

УДК 536.46

ВОЛНОВЫЕ РЕЖИМЫ ГОРЕНИЯ ПЫЛИ

В. Г. Шевчук, Е. Н. Кондратьев, А. Н. Золотко, А. Е. Сидоров,
А. С. ОпаринИнститут горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета
им. И. И. Мечникова, 65026 Одесса, Украина, incomb@ukr.net

Экспериментально исследована скорость ламинарного пламени в пылевых облаках частиц Al, Mg, Zr, Fe, В в зависимости от физико-химических параметров (концентрации и компонентного состава горючего, распределения частиц по размерам) и гидродинамических условий процесса горения (полуоткрытые трубы, свободные облака аэрозвесей). Установлено, что преимущественный вклад в общий теплоперенос в волне горения вносит кондуктивная теплопроводность. Экспериментально изучены основные причины неустойчивости ламинарного пламени (акустические возмущения, межфазный обмен, вынужденная и естественная конвекция), переходные явления и закономерность вибрационного и турбулентного горения пыли.

Ключевые слова: пыль, распространение пламени, ламинарный, турбулентный, вибрационный режим, неустойчивость.

ВВЕДЕНИЕ

Горючие системы (газ, аэрозоль, пыль) представляют собой класс так называемых активных систем, характеризующихся непрерывно распределенными (в макроскопическом смысле) нелинейными источниками энергии и потоковой (диффузионной) связью между элементами среды. Процессы их реагирования описываются квазилинейными дифференциальными уравнениями параболического типа:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{f(T)}{\tau_r}, \quad (1)$$

где $f(T)$ — функция аррениусовского вида, связанная с нелинейными источниками, a — коэффициент температуропроводности, τ_r — характерное время реакции.

В зависимости от соотношения между характерным временем теплопередачи в системе $\tau_t \sim L^2/a$ (L — характерный размер системы) и характерным временем реакции τ_r возможны следующие режимы:

- а) индукционный ($\tau_t \ll \tau_r$, теплопередачей вдоль системы можно пренебречь) — самовоспламенение газов, частиц, пылей [1–3];
- б) диффузионный ($\tau_t \gg \tau_r$, скорость реакции очень большая) — горение капель и частиц, газовые и пылевые диффузионные факелы [4];

в) автоволновой ($\tau_t \sim \tau_r$) — распространение пламени по системе с характерной скоростью $v \sim \sqrt{a/\tau_r}$, являющейся собственным числом уравнения (1) и зависящей только от внутренних свойств системы.

Существование этих режимов обусловлено нелинейностью термокинетического (аррениусовского) типа $f(T)$.

Поскольку горение всегда сопровождается течением исходной смеси и продуктов сгорания, в автоволновом режиме проявляется нелинейность гидродинамического типа, обуславливающая существование различных гидродинамических режимов горения: ламинарного, вибрационного, турбулентного, детонационного и переходных между ними. Реализация этих режимов определяется развитием неустойчивости, основными причинами которой являются собственно гидродинамическая неустойчивость пламени, акустические возмущения, межфазное взаимодействие, естественная и вынужденная конвекция, турбулизация течения на препятствиях.

В отличие от газов, где горючее и окислитель перемешаны на молекулярном уровне, в пылях существуют дополнительные пространственные и временные масштабы, связанные с размером частиц и расстоянием между ними. Они, в свою очередь, приводят к зависимости скорости горения от размера частиц и их концентрации, а также к изменению режима горения при изменении дисперсных характери-

стик пыли при заданной концентрации (заданном химическом составе).

ЛАМИНАРНОЕ ПЛАМЯ

Ламинарный режим распространения пламени в пыли может быть реализован в горелках (плоскопламенная горелка [5] и бунзеновская горелка [6, 7]), полуоткрытых трубах при зажигании у открытого конца [8], в свободных пылевых облаках [8], в условиях нулевой гравитации [9]. Основная сложность при исследовании ламинарного пламени — выявление механизма теплопередачи в волне горения (речь идет о соотношении кондуктивной и радиационной теплопередачи) и, соответственно, возможности применения понятия нормальной скорости пламени в пыли [10].

