6±2.5    |
|        | 190                    | —                      | —                      | 0.1            | 21.2±4.0    |

В умовах великих об'ємів на ділянці ламінарного полум'я характерні швидкості узгоджуються з відповідними в умовах малих об'ємів, де характер процесу ламінарний. По мірі зменшення  $t_{затр}$  спостерігається скорочення перехідної ділянки, а при запалюванні хмари на стадії її утворення ( $t_{затр} \rightarrow 0$ ) в дослідах відразу ж реєструється розвинений турбулентний режим. Причому, що особливо важливе, середнє значення швидкості турбулентного полум'я (при решті незмінних параметрів) не залежить від часу затримки. Таким чином, початкова турбулентність позначається в основному на величині перехідної ділянки, але не відбивається на значеннях швидкості в режимі розвиненої турбулентності, тобто заміряні швидкості є швидкостями автотурбулентного (обумовленого власною нестійкістю) горіння завису.

Видимі швидкості полум'я (швидкості на практично лінійній ділянці залежності  $R(t)$ ) в визначальній мірі залежать від фізико-хімічних параметрів завису (табл. 8.2). Тут АСД\*-1 – порошок алюмінію з дисперсністю  $d_{10} = 7.8$  мкм,  $V_0$  – початковий об'єм хмари,  $V_K$  – кінцевий об'єм на стадії горіння.

Неважко бачити, що в цілому  $u_B$  зростає зі зменшенням розміру частинок і збільшенням концентрації пального, що знаходиться в згоді з обговореними вище уявленнями про природу ламінарного полум'я – зі збільшенням теплонапруженості в зоні горіння нормальні а, отже, і турбулентні швидкості полум'я зростають.

В табл.8.3 представлені відношення  $u_B/\varepsilon u_n$  ( $u_B$  – видима,  $u_n$  – нормальна швидкість горіння,  $\varepsilon$  – ступінь розширення продуктів згорання), що характери-

**Таблиця 8.3.** Відношення  $u_v/\varepsilon u_n$  в хмарах аерозавису

| Пальне | $B$ , г/м <sup>3</sup> | $u_n$ , м/с | $u_v$ , м/с | $\varepsilon$ | $u_v/\varepsilon u_n$ |
|--------|------------------------|-------------|-------------|---------------|-----------------------|
| АСД-1  | 120                    | 0.21        | 1.8         | 7.40          | 1.16                  |
|        | 150                    | 0.26        | 5.7         | 8.00          | 2.74                  |
|        | 260                    | 0.33        | 7.3         | 9.50          | 2.30                  |
|        | 400                    | 0.43        | 10.0        | 9.30          | 2.57                  |
|        | 550                    | 0.47        | 11.0        | 8.50          | 2.79                  |
| АСД*-1 | 140                    | 0.18        | 4.0         | 7.90          | 2.80                  |
|        | 270                    | 0.30        | 7.0         | 9.45          | 2.47                  |
|        | 400                    | 0.40        | 0.6         | 9.30          | 2.57                  |

зують ступінь турбулентності полум'я в хмарах аерозависів, що горять повільно). Приведені дані свідчать про те, що в них  $u_v/\varepsilon u_n \approx 2.6$  (значення 1.16 – відповідає ламінарному режиму) і не залежить від  $u_n$ , тобто визначається в основному інтенсивністю пульсацій, що генеруються полум'ям в автотурбулентному режимі. Для аерозависів ПАП-1 і ПАП-2, які горять швидко, вказане відношення складає  $16 \div 20$ . В цілому діапазон значень  $u_v/\varepsilon u_n$  відповідає відповідним значенням в газах.

Підводячи підсумок проведеного вище обговорення закономірностей розвитку швидких режимів поширення полум'я в аерозависі, відзначимо наступні основні особливості:

1. Як в разі циліндрової труби (підпал в центрі труби або у закритого кінця), так і в разі сферичної симетрії (хмари аерозавису) в залежності від параметрів аерозавису (тип, дисперсність, концентрація пального) реалізується або повільний, ламінарний (з рівнем видимих швидкостей близько  $1 \div 5$  м/с), або швидкий, нестаціонарний режим розповсюдження полум'я (з характерним рівнем швидкостей близько декількох десятків метрів в секунду). Ймовірність реалізації швидкого режиму зростає зі збільшенням концентрації пального і його реакційної здатності.

2. В цілому розвиток швидких режимів характеризується як перехід від ламінарного до турбулентного режиму горіння, про що свідчать як зміни в структурі зони горіння, так і рівень видимих швидкостей розповсюдження полум'я (у разі реакційних труб він досягає значень  $\sim 300$  м/с, в хмарних системах  $\sim 40$  м/с). Чинником, що інтенсифікує перехід, є конвективна течія продуктів згорання до фронту горіння.

3. У разі реакційних труб встановлений стадійний характер перебігу процесу: розвиток нестійкості, гальмування (автоколивальне розповсюдження полум'я), прогресивне зростання швидкості. Послідовність і тривалість стадій визначається параметрами завису. Причина подібного характеру перебігу процесу обумовлена розвитком трубної турбулентності (на початковій стадії процесу), амплітудою модуляції фронту полум'я нелінійними акустичними коливаннями і розтягуванням поверхні фронту полум'я за рахунок гідравлічного опору.

4. У разі горіння аерозавису в великих об'ємах ( $V_0 > 10$  м<sup>3</sup>) визначальну роль грає автотурбулізація зони горіння. Оцінені значення чисел Рейнольдса,

відповідних переходу, складають  $\sim 10^5 \div 10^6$ . Швидкості автотурбулентного горіння не залежать від початкового рівня турбулентності в хмарі і визначаються тільки фізико-хімічними характеристиками аерозавису.

5. Проведені дослідження до певної міри свідчать про подібність розвитку швидких режимів розповсюдження полум'я в гомогенних газофазних системах і горючих аерозависах. Проте в цілому розвиток швидких режимів в аерозависі відрізняє більша, порівняно з газами, стійкість зони горіння. Про це свідчить:

- можливість існування в певному діапазоні параметрів ламінарного режиму, як в трубах (у разі запалювання завису в центрі труби, або гасіння полум'я при запалюванні у закритого кінця), так і у великих  $\sim 10 \text{ м}^3$  об'ємах; слабкіший вплив різних турбулізуючих елементів (сіток, стільникових ґрат, спіралей);

- відсутність переходу в детонаційний режим горіння в трубах (на відстанях  $\sim 65$  калібрів);

- вихід процесу на практично стаціонарне турбулентне горіння в хмарах. Вказаний факт обумовлений (як і для інших досліджених режимів) більшою, порівняно з газами, товщиною зони горіння, яка визначається кінетикою займання і механізмом горіння частинок.

### 8.5. Детонація в пилу

Є достатньо багато даних про детонаційний режим горіння пилу [64, 111, 112, 93]. Типові значення максимальної швидкості детонації при нормальному тиску і оптимальній концентрації пального в вуглеводневих газофазних сумішах і в пилу лежать в діапазоні  $\sim 1.5 \div 2 \text{ км/с}$ , що приблизно в п'ять разів перевершує швидкість звуку в суміші, що не горить.

Спочатку детонація в пилу вивчалася в великомасштабних шахтних коридорах (з великим відношенням  $L/D$  у вугільному пилу). Численні досліди свідчать про можливість розповсюдження квазидетонації (детонаційно подібні хвилі), зі швидкостями від 800 до 1040 м/с, яку можна інтерпретувати як високотурбулентну дефлаграцію.

Явний доказ дійсної детонації в пилу (високолетючому вугіллі, метилцелюлозі, органічному пігменті, алюмінієвій пудрі) був отриманий в трубах меншого діаметру (діаметр 0.6 м, довжина 42 м). Досягнуті швидкості близько 2 км/с, піковий тиск  $\sim 20 \text{ атм}$ .

Переважно детонаційні експерименти проводилися в трубах, діаметром декілька сантиметрів і завдовжки декілька метрів в середовищі чистого кисню (для посилення ефекту). Зазвичай використовувалося дуже сильне джерело ініціації (детонуючі  $\text{H}_2\text{--O}_2$  суміші, заряди ВР). При використанні слабкіших джерел (електрична іскра, вибухаючий металевий дротик), також спостерігався перехід в детонацію.

Мають місце два типи переходів:

- а) плавне прискорення до стаціонарного стану детонації;
- б) різкий перехід (нормальний тип), як це має місце в газах.

Перший тип має місце в достатньо вузьких трубах (спостерігався в крохмаль-кисневих сумішах), характеризується швидкостями близько 70% від теоретичних (детонація ЧЖ) і піковим тиском, близьким до теоретичного.

Експерименти з алюміній-повітряним пилом (труби діаметром 15.2 см, завдовжки 5.5 м) показали, що детонація можлива тільки в аерозависах алюмінієвої пудри (питома поверхня порошку  $3 \div 4 \text{ м}^2/\text{г}$ , що еквівалентно діаметру частинок менше 1 мкм) при використанні як ініціатора 3 г RDK або тетрилу. Швидкості детонації склали  $1.35 \div 1.64 \text{ км/с}$  в діапазоні концентрацій  $0.34 \div 4 \text{ кг/м}^3$ . Це значення близьке до теоретичного значення ЧЖ  $\sim 1.85 \text{ км/с}$ . Чудово те, що тиск детонації виявляється більш, чим удвічі вище теоретичного, що свідчить про відсутність рівноважного характеру процесів в детонаційній хвилі. Детонація в алюмінієвому пилу з частинками розміром 5 мкм ( $S_m \sim 0.34 \text{ м}^2/\text{г}$ ) викликається з дуже великими труднощами, і в дуже вузькому діапазоні концентрацій, а її параметри істотно відмінні від значень ЧЖ. Для розмірів частинок від 10 до 15 мкм детонація практично не досягалася.

Аналогічні досліді проводилися в трубах  $D = 0.4 \text{ м}$ ,  $L = 33 \text{ м}$  в алюміній-повітряних сумішах (для запалювання використовувалася посудина  $V = 2.4 \text{ м}^3$ , приєднаний до труби, в якому дана суміш підпалювалася хімічним джерелом з енергією 104 Дж). Перехідні і квазидетонаційні режими з швидкостями від 1.84 до 3 км/с і тиском від 22.8 до 37 атм. спостерігалися в діапазоні концентрацій від 250 до 375 г/м<sup>3</sup>.

Аналогічні досліді (при різних значеннях  $D$  і  $L$ , в закритих, напівзакритих, повністю відкритих трубах, при різній локалізації джерел запалювання [35]), показали існування детонації в аерозависах деревної, кукурудзяної, пшеничної муки, крохмалю і інших твердих вуглеводнів).

Що стосується детонації в необмежених пилових хмарах, то загальноприйнятою є думка [59], що така детонація може вважатися практично неможливою в пило-повітряних сумішах. Єдині прямі спостереження детонації, що самопідтримуються, в аерозависах алюмінієвої пудри здійснені в [113]. Спочатку досліді проводилися з циліндровими хмарами діаметром 6 м і заввишки 1 м, що містять 4.5 кг алюмінієвої пудри ( $S_m = 3 \div 4 \text{ м}^2/\text{г}$ ), що відповідає концентрації 160 г/м<sup>3</sup>. Ініціатор (2 ÷ 3 кг сильної ВР) поміщався в центрі хмари. Не дивлячись на сам факт детонаційного самопідтримуючого режиму розміри хмари були дуже малі, щоб виключити вплив заряду на загальну картину. Тому подальші експерименти [114] проводилися з трьома такими хмарами, які створювали одну велику плоску хмару завдовжки 10 м. При тій же величині заряду виміряна швидкість хвилі склала 1.75 км/с, піковий тиск 28 атм (теоретичні значення детонації ЧЖ дають відповідно 1.85 км/с і 26 атм). Спроби здійснити сферичну детонацію в хмарах крохмаль-кисень ( $\langle d \rangle \sim 20 \text{ мкм}$ ), використовуючи 150 г сильної ВР, не увінчалися успіхом [112].

Таким чином, для пилу металевої і органічної природи, що не містить летючих речовин, гетерогенна детонація може мати місце тільки при дуже великій питомій поверхні твердої фази (малих розмірах частинок), необхідної для підтримки високої швидкості згорання частинок в детонаційній хвилі (в обме-

жених умовах). Для летючих твердих вуглеводнів детонація в трубах може генеруватися у випадку, якщо для порошків  $K_{st} > 200$  атм·м/с ( $K_{st} = V^{1/3} \cdot (dP/dt)_{max}$ , де  $V$  – об'єм вибухової судини,  $(dP/dt)_{max}$  – максимальна швидкість наростання тиску в замкнутій судині), діаметр труб  $25 \div 100$  мм, довжина  $> 40$  м. Така детонація має характерний порядок величин  $u_D \sim 2000$  м/с,  $P_{max} \sim 20$  атм.

У необмежених хмарах існування сферичної детонації вельми проблематично, що обумовлене, насамперед, великим часом затримки займання. Так в [115] показано, що час затримки  $t_{ind}$  для пшеничної муки і RDX (ВР) з діаметрами частинок близько 80 мкм, принаймні на порядок вище, ніж в газофазних метан-повітряних сумішах. Для необмеженої детонації метан-повітряної сумішей необхідні заряди більше 22 кг сильної ВР. Оскільки заряд, що ініціює, пропорційний  $t_{ind}^3$ , можна прийти до висновку, що для ініціації необмеженої детонації в пилу (з розмірами частинок  $< 100$  мкм) необхідні заряди на три порядки вище, ніж для метан-повітряних сумішей (тобто більше 20 тон). Відмітимо також, що в пилу ситуація відмінна від аерозолів, бо в аерозолях основний механізм підготовки палива – руйнування крапель до дуже малих розмірів в головній ударній хвилі. Такий механізм відсутній в твердих частинках пилу, що вимагає для існування необмеженої детонації екстремально маленьких розмірів частинок.

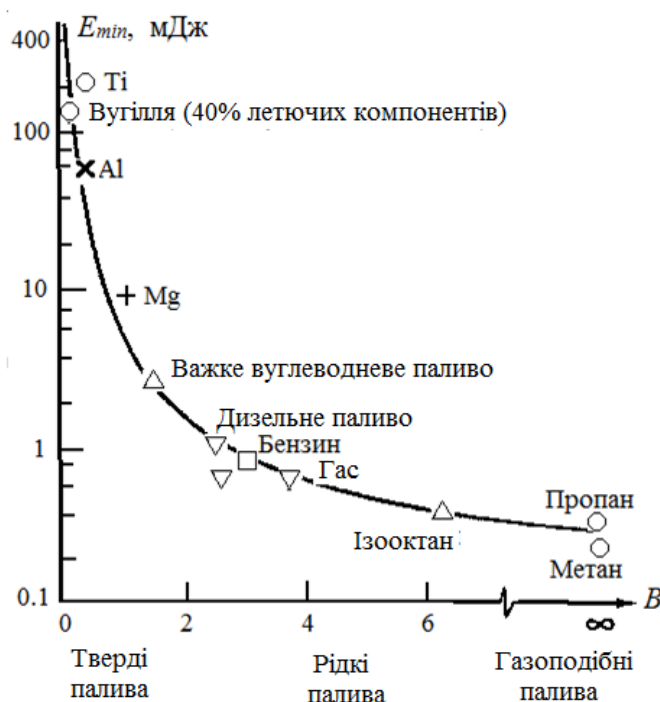
Таким чином, ми можемо зробити висновок, що гетерогенна детонація (як в обмежених умовах, і особливо в необмежених) дуже критична до стехіометрії, гомогенності, розміру частинок.

Один з методів інтенсифікації детонації – добавка твердого пального (алюмінію) в газоподібну суміш, гібридні суміші  $Al-C_2H_4-O_2-N_2$  [116]. Має місце двохфронтна детонація внаслідок швидкої реакції газофазних компонентів ( $C_2H_4+O_2$ ), і подальшого фронту горіння  $Al+O_2$ . Детонація розповсюджується з швидкістю, відповідній газовій детонації, проте пік тиску розтягується, що обумовлює велику руйнівну силу (навантаження визначаються не тільки величиною, але і тривалістю піку тиску).

Інший метод інтенсифікації детонації – добавка твердого порошкоподібного окислювача в газову суміш. Така можливість в сумішах повітря – етилен – перхлорат амонію (перхлорат калію) продемонстрована в [117].

Нарешті, третій метод – детонація в розпорошеному в повітрі пилу молекулярних ВР. Оскільки стехіометрія в такого типу системах властива початковій речовині, істотні тільки однорідність розпилювання і розмір частинок. Так, наприклад, добавки RDX до алюмінію і твердих вуглеводнів істотно спрощують виникнення детонації [118] як в обмежених, так і в необмежених умовах.

Дисперговані в повітрі порошки PETN, RDX і TNT детонують в повітрі, показуючи параметри, близькі до розрахункових ЧЖ [119]. Експериментальні дослідження в горизонтальних трубах  $D = 152$  мм,  $L = 7.31$  м в сумішах TNT ( $d = 30$  мкм,  $B = 1$  кг/м<sup>3</sup>) з повітрям і киснем [120] довели можливість детонаційного режиму (в сумішах з азотом детонація не мала місця). При цьому теоретичні параметри детонаційної хвилі наступні:  $u_D = 2$  км/с,  $P = 40$  атм,  $T_{bur} = 3250$  К в повітрі і  $u_D = 2.05$  км/с,  $P = 44$  атм,  $T_{bur} = 3740$  К в кисні. Експериментальні параметри виявилися близькими:  $u_D = 1.82$  км/с,  $P = 40.6$  атм,  $T_{bur} = 3245$  К в по-



**Рис. 8.14.** Теоретична залежність мінімальної енергії запалювання для ряду палив від числа Сполдінга при  $P_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $T = 290 \text{ К}$ ,  $d = 50 \text{ мкм}$

вітрі і  $u_D = 1.9 \text{ км/с}$ ,  $P = 46.1 \text{ атм}$ ,  $T_{bur} = 4240 \text{ К}$  в кисні. Аналогічні експерименти показали наявність детонації в RDX і TNT + RDX (20% по вазі) в сумішах з повітрям, киснем і азотом.

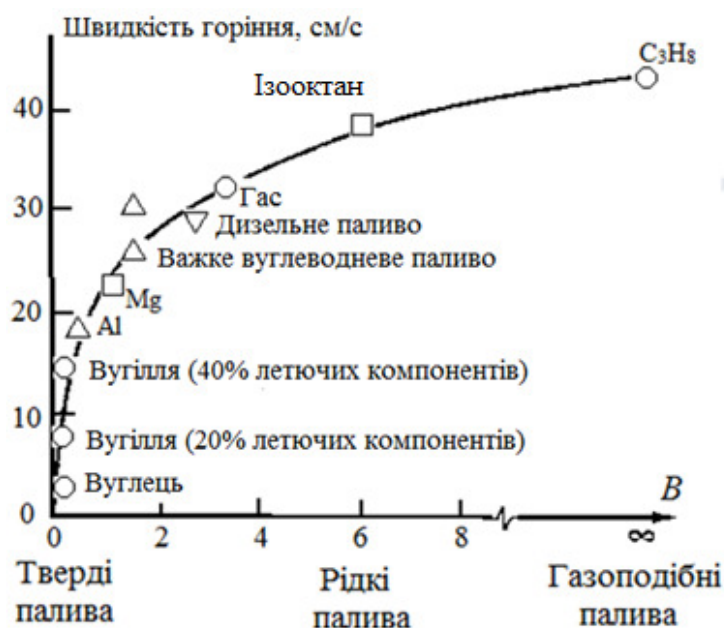
Все сказане вище щодо детонації в пилу, що заздалегідь диспергують в газі, значною мірою відноситься і до детонації, коли порошок знаходиться спочатку в шарі певної товщини на стінці труби [121].

### 8.6. Деякі порівняльні оцінки

Зі всього сказаного вище практично очевидно, що горючі системи можуть бути розташовані в наступний ряд активності по відношенню до процесів ініціації і подальшого горіння: газозфазні (парофазні) суміші; аерозольні (газотропляні) суміші; пил. Проте бажано дати і деякі кількісні характеристики такого зіставлення (природно там, де є достатній набір даних). Приведемо таке зіставлення, базуючись на даних [66].

Перш за все, це стосується мінімальної енергії запалювання  $E_{min}$ , яка дає попередні відомості про умови розповсюдження горіння (у тому числі і для умов слабкої ініціації детонаційних хвиль, як результату прогресивного прискорення полум'я). Особливо корисні результати, які пов'язують  $E_{min}$  з цілком доступною інформацією про фізичні властивості палива, яка, як виявилось, зручно поєднана в числі масопереносу Сполдінга:

$$B_* = \frac{\varphi_{st} Q_f + c_{pg} (T_g - T_{кин})}{L + c_p (T_{кин} - T_s)}. \quad (8.6.1)$$



**Рис. 8.15.** Швидкості ламінарного полум'я паливно-повітряної суміші при  $P_0 = 1 \text{ атм}$ ,  $T = 290 \text{ К}$ ,  $d = 30 \text{ мкм}$

**Таблиця 8.4.** Типові значення швидкостей ламінарного горіння в сумішах з повітрям

| Паливна суміш                                    | $u_n$ , м/с              |
|--------------------------------------------------|--------------------------|
| Мілкодисперсний пил                              | $0.05 \leq u_n \leq 0.2$ |
| Аерозолі                                         | $0.2 \leq u_n \leq 0.35$ |
| Гібридні крапельні суміші з паром                | $0.3 \leq u_n \leq 0.4$  |
| Гомогенні газові суміші (крім ацетилену і водню) | $u_n \leq 0.5$           |

де  $\phi_{st}$  – відношення маси палива до маси повітря в стехіометрії,  $Q$  – питома теплота згорання,  $c_{pg}$  – питома теплоємність повітря,  $c_p$  – питома теплоємність палива,  $L$  – питома теплота випаровування палива,  $T_g$  – температура газу,  $T_{кип}$  – температура кипіння палива,  $T_s$  – температура поверхні палива.

Результати зіставлення при нормальних початкових умовах наведені на рис. 8.14 і підтверджують сказане вище. Тут гетерогенні суміші умовно відносяться до розміру часток і крапель 50 мкм (рис. 8.14). Аналогічне зіставлення для нормальної швидкості горіння наведено на рис. 8.15.

Дамо також деякі наближені оцінки діапазону нормальних швидкостей розповсюдження полум'я для вказаних класів горючих систем (табл. 8.4).

Вкажемо деякі наближені оцінки температур полум'я, які достатньо точні для газоподібних палив і менш надійні для випадку гетерогенних сумішей. Для паливно-повітряних сумішей (газо-паро-аерозольних і твердої органіки, що газифікується, при розмірі частинок  $\leq 10 \text{ мкм}$ ) типові температури полум'я поблизу стехіометрії складає близько 2300 К, поблизу НКМ –  $1600 \div 1900 \text{ К}$ . Для металевих порошків  $\sim 3000 \text{ К}$  і 2300 К, відповідно.

Температури samozаймання також зростають у вказаному ряду активності.

## Розділ 9. ПОШИРЕННЯ ХВИЛІ ГОРІННЯ В БЕЗГАЗОВИХ СИСТЕМАХ

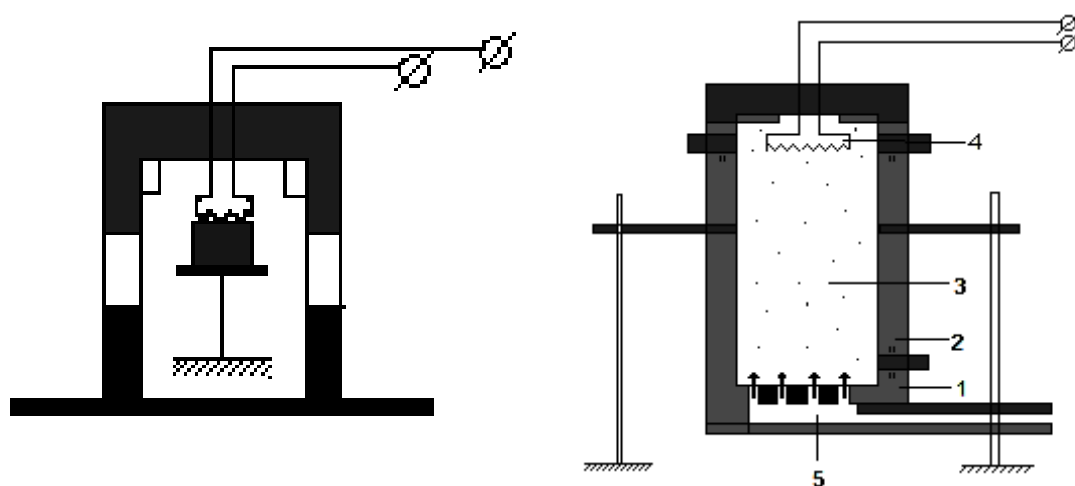
### 9.1. Хвильовий механізм горіння

У практичній діяльності людині доводиться стикатися з двома основними видами горіння: пошаровим (або хвильовим) і об'ємним. Об'ємний механізм горіння використовують, як правило, для енергетичних потреб: вибухи, топкові процеси, тоді як для отримання реакції в камерах згоряння для отримання цільового продукту зручнішим і технологічним виявляється хвильовий механізм. Саме на основі хвильового процесу поширення зони хімічного реагування реалізована технологія самопоширюваного високотемпературного синтезу (СВС), яка заслужила останнім часом загальне визнання.

Для хвильового механізму характерна наявність вузької зони, що розділяє вихідні реагенти і продукти реакції і переміщується по речовині з певною швидкістю, яка залежить від параметрів системи. Розрізняють дефлаграційний (власне горіння) і детонаційний механізм. Детонація – це вибуховий процес переміщення з максимально можливою для даного типу палива стаціонарною швидкістю, що перевищує швидкість звуку в цій речовині.

Найбільш вивченими і простими системами, в яких може бути реалізований хвильової дефлаграційний механізм горіння є газові або конденсовані палива. На відміну від дисперсних систем, в зазначених - вдається досить надійно виявити лімітуючі фактори і в рамках моделі Зельдовича, що базується на припущенні про подібність полів концентрації і температури, аналітично розрахувати зв'язок параметрів хвилі горіння.

Однак і в цьому випадку для вивчення можливостей хвилі хімічного перетворення, будь то енергетичний вихід (випромінювання, енергія газоподібних продуктів, що розширюються, тепло і ін.) або якість цільового продукту (хіміч-



**Рис. 9.1.** Пристрої, для дослідження закономірностей поширення теплової хвилі в конденсованих системах:

- а) бомба постійного об'єму: 1 – корпус бомби, 2 – оглядове вікно, 3 – зразок, 4 – ініціюючий пристрій.
- б) реактор: 1 – корпус реактора, 2 – система охолодження, 3 – реагент, 4 – ініціюючий пристрій, 5 - введення фільтруючого газоподібного компонента

ний і фазовий склад, ступінь кристалізації, густина і т.д.) необхідно знання теплофізичних і хімічних констант, і в першу чергу, кінетики реагування.

Дослідження закономірностей поширення теплової хвилі в конденсованих системах (зокрема закономірності СВС) проводиться, як правило, в умовах пристроїв, які для визначення називають «бомба» і «реактор» (див. рис. 9.1).

У першому випадку («бомба») пресовану суміш вихідних порошкоподібних компонентів поміщають всередину спеціальної посудини, здатну витримати значні перегріву і тиск; заповнюють реакційну камеру інертним газом і ініціюють горіння з торця зразка, тобто поширення його реагування. У другому («реакторі») зразок, як правило вільно насипаний порошок або суміш порошків, поміщають в реактор, включають продув газоподібного компонента і ініціюють хвилю таким чином, щоб поширення синтезу було протилежно напрямку фільтрації газу. У такому випадку говорять про реалізацію фільтраційного режиму горіння.

Зазначені основні способи проведення синтезу не вичерпують усього різноманіття методів реалізації теплової хвилі. Для горіння багатокомпонентних систем використовують комбіновані варіанти і їх модифікації: шихту спалюють в вакуумі, в рідкому або окислюючому середовищі (наприклад, в рідкому азоті), з попереднім підігрівом і термічним загартовуванням або в режимі охолодження продувають газом і т.д. Власне безгазове горіння найбільш зручно вивчати в умовах вакуумних пристроїв, що забезпечують мінімум теплових втрат. Принципова схема таких пристроїв не відрізняється від пристроїв «бомба»: лише замість введення і використано інертного газу вводиться вакуумний насос.

## 9.2. Структура теплової хвилі

Найбільш простим і типовим випадком поширення хвилі синтезу є переміщення його за зразком циліндричної форми, приготованому з гомогенізованої, у всякому разі, у порівнянні з масштабом зони горіння, суміші (шихти) вихідних компонентів (рис. 9.2). На поздовжньому зрізі циліндричного зразка можна бачити характерні зони: холодну зону вихідної суміші, зону інтенсивного хімічного реагування (як правило, легко візуально спостерігається в досліді через сильне світіння) і зону продуктів реакції, що охолоджуються. Нижче схеми зразка на рис. 9.2 розміщені розподіли: температури  $T$ , функції тепловиділення  $Q$ , повноти перетворення  $\eta$  і ентальпії  $H$ . Взагалі кажучи вид зазначених розподілів значно складніший. Так на рис. 9.2, наприклад, на температурній кривій не відображено наявності фазових переходів. Що стосується кількості зон, то іноді виділяють ще й інші, зокрема, зону догорання. Легко бачити специфічні риси структури теплової хвилі: швидкість тепловиділення максимальна при максимумі  $T$  (близька до  $T_{ad}$ ), зона інтенсивного реагування вузька в порівнянні з прогрітим шаром, повна ентальпія в прогрітому шарі вища, ніж у вихідних компонент, температурний профіль ширше концентраційного.

Цікавим і найбільш важливим є профіль температур, в якому можна виділити досить істотну характеристику  $T_i$  – температуру займання, як точку пере-

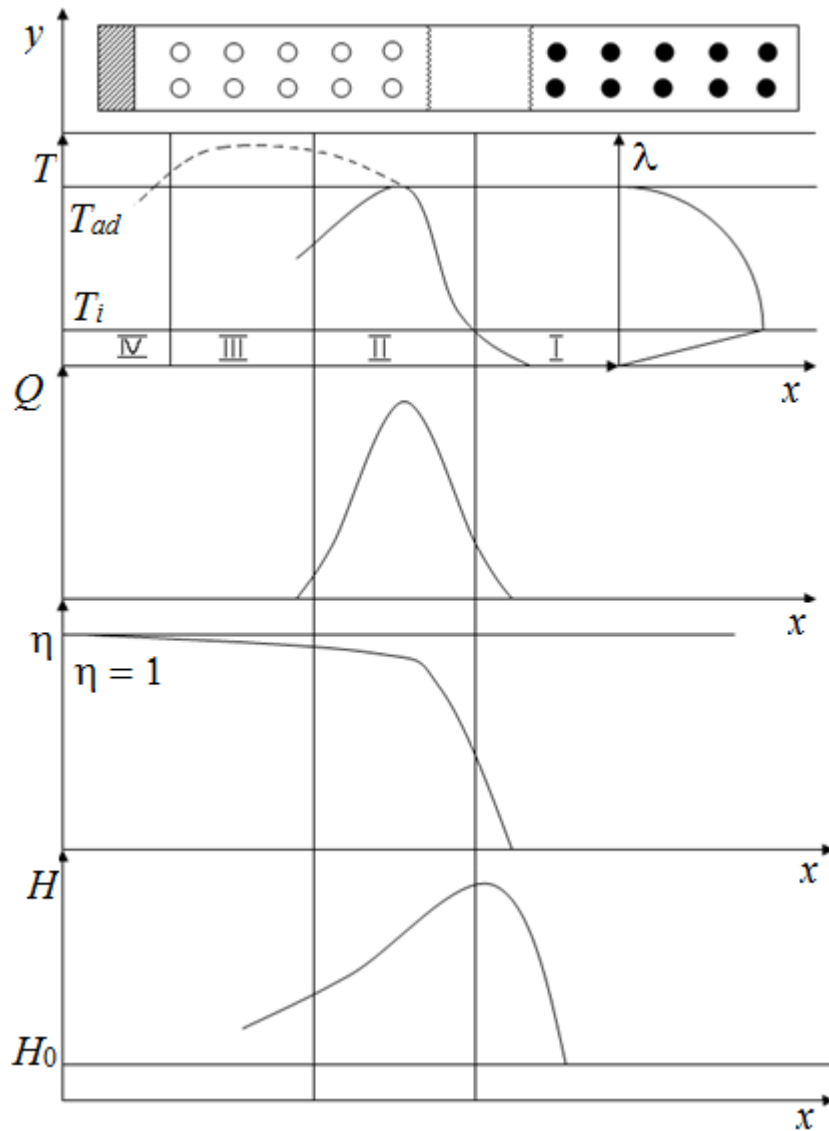


Рис. 9.2. Параметри теплової хвилі

гину профілю температур і як точку досягнення максимального значення теплового потоку.

