

УДК: 621.791; 533.9

Сидоров А.Е.¹, Шевчук В.Г.², Німич А.В.², Опарін А.С.¹,

¹Одеський національний університет ім. І.І. Мечникова, вул. Дворянська 2, Одеса, Україна, 65026. E-mail: makload@gmail.com

²Військова академія, вул. Фонтанська дорога 10, Одеса, Україна, 65026,

Фізичні аспекти пожежовибухонебезпеки горючого пилу. Частина 2. Автохвильові режими горіння.

В цьому огляді, виходячи з багатолітніх досліджень авторів, наведені узагальнені уявлення про закономірності спалахування і хвильового горіння металевого пилу. В першій частині обговорені закономірності спалахування, як результат дії нелінійних факторів термодинамічного типу (Ареніусівська залежність). В другій частині аналізуються закономірності поширення полум'я в пилу, зумовлені наявністю в активній системі нелінійностей гідродинамічного типу, які приводять до існування ламінарного, вібраційного і турбулентного полум'я. Обговорено вплив фізико-хімічних параметрів (сорт, дисперсність, концентрація пального) і гідродинамічних умов розповсюдження полум'я (реакційні труби різного діаметру і довжини, пилові хмари об'ємом $10 \div 40 \text{ м}^3$) на реалізацію вказаних режимів і їх характеристики.

Для ламінарного полум'я основна увага зосереджується на проблемі нормальної швидкості полум'я і концентраційних межах поширення полум'я. Для вібраційного полум'я (реакційні труби запалювали у відкритого кінця напівзакритої труби) аналізуються закономірності каскадних переходів – ламінарне полум'я \leftrightarrow вібраційне I типу \leftrightarrow вібраційне II типу \leftrightarrow турбулентне полум'я.

Турбулентне полум'я (реакційні труби, запалювання у закритого кінця) характеризується як каскад переходів – ламінарне полум'я \rightarrow турбулентне \rightarrow нелінійне вібраційне \rightarrow швидке язикове полум'я.

У вільних хмарах досліджується вплив фізико-хімічних параметрів і початкового рівня турбулентності на закономірності переходу ламінарне полум'я \rightarrow турбулентне полум'я, швидкості турбулентного полум'я, характерні значення числа Рейнольдса такого переходу.

Ключові слова: горіння, пил, метали, хмари, полум'я.

Вступ. Як зазначено в [1], горючий пил відноситься до класу так званих активних середовищ, тобто систем з потоковим зв'язком між елементами середовища і розподіленими (в макроскопічному сенсі) нелінійними джерелами енергії. В залежності від співвідношення між визначальними величинами – характерним часом реакції τ_p і теплопередачі τ_T – в такій системі можуть бути реалізовані три граничні режими – режим об'ємного реагування (він же індукційний, $\tau_p \gg \tau_T$), дифузійний режим ($\tau_p \ll \tau_T$) і хвильовий режим ($\tau_p \sim \tau_T$). Перший був детально проаналізований в попередній частині даної роботи [1], а аналіз третього надається нижче.

По своїй суті хвилі горіння являють собою яскравий приклад автохвиль в активному середовищі. В нашому випадку – це деякий температурний профіль (від початкової температури T_0 до температури горіння T_T), який розповсюджується по системі зі швидкістю, що не залежить від початкових та граничних умов (на віддаліні від джерела запалювання) і визначається тільки внутрішніми властивостями самої системи. Мабуть, найвдалішим механічним аналогом ав-

тохвиль є хвиля падіння вертикально стоячих кісток доміно, коли швидкість такої хвилі визначається тільки висотою і відстанню між ними і «не пам'ятає» як саме падає перша із них.

В той час, як для процесу спалахування визначальною є нелінійність термомікнетичного (ареніусівського, $\omega_p \sim e^{-E/RT}$) типу, для хвильового горіння дуже суттєвою може бути роль нелінійності гідродинамічного типу. Дійсно, фронт полум'я, що розповсюджується по вихідній горючій суміші, завжди підвладний різноманітним збудженням, котрі залежать як від фізико-хімічних параметрів середовища, так і від конкретних гідродинамічних умов протікання процесу горіння.

Тому в пилу, як і в газах, можлива реалізація ламінарного, вібраційного, турбулентного, детонаційного і перехідних між ними режимів розповсюдження полум'я. Звичайно в пилу всі характеристики хвилі горіння залежать не тільки від хімічного складу (як це має місце в газах, де пальне і окиснювач перемішані на молекулярному рівні), а й від дисперсних характеристик пального (параметрів функції розподілу частинок пилу за розміром).

Ламінарне полум'я. Ламінарне полум'я асоціюється з ламінарною течією вихідної суміші відносно фронту полум'я. Зазначимо, що в газах основною характеристикою являється нормальна швидкість полум'я, яка характеризує швидкість переміщення фронту полум'я вздовж нормалі до його поверхні і є фундаментальною властивістю горючої системи, що залежить тільки від фізико-хімічних параметрів системи.

Відразу ж відмітимо, що нормальна швидкість полум'я для пилу не входить в перелік нормативних показників пожежовибухонебезпеки [2]. Це призводить до того, що співставляти дані, отримані різними авторами за різними методиками, практично неможливо, оскільки вони здебільшого відносяться до видимої швидкості полум'я (v_v) в пилу.

Питання про можливість використання поняття нормальної швидкості полум'я v_n для пилу напряду пов'язане з механізмом теплопередачі у хвилі горіння. Нормальну швидкість полум'я можна вводити в тому випадку, коли радіус кривизни фронту полум'я набагато більший товщини передполум'яної зони і зони горіння. У випадку кондуктивного механізму теплопередачі (молекулярною теплопровідністю) товщина передполум'яної зони, як і в газах, мала (долі міліметра), товщина зони горіння – міліметри й сантиметри (в залежності від дисперсності пилу). В більшості випадків це значно менше, ніж характерні масштаби пального пристрою (радіуса труби або пальника, радіуса пилової хмари) і використання поняття нормальної швидкості (v_n) є виправданим. У випадку радіаційного механізму теплопередачі товщина передполум'яної зони визначається довжиною пробігу випромінювання у вихідному пилу і може складати десятки сантиметрів і навіть метри, тому можливість використання v_n більш ніж сумнівна.

