

УДК УДК 546.36

СВЯЗЬ СКОРОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПЫЛЕВОГО ПЛАМЕНИ С РЕЖИМОМ ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ ГОРЮЧЕГО

Н. И. Полетаев

Институт горения и нетрадиционных технологий Одесского национального университета
им. И. И. Мечникова, 65082 Одесса, Украина, Poletaev@ukr.net

Для пылевого пламени микродисперсных частиц металлов диаметром $d_{10} < 15$ мкм с концентрацией частиц $\approx 10^{10} \div 10^{11} \text{ м}^{-3}$ в кислородсодержащих средах при атмосферном давлении рассмотрена возможность определения режима горения отдельных частиц горючего по зависимости скорости пламени от концентраций горючего и окислителя. Режим горения — кинетический или диффузионный — определяет качественно различный характер зависимостей нормальной скорости пламени от основных параметров газозвеси. Анализ таких экспериментальных зависимостей для богатых горючим смесей показал, что горение частиц циркония ($d_{10} = 4$ мкм) в ламинарном пылевом пламени контролируется диффузией окислителя к поверхности частицы, в то время как горение частиц железа близкого размера контролируется кинетикой гетерогенных реакций. Для частиц алюминия в диапазоне размеров $d_{10} = 5 \div 15$ мкм отсутствуют отчетливо выраженные признаки как кинетического, так и диффузионного режима горения. Для уточнения процессов, контролирующих горение мелких частиц алюминия, исследованы зависимости скорости пламени от размера частиц и начальной температуры газозвеси. Показано, что в рассмотренных экспериментальных условиях частицы алюминия горят в переходном режиме.

Ключевые слова: пылевое пламя металлов, скорость распространения пламени, закон горения частиц, диффузионный и кинетический режимы горения.

DOI 10.15372/FGV20160607

ВВЕДЕНИЕ

Горение микродисперсных одиночных частиц металлов и их газозвесей в зависимости от внешних параметров среды, природы горючего и окислителя, их физико-химических свойств может происходить в кинетическом или диффузионном режиме. Режим горения частиц влияет на механизм и кинетику химических реакций, их локализацию в пространстве, дисперсные свойства конденсированных продуктов сгорания, и его важно знать для построения адекватных физических моделей горения металлов и правильной интерпретации экспериментальных данных.

О режиме горения частиц обычно судят по зависимости времени горения частицы от ее диаметра: $\tau_b \sim d^n$ [1]. Для диффузионного режима $\tau_b \sim d^2$, в то время как для кинетического $\tau_b \sim d$. Для ультра- и нанодисперсных частиц показана возможность горения при $n < 1$ [2, 3]. Особенно сложно определить закон горения частиц диаметром меньше 10 мкм. Для них малоприменимы методы, которые используются для изучения горения крупных одиночных

частиц: метод подвешенной капли, трековые методики, газопламенные горелки, сосуды высокого давления и др. Кроме того, именно в области малых размеров частиц происходит переход от диффузионного режима горения, характерного для крупных частиц, к кинетическому режиму [4], что еще больше усложняет задачу.

Мощным инструментом для исследования горения мелких частиц дисперсного горючего являются стационарные ламинарные, предварительно перемешанные и диффузионные пылевые пламена. Зона горения ламинарного пламени имеет толщину $2 \div 3$ мм и в видимом диапазоне длин волн чаще всего является оптически тонкой. Это позволяет исследовать многие характеристики горения дисперсного горючего оптическими методами, в частности определять время и закон горения частиц, анализируя автокорреляционную функцию интенсивности излучения пламени [5, 6]. Однако метод автокорреляционной функции требует более глубокого теоретического обоснования, особенно для полидисперсных газозвесей и частиц, при горении которых основным источником излуче-

ния являются субмикронные частицы продуктов сгорания (оксиды металла).

В настоящей работе предложен другой подход к определению механизма горения частиц горючего, который основан на анализе результатов измерения скорости распространения пламени по газозвеси таких частиц. Многие теоретические модели волнового горения газозвесей дисперсного горючего в качестве параметра содержат характерное время химической реакции, которое обычно ассоциируется с временем горения частиц горючего. Это время зависит от режима горения частиц и является функцией различных параметров газозвеси. Поэтому анализ зависимости скорости волнового горения от параметров газозвеси позволяет определить режим горения частиц дисперсного горючего. Для такого анализа в качестве полезных аналогий могут выступать хорошо изученные экспериментально и теоретически особенности горения газовых смесей, которые заведомо выгорают в кинетическом режиме.