Принято розділяти зону інтенсивного хімічного реагування точкою  $T_b$  на зону прогріву ( $T_0 - T_i$ ) і зону реагування ( $T_i - T_{bur}$ ). Цей поділ, природно, в якійсь мірі умовний, тому що реагування, наприклад, може починатися і раніше, а наявність фазових переходів вкрай ускладнює саме таку інтерпретацію. Що стосується ширини зони реагування  $l$  (її часто називають «зоною Міхельсона»), то її легко знайти із співвідношення:

$$l = x(T_i) - x(T_0).$$

І останнє, що необхідно відзначити: в разі реалізації стаціонарного режиму поширення теплової хвилі зазначені профілі рухаються від ініціюючого пристрою з постійною швидкістю  $u_r$ , що залежить від термодинамічних і теплофізичних умов реалізації теплової хвилі. Виняток становлять нестійкі види горіння: автоколивальний спіновий і можливо інші, не розглядаються в даній роботі.

### 9.3. Умови реалізації теплової хвилі

Точне кількісне вирішення питання про умови, необхідні для поширення теплової хвилі, залежить від багатьох чинників, до яких можна віднести агрегатні стани реагентів, режим горіння, механізм реакції, умови тепломасообміну і ін. Проте, в першому наближенні, слідом за Зельдовичем, що розробив теорію пошарового горіння газових систем, можна сформулювати необхідні і достатні умови існування хвиль нового горіння практично для будь-яких систем. В такому випадку достатньою умовою може вважатися перевищення тепловиділення в хвилі горіння над тепловтратами в навколишнє середовище чи інакше виконання умов для тепловтрат  $\eta$ .

$$\eta = \frac{T_{ad} - T_{bur}}{T_{ad} - T_0} < \eta_{cr}. \quad (9.1)$$

В (9.1)  $T_{ad}$  – температура горіння системи в адіабатичних (розрахункових) умовах,  $T_{bur}$  – температура горіння системи в реальних умовах, а  $T_0$  – початкова температура.

Що стосується необхідних умов, то вони також залежать від теплового ефекту реакції, який повинен бути позитивним (поширення фронту деполімеризації, що є аналогом теплової хвилі, вимагає умови  $Q < 0$ ), а тепловиділення повинно бути сильною функцією температури.

Друга умова, в припущенні справедливості закону Арреніуса або в разі можливості формального його використання, виправдовується в переважній більшості випадків, а більш суворі умови, запозичені з теорії Зельдовича, мають вигляд:

$$\beta = \frac{R \cdot (\bar{C} \cdot T_0 + Q)}{\bar{C} \cdot E} \ll 1, \quad (9.2)$$

$$\gamma = \frac{R \cdot (\bar{C} \cdot T_0 + Q)^2}{\bar{C} \cdot E \cdot Q} \ll 1, \quad (9.3)$$

де  $R$  – газова стала,  $E$  – енергія активації,  $\bar{C} = \frac{1}{T_{ad} - T_0} \int_{T_0}^{T_{ad}} C_p(T) dT$  – теплоємність реагентів.

Слід зазначити, що наведені співвідношення в достатній мірі умовні. Так для дисперсних металевих систем, як правило, реалізуються більш складні закони реагування, що істотно змінюють сам вид необхідних і достатніх умов. Іншими словами, зазначені умови можуть служити лише для оцінки, а для точного визначення умов пошарового синтезу необхідно вирішувати повну систему рівнянь теплового і масового балансу для хвилі. Незмінною є лише трохи розпливчата умова залежності функції тепловиділення від температури і великої величини теплового ефекту  $Q$ . У практиці моделювання технологічних додатків процесів горіння (9.3) часто використовують такі вирази для функції тепловиділення:

$$\Psi = Q A \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \exp(-m\eta), \quad (9.4)$$

де  $m > 1$ ,  $\eta$  – повнота перетворення,  $E$  – деяка ефективна величина, що є в загальному випадку енергією активації. Нагадаємо, що

$$Q = \sum_{i=1}^n \nu_i H_i - \sum_{j=1}^m \nu_j H_j, \quad (9.5)$$

де  $H$  – ентальпія в стандартних умовах,  $n$  – кількість вихідних речовин  $i$ ;  $m$  – кількість речовин продукту  $j$ ;  $\nu$  – стехіометричний коефіцієнт.

З іншого боку, в припущенні виникнення одного продукту (для спрощення):

$$(T_{ad} - T_0) = Q - \sum_{k=1}^p \mu_{\phi} H_{\phi}, \quad (9.6)$$

де  $p$  – кількість фазових переходів,  $\mu_{\phi}$  – частка більш високотемпературної фази в продукті при  $T_{ad} = T_{cp}$ , при цьому  $\mu_i = 0$  при  $T_{ad} < T_{cp}$ ;  $\mu_{\phi} = 1$  при  $T_{ad} = T$ .

Два останніх вирази (9.5) і (9.6) дозволяють оцінити значення величини  $T_{ad}$  (мова тут, дійсно, може йти лише про оцінку величини  $T_{ad}$ ). Оскільки в практично важливих розрахунках необхідно іноді враховувати досить сильну залежність  $C_p = C_p(T)$  і тому практично завжди вводити поправку в значення  $Q$ , яка виявляється за рахунок неповноти згоряння палива.

Відповідно до класифікації Мержанова,  $T_{ad}$  також може служити (у самому грубому наближенні) критерієм реалізації теплової хвилі:

| I                    | II                                    | III                  |
|----------------------|---------------------------------------|----------------------|
| $T < 1500 \text{ K}$ | $1500 \text{ K} < T < 2000 \text{ K}$ | $T > 2000 \text{ K}$ |
| ніколи               | не завжди                             | завжди               |

Зрозуміло, це сама груба класифікація виправдана згідно дослідним даним лише для конденсованих СВС - систем.

Таким чином, з умов існування стаціонарного режиму поширення теплової хвилі (пошарового механізму синтезу) можна виділити для оціночних розрахунків:

1. Величина  $T_{ad}$ ;
2. Величина і знак  $Q$  – теплового ефекта;
3. Вид залежності  $\Psi = f(T)$ ;

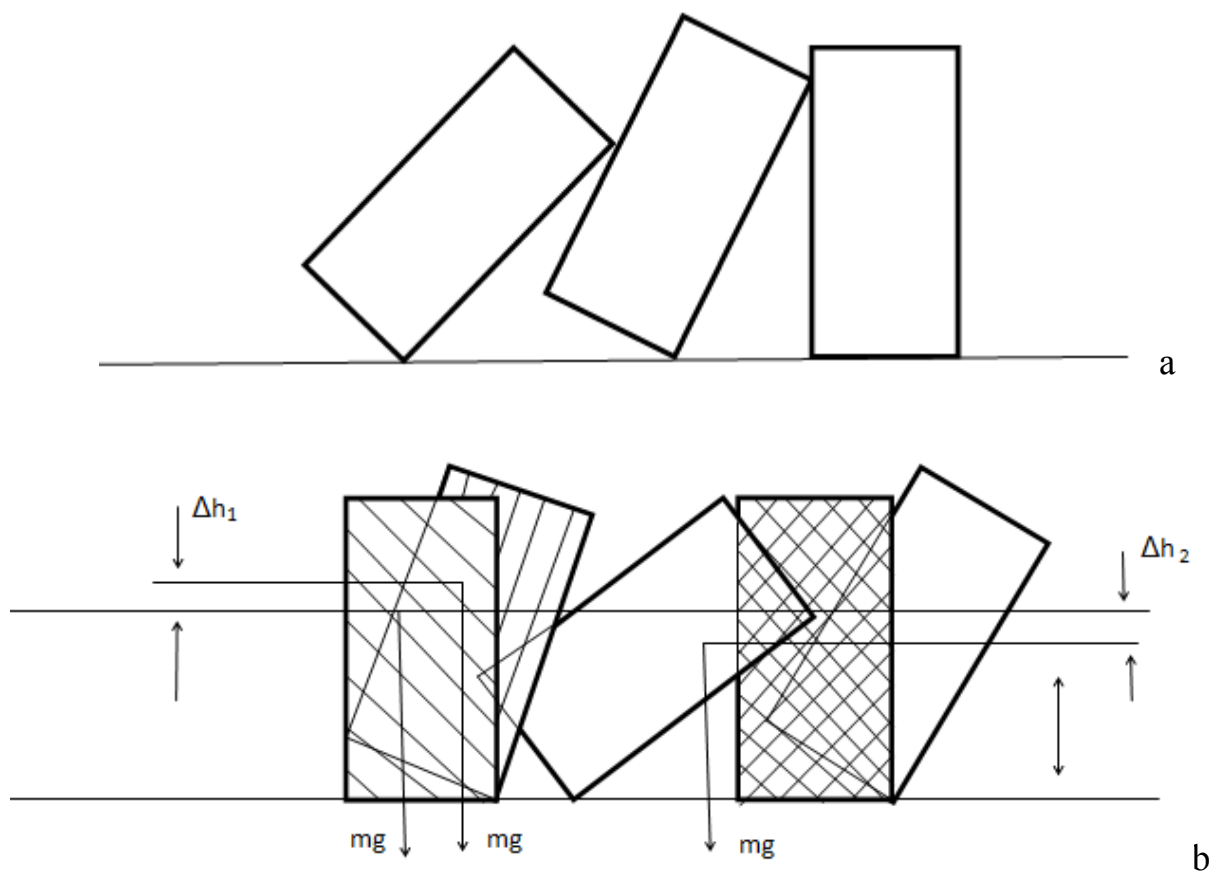
Виконання умов:

4.  $\beta \ll 1$ ;  $\gamma \ll 1$ ;
5.  $Q_+ > Q_-$  ( $\eta < \eta_{кр}$ )

#### 9.4. Параметри теплової хвилі

Теплова природа хвилі поширення реакції обумовлена лімітуючим впливом тепловиділення в зоні інтенсивного хімічного перетворення, що переміщується в просторі. Дійсно, можливий тільки хвильовий режим поширення тепла практично на будь-яку відстань, тому що навіть при постійно діючому джерелі тепла при кондукційному, радіаційному або конвективному теплообміні, існує

деяка довжина, за якою температура практично не змінюється через втрати в навколишнє середовище по довжині тепловода.



**Рис. 9.3.** Механічна аналогія теплової хвилі

Для того, щоб уявити собі механізм реакції теплової хвилі, зручно скористатися механічною аналогією, запропонованою Новожиловим. Слідом за ним розглянемо систему побудованих одна за іншою кісточок доміно (рис.9.3а,б). Ініціюючий імпульс повинен бути здатний здійснювати роботу за таким зміщенням кісточки 1, щоб вектор  $mg$  вийшов з-за межі площі опори  $S$ . Далі відбувається витрачання запасеної енергії  $E = mg(\Delta h_1 + \Delta h_2)$ . Вона витрачається на «збудження» другої кісточки, а решта  $mg(h - \Delta h_2)$  може розходитися будь-яким чином - хвиля буде поширюватися без її участі. Аналогія, зрозуміло, не повна, однак більш істотна частина її справедлива. Для теплової хвилі дуже важливо те, що попередній шар в кожному наступному збуджує дію запасеної енергії, що сприяє, в свою чергу, вивільненню потенціалу наступного шару і т.д. Таким чином, існує як би естафетна передача тепла, при цьому, джерелом тепла служить кожен шар, що бере участь в поширенні речовини. Естафетною паличкою служить та мінімальна енергія, яка сповіщається системі індукованим імпульсом (в механічній аналогії  $-\Delta h_1 mg$ ), і яка для кожного шару відроджується за рахунок екзотермічного хімічного перетворення.

Найбільш істотним недоліком цього подання є відсутність наочного аналога теплообміну з навколишнім середовищем. Дійсно, в загальному випадку стаціонарна тепла хвиля можлива лише при перевищенні тепловиділенням  $Q_+ =$

$f(d^3)$  в зоні інтенсивного реагування тепловідведення  $Q_- = f(d^2)$  в зону розігріву (наступний шар) і в навколишнє середовище. Так як це співвідношення є функцією розігріву, то існує деяке критичне значення, яке визначає межу можливості

$$d_{кр} = f(Q_+ / Q_-)$$

поширення теплової хвилі. Факт цей був відзначений давно. Досить згадати розмір осередку захисної стінки в лампі Деві, обраної відповідно до неможливості проскока полум'я в навколишнє вибухонебезпечне середовище. Критичний діаметр існує для будь-якого виду горючої системи і є функцією її складу та умов середовища. Величина критичного діаметру зв'язана з величиною швидкості поширення. Конкретний вид залежності визначається механізмом теплопередачі і складом паливної суміші обернено пропорційною залежністю  $d_{кр} \sim 1 / U_m$ .

Зазначені параметри визначаються величиною  $T_c$ - температурою горіння в зоні хімічного перетворення - також є найважливішим параметром теплової хвилі. Ясно, наприклад, що варіація складом величин  $T_{bur}$ , а також зміна  $d$ , безумовно, позначаються на швидкості поширення.

Таким чином знайти зв'язок  $f(d, U, T_{bur})$ , а також визначити величини критичних параметрів – основне завдання при вивченні можливості і умов реалізації теплової хвилі, тим більше для технологічного горіння, з огляду на визначальний вплив температури, швидкості поширення синтезу і темпу охолодження на якість продукту.

Рівняння, що визначають основні залежності поширення синтезу і теплової хвилі, мають згідно / 3 / наступний вигляд:

Рівняння теплопровідності з джерелом тепла:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} \right) + Q_p \Phi(T, \eta),$$

де  $\rho$  – густина,  $\lambda$  – теплопровідність,  $r, x, \varphi$  – координати (мова йде про циліндричну систему координат).

Рівняння кінетики:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \Phi(T, \eta).$$

Граничні умови  $x = 0$  (на поверхні запалювання).

$$f\left(\frac{\partial T}{\partial x}, T\right) = 0 \text{ – умова запалювання.}$$

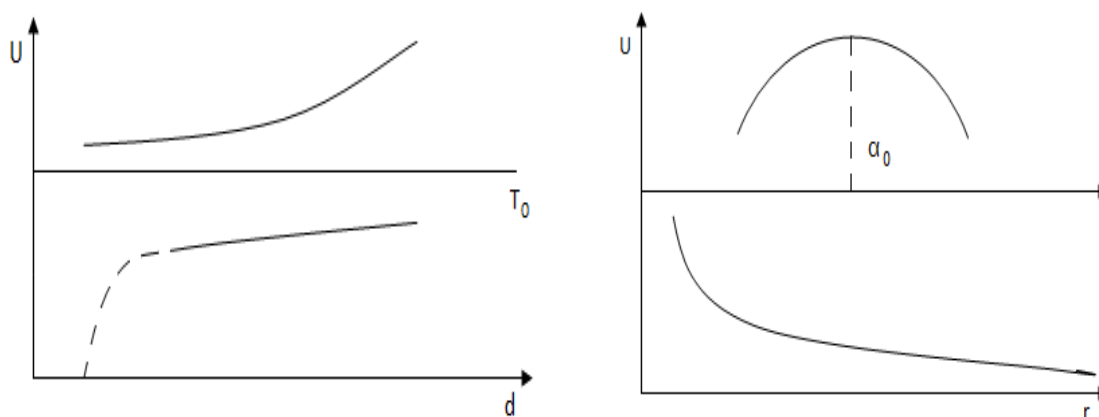
$$x = \infty; \quad \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{\partial T}{\partial \varphi} = 0$$

$r = R$  – (бокова поверхня зразка).

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial r} = \alpha_{ef} (T - T_o).$$

У кожному конкретному випадку формулюються також умови симетрії, періодичності та початкові умови, а також вибирається вид  $\alpha_{ef}$ ,  $\Phi(T, \eta)$  та інших параметрів.

Зельдовичем запропонований один із методів розрахунку, що досить точно



**Рис. 9.4.** Залежність швидкості горіння від а) початкової температури, б) діаметра паливної системи, в) співвідношення реагентів, г) середнього розміру часток дисперсної системи, що визначає поверхню реагування

відтворює лімітуючі стадії і параметри хвильового синтезу. Вважаючи, що

$$\Phi(T, \eta) = z \exp\left(-\frac{E}{RT}\right) \Phi(\eta)$$

можна отримати зв'язок основних параметрів у вигляді:

$$U^2 = v(\eta_p) a \frac{c}{Q} \cdot \frac{RT_{ad}^2}{E} z \exp\left(-\frac{E}{RT_{ad}}\right)$$

$$v(\eta_p) = \frac{1}{\int_0^{\eta_p} \frac{\eta_p - \eta}{\phi(\eta)} d\eta}, \text{ де } a = \frac{\lambda}{c\rho}.$$

Як видно з представлених співвідношень, найбільш сильно на швидкість горіння впливає температура горіння. Тому вплив інших параметрів, зокрема, властивостей шихти і середовища виявляється опосередкованим. Саме це полегшує розуміння суті залежностей швидкості горіння від різних параметрів, які спостерігаються в дослідях для широкого класу горючих систем (рис. 9.4).

На завершення необхідно відзначити ще раз, що сама ідея спільності підходу до вивчення і моделювання хвильового синтезу (теплової хвилі) в достатній мірі умовна. Не тільки екзотичні випадки поширення теплової хвилі такі як: спінове горіння на площині, розщеплення фронту горіння, зустрічне незатухаюче горіння, відбиття фронту горіння від торцевої поверхні і т.д., але і зміна, наприклад, зовнішніх умов (припустимо, наприклад, зміна тиску в середовищі) може змінити природу реагування, а, отже, і модельне опис. Тому пошук взаємозв'язку параметрів системи ( $U_{bur}$  і  $T_{bur}$ ) слід вести суто індивідуально, використовуючи не тільки розрахункові схеми, але і модельні експерименти.

Опис і розрахунок параметрів поширення теплової хвилі неможливо без знання кінетичних закономірностей і констант. Однією з найбільш істотних констант є значення енергії активації  $E$  – величини, що визначає швидкість теп-

ловиділення. Як правило, на практиці, відповідно до лімітуючої процес стадії хімічного перетворення, фізичний зміст цього параметра трансформується, а вид закону реагування (експоненційний) може при цьому залишитися незмінним. В такому випадку значення енергії активації є ефективним.

Незважаючи на гарантовану (20%) похибку, часто виявляється неможливим використання розрахункових відомих термодинамічних співвідношень значень енергії активації. Дійсно, якщо, наприклад, в процесі окислення металевої частки швидкість реакції визначається дифузією окислювача через захисну плівку продукту, то чисто кінетична аррениусівська залежність, що описує хімічну взаємодію, повинна бути замінена на закон, який має сенс швидкості масового перенесення (дифузії). При цьому вид залежності залишається тим самим:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

де  $D$  – коефіцієнт дифузії.

Саме вказане міркування змушує для експериментального визначення величини  $E$  підбирати методи, відповідні модельним уявленням розв'язуваної задачі і стежити за відповідністю умов вимірювання з передбачуваним в теорії. Тому не завжди виправдані прямі методи визначення енергії активації, такі як, наприклад, деріватографічний, суть якого в вимірі приросту (зменшенні) маси або тепловиділення в залежності від температури навколишнього середовища через невідповідність темпу зміни температури в натурних модельних умовах. Необхідність забезпечення справедливості модельних припущень для оцінки надійності результату визначення  $E$  змушує звертатися одночасно до декількох методик з метою подальшого зіставлення та самоконтролю. Що стосується методичної похибки, то вона залежить не тільки від помилки вимірюваних в досліді величин, але і від значень помилок у визначенні постійних, що входять в кінцевий вираз для розрахунку енергії активації. При цьому слід врахувати, що підвищений інтерес представляють значення кінетичних констант для області високих температур, для яких значення багатьох теплофізичних величин визначені і не надійно або невизначені зовсім. Тому найбільшою популярністю у експериментаторів користуються методи, які застосовують, в міру можливості, спрощені розрахункові схеми, наприклад, основані на визначенні відношення величин, пов'язаних з  $E$ .

## ВИСНОВКИ

Проведений аналіз процесів горіння газофазних (парофазних), аерозольних і пилових систем дозволяє зробити наступні висновки:

1. Загальними для газофазних і гетерогенних сумішей є: визначальна роль гідродинамічних чинників в реалізації ламінарного, вібраційних і турбулентних режимів горіння; домінуючий механізм теплопередачі в хвилі горіння за допомогою молекулярної теплопровідності; подібність механізмів зворотного зв'язку, відповідальних за існування вібраційних режимів горіння; якісна картина і основні фізичні причини, що обумовлюють перехід до турбулентного горіння. Вказана спільність зумовлена близькістю основних теплофізичних параметрів завису (теплопровідності, в'язкості, стисливості, швидкості звуку і т. п.) з відповідними значеннями в газах, оскільки в реальному діапазоні параметрів газозавису об'ємна частка дисперсної фази мала (менша 1%).

2. Відмінності, що характеризують вказані системи, пов'язані з наявністю додаткових, порівняно з газами, просторових і часових масштабів, які визначаються дисперсною фазою і обумовлюють при заданому хімічному складі завису і гідродинамічних умовах можливість існування широкого діапазону швидкостей полум'я і різних режимів хвильового горіння, існування адіабатичної НКМР і широкий діапазон його значень, велику стійкість зони горіння до збурень, радіаційні ефекти.

3. Визначені діапазон фізико-хімічних параметрів (сорт, концентрація, дисперсність твердої фази) і газодинамічні умови, що необхідні для реалізації заданих режимів хвильового горіння аерозавису магнію, алюмінію, алюмомагнієвого сплаву (ламінарного, вібраційного, турбулентного або перехідного до нього) з відповідними значеннями швидкості полум'я, змінними в діапазоні  $10^{-1} \div 10^2$  м/с.

4. По відношенню до здатності запалювання і підтримання фронту горіння дані системи можуть бути розташовані в наступний ряд активності (по мірі зменшення: газопарофазні суміші > аерозолі > пил. У цьому ряду збільшуються: енергія запалювання, температура самозаймання, мінімальна концентраційна межа, мінімальний діаметр гасіння, енергія ініціації детонації; зменшується нормальна швидкість розповсюдження полум'я, а, отже, швидкість турбулентного горіння і здатність до детонації.

5. По відношенню до вуглеводнево-повітряних сумішей наявні дані можна підсумовувати таким чином:

а) при заданому числі атомів вуглецю в молекулі температура згорання убуває в наступному ряду: ацетиленові, ароматичні, нормальні олефінові, циклопентанові, циклогексанові, нормальні парафіни (максимальні значення температури досягаються в стехіометричних сумішах з повітрям, які перевищують  $\sim 2000$  °C);

б) період затримки займання в однакових умовах убуває в ряду: нафтени, олефіни, парафіни;

в) повнота згорання зростає в ряду: ароматичні біциклічні, ароматичні моноциклічні з бічними ланцюгами, біциклічні парафіни, циклоолефіни, моноциклічні парафіни, парафіни;

г) максимальна нормальна швидкість розповсюдження полум'я зростає у ряді типових палив: бензин і рідкі ракетні палива, парафіни і ароматичні з'єднання, окисел вуглецю, циклогексан і циклопропан, етилен, окисел пропілний, окисел етилену, ацетилен, водень;

д) вплив структури молекули на максимальну швидкість полум'я відбивається в її зростанні зі збільшенням ступеня не насиченості в молекулі: алкани, алкени, алкадієни, алкіни;

е) здатність вуглеводнів до детонації убиває в ряду: ацетиленові, високомолекулярні олефіни, нормальні парафіни, циклоалкани. Межі детонації узгоджуються з межами розповсюдження полум'я і вужче останніх.

6. У більшості практично важливих випадках (за винятком спеціальних організованих умов) горіння як газофазних, так і гетерогенних горючих сумішей носить нестаціонарний, стадійний характер, який може бути інтерпретований як наступний каскад переходів:

а) у трубах при запалюванні у відкритого кінця труби: ламінарне полум'я → вібраційне I типу з подовжніми коливаннями фронту полум'я → вібраційне II типу з хвилеутворенням на поверхні → турбулентне полум'я → в найбільш активних газових сумішах, особливо за наявності шорсткості стінок, можливий перехід в детонацію, яка є або квазидетонацією (детонаційноподібним режимом з швидкостями, меншими детонації Чепмена-Жуге за рахунок гідродинамічних і теплових втрат на стінках), або детонацією ЧЖ.

б) у трубах при запалюванні у закритого кінця: ламінарне полум'я → турбулентне полум'я → нелінійне пульсуюче полум'я → швидке язикове горіння → детонаційне горіння (для газофазних і активних пилових систем, здібних до детонації);

в) у вільних хмарах при низькоенергетичних джерелах запалювання: ламінарне полум'я → автотурбулентне полум'я (для газів, що постійно прискорюються з видимими швидкостями  $250 \div 530$  м/с; у воднево-повітряних сумішах; для аерозолів зі швидкостями, близькими до відповідних в парофазових системах і залежними від розміру крапель; для пилу з постійними турбулентними швидкостями  $\leq 50$  м/с, залежними від дисперсності і концентрації пального).

## **Розділ 10. ЛАБОРАТОРНІ РОБОТИ**

### **Вимоги до допуску та оформлення лабораторних робіт**

Перед тим як приступити до виконання лабораторних робіт, потрібно отримати допуск. Для цього необхідно підготувати письмово основну теорію по заданій роботі, усвідомити цілі, завдання, порядок проведення експерименту. Для підготовки достатньо використовувати теоретичний матеріал, наведений в даному практикумі безпосередньо всередині кожної лабораторної роботи. Після виконання експерименту по лабораторній роботі, розрахунку необхідних величин, побудови графіків робота захищається. Лабораторні роботи повинні містити наступні пункти:

1. Мета роботи.
2. Короткий теоретичний вступ.
3. Опис методики експерименту.
4. Результати дослідження та розрахунки.
5. Висновки по роботі з обґрунтуванням можливих відхилень від теоретичних величин.

Захист лабораторних робіт проводиться під час аудиторного заняття. На захисті лабораторної роботи перевіряються виконані розрахунки, оцінюються якість оформлення і правильність побудови графіків, аналізується логічність висновків, оцінюються відповіді на теоретичні питання, які передбачають знання лекційного матеріалу з даної теми.

### **Загальні правила роботи в лабораторії. Техніка безпеки**

1. Перед тим як приступити до виконання лабораторних робіт, необхідно ознайомитися з правилами роботи в лабораторії. Без викладача або лаборанта в верхньому одязі в лабораторію входити не дозволяється. Всі особисті речі, які не є необхідними для виконання роботи, прибираються в спеціально відведену для цього шафу.
2. При роботі в лабораторії повинні знаходитися не менше 2 осіб. Під час роботи в лабораторії необхідно дотримуватися чистоти, тиші, порядку і правил техніки безпеки. На робочих столах і навколо працюючих не повинно бути нічого зайвого. На робочому місці забороняється приймати їжу, пити воду, палити і використовувати хімічну посуд як харчову.
3. Не можна приступати до роботи до повного з'ясування всієї техніки її виконання. Забороняється приступати до роботи, не погодивши план роботи з керівником.
4. Забороняється працювати на установці з відсутнім або з несправним заземленням.
5. Газові балони, компресор і системи із стислим повітрям експлуатувати відповідно до ДНАОП 0.00-1.07-94 «Правила пристрою і безпечної експлуатації судин, що працюють під тиском», затверджених Наказом Держнаглядохоронпраці 18.10.1994 р. № 104. На балоні повинно бути клеймо, на якому відображається дозволений при огляді період експлуатації балона, робочий тиск в ньому і максимальний тиск при огляді.

6. Лабораторна установка повинна розміщуватися в приміщенні так, щоб був вільний доступ до лицьової і бічної частин для зручності експлуатації і обслуговування.
7. При дослідженні процесів горіння над установкою повинен бути встановлена парасолька витяжної вентиляції для відведення газів і продуктів згорання після проведення досвіду.
8. Реактор повинен мати захисну огорожу, що відокремлює оператора на випадок руйнування його корпусу або складових частин установки.
9. Реактор, де можливе підвищення тиску, повинен мати захисну огорожу, що відокремлює оператора на випадок руйнування його корпусу або складових частин установки.
10. При роботі з хімічними горючими речовинами необхідно дотримуватися чистоти і акуратності, стежити, щоб речовини не потрапляли на шкіру обличчя і рук, тому що багато речовин викликають роздратування шкіри і слизових оболонок. Ніякі речовини в лабораторії не можна пробувати на смак. Нюхати речовини можна, лише обережно направляючи на себе пари або гази легким рухом руки, не нахиляючись до посудини. Судини з речовинами або розчинами необхідно брати однією рукою за шийку, а інший знизу підтримувати за дно.

### **Гасіння місцевої пожежі і палаючої одягу**

Необхідно дізнатися, де знаходяться в лабораторії засоби протипожежного захисту. При виникненні пожежі слід негайно вимкнути газ і електроприлади по всій лабораторії, прибрати всі горючі речовини подалі від вогню, засипати вогнище пожежі піском або накрити вовняною ковдрою чи азбестом. Велике полум'я гасять за допомогою вогнегасника. Якщо на будь-кому загориться одяг, гасити її потрібно обливанням водою з душі або негайно повалити людини на підлогу і накрити ковдрою, яке не знімати до тих пір, поки не згасне полум'я.

## **Лабораторна робота № 1**

### **Характеристики ламінарного розповсюдження полум'я в газах**

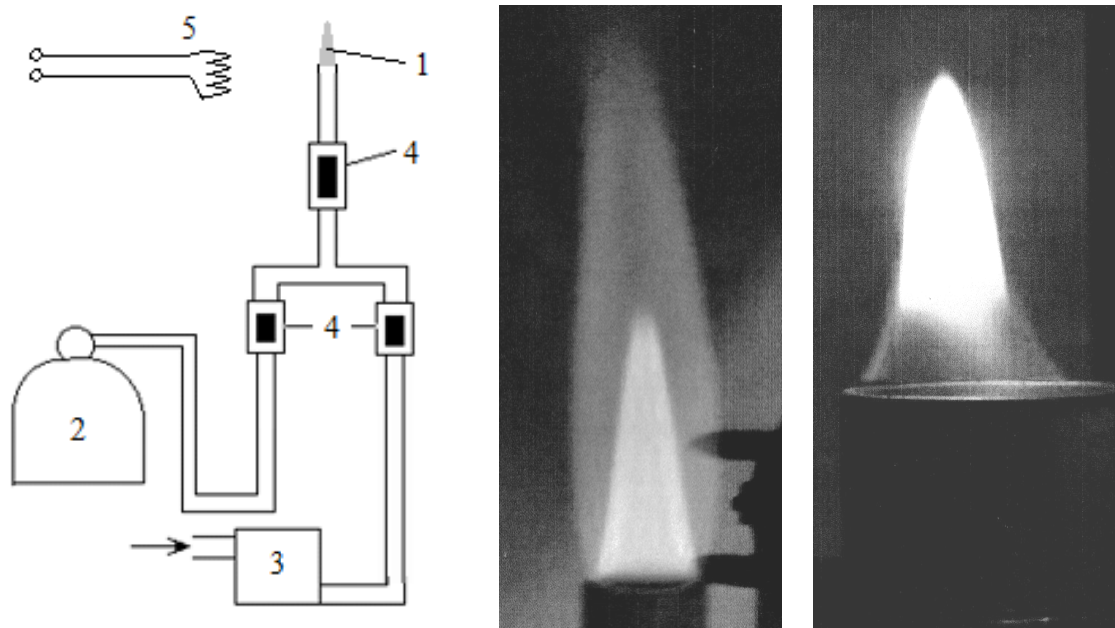
**Мета роботи:** дослідити поведінку горіння в заздалегідь перемішаній (кінетичне полум'я) і просторово розділеній газовій суміші (дифузійне полум'я).

### **Короткі теоретичні відомості.**

**Нормальною швидкістю розповсюдження полум'я**  $u_n$  (м/с) називається швидкість руху фронту полум'я в напрямку, нормальному до його поверхні, по відношенню до свіжої, ще не згорілої суміші. Нормальне поширення полум'я має місце в нерухомих газоповітряних сумішах і в ламінарних потоках.