Найбільш повне експериментальне дослідження цієї проблеми виконано в [3]. Проводились термопарні вимірювання температури полум'я в трубках,

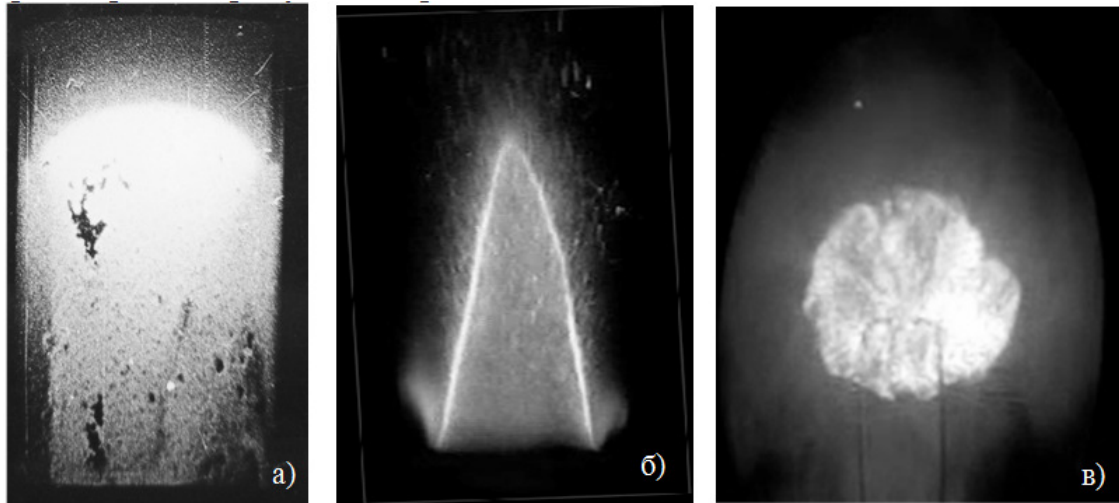


Рис. 1. Форма ламінарного фронту полум'я в пилу.
а) параболоїд; б) двофазний пальник; в) сферичне полум'я

вимірювання радіаційних потоків в малих ($V \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$) [4] і великих ($V \approx 10 \div 40 \text{ м}^3$) пилових хмарах. Ці експерименти, поряд з дослідженнями температурних полів в передполум'яній зоні заздалегідь перемішаних пилових факелів методами лазерної інтерферометрії [4] і дослідженнями функціональної залежності швидкості полум'я від розміру частинок і масової концентрації пального [5] (а вони суттєво різні для кондуктивного та радіаційного механізмів), дозволяють зробити висновок, що основний внесок в механізм теплопередачі в хвилі горіння пилу належить молекулярній теплопровідності. Це дозволяє, як і для газів, використовувати поняття нормальної швидкості ламінарного полум'я як об'єктивної фізико-хімічної характеристики горючого пилу.

Ламінарне полум'я досліджується у вертикальних трубах різної довжини і діаметра із запалюванням у верхнього або нижнього відкритого кінця. В цьому випадку $v_H = v_B S_B / S_n$, де v_B – видима швидкість, S_B – площа основи полум'я, S_n – площа його поверхні. Саме полум'я має форму параболоїда обертання, зверненого вершиною у вихідну суміш – рис. 1а.

В пилових, заздалегідь перемішаних факелах [4], полум'я має форму конуса. (рис. 1б), v_H знаходиться аналогічно. В малооб'ємних пилових хмарах в тонкостінних зондах фронт полум'я має близьку до сферичної форму (рис. 1 в), а нормальна швидкість визначається як $v_H = v_B / \varepsilon$, де $\varepsilon = T_r / T_0$ – ступінь теплового розширення продуктів згорання.

Приведенням видимої швидкості до її нормального значення вдається узгодити експериментальні дані, отримані в різних умовах. При цьому для v_H типовою є її відмінність від видимої швидкості полум'я (v_B) приблизно на 30%, що співставне з таким для газового полум'я.

В роботах [6,7] запропонована так звана широкозонна модель ламінарного полум'я в пилу, частинки якого горять в дифузійному режимі і для v_H отримано наступний вираз:

$$v_H^2 = \frac{3q\rho_g Dam_{O_2} k\beta_{cm} B}{(C_g\rho_g + C_s\rho_s) \left(1 + \frac{C_s B}{C_g\rho_g}\right) \rho_s (T_s^* - T_0) e^{2m} e^{2\sigma}} \quad (1)$$

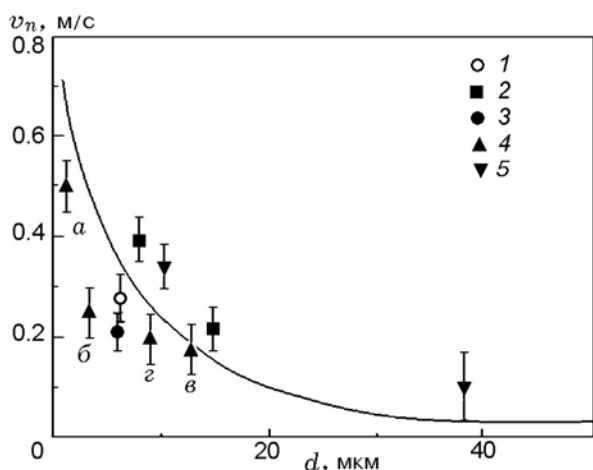


Рис. 2. Нормальна швидкість розповсюдження полум'я в аерозависі алюмінієвого пилу в залежності від розміру частинок. $B = 200 \text{ г/м}^3$.

- 1 – труба, $d = 0.056 \text{ м}$;
- 2 – вільні хмари (а - в – хмари об'ємом $V_0 = 4 \text{ л}$, з - $V_0 = 15 \text{ м}^3$);
- 3 – бунзенівський пальник [8];
- 4 – плоскополум'яний пальник [9];
- 5 – пласке полум'я у невагомості [10];
- суцільна лінія – кондуктивна модель [11].

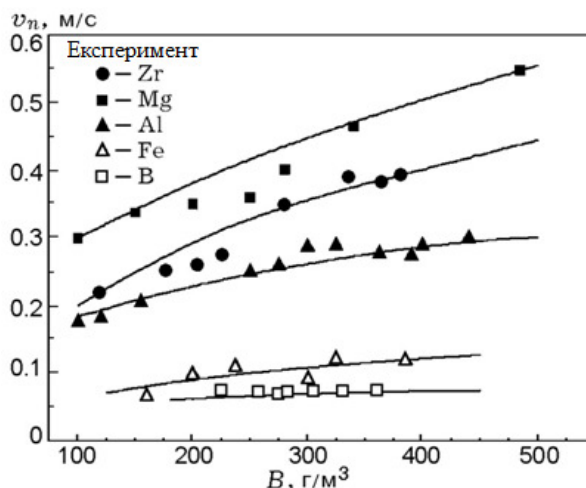


Рис. 3. Залежність нормальної швидкості полум'я від концентрації пального для різних металевих палих [12].