В целях экспериментального исследования этого вопроса были проведены термопарные измерения температуры фронта пламени в трубах, а также измерения интегрального потока излучения горящих частиц диаметром $0.2 \div 20$ мкм [11], радиационных характеристик малых ($V \approx 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$) и больших ($V \geq 10 \text{ м}^3$) горящих пылевых облаков частиц алюминия и магния [8]. Эти эксперименты, наряду с исследованием температуры в предпламенной зоне предварительно перемешанного пылевого факела методами лазерной интерферометрии [7] и изучением функциональной зависимости скорости ламинарного пламени от размера частиц и концентрации горючего [8], позволяют сделать вывод, что основной вклад в теплоперенос в волне горения вносит молекулярная теплопроводность. В этом случае характерная ширина зоны горения и предпламенной зоны зачастую значительно меньше характерного размера системы L (диаметр трубы или горелки, радиус облака). Это позволяет, как и в случае газовых смесей, использовать понятие нормальной скорости пламени как физико-химической характеристики горючей пыли (рис. 1).

В работе [12] нами предложена широкозонная модель ламинарного пламени в пылевых облаках мелкодисперсных частиц, горящих в диффузионном режиме, и найдено выражение для нормальной скорости пламени:

$$v_n^2 = \frac{Q D a \rho_g m_{O_2}}{(c_g \rho_g + c_s B)[1 + c_s B / (c_g \rho_g)]} \times \frac{\alpha_{st} 3 B k}{r_0^2 \rho_s (T_{s,ign} - T_0)}. \quad (2)$$

Здесь Q — тепловой эффект реакции на единицу массы окислителя; D — коэффициент диффузии; ρ_g, ρ_s — плотности газа и горючего; c_g, c_s — теплоемкости газовой и твердой фаз; B — массовая концентрация частиц; α_{st} — стехиометрический коэффициент в реакции окисления; m_{O_2} — массовая доля окислителя; $T_0, T_{s,ign}$ — начальная температура и температура воспламенения частиц (принимается равной температуре самовоспламенения); r_0 — начальный радиус частиц; k — отношение радиуса зоны горения индивидуальной частицы к ее радиусу. Данное соотношение хорошо отражает зависимость нормальной скорости от размера частиц и концентрации (рис. 1, 2). Более

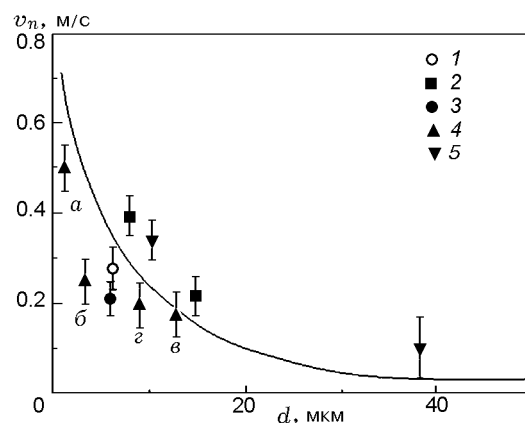


Рис. 1. Нормальная скорость пламени в аэрозвесах частиц алюминия:

1 — труба, $d = 0.056 \text{ м}$; 2, а-в — облака объемом $V_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, з — $V_0 = 15 \text{ м}^3$; 3 — бунзеновская горелка [5]; 4 — плоскопламенная горелка [6]; 5 — плоское пламя в невесомости [9]; сплошная линия — кондуктивная модель [8]