Гуї-Міхельсон вперше для експериментального визначення  $u_n$  досліджували полум'я бунзенівського пальника (рис. 10.1).

Полум'я бунзенівського пальника складається з внутрішнього 1 і зовнішнього 2 конуса (рис. 10.2б). Внутрішній конус являє поверхню фронту полум'я,



**Рис. 10.1.** а) Схема установки: 1. Пальник Бунзена, 2. Балон з горючим газом (пропан-бутан), 3. Компресор для подачі окислювача (повітря), 4. Набір ротаметрів для вимірювання витрат газу, повітря, суміші газ + повітря, 5. Пристрій підпалу газоповітряної суміші.

б) Зображення кінетичного полум'я.

в) Зображення дифузійного полум'я.

в якому згорає та частина газу, яка забезпечена первинними повітрям. В кожній точці поверхні внутрішнього конуса є рівність між швидкості поширення полум'я  $u_n$ , спрямованої всередину конуса, і нормальної складової швидкості потоку  $w_n$  газоповітряної суміші (рис. 10.2).

У внутрішньому конусі відбувається кінетичне горіння, а в зовнішньому - дифузійне за рахунок вторинного повітря.

Вважаючи, що внутрішній конус є геометрично правильним,  $u_n$  на поверхні конуса – величина постійна, а поле швидкостей газоповітряної суміші на виході з пальника рівномірний, можна отримати наступну формулу для визначення нормальної швидкості поширення полум'я:

$$u_n = \frac{\dot{V}_f (1 + \alpha \dot{V}_{air}^0)}{\pi r_s \sqrt{h^2 + r_s^2}} = \frac{\dot{V}_{cm}}{\pi r_s \sqrt{h^2 + r_s^2}}, \quad (10.1.1)$$

де  $\dot{V}_f$  – об'ємна витрата горючого газу, м<sup>3</sup>/с;  $\alpha$  – коефіцієнт надлишку первинного повітря;  $\dot{V}_{air}^0$  – теоретично необхідна кількість повітря для горіння, м<sup>3</sup>/с;  $\dot{V}_{cm} = \dot{V}_f + \dot{V}_{air}$  – об'ємна витрата суміші горючого і повітря, м<sup>3</sup>/с;  $h$  – висота внутрішнього конуса кінетичного полум'я, м;  $r_s$  – радіус пальника, м.

Динамічний метод визначення швидкості поширення полум'я, запропонований Гюї і Міхельсоном, дозволяє визначити так звану нормальну швидкість поширення полум'я  $u_n$ , спрямовану по нормалі до фронту горіння холодної газоповітряної суміші. В цьому методі регулюванням складу і швидкості газоповітряної суміші, яка ламінарно витікає з сопла пальника, домагаються утворен-

ня стійкого різко окресленого блакитного внутрішнього конуса горіння (рис. 10.1,б). З трикутника векторів швидкостей на рис. 9.2 видно, що

$$w_n = w_s \cos \varphi = u_n$$

де  $w_n$  – нормальна складова швидкості потоку;  $w_s$  – швидкість потоку; для наближених розрахунків можна прийняти, що швидкість потоку однакова по всьому перерізу;  $\varphi$  – кут між швидкістю потоку і нормаллю до фронту горіння;  $u_n$  – нормальна швидкість розповсюдження полум'я.

Середня швидкість потоку (м/с) визначається через об'ємну витрату суміші газів:

$$\bar{w}_s = \dot{V}_{cm} / \pi r_s^2.$$

Припустимо, що конус горіння має правильну геометричну форму. Тоді з трикутника abc (рис. 10.2) маємо:

$$h = r_s \operatorname{tg} \varphi = r_s \sqrt{\frac{1}{\cos^2 \varphi} - 1} = r_s \sqrt{\left(\frac{\bar{w}_s}{u_n}\right)^2 - 1}.$$

Звідси нормальна швидкість розповсюдження полум'я:

$$u_n = \bar{w}_s r_s / \sqrt{r_s^2 + h^2}. \quad (10.1.2)$$

Таким чином, визначення нормальної швидкості поширення полум'я динамічним методом зводиться до обчислення середньої швидкості газоповітряної суміші в пальнику і вимірювання висоти внутрішнього конуса горіння. Нормальна швидкість поширення полум'я менше рівномірної швидкості поширення полум'я.

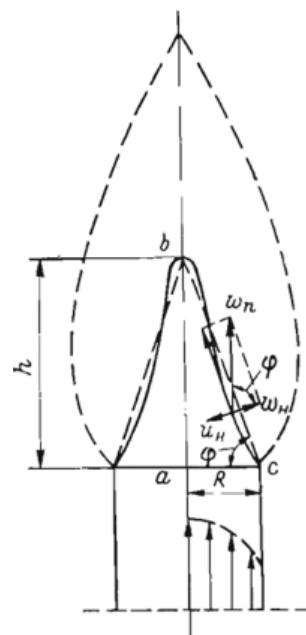


Рис. 10.2. Схема розрахунку нормальної швидкості розповсюдження полум'я

### Порядок виконання роботи:

1. Перевірити на зовнішню справність з'єднань. Включити джерело живлення і розігріти спіраль до слабого видимого світіння. Розмістити його безпосередньо над отвором сопла. **ВАЖЛИВО.** Всі дії необхідно проводити при включеній витяжці.
2. **Частина 1. Кінетичне полум'я.** Включити подачу газу. Кран редуктора повинен бути закритим. Відкрити трохи кран балона. Відкрити небагато кран на ротаметрі. Поволі відкривати редуктор до появи свідчень на ротаметрі близько 10-15 поділок. Спіраль повинна запалити полум'я. Далі вона відводиться вбік.
3. Включити повітряний компресор. Ручками регулювання встановити витрату на рівні близько 50-70 поділок. Поволі відрегулювати витрату до створення ламінарного **кінетичного полум'я** (факел полум'я синій і конусоподібний).
4. Розрахувати сумарну витрату суміші, використовуючи його градування. Наприклад, повітряний ротаметр: 20 поділ. – 1л/хв., газовий ротаметр 50 поділок – 1 л/хв. Оцінити число Рейнольдса.
5. Сфотографувати факел 2-3 рази. Для кожного знімка визначити нормальну

швидкість розповсюдження кінетичного полум'я, використовуючи формули (9.1.1) чи (9.1.2). Як масштаб можна використовувати внутрішній діаметр трубки.

6. **Частина 2. Дифузійне полум'я.** Відключити компресор. При різних витратах газу, для випадку ламінарного розповсюдження, провести фотографування полум'я. Представити залежність висоти полум'я від витрати газу і оцінити виконання закону Йоста.
7. Визначити витрати газу. Оцінити число Рейнольдса.
8. **Частина 3. Визначення температури запалювання суміші.** Створити кінетичне полум'я. Закрити редуктор. Полум'я згасне. Відкрити редуктор і встановити попередню витрату газу. Ввести нагріту спіраль в потік. Збільшувати потужність нагріву спіралі до моменту запалювання суміші. За даними вольтметра і амперметра оцінити температуру нитки, як

$$T_{zan} = T_0 + \frac{IU}{\lambda_g Nu \pi L},$$

де  $\lambda_g$  – коефіцієнт теплопровідності суміші (можна прийняти за 0.024 Вт/(м·К)),  $Nu$  – число Нусельта, яке можна оцінити як  $Nu = 0.5$ ;  $L$  – довжина дротики спіралі.

9. **Порядок відключення установки.** Закрити кран балона. Відключити компресор. Редуктор тримати відкритим до моменту повного вироблення газу. Закрити редуктор.
10. Провести обробку даних. У звіт представити зображення полум'я і результати розрахунку.

## Лабораторна робота № 2

### Вимірювання температури полум'я

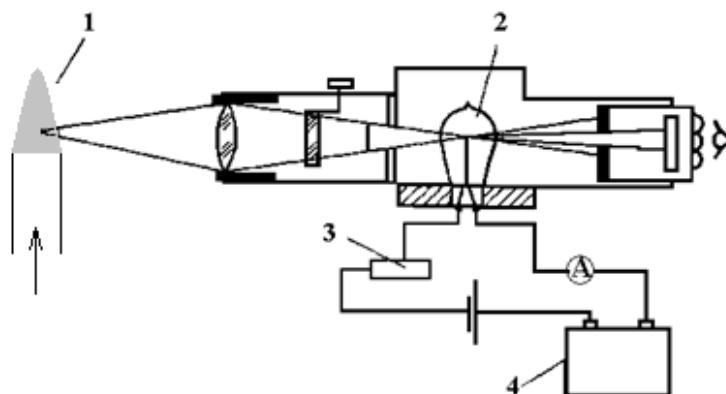
**Мета роботи:** ознайомиться з основними методами вимірювання температур ламінарного полум'я газових сумішей, а саме:

- методом обернення спектральних ліній;
- методом оптичної пірометрії (для полум'я вуглеводнів)
- термопарним методом.

#### Короткі теоретичні відомості.

**Вимірювання температури полум'я.** Для полум'я, що *світиться*, яке спостерігається при горінні вуглеводнів у разі малої кількості повітря (багаті суміші, дифузійне полум'я), можна користуватися звичайними методами визначення розжарених непрозорих тіл, наприклад, оптичним пірометром. Світіння полум'я є результатом виділення в полум'ї найдрібніших частинок вуглецю (сажі), температура яких практично не відрізняється від температури газу, що оточує їх.

Яскравісна температура нагрітого тіла визначається згідно формули Віна:



**Рис. 10.3.** Схема експериментальної установки для вимірювання температури полум'я, що світиться: 1 – полум'я, 2 – пірометрична лампа, 3 – реостат, 4 – джерело живлення пірометра

$$\frac{1}{T_{\text{яск}}} = \frac{1}{T_{\text{полум}}} + \frac{\lambda}{C_2} \cdot \ln \varepsilon_{\lambda, T},$$

де  $T_{\text{яск}}$  – яскравісна температура у вимірюваній точці, К;  $T_{\text{полум}}$  – дійсна температура полум'я, К;  $C_2$  – друга оптична стала  $C_2 = 1.4388 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$ ;  $\varepsilon_{\lambda, T}$  – коефіцієнт випромінювальної здатності полум'я.

**Опис пірометричної установки.** Яскравісну температуру в точці полум'я вимірюють за допомогою пірометра зі зникаючою ниткою. Нитка розжарення пірометричної лампи служить джерелом порівняння. Опір в ланцюзі живлення пірометричної лампи змінюють за допомогою реостата, поки зображення нитки не зникне на тлі зображення полум'я. У цей момент яскравісна температура області візування поверхні полум'я дорівнює яскравісній температурі випромінюючої нитки пірометричної лампи. Її знаходять по градуювальному графіку.

Для полум'я, **що не світяться, слабо світиться чи прозоре** (забарвлення полум'я і світіння пов'язані з хемілюмінісценцією) можна використовувати контактні методи вимірювання температури. Найбільш простим методом є термопарний. Проте варто пам'ятати, що результати вимірів термопарами сильно спотворюються внаслідок радіаційного теплообміну з навколишніми холодними тілами, а також внаслідок протікання каталітичних і хімічних реакцій на поверхні спаю (спосіб вирішення останнього).

Існує ряд методів вимірювання температури газів, зокрема **термопарних**, в яких виключається радіаційний вплив.

**А)** Використовуються термопари з корольками (спаями) різних розмірів. Кожна термопара надаватиме різні значення. Якщо поверхні, що оточують полум'я або газ, будуть холодніші за газ, то термопара з найбільшим розміром спаю показуватиме найнижчу температуру  $T$  згідно [11]:

$$\frac{\lambda_g Nu}{d} (T_{\text{полум}} - T) = \varepsilon \sigma (T^4 - T_{\text{навк. тіл}}^4).$$

Якщо нанести на графік показання термопар в залежності від розміру королька, то отримана крива може бути екстрапольована до нульового розміру королька. Ця температура і береться за температуру полум'я.

**Б)** Якщо температура нагрітого дроту, поміщеного в газ (полум'я), дорів-

нює температурі газу, то при створенні руху газу (воно присутнє або вимушене або природне) дріт не повинен змінювати своєї температури. Для цього тонкий дріт нагрівається електричним струмом і поміщається в полум'я. Температуру полум'я можна виміряти або по вольт-амперній залежності, або за свідченнями привареної до неї термопари. Якщо температура дроту збільшується, то вона нагріта недостатньо і слід її підігріти струмом; якщо свідчення зменшуються, то дріт перегрітий і нагріваючий струм потрібно зменшити.

При горінні багатих паливом сумішей, коли утворюється непрозоре чи кіптяве полум'я (за рахунок наявності великої кількості частинок сажі) для вимірювання його температури можна використовувати оптичний пірометр. Адже за рахунок високої значення випромінювальної здатності частинок сажі їх температура близька до температури полум'я.

**Метод обернення спектральних ліній.** Даний метод достатньо простий в реалізації і дозволяє вимірювати температуру полум'я в діапазоні  $1700 \div 2800$  К з достатньо високою точністю. Як правило, використовують дублет натрію ( $\lambda = 589; 589.6$  нм), оскільки домішки з'єднань натрію завжди присутні в паливі. Якщо інтенсивність ліній мала, то треба ввести до складу палива або безпосередньо в полум'я сіль натрію ( $\text{NaCl}$ ;  $\text{NaHCO}_3$ ). При зіставленні яскравості ліній з джерелом порівняння, наприклад лампи, ці лінії здаються світлими або темними на тлі суцільного спектру, залежно від співвідношення температур полум'я або джерела порівняння. В основі даного методу лежить закон Кірхгофа і експоненційна залежність інтенсивності випромінювання лінії від температури.

Введемо наступні позначення:  $T_{\text{яск}}$  – яскравісна температура лампи;  $T_f$  – дійсна температура полум'я;  $I_s(\lambda, T_{\text{яск}})$  – спектральна яскравість лампи;  $I_f(\lambda, T_f)$  – спектральна яскравість полум'я і  $\alpha(\lambda, T)$  – коефіцієнт поглинання факелом випромінювання в вузькому інтервалі довжин хвиль, що включає дублет натрію. Інтенсивність лінії на виході монохроматора  $I_\lambda$  дорівнює сумі інтенсивностей випромінювання полум'я  $I_f$  і лампи з урахуванням ослаблення випромінювання лампи у факелі:

$$I_\lambda = I_s(\lambda, T_{\text{яск}}) \cdot (1 - \alpha) + I_f(\lambda, T_f). \quad (10.2.1)$$

Оскільки градієнт яскравості випромінювання в суцільному спектрі джерела значно нижчий, ніж в лінійчатому спектрі полум'я, то можна вважати, що яскравість суцільного спектру поблизу лінії дорівнює його яскравості при довжині хвилі спектральної лінії. Тоді умову рівності цих яскравостей запишемо у вигляді:

$$I_s(\lambda, T_{\text{яск}}) = I_s(\lambda, T_{\text{яск}}) \cdot (1 - \alpha) + I_f(\lambda, T_f) \quad \text{або} \quad \alpha \cdot I_s(\lambda, T_{\text{яск}}) = I_f(\lambda, T_f). \quad (10.2.2)$$

Випромінювання спектральної лінії є термічним, тому, згідно закону Кірхгофа, коефіцієнт випромінювальної здатності  $\varepsilon(\lambda, T)$  дорівнює коефіцієнту поглинаючої здатності  $\alpha(\lambda, T)$ :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T) = I_f(\lambda, T_f) / I_0(\lambda, T),$$

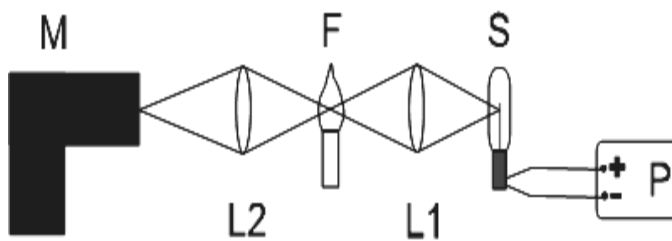
де  $I_0(\lambda, T)$  – спектральна яскравість абсолютно чорного тіла при тій же довжині хвилі і температурі. Замість (9.2.2) маємо

$$I_s(\lambda, T_s) = I_0(\lambda, T). \quad (10.2.3)$$

Таким чином, у момент обернення спектральної лінії дійсна температура полум'я дорівнює яскравісній температурі джерела випромінювання.

У кінцевому виразі (10.2.3) не фігурує коефіцієнт поглинання полум'я, тому при однорідному температурному полі факела спостерігається одночасне зникнення всього контуру лінії. Незалежність характеру зникнення спектральної лінії від коефіцієнта поглинання дозволяє зробити висновок, що метод обернення можна використовувати для вимірювання температур полум'я, яке містить довільну кількість збуджених атомів натрію, спектральні лінії якого використовуються для вимірювання.

**Опис експериментальної установки для вимірювання температури методом обернення спектральних ліній.** Принципова схема установки приводиться на рис 10.4. Об'єктом дослідження є полум'я спиртівки (у спирт або ацетон додається невелика кількість хлориду натрію). Вольфрамова лампа розжарювання є джерелом порівняння. Живлення лампи здійснюється від стабілізованого джерела постійного струму. Світловий потік від лампи фокусується за допомогою конденсора на центральну частину факела. Потік, що пройшов крізь факел, фокусується другим конденсором на вхідну щілину монохроматора спільно з власним випромінюванням центральної зони факела. Регулюючи струм джерела живлення, можна спостерігати момент обернення (вирівнювання інтенсивностей лінії і фону) в окуляр монохроматора.



**Рис. 10.4.** Схема експериментальної установки для вимірювання температури полум'я методом обернення спектральних ліній: *S* – стандартна лампа; *F* – полум'я; *L1*, *L2* – конденсори (лінзи); *M* – монохроматор УМ-2; *P* – стабілізуюче джерело живлення лампи

Основна похибка даного методу обумовлена значними градієнтами температури в факелі. Зовнішні зони факела, в результаті інтенсивної тепловіддачі, виявляються холодними в порівнянні з фронтом реакції горіння. Метод обернення в цих умовах дає деяку усереднену по перетину факела температуру. Крім того, в зовнішніх холодних областях відбувається поглинання випромінювання даної спектральної лінії, яка емітується атомами в гарячій зоні, що приводить до самообернення лінії. В результаті виміряне значення температури буде заниженим відносно дійсної температури полум'я.

При вимірюванні температури полум'я методом обернення спектральної лінії неоднорідність температурного поля полум'я приводить до виникнення похибки, обумовленої впливом присутніх частинок сажі. В однорідному температурному полі, згідно закону Кірхгофа, кількість променистої енергії, яка поглинається кожною частинкою, дорівнює кількості енергії випромінювання, і яскравість джерела, що візується скрізь факел, не змінюється. Внаслідок того, що в факелі існують зони зі зниженою температурою, випромінювання гарячих зон полум'я доходить до спостерігача трохи ослабленим, і, значить, умови (10.2.1),

що справедливі для всього факела, виявляються порушеними.

### Порядок виконання роботи:

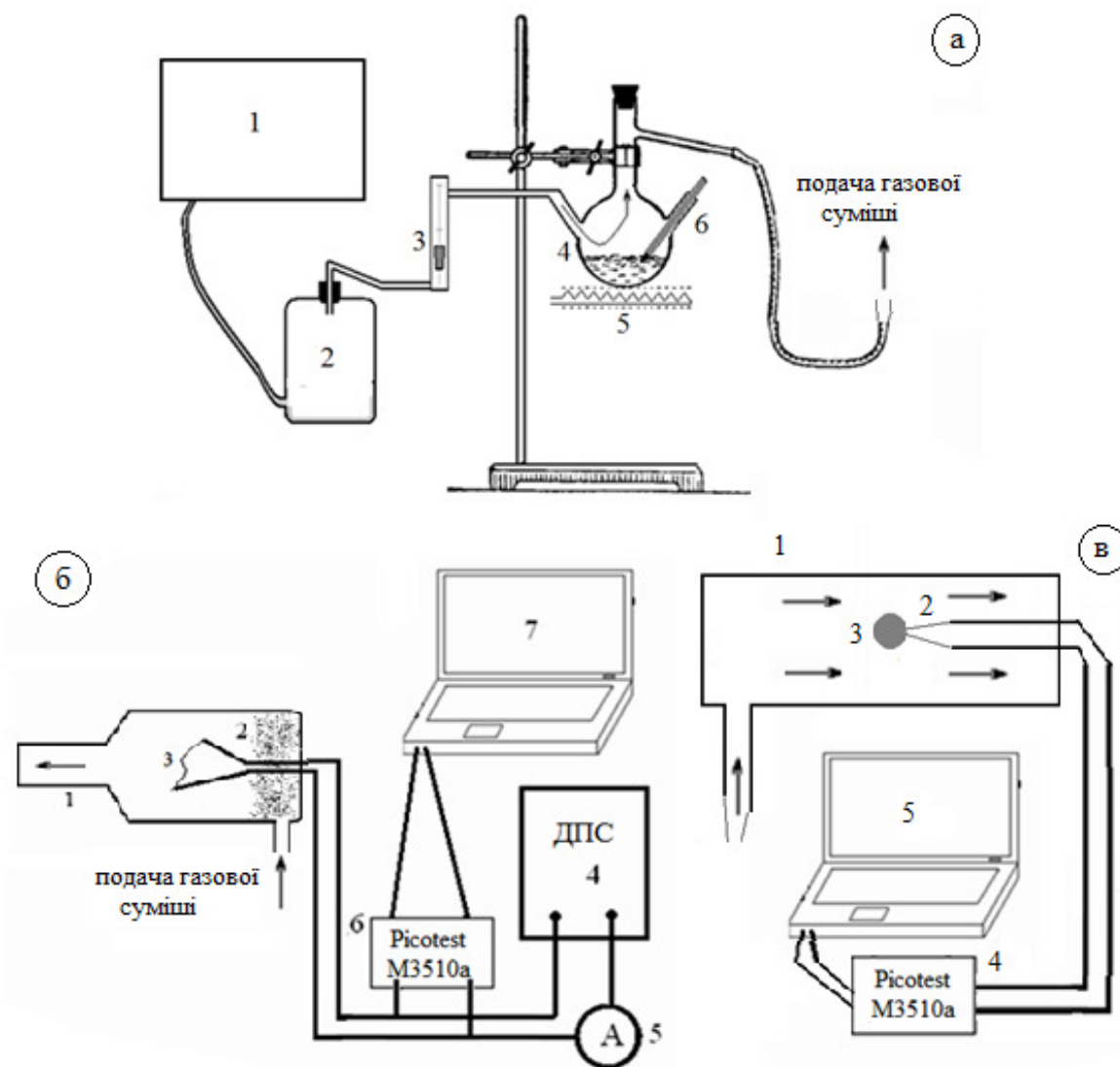
1. **Вимірювання температури кінетичного полум'я.** Як об'єкт використовується пропан-бутанова суміш. Створюється кінетичне полум'я.
2. а) на вибір є три хромель-алюмелеві (ХА) термопари різних діаметрів. За допомогою мікровольтметра виміряти кожною з них температуру на межі внутрішнього конуса на відстані близько 1 см від сопла пальника. По трьом значенням побудувати графік  $T_f(d)$  і шляхом апроксимації визначити дійсну температуру полум'я в даній точці.
3. б) На мікрогвинті встановлена термопара. Необхідно визначити розподіл температури уздовж поперечного перетину і окремо уздовж осі пальника. Зробіть висновки.
4. **Вимірювання температури дифузійного полум'я.** Як вуглеводень використовується ацетон. Необхідно залити його в пальник. Змочити гніт і трохи висунути його з «гирла» пальника (зроблено у вигляді шайби).
5. а) **метод обернення спектральних ліній.** Зібрати оптичну схему: монохроматор – лінза 2 – полум'я пальника – лінза 1 – лампа (рис. 10.4). Прозора область полум'я, що світиться, повинна знаходитися у фокусі лінзи 1, через яку проходить світло від лампи. Всі промені (від лампи і полум'я) повинні фокусуватися на щілині монохроматора. Посипати харчовою сіллю полум'я пальника (чи додати в пальне). При низькій яскравості лампи в монохроматорі повинно бути видно дуплет натрію, при високій – темні лінії на місці ліній дуплету натрію. Вирівняти яскравість лампи до зрівняння яскравості ліній натрію з яскравістю фону.
6. Не вимикаючи лампу визначити за допомогою пірометра яскравісну температуру нитки лампи і, отже, температуру полум'я.
7. б) **Визначення температури непрозорого полум'я вуглеводнів.** За допомогою пірометра яскравості визначити температуру непрозорої області полум'я. Помістити термопару всередину полум'я. Виміряйте температуру спаю термопари пірометром. Зробіть висновки.

### Лабораторна робота № 3

#### Безполум'яне горіння газів на твердих каталізаторах

#### Мета роботи:

- 1) ознайомитися з явищем безполум'яного горіння домішок горючого газу (ацетон, аміак, етанол) на платиновій нитці та частинках оксиду міді;
- 2) дослідити гістерезисні явища температури нитки від сили нагріваючого струму;
- 3) оцінити концентрацію горючого газу методом каталітичного газоаналізатора, в якості якого служить платинова нитка.



**Рис. 10.5.** а) Система подачі сухої газоповітряної суміші з домішками горючого газу: 1 – компресор, 2 – буферна ємність, 3 – ротаметр, 4 – колба з ацетоном або аміачною водою, 5 – нагрівач, 6 – термометр.

б) Схема установки для отримання ВАХ платинового дротику: 1 – колба, 2 – поруватий матеріал, 3 – платинова нитка, 4 – джерело постійного струму Б5-47, 5 – амперметр М890Г, 6 – мультівольтметр Picotest M3510a, 7 – комп'ютер

в) Схема установки для отримання часових залежностей на частинці каталізатора: 1 – реакційна камера, 2 – термопара, 3 – сферичний каталізатор, 4 – мультівольтметр Picotest M3510a, 5 – комп'ютер

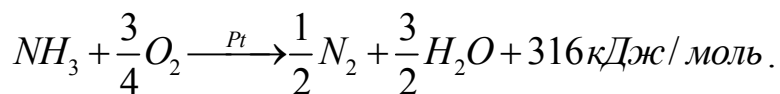
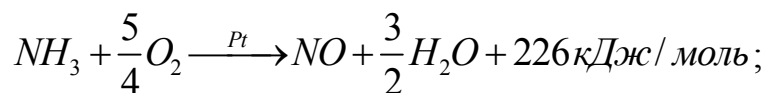
- 4) ознайомитися з особливостями часових залежностей температури частинки оксиду міді при каталітичному запалюванні домішок ацетону в повітрі. Визначити період індукції каталітичного запалювання.

### Короткі теоретичні відомості.

Каталітичне окислення домішок аміаку, ацетону та водню на платиновому дроті може протікати відповідно до рівнянь:



$$+ 879 \text{ кДж/моль};$$



Відмінною особливістю ацетону і аміаку являється те, що вони швидко випаровуються і пар достатньо швидко стає насиченим в невеликому реакційному об'ємі. Так при 20 °С тиск насиченої пари становить 22.8 кПа. Згідно закону Рауля над 50 % водним розчином ацетону тиск насиченої пари становить 11.4 кПа, що складає 12.5 об'ємних %. Тиск насиченої пари аміаку над поверхнею 10% водного розчину при 20°С становить 29.6 кПа, що складає 29.6 об. %.

Для дослідження каталітичного окислення аміаку та ацетону на платиновій нитці використовується наступна установка (рис. 9.5). Платиновий дріт діаметром  $d = 0.095$  мм і довжиною  $L = 56$  см розміщується в реакційній посудині, куди поступає пара аміаку чи ацетону. Питомий опір платини при 0 °С складає  $\eta_0 = 9.81 \cdot 10^{-8}$  Ом·м, а температурний коефіцієнт опору  $\gamma = 39.1 \cdot 10^{-4}$  1/К.

З дротику знімається вольт амперна характеристика від 0.1 до 1 А з кроком  $0.01 \div 0.1$  А за допомогою мультиметра Picotest M3510a, що дозволяє підключити до дротику по 3-х провідній схемі. Вона дозволяє визначити одночасно напругу на дротику і протікаючий струм. Використовується схема зі стабілізацією сили струму. Похибка вимірювання сили струму складає 0.01 А, а напруги – 0.01 В.

При температурі повітря 22.7 °С опір платинового дротику  $R_{Pt} = 0.853$  Ом і опір з'єднувальних дротиків вимірювальної установки  $R_{dp} = 0.12$  Ом. Отже опір дротику визначається згідно закону Ома з абсолютною похибкою вимірювання:

$$R = \frac{U}{I} - R_{dp}, \quad \Delta R = R \sqrt{\left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2}.$$

Середня температура дроту визначається з лінійної залежності опору дроту від температури:

$$R = R_0 (1 + \gamma (T - T_0)), \quad R_0 = \eta_0 \frac{4L}{\pi d^2} = 0.775 \text{ Ом}.$$

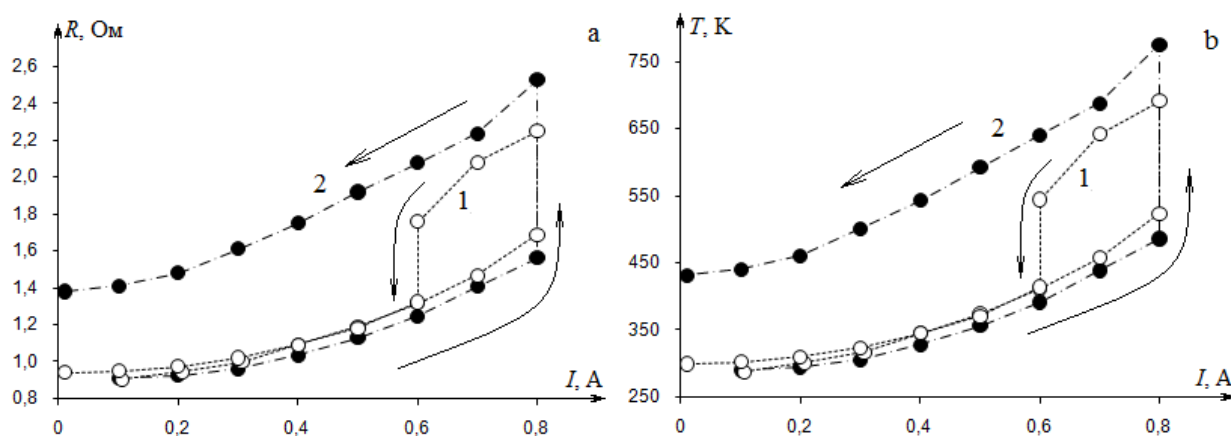
Звідси температура дроту:

$$T = T_0 + \frac{1}{\gamma} \left( \frac{R}{R_0} - 1 \right).$$

На рис. 10.6 представлені характерні залежності опору і температури дроту від сили нагріваючого струму в аміачно-повітряній суміші.

В повітрі при збільшенні і наступному зменшенні нагріваючого струму температура нитки в повітрі не залежить від напрямку зміни параметрів процесу.

У випадку аміачно-повітряної суміші до деякого значення сили нагріваючого струму дріт веде себе як інертний. Для аміачно-повітряної суміші при силі струму 0.7-0.8 А відбувається різка зміна значення напруги на кінцях дротику. Це відповідає каталітичному самозайманню горючого газу. При змен-



**Рис. 10.6.** Залежність а) опору і б) стаціонарної температури платинового дроту діаметром  $d = 0.095$  мм і довжиною  $L = 56$  мм в аміачно-повітряній суміші, від сили нагріваючого струму при різних об'ємних концентраціях домішки **аміаку**  $Y_{a.v}$ : 1 – 2.5% (точки  $\circ$ ), 2 – 3.5% (точки  $\bullet$ ). Температура  $T_g = T_w = 295$  К. Витрата суміші  $6 \text{ см}^3/\text{с}$

шенні сили струму обернений стрибок (каталітичне погасання) відбувається при більш низькому значенні сили струму.