Тут q – питомий ефект згорання, B – масова концентрація пального, D – коефіцієнт дифузії кисню, a – коефіцієнт температуропровідності, $k = r_2/r_0$ – відношення радіуса зони горіння r_2 до початкового радіуса частинки r_0 , $\beta_{ст}$ – стехіометричний коефіцієнт, m_{O_2} – мольна доля кисню, C_s, C_g – теплоємності твердої і газової фази, ρ_s, ρ_g – відповідні густини, T_s^* – температура спалахування частинок, σ – дисперсія функції розподілу, m – медіанний розмір (для монодисперсного порошку $e^{2m} e^{2\sigma} = r_0^2$). Для алюмінію $\rho_s = 2.7 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$, $q = 3 \cdot 10^4 \text{ Дж/кг}$, $\beta_{ст} = 1.125$, $T_0 = 300 \text{ К}$, $T_s^* = 2300 \text{ К}$, $m_{O_2} = 0.23$, $k = 3.5$

Співвідношення експериментальних і розрахункових даних по залежності нормальної швидкості від розміру частинок для алюмінію наведено на рис.2. На рис.3. наведено аналогічне співвідношення для інших металевих палих у вигляді залежності v_n від концентрації пального.

Як прямує із наведеної інформації запропонована модель задовільно описує експериментальні дані в широкому діапазоні параметрів пилу. Зазначимо також що ця модель виявилась корисною і для опису залежності максимальної швидкості зростання тиску в замкнутій посудині (dP/dt) від концентрації і розміру частинок в алюмінієвому пилу [12].

Інша відмінна особливість пилового полум'я полягає в тому, що для кінетичного полум'я (частинки пилу горять в кінетичному режимі), як і для газів, максимальне значення нормальної швидкості полум'я реалізується для концентрацій твердої фази поблизу стехіометричного значення. Прикладом цьому може слугувати лікоподій [13], який є еталонним для пилу (перш за все у зв'язку з його монодисперсністю). Для пилу, частинки якого горять в дифузійному ре-

жимі, v_n^{max} відповідає концентраціям, що в декілька разів перевищують стехіометричні. Так із виразу (1) виходить, що v_n^{max} досягається при $B^{max} = \frac{C_g \rho_g}{C_s}$ (для цього необхідно покласти $dv_n^2/dB = 0$). Наприклад, для аерозавису частинок алюмінію АСД-1 [14], дослідженому в широкому діапазоні концентрацій $60 \div 1500$ г/м³ ($B_{стех} = 210$ г/м³, максимальне отримане значення становить $B_{експ}^{max} = 1300$ г/м³, а теоретичне $B_{теор}^{max} = 1200$ г/м³).

Це дає ще одну можливість зробити висновок про механізм горіння частинок у хвилі горіння, виходячи із експериментальних даних по залежності $v_n(B)$. Звернемо увагу ще на одну обставину. Здебільшого при дослідженні горіння за замовчуванням приймається, що пил монодисперсний, але у більшості випадків пил полідисперсний. Можливо тільки в роботі [1] цілеспрямовано досліджено вплив дисперсії функції розподілу (σ) на нормальну швидкість полум'я в аерозависах частинок алюмінію (розподіл вважався логарифмічно нормальним). Експериментально і теоретично (за формулою (1)) показано, що v_n зменшується із зростанням σ як результат зменшення питомої реакційної поверхні.

Цікавий також вплив форми частинок на швидкість полум'я. Із загальних міркувань слід очікувати, що розвинена поверхня частинки сприяє зростанню швидкості, хоча б внаслідок зменшення температури спалахування частинки у хвилі горіння. Знову таки в єдиній роботі [15], присвяченій цьому питанню, досліджені залежності $v_n(B)$ для сферичного і фрезерованого магнію в однаковому діапазоні розмірів частинок (після розсіювання на однакових ситах), показано, що швидкість полум'я зростає у випадку неправильної форми частинок.

Ще одне цікаве явище пов'язане з ламінарним полум'ям, що розповсюджується в трубі вздовж вектору сили тяжіння. При великих концентраціях твердої фази може мати місце концентраційна нестійкість [16] вона проявляється в тому, що початково ламінарна двофазна течія може приймати вихороподібний характер. При цьому полум'я набуває типову для турбулентного полум'я розвинуту структуру, а видима швидкість полум'я суттєво зростає. Фізична причина цього явища полягає в перебудові структури течії (самоорганізації під дією імпульсу твердої фази, що вноситься в систему в полі тяжіння). Оскільки момент імпульсу системи має залишатися незмінним, то створюються вихори з характерним розміром, порівняним з радіусом труби, при цьому вектор швидкості вздовж осі труби спрямований вгору, а на периферії вниз.

Із ламінарним полум'ям пов'язана ще одна важлива характеристика – нижня концентраційна межа розповсюдження полум'я ($B_{н.к.м.р.}$), це найменша концентрація пального, при якій полум'я здатне розповсюджуватись по ній на будь-яку відстань від джерела запалювання. В роботі [17] для $B_{н.к.м.}$ запропоновано вираз, який відображає динамічний характер передачі тепла у хвилі горіння :

$$B_{н.к.м.} = \frac{C_g \rho_g (T_g - T_0)}{q - C_s (T_g - T_0)} \frac{v_g}{v_g + v_{ст}} \quad (2)$$

В (2) T_g – температура спалахування (яка вважається однаковою для газу і частинок), $v_{ст}$ – швидкість стоксівського осідання пилу.

Із (2) слідує, що для полум'я, яке розповсюджується проти вектору сили тяжіння ($\uparrow v_B \downarrow v_{CT}$) треба вибрати знак "+" і відповідно, $B_{н.к.м.}$ нижче такого для "замороженого" пилу (такий пил можна отримати тільки в умовах невагомості). Це пов'язано з тим, що в такому двофазному середовищі швидкість осідання твердого компоненту більше швидкості газового, що призводить до збагачення зони горіння паливом. Швидкість осідання пилу як цілого може значно перевищувати швидкість осідання поодиноких частинок. Неврахування цієї обставини іноді призводить до того, що $B_{н.к.м.}$ приписують настільки низькі значення, що адіабатична температура згорання може виявитись нижчою, ніж температура спалахування пилу при цій концентрації. Зазначимо, що, як витікає із (2), швидкість осідання пилу може стати настільки значною ($v_{CT} \rightarrow v_B$, а знак «-»), що розповсюдження полум'я вниз стає неможливим навіть для дуже високих концентрацій. Також відмітимо, що для пилових хмар, в яких видима швидкість майже на порядок перевищує нормальну, вплив стоксівського осідання менш значимий. Ще одна важлива обставина пов'язана з тим, що $B_{н.к.м.}$ суттєво залежить від розміру частинок, а саме залежність $B_{н.к.м.}(r)$ має мінімум (і у випадку реакційних труб, і у випадку пилових хмар). Наявність цього мінімуму, для лінійного закону окиснення зумовлена, з одного боку, зменшенням температури спалахування із збільшенням r , з іншого – зростанням запізнювання температури частинок по відношенню до температури газу, пропорційним r^2 . Все сказане ілюструють експериментальні дані по залежності $B_{н.к.м.}(r)$, отримані в [17] аерозавису частинок магнію.