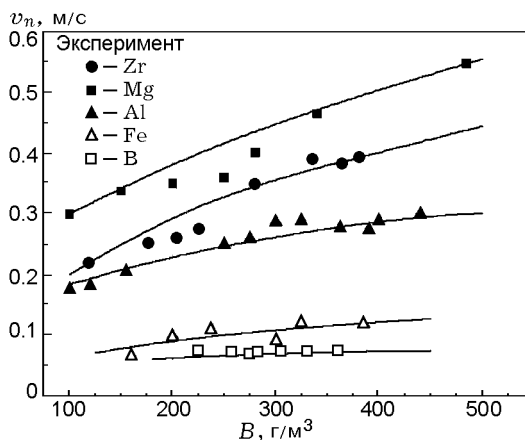


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости пламени от концентрации горючего

того, из соотношения (2) следует, что максимальное значение скорости пламени достигается при массовой концентрации частиц $B_{\max} = c_g \rho_g / c_s$, намного большей стехиометрической концентрации. Например, для аэровзвеси частиц алюминия $B_{\max} = 1150 \text{ г/м}^3$, что соответствует экспериментальным данным [13, 14].

Отметим, что при высокой концентрации твердой фазы значительную роль играют эффекты, обусловленные межфазным взаимодействием [15]. Так, для пламен, распространяющихся в полуоткрытых вертикальных трубах диаметром 5.6 см и длиной 3.5 м при зажигании пыли у нижнего открытого конца (Al, $r_{10} = 6.8 \text{ мкм}$), при $B > 400 \text{ г/м}^3$ видимая скорость пламени начинает существенно возрастать (рис. 3).

При этом характер процесса горения изменяется: пламя приобретает развитую структуру, характерную для турбулентного пламени. Это обусловлено тем, что вследствие межфазного обмена течение исходной смеси становится вихревым, скорость по оси трубы направлена вниз, а на периферии — вверх. Как результат, скорость оседания взвеси возрастает; из-за взаимодействия вихрей с фронтом пламени последний турбулизуется. Определение нормальной скорости пламени становится невозможным.

Другим важным фактором, влияющим на скорость пламени в полидисперсной пыли, является ширина функции распределения частиц по размерам σ (логарифмически-нормальное распределение):

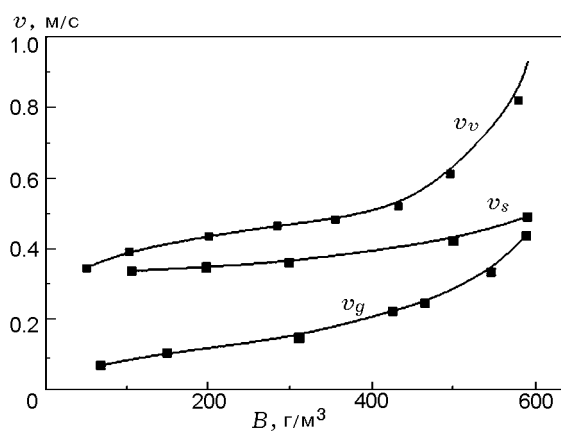


Рис. 3. Скорость оседания облака частиц в трубе (v_s), скорость газа (v_g), увлекаемого частицами, и видимая скорость пламени (v_v) в зависимости от концентрации алюминия

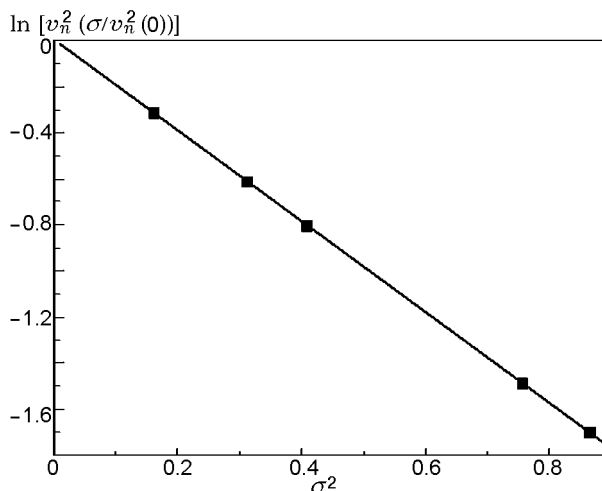


Рис. 4. Зависимость нормированной нормальной скорости пламени от дисперсии функции распределения σ (алюминий, $m = 3 \text{ мкм}$, $B = 300 \text{ г/м}^3$, $v_n(0) = 0.34 \text{ м/с}$)

$$f(d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma d} \exp\left(\frac{(\ln d - \ln m)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (3)$$