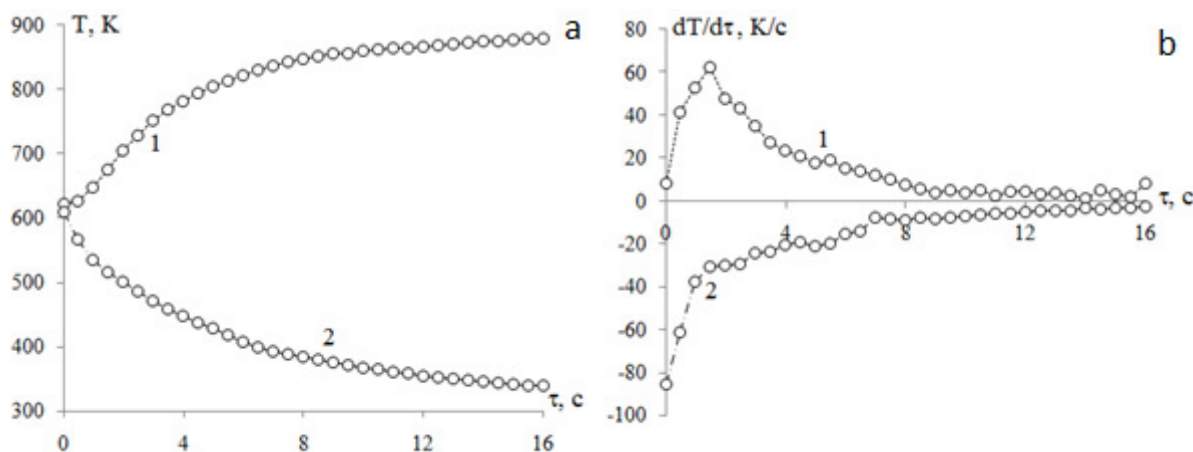
Діапазон концентрацій аміаку, в якому можливе самовільне погасання гетерогенно-каталітичної реакції на нагрітому каталізаторі невеликий:  $Y_f = 1.5 - 2.3$  масових %. Для ацетону він ще вужчий. При більших концентраціях спостерігається само підтримуюче каталітичне горіння при вимкненому нагріві електричним струмом.

Відомо, що при каталітичному горінні режим протікання реакції дифузійний. Тому температуру каталітичного горіння можна визначити як

$$T_{bur} = T_{g^*} + \frac{Q_f Y_f}{c_g} Le. \quad (10.3.1)$$

Тут  $T_{g^*}$  – ефективна температура газової суміші – температура, до якої прямує хімічно інертний дротик при його нагріванні електричним струмом. Таким чином вимірювана температура при каталітичному займанні пропорційна концентрації горючого газу. Для визначення концентрації горючого газу необхідно знати тепловий ефект реакції на 1 кг горючого газу  $Q_f$ , який неважко розрахувати з рівнянь хімічних реакцій.

На рис. 10.7 представлені характерні залежності температури та часової похідної температури від часу для поруватої частинки платини, що розташована в повітрі з домішками ацетону. Видно, що існує критична температура запалювання каталітичної реакції окислення ацетону на платиновій частинці. При запалюванні температура частинки проходить через точку перегину. Час досягнення її значно менше часу дифузійного виходу на каталітичне горіння (після точки перегину). За час закінчення часу запалювання експериментально вважалось досягнення температури близької до температури каталітичного горіння ( $0.99T_{bur}$ ).



**Рис. 10.7.** Вплив початкової температури частинки **платинового** сферичного поруватого каталізатора (діаметр 4 мм) в ацетон-повітряному середовищі з температурою газової суміші 293 К і концентрацією ацетону 1.78 об.%) на часові залежності температури і її часової похідної. Початкова температура кульки 1) 610 К, 2) 625 К

### Порядок виконання роботи:

1. Налити в колбу 3-5 мл. аміачної води (10 % розчин аміаку) чи 50% водяний розчин ацетону. Не сильно струшуючи колбу, обмочити її стінки для збільшення швидкості випаровування. Шланг з нагнітаючим повітрям опустити в розчин для створення барботера. Вимірювання необхідно проводити не зразу, а через 1 хвилину після встановлення стаціонарної концентрації горючого газу в суміші, яка поступає в реакційну камеру.
2. Включити насос (компресор) і встановити на ротаметрі витрату в 20, 40 чи 60 поділок. Включити витяжку для усунення незгорівшого горючого газу.
3. Зняти вольт-амперну характеристику (ВАХ) для дротику в двох сумішах (з домішками ацетону і аміаку). Для цього необхідно мікр вольт перевести в режим одночасного вимірювання напруги і сили струму. На джерелі живлення струм достатньо змінювати з кроком  $0.01 \div 0.1$  А. Провести перерахунок ВАХ в залежність температури дротику каталізатора від сили струму по мірі її зростання. Визначити критичне значення сили струму, що відповідає каталітичному самозайманню.
4. Після встановлення режиму безполум'яного каталітичного горіння зменшити силу струму до 0 А. Відмітити (якщо спостерігається) силу струму каталітичного самовільного погасання.
5. По підвищенню температури в момент каталітичного самозаймання оцінити перепад температур  $\Delta T$ . Оцінити концентрацію аміаку і ацетону в суміші в момент займання, використовуючи формулу (10.3.1). Для досліджуваних сумішей число  $Le = 1$ . Питома теплоємність повітря рівна  $c_g = 1000$  Дж/(кг·К).
6. Попередньо нагріту кульку оксиду міді, що розташована на термопарі помістити в потік ацетон-повітряної суміші кімнатної температури. Отримати часові залежності показань термопари, а після перерахунку і температури кульки при різних початкових температурах кульки. Оцінити температуру

каталітичного запалювання для частинки даного діаметру. Визначити період індукції.

#### **Лабораторна робота № 4**

#### **Визначення концентраційних меж розповсюдження полум'я в паливно-повітряних сумішах**

**Мета:** Визначити концентраційні межі розповсюдження полум'я в пропан-бутан-повітряній суміші

#### **Експериментальна установка**

Експериментальна установка являє собою стенд (рис. 10.8), на якому закріплені: реакційна посудина, насос для перекачування, вакуумний насос, колба з газом (колба потрібна для того, щоб до системи не був підключений балон зі зрідженим газом для забезпечення безпеки в разі аварійного витоку газу, колба має обсяг 1л і газ не знаходиться в зрідженому стані), 2 манометра, вакуумні трубки і 6 кранів.

До колби з газом через редуктор підключений балон зі зрідженим нафтовим газом (пропан-бутан). Вакуумний насос являє собою форвакуумний насос. Насос для перекачування (змішувальний насос) – пристрій, що перекачує газову суміш з одного кінця реакційної посудини в іншій. Реакційна посудина – це закрита з обох кінців скляна трубка діаметром 34 мм і довжиною 65 см. З обох кінців посудини впаяні трубки, що йдуть до змішувального насосу і до системи утворення суміші. З одного кінця трубки закріплена ніхромова спіраль розжарювання, що підпалює суміш. Спіраль через амперметр і вольтметр підключена до реостату. Змішувальний насос підключений до випрямляча В-2.

Для того, щоб створити суміш, наприклад 5%, необхідно спочатку напустити 0.95 атм повітря (95% по манометру 1 від атмосферного тиску), потім 0.05 атм горючого газу (5% по манометру). Дійсно. В довідниках зазвичай даються об'ємні концентрації горючого газу ( $V_f/V$ ). Розглянемо посудину об'ємом  $V$  з відкачаним з нього газом. Напустимо в нього до тиску  $p_f$  газу з молярною масою  $M_f$ , маса його буде  $m_f$ . Тоді

$$p_f V = \frac{m_f}{M_f} RT. \quad (10.4.1)$$

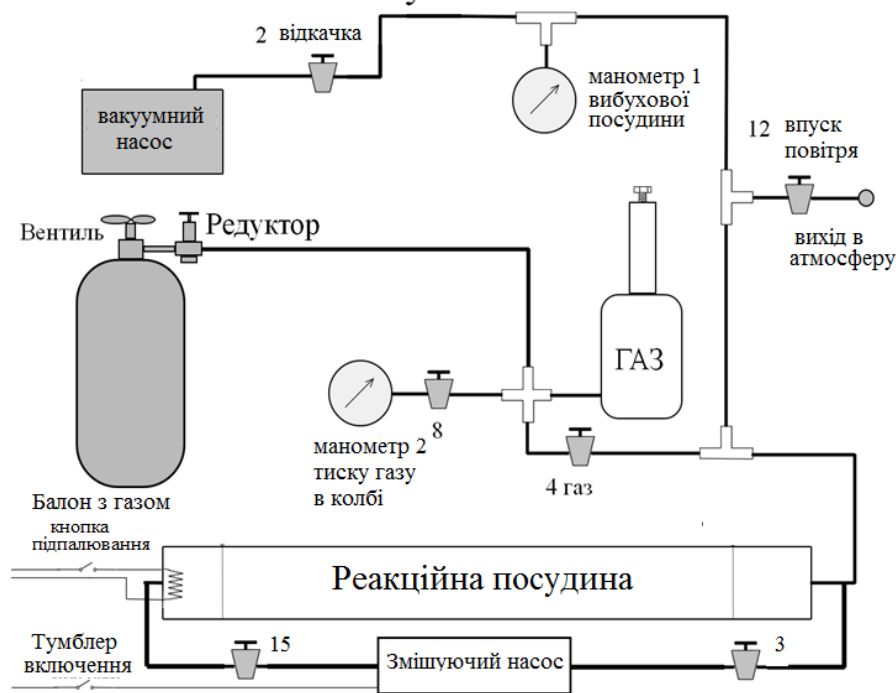
Не змінюючи температури напустимо в нього повітря до атмосферного тиску  $p_0 = p_f + p_{air}$ :

$$(p_f + p_{air})V = \left( \frac{m_f}{M_f} + \frac{m_{air}}{M_{air}} \right) RT. \quad (10.4.2)$$

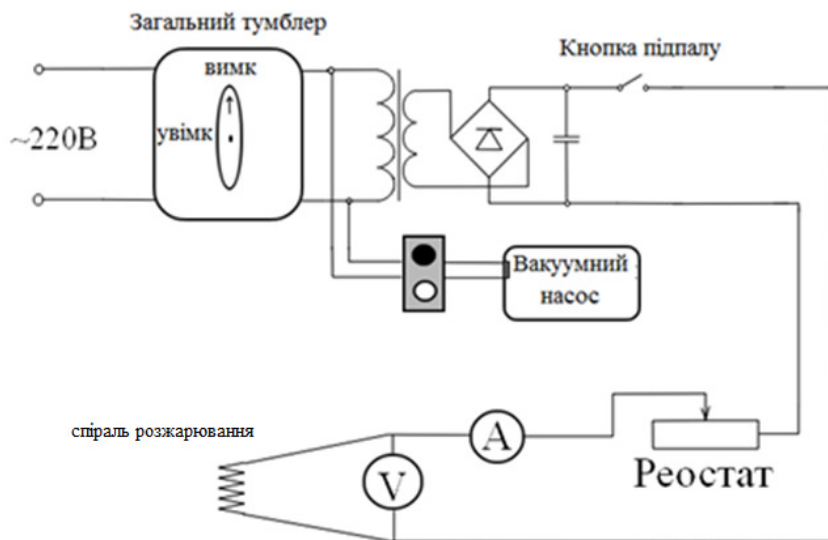
Розділимо (10.4.2) на (10.4.1), отримаємо

$$\frac{p_{air}}{p_f} = \frac{m_{air}}{m_f} \frac{M_f}{M_{air}}, \quad (10.4.3)$$

## Схема установки



## Електрична схема установки



**Рис. 10.8.** а) Схема експериментальної установки та б) електрична схема установки для визначення концентраційних меж розповсюдження полум'я в паливно-повітряних сумішах

причому  $M_f / M_{air} = 1.517 = \text{const.}$

Аналогічно, якщо напускати в посудину зі сталим тиском  $P_0$ , але зі змінним об'ємом (наприклад, мильна кулька) отримаємо:

$$\frac{V_{air}}{V_f} = \frac{m_{air}}{m_f} \frac{M_f}{M_{air}} \quad (10.4.4)$$

Прирівнюючи (10.4.3) і (10.4.4) отримаємо:

$$\frac{p_{air}}{p_f} = \frac{V_{air}}{V_f}.$$

Необхідно витримати час після відключення змішувального насосу для того, щоб зникли всі вихори і потоки викликані пересуванням суміші.

### **Порядок виконання роботи:**

1. Переконавшись, що всі екрани закриті. Включити живлення установки пакетником 1. Запустити вакуумний насос.
2. Відкрити крани 2, 3, 15, 4, 8. Відкачати систему до тиску «-1» за вакуумметром. Закрити крани.
3. Відкрити кран 8. Відкрити вентиль балона з газом. Редуктором встановити тиск газу в колбі (манометр 2) порядку 0.8 – 1 атм. Закрити вентиль балона. Вивести редуктор в неробочий стан.
4. Приготування суміші газу з повітрям в реакційному посудині: кранами 12 (напуск повітря) і 4 (напуск газу) створити в реакційному посудині суміш необхідного складу. Закрити крани.
5. Включити тумблер «підпал». Вибрати спосіб підпалу (іскра, спіраль). На жати кнопку підпалу.
6. У разі наявності (відсутності) підпалювання газової суміші записати склад суміші
7. Після згоряння суміші в реакційній посудині, відкрити крани 3, 15, 2 для очищення системи від продуктів згоряння.
8. Закрити всі крани.
9. Повторити досвід для інших концентрацій суміші. Визначити критичні значення концентрації пального.
10. Після всіх необхідних експериментів вимкнути вакуумний насос і відкрити крани 2, 12 (напуск повітря в насос).
11. Вимкнути живлення установки.

### **Лабораторна робота № 5**

#### **Визначення теплових ефектів реакцій горіння за допомогою бомби Бертло**

**Мета роботи:** Визначення теплотворної здатності (питома теплота згорання) рідкого чи твердого палива калориметром

### **Короткі теоретичні відомості**

Теплотворна здатність визначається таким чином. Пробу з досліджуваним паливом (для твердого палива) або тигель з горючою рідиною (для рідких палив) поміщають в герметично закриту посудину, так звану бомбу Бертло. Після заповнення її киснем з тиском близько 25 атм, пробу запалюють за допомогою електричного струму. Тепло, що виділилося при згоранні палива, вимірюється за допомогою калориметра.

Установка складається з бомби, калориметра, мішалки з приводом, термометра з лупою, джерела струму для запалювання палива, кисневого балона з

редуктором і манометром.

Калориметрична бомба є сталевим циліндричним стаканом 12, який за допомогою накидної гайки 10 закривається сталевією кришкою 11 з гумовим ущільненням 4. У кришці є два отвори з штуцерами 6 і 9.

Зворотний канал 5 в одному з отворів дозволяє наповнювати бомбу киснем і автоматично закривається після припинення його подачі. Продукти згорання випускаються через штуцер 9 (голчатий вентиль). Він відкривається гайковим ключем.

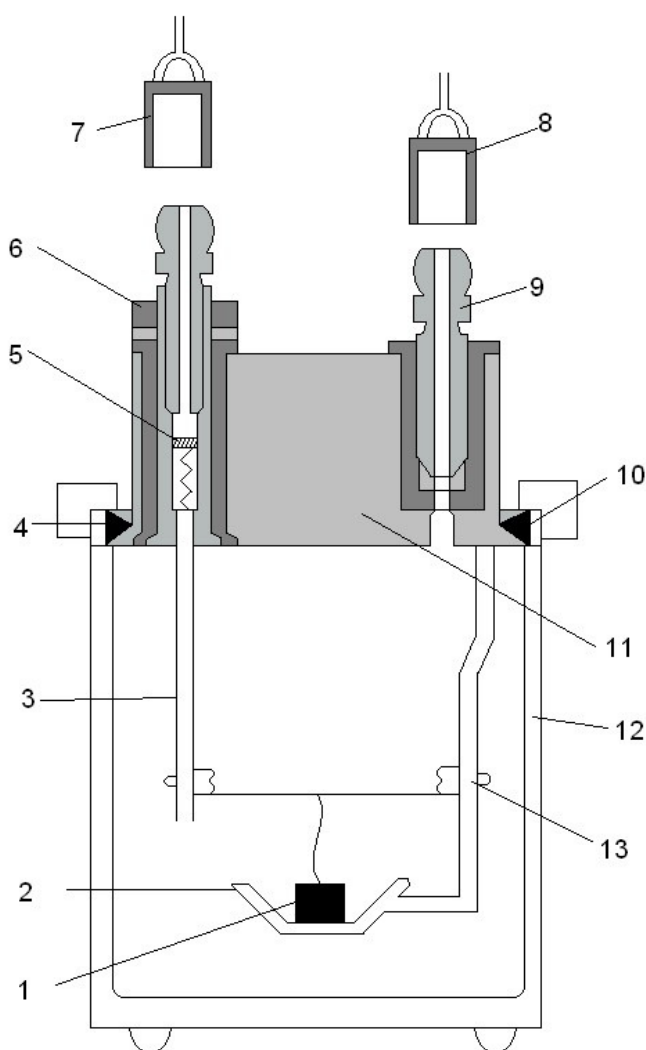
Проба палива 1 або рідина об'ємом до  $1\text{ см}^3$  поміщається в чашці 2 в дротяному кільці. Запалювальний струм підводиться через трубку 3, сполучену з електрично ізольованим штуцером 6, і через стрижень 13, пов'язаний з корпусом.

Для підключення проводів від трансформаторної схеми на штуцери 6 і 9 надягають ковпачки 7 і 8.

Бомба вставляється в латунну калориметричну посудину циліндрової форми, залиту дистильованою водою. Ця посудина на теплоізолюючих підкладках вставляється всередину двостінної посудини, між стінками якої залита вода кімнатної температури для забезпечення постійної температури середовища, що оточує калориметричну посудину.

Вода в калориметричній посудині перемішується вертикальною мішалкою, що приводиться в рух електромотором і реостатом.

Температура води в калориметрі вимірюється термометром Бекмана з ціною поділки  $0.01^\circ\text{C}$  при довжині шкали до 50 мм на кожен градус. Крупний масштаб шкали і наявність в установці лупи дозволяє відлічувати відхилення температури з точністю до  $0.002 - 0.001^\circ\text{C}$ . Термометр Бекмана складається з основного резервуару з ртуттю і капіляра, який переходить в верхній своїй частині в запасний резервуар. Ртуть з основного резервуару можна переливати в запасний резервуар і назад.



**Рис. 10.9.** Схема устрою «бомба Бертло»:

1 – проба твердого палива чи тигель з рідким паливом, 2 – чашка, 3 – трубка, 4 – гумове ущільнення, 5 – пружинний клапан, 6 – штуцер, 7, 8 – зворотний клапан, 9 – штуцер з голчатим вентилем, 10 – накидна гайка, 11 – кришка бомби, 12 – корпус калориметра, 13 – стрижень для кріплення чашки

Оскільки кількість ртуті в основному резервуарі не постійна і регулюється в залежності від температурних умов досліду, то по термометру Бекмана не можна визначити дійсну температуру в калориметрі, а можна лише зафіксувати зміну температури протягом досліду.

**Важливо!** Початкова температура води калориметра за шкалою термометра Бекмана повинна бути не вище  $2.5^{\circ}\text{C}$ , інакше може виявитися, що значення кінцевої температури води буде більше  $5.5^{\circ}\text{C}$ , тобто ртуть підніметься за межі шкали.

Якщо початкова температура вище  $2.5^{\circ}\text{C}$ , необхідно частину ртуті з капіляра видалити, переливши її в запасний резервуар. Для цього злегка підігрівують основний резервуар з ртуттю. Коли ртуть заповнить весь капіляр і в його розширенні з'явиться крапля, її сполучають з рештою ртуті в резервуарі, нахилиючи термометр, і потім відривають, струшуючи термометр. При недостатці ртуті в капілярі її треба з'єднати з запасним об'ємом, нагріваючи основний резервуар і поволі охолоджуючи. Потім діяти треба так само, як при надлишку ртуті. Роботу з термометром виконують над спеціальним столом у присутності викладача або лаборанта.

### Порядок виконання роботи:

1. *(Для рідкого палива)*. Шприцом відмірюють об'єм пального  $0.5\text{--}1\text{ см}^3$ . Чашку (тигель) зважують. Наливають в неї рідину і знову зважують. При дослідженні твердого палива зважують пробу. Тигель чи пробу кладуть в кріплення бомби і опускають в неї залізний дріт, натягнутим між стрижнями 3 і 13, для подальшого підпалювання.
2. Кришку надягають на бомбу і затягують від руки накидною гайкою. Далі загвинчують до упору штуцер 9 і до штуцера 6 приєднують трубку з накидною гайкою, що йде від кисневого балона через спеціальну стійку з манометром і запобіжним клапаном на 25 атм.
3. Відкривають балон і обережно відкривають вентиль на редукторі так, щоб тиск в бомбі піднявся до 25 атм., приблизно за хвилину. Від'єднавши бомбу від лінії подачі, слід переконатися в справній роботі зворотного клапана 5.
4. Після цього на штуцери 6 і 9 надягають ковпачки 7 і 8 і бомбу поміщають по центру в калориметричну посудину, в яку заздалегідь заливають 2 л води кімнатної температури. Встановлюють мішалку і під'єднують дроти до джерела живлення для підпалювання. Термометр Бекмана встановлюють так, щоб середина його ртутного резервуара знаходилася на рівні половини висоти бомби і щоб мішалка і термометр не торкалися один одного, стінок бомби і калориметричної судини.
5. Перед запалюванням палива запускають мішалку і протягом 5 хвилин вирівнюють температуру всіх частин установки без запису вимірів. Після цього заміряють температуру води, фіксуючи покази термометра через кожні півхвилини. Спостереження за температурою води в цей так званий **початковий період** (рис. 10.10) повинні виявити її рівномірну зміну чи сталість.
6. Після одинадцятого відліку запалюють паливо натисненням кнопки, яка залишається включеною, поки не перегорить нитка і не згасне контрольна ла-

мпа. Цей момент є кінцем початкового і початком **головного періоду**.

7. Кінцева температура попереднього періоду є початковою температурою головного періоду. Значення температури головного періоду фіксують також через півхвилини. Відмітимо, що підйом температури в калориметрі починається не миттєво після включення струму, а через 15-20 сек. Це пояснюється тим, що нагріті гази не встигають швидко передати своє тепло через стінки бомби калориметру. За цим коротким періодом настає дуже швидке зростання температури, яке надалі сповільнюється.
8. Досягнувши максимуму, температура починає падати спочатку нерівномірно, потім рівномірно, за кожен відлік. Якщо швидкість її падіння виявиться сталою протягом 5 хвилин, тобто впродовж 10 інтервалів, то дослід закінчують і цей період називають **кінцевим**. Температура першого відліку завершального періоду є одночасно температурою останнього відліку головного періоду. Необхідно заміряти температуру у всіх випадках з точністю  $0.001^{\circ}\text{C}$  за допомогою лупи., за винятком моменту її швидкого підйому на початку головного періоду.
9. Після закінчення досліду калориметричну установку розбирають. Відкривають кришку калориметра і першим виймають і витирають термометр. Потім відключають клеми, виймають і витирають мішалку. Після цього виймають бомбу з калориметра, обтирають її, обережно відкривають випускний вентиль, поволі випускають гази і лише тоді відгвинчують і знімають кришку бомби. Ретельно обмивають всі внутрішні частини бомби, канали кришки і чашку залишають відкритими для просушування.

**Обробка результатів досліду.** За наслідками досліду будують криву зміни температури з часом для початкового і кінцевого періодів в зручному масштабі. Перш ніж розрахувати теплотворну здатність палива, необхідно ввести формулу для обчислення поправочних величин.

Одночасно з процесом вирівнювання температури в калориметрі має місце тепловіддача в зовнішнє середовище. Тому температура, яка відповідає кінцю головного періоду  $t_n$  на деяку величину  $\Delta t_h$  менша тієї, яка мала б місце в адіабатних умовах.

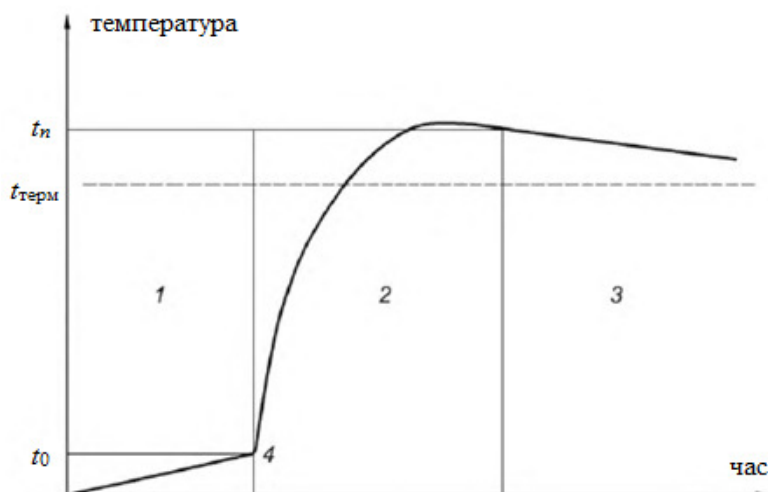
При розрахунку цієї поправки приймається, що швидкість тепловіддачі є лінійною функцією температури в калориметрі (температура води в калориметрі вважається постійною). При знятті значень термометра розрахунок поправки на теплообмін ведуть по наступній формулі:

$$\Delta t_h = \frac{\theta_1 + \theta_3}{2} \tau_1 + \theta_3 \tau_2,$$

де  $\theta_1$  і  $\theta_3$  – швидкості зміни температури (температурний хід) в початковому і кінцевому періодах, за півхвилинний проміжок ( $\text{K}/0.5 \text{ хв}$ );  $\tau_1$  – число вимірювань в головному періоді з швидким підвищенням температури (вище  $0.3 \text{ K}/0.5 \text{ хв}$ );  $\tau_2$  – число вимірювань в головному періоді з повільним підвищенням температури.

Слід врахувати тепло, що виділяється при згоранні підпалюючого дроту.

Вища теплотворна здатність аналітичної проби палива  $Q_f$  ( $\text{Дж}/\text{кг}$ ) визначається за формулою:



**Рис. 10.10.** Характерна зміна температури термометра в калориметрі. 1 – початковий період, 2 – головний період, 3 – кінцевий період, 4 – запалювання проби,  $t_0$  – початкова температура головного періоду,  $t_n$  – кінцева температура головного періоду,  $t_{\text{терм}}$  – температура термостата

$$Q_f = \frac{(Mc_s + m_k c_k)(t_n - t_0 - \Delta t_h) - q}{m},$$

де  $M$  – маса води в калориметрі;  $c_s$  – питома теплоємність води;  $m_k c_k$  – добуток маси калориметра на його питому теплоємність;  $t_0$ ,  $t_n$  – температура води в калориметрі на початку та в кінці головного періоду;  $\Delta t_h$  – поправка на тепловиддачу калориметра;  $q$  – тепло, що виділилося при згоранні дроту;  $m$  – маса палива в досліді.

Для визначення водяного еквівалента калориметра  $m_k c_k$  проводить аналогічний дослід в якому вводять в калориметр відому кількість тепла (за допомогою електричного струму).

Іншим методом є спалювання в калориметричній бомбі проби бензойної кислоти з відомою теплотою згорання. При цьому дотримуються умови: маса брикету бензойної кислоти 1 г, об'єм дистильованої води, що додається в бомбу  $1 \text{ см}^3$ . Первинний тиск в бомбі 30 атм та постійна маса води в калориметрі. При стандартних умови ( $25^\circ\text{C}$ ) теплота згорання бензойної кислоти складає  $26454 \text{ кДж/кг}$ .

### Лабораторна робота № 6

#### **Визначення температури спалаху і займання рідких палив**

**Мета роботи.** Засвоїти методику та визначити температуру спалаху і температуру займання горючих рідин в закритому і відкритому тиглі.

#### **Короткі теоретичні відомості.**

**Температура спалаху** – найменша температура горючої рідини, при якій утворені над її плоскою поверхнею пари і гази спалахують від джерела запалю-

вання без займання самої рідини. Відразу ж відзначимо, що при температурі спалаху ще не виникає стійкого горіння рідини, оскільки кількість пари рідини, що виділяється в одиницю часу, менше кількості пари, що згорає в той же час. Тому стійкого (безперервного) горіння при температурі спалаху не виникає.

По характеру займистості горючі рідини підрозділяють на два класи: легкозаймисті рідини (ЛЗР) з температурою спалаху в закритому тиглі менше 61 °С і горючі рідини (ГР) з температурою спалаху в закритому тиглі більше 61 °С.

До класу ЛЗР відносяться: бензин, ацетон, етиловий спирт, скипидар, ефіри та ін. До класу ГР відносяться всі інші: масла, мазут, анілін та ін.

Температуру спалаху визначають у відкритому тиглі і в закритому тиглі на спеціально призначених для цих цілей приладах. Наявність кришки на тиглі створює сприятливіші умови в закритому тиглі для отримання концентрації пари випробовуваного продукту і створенням його горючої суміші з повітрям. Температури спалахи, визначені у відкритому тиглі, вище на 20-25 °С, чим в закритому.

Експериментальний метод визначення температури спалаху заснований на вимірюванні температури при нагріванні певної маси речовини з заданою швидкістю з одночасною перевіркою появи спалаху. Періодично запалюючи пари, що виділяються, встановлюють наявність або відсутність спалаху при температурі, що фіксується.

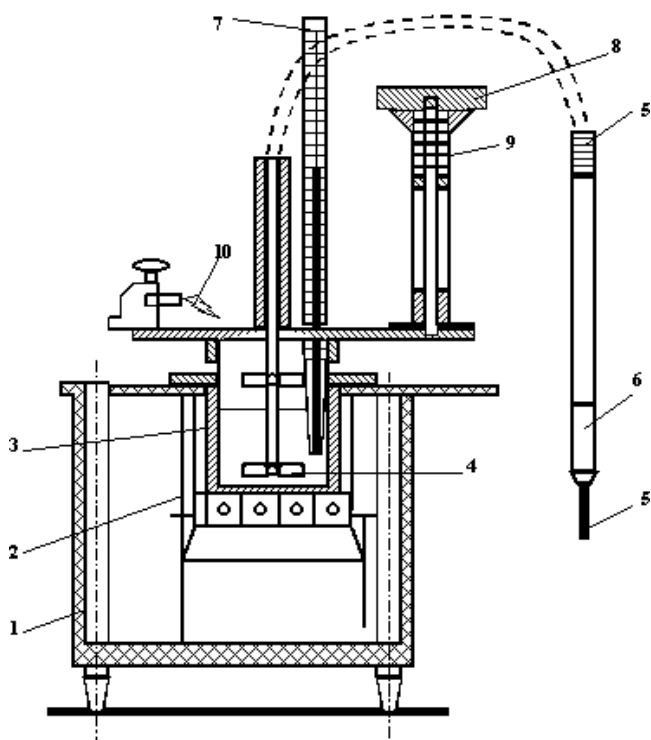
**Температура займання** рідини – найменша температура речовини, при якій в умовах спеціальних випробувань речовина виділяє горючі пари і гази з такою швидкістю, що при дії на них джерела запалювання спостерігається займання; при цьому утворюється стійке горіння.

Суть експериментального методу визначення температури займання полягає в нагріванні певної маси рідини з заданою швидкістю: періодично запалюючи пару, що виділяються, встановлюють наявність або відсутність займання при певній температурі. При температурі займання встановлюється постійний (стаціонарний) процес горіння.

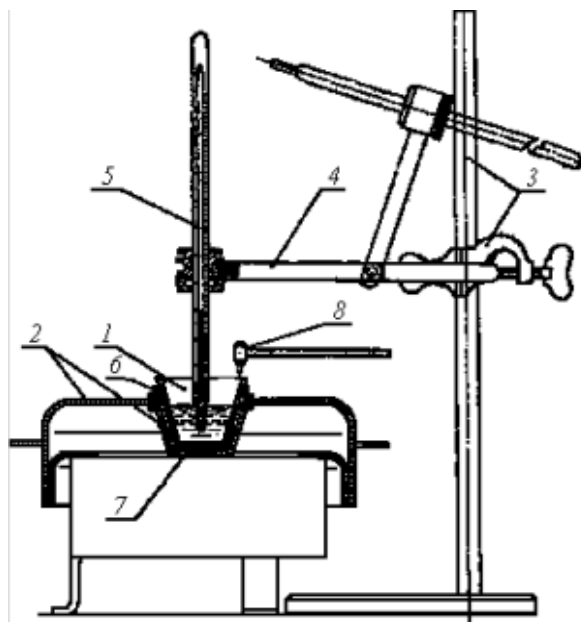
**Температура самозаймання** – найменша (критична) температура горючої газової суміші, при збільшенні якої через певний час відбувається різке збільшення швидкості екзотермічних реакцій, що закінчується виникненням полум'я.