Вібраційний режим розповсюдження полум'я. Вібраційний режим розповсюдження полум'я в пилу, як і в газах, є результатом амплітудної модуляції полум'я акустичними коливаннями в стоячій акустичній хвилі, що генерується самим полум'ям, котре розповсюджується в умовах реакційних труб. Експериментально вібраційний режим цілеспрямовано досліджувався тільки в двох роботах – в [18] в умовах напівзакритих труб діаметром 5.6 см і довжиною 3.5 м і запалюванням у нижнього відкритого кінця труби в аерозависах Mg і Al; і в [19] в трубах діаметром 3.6 см і довжиною 1 м і запалюванні у верхнього відкритого кінця труби в аерозависах Mg, Al, Zr, Fe і їх сумішей. Результати цих досліджень можна підсумувати наступним чином:

1. Як і в газах, в пилу можуть існувати два типи вібраційного горіння – вібраційне полум'я першого типу з гладкою поверхнею і повздовжніми коливаннями фронту полум'я як цілого та вібраційне полум'я другого типу з поперечними хвилями на поверхні (рис. 4.). Другий режим є результатом Релей-Тейлорівської нестійкості межі розділу вихідної суміші й продуктів згорання під дією періодичних повздовжніх коливань. Перехід між цими режимами реалізується при безрозмірній амплітуді повздовжніх коливань $x^* = \frac{2\pi\nu x_0}{v_H} \approx 11 \div 13$, де ν - частота коливань, x_0 - амплітуда коливань. Це значення перевищує таку для газофазного полум'я $x^* \approx 6 \div 8$ [23].

2. Частота коливань відповідає першій лінійній моді, коли на довжині напіввідкритої труби поміщається чверть акустичної хвилі.
3. Коливання тиску по фазі випереджають коливання світимості фронту полум'я. Фазове співвідношення зростає зі збільшенням розміру частинок, наприклад, для магнію при $d = 7$ мкм, $\Delta\varphi = 15^\circ \div 20^\circ$, при $d = 30$ мкм, $\Delta\varphi = 45^\circ$. Необхідна умова існування вібраційного горіння $\Delta\varphi < 90^\circ$, отже слід очікувати існування граничних розмірів частинок, вище яких вібраційне горіння не має існувати.

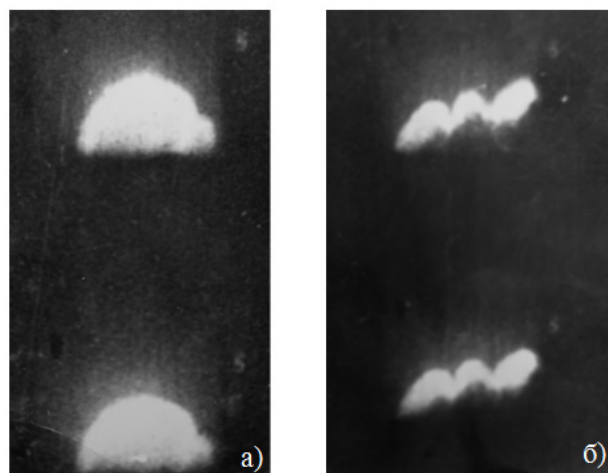


Рис.4. Форма полум'я при вібраційному горінні: а) перший тип; б) другий тип.

4. Найбільш ймовірним механізмом оберненого зв'язку між коливаннями тиску і масовою швидкістю горіння є періодичні коливання поверхні фронту полум'я поблизу стінок труби. Для цього необхідно, щоб товщина акустичного пограничного шару була меншою товщини темної зони (зони, в якій горіння відсутнє).
5. Граничні концентрації пального необхідні для існування I типу вище $B_{н.к.м}$ ламінарного полум'я і нижчі концентраційної межі переходу до II типу. Наприклад, для магнію ($d = 7$ мкм) $B_{н.к.м} = 55$ г/м³, I типу – $B_I \geq 75 \div 85$ г/м³, II типу – $B_{II} \geq 150$ г/м³; для $d = 30$ мкм $B_{н.к.м} = 50$ г/м³, $B_I \geq 120 \div 140$ г/м³, $B_{II} \geq 400$ г/м³; для $d = 50$ мкм вібраційне горіння не спостерігається.
6. В загальному випадку, в напіввідкритих трубах при запалюванні біля відкритого кінця при виконанні необхідних умов розповсюдження полум'я носить нестационарний характер і може розглядатися як наступний каскад переходів: ламінарне полум'я → вібраційне полум'я I типу → вібраційне полум'я II типу → турбулентне полум'я. загальна картина процесу аналогічна такій в газових горючих сумішах. Однак в пилу, який характеризується достатньо низькою видимою швидкістю полум'я на останній стадії ($v_g \leq 3$ м/с), може мати місце обернений перехід: вібраційне полум'я II типу → вібраційне полум'я I типу → ламінарне полум'я, а потім знову прямий перехід (рис. 5.).

В [19] наведена теоретична інтерпретація вищезазначених особливостей в рамках інтегральної теорії вібраційного полум'я, яка пояснює неоднократне збудження коливальних режимів розповсюдження хвилі полум'я в трубах, як результат зменшення (на відміну від газів) середньої швидкості полум'я при збудженні поперечної хвилі на поверхні полум'я.