Приведенный ниже анализ основан на результатах экспериментальных исследований газозвесей частиц различных металлов со среднерасчетным диаметром $d_{10} < 15$ мкм и счетной концентрацией частиц $n_p \approx 10^{10} \div 10^{11} \text{ м}^{-3}$.

ВЛИЯНИЕ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ ЧАСТИЦ НА СКОРОСТЬ ВОЛНОВОГО ГОРЕНИЯ ГАЗОВЗВЕСИ

Известно, что в газозвесах, в отличие от газового пламени, могут быть реализованы два предельных механизма распространения волны горения. Первый механизм — это кондуктивное пламя, в котором прогрев холодной смеси, как и в газах, происходит за счет молекулярной теплопроводности [7]. Второй механизм — радиационное пламя, когда прогрев свежей смеси осуществляется потоком излучения от горящих частиц или продуктов сгорания [8]. Реализация того или иного механизма передачи тепла определяет не только уровень скоростей пламени и зависимость скорости горения от параметров газозвеси и среды, но и влияние характерного масштаба пламени L на скорость горения и, следовательно, саму возможность введения понятия нормальной скорости пламени для газозвесей.

Скорость распространения пламени по газозвеси частиц v_n можно рассматривать в ка-

честве физико-химического параметра горючей смеси в том случае, когда основные характеристики волны горения, такие как толщина зоны горения $l_b = \tau_b v_n$ и толщина зоны прогрева $l_t \sim a/v_n$ (a — температуропроводность газа), много меньше характерного геометрического масштаба пламени (размеров облака газозвеси, радиусов трубы, горелки). Если основным механизмом передачи тепла в газозвеси является теплопроводность, то, как и для однородного газового пламени, $l_t \sim a/v_n$. При радиационной теплопередаче толщина зоны прогрева определяется характерной длиной пробега излучения $l \sim 1/d_p^2 n_p$ [8] в газозвеси частиц и обычно во много раз превосходит толщину зоны кондуктивного прогрева. Если размеры систем таковы, что реализуется случай $l \ll L$, то возможен радиационный механизм распространения пламени.

В работе [9] показано, что при распространении пламени по газозвеси частиц алюминия и магния в разных геометрических условиях — труба, бунзеновская горелка, сферическое свободное пламя, плоскопламенная горелка — основным механизмом передачи тепла в зоне прогрева является теплопроводность. Радиационный прогрев для пыли магния начинает сказываться при диаметре частиц $d_p > 35$ мкм.

Для пылевого пламени частиц алюминия масштабом $L \approx 0.1$ м механизм передачи тепла в зону прогрева изучался экспериментально на бунзеновской коаксиальной горелке методом голографической интерферометрии [10, 11]. Было показано [10], что для предварительно перемешанного факела частиц алюминия диаметром $d_{10} = 5.7$ мкм с массовой концентрацией горючего $C_f = 0.45 \text{ кг/м}^3$ и молярной долей кислорода в газозвеси 16 % прогрев газозвеси определяется теплопроводностью и толщина зоны прогрева составляет $l_t \sim a/v_n$. Аналогичный результат был получен и для диффузионного факела частиц алюминия диаметром $d_{10} = 4.8$ мкм, взвешенных в азоте, при $C_f = 0.35 \text{ кг/м}^3$ и обдуве газозвеси чистым кислородом [11]. Выводы работ [10, 11] подтверждаются в [12] оценками длины свободного пробега излучения, которая для частиц диаметром $d_{10} \approx 5.0$ мкм со счетной концентрацией $n_p \approx 10^{10} \text{ м}^{-3}$ составляет $l > 1$ м и при масштабе пламени $L \approx 0.1$ м удовлетворяет неравенству $l/L \gg 1$.

Для частиц металлов диаметром меньше 10 мкм экспериментальные значения нормаль-

ной скорости пламени находятся в диапазоне $v_n = 0.1 \div 0.5$ м/с [3, 13–15]. Легко убедиться, что при кондуктивной теплопередаче время теплообмена частиц с газом $\tau_t \approx (d_p^2/a)(\rho_p/\rho_g)$, где ρ_p, ρ_g — плотность конденсированной и газовой фаз, меньше времени их пребывания в зоне прогрева $\tau_p \approx (a/v_n^2)$. Тогда, пренебрегая химическими реакциями в зоне прогрева, можно считать равными температуры частиц и газа ($T_p = T_g$). В рассмотренных ниже примерах пылевых пламен расстояние между частицами $l_p \approx 1/n_p^{1/3}$ в зоне прогрева и в зоне горения существенно меньше протяженности этих зон, $l_p \ll l_t$ и $l_p \ll l_b$. Это позволяет изучать такое пламя в приближении сплошной среды.