**Експериментальна установка для визначення температури спалаху в закритому тиглі.** Прилад (рис. 10.11) складається з корпусу, в який встановлюється тигель з досліджуваною рідиною. Тигель має зверху фланець з двома гачками для витягання його з електричної нагрівальної ванни. На внутрішній стороні тигля є кільцеві риски, які є показчиком рівня рідини. Рідина в тиглі переміщується лопатками мішалки, яка приводиться в дію гнучким приводом.

У кришці тигля є три трапецієвидні отвори, які при нагріванні рідини закриті. На кришці тигля розташовано запалювальний пристрій, який у момент визначення температури спалаху вводиться через один з трапецієвидних отворів за допомогою важеля повороту в пароповітряний простір тигля. Температуру досліджуваної рідини контролюють термометром. Кришку тигля переміщують



**Рис. 10.11.** Прилад для визначення температури спалаху і температури займання горючих речовин у закритому тиглі: 1 – корпус; 2 – нагрівальна ванна; 3 – тигель; 4 – мішалка; 5,6 – гнучкий привід; 7 – термометр, 8 – ручка для обертання, 9 – важіль повороту; 10 – гніт (газовий мікропальник)



**Рис. 10.12.** Прилад для визначення температури спалаху і температури займання горючих речовин у відкритому тиглі: 1 – фарфоровий внутрішній тигель; 2 – нагрівальна ванна з кожухом; 3 – штатив з муфтою; 4 – шарнірний утримувач; 5 – ермометр; 6 – зовнішній тигель (пісок); 8 – газовий пальник.

пружиною, що знаходиться в колонці механізму для переміщення заслінки.

Нагрівальна ванна складається з корпусу триножника (закритого кришкою), в центрі якого розташований стакан з нагрівачем з ніхромового дроту. Всередині корпус заповнений теплоізоляційним матеріалом. Швидкість нагрівання тигля з визначуваною речовиною регулюється лабораторним автотрансформатором (латром) ( $^{\circ}\text{C}/\text{хв}$ ), а періодичне перемішування рідини мішалкою забезпечує рівномірність її нагріву.

**Визначення температури займання у відкритому тиглі.** Прилад є закритою електроплиткою з металевою ванною (10.12). У металеву ванну акуратно поміщається меншого розміру фарфоровий або алундовий тигель. Для поліпшення теплопередачі в простір між тиглем і корпусом печі розміщується термостійка тканина з піском. Регулювання температури рідини в тиглі здійснюється за допомогою латру, підключеного до електропечі. При випробуванні продуктів, що мають температуру займання до  $50^{\circ}\text{C}$ , нагрів ведуть із швидкістю 1-2 град/хв. Для продуктів з температурою займання більше  $50^{\circ}\text{C}$  нагрів ведуть з більшою швидкістю по спеціальній схемі. Контроль температури проводиться за допомогою термометра, закріпленого на штативі.

**Порядок виконання роботи:****А) Визначення температури спалаху в закритому тиглі.**

1. Акуратно за допомогою медичного шприца налейте в тигель необхідну масу досліджуваної горючої рідини і зробіть вимірювання її температури ртутним термометром.
2. Перевірте напругу живлення печі. Напруга на латрі повинна бути мінімальною. Включить прилад в електромережу. Встановіть швидкість нагріву рідини, задавши напругу за допомогою латра не більше 100 В.
3. Відкрийте газовий балон і підпаліть газ, що поступає з гніту мікропальника. При необхідності відрегулюйте величину полум'я (повинна бути «синя кулька» діаметром 3-5 мм).
4. Перемішуйте рідину за допомогою гнучкого приводу мішалки. Досягши орієнтовної температури спалаху  $t_{спал}$  починайте перевіряти наявність спалаху пари рідини. Для цього поворотом головки пружинного важеля введіть гніт (газовий мікропальник) з полум'ям в отвір в кришці приладу. Отвір повинен відкриватися не більше ніж на 1 секунду. В момент перевірки на спалах перемішування рідини необхідно припинити.
5. За відсутності спалаху продовжуйте нагрівання, повторюючи перевірку на спалах через 1-2 градус. Періодичну перевірку на спалах ведіть до того моменту, поки в отворі не спалахне синє полум'я. Температура, при якій візуально спостерігається синє полум'я над поверхнею рідини, визначається як **температура спалаху**.

**Обробка результатів дослідів.**

Найменування досліджуваної рідини .....

Довідкова температура спалаху  $t_{спал.д}$ , °С

Розрахункова температура спалаху  $t_{спал.р}$ , °С

Атмосферний тиск  $P_0$ , кПа.....

Експериментальна температура спалаху  $t_{спал.експ}$ , °С

| Параметри                    | Досліди |   |   |   |   |   |
|------------------------------|---------|---|---|---|---|---|
|                              | 1       | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Температура рідини, °С       |         |   |   |   |   |   |
| Перевірка на спалах (так/ні) |         |   |   |   |   |   |

Набутого значення з  $t_{спал}$  привести до нормального атмосферного тиску.

$$t_{спал} = t_{спал.експ} + \Delta t$$

де  $\Delta t$  – поправка на атмосферний тиск, °С.

Якщо тиск відрізняється від нормального (101.3 кПа) більш ніж на 1.3 кПа, то температура спалаху підсумовується з поправкою  $\Delta t$ , яка обчислюється за формулою:

$$\Delta t = 0.00090(101.3 - P)(t_{спал.експ} + 273),$$

де 0.00090 – коефіцієнт, кПа<sup>-1</sup>;  $P$  – фактичний атмосферний тиск в кПа.

**Б) Визначення температури займання у відкритому тиглі.**

1. Включіть прилад в електромережу. Встановіть швидкість нагріву рідини за допомогою латру. Налийте досліджувану горючу рідину у фарфоровий тигель в такій кількості, щоб рівень його був нижчий за край тигля на 12-15 мм. Заміряйте кількість наливої рідини.
2. Помістіть тигель з горючою рідиною в нагрівальну ванну. Для поліпшення теплопередачі можна використовувати піщану баню. Встановіть термометр так, щоб ртутна кулька термометра знаходилася на рівній відстані від дна і верхнього рівня залитого продукту.
3. Відкрийте газовий балон і підпаліть газ, що поступає з гніту мікропальника. При необхідності відрегулюйте величину полум'я (довжина полум'я 4-5 мм).
4. При досягненні орієнтовної температури займання  $t_{займ}$  на відстані 10-14 мм від поверхні рідини повільно проведіть полум'я газового мікропальника (час просування полум'я від однієї сторони тигля до іншої 2-3 с). У разі відсутності газового пальника, можливе використання інших джерел відкритого вогню; наприклад, полум'я сірника.
5. За відсутності займання продовжуйте нагрівання, повторюючи перевірку на спалах через кожні 2-3 °С. Досягши температури займання рідина спалахує. За **температуру займання** приймають температуру, показану термометром, при якій встановлюється постійне горіння досліджуваної речовини.
6. Досягнувши температури займання швидко видалите термометр із зони горіння, а тигель накрийте азбестовим листом або шматком азбестової тканини.

**Обробка результатів.**

Найменування досліджуваної рідини .....

Довідкова температура займання  $t_{займ}$ , °С

Атмосферний тиск  $P_0$ , кПа

Температура повітря в приміщенні, °С

Експериментальна температура спалаху у відкритому тиглі,  $t_{спал}$ , °С.

Експериментальна температура займання  $t_{займ}$ , °С

| Параметри                      | Досліди |   |   |   |   |   |
|--------------------------------|---------|---|---|---|---|---|
|                                | 1       | 2 | 3 | 4 | 5 | 6 |
| Температура рідини, °С         |         |   |   |   |   |   |
| Перевірка на спалах (так/ні)   |         |   |   |   |   |   |
| Перевірка на займання (так/ні) |         |   |   |   |   |   |

Зробіть висновок про співвідношення набутих значень температур спалаху і займання.

**Лабораторна робота № 7****Горіння частинки деревного вугілля в повітряному потоці за кімнатної температури**

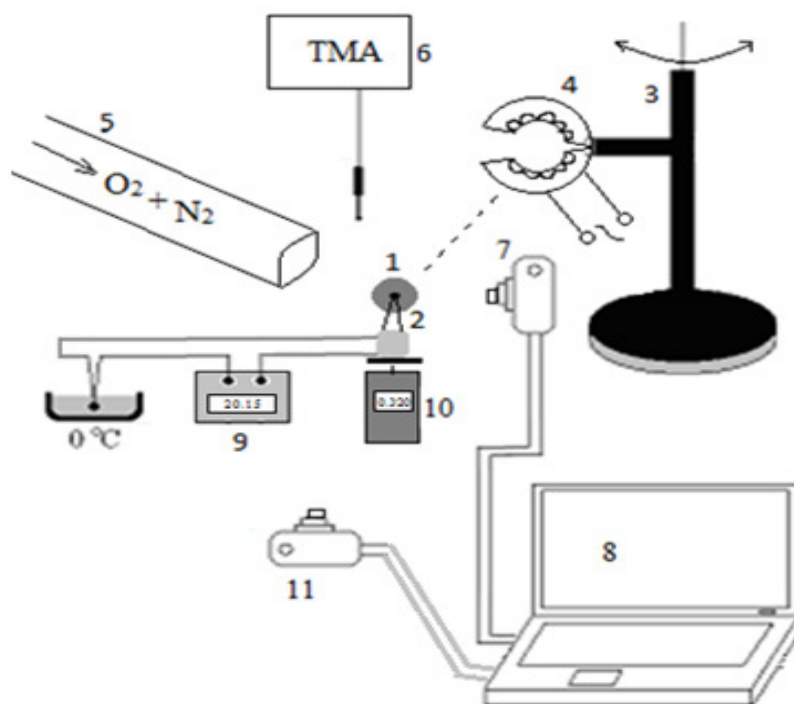
**Мета роботи:** Дослідити процес запалювання частинки деревного вугілля в повітрі кімнатної температури. Визначити закономірності зміни температури, діаметру і густини частинки деревного вугілля при його горінні в повітряному потоці.

**Опис експериментальної установки і процедури вимірювання.**

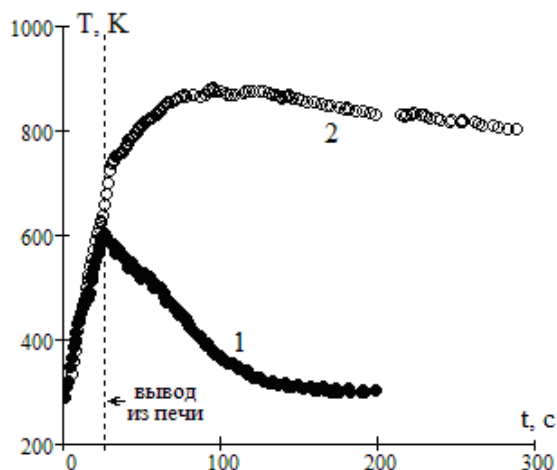
На початковому етапі проводиться підготовка частинок деревного вугілля, а саме їх випилювання з крупного шматка і надання сферичної форми. Для кожної частинки необхідно виміряти штангенциркулем (мікрометром) діаметр в декількох напрямках і масу на мікрометричних вагах. Далі визначається середня густина частинки по формулі

$$\rho_b = \frac{6m}{\pi d_{cp}^3}.$$

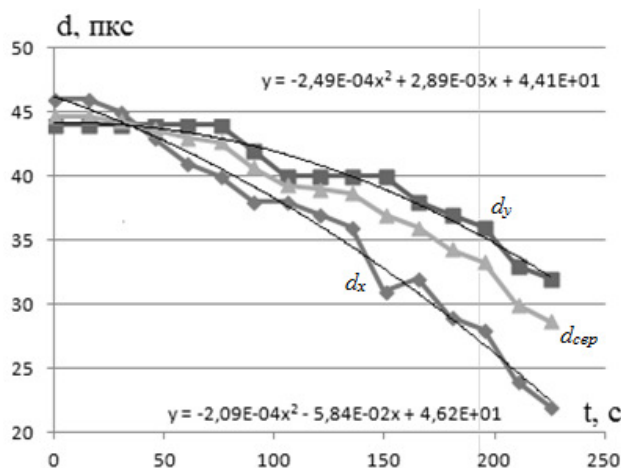
У частинці робиться отвір свердлом діаметром 0.5 або 1 мм, після чого вона розміщується на спай хромель-алюмелевої термопари (рис. 10.13). Термопара кріпиться на легкій пробці, розташованій на мікрометричних вагах. Для за-



**Рис. 10.13. Принципова схема експериментальної установки:** 1 – частинка деревного вугілля, 2 – диференціальна хромель-алюмелева термопара, з одним кінцем повішеним в посудину з сумішшю льоду і води, 3 – штатив з механізмом повороту, 4 – трубчаста піч, 5 – трубка діаметром 4 см, по якій подається потік повітря кімнатної температури, 6 – термоанемометр, 7 – відео камера, 8 – комп'ютер, 9 – мультиметр, 10 – мікрометричні ваги, 11 – веб-камера



**Рис. 10.14.** Часові залежності температури частинки деревного вугілля в повітрі (293 К) при різних початкових температурах  $T_{b1}$  ( $t = t_{\text{зап}}$ ) = 600 К,  $T_{b2}$  ( $t = t_{\text{зап}}$ ) = 650 К,  $d_b = 9.92$  мм,  $m_b = 166$  мг,  $\rho_b = 325$  кг/м<sup>3</sup>



**Рис. 10.15.** Зміна діаметру частинки уздовж ( $d_x$ ) і поперек ( $d_y$ ,  $d_z$ ) потоку, середнього розміру і апроксимуючі криві

палювання частинки використовується трубчата пічка, яка за допомогою штатива «надається на частинку». Після запалювання піч відводиться вбік. Можливе або практично інертне охолодження частинки в потоці, або запалювання і подальше горіння в потоці повітря кімнатної температури (рис. 10.14).

Значення мікрометричних ваг і мультиметра знімаються на веб-камеру для отримання часової залежності температури і маси частинки. Для визначення залежності діаметру частинки з часом вона знімалася на відеокамеру. Розмір отримують після цифрової обробки фотокадрів з кроком в 10-20 секунд.

Вигорання частинки відбувається нерівномірно з різних сторін. Це пояснюється наявністю потоку. Необхідно зробити кінограму горіння частинки вугілля в потоці і зробити висновок про швидкість вигорання частинки з різних сторін відносно потоку.

Для вимірювання розміру можна фіксувати обидва діаметри: 1)  $d_x$  – діаметр вздовж потоку, 2)  $d_y$  і  $d_z$  – діаметри перетину перпендикулярно потоку (вважати однаковими). Для зменшення похибки при цифровій обробці для отриманих залежностей  $d_x(t)$  і  $d_y(t)$  необхідно провести апроксимацію (рис. 9.15). І надалі для обробки використовувати ці залежності.

Середній розмір тут визначається як  $d_{\text{сер}} = (d_x + d_y + d_z) / 3$ .

Для визначення об'єму частинки і, відповідно, її густини вважати, що частинка має форму еліпсоїда обертання. Тоді густина частинки з часом обчислюється за формулою:

$$\rho = \frac{6m}{\pi d_x d_y d_z}.$$

Додатково температуру частинки необхідно виміряти за допомогою пірометра зі зникаючою ниткою. Можна спостерігати, що навіть в разі, коли

газовий потік зриває золу з поверхні частинки, на її поверхні залишаються острівці золи.

Для отримання часової залежності температури частинки використовується градування ХА термопар.

### **Порядок виконання роботи:**

- 1) Приготувати 3-4 частинки деревного вугілля. Визначити їх початкові геометричні розміри, масу і густину. Зробити отвір для термопар і розмістити частинку на ній.
- 2) Включити веб-камери для зйомки. Нагріти частинку в печі до деякої температури, відвести піч і направити на частинку потік повітря. Якщо спостерігається випадок 1 (рис. 10.14), то частинку нагріти до трохи вищої температури. Такої, що після відводу печі температура частинки почне підвищуватися в повітрі кімнатної температури (крива 2, рис. 10.14).
- 3) Коли частинка згорить чи злетить з термопар, провести аналогічну зйомку для інших частинок.
- 4) Отримані відео файли необхідно обробити і отримати наступні часові залежності:
  - а) температури частинки  $T(t)$ ,
  - б) часової похідної температури частинки  $dT/dt(t)$ ;
  - в) діаметру частинки  $d(t)$ ,
  - г) маси частинки  $m(t)$ ,
  - д) густини частинки  $\rho(t)$ ,
  - е) квадрату діаметра  $d^2(t)$ .

Провести аналіз отриманих залежностей і зробити висновки.

### **Лабораторна робота № 8**

#### **Вивчення горіння крапель рідкого палива**

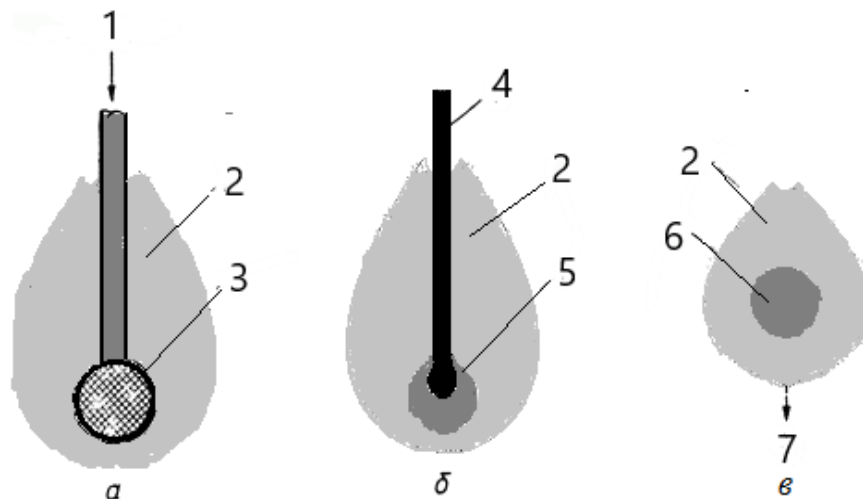
**Мета роботи:** Експериментальне дослідження горіння крапель а) методом стаціонарної краплі б) методом нестаціонарної краплі.

#### **Короткі теоретичні відомості.**

Існує три різних експериментальних метода вивчення горіння краплі рідкого палива в атмосфері окислювача (зазвичай повітря) (рис. 10.16).

У методі (а) пальне рівномірно подається всередину пористої сфери постійного радіусу зі швидкістю, яка забезпечує наявність плівки на поверхні сфери під час горіння. Тому розмір «краплі» залишається сталим. В стаціонарному випадку (якщо крапля рівномірно горить, надлишок пального не падає) масова швидкість подачі рідини дорівнює масовій швидкості вигорання рідини для даного діаметра поруватої «краплі».

У методі (б) крапля пального розміщується на кінці нерухомої кварцевої нитки; вимірюється швидкість зменшення діаметра краплі після займання. За-



**Рис. 10.16.** Схеми експериментів по горінню крапель пального в атмосфері окислювача: (а) порувата сфера, метод стаціонарної краплі; (б) підвішена крапля, метод нестаціонарної краплі; (в) падаюча крапля. 1 – пальне; 2 – порум'я; 3 – порувата «крапля»; 4 – кварцова нитка з кулькою на кінці; 5 – крапля; 6 – вільна крапля; 7 – напрямок руху краплі

звичай, основною характеристикою є константа горіння, яка визначається згідно закону Срезневського.

У методі (в) досліджується процес горіння невеликих вільно падаючих крапель пального після займання.

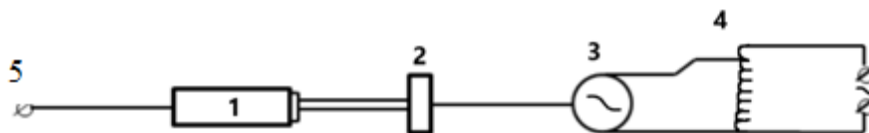
Кожен з методів має деякі переваги перед іншими, наприклад, метод (а) дозволяє вести дослідження в стаціонарних умовах, метод (б) забезпечує точні результати при дослідженні залежності діаметра краплі від часу, метод (в) застосовується в разі крапель малого радіусу.

Легко показати, що найбільш невизначені умови характерні для двох останніх методів, в особливості для останнього метода, пов'язаного зі значними технічними труднощами. Тому всі експерименти з вивчення процесів горіння крапель рідких палив проводять за методом «стаціонарної краплі».

**Метод стаціонарної краплі.** «Крапля» є щільно закрученою кулькою з тонкої вольфрамового дроту – модель поруватої сфери. Подача палива в «стаціонарну» краплю здійснюється за рахунок рівномірного видавлювання рідини з циліндра поршню, який приводився в рух через редуктор з передачею (рис. 10.17). Швидкість обертів вала електродвигуна краплі регулювалася автотрансформатором завдяки чому здійснювалось регулювання подачі палива до краплі з високою точністю. Подача палива до краплі регулюється таким чином, щоб вона дорівнювала швидкості вигорання, тобто паливо змочувало поверхню краплі, але не капало з неї. За швидкістю пересування поршня визначаємо швидкість вигорання палива для краплі з діаметром поруватої сфери:

$$-\left(\frac{dm}{dt}\right)_{bur} = \left(\frac{dm}{dt}\right)_{nod},$$

$$-\left(\frac{dm}{dt}\right)_{bur} = -\frac{\pi}{2} d^2 \rho \frac{\partial d}{\partial t} = \frac{\pi}{4} d \rho k_{bur}, \quad \left(\frac{dm}{dt}\right)_{nod} = \rho u_s \frac{\pi}{4} d_s^2, \quad k_{bur} = -\frac{\partial d^2}{\partial t},$$



**Рис. 10.17.** Принципова схема установки для реалізації методу стаціонарної краплі: 1 – циліндр, 2 – редуктор, 3 – електродвигун, 4 – автотрансформатор, 5 – порувата сфера – «крапля»

де  $k_{bur}$  – константа горіння,  $d_s$  – діаметр поршня,  $d$  – діаметр «краплі»  $\rho$  – густина пального,  $u_s$  – швидкість пересування поршня.

Звідси константа швидкості горіння визначалась за формулою:

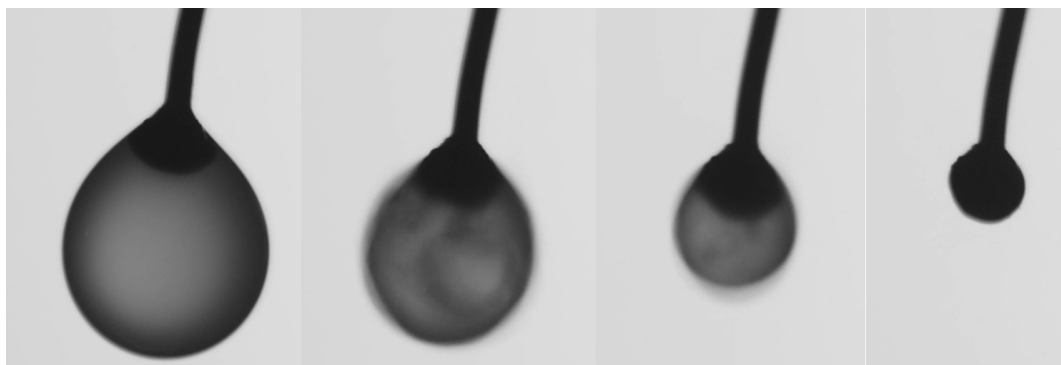
$$k_{bur} = \left( \frac{d^2}{d_s} \right) u_s.$$

**Метод нестационарної краплі.** Крапля підвішувалася на металевому підвісі, що виготовлений з копелевого дротику діаметром 210 мкм. На кінці металевого дротику в електричній дузі наплавлена кулька діаметром 780 мкм. Початковий діаметр краплі рідини 1.4-2.0 мм, що в 7-10 разів більше за діаметр підвісу. Зміну розміру краплі в процесі горіння спостерігають в окуляр оптичного мікроскопа з фотоапаратом Nikon 1, що дозволяє отримувати відео файл горіння краплі високої якості з частотою 30 кадрів за хвилину. Для отримання контрастного зображення в окулярі мікроскопа крапля рідини освітлюється розсіяним світлом невеликої потужності від матового екрану. В результаті крапля є темною на тлі більш світлого поля (рис. 10.18).

Початковий діаметр краплі визначаємо за допомогою фотографії, знаючи діаметр металевого підвісу. Комп'ютерну обробку отриманих фотографій проводиться в програмному середовищі Matlab, яка полягає в переведенні фото в двотонове (бінарне) зображення і визначенні еквівалентного діаметру краплі  $d$ .

З часом, при випаровуванні форма краплі наближується до сферичної. Зміна квадрату еквівалентного діаметру, розрахованого по площі проекції, є практично лінійною функцією часу. Середнє значення константи швидкості горіння визначаємо як модуль тангенсу кута нахилу

$$k_{bur} = - \frac{d(d^2)}{dt}.$$



**Рис. 10.18.** Зображення краплі етилового спирту на копелевому підвісі в різні моменти часу. Останній кадр – зображення підвісу

### Порядок виконання роботи:

#### *А) Метод стаціонарної краплі.*

- 1) на вихідний клапан підвісити порувату сферу і виміряти її діаметр. Наповнити поршень горючою рідиною і вмонтувати його в дослідну установку.
- 2) ввімкнути двигун і, підпаливши пальне на сфері, підібрати швидкість руху поршня, при якій спостерігається стаціонарне горіння «краплі».
- 3) Розрахувати константу горіння.
- 4) Досліди провести для поруватої сфери іншого розміру. Зробити висновок про співвідношення констант горіння для крапель різних розмірів.

#### *Б) Метод нестаціонарної краплі.*

- 1) За допомогою шприца нанести на металевий підвіс краплю рідкого палива.
- 2) Підпалити пальником краплю і зняти відеофайл горіння краплі.
- 3) Провести вимірювання для крапель різних розмірів.
- 4) Провести обробку даних в пакеті Matlab. Отримати залежність квадрату еквівалентного діаметру з часом та розрахувати константу горіння.
- 5) Зробити висновок про співвідношення констант горіння для крапель різних розмірів.
- 6) Порівняти константи горіння, отримані двома методами.

### Лабораторна робота № 9

#### Дослідження критичних умов займання сукупності частинок

**Мета роботи:** Експериментальне вивчення залежностей критичних температур займання газозавису частинок твердого пального (пил) від масової концентрації пального, а також їх зіставлення з відповідними розрахунковими даними. Розрахувати залежність  $T_{cz} = f(C_s)$  для частинок твердого пального. Результати розрахунку оформити графічно. На графік нанести експериментальні значення. Порівняти результати розрахунку з дослідними даними.

#### **Короткі теоретичні відомості.**

Система, що складається з дрібних твердих частинок, зважених в газі, середня відстань між якими значно менше розмірів системи, але більше розмірів самих частинок, називають **газозависом** або **сукупністю частинок**. Якщо на поверхні частинок протікають хімічні реакції з виділенням тепла, то частина його відводиться в газ. Ця обставина приводить до підвищення температури газу і, отже, до інших умов теплообміну в системі в порівнянні з поодиноким частинкою. Взаємний вплив частинок газозавису на відміну від одиночних частинок приводить до нових, так званих "колективних ефектів", що іноді якісно змінюють закономірності процесу. Ілюстрацією може служити такий приклад. Для багатьох видів палив критична температура поодинокі частинки зменшується зі зростанням її розміру. Проте температура займання сукупності тих же частинок може збільшуватися із зростанням їх розмірів.

Розглянемо задачу про гетерогенне займання газозавису частинок при на-

ступних спрощуючих обставинах:

1. Всі частинки однакового розміру мають сферичну форму і рівномірно розподілені в газовому об'ємі.
2. Температура газу в будь-який момент часу однакова по всьому його об'єму.
3. Масообмін газозавису з зовнішнім середовищем відсутній, а вміст окислювача однаковий у всьому об'ємі і не змінюється з часом.

В цьому випадку процес займання сукупності частинок описується рівняннями теплового балансу – рівняннями термодинаміки частинки і газоподібного окислювача:

$$m_c c_c \frac{dT}{dt} = \dot{Q}_{ch}(T) - \alpha_c S (T - T_g), \quad (10.9.1)$$

$$m_g c_g \frac{dT_g}{dt} = N \alpha_c S (T - T_g) - \alpha_0 S_0 (T_g - T_0), \quad (10.9.2)$$

где  $m_c$ ,  $m_g$  – маса частинки і газу, відповідно;  $\dot{Q}_{ch}(T)$  – швидкість хімічного тепловиділення (енерговиділення) за рахунок хімічної реакції, Вт/м<sup>2</sup>;  $\dot{Q}_h(T, T_g) = \alpha_c S (T - T_g)$  – швидкість тепловідводу від частинки, Вт/м<sup>2</sup>;  $c_c, c_g$  – питома ізобарна теплоємність частинки і газоподібного окислювача, відповідно;  $S, S_0$  – площа поверхні частинки і стінок реакційної посудини;  $\alpha_c, \alpha_0$  – коефіцієнти тепловіддачі від частинки до газу і від газу до стінки,  $N$  – загальне число частинок в об'ємі газозавису;  $T_0$  – температура середовища за газозависом.

З рівняння (10.9.2) виразимо  $T_g$

$$T_g = \frac{T_0 + (\alpha_c NS / \alpha_0 S_0) T}{1 + \alpha_c NS / \alpha_0 S_0}.$$

Підставляючи в закон Ньютона-Ріхмана, маємо

$$\dot{Q}_h(T) = \alpha_c S (T - T_g) = \alpha_c S \left( T - \frac{T_0 + (\alpha_c NS / \alpha_0 S_0) T}{1 + \alpha_c NS / \alpha_0 S_0} \right).$$

Згідно теорії теплового вибуху, займання системи можливе, якщо виконуються наступні критичні умови:

- 1). швидкість хімічного тепловиділення дорівнює швидкості тепловідводу:

$$\dot{Q}_{ch}(T_{cz}) = \dot{Q}_h(T_{cz}, T_0).$$

- 2). прискорення тепловиділення дорівнює прискоренню тепловідводу

$$\left. \frac{\partial \dot{Q}_{ch}(T)}{\partial T} \right|_{cz} = \left. \frac{\partial \dot{Q}_h(T, T_0)}{\partial T} \right|_{cz}.$$

У разі займання сукупності частинок критичні умови визначають граничні значення параметрів системи, при яких стаціонарні рішення, хоч би одного з двох рівнянь (10.9.1) – (10.9.2) стають неможливими. Записавши стаціонарні рішення і виключивши  $T_g$ , для  $T_{cz}$  отримуємо:

$$\dot{Q}_{ch}(T_{cz}) = \alpha_{ef} S (T_{cz} - T_0), \quad (10.9.3)$$

де

$$\alpha_{ef} = \alpha_s \left( \frac{\alpha_0 S_0}{\alpha_0 S_0 + \alpha_s NS} \right). \quad (10.9.4)$$

Тобто, стаціонарні рішення і критичні умови для газозавису визначаються тими ж рівняннями, що і в теорії теплового вибуху для поодинокі частинки, тільки коефіцієнт тепловіддачі замінюється новою величиною  $\alpha_{ef}$ . Ефективний коефіцієнт тепловіддачі запишемо у вигляді:

$$\alpha_{ef} = \frac{\alpha_s}{1 + \alpha_s NS / \alpha_0 S_0} = \frac{\alpha_s}{1 + A}, \quad (10.9.5)$$

де

$$A = \frac{\rho_g}{\rho_s} \frac{B}{1 - B} \frac{Nu_c}{Nu_0} \left( \frac{L_0}{d} \right)^2, \quad B = \frac{m_c N}{m_g + m_c N}.$$

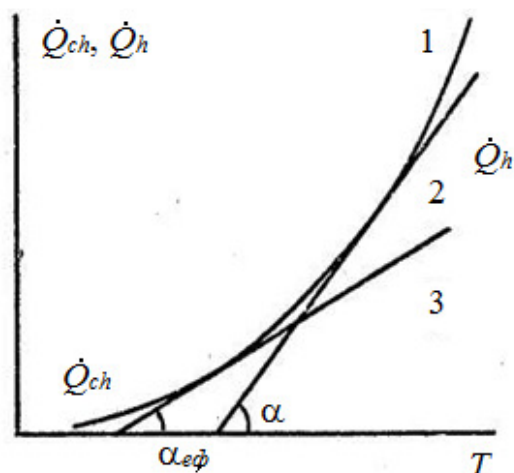
Зі сказаного вище виходить, що при однакових розмірах частинок температура займання газозавису завжди буде менше температури займання поодинокі частинки. Ілюстрацією цього факту може бути діаграма Семенова, приведена на рис. 10.19.