Існування різних нестационарних структур ілюструє рис. 6. на якому показані фоторегістрограми полум'я, що поширюється в пилу алюмінію при різних значеннях концентрації пального (концентрація зростає зліва на право)

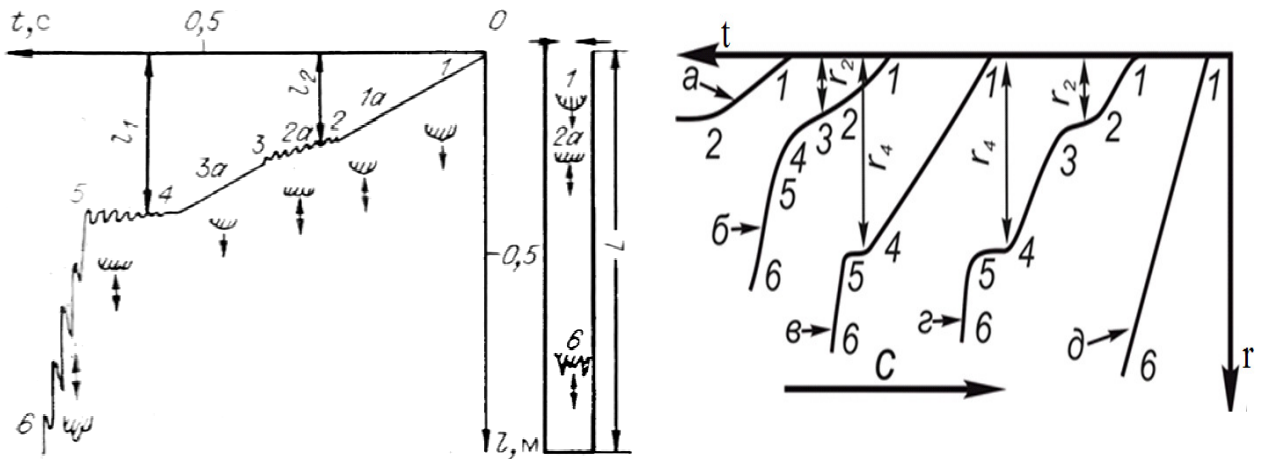


Рис. 5. Типова фоторегістограма полум'я, що поширюється з двома каскадами (Al, $B = 150 \text{ г/м}^3$, $L = 1 \text{ м}$)

Рис. 6. Характерні типи залежності повздовжньої координати фронту полум'я від часу: а) ламінарне полум'я із загасанням у фазі зворотної акустичної течії; б) м'який перехід від ламінарного до турбулентного полум'я з повздовжніми коливаннями фронту; в) різні одно каскадні переходи; г) двокаскадний перехід; д) ламінарне полум'я більшої стійкості.

Турбулентне полум'я в трубах. Пилове турбулентне полум'я, як і в газах зумовлене гідродинамічною нестійкістю ламінарного полум'я, перш за все, за рахунок течії розігрітих продуктів згоряння в напрямку розповсюдження полум'я. Тому воно найчастіше виникає в реакційних напівзакритих трубах при запалюванні у закритого кінця і в пилових хмарах при центральному запалюванні. Найбільш систематичні дослідження розвитку і особливостей турбулентного полум'я проведені в [20-21]. Експерименти проводились в трубах діаметром 5.6, 8.2 та 10.7 см та довжиною 3 м і 1.75 м, а також, у вільних пилових хмарах об'ємом $10 \div 40 \text{ м}^3$ для аерозависів Mg, Al (АСД-1, АСД-4, АМД), алюмінієвої пудри ПАП-1, ПАП-2, алюмо-магнієвого сплаву ПАМ-4.

Вивчався вплив концентрації пального, розміру частинок, довжини і діаметра труб, турбулізуючих елементів (сітки, комірки, спіралі). Типові залежності осереднених видимих швидкостей від координати фронту полум'я наведені на рис.7.

Встановлено, що закономірності швидкого горіння пилу в реакційних трубах зумовлені розвитком трубної турбулентності (механізм Щолкіна), амплітудною модуляцією фронту полум'я нелінійними акус-

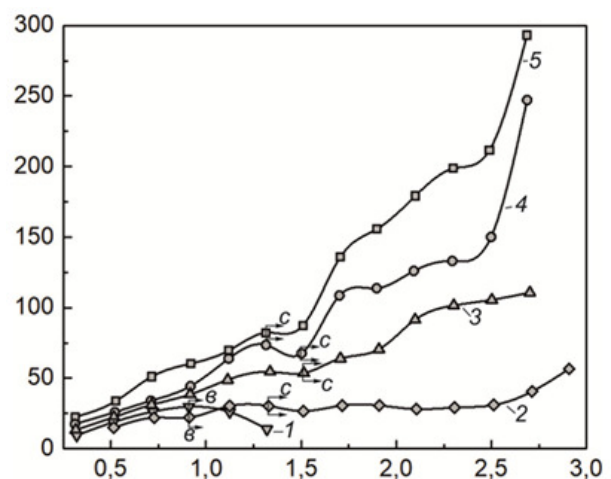


Рис.7. Розповсюдження полум'я в аерозависах частинок ПАМ-4 ($d = 14.5 \text{ мм}$) в трубах. $L = 3,5 \text{ м}$, $d = 5,6 \text{ см}$; B : 1 - 140 г/м^3 ; 2 - 160 г/м^3 ; 3 - 150 г/м^3 ; 4 - 300 г/м^3 ; 5 - 580 г/м^3 .

тичними коливаннями, які генеруються нестационарним полум'ям і ефектами трансформації поверхні полум'я під дією гідравлічного спротиву стінок труби (механізм Зельдовича).

В цілому картина виглядає як каскад переходів. Ламінарне на початку полум'я з типовою гладкою поверхнею (параболоїд обертання) і видимими швидкостями, які відповідають значенням при вільному відтіканні продуктів згорання, помноженим на ступінь теплового розширення газу ($\epsilon = T_2/T_0$), переходить в турбулентний режим, приблизно на відстані 15 діаметрів труби, що відповідає змиканню турбулентних пристінних граничних шарів. При цьому, поверхня полум'я приймає характерну для турбулентного полум'я розвинену структуру, а швидкість приблизно на порядок перевищує таку в ламінарному режимі. Потому, в стовпі газозавису збуджуються нелінійні акустичні повздовжні коливання (число повних циклів коливань складає $2 \div 5$ і зменшується зі збільшенням концентрації). При цьому частота коливань в двічі менша ніж у випадку лінійних коливань, а амплітуда коливань тиску досягає ~ 0.03 атм, що на порядок перебільшує таку у лінійному випадку. Це дозволяє інтерпретувати їх як перший нелінійний резонанс стовпа палаючого пилу. На рис. 7. ці коливання не показані, а наведені лише осереднені значення швидкості. Зазначимо, що аналогічне явище має спостерігатися і в гомогенних газових сумішах при їх запалюванні у закритого кінця труби. Так, згідно даних, приведених в [23], при розповсюдженні полум'я у сумішах C_6H_6 і повітря в трубі довжиною 1 м спостерігаються коливання з частотою ~ 50 Гц (першому лінійному резонансу відповідає частота ~ 85 Гц) хоча пояснення цьому ефекту не надається.

На відстані приблизно $23 \div 28$ діаметрів труби (початок цієї стадії на рис.7. позначено індексом «С») починається стадія прискорення полум'я. Початку цієї стадії відповідає різка зміна характеру розповсюдження полум'я: розвинута, характерна для турбулентного полум'я, структура приймає форму витягнутого в сторону вихідної суміші «язика».