Обозначим через T_i, T_0 и $\overline{c_p\rho} = c_{p,p}C_f + c_{p,g}\rho_g$ соответственно температуру воспламенения газозвеси частиц, температуру холодной взвеси и объемную теплоемкость взвеси ($c_{p,p}, c_{p,g}$ — удельная теплоемкость металла и газовой фазы). Тогда из условия равенства потока энтальпии $q = \overline{c_p\rho}v_n(T_i - T_0)$, входящего в зону прогрева, кондуктивному потоку тепла из зоны горения $q_c = -\lambda \frac{dT}{dx} \approx \lambda \frac{T_{ad} - T_i}{l_b}$ получим известное выражение для нормальной скорости кондуктивного горения газозвеси частиц [7]:

$$v_n^2 = \frac{a}{\tau_b} \frac{T_{ad} - T_i}{T_i - T_0}. \quad (1)$$

Здесь T_{ad} — адиабатическая температура сгорания, λ — эффективная теплопроводность двухфазной среды, $a = \lambda/\overline{c_p\rho}$ — температуропроводность среды.

Если горение частиц происходит в кинетическом режиме, то скорость горения существенно зависит от температуры горения. Это дает основание предположить, что зависимости скорости горения v_n от концентраций горючего и окислителя, начальной температуры смеси, давления и т. д. будут качественно подобны соответствующим зависимостям для газов [16]. Тогда зависимость скорости пламени от коэффициента избытка горючего $\phi = C_f/C_{f,st} = C_f/(\xi C_{O_2})$, как и для газового пламени, имеет максимум вблизи стехиометрии. Здесь $C_{f,st}$ — стехиометрическая массовая концентрация горючего, C_{O_2} — массовая концентрация кислорода в газозвеси, $\xi = \nu_f \mu_f / (\nu_{O_2} \mu_{O_2})$ — массовый стехиометрический коэффициент химической реакции, ν_f ,

ν_{O_2} и μ_f, μ_{O_2} — стехиометрические коэффициенты реакции и молекулярные массы горючего и кислорода. Время горения частиц в кинетическом режиме $\tau_b \sim d_p$, тогда из (1) следует, что $v_n \sim 1/\sqrt{d_p}$. Важным критерием режима горения может служить зависимость скорости пламени от начальной температуры газозвеси. Для гомогенных углеродовоздушных смесей эта зависимость близка к квадратичной: $v_n \sim T_0^n$, где $n = 1.8 \div 2.0$ [16]. Следовательно, по зависимости скорости пламени от варьируемых параметров газозвеси можно судить о режиме горения частиц горючего.

Если горение частиц контролируется диффузией окислителя к поверхности частицы или к зоне парофазного горения, то простую качественную зависимость скорости горения от параметров газозвеси можно получить в предельных случаях больших и малых избытков горючего.

Скорость горения частиц в диффузионном режиме определяется скоростью подвода окислителя:

$$\frac{dm_p}{dt} = -4\pi r_p^2 \frac{ShD}{2r_p} \xi C_{O_2}, \quad (2)$$

где m_p — масса частицы металла, r_p — радиус частицы, D — коэффициент диффузии окислителя, Sh — критерий подобия для массообмена (число Шервуда), равный отношению конвективного переноса к диффузии. В уравнении (2) для неподвижной относительно газа частицы можно принять $Sh = 2$. Для бедных горючим смесей можно считать $C_{O_2} \approx C_{O_2}^0$, и время горения газозвеси будет определяться временем диффузионного горения одиночной частицы

$$\tau_b = \frac{\rho_p r_{p0}^2}{2\xi D C_{O_2}^0 Z} \quad (Z = 1 \text{ для поверхностного}$$

горения и $Z = r_b/r_p$ для парофазного горения капли, r_b — радиус зоны парофазного горения). Выражение (1) принимает вид

$$v_n^2 = \frac{2\xi D C_{O_2}^0 Z a}{r_{p0}^2 \rho_p} \frac{T_{ad} - T_i}{T_i - T_0}. \quad (3)$$

В случае богатых горючим смесей можно пренебречь выгоранием горючего ($r_p(t) = r_{p0}$). Тогда в качестве времени горения τ_b можно принять характерное время расходования окислителя в зоне горения. Скорость горения горючего связана с расходом окислителя стехиометрическим соотношением $\frac{d(m_p n_p)}{dt} = \xi \frac{dC_{O_2}}{dt}$,