Число  $A$  – безрозмірна величина, яка називається «колективним параметром». Саме число  $A$  характеризує так званий «колективний ефект» газозавису. Дійсно, якщо  $A = 0$ , то  $\alpha_{ef} = \alpha_s$  і рівняння (10.9.3) дає стаціонарні рішення, і, отже, критичні умови займання для поодинокі частинки. Якщо  $A \gg 1$ ,  $\alpha_{ef} \ll \alpha_s$ , то взаємний вплив частинок істотний. Температура займання в цьому випадку нижче, ніж температура займання поодинокі частинки і тим менше, чим більше число  $A$ .

Якщо виконана умова стаціонарності по тепловіддачі для сукупності частинок, то умова дотику кривих  $\dot{Q}_{ch}(T)$  і  $\dot{Q}_h(T, T_0)$  в деякій точці відповідає критичним умовам. Задаючи конкретний вираз для функції тепловиділення  $\dot{Q}_{ch}(T)$  і використовуючи розкладання експоненти по методу Франк-Каменецького запишемо критичні умови займання по тепловідводу в наступному вигляді:

$$\frac{E}{RT_{g0}^2} \frac{Q \rho_g Y_0 k_0 d}{Nu_s \lambda_g} \exp(-E / RT_{g0}) = \frac{1}{e(1 + A)}. \quad (10.9.6)$$

З використанням (10.9.5) вираз (10.9.6) за умови  $A \gg 1$  можна записати в наступному вигляді:



**Рис. 10.19.** Крива 1 – швидкість хімічного тепловиділення, крива 2 – швидкість тепловідводу для поодинокі частинки, крива 3 – швидкість тепловідводу для сукупності частинок

$$\frac{E}{RT_{g0}^2} \frac{eL_0^2 Q \rho_g k_0 Y_0}{\rho_s \lambda_g d Nu_0} \exp(-E / RT_{g0}) = C_s^{-1}, \quad C_s = \frac{B\rho}{1-B}. \quad (10.9.7)$$

Слід звернути увагу на той факт, що критичні умови займання по тепловідводу отримані в припущенні про відсутність вигорання пального і окислювача. Проте, за певних умов (дрібні частинки, щільні або навпаки, розріджені газозависи) вплив вигорання компонентів палива на критичні умови займання може бути вельми істотним. В такому разі для точнішого вирішення задачі про займання газозавису систему (10.9.1) – (10.9.2) необхідно доповнити рівняннями витрати речовини:

$$m \frac{d\eta}{dt} = W(T, \eta), \quad (10.9.8)$$

де  $\eta$  – глибина перетворення.

За критичну **температуру спалахування** приймається найменша температура стінки печі (вона дорівнює початковій температурі газу), при якій газозависі спалахує у всьому об'ємі.

**Експериментальна установка.** Для експериментального вивчення процесів займання газозавису частинок твердого палива (пил) використовується установка, принципова схема якої приведена на рис. 10.20.

Основний елемент установки – горизонтально розташована електронагрівальна піч. Подача частинок пилу в рівномірно прогрітій зону печі здійснюється імпульсом стисненого повітря від компресора за допомогою електромагнітного клапана, на який подається короткочасний електричний сигнал.

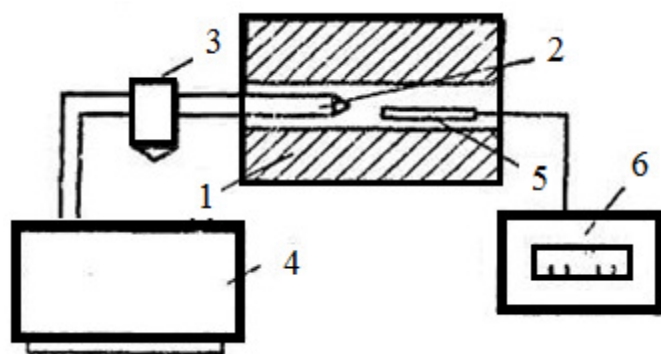
Температура газу всередині печі регулюється за допомогою реостату і вимірюється по термо-э.р.с. термопари.

Маса порошку, що вприснули в піч, визначається шляхом зважування датчика частинок з порошком, що знаходиться в ньому до вприскування і після нього. Займання завису спостерігається у вигляді яскравого спалаху, що носить вибуховий характер.

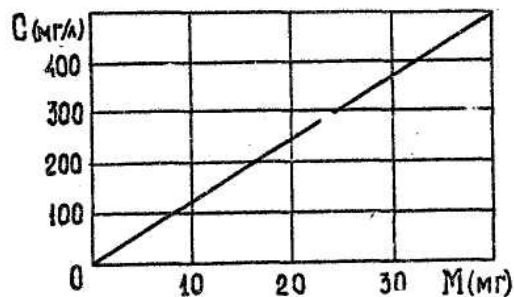
Об'єм хмари газозавису, що сформувалася в реакційній камері, приблизно рівний 15 см<sup>3</sup>. По заданій пробі порошку з використанням градування (рис. 10.21) знаходиться масова концентрація частинок в реакційній зоні.

За критичну **температуру займання** хмари газозавису приймається мінімальна температура середовища, при якій ще спостерігається займання частинок пилу заданої масової концентрації.

Оскільки кожній концентрації відповідає певна критична температура займання, в умовах досліду зручно встановити постійне значення температури газу і для цієї температури визначати критичну масу проби порошку, для якого ще спостерігається займання. Тим самим встановлюється і критична масова концентрація. Зазвичай, у визначенні критичної масової концентрації встановити її точне значення важко. Є деяка область значень концентрацій, де спостерігається як займання, так і не займання завису. Така ситуація пов'язана з похибкою в розподілі концентрації, а також з деякими іншими чинниками, які є неконтрольованими в умовах дослідів, наприклад, флуктуацією концентрації



**Рис. 10.20.** Схема експериментальної установки: 1 – піч, 2 – датчик частинок, 3 – електромагнітний клапан, 4 – компресор, 5 – термопара, 6 – вольтметр з градуювкою по температурі



**Рис. 10.21.** Залежність масової концентрації частинок в реакційній зоні від маси порошку

частинок, їх агломерацією і так далі. За критичну масову концентрацію слід брати середнє її значення в області, де спостерігається як займання, так і не займання.

### Порядок виконання роботи:

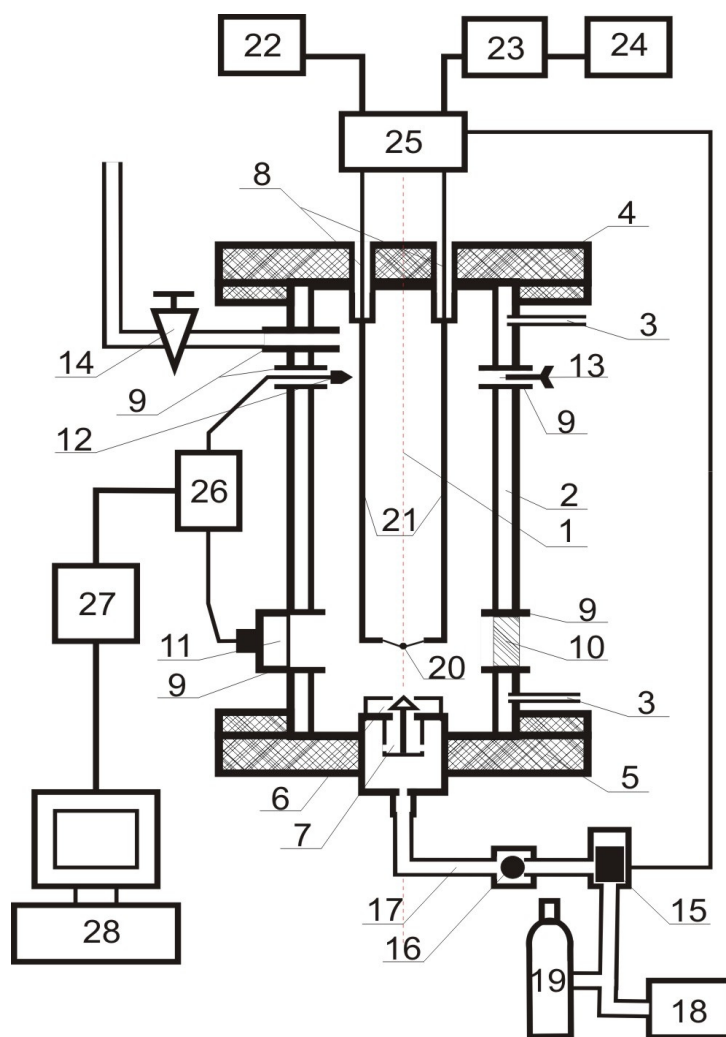
1. Включити піч. При цьому на верхній панелі повинна засвітитися червона лампочка.
2. Поворотом лівого гвинта, що знаходиться в нижній частині блоку регулювання, встановити червоний прапорець на температуру  $500^{\circ}\text{C}$ . Після досягнення встановленої температури піч відключається автоматично. Точне значення температури всередині печі визначається за допомогою термопари.
3. На аналітичних вагах зважити розпилювач з певною кількістю досліджуваного порошку.
4. Загвинтити розпилювач з пробою порошку в трубочку електромагнітного клапана і починати обережно вводити її всередину печі. Одночасно на блоці управління включити компресор. Коли тиск досягне 2 атм. (контроль тиску здійснюється за допомогою манометра) компресор вимкнути і натиснути кнопку "Вприскування". Займання спостерігати за допомогою дзеркала, розташованого в торці печі. Вивести розпилювач з печі, вигвинчуючи його, і зважити. По різниці мас розпилювача до досліду і після нього визначають масу порошку, що вприснули.
5. Після визначення критичної маси при встановленій температурі, проводиться підвищення або пониження температури усередині печі з інтервалом 25-30 градусів.
6. Побудувати графік залежності масової концентрації від критичної температури займання. На рисунку слід відмічати експериментальні точки для даної температури як для наявного займання (наприклад, символом «+»), так і його відсутності (наприклад символом «X»).

**Лабораторна робота № 10****Визначення характеристик пожежонебезпечності газозавису частинок**

**Мета роботи:** на експериментальній установці «Реактор постійного об'єму» визначити характеристики пожежонебезпечності газозавису частинок твердих паливних: максимальний тиск, середню і максимальну швидкість наростання тиску.

**Опис експериментальної установки.**

Реактор постійного об'єму (1) має наступні розміри: висота 0.450 м, внутрішній діаметр 0.108 м, внутрішній об'єм  $4.12 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  (4.12 л), виготовлений з



**Рис. 10.22.** Схема установки «Реактор постійного об'єму»: 1 – реактор; 2 – водяна сорочка; 3 – патрубки введення/виведення рідини, що охолоджує; 4, 5 – верхня і нижня знімна фланцева заглушка; 6 – форсунка; 7 – проба порошкоподібного пального; 8 – герметичні електроконтакти для електродів; 9 – радіальні фланці та патрубки; 10 – герметичне вікно; 11 – тензодатчик; 12 – термopара; 13 – запобіжний клапан; 14 – випускний вентиль; 15 – електромагнітний клапан; 16 – зворотній клапан; 17 – газова магістраль; 18 – компресор; 19 – балон зі стислим газом; 20 – одноразовий запальник; 21 – електроди системи запалювання; 22 – акумуляторна батарея; 23 – котушка запалення; 24 – регульоване джерело напруги; 25 – цифровий таймер; 26 – підсилювач сигналу; 27 – аналогово-цифровий перетворювач; 28 – персональний комп'ютер

неіржавіючої сталі. Робочий тиск в реакторі до 20 атм. Для охолодження реактор забезпечений водяною сорочкою (2). Максимально допустима температура газу всередині реактора 3000 К. Герметизація реактора забезпечується за допомогою верхньої і нижньої знімних фланцевих заглушок, що забезпечують можливість огляду, і очищення внутрішньої поверхні реактора, а також монтажу і демонтажу розбірних внутрішніх устроїв. Форсунка для розпилювання навішування порошкоподібного пального загвинчується в нижню фланцеву заглушку. В верхній фланцевій заглушці є два герметичних електроконтакти для установки електродів системи підпалювання (рис. 10.22).

До центральної частини корпусу реактора приварені радіальні фланці і патрубки для установки:

- герметичного вікна з прозорого оргскла товщиною 5 мм, яке служить для візуального спостереження за процесами, що протікають під час розпилювання, підпалювання і займання газозавису частинок твердого пального;
- тензодатчика для фіксації зміни тиску в реакторі;
- термопари для фіксації температури газу в об'ємі реактора;
- запобіжного клапана, який служить для автоматичного скидання тиску газу всередині реактора при перевищенні гранично допустимого.

**Примітка:** Примусове продування запобіжного клапана (2-кратне) проводити періодично не рідше за два рази на рік. Продування запобіжного клапана повинне проводитися на спеціальному стенді окремо від реактора.

Реактор встановлений за допомогою кронштейна на металевому листі стійкі, до якої прикріплений броньований щит з винесеним на нього випускним вентилем.

**Система розпилювання порошкоподібного твердого пального** включає: форсунку, загвинчену в нижню фланцеву заглушку, електромагнітний клапан і зворотний клапан, встановлені в газовій магістралі (17), яка сполучена з джерелом стислого повітря - компресором або балоном із стислим повітрям. Задана маса порошку досліджуваної речовини завантажується у форсунку перед початком проведення досліду і розпилюється імпульсною подачею повітря. Воно забезпечується короткочасним включенням електромагнітного клапана. Максимальний тиск повітря перед електромагнітним клапаном - 8 атм. Зворотний клапан в газовій магістралі запобігає відведенню газу з реактора при запалюванні і горінні газозавису частинок твердого пального.

Підпалювання хмари частинок твердого пального здійснюється за допомогою одноразового електрозапальника або іскровим розрядом. Електрозапальник представляє піротехнічну суміш, всередині якої залитий запалювальний провідник. Електрозапальник приєднується до нижніх кінців герметичних електроконтактів в верхній фланцевій заглушці ізольованими мідними проводами. Живлення електрозапальника здійснюється акумуляторною батареєю з вихідною напругою 12 В і силою струму не менше 0.8 А.

Іскровий розряд здійснює котушка запалювання. Момент і тривалість спрацьовування системи підпалювання задаються за допомогою цифрового таймера.

Для перетворення механічних деформацій мембрани датчика тиску в електричні коливання служить вимірювальний міст, що складається з 4-х дріт'яних тензодатчиків опору (близько 100 Ом), один з яких є робочим (наклеєний на мембрану датчика тиску). Зміна опору робочого тензодатчика (в реальному часі), який пропорційний деформації мембрани, створює розбаланс урівноваженого вимірювального мосту, сигнал з якого через підсилювач і аналогово-цифровий перетворювач реєструється за допомогою персонального комп'ютера (ПК). Робочий тензодатчик заздалегідь градується при статичних значеннях тиску в діапазоні  $P = 1 - 15$  атм за показами зразкового манометра, що підключається до реактора тимчасово.

Аналіз записаного сигналу дозволяє визначати кількісні характеристики запалення газозавису частинок твердого пального: час затримки, максимальний тиск, середню і максимальну швидкості наростання.

Проби є порошкоподібним твердим паливом різної дисперсності. Кожна проба попередньо перед проведенням дослідів висушується в сушильній шафі протягом 2 годин при температурі 70°C. Максимальна маса проби складає 4 г. Безпосередньо перед проведенням дослідів пробу перемішують.

**Принцип роботи.** Форсунка заповнюється пробой досліджуваного порошкоподібного твердого пального. Фланцеві заглушки з закріпленими на них джерелом запалювання і форсункою встановлюється на відповідних фланцях реактора. На пульті управління встановлюються момент початку і тривалість розпилювання, а також момент і тривалість спрацювання системи підпалювання. Запускається кнопкою «ПУСК» цифровий таймер ТЦ-1. Після звукового сигналу цифрового таймера проба досліджуваної речовини автоматично розпилюється в реакційній судині імпульсом стислого повітря і підпалюється.

Результат досліду (рис. 10.23) фіксується за допомогою реєструючої апаратури. Після закінчення горіння газозавису частинок твердого пального продукти згорання за допомогою випускного вентиля видаляються в вентиляційну систему і, коли надмірний тиск в реакторі зменшується до нуля, знімаються верхня і нижня фланцеві заглушки. **Примітка: запалювання** пило-повітряної суміші фіксується візуально по наявності горіння з розповсюдженням полум'я, **відмова** – по відсутності горіння.

### Порядок проведення роботи:

1. Зважити на аналітичних вагах пробу досліджуваного порошкоподібного твердого пального. Діапазон вимірювання варіюється від 200 до 4000 міліграм з кроком 50 – 100 міліграм.
2. Помістити пробу в форсунку. Закріпити герметично затискними болтами нижню фланцеву заглушку на корпусі реактора.
3. Приєднати до нижніх контактних клем вибране джерело підпалювання (електрозапальник або електроди іскрового розрядника). Контакти системи підпалювання слід очищати від нагару і пилового нальоту після проведення кожного досвіду.

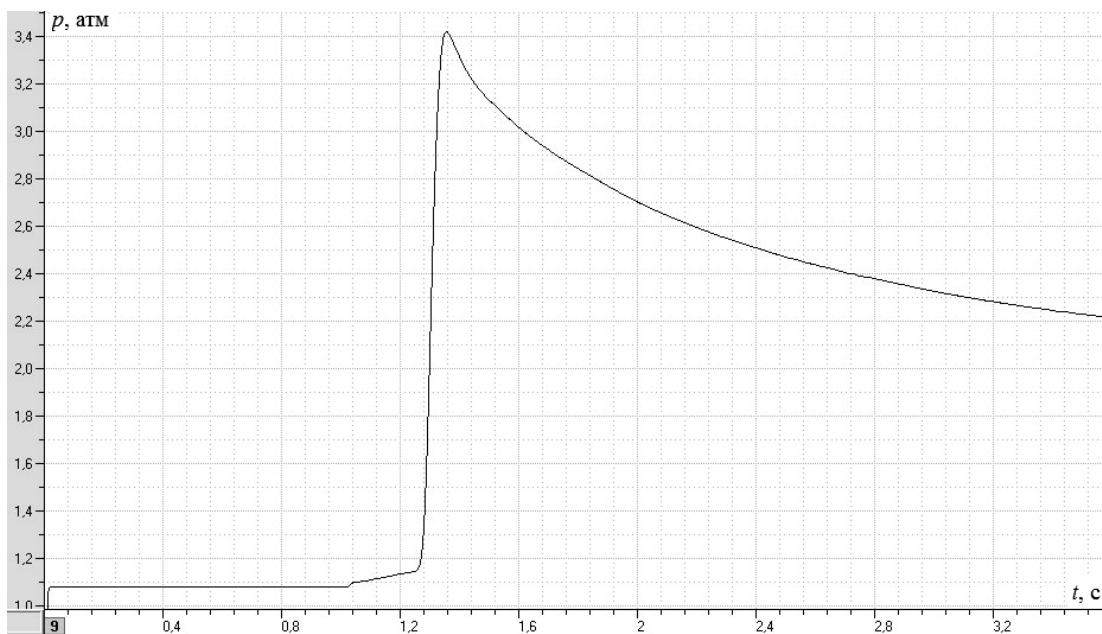


Рис. 10.23. Характерний вигляд залежності зміни тиску в реакторі з часом

4. Закріпити затискними болтами герметично верхню фланцеву заглушку на корпусі реактора. Під'єднати верхні клеми системи підпалювання до джерела живлення (акумуляторна батарея або котушка запалення). Закрити випускний вентиль. Перевірити за допомогою тестера (омметра) ланцюг системи запалення.
5. Включити цифровий таймер і кнопками, розташованими на передній панелі послідовно встановити момент початку розпилювання і його тривалість, а також момент і тривалість спрацьовування системи підпалювання. Запустити на комп'ютері програму реєстрації сигналів тензодатчика і термопар в режимі очікування.
6. Включити регульоване джерело напруги для котушки запалення. **Примітка:** Даний пункт виконується при використанні як джерело запалення іскрового розряду.
7. Запустити цифровий таймер натисненням кнопки «ПУСК Після звукового сигналу на цифровому таймері процеси розпилювання і підпалювання виконуються автоматично.
8. Зафіксувати візуально наявність **запалення** або **відмови**. Запис сигналу з тензодатчика і термопар відбувається автоматично.
9. Відключити від мережі систему підпалювання. Включити витяжну вентиляцію. Відкрити випускний вентиль на броньованому щиті стенду, скинути тиск в реакторі, випускаючи продукти згорання у вентиляційну систему. Розгерметизувати реактор і зняти верхню, а потім нижню фланцеві заглушки. Очистити реактор і форсунку за допомогою пилососа від твердих продуктів згорання і незгорілого порошку.
10. Провести обробку отриманої залежності зміни тиску з часом. Визначити час затримки, максимальний тиск, середню і максимальну швидкості наростання. Для визначення максимальної швидкості наростання тиску необхідно побудувати по отриманим даним часову залежність швидкості зміни тиску.

**Лабораторна робота № 11**

**Дослідження режимів горіння аерозавису в умовах напівзакритих вертикальних труб**

**Мета роботи:** визначити нормальну швидкість розповсюдження полум'я в газозависі частинок твердих палив.

**Короткі відомості.**

До найбільш істотних переваг методу реакційних труб слід віднести:

- можливість реалізації двофазного потоку в широкому діапазоні дисперсних характеристик порошку;
- можливість реалізації процесу розповсюдження полум'я вдовж і проти вектора сили тяжіння, що дозволяє вивчати роль природної конвекції і гравітаційного осадження порошку;
- можливість вивчення перехідних (у гідродинамічному відношенні) режимів.

Для створення однорідного потоку газозавису в трубах існують такі методи подачі порошку як шнекова подача з подальшим розпилюванням повітрям; дискова подача з подальшою дезагрегацією порошку повітрям в турбіні; аспірація порошку з киплячого шару потоком пневмотранспорта, віброситова подача, поршнева подача.

Кожен з приведених методів має свої недоліки. Так, шнекова, дискова і віброситова подачі можуть працювати стабільно тільки з достатньо великодисперсними порошками, а спроби роботи з мілкодисперсними частинками приводять до налипання порошку на шнек і лопатки турбіни, до того ж такі системи подач вимагають великих витрат повітря і, в зв'язку з цим, неможливо працювати з малими концентраціями пального. Віброситова подача позбавлена останнього недоліку, проте використання її для створення аерозавису мілкодисперсного порошку стає неможливим із-за виникаючої агломерації частинок. Поршнева подача позбавлена вище вказаних недоліків, проте її застосування для створення аерозавису великодисперсних частинок стає нереальним із-за гравітаційного розшарування завису і, як наслідок, нерівномірного поля концентрацій по всій довжині труби.

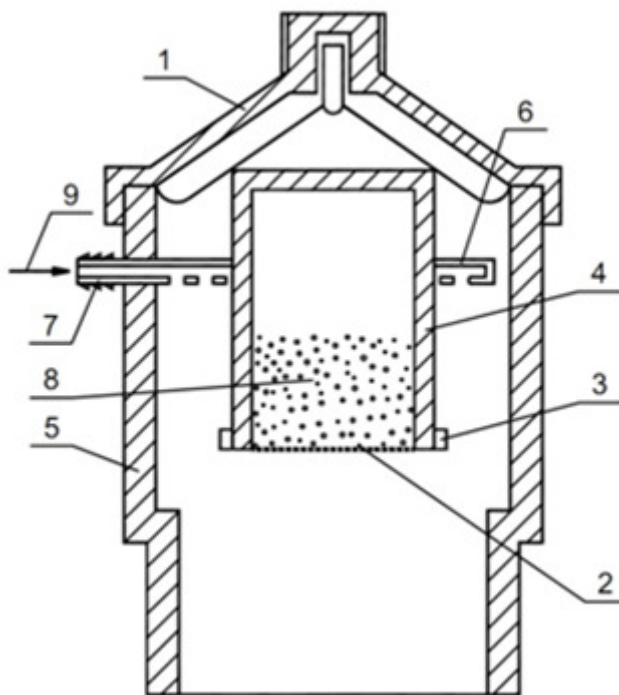
**Віброситова подача** (рис. 10.24). Віброситова подача використовується для дослідження розповсюдження полум'я, направленою проти вектора сили тяжіння і дозволяє створювати великі концентрації твердої фази. Основними елементами подачі є вібратор і набір знімних сит з різним розміром осередків - 80, 160, 250, 300 мкм. Сито кріпиться на обичайці і утвинчується в стакан. Стакан кріпиться безпосередньо на вібраторі. Для подачі слабкого потоку повітря у фланець, що сполучає реакційну трубу з подачею, укручується згорнута в кільце мідна трубка. До неї із зовнішнього боку фланця приєднується штуцер, через який подається слабкий (0.06 м/с) потік повітря.

Труба, після заповнення її газозависом, перекривається у свого нижнього відкритого кінця аспіраційним пристроєм. Концентрація пального в газозависі визначається через різниця мас після зважування чистого фільтру і після аспі-

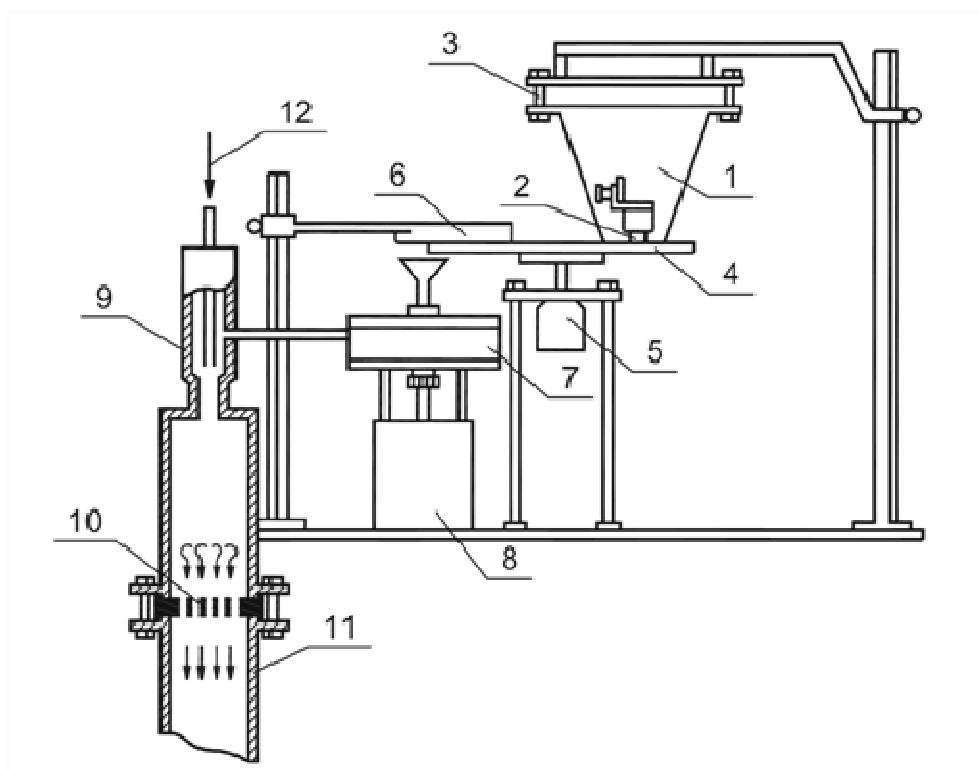
рації порошку на фільтр протягом 5-и секунд. Проводиться п'ять таких вимірювань безпосередньо перед підпалюванням.

Середньоквадратична помилка вимірювання масової концентрації не повинна перевищувати 10%.

**Дискова подача** (рис. 10.25) конструктивно складається з двох частин – дозатора і розпилювача. Безпосереднє дозування відбувається таким чином. Порошок з бункера, дном якого є поверхня скляного диска, витягується через щілину в передній стінці бункера, висота і ширина якої регулюється мікрометричним гвинтом. З поверхні диска шар порошку знімається ножом і подається через воронку в турбіну, де дезагрегується і з порівняно малим потоком повітря подається в систему розпилювання. Система розпилювання є ежектором, в якій суспензія



**Рис. 10.24.** Віброситова система подачі. 1 – вібратор, 2 – сито, 3 – обичайка, 4 – стакан, 5 – фланець, 6 – мідна трубка, 7 – штуцер, 8 – порошок, 9 – подача повітря.



**Рис. 10.25.** Дискова система подачі: 1 – бункер, 2 – щілина, 4 – поверхня скляного диска, 6 – ніж, 7 – турбіна, 9 – ежектор

розбавляється повітрям до потрібної концентрації. Перед входом в реакційну трубу розташовані розподільні грати (розмір осередків 4 мм), які згладжують можливий обертальний рух пилового потоку.

Випробування системи подачі на різних порошках магнію і алюмінію показали, що в цій системі відбувається повна дезагрегація порошку, завдяки рівномірно заповнює весь перетин труби. Система дозволяє підтримувати постійну витрату порошку протягом досліду, здійснювати дозування частинок в широкому діапазоні розмірів (від 10 до 100 мкм) і легко відтворювати потрібну концентрацію пального.

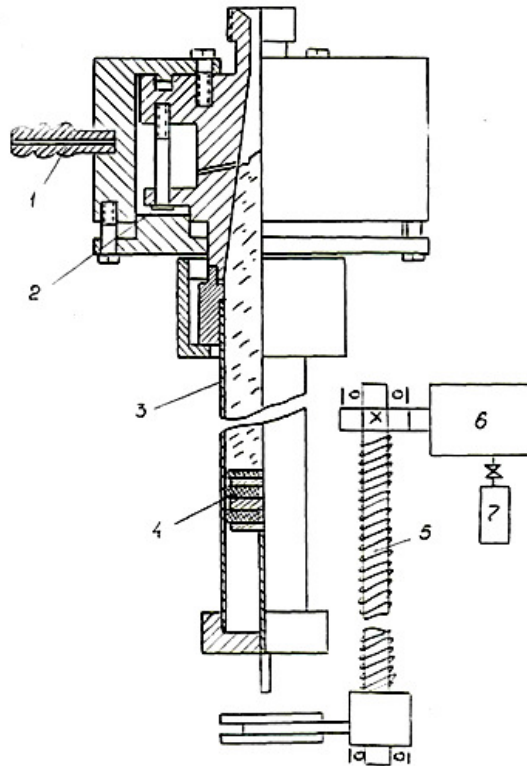
Масова концентрація вимірюється аналогічно випадку з застосуванням вібропитової подачі.

**Поршнева подача** (рис. 10.26). Основними елементами поршневої подачі є дозатор і розпилювач. Дозатор виконаний у вигляді циліндричного стакану, в який засипається порошок, і поршня, зв'язаного черв'ячною передачею через редуктор з електромотором постійного струму, що забезпечує стабільність і можливість плавного регулювання швидкості руху поршня. Розпилювач є конічною камерою з кільцевою щілиною. Висота щілини, через яку подається газ, що несе  $\sim 30$  мкм.

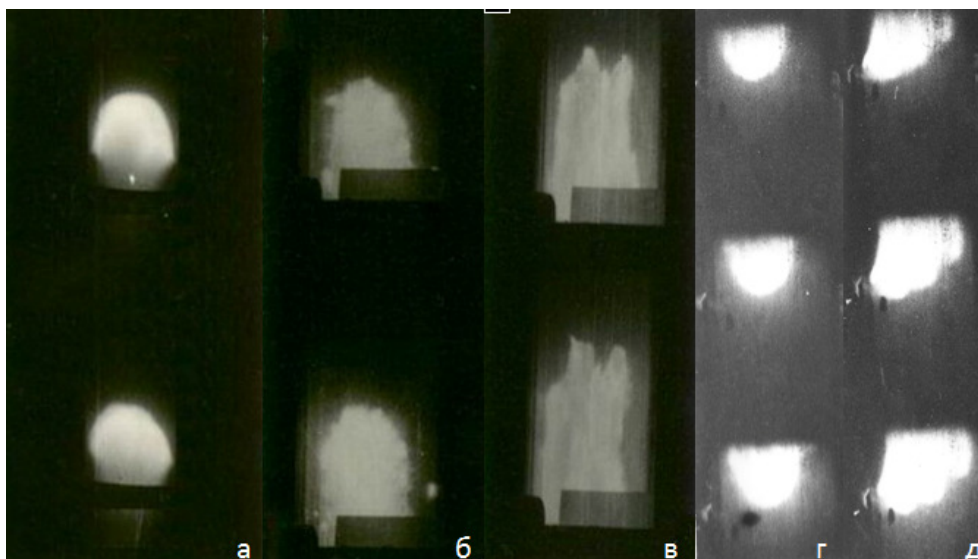
Безперервне дозування відбувається таким чином: поршень, рухаючись з постійною швидкістю, рівномірно подає порошок в камеру, де він дезагрегується високошвидкісним потоком газу, що виходить через кільцеву щілину і виноситься через конус в трубу. Руйнування агломератів відбувається за рахунок високої ( $\sim 40$  м/с) швидкості газу при виході з кільцевого зазору.