«Язик» зазвичай рухається вздовжосі труби і не заповнює всього перерізу (стінки труби залишаються чистими без слідів осадження продуктів згорання, як це відбувається на попередній стадії). Його поверхня майже на порядок перевищує площу перерізу, відповідно видима швидкість зростає, досягаючи при цьому для найбільш активних горючих Mg, АСД-4, АМД, ПАМ-4 значень близьких до швидкості звуку. Для труб довжиною 1.75 м ці ефекти не спостерігаються, оскільки їх довжина менша характерної відстані переходу до стадії «С». З нашої точки зору фізична причина даного ефекту полягає в тому, що тертя на стінках труби в стадії «С» не можна компенсувати перепад тиску у фронті полум'я, що і приводить до прискорення полум'я.

Нарешті, зауважимо, що зменшення розміру частинок і збільшення концентрації (загалом збільшення питомої реакційної поверхні твердої фази), зменшення діаметру труби, а також, наявність елементів які сприяють появі турбулентності (сотових комірок - «хонекомб», спіралей, які розміщені на внутрішній поверхні труби, та ін.) завжди приводять до інтенсифікації процесу розповсюдження полум'я. Це і зрозуміло, оскільки ці фактори або збільшують нормальну швидкість, або виникають додаткові збурення поверхні полум'я.

Полум'я у вільних пилових хмарах. Експериментально досліджувався процес розповсюдження полум'я в пилових хмарах об'ємом $10 \div 50 \text{ м}^3$ [21]. Використовувався пневмоімпульсний спосіб створення хмари і центральне запалювання електричною іскрою. Проводилась швидкісна кіно- і фотофіксація процесу горіння і оптико-спектральних характеристик полум'я.

Умовно весь процес згортання хмар можна розділити на три стадії: формування хмари, розповсюдження полум'я по хмарі, формування і рух інтенсивного терміка (рис. 8)

Час формування хмари ($0.01 \div 0.15 \text{ с}$) залежить від початкової маси пального і робочого тиску в імпульсі. В початковий момент хмара сильно турбулізована, що зумовлено імпульсним способом його створення, однак через $0,2 \div 0,3 \text{ с}$ порошок в хмарі зависає і починається процес дифузійного розмивання і осідання хмари, який триває $0.6 \div 1.2 \text{ с}$, в залежності від вихідних параметрів. Момент зависання хмари є найбільш прийнятним для запалювання. Спеціальні дослідження показали, що нерівномірність розподілу концентрації в хмарі не більше ніж 30% від середнього значення, яке в подальшому і використовувалось. Типова динаміка горіння пилової хмари у вигляді залежності радіуса зони горіння від часу наведені на рис. 9. Так τ - час затримки запалювання після зависання хмари.

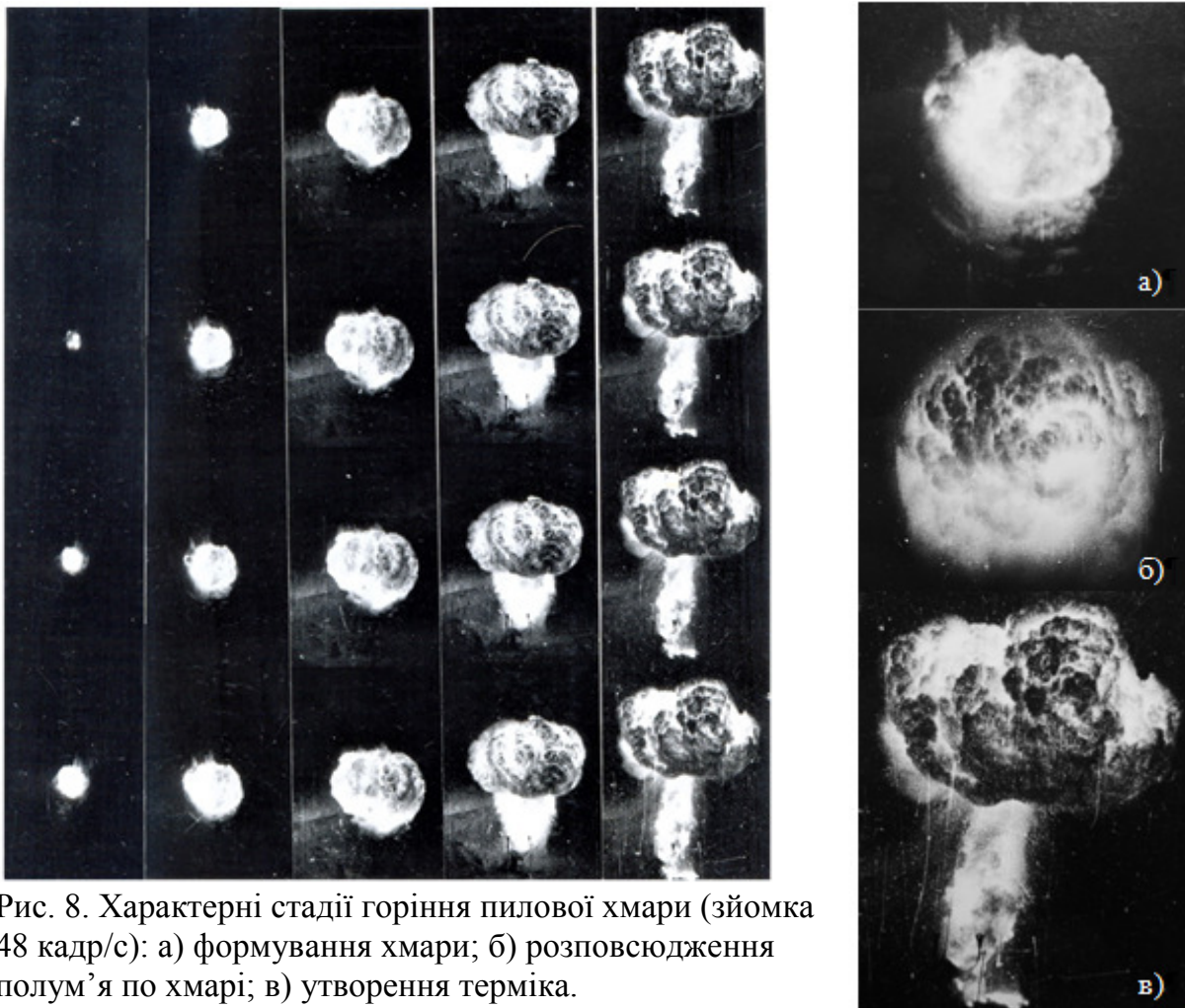


Рис. 8. Характерні стадії горіння пилової хмари (зйомка 48 кадр/с): а) формування хмари; б) розповсюдження полум'я по хмарі; в) утворення терміка.