где $n_p = \frac{3C_f^0}{4\pi r_{p0}^3 \rho_p}$. В результате уравнение (2) можно переписать в виде

$$\frac{dC_{O_2}}{dt} = -\frac{3C_f^0 DZ}{r_{p0}^2 \rho_p} C_{O_2}, \quad (4)$$

а его решение — $C_{O_2}(t) = C_{O_2}^0 \exp(-t/\tau_b^{ox})$, где $\tau_b^{ox} = r_{p0}^2 \rho_p / (3C_f^0 DZ)$ — характерное время расходования окислителя, в течение которого его концентрация в газовой смеси уменьшается в e раз. Уравнение (1) при этом принимает вид

$$v_n^2 = \frac{3C_f^0 DZ a T_{ad} - T_i}{r_{p0}^2 \rho_p T_i - T_0}. \quad (5)$$

Адиабатический разогрев смеси от температуры воспламенения до температуры горения определяется концентрацией недостающего компонента в смеси, следовательно, при $\phi < 1$ $T_{ad} - T_i = QC_f^0 / \overline{c_p \rho_g}$, в то время как при $\phi > 1$ $T_{ad} - T_i = Q\xi C_{O_2}^0 / \overline{c_p \rho_g}$, и уравнения (3) и (5) с точностью до постоянного множителя совпадают:

$$v_n^2 = \frac{3\xi a Q C_f^0 C_{O_2}^0 DZ}{\overline{c_p \rho} (T_i - T_0) r_{p0}^2 \rho_p}, \quad \phi > 1, \quad (6a)$$

$$v_n^2 = \frac{2\xi a Q C_f^0 C_{O_2}^0 DZ}{\overline{c_p \rho} (T_i - T_0) r_{p0}^2 \rho_p}, \quad \phi < 1. \quad (6b)$$

Здесь Q — тепловой эффект реакции на единицу массы горючего.

Заметим, что уравнение (6a) для богатых горючим газовзвесей в точности совпадает с выражением для скорости пламени, полученным в [17] на основе модели широких зон горения. Если $\frac{dv_n}{dC_f^0} = 0$, из (6) следует, что максимальная скорость пламени частиц, горящих в диффузионном режиме, достигается при концентрациях горючего $C_{f,max}^0 = \rho_g (c_{p,g} / c_{p,p})$, которые в несколько раз могут превышать стехиометрическую концентрацию (см. таблицу). Автору не известны экспериментальные результаты по нормальной скорости пламени в газовзвешах частиц металлов с массовой концентрацией, превышающей $C_{f,max}^0$. Отсутствие таких данных, по-видимому, объясняется сложностью получения устойчивых ламинарных газовзвесей со столь высокой концентрацией дисперсного горючего.

Максимальная концентрация частиц горючего, горящих в воздухе в диффузионном режиме

Металл	$c_{p,p}$, Дж/(кг·К)	$C_{f,max}^0$, кг/м ³	$C_{f,st}^0$, кг/м ³
Al	904	1.44	0.31
Mg	1024	1.27	0.41
Zn	388	3.34	1.11
Fe	449	2.90	0.94
Ti	522	2.49	0.41
Zr	278	4.68	0.78

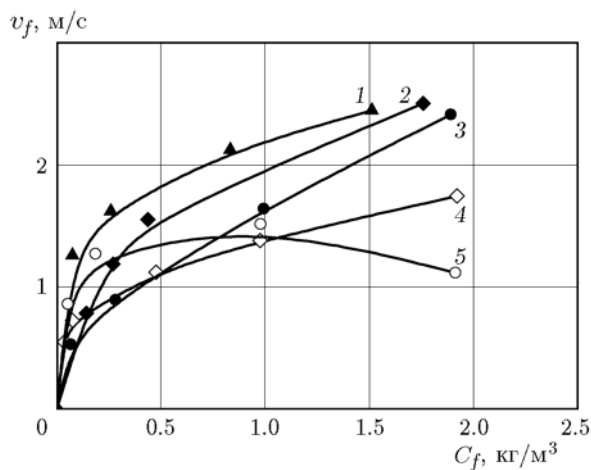


Рис. 1. Зависимость видимой скорости распространения пламени по газовзвешам частиц металлов от концентрации горючего [18]:

1 — Zr ($d_{50} = 30$ мкм), 2 — Al ($d_{50} = 9$ мкм), 3 — Ti ($d_{50} = 44$ мкм), 4 — Mg ($d_{50} = 33$ мкм), 5 — ПАМ ($d_{50} = 32$ мкм); точки — эксперимент, линии — аппроксимация

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости видимой (v_f) скорости распространения пламени по газовзвешам частиц различных металлов (Zr, Al, Ti, Mg, сплавы алюминия и магния (ПАМ)) в широком диапазоне концентраций горючего, полученные в [18]. Авторы исследовали сферические пылевые пламена частиц металлов с массовым медианным размером $d_{50} = 30 \div 50$ мкм (кроме алюминия, для которого $d_{50} = 9$ мкм)*. Частицы указанных металлов (за исключением ПАМ) горят в

* Медианный размер частиц d_{50} оценивался по дискретным массовым распределениям, которые представлены в [18] в форме таблицы относительных массовых долей в шести размерных интервалах в диапазоне $0 \div 50$ мкм.

воздухе при атмосферном давлении в диффузионном режиме, и скорость пламени для Zr, Al, Ti, Mg монотонно увеличивается с ростом концентрации горючего, что качественно согласуется с соотношением (6). К сожалению, в [18] отсутствуют данные для пересчета видимых скоростей пламени в нормальные, что позволяет только качественно сравнивать полученные зависимости с результатами других исследователей.

Обсуждаемые выше особенности зависимости нормальной скорости пламени от параметров газозвеси при горении частиц, контролируемой кинетикой химических реакций или диффузией реагентов, позволяют использовать их для определения режима горения частиц дисперсного горючего в пылевом пламени.

АНАЛИЗ РЕЖИМА ГОРЕНИЯ МЕЛКИХ ЧАСТИЦ МЕТАЛЛОВ

Имеющиеся в литературе данные по скорости распространения пламени по газозвесям частиц металлов в основном представлены в виде ее зависимости от концентраций горючего и окислителя. Для анализа режима горения индивидуальных частиц наибольший интерес представляют результаты, установленные для богатых горючим смесей ($\phi > 1$), так как в этой области параметров газозвеси можно ожидать существенного различия зависимостей $v_n = f(\phi)$ для разных режимов горения частиц дисперсного горючего. Ниже будут рассмотрены те металлы, для которых зависимости при $\phi > 1$ были получены экспериментально. К сожалению, в это число не попадают Mg, В, Ti, так как для микродисперсных частиц этих металлов известные автору результаты в основном относятся к бедным горючим смесям.

Металлы с высокой температурой кипения, такие как Zr, Ti, в воздухе горят гетерогенно. Температура их горения в газозвеси достигает 3000 К и выше [19, 20]. При таких температурах скорость поверхностных реакций высокая и следует ожидать, что горение частиц контролируется диффузией окислителя к их поверхности. Это подтверждает вид зависимостей нормальной скорости пламени от массовой концентрации горючего (рис. 2), полученных на «пылевой» бунзеновской горелке для частиц Zr со средним диаметром $d_{10} = 4$ мкм при объемных долях кислорода 12.4 и 19.1 % [21]. Вертикальные штриховые линии на

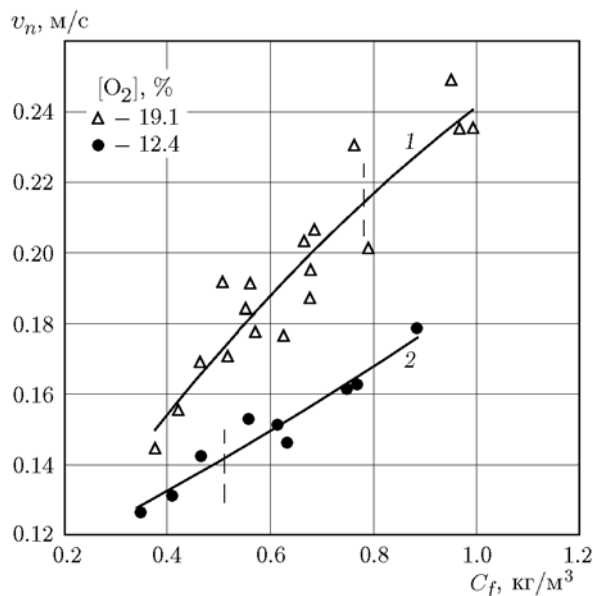


Рис. 2. Зависимость нормальной скорости распространения пламени по газозвеси частиц циркония от массовой концентрации горючего [21] при различных концентрациях кислорода в газозвеси:

точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация

рис. 2 отвечают условию стехиометрии. Скорость пламени продолжает расти в области $\phi > 1$, и согласно формуле (6a) горение частиц циркония в условиях эксперимента [21] контролируется диффузией кислорода к поверхности частицы. Заметим, что по результатам трековых измерений, выполненных в [22] для одиночных частиц Zr ($d_{10} = 6 \div 28$ мкм), наблюдалась зависимость времени горения частиц, отличная от закона d^2 . Отличие законов горения в экспериментах [21] и [22], скорее всего, обусловлено тем, что в [22] горят одиночные частицы в окружающем холодном воздухе и температура их горения должна быть ниже, чем в случае горения газозвесей. При понижении температуры частиц возрастает роль кинетического контроля за протеканием гетерогенных химических реакций.

Рассмотрим режим горения газозвесей частиц железа. В отличие от Zr и Ti, температура горения частиц железа в пылевом пламени существенно меньше 3000 К ($T \approx 2000$ К) [23]. На рис. 3 представлены экспериментальные данные по нормальной скорости распространения пламени по газозвеси частиц железа в воздухе ($d_{10} = 4.8$ мкм), полученные в трубах [15] (кривая 3) и в каме-

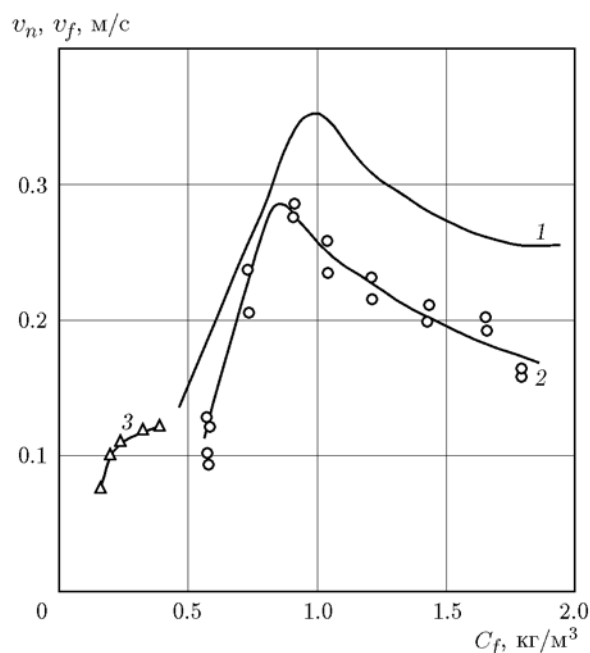


Рис. 3. Зависимость скорости распространения пламени по газозвеси частиц железа от массовой концентрации горючего [15, 24]:

1 — $d_p = 1 \div 3$ мкм [24], 2 — $d_p = 2 \div 4.5$ мкм [24], 3 — $d_{10} = 4.8$ мкм [15]; 1, 2 — v_f , 3 — v_n ; точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация

ре сгорания [24] для двух фракций сферического порошка — $d_p = 1 \div 3$ мкм (кривая 1) и $d_p = 2 \div 4.5$ мкм (кривая 2). В [15] приведена нормальная скорость пламени, в [24] — видимая скорость, которая определялась с помощью скоростной видеосъемки фронта пламени. К сожалению, в [24] отсутствуют данные для пересчета видимой скорости пламени в нормальную, поэтому количественное сопоставление скоростей с результатами [15] затруднено. Для фракции порошка $1 \div 3$ мкм максимум $v_f = 0.35$ м/с достигнут при концентрации металла $C_f = 1.02$ кг/м³, для фракции $2.0 \div 4.5$ мкм максимум $v_f = 0.27$ м/с наблюдался при $C_f = 0.90$ кг/м³. Стехиометрическая концентрация железа в воздухе в расчете на конечный продукт реакции Fe_2O_3 составляет $C_{f,st} = 0.64$ кг/м³, и на первый взгляд горение частиц железа в рассматриваемых примерах контролируется диффузией кислорода, поскольку максимум скорости достигается для смесей, богатых горючим. Однако следует учесть, что при температуре горения железа в воздухе высшие оксиды железа (Fe_2O_3 , Fe_3O_4) не существуют и основным продуктом

окисления железа является FeO [25], для которого стехиометрическая концентрация железа равна $C_{f,st} = 0.94$ кг/м³, т. е. практически совпадает с максимумом скорости пламени.

Поэтому горение частиц железа диаметром порядка 5 мкм наиболее вероятно контролируется кинетикой гетерогенных химических реакций на поверхности металла, покрытого жидкой оксидной пленкой, поскольку в этом случае резкий максимум скорости наблюдается при $\phi \approx 1$.

Наиболее изученным как теоретически, так и экспериментально, по-видимому, является горение газозвесей частиц алюминия. На рис. 4,а приведены экспериментальные зависимости нормальной скорости распространения пламени по газозвеси частиц алюминия ($d_{10} = 5.7$ мкм) от массовой концентрации горючего при различных концентрациях кислорода, полученные на бунзеновской пылевой горелке [13]. Скорость пламени определяли по известному объемному расходу газозвеси (W) и площади внутренней поверхности (S_f) конуса пламени, рассчитанной по фотографиям факела: $v_n = W/S_f$. Штриховые вертикальные линии на рис. 4,а указывают положение стехиометрической концентрации для соответствующей кривой. Семейство кривых с рис. 4,а представлено на рис. 4,б в более удобной форме — в виде обобщенной зависимости скорости пламени от коэффициента избытка горючего. Как следует из рис. 4, максимум скорости пламени находится вблизи $\phi \approx 1$, как и для газовых смесей. Можно предположить, что горение частиц алюминия диаметром $d_{10} \approx 6$ мкм контролируется кинетикой химических реакций. Однако, в отличие от газовых смесей, для которых увеличение избытка горючего приводит к резкому уменьшению скорости пламени (уменьшаются температура горения и скорость реакции) [13], в газозвесах частиц алюминия скорость пламени с повышением концентрации убывает медленно [13, 14]. Одним из возможных объяснений может быть то, что увеличение удельной поверхности единицы объема дисперсного горючего с ростом его концентрации приводит к росту тепловыделения в единице объема и тем самым частично компенсирует уменьшение температуры горения и скорости пламени богатых горючим газозвесей по сравнению с газами.

В аналогичных [13] условиях (пылевая горелка, диаметр частиц $d_{32} = 5.4$ мкм, объемная

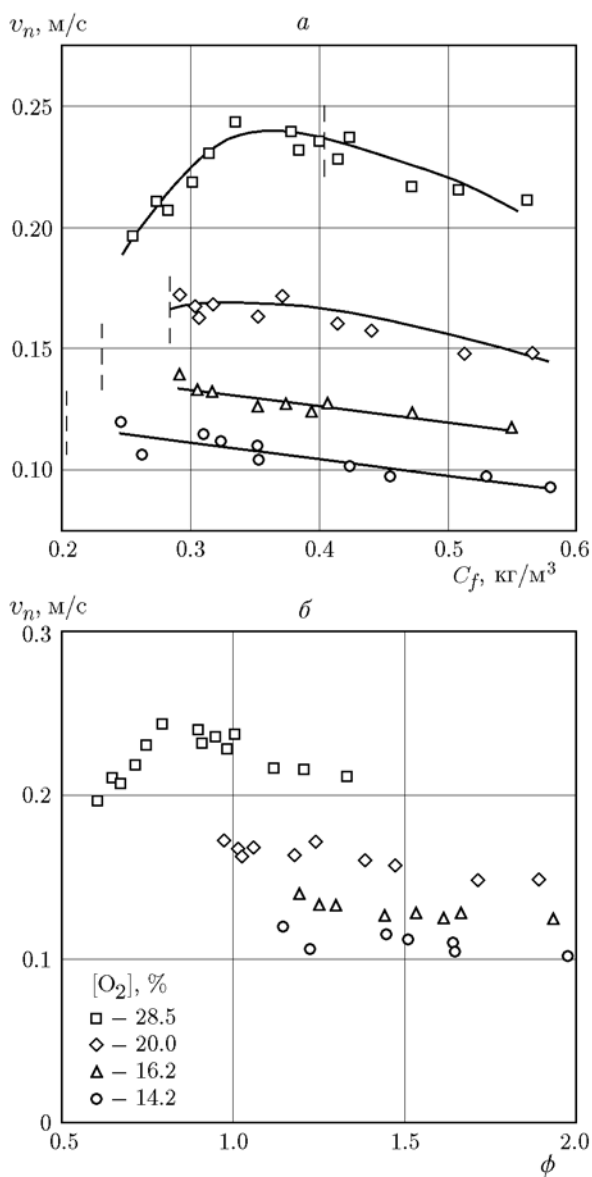


Рис. 4. Зависимость нормальной скорости пламени от массовой концентрации алюминия при различных концентрациях кислорода в несущем газе [13] (а) и ее обобщение $v_n = f(\phi)$ (б):

точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимация

концентрация кислорода 11 ÷ 30 %) получены зависимости нормальной скорости пламени для богатых горючим смесей [14]. Избыток горючего достигал $\phi = 2.5$ для смесей с 16 % O₂ и $\phi = 3.7$ для смесей с 11 % O₂. Широкий диапазон максимальных скоростей вблизи стехиометрической концентрации зафиксирован для смесей с 30 % O₂. При других концентрациях кислорода зависимость скорости пламени от концен-

трации металла была очень слабой или практически отсутствовала. Авторы [14] пришли к заключению, что частицы алюминия реагировали в диффузионном режиме. Слабая зависимость скорости пламени от концентрации частиц алюминия в близких к реализованным в [13, 14] условиях отмечалась и другими исследователями [3].

В большинстве экспериментов по распространению пламени по газозвесьям микродисперсных частиц алюминия отсутствуют отчетливо выраженные признаки как кинетического режима горения (резкий максимум скорости пламени вблизи стехиометрии), так и диффузионного (монотонный рост скорости пламени с ростом концентрации $C_{f,max}^0$). Поэтому для уточнения процессов, контролирующих горение мелких частиц алюминия, рассмотрим зависимость скорости пламени от других параметров газозвеси частиц алюминия.

В [13] приведены результаты исследования влияния начальной температуры газозвеси (T_0) на нормальную скорость пламени. Эксперименты проводились с газозвесью частиц алюминия диаметром $d_{10} = 5.7$ мкм при $C_f = 0.45$ кг/м³ (рис. 5). Температура газозвеси изменялась при прохождении распыленного порошка по стальной металлической трубе длиной 0.7 м, которая была помещена внутрь цилиндрического нагревательного элемента электропечи. Полученные значения скорости хорошо аппроксимируются квадратичной зависимостью $v_n \sim T_0^2$, следовательно, как и результаты, представленные на рис. 4, свидетельствуют в пользу кинетического контроля горения частиц алюминия такого размера.

В работе [26] экспериментально изучалось горение частиц Al при температуре 2650 К и давлении 0.8 МПа в ударных трубах. Измерением светимости полос AlO определялось время горения частиц диаметром 2.8 и 10.0 мкм. Полученные результаты хорошо аппроксимируются законом $d^{1.0}$, что также свидетельствует о кинетическом режиме горения частиц.

В то же время в [13] зависимость скорости пламени от обратного диаметра частиц $d_{10} = 5.7, 7.4, 14.6$ мкм является линейной: $v_n \sim 1/d_p$, что характерно для диффузионного режима горения (рис. 6). Противоречивые результаты, полученные в [13], по мнению автора, могут быть объяснены тем, что в указанном диапазоне размеров происходит смена режима горения частиц алюминия с контролируемого диф-

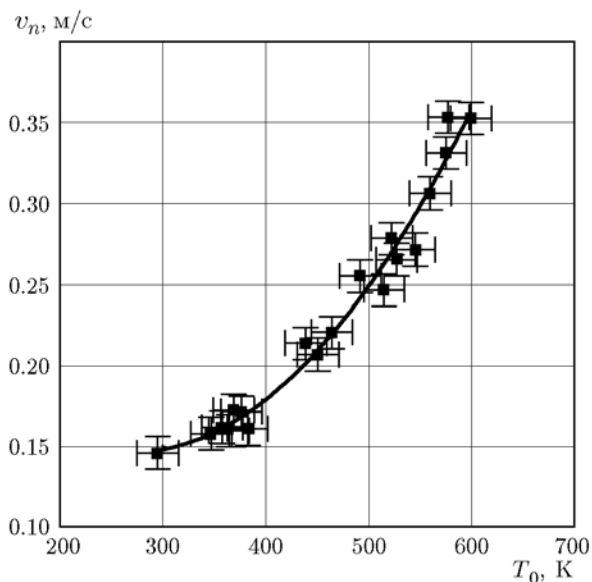


Рис. 5. Зависимость нормальной скорости пламени от начальной температуры газозвеси частиц алюминия:

точки — эксперимент (объемная концентрация кислорода 20 %, $C_f = 0.45 \text{ кг/м}^3$, $d_{10} = 5.7 \text{ мкм}$) [13], сплошная линия — аппроксимация полиномом второй степени

фузией на кинетический, т. е. реализуется переходный режим горения.

В последние годы получено достаточно много экспериментальных результатов по определению закона горения микродисперсных частиц алюминия, позволяющих утверждать, что в