Масова концентрація пального варіюється за рахунок зміни швидкості поршня і вимірювалася методом аспірації. Газозавис протягом 5-7 секунд аспірувалась на фільтр, що є комбінацією фільтрувальної тканини Петрянова і фільтру АФА. Протягом 1 хвилини проводилася серія з 5-7 вимірювань.

Система реєстрації процесу розповсюдження полум'я дозволяла одночасно стежити як за намікою розвитку руху фронту полум'я, так і за структурою нту. Розвиток процесу в динаміці, ідентифікацію різних режимів розповсюдження, області дугу з одного режиму в інший рується фотооптичним ром ФОР-2 з безперервною про-



**Рис. 10.26.** Поршнева система подачі: 2 – щілина, 3 – циліндричний стакан, 4 – поршень, 5 – черв'ячна передача, 6 – редуктор, 7 – електромотор постійного струму



**Рис. 10.27.** Форма фронту полум'я при розповсюдженні проти (а, б, в) і вдовж (г, д) вектора сили тяжіння. (в, д) – відбраковувалися

тяжкою плівки, декілька модернізованого з метою безпосереднього нанесення відмітки часу на плівку. Форма і структура фронту полум'я визначалася за допомогою кінокамери (48 кадр/с), швидкісної цифрової камери (до 1000 кадр/с). Дійсні розміри фронту горіння знаходиться шляхом співвідношення розмірів зображення і спеціально знятої масштабної лінійки.

В умовах розповсюдження полум'я в циліндричних трубах поверхнею фронту полум'я є параболоїд обертання, обернений вершиною в початкову суміш (рис. 10.27). Досліди в яких полум'я має неправильну форму відбраковуються. Видима швидкість полум'я знаходиться за даними відеозйомки на контрольній ділянці труби.

Відношення поверхні фронту полум'я до площі перетину труби знаходиться як для параболоїда обертання з відомим радіусом  $r$  і висотою  $h$ :

$$S_{нов} / S_{перер} = \left( \frac{r^2}{6h} \right) \left[ \left( \frac{4h^2}{r^2} + 1 \right)^{3/2} - 1 \right],$$

де  $S_{нов}$  – площа поверхні параболоїда обертання,  $S_{перер}$  – площа перерізу трубки.

Нормальна швидкість полум'я  $u_n$  визначається як

$$u_n = u_в \cdot \frac{S_{перер}}{S_{нов}},$$

де  $u_в$  – видима швидкість розповсюдження полум'я.

### Порядок виконання роботи:

1. Ознайомитися з принципом проведення роботи і устроєм віброситової системи подачі (рис. 10.24).
2. Зняти верхню кришку 1 блока подачі, зняти кришку стакану 4 і засипати в стакан 100 г досліджуваного порошку. Закрити стакан кришкою з ситом, використавши сито з розміром осередків 160 мкм, встановивши верхню кришку стакану у вихідне положення.

3. Ввімкніть блок іскрового запалювання і перевірте наявність іскри між електродами (напруга на джерелі постійного струму не повинна перевищувати 27 В). Вимкніть блок.
4. Встановіть завчасно зв'язаний тканевий фільтр на сітку аспіраційного пристрою. Перевірте роботу витяжного пристрою.
5. Встановіть на штативі відеокамеру, виставте на ній необхідну частоту зйомки ( $\sim 100$  кадрів/с). Налаштуйте камеру на зйомку реакційного об'єму, заданого на стінках реакційної труби двома поперечними мітками. Приєднайте відеокамеру до комп'ютера.
6. Ввімкніть подачу супутнього повітря через штуцер 7, підібравши заздалегідь швидкість потоку в трубі  $\omega = 6$  м/с.
7. Приготуйте систему аспіраційного відбору. Ввімкніть звуковий генератор, заздалегідь виставивши по градуюванню частоту і потужність. Тумблером «Подача» підключити сигнал до віброситової системи подачі. Витримайте час, за який направлений вниз двофазний потік стабілізується і розповсюджується на всю довжину труби (близько 10 с). Підведіть аспіратор до нижнього відкритого зрізу труби (по відстані  $\sim 3$  см від зрізу) і проведіть відбір проби протягом  $\Delta t = 5$  с. Після цього швидко відведіть аспіратор.
8. Одночасно тумблером «Пуск» ввімкніть запальний пристрій і відеокамеру. Після проходження полум'ям контрольного об'єму тумблером «Зброс» проведіть відключення всіх блоків установки. Ввімкніть загальну витяжку.
9. На аналітичних вагах зважте фільтр з порошком і визначте масу проби  $\Delta m$ . Знаючи питому витрату порошку  $\dot{m} = \Delta m / \Delta t$  і повітря  $\dot{V} = S\omega$  (де  $S$  – площа внутрішнього перерізу труби) визначте концентрацію пального у вихідному аерозавису.
10. Вибрати із серії кадрів такі, що відповідають найбільш симетричній формі (параболоїд обертання). Знаючи масштабний коефіцієнт (для цього використовується лінійка, що встановлюється вздовж контрольного об'єму) визначити висоту  $h$  і радіус  $r$  фронту.
11. Розрахувати відношення поверхні полум'я до площі його перерізу  $S_{нов} / S_{перер}$  і визначити нормальну швидкість полум'я
 
$$u_n = u_g S_{перер} / S_{нов},$$
 де  $u_g = \Delta l / \Delta t$  – видима швидкість розповсюдження полум'я,  $\Delta l$  – довжина контрольної ділянки,  $\Delta t$  – час розповсюдження полум'я по ньому (за даними відео зйомки).
12. Проведіть порівняння з експериментальними значеннями нормальної швидкості розповсюдження полум'я, взятих з літератури. Зробіть висновки про причини можливого їх розходження. Проаналізуйте можливі причини похибок експерименту і шляхи їх мінімізації.

**Лабораторна робота № 12****Дослідження сферично-симетричного полум'я в газозависі в умовах малооб'ємних хмар**

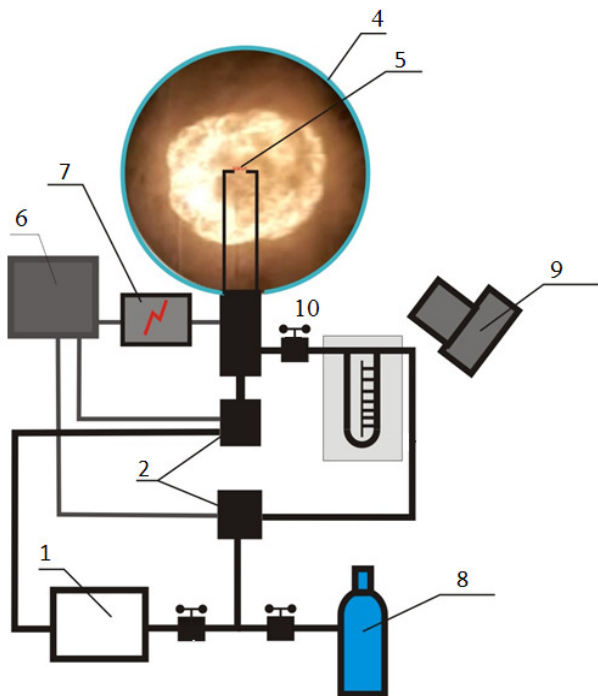
**Мета роботи:** на експериментальній установці «Реактор постійного об'єму» визначити характеристики пожежонебезпечності газозавису частинок твердих паливних – критичні умови і час затримки запалювання, нормальну швидкість розповсюдження полум'я.

**Експериментальний стенд.**

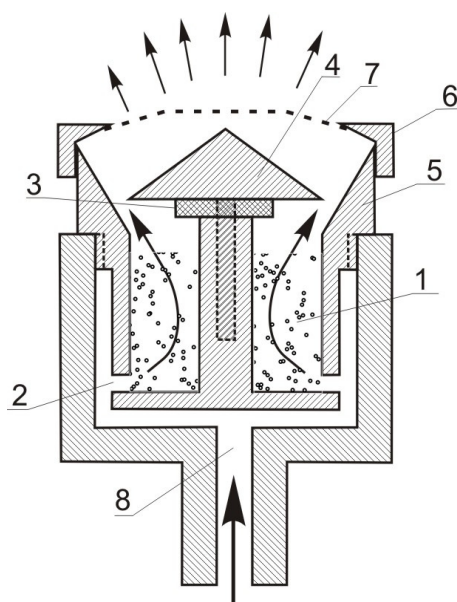
Експериментальні дослідження сферичного полум'я в газозависі пред'являє певні вимоги до методики експерименту:

а) установка повинна бути універсальною по відношенню до дисперсності різних порошкоподібних матеріалів, широкого діапазону концентрацій пального і розмірів створюваних хмар.

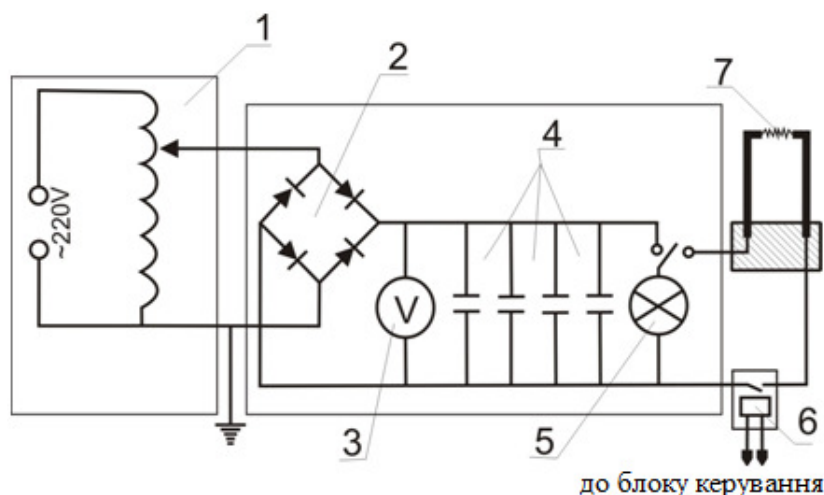
б) хмара повинна мати максимально можливу правильну форму (у ідеалі – сферичну), що необхідне для чіткої фіксації параметрів хмари – його розміру і концентрації пального. Спосіб запилення повинен бути направлений на створення рівномірної концентрації суспензії в хмарі;



**Рис. 10.28.** Блок-схема експериментальної установки по визначенню швидкості розповсюдження полум'я в газозависі: 1 – компресор, 2 – клапан подачі газу, 3 – кран регулювання подачі газу, 4 – тонкостінний зонд, 5 – електрод, 8 – кисневий балон, 9 – відеокамера



**Рис. 10.29.** Конструкція розпилювача: 1 – вихрова камера з порошком, 2 – тангенціальні отвори, 3 – регулюючі шайби, 4 – конус-ніж, 5 – направляючий конус вихрової камери, 6 – відбійна насадка, 7 – сітка розпилювача, 8 – канал подачі повітря.



**Рис. 10.30.** Схема блока підпалювання – автотрансформатор, 2 – випрямляючий міст, 3 – вольтметр, 4 – батарея конденсаторів, 5 – лампа накаливання, 6 – реле підпалювання, 7 – дрітик

в) спосіб запалення повинен бути комбінованим (різні схеми запалення) з тим, щоб надійно ініціювати процес горіння в широкому діапазоні параметрів пилу;

г) необхідне чітке часове узгодження реєструючої апаратури щоб уникнути можливих помилок при розрахунку параметрів горіння хмар.

Виходячи з вище перерахованих вимог була використовується установка для комплексних досліджень сферичного полум'я у вільних хмарах, блок-схема якої представлена на рис. 10.28.

Пристрій для розпилювання є найважливішим вузлом установки, вибір якого визначається індивідуальними властивостями матеріалу, що розширюється, і розмірами зформованих хмар. Пристрій для розпилювання і створення хмар об'ємом від  $1.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  до  $5.5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$  представлено на рис. 10.29.

Навіска досліджуваного порошку поміщається в вихрову камеру і звихрюється високошвидкісним струменем газу через чотири тангенціально розташовані отвори. Порошок переходить в зважений стан і виноситься з вихрової камери через вузьку кільцеву щілину. За рахунок великого градієнта швидкості відбувається руйнування агломератів. Зазор щілини регулюється настановними шайбами і конус-ножем в межах 0.01 - 2 мм. Рівномірний розподіл частинок в хмарі, що утворюється, і форма хмари (близька до сфери) формується направляючим конусом зйомного стакану, відбійною насадкою і сіткою. Відбійна насадка і сітка виконують дві функції: дезагрегують за рахунок різкого гальмування потоку дрібні агломерати і направляє частину потоку до центру хмари.

Запалювання проводиться в центрі хмари. Схема блока підпалювання приведена на рис. 10.30. Займання проводиться батареєю заряджених конденсаторів при замиканні контакту реле, на яке подається сигнал з блоку управління розпилюванням і підпалюванням. Рівень заряду батареї конденсаторів контролюється вольтметром, з метою оцінки енергії запалювання, що виділяється при займанні. Блок підпалювання забезпечений перемикачем, який замикає батарею конденсаторів на лампу розжарювання для скидання залишкового заряду, з метою уникнути поразки електричним струмом під час заміни запалювання.

Для дослідження розповсюдження полум'я по аерозавису вугілля стенд доповнюється системою створення газового середовища з контрольованим вмістом кисню (рис. 10.29).

Газове середовище створюється заповненням гумового зонда з прозорими стінками до досягнення ним необхідного об'єму. Відсікання подачі повітря і кисню проводиться електроклапаном. Витрата повітря і кисню регулюється краном і контролюється витратоміром, що складається з диференціального манометра і діафрагми. Градування витратоміру проводилося за допомогою барабанного газового лічильника ГСБ - 400. Регулюючи час подачі кисню і повітря створюється необхідна кількість газової суміші із заданою об'ємною концентрацією кисню в ній в діапазоні  $Y_{O_2} = 0.21 - 1.0$ . Кран (6) служить для відключення зонда від системи подачі газів на час проведення досвіду. Приготована описаним способом киснево-повітряна суміш витримується в зонді протягом 5 хвилин для забезпечення повного дифузного змішення газових компонентів. Навішування вугілля заздалегідь завантажене в спеціальний розпилювач, короткочасним пневмоімпульсом викидається всередину зонда в підготовлену киснево-повітряну суміш. (Об'єм повітря, необхідний для вприскування порошку не перевищував  $100 \text{ см}^3$ .) Повітряний імпульс створюється за допомогою короткочасного відкриття клапана (10). Після короткої затримки ( $\tau_z \sim 0.3 \text{ с}$ ), необхідної для загасання турбулентних пульсацій, що виникають при вприскуванні, і для досягнення рівномірного розподілу газозавису за об'ємом зонда проводиться підпалювання.

Діапазон зміни масовій концентрації вугільного пилу в дослідах складав  $C_c = 100 - 650 \text{ г/м}^3$ . Обмеження зверху по масовій концентрації вугілля обумовлене необхідністю забезпечення рівномірного розпилювання порошку по всьому обсязі зонда при високому ступені диспергування порошку і запобігання його агломерації.

Реєстрація процесу розповсюдження фронту полум'я проводилася швидкісною камерою Casio EX-F1. Швидкість відеозйомки складала 300 кадрів в секунду. Типова кінограма процесу горіння хмари аерозавису частинок вугілля приведена на рис. 10.31.

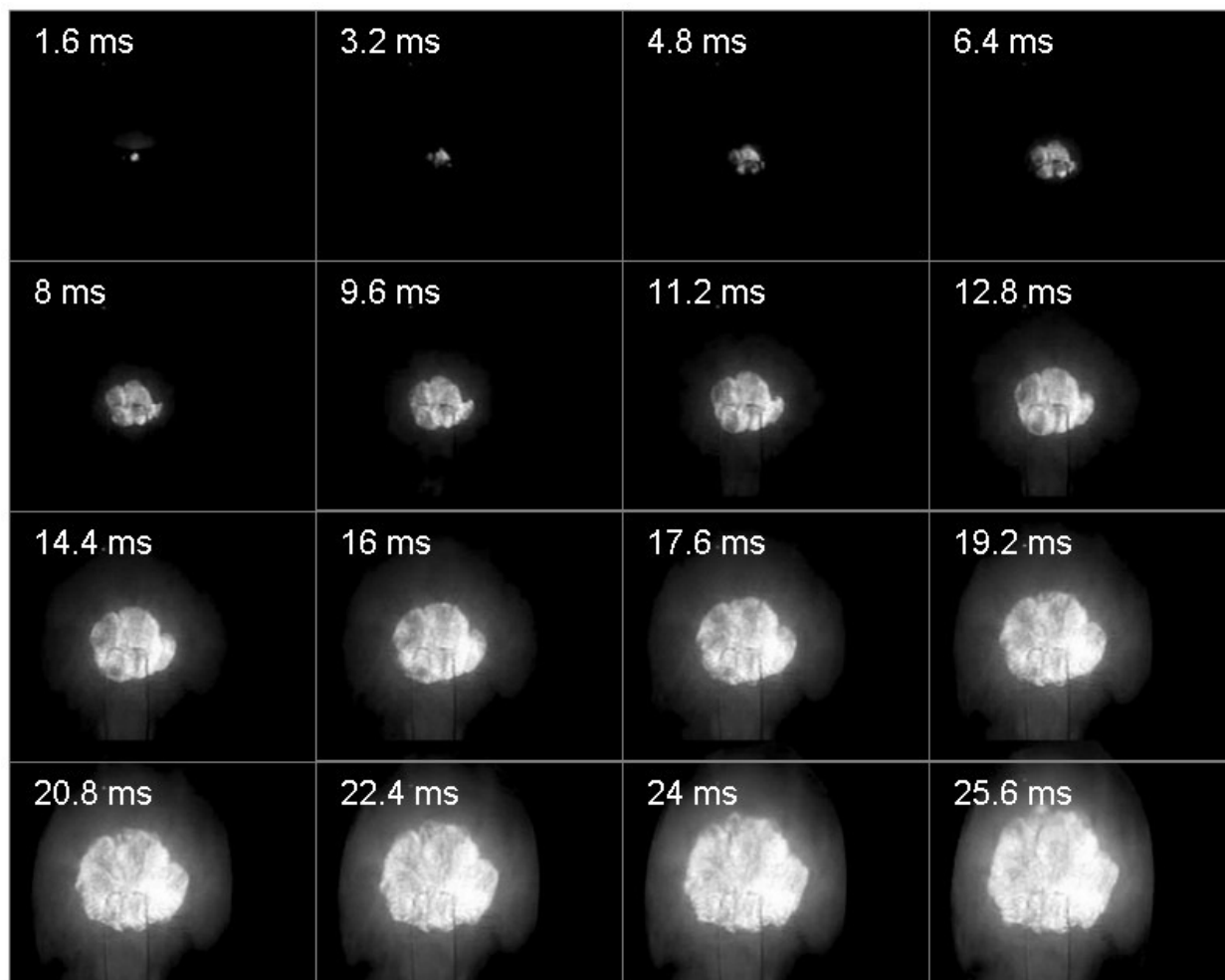
Видима швидкість полум'я визначається по наступній методиці.

Отримані відеозаписи розбиваються на кадри і проводиться пакетна показова обробка силуетів послідовних положень фронту полум'я за допомогою спеціальної розробленої комп'ютерної програми.

Знайдені значення площ зображення перетину фронту полум'я при відомих значеннях коефіцієнта збільшення зйомки  $k$ , дозволяли знаходити ефективний

радіус сфери полум'я як функцію часу  $R_{eff} = k \cdot \sqrt{\frac{S}{\pi}}$ . Видима швидкість полум'я

визначається диференціюванням отриманих в дослідах залежностей  $R_{eff} = R_{eff}(t)$ . Такий метод фактично означає усереднювання швидкості розповсюдження полум'я по куту  $2\pi$ .



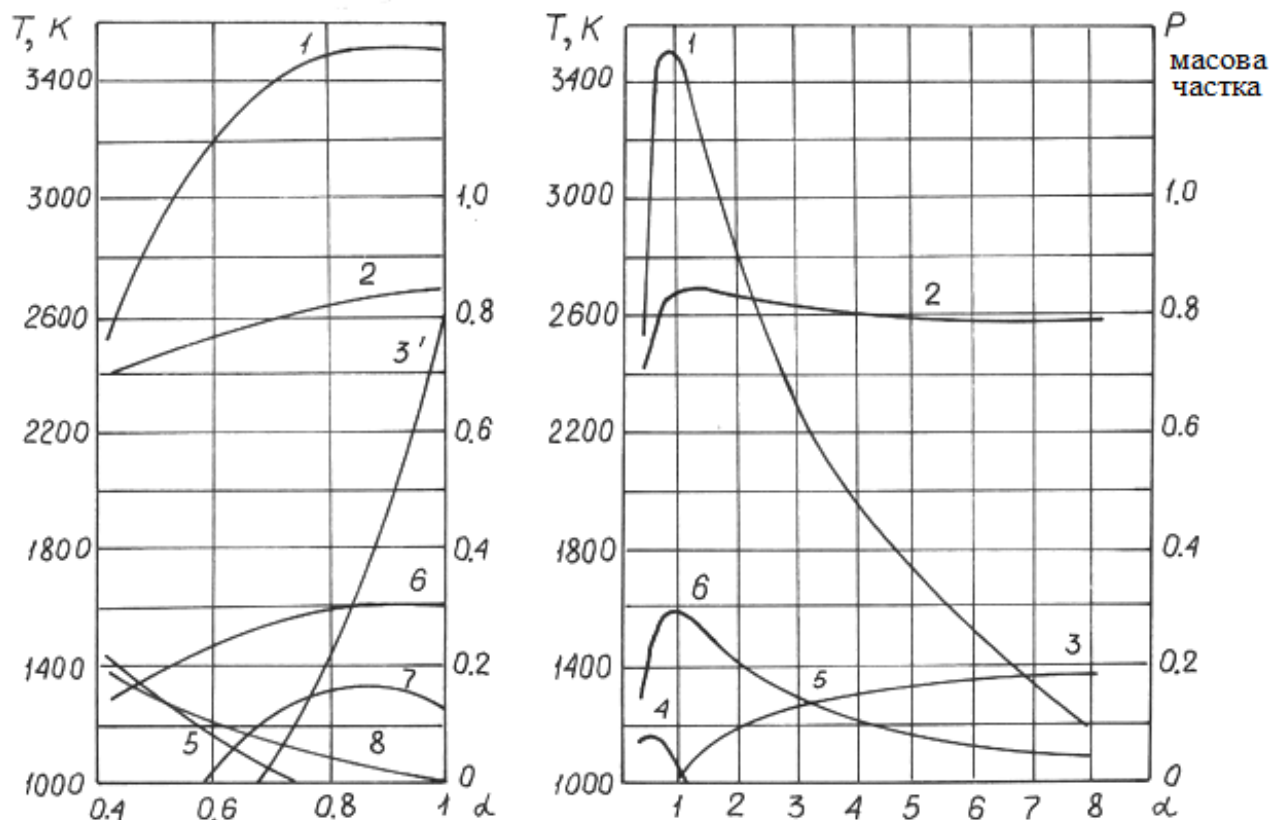
**Рис. 10.31.** Типова кінограма процесу горіння хмари газозавису частинок вугілля ( $V = 5.1$  л,  $Y_{O_2} = 0.35$ ).

Для визначення нормальної швидкості полум'я за умови, що полум'я має сферичний фронт, видимої швидкості полум'я необхідно розділити на термічний коефіцієнт розширення ( $\varepsilon = T_{bur} / T_0$ ).

### Порядок виконання роботи:

Хід виконання цієї роботи багато в чому аналогічний виконанню попередньої роботи і відрізняється від неї способом створення аерозавису і способом обробки інформації.

1. Заздалегідь зважена проба порошку ( $\Delta m \sim 2 \div 3$  г) засипається у вихрову камеру 1. Тонкостінний гумовий зонд одягається на вихрову камеру і фіксується гумовим затискачем. Зонд наповнюється повітрям до об'єму  $V = 5$  л і витримується в такому стані 5 хвилин. Далі кнопкою «Пуск» вмикається електрична іскра і відеокамера.
2. Отримані відеограми фронту полум'я оброблюються автоматично і будується залежність радіусу полум'я від часу, тангенс кута нахилу якої на лінійній ділянці дає значення видимої швидкості полум'я  $u_v$ . Концентрація пального  $B = \Delta m / V$ . Нормальна швидкість полум'я визначається як  $u_n = u_v / \varepsilon = u_v T_0 / T_{bur}$ , де  $T_0$  – початкова температура,  $T_{bur}$  – адиабати-



**Рис. 10.32.** Рівноважний склад і адиабатична температура згорання аерозавису частинок алюмінію. Криві: 1 – адиабатична температура, 2 –  $p_{N_2}$ , 3 –  $p_{O_2} \cdot 10^2$ , 3' –  $p_{O_2}$ , 4 –  $p_{Al}$ , 5 –  $p_{Al} \cdot 10^3$ , 6 – масова частка конденсованого  $Al_2O_3$ , 7 –  $p_{Al_2O} \cdot 10$ , 8 –  $p_{Al_2O} \cdot \alpha$  – стехіометричний коефіцієнт по кисню. Концентрація  $B = 310/\alpha$ , г/м<sup>3</sup>

чна температура горіння (наведена на рис. 10.32). Зверніть увагу, що на цьому рисунку надані не тільки адиабатичні температури згорання в залежності від стехіометричного співвідношення по пальному (для алюмінію стехіометрна концентрація  $B_{ст} = 310$  мг/м<sup>3</sup>, магнію –  $B_{ст} = 400$  г/м<sup>3</sup>). Масова концентрація може бути знайдена, як  $B = B_{ст}/\alpha$ .

- Знайдені таким чином значення  $u_n$  порівняйте реакційних труб. Зробіть висновки щодо можливих причин їх розповсюдження.

### Лабораторна робота № 13

#### **Поширення хвилі горіння в безгазових системах. Термосинтез**

**Мета роботи:** знайомство зі способами організації хвильового механізму горіння, визначення умов стаціонарного та нестаціонарного режимів горіння, вимірювання критичного діаметра, швидкості поширення температурної хвилі в зоні перетворення, визначення, ґрунтуючись на отриманих даних, енергії активації процесу, що визначає тепловиділення, а також знайомство з процесом приготування конденсованих паливних композицій.

**Короткі відомості.**

Дослідження закономірностей поширення теплової хвилі в конденсованих системах (зокрема закономірності СВС) проводиться, як правило, в умовах пристроїв, які для визначення називають «бомба» і «реактор» (див. рис. 10.33).

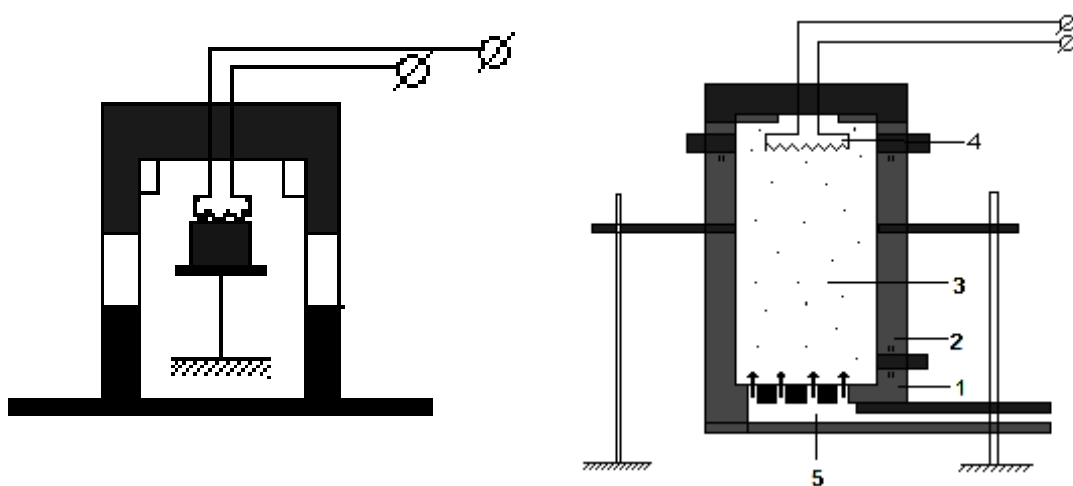
У першому випадку («бомба») пресовану суміш вихідних порошкоподібних компонентів поміщають всередину спеціальної посудини, здатну витримати значні перегріву і тиск; заповнюють реакційну камеру інертним газом і ініціюють горіння з торця зразка, тобто пошарове його реагування. У другому («реакторі») зразок, як правило вільно насипаний порошок або суміш порошків, поміщають в реактор, включають продув газоподібного компонента і ініціюють хвилю таким чином, щоб поширення синтезу було протилежно напрямку фільтрації газу. У такому випадку говорять про реалізацію фільтраційного режиму горіння.

До завдань лабораторної роботи входить визначення енергії активації процесу, що лімітує хімічне перетворення в суміші порошків нікелю та алюмінію. Для виконання передбачаються два варіанти методичної схеми, в основі яких лежить розв'язок оберненої задачі горіння. І в одному і в іншому випадку передбачається необхідність реалізації умов стаціонарного поширення теплової хвилі.

1. У першому випадку використовується точний кількісний зв'язок параметрів теплової хвилі, зокрема відома формула, яка отримана для горіння конденсованих паливних композицій:

$$E = \frac{d^2 U^2 R T}{4 a^2 e N u},$$

де  $d$  – діаметр шашки,  $Nu$  – число Нуссельта, яке дорівнює 8.



**Рис. 10.33.** Пристрої, для дослідження закономірностей поширення теплової хвилі в конденсованих системах:

- а) бомба постійного об'єму: 1 – корпус бомби, 2 – оглядове вікно, 3 – зразок, 4 – ініціюючий пристрій.
- б) реактор: 1 – корпус реактора, 2 – система охолодження, 3 – реагент, 4 – ініціюючий пристрій, 5 – введення фільтруючого газоподібного компонента

Доведення і експериментальна перевірка зазначеного виразу були проведені неодноразово для широкого класу речовин, а вперше фактори, що визначають величину  $E$  аналізувалися Зельдовичем в газових системах ще в 40-х роках ХХ століття.

Отже, відповідно до міркуваннями розмірності запишемо:

$$U \sim \sqrt{\frac{a}{\tau}}.$$

З огляду на відомий зв'язок  $\tau \sim \exp\left(\frac{E}{RT}\right)$  отримаємо відповідно:

$$U \sim \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{E}{RT}\right) \text{ або } U^2 \sim \exp\left(-\frac{E}{RT}\right).$$

Аналізуючи теплову ситуацію для хвилі, можна виділити два граничних значення для швидкості фронтів:

- а) швидкість ( $U_{ep}$ ) на межі поширення, коли теплові втрати перешкоджають підтриманню хвильового горіння,
- б) швидкість ( $U_0$ ) в найбільш сприятливих умовах, коли  $T_{bur} = T_{ad}$ . Зельдовичем було доведено, що для газових конденсованих систем:

$$U_{ep} = \frac{U_0}{\sqrt{e}}, \text{ тобто } U_{ep} \approx 0.6 U_0.$$

Насправді, як показали багато експериментальні даних, для конденсованих систем  $U_{ep} \approx (0.8 \div 1) U_0$ .

Фактично ця відмінність в швидкостях визначає максимальну можливу похибку у визначенні енергії активації в рамках теплової моделі за рахунок помилкового вибору розрахункової схеми (яка визначається співвідношеннями  $Q_+/Q_-$ ), невизначеністю в віддаленні умов досліду від критичних параметрів. Відомі й більш точні співвідношення для швидкості поширення, однак вони складні не тільки через необхідність уточнення моделі, а й тому, що в цьому випадку виявляється обов'язковим розширення числа вимірів для виявлення функціональних зв'язків швидкості і уточнення чисельних значень глибини перетворення в шарі.