где m — медианный диаметр, $\sigma^2 = (\ln d - \ln m)^2$ — дисперсия.

Как следует из рис. 4 (свободные пылевые облака объемом $V_0 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$, зажигание электрической искрой в центре облака), скорость пламени уменьшается с ростом σ , что обусловлено уменьшением площади удельной реакционной поверхности.

При заданной концентрации твердой фазы нормальную скорость пламени можно изменить, варьируя компонентный состав горючего в смесях различных порошков. Такие опыты проведены нами со смесями Al + Fe, Zr + Fe, Al + Zr, Al + В в вертикальных полуоткрытых трубах диаметром 3.5 см, длиной 1 м при зажигании пыли у верхнего открытого конца (подробно методика изложена в [15]). Некоторые результаты таких исследований иллюстрирует рис. 5.

Влияние формы частиц на горение пыли изучалось нами [16] на примере аэровзвесей частиц магния сферической и неправильной формы в трубах диаметром 5.6 см, длиной 3.5 м при зажигании пыли у нижнего открытого конца (рис. 6). Развитая поверхность частиц способствует увеличению скорости пламени.

Наконец, нами экспериментально установлено, что естественная конвекция оказывает влияние только на пламена, распространяю-

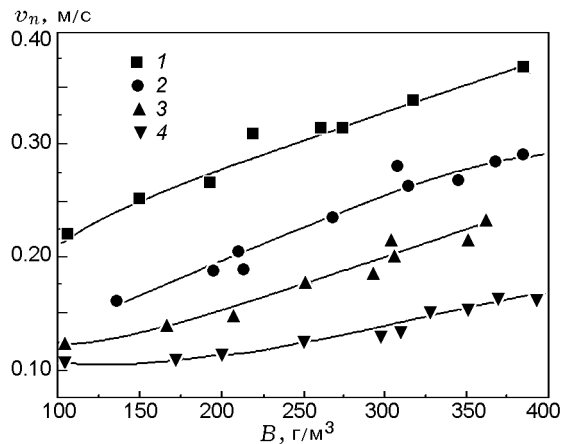


Рис. 5. Зависимость нормальной скорости пламени от общей концентрации горячего в аэровзвесах частиц алюминия и магния:

1 — 100 % Mg, 2 — 50 % Mg + 50 % Al, 3 — 25 % Mg + 75 % Al, 4 — 100 % Al, $d_{10}^{\text{Al}} = 14.5$ мкм, $d_{30}^{\text{Mg}} = 7$ мкм

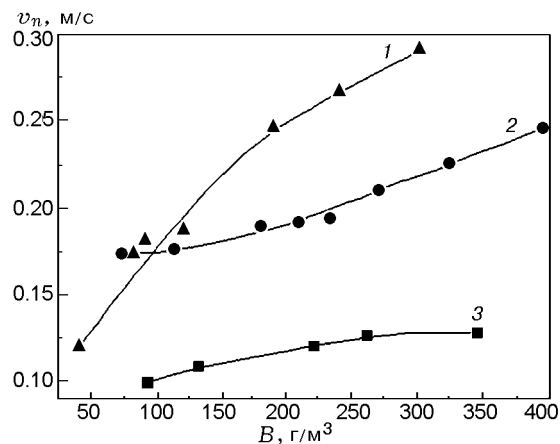


Рис. 6. Нормальная скорость пламени в аэровзвесах частиц магния сферической и неправильной формы:

1 — магний фрезерованный полидисперсный, $d_{10} = 80 \div 140$ мкм; 2 — магний сферический, $d_{10} = 70$ мкм; 3 — магний сферический, $d_{10} = 135$ мкм

щиеся вдоль вектора силы тяжести от верхнего открытого конца трубы к нижнему закрытому, и только для медленногорящих составов (смеси $B + O_2$, $Fe + \text{воздух}$). Оно проявляется в периодическом изменении наклона поверхности фронта (для медленногорящей пыли наклон близок к плоскому, для быстрогорящей — представляет собой параболоид вращения, обращенный вершиной в исходную смесь) относительно стен трубы. Период колебаний

соответствует характерному времени развития конвекции в продуктах сгорания $\tau_c \approx D^2/g$. Влияние естественной конвекции на скорость пламени не наблюдалось. В свободных пылевых облаках (как и в газах) этот эффект проявляет себя как всплывание горящего очага еще на стадии распространения фронта пламени. Также он имеет место только для медленногорящих смесей с видимой скоростью пламени $v_v \leq 1$ м/с (Al + B, Mg + B) в малых облаках объемом $V_0 \approx 4 \cdot 10^{-3}$ м³ и со скоростью $v_v \leq 4$ м/с (алюминий АСД-1) в больших облаках объемом $V_0 \geq 10$ м³.

ВИБРАЦИОННОЕ ПЛАМЯ

Вибрационный режим горения осуществляется только в стесненных условиях (трубах) и обусловлен акустической неустойчивостью ламинарного пламени. Мы изучали горение аэровзвесей Mg и Al в трубе диаметром 5.6 см, длиной 3.5 м (воспламенение у нижнего открытого конца трубы) [17] и горение аэровзвесей Mg, Al, Zr, Fe и их смесей в трубе диаметром 3.5 см, длиной 1 м (воспламенение у верхнего открытого конца трубы) [18]. Основные результаты можно суммировать следующим образом.

Как и для газов, при горении пыли возможны два типа вибрационного пламени: I — продольные колебания фронта пламени, II — волнообразование на поверхности фронта. Частота колебаний соответствует первой акустической моде, когда на длине трубы укладывается четверть длины акустической волны с небольшим возрастанием по мере продвижения фронта. Например, для аэровзвеси частиц магния ($d = 5.6$ см, $d_{10} = 7$ мкм, $B = 300$ г/м³) частота возрастает от 25 до 33 Гц (основной тон соответствует частоте 25 Гц). Фазовое соотношение между колебаниями давления и светимости пламени зависит от размера частиц (колебания давления по фазе опережают колебания светимости фронта пламени). Например, для Mg — $\Delta\varphi = 15 \div 20^\circ$ при $d_{10} = 7$ мкм, $\Delta\varphi = 45^\circ$ при $d_{10} = 30$ мкм; для Al — $\Delta\varphi = 30 \div 40^\circ$ при $d_{10} = 6.8$ мкм. Необходимое условие существования вибрационного горения — $\Delta\varphi < 90^\circ$.

Нижний концентрационный предел существования вибрационного горения также зависит от размера частиц. Например, для вибрационного горения типа I он был следующим:

Mg: $B \geq 78 \div 85$ г/м³ при $d_{10} = 7$ мкм,

$B \geq 120 \div 140 \text{ г/м}^3$ при $d_{10} = 30 \text{ мкм}$,

$B > 400 \text{ г/м}^3$ при $d_{10} = 50 \text{ мкм}$,

при $d_{10} > 50 \text{ мкм}$ вибрации не наблюдались;

Al: $B \geq 100 \text{ г/м}^3$ при $d_{10} = 6.8 \text{ мкм}$,

$B \geq 250 \text{ г/м}^3$ при $d_{10} = 13 \text{ мкм}$,

при $d_{10} > 20 \text{ мкм}$ вибрации не наблюдались.