Як видно із рис.9, при достатньо великих періодах затримки запалювання τ , коли затухають початкові турбулентні пульсації, зумовлені пневмоімпульсним способом створення пилової хмари, вдається спостерігати перехід від ламінарного до турбулентного режиму розповсюдження полум'я. Цей перехід ототожнюється з різким збільшенням швидкості полум'я (похідної dR/dt). При зменшенні τ спостерігається скорочення перехідної ділянки, а при запалюванні хмари на стадії її створення ($\tau \rightarrow 0$) відразу реєструється розвинений турбулентний режим. Причому, що особливо

важливо, середнє значення видимої турбулентної швидкості не залежить від τ (при інших незмінних параметрах). Тобто, початкова турбулентність пилу впливає в основному на величину перехідної ділянки, але не позначається на значеннях швидкості в режимі розвинутої турбулентності. Отже, отримані швидкості є швидкостями автотурбулентного горіння пилу. Образно говорячи, початкова турбулентність – “спусковий гачок” для наступного автотурбулентного процесу горіння.

Відмітимо також, що при дослідженнях вибухових характеристик пилу в умовах малооб'ємних емностей сталого об'єму як в наших роботах [12] так і в роботах багатьох інших авторів показано, що максимальний тиск вибуху P_{max} приймає близькі значення в різних екстремальних умовах. Це і зрозуміло, оскільки P_{max} по суті є термодинамічною характеристикою пилу, а максимальна швидкість зростання тиску $(dP/dt)_{max}$, яка будучи динамічною характеристикою, пов'язана саме з режимом розповсюдження полум'я, для різних методик може відрізнятися більше, ніж на порядок. Це пов'язано саме з початковим рівнем турбулентності в хмарі. Отже, для об'єктивізації $(dP/dt)_{max}$ як показника пожежовибухонебезпеки горючого пилу, необхідна стандартизація експериментальної процедури отримання цієї величини.

Повертаючись до горіння вільних пилових хмар, констатуємо, що видимі швидкості поширення полум'я (швидкості на практично лінійній залежності $R(t)$), а отже і інтенсивність турбулентності, що генерується полум'ям, в значній мірі визначається фізико-хімічними параметрами пилу (сорт, дисперсність, концентрація пального). Вони змінюються в широкому діапазоні, від ~ 10 м/с (для АСД-1) до ~ 450 м/с (ПАП-2). Оцінки числа Рейнольдса $Re = R^* \frac{v}{\nu}$, де R^* - радіус фронту в точці яка відповідає злому залежності $R(t)$, ν - швидкість в цей момент, ν - кінематична в'язкість холодного газу, що відповідає переходу від ламінарного до турбулентного режиму дають величину, що знаходиться в

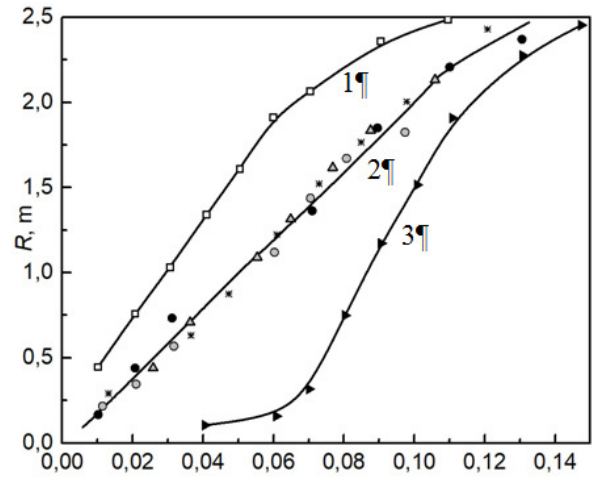


Рис.9. Динаміка горіння аерозавису частинок алюмінієвої пудри ПАП-2.

1 – $B = 74 \text{ г/м}^3$, $\tau = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$; 2 – $B = 62 \text{ г/м}^3$, $\tau = 0,1 \text{ с}$; 3 – $B = 93 \text{ г/м}^3$, $\tau = 0,4 \text{ с}$.

діапазоні $10^5 \div 10^6$. Це дещо більше, ніж в газових сумішах і близько до критичних значень Re , отриманих К.І. Щолкіним[22] для газового сферичного полум'я.

Процес згорання пилових хмар з високими швидкостями реагування (ПА-2, ПАП-1, ПАМ) закінчується формуванням інтенсивного терміка з продуктів згорання, об'єм яких перевищує в $5 \div 6$ разів початковий об'єм хмари, тороїдальний вихор, який при цьому утворюється, типовий для інтенсивних вибухів в атмосфері.

На закінчення зазначимо, що описані вище підходи пізніше були використані авторами для дослідження горіння більш складних гібридних систем – механічних сумішей (Mg – Al, Mg – Zr, Al – Fe, та ін.), боридів і гідридів металів.

Висновки. Проведені дослідження дозволили провести порівняння процесів розповсюдження полум'я у газозависах (пилу) частинок твердих паливних і гомогенних газових сумішах і виявити їх спільні та відмінні риси.

Спільними для газофазних і гетерогенних сумішей є:

- визначальна роль гідродинамічних факторів в реалізації ламінарного, вібраційного і турбулентного режимів горіння;
- домінуючий механізм теплопередачі у хвилі горіння за рахунок молекулярної теплопровідності;
- подібність механізмів оберненого зв'язку які відповідають за існування вібраційних режимів горіння;
- якісна картина та основні фізичні причини, що зумовлюють перехід до турбулентного горіння. Ця спільність зумовлена близькістю основних теплофізичних параметрів пилу (теплопровідність, в'язкість, стиснення, швидкість звуку і тп.) до таких в газах, оскільки в реальному діапазоні параметрів пилу об'ємна доля дисперсної фази мала ($\beta \leq 0.01$).

Відмінності, характерні для зазначених систем, пов'язані з:

- існуванням додаткових, порівняно з газами, просторових і часових масштабів, що визначаються дисперсною фазою та зумовлюють (при заданому хімічному складі суміші та гідродинамічних умовах) можливість існування широкого діапазону швидкостей полум'я і різних режимів хвильового горіння;
- існування адіабатичної нижньої, концентраційної межі поширення полум'я та широкого діапазону її значень в залежності від дисперсних характеристик пального;
- більшу стійкість зони горіння до різноманітних збурень;
- більшу роль радіаційних ефектів.