2. У другому випадку використовується вже обговорене співвідношення між квадратом швидкості поширення теплової хвилі і температурою в зоні інтенсивного хімічного перетворення. Відмінною особливістю другого методу є незалежність розрахункової схеми від теплофізичних параметрів системи. З теорії теплових хвиль відомо, що умови з поширення залежать в основному від величини температури і швидкості її наростання, а тому зв'язок параметрів системи між собою в основному визначається залежністю кожного параметра від температури. Саме ця обставина дозволяє в припущенні експоненційної залежності швидкості горіння від температури, нехтуючи іншими зв'язками, скористатися співвідношенням:

$$U^2 \sim \exp\left(-\frac{E}{RT}\right),$$

або остаточно для реагентів:

$$\left(\frac{U_1}{U_2}\right)^2 = \exp\left(\frac{E}{RT_2} - \frac{E}{RT_1}\right)$$

Для реалізації цього методу необхідно виміряти швидкість поширення горіння і температури в зоні активного хімічного перетворення для двох сумішей, що відрізняються співвідношенням компонент. Для виконання рекомендується вихідну стехіометричну суміш розбавляти 15% (по масі) добавкою готового продукту.

Розрахунок  $T$  по адіабатичному наближенню:  $\Delta T = \frac{Qm}{c\rho V}$ ,

де  $Q$  – тепловий ефект,  $m$  – маса реагенту, за яким проводиться тепловий ефект. Об'ємна теплоємність має вигляд:

$$\overline{c\rho} = c_{Al}\rho_{Al} + c_{Ni}\rho_{Ni} + c_{Ni_2Al_3}\rho_{Ni_2Al_3},$$

$V$  – об'єм гільзи.

### Техніка виконання лабораторної роботи.

#### 1. Підготовка шихти і шашок.

Шихта складів №1 і №2 готується з порошків нікелю та алюмінію, а також подрібненого продукту  $Ni_2Al_3$  отриманого попередньою групою. Розмелювання продуктів виробляється в сталевий ступці. Зважування проводиться на аналітичних вагах. Розрахунок складів ведеться відповідно за формулами складів. Зацікавлені можуть виконати доведення пропонованих співвідношень самостійно відповідно до рівнянь реакції синтезу.

Розрахункові формули №1:  $2Ni + 3Al \rightarrow Ni_2Al_3$

$$m_{Ni} = \frac{2M_{Ni}}{2M_{Ni} + 3M_{Al}}, \quad m_{Al} = \frac{3M_{Al}}{2M_{Ni} + 3M_{Al}}, \quad \text{де } M - \text{ атомна вага.}$$

Розрахункова формула №2:  $2Ni + 3Al + 15\% Ni_2Al_3 \rightarrow Ni_2Al_3$ .

Для виготовлення шашок попередньо склеюють з тонкого папірусного паперу (або кальки) гільзи, внутрішнім діаметром  $10 \div 12$  мм і довжиною 40 мм (рис.10.34). Для того, щоб ввести в шашку дротики, які відзначають проходження фронту, необхідно голкою або шилом в міру заповнення гільзи зробити наскрізні поперечні отвори діаметром 1 мм.

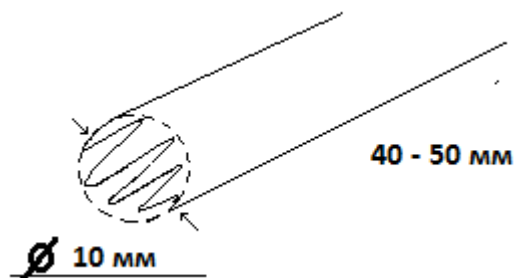
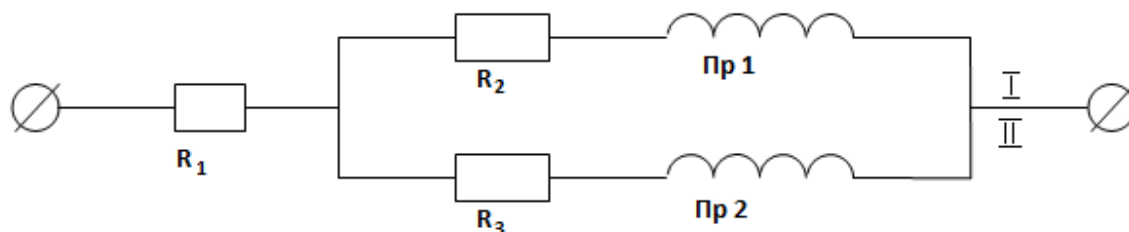


Рис. 10.34. Геометричні розміри шашки

**Примітка:** Розмелювання продукту, змішання, зважування та інші операції з порошкоподібними матеріалами повинні проводитися в спеціально відведеному захищеному від дії повітряних потоків місці.

#### 2. Виготовлення ініціюючого пристрою.



**Рис. 10.35.** Електрична схема для вимірювання швидкості переміщення фронту горіння

Ініціювання реакцій здійснюється спеціальною плоскою спіраллю за рахунок розігріву шихти електричним струмом. Виготовляється спіраль з молібденового або вольфрамової дроту діаметром 0,5-1 мм за зразком (рис. 10.34).

### **3. Вимірювання швидкості поширення теплової хвилі.**

Для вимірювання швидкості переміщення фронту горіння в шашки вводяться тонкі дротики, відводи яких підключаються в схему, представлену на рис. 10.35, яка включає джерело живлення, опори і дротики Пр1 і Пр. 2.

Включений в режимі очікування розгортки осцилограф, включається в момент вимірювання опору одного з плечей електричного кола. Час появи сплеску (досягнення фронтом другого дротику) є шуканим. Для контролю цей же час може вимірюватися секундоміром. Швидкість знаходиться з урахуванням відомої відстані між дротиками.

### **4. Вимірювання температури зони горіння.**

В роботі використовується стандартна методика пірометрії спектрального розподілу. Загалом має бути два вимірювання температури для двох складів (дивитись інструкцію до пірометру).

## **Порядок виконання роботи.**

### **1. Визначення критичного діаметру складу шихти в умовах посиленого теплообміну**

1) Підготувати шихту складів:

№1 з розрахунку синтезу 30 г сполуки.

№2 з розрахунку синтезу 20 г системи.

*Примітка:* використовувати в якості вихідних попередньо висушені порошки.

2) Підготувати до роботи, включити і налаштувати пірометр, осцилограф, омметр, джерело живлення.

3) Зібрати форму для вимірювання критичного діаметра. Заповнити її щільно шихтою складу №1. Встановити впритул до поверхні суміші ініціюючу спіраль таким чином, щоб не було електричного контакту з формою, для чого скористатися кварцовою трубкою.

4) Встановити форму на тарілці, відкритим кінцем вгору, переконавшись в тому, що РНО відключено від мережі, підключити контакти поджима спіралі. Перевірити омметром наявність опору на кінцях ініціюючої спіралі. Закрити тарілку ковпаком.

- 5) Відкачати повітря з-під ковпака до тиску  $P = 100$  мм. рт. ст. Для цього, встановивши кран в положення, що відповідає всмоктуючій дії насоса, включити пускач і після досягнення відповідного показання вакуумметра, встановивши кран в нейтральне положення, яке забезпечує ізоляцію системи від атмосферного повітря, відключити пускач.
- 6) Переконавшись в тому, що регулятор РНО виведений в крайнє ліве положення, підключити систему запалювання (РНО) і, плавно підвищуючи напругу в ланцюзі, прогріти зразок протягом 10-20 сек. Нагрівальна спіраль повинна слабо світитися, а вольтметр ланцюга запалювання повинен показувати напругу  $U = 10-20$  В. Прогрівши зразок, необхідно підвищити напругу до  $U = 40-50$  В, забезпечивши таким чином ініціювання хімічного перетворення. У момент, коли стане помітним поширення теплової хвилі, відключити ланцюг запалювання !!!
- 7) Відкрити кран пуску атмосферного повітря в систему, почекавши 5 хв., необхідні для охолодження. Відключивши електричні ланцюги живлення, щипцями (для запобігання опіку) дістати форму.
- 8) Виміряти діаметр найменшого каналу, в якому суміш прореагувала повністю. Так як крок зміни каналів становить 1 мм, можна вважати, що критичний діаметр в подібних умовах посиленого теплообміну становить величину:

$$d_{кр} = \left( \frac{d_{см} + d_{н см}}{2} \pm 0.5 \right) \text{мм},$$

де  $d$  – вимірюється в мм., а індекс – вказує на канал, в якому згорання відбувається лише частково.

- 9) Одержаний твердий продукт здати лаборанту або викладачеві для сушки і підготовки роботи наступної групи.

## 2. Визначення енергії активації.

- 1) Підготовлену шихту двох складів масою по 20 г розфасувати в підготовлені паперові гільзи.
- 2) Встановити один із зразків (шашку складу №1) на монтажному столику тарілки. Підключити контакти відмітчиків фронту та ініціюючий пристрій. Перевірити ланцюги живлення і запуску розгортки осцилографа.
- 3) Закрити тарілку ковпаком, попередньо встановивши на неї запалену свічку, і відкачати з системи повітря до тиску  $P = 1000$  мм. рт. ст. Свічку має загасити відсутність окислювача - після цього пристрій готовий до роботи.
- 4) Налаштувати і підготувати в режимі очікування пірометр.
- 5) Ініціювавши синтез, провести вимір максимальної температури палаючої шашки і швидкості поширення фронту горіння.
- 6) Повторити дослід з іншим складом (№2). В результаті проведеної роботи має бути два значення швидкості поширення полум'я і відповідні їм значення температури горіння.

**Заходи безпеки.**

1. Перед початком роботи необхідно: переконатися в наявності заземлення приладів, що входять в комплект установки для лабораторної роботи, вивести всі регулятори в крайнє ліве положення (або в положення, відповідне мінімуму вихідної потужності). Переконатися в справності підвідних проводів (кабелів) і у відсутності видимих пошкоджень приладів і елементів вакуумної тарілки.
2. Прилади що входять до комплекту установки, живляться напругою, небезпечною для життя. Особливу увагу звертати на необхідність відключення напруги в моменти підключення ініціюючої спіралі, установки датчиків і монтажу шашки.
3. Для уникнення опіку, необхідно всі маніпуляції зі згорілою шашкою проводити після 5 хвилинного охолодження. Всі роботи, пов'язані з порошками проводити в спеціально відведеному місці.

**ДОДАТОК****Позначення середніх діаметрів частинок**

Середні діаметри позначаються загальною формулою:

$$d_{f,k} = \left( \frac{\sum_i d_i^f n_i}{\sum_i d_i^k n_i} \right)^{\frac{1}{f-k}},$$

де  $f, k$  – цілі числа, що залежать від способу усереднення,  $i$  – номер фракції, на які розбита сукупність частинок (крапель),  $d_i$  – середній діаметр  $i$ -тої фракції,  $n_i$  – число частинок (крапель)  $i$ -тої фракції.

Нижче приводяться назви і позначення отримуваних по формулі середніх діаметрів і відповідних значень  $f$  і  $k$ .

| Значення |     | Назва середнього діаметру           | Позначення середнього діаметру |
|----------|-----|-------------------------------------|--------------------------------|
| $f$      | $k$ |                                     |                                |
| 1        | 0   | Арифметичний                        | $d_{10}$                       |
| 2        | 0   | Поверхневий                         | $d_{20}$                       |
| 3        | 0   | Об'ємний                            | $d_{30}$                       |
| 3        | 2   | Об'ємно-поверхневий (заутеровський) | $d_{32}$                       |
| 4        | 3   | Масовий                             | $d_{43}$                       |

## ЛІТЕРАТУРА

### Основна література

- 1) Основы практической теории горения // Под ред. Померанцева. В.В. – Л.: Энергоатомиздат, 1986. – 312 с.
- 2) Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. – М, Наука, 1987. – 502 с.
- 3) Тарахно О.В. Теоретичні основи пожежовибухонебезпеки: Підручник. – Харків: АЦЗУ, 2006. – 395с.
- 4) Ягодников. Д. А. Воспламенение и горение порошкообразных металлов. – М.: Изд-во МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2009. – 432 с.
- 5) Варнатц Ю., Маас У., Диббл Р. Горение. Физические и химические аспекты, моделирование, эксперименты, образование загрязняющих веществ / пер. с англ./ – М.: Физматлит, 2003. – 352 с.
- 6) Калинчак В.В., Черненко А.С. Теплофизика горения пылеугольного топлива: монография. – Одесса: ОНУ, 2017. – 236 с.
- 7) Шевчук В. Г., Поліщук Д. Д. Фізичні основи пожежовибухонебезпеки – Одеса, Астропринт. – 2010. – 243 с.
- 8) Шевчук В.Г., Флорко А.В. Практическая газодинамика горения. Учебное пособие. – Одесса. – 2005. – 100 с.
- 9) Ассовский И. Г. Физика горения и внутренняя баллистика. – М.: Наука, 2005. – 357 с.
- 10) Зельдович Я.Б. Математическая теория горения и взрыва. – Наука, 1980. – 484 с.
- 11) Хитрин Л.Н. Физика горения и взрыва. – Изд. Московск. универс., 1957. – 452 с.
- 12) Вулис Л.А., Еришин Ш.А., Ярин Л.П. Основы горения газового факела. – Энергия, 1968. – 203 с.
- 13) Вулис Л. А. Тепловой режим горения. М.-Л.: Госэнергоиздат., 1954. – 288 с.
- 14) Льюис, Эльбе Горение, пламя и взрывы в газах. – Из-во Московск. унив-та, 1968. – 592 с.
- 15) Щетинков Е.С. Горение газов. – Наука, 1965. – 739 с.
- 16) Иост В. Взрывы и горение в газах. – Из-во иностр. лит. 1952. – 687 с.
- 17) Мальцев В.М. Основные характеристики горения. – Химия, 1977. – 320 с.
- 18) Алексеев Б. А., Гришин А. А. Физическая газодинамика реагирующих сред. – М.: Высшая школа, 1985. – 464 с.
- 19) Кумагаи С. Горение. – М., Химия, 1979. – 256 с.
- 20) Бартльтме Ф. Газодинамика горения. – М.: Энергоиздат, 1981. – 280 с.
- 21) Вильямс Ф.А. Теория горения. – М.: Наука, 1971. – 615 с.
- 22) Хзмалян Д.М., Коган Я.А. Теория горения и топочные устройства. – Энергия, 1976. – 484 с.
- 23) Кнорре Г.Ф. Теория топочных процессов. – Энергия, 1966. – 461с.
- 24) Зверев И.Н., Смирнов Н.Н. Газодинамика горения. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987. – 307с.
- 25) Ярин Л.П., Сухов Г.С. Основы теории горения двухфазных сред. – Л.: Энергоатомиздат. Ленинг. отд-ние, 1987. – 240с.

- 26) *Канторович В. В.* Введение в теорию горения и газификации твердого топлива. – М.: Металлургиздат, 1961. – 355 с.
- 27) *Лавров Н. В., Шурыгин А. П.* Введение в теорию горения и газификации топлива. – М., издательство АН СССР, 1962. – 216 с.
- 28) *Золотко А.Н.* Теория воспламенения. – Одесса, ОГУ, 1985. – 81 с.
- 29) *Абрамович Л.А.* Прикладная газовая динамика – М.: Наука, 1991. – 600 с.
- 30) *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. Часть первая. – М.: Наука, 1987. – 464 с.
- 31) Теория горения и взрыва: практикум : учебное пособие / *В.А. Девисилов, Т.И. Дроздова, С.С. Тимофеева* – М. : ФОРУМ, 2012. – 352 с.
- 32) Техносферная безопасность. Основы прогнозирования взрывоопасности парогазовых смесей: Учебное пособие / *Акинин Н.И., Бабайцев И.В.* – Долгопрудный: Интеллект, 2016. – 248 с
- 33) Физика взрыва / под. ред. *Л.П. Орленко.* – Т.1. – М.: Физматлит, 2002. – 832 с.

#### Допоміжна література:

- 34) *Васильев В.А., Романовский Ю.М., Яхно В.Г.* Автоволновые процессы. – М.: Наука, 1987. – 387 с.
- 35) *Мержанов А.Г., Дубовицкий Ф.И.* Современное состояние теории теплового взрыва. – Успехи химии. – 1966. – Т. 35, вып. 4. – С. 653–683.
- 36) *Григорьев Ю.М.* Тепловой взрыв. В сб.: Теплообмен в процессах горения. – Черногоровка, 1980. – С. 3–24.
- 37) *Хайкин Б.И.* Исследования по теории горения гетерогенных систем. /Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. – Черногоровка, 1975. – 300 с.
- 38) *Похил П.Ф., Беляев А.Ф., Логачев Е.С., Коротков А.И., Фролов Ю.В.* Горение порошкообразных металлов в активных средах. – М.: Наука, 1972. – 293 с.
- 39) Combustion of Boron – Based Solid Propellants and Solid Fuels. / Ed. by *Kenneth K. Kuo and Roland Pein.* – CRC Press, 1993. – 524 p.
- 40) *Щелкин К.И., Трошин Я.К.* Газодинамика горения. – М.: АН СССР, 1963. – 255 с.
- 41) Горение и взрыв. / Материалы 3-го Всесоюзного Симпозиума по горению и взрыву. – М.: Наука, 1972. – 839 с.
- 42) Горение и взрыв. Материалы 4-го Всесоюзного симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1977. – 653 с.
- 43) *Shevchuk V.G., Florko A.V.* Combustion of Dusts. Proccedings of the Zeldovich memory Inter. Conf. on Combustion. Moscow. – 1994, V.2. – P. 211–214.
- 44) *Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н., Горошин С.В.* Влияние структуры газозвеси на процесс распространения пламени. – ФГВ. – 1979. – Т.15, № 6. – С. 41 – 45.
- 45) *Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н.* О режимах распространения пламени в аэрозвесьях металлических частиц. – ФГВ. – 1982. – Т. 18, № 5. – С. 70–76.

- 46) Шевчук В.Г., Безродных А.К., Бойчук Л.В. О механизме ламинарного пламени в аэрозвесьях металлических частиц. – ФГВ. – 1988. – №2. – С. 85–89.
- 47) Флорко А.В. Электрические и оптические аспекты горения металлов. – Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Одесса. – 1994. – 350 с.
- 48) Калинин В.В. Высоко- и низкотемпературный тепломассоперенос и критические явления при фазовых и химических превращениях в дисперсных системах (капли, частицы -газ). – Диссертация на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. Одесса. – 1995. – 318 с.
- 49) Калинин В.В. Определение времени зажигания газа движущейся фрикционной искрой// Инженерно-физический журнал. – 1989. – Т.56, №5. – С.862–863.
- 50) Калинин В.В. К задаче о динамике прогрева и движения металлической частицы в горизонтальном потоке для  $0 < Re < 40$ // Физика аэродисперсных систем. – 1985. – Вып. 27. – С.78–83.
- 51) Паушкин Я.М. Химия реактивных топлив. М.:АН СССР, 1962.–436 с.
- 52) Дубовкин Н.Ф., Маланичева В.Г., Массур Ю.П., Федоров Е.П. Физико-химические и эксплуатационные свойства реактивных топлив. Справочник. М: Химия. 1985. –239 с.
- 53) Пожаро-взрывоопасность веществ и материалов и средства их тушения. Справочник. / Под ред. А.Н. Баратова и др.. – Т.1 и 2. – М.: Химия, 1990.
- 54) Mullins B. Fuels. – 1953. – V.32. – 234 p.
- 55) Эванс М. Вопросы ракетной техники. – 1954. – Вып.1. – С. 79–139.
- 56) Fenn J., Calcote H. 4-th Symp. on Combust. – Baltimore, 1953. 231p.
- 57) Гейдон А.Г., Вольфард Х.Г. Пламя, его структура, излучение и температура. – М.: Матгиз, 1959. – 333 с.
- 58) Starkman E.C. // Ind. Eng. Chem.. – 1961. – V. 43, №.12. – P.4102 – 4118.
- 59) Бейнер У., Кокс П., Уэстайн П., Кулиш Дж., Стрелов Р. Взрывные явления. Оценки и последствия. – М.: Мир, 1986. – 319 с.
- 60) Раушенбах Б.В. Вибрационное горение – М.: Физматгиз, 1961. – 500 с.
- 61) Талантов А.В. Горение в потоке. – М.: Машиностр., 1978. –160 с.
- 62) Строганов В.В., Моисеев В.И. и др. Скорость горения больших объемов горючих газов в свободном пространстве. / В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. – Черногоровка. ИХФ АН СССР, 1986, С. 10–16.
- 63) Моисеев В.И., Гостинцев Ю.А., Строганов В.В. и др. Горение и детонация водородно-воздушных смесей в свободных объемах// ФГВ. – 1983. – Т.19, № 5. – С. 16–18.
- 64) Bartknecht W. Explosions, course, prevention, protection. Springer – Verlag, New-York, 1981. – 251 p.
- 65) Аввакумов А.М., Чучкалов И.А., Щелоков Я.М. Нестационарное горение в энергетических установках. – Л.: Недра, 1987. – 159 с.
- 66) Нелтон М. Детонация в газах. – М.: Мир, 1989. – 278 с.
- 67) Matsui H. and Lee J.H. On the measure of the Relative Detonation Hazard of Gaseous Fuel-Oxygen and Air Mixtures. // 17-th Symp. Int. on Combustion, 1979. – P. 1269.

- 68) *Benedick W.B.* Review of Large Scale, Fuel- Air Explosion Tests and Techniques. Fuel- air Explosions. Int. Conf. on Fuel-air Explos. // University of Waterloo Press. Canada, 1982. – P. 507.
- 69) *Васильев А.А.* Основные результаты исследований детонационного горения газовых смесей, возбуждаемого быстролетящим телом // ФГВ. – 1997. – Т.33, №5. – С. 85-102.
- 70) *Cubbage P.* The Protection by Flame Traps. // 2-nd Symp. Chem. Proc. Hazards. Inst. Chem. Eng., 1963. – P. 29.
- 71) *Steen H, Shampel K.* 4-th Int Symp. Loss Prevention. III. E. 23. – Inst Chem. Eng., 1983.
- 72) Сборник задач по теории горения; Учебное пособие/ под ред. *В.В. Померанцева.* – Л.: Энергоатомиздат, 1983. – 152 с.
- 73) *Сполдинг Д.Б.* Основы теории горения. – М.Госэнергоиздат, 1959. – 320 с.
- 74) *Калинчук В.В., Стручаев А.И., Орловская С.Г., Чабанов М.И.* Инерционные характеристики горения капель углеводородов при его гистерезисе // Физика горения и взрыва. – 1990. – №1. – С. 92-97.
- 75) *Калинчук В.В.* Горение капель бинарных смесей в потоке. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. – Одесса. – 1978. – 146 с.
- 76) *Витман А.Г., Кацнельсон Б.Д., Эфрос М.М.* Распыление жидкого топлива пневматическими форсунками. – В кн.: Вопросы аэродинамики и теплопередачи в котельно-топочных процессах. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 5–33.
- 77) *Блок А.Г., Кичкина Е.С.* Распыливание жидкого топлива механическими форсунками центробежного типа. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1958. – С. 48–58.
- 78) *Кулагин Л.В., Охотников С.С.* Сжигание тяжелых жидких топлив. – М.: Наука, 1967. – 280 с.
- 79) *Bachalo W.D.* Injection Dispersion and Combustion of Liquid Fuels. // 25-th Int. Symp. on Combust. – 1994.
- 80) *Блинов В.И., Худяев Г.Н.* Диффузионное горение жидкостей. – М.: АН СССР, 1961.
- 81) *Бахман Н.Н., Алдабаев Л.И., Сажинский Н.Д.* Диффузионное горение жидкостей. В кн.: Горение и взрыв. – М.: Наука, 1977. – С. 254–263.
- 82) *Чертков Я.Б.* Современные и перспективные углеводородные реактивные и дизельные топлива. – М.: Химия, 1968. – 356 с.
- 83) *Вильямс Ф.* Горение капель, имеющих одинаковый размер. / В кн.: Исследование ракетных двигателей на жидком топливе. – М.: Мир, 1964. – С.156–178.
- 84) *Hayashi S., Kumagai S., Sakai T.* Propagation Velocity and Structure of Flames in Droplet-Vapor-Air Mixture. – Combust. Scien. and Technol., 1976. – V.15. – P.169–177.
- 85) *Копыт Н.Х., Стручаев А.И.* Горение больших объемов диспергированных топлив. // ФГВ. – 1989. – № 3. – С. 21–28.

- 86) *Копыт Н.Х., Стручаев А.И.* Исследование распространения пламени по углеводородным парогазовым смесям. // Физика аэродисперсных систем. – 1981. – Вып. 34. – С. 115–122.
- 87) *Bull D.C., Mc-Leod M.A., Mizner C A.* Detonation of unconfined fuel aerosols. // 7–th Int. Col. on Gas Dynamic, Explosions and Reactive Systems. 1981. – P. 48–60.
- 88) *Williams F.A.* Detonation in dilute sprays. In Progress in aeronautics and rocketry. – N.–Y Acad. Press. 1962. – P. 99–114.
- 89) *Борисов А.А., Гельфанд Б.Е., Губин С.А.* Химическая физика процессов горения. Детонация. – Черногоровка, 1977. – С. 96.
- 90) *Ждан С.А.* Оценка энергий инициирования детонации распылов. // ФГВ. – 1984, № 6. – С. 138–141.
- 91) *Palmer K.N.* Dust Explosion and Fire. – London. Chapman and Hall, 1973. – 289 p.
- 92) *Корольченко А.Я.* Пожаровзрывоопасность промышленной пыли. – М.: Химия, 1986. – 216 с.
- 93) *Eckhoff Rolf K.* Dust Explosion in the Process Industries. – Cambridge. 1997. – 643 p.
- 94) *Кондратьев Е.Н., Шевчук В.Г., Полищук Д.И.* Анализ предельных условий распространения пламени в газовзвесах. // ФГВ. – 1981. – Т.17, № 5. – С. 125–127.
- 95) *Недин В.В., Нейков О.Д. и др.* Взрывоопасность металлических порошков. – Киев: Наукова думка, 1971. – 118 с.
- 96) *Горошин С.В., Агеев Н.Д., Шевчук В.Г., Золотко А.Н.* Гашение горячей аэровзвеси в узких каналах // Физика аэродисперсных систем. – 1982. – №21. – С. 50–55.
- 97) *Dallal D.R.* Further studies on the ignition and flame quenching dust clouds. – Proc. Roy. Soc., 1983. – A 385. – P. 1.
- 98) *Лейпунский О.И.* О зависимости от давления скорости горения черного пороха. // ЖФХ. – 1960. – Т.34, № 1. – С. 177–181.
- 99) *Nusselt W.* Die Verbrennung und die vergasung der Hopler arrf dem Rast. – 1924. – V. 68. – P. 124–130.
- 100) *Шевчук В.Г., Горошин С.В. и др.* Скорость распространения пламени в газовзвесах частиц магния. // ФГВ. – 1980. – Т.6, №1. – С. 57–63.
- 101) *Шевчук В.Г., Безродных А.К. и др.* Горение аэровзвесей частиц алюминия в свободном объеме. // ФГВ. – 1986. – Т.22, № 5. – С. 40–43.
- 102) *Cassel H.M.* U.S. Dept of Interior Bureau of Mines. – Report on Investigations, №6551, 1964.
- 103) *Goroshin S. and all.* Burning velocities in fuel –rich aluminium dust clouds. // 27–th Symp. on Combust., 1996. – P. 1961–1967.
- 104) *Горошин С.В., Агеев Н.Д. и др.* Вибрационное горение газовзвеси // ФГВ, 1981. – № 6.
- 105) *Асланов С.К., Шевчук В.Г. и др.* Закономерности вибрационного горения аэровзвесей. // ФГВ. – 1993. – Т.29, № 2. – С. 36–43.

- 106) Cassel H.M., Gupta A.K. Factors affecting flame propagation through dust clouds. // 3-d. Symp. on Combust. and Flame and Exp. Phenom. Baltimore, 1949. – P. 185–190.
- 107) Брынза В.Н., Бабайцев И.В., Панаев С.Г. Исследование скорости горения аэрозвеси порошка гидрида лития // ФГВ. – 1979. – Т.15, № 1. – С. 117–119.
- 108) Ионушас К.К., Тодес О.М. и др. Развитие механизма распространения пламени в аэродисперсных средах // ФГВ. – 1979. – Т.15, №5. – С. 53–57.
- 109) Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н. и др. Нестационарное распространение пламени в газозвесах частиц твердых горючих. // Физика аэродисперсных систем. – 1985. – Вып. 27. – С. 70–73.
- 110) Matsuda T. Ignition and Flame Propagation Characteristics of Flowing Dust-Air Mixtures in a Small Tube. *Archiwum Comdust.* – 1987. – V.7, № 3–4. – P. 237–255.
- 111) Wolanski P. Detonation in Dust Mixtures // *Proc Beijing. Int. Symp. Dust Exp. NEUT*, 1987, China. – P. 568–598.
- 112) Lee John H.S. Dust Explosions an overview. // 16-th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves. West Germany, July 26–31, 1987. – P. 21–33.
- 113) Tulis A.J. Unconfined Aluminum Particle Two - Phase Detonation in Air. // *Progress in Astronautics and Aeronautics*, 1984. – V.94. – P. 277–292.
- 114) Tulis A.J. Initiation and Propagation of Detonation in Unconfined Clouds of Aluminum Powder in Air. // *Proc. of 9-th Int. Semin. Pyrotechnics.*, 1984.
- 115) Borisov A.A., Gelfand B.E., Timofeev E.I. // *Progress in Astronautics and Aeronautics.* – 1984. – V.94.
- 116) Veyssier B. Double front detonations in gas – solid particle mixtures. // 9-th ICDERS, France, 1983.
- 117) Eggart H. and all. 18-th Int. Pyrotechn. Seminar. // III Research Institute, 1992. – P. 1083–1107.
- 118) Tulis A.J. Int. Symp. on Intense Dynamic Loading and its Effects. // Beijing Science Press. 1986. – P. 213–218.
- 119) Tulis A.J. and all. // 14-th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves New South Wales Univer. Press. 1983. – P. 447–454.
- 120) Tulis A.J. and all. Phenomenological Aspects in Explosive Powder/Gas Two – Phase Detonations. // 25-th Int. Symp. on Combustion. US, Irvine Univer., 1994.
- 121) Wolanski P. *Progress in Astronautics and Aeronautics* // AIAA. – 1991. – V.132. – P. 3.
- 122) Теорія розвитку та припинення горіння. Практикум. Ч. I: / О.В. Тарахно, Д.Г. Трегубов, К.В. Жернокльов, А.І. Шепелева, В.В. Коврегін — Х.: НУЦЗУ, КП «Міська друкарня», 2010. – 309 с.
- 123) Теорія розвитку й припинення горіння. Практикум. Ч. II: / О.В. Тарахно, Д.Г. Трегубов, К.В. Жернокльов, А.І. Шепелева, В.В. Коврегін — Х.: НУЦЗУ, 2010. – 314 с.
- 124) Калинчак В.В., Черненко О.С. Хімічна кінетика та масообмін: навчальний посібник. – Одеса: ОНУ, 2017. – 185 с.
- 125) Исаев С.И. Курс химической термодинамики. – М.: Высш. Шк., 1986. – 272 с.



Навчальне видання

**Шевчук Володимир Гаврилович  
Калінчак Валерій Володимирович  
Черненко Олександр Сергійович  
Орловська Світлана Георгіївна**

# **ПРИКЛАДНА ТЕПЛОФІЗИКА І ГАЗОДИНАМІКА ГОРІННЯ ДИСПЕРСНИХ СИСТЕМ**

**НАВЧАЛЬНИЙ ПОСІБНИК**

***В авторській редакції***

Підп. до друку 16.11.2020 р. Формат 60х84/16.  
Ум.-друк. арк. 13,25. Тираж 100 пр.  
Зам. № 2178.

**Видавець і виготовлювач  
Одеський національний університет  
імені І. І. Мечникова**

Україна, 65082, м. Одеса, вул. Єлісаветинська, 12  
Тел.: (048) 723 28 39. E-mail: [druk@onu.edu.ua](mailto:druk@onu.edu.ua)

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 4215 від 22.11.2011 р.