Нижний концентрационный предел вибрационного горения типа II для аэрозвесей частиц Mg ($d_{10} = 7 \text{ мкм}$) и Al ($d_{10} = 6.8 \text{ мкм}$) составил $B \approx 150 \text{ г/м}^3$. Переход от режима горения I к режиму II наступает при безразмерной амплитуде колебаний $X^* = 2\pi\nu x_0/v_n = 11 \div 13$ (где ν — частота колебаний, x_0 — амплитуда колебаний фронта пламени, v_n — нормальная скорость пламени), превосходящей таковую в газах.

Колебания фронта пламени являются результатом амплитудной модуляции движущегося фронта пламени акустическими колебаниями в стоячей волне, генерируемой пламенем. В общем случае, когда удовлетворяются необходимые условия [18], распространение пламени в трубе носит нестационарный характер и может рассматриваться как каскад переходов: ламинарное пламя \rightarrow вибрационное пламя типа I \rightarrow вибрационное пламя типа II \rightarrow турбулентное пламя. При этом видимая скорость пламени возрастает от $\approx 0.4 \text{ м/с}$ для ламинарного пламени до $\approx 10 \text{ м/с}$ для турбулентного. Основное отличие вибрационного горения пыли от такового в газовых смесях заключается в том, что для не слишком активных систем, для которых скорость на стадии турбулентного горения меньше 3 м/с , в последней четверти трубы происходит затухание осцилляций по обратной схеме: турбулентное пульсационное горение \rightarrow вибрационное горение \rightarrow ламинарное пламя. Такое поведение пламени объяснено в [18] в рамках модели квазипламени.

ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЛАМЯ

Эксперименты проводились в трубах длиной до 3.5 м и диаметром $5.6, 8.2$ и 10.7 см при воспламенении пыли у верхнего закрытого конца трубы [19]. В этих условиях фронт пламени находится под воздействием расширяющихся продуктов сгорания. Исследовались порошки Mg, Al и алюмомагниевого сплава. Изуча-

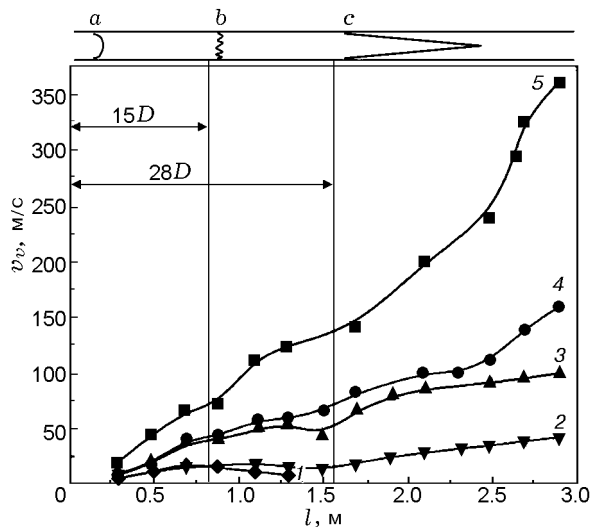


Рис. 7. Распространение пламени в аэрозвесах частиц магния:

воспламенение у верхнего закрытого конца трубы; $L = 3.5 \text{ м}$, $D = 5.6 \text{ см}$, $d_{10} = 7 \text{ мкм}$; B , г/м^3 : 1 — 100, 2 — 180, 3 — 212, 4 — 240, 5 — 280

лось влияние диаметра трубы, ее длины, турбулизующих элементов (сетки, сотовые решетки, спирали), размера частиц и концентрации горючего на развитие процесса горения. Характерные зависимости осредненной видимой скорости пламени от текущей координаты фронта приведены на рис. 7.

Установлены следующие общие закономерности процесса быстрого горения в трубах.