Література:

1. Буланін Ф.К., Німіч А.В., Опарін А.С., Сидоров О.Є., Шевчук В.Г. Фізичні аспекти пожежо-вибухонебезпечності горючого пилу. Частина 1. Займання// Фізика аеродисперсних систем. – 2022. – №60. – С. 93-104.
2. ДСТУ 2273:2006 Протипожежна техніка. Терміни та визначення основних понять [Чинний від 01.07.2007]. Київ Держ. стандарт. 2007. – 28с.

3. Шевчук В.Г., Безродных А.К., Бойчук Л.В., Кондратьев Е.Н. О механизме ламинарного пламени в аэровзвесах металлических частиц // Физика горения и взрыва. – 1988. – Т.24, № 2. – С.85-89.
4. Агеев Н.Д., Горошин С.В., Золотко А.Н. и др. Скорость стационарного пламени в газовзвесах алюминия / В сб.: Химическая физика процессов горения и взрыва: Горение гетерогенных и газовых систем. - Черногловка: ОИХФ РАН, 1989. – С. 83 - 85.
5. Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Золотко А.Н., Сидоров А.Е., Опарин А. С. Волновые режимы горения пыли // Физика горения и взрыва. – 2014. – Т.50, №1. – С.90-96.
6. Сидоров А.Е., Шевчук В.Г. Ламинарное пламя в мелкодисперсных пылях // Физика горения и взрыва. – 2011. – Т.47, №5. – С. 24-28.
7. Опарин А.С., Сидоров А.Е., Шевчук В.Г. Ламинарное пламя в полидисперсных аэровзвесах частиц алюминия // Физика горения и взрыва. – 2015. – Т.51, №6. – С. 22-24.
8. Cassel H. M. Some fundamental aspects of dust flames // Rep. Inv. 6551. US Bureau of Mines. – 1964. – P. 1–51.
9. Cassel H. M., Das Gupta A. K., Guruswamy I. Factors affecting flame propagation through dust clouds. – Third Symp. on Combustion, Baltimore, 1949. – P. 185–190.
10. Ballal D. R. Flame propagation through dust clouds of carbon, coal, aluminium in an environment of zero gravity. // Proc. Roy Soc. London. 1983. – Vol. A 385. – P. 21–51.
11. Асланов С.К., Шевчук В.Г. та ін. Закономерности вибрационного горения аэровзвеси // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т.29, №2. – С. 36-43.
12. Опарин А.С., Буланин Ф.К., Сидоров А.Е., Полетаев Н.И., Шевчук В.Г. Взрывные характеристики алюминиевой пыли // Горение и плазмохимия. 2019. – №17. – С. 86-94.
13. Шевчук В.Г., Бойчук Л.В., Сидоров А.Е. Распространение пламени в аэровзвесах частиц твердых углеводородных горючих // Физика аэродисперсных систем. – 2002. – №39. – С. 82-86.
14. Сидоров А.Е., Кондратьев Е.Н., Бойчук Л.В., Шевчук В.Г. Горение алюминиевой пыли при больших концентрациях горючего // Горение и плазмохимия. – 2005. – Т.3, №3. – С.221-226.
15. Сидоров А.Е., Кондратьев Е.Н., Бойчук Л.В., Шевчук В.Г. Влияние формы частиц на горение пылей // Физика аэродисперсных систем. – 2004. – №41. – С.223-228.
16. Шевчук В.Г., Бойчук Л.В., Иванов С.Ю. Естественно-конвективная неустойчивость в горящих пылях // Физика аэродисперсных систем. – 2001. – №38. – С.99-105.
17. Кондратьев Е.Н., Шевчук В.Г., Полищук Д.И. Анализ предельных условий распространения пламени в газовзвесах // Физика горения и взрыва. – 1981. – Т.17, № 5. – С.125-127.
18. Горошин С.В., Шевчук В.Г., Агеев Н.Д. Вибрационное горение газов звесей // Физика горения и взрыва. – 1981. – Т.17, № 6. – С.15-20.

19. Асланов С.К., Шевчук В.Г., Костышин Ю.Н., Бойчук Л.В., Горошин С.В. Закономерности вибрационного горения аэровзвесей // Физика горения и взрыва. – 1993. – Т.29, № 2. – С.36-43
20. Шевчук В.Г., Кондратьев Е.Н., Бойчук Л.В., Золотко А.Н. Высокоскоростные режимы волнового горения газовзвесей в полужакрытых трубах // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т.22, № 2. – С.40-45.
21. Шевчук В.Г., Безродных А.К., Кондратьев Е.Н., Иванов В.Н. Горение аэровзвесей частиц алюминия в свободном объеме // Физика горения и взрыва. – 1986. – Т.22, № 5. – С. 40-43.
22. Математическая теория горения и взрыва / Зельдович Я.Б., Баренблатт Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.М. – Москва: Наука, 1980. – 478 с.
23. Кескан В. Исследование вибрирующих пламен. Вопросы горения и детонационных волн: Четвертый симпозиум (международ.) по вопросам горения и детонационных волн. М.: Гос. изд-во оборон. пром-сти, 1958. – С.399-410.

V.G. Shevchuk, A.V. Nimych, A.S. Oparin, A.E. Sidorov

***Physical aspects of the fire and explosion hazard of combustible dust.
Part 2. Self-wave modes of combustion.***

Summary

In present review, based on the authors' long-term research, generalized ideas about the ignition patterns and metal dust wave burning are given. The first part discusses patterns of ignition as a result of the action of non-linear thermokinetic type factors (Arrhenius dependence). The second part analyzes the flame propagation patterns in dust caused by the presence of hydrodynamic nonlinearities in the active system, which lead to the existence of laminar, vibrational, and turbulent flames. The influence of physico-chemical parameters (type, dispersion, concentration of fuel) and flame propagation hydrodynamic conditions (reaction pipes of different diameters and lengths, dust clouds with a volume of $10 \div 40 \text{ m}^3$) on the indicated modes implementation and their characteristics are discussed.

For laminar flames, the main focus is on the problem of normal flame speed and flame propagation concentration limits. For a vibrating flame (reaction tubes were ignited at the open end of a semi-closed tube), the regularities of cascade transitions are analyzed – laminar flame \leftrightarrow vibrational type I \leftrightarrow vibrational type II \leftrightarrow turbulent flame.

Turbulent flame (reaction pipes, sealing at the closed end) is characterized as a cascade of transitions - laminar flame \rightarrow turbulent \rightarrow nonlinear vibration \rightarrow fast tongue flame.

In free clouds, the physico-chemical parameters influence and the initial turbulence level on the regularities of the laminar flame \rightarrow turbulent flame transition, the turbulent flame velocity, and the characteristic values of the Reynolds number for which such a transition occurs is investigated.

Key words: burning, dust, metals, clouds, flames.