1. Процесс горения носит нестационарный характер и может быть представлен как каскад переходов: ламинарное пламя \rightarrow турбулентное пламя \rightarrow нелинейное вибрационное пламя \rightarrow быстрое языковое пламя.
2. Стадия развитого турбулентного горения при низких концентрациях горючего характеризуется максимумом на зависимости $v_v(l)$ (b на рис. 7). Максимум достигается на расстоянии приблизительно 15 калибров трубы. Основной причиной ускорения пламени, как и в газах, является турбулизация течения на стенках трубы.
3. На этой стадии использование спирали Шёлкина длиной $0.6 \div 1.0 \text{ м}$, расположенной у источника зажигания (дальнейшее удлинение практически не влияет на процесс), существенно интенсифицирует горение вследствие локальной турбулизации течения на препятствиях. Заметного влияния

сеток и сотовых решеток, вводимых в объем трубы, не отмечалось.

4. Начиная с указанного расстояния ≈ 15 калибров развиваются интенсивные продольные колебания фронта. В этом процессе амплитуды колебаний давления и скорости более чем на порядок превосходят таковые в линейном вибрационном режиме. Частота пульсаций в два раза меньше частоты в линейном режиме (частоты основного тона). Колебания фронта пламени являются результатом модуляции движущегося фронта нелинейными акустическими колебаниями, генерируемыми нестационарным пламенем.
5. На расстоянии $23 \div 28$ калибров характер процесса резко меняется (с на рис. 7). Развитая нерегулярная структура фронта, характерная для турбулентного пламени, принимает форму острого языка, обращенного вершиной в исходную смесь. Общая поверхность фронта, остающегося по сути турбулентным на мелкомасштабном уровне, более чем на порядок превосходит сечение трубы.
6. По сравнению с ламинарным пламенем ($v_v \approx 0.3 \div 0.5$ м/с) видимая скорость горения наиболее активных смесей возрастает практически на три порядка: один порядок обусловлен тепловым расширением продуктов сгорания ($\varepsilon = T_{гор}/T_0 \approx 8 \div 10$), второй — турбулизацией фронта пламени, третий — возрастанием поверхности фронта при «языковом» горении.

Автотурбулентный режим горения изучался в свободных пылевых облаках алюминия и алюмомагниевого сплава объемом более 10 м^3 с использованием центрального способа зажигания электрической искрой [20]. В общем процесс горения можно охарактеризовать как переходный от ламинарного режима с видимыми скоростями $v_v^l \approx 1 \div 5$ м/с к турбулентному со скоростями $v_v^t \approx 2.6 \div 40$ м/с. Для медленногорящей пыли (алюминий АСД-1) $v_v^t/v_v^l \approx 2.6$, для быстрогорящей (алюминиевая пудра ПАП-1, ПАП-2, алюминий АСД-4) $v_v^t/v_v^l \approx 16 \div 20$. Переход к развитому турбулентному режиму реализуется при числах Рейнольдса $Re = R \cdot v_v/\eta = 10^5 \div 10^6$ (здесь R — радиус зоны горения, соответствующий переходу, η — вязкость воздуха) и проявляется в резком возрастании скорости пламени и вихреобразовании во фронте горения. Скорость в ав-

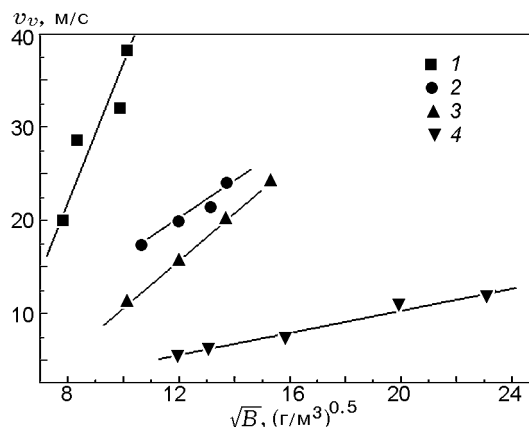


Рис. 8. Видимая скорость распространения пламени в пылевых облаках в автотурбулентном режиме ($V_0 = 40 \text{ м}^3$):

1 — алюминиевая пудра ПАП-2, 2 — алюминиевая пудра ПАП-1, 3 — алюмомагниевого сплава ПАМ-4, 4 — алюминий АСД-1

тотурбулентном режиме (рис. 8) не зависит от начального уровня турбулентности в облаке и остается неизменной на стадии турбулентного распространения пламени.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования показывают подобие газодинамических картин горения пыли и гомогенных газовых смесей. Однако пыль проявляет большую устойчивость зоны горения, чем газы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б., Махвиладзе Г. М. Математическая теория горения и взрыва. — М.: Наука, 1980.
2. Золотко А. Н., Вовчук Я. И., Шевчук В. Г., Полетаев Н. И. Воспламенение и горение газовзвесей (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 41, № 6. — С. 3–14.
3. Медведев А. Е., Федоров А. В., Фомин В. М. Описание воспламенения и горения смесей газа и твердых частиц методами механики сплошной среды // Физика горения и взрыва. — 1984. — Т. 20, № 2. — С. 3–9.
4. Vovchuk J. I., Poletaev N. I. The temperature field of a laminar diffusion dust flame // Combust. Flame. — 1994. — V. 99. — P. 706–772.
5. Cassel H. M. Some fundamental aspects of dust flames // Rep. Inv. 6551. US Bureau of Mines, 1964. — P. 1–51.

6. 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.
7. Ageev N. D., Goroshin S. V., Vovchuk J. I., Poletaev N. I., Shoshin Yr. L. The premixed aluminium dust laminar flame structure // Flame structure. — Novosibirsk: Nauka, 1991. — V. 1. — P. 213–218.
8. Шевчук И. 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.
9. Ballal D. R. Flame propagation through dust clouds of carbon, coal, aluminium in an environment of zero gravity // Proc. Roy Soc. London. — 1983. — V. A385. — P. 21–51.
10. Eckhoff R. K. Dust explosions in processes industries. — Butterworth-Heinemann, 1997.
11. Шевчук В. Г., Горошин С. В., Клячко Л. А., Агеев Н. Д., Кондратьев Е. Н., Золотко А. Н. Скорость распространения пламени в газовзвесах частиц магния // Физика горения и взрыва. — 1980. — Т. 6, № 1. — С. 57–63.
12. Сидоров А. Е., Шевчук В. Г. Ламинарное пламя в мелкодисперсных пылях // Физика горения и взрыва. — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 24–28.
13. 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.
14. Линь Б.-Ц., Ли В.-С., Чжу Ч.-Цз., Лу Х.-Л., Лу Чж.-Г., Ли Ц.-Ч. Экспериментальное исследование характеристик взрыва смеси наночастиц алюминия и воздуха // Физика горения и взрыва. — 2010. — Т. 46, № 6. — С. 73–77.
15. Костышин Ю. Н., Шевчук В. Г. О концентрационной неустойчивости ламинарного пламени в трубах // Физика аэродисперсных систем. — Киев; Одесса: Вища шк., 1997. — Вып. 36. — С. 159–169.
16. Сидоров А. Е., Кондратьев Е. Н., Бойчук Л. В., Шевчук В. Г. Влияние формы частиц на горение пылей // Физика аэродисперсных систем. — Одесса: Астропринт, 2004. — Вып. 41. — С. 223–228.
17. Горошин С. В., Шевчук В. Г., Агеев Н. Д. Вибрационное горение газовзвесей // Физика горения и взрыва. — 1981. — Т. 17, № 6. — С. 15–21.
18. 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.
19. 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.
20. Шевчук В. Г., Безродных А. К., Кондратьев Е. Н., Градецкий И. И., Иванов В. Н. Горение частиц алюминия в свободном объеме // Физика горения и взрыва. — 1986. — Т. 22, № 5. — С. 40–43.

Поступила в редакцию 26/X 2012 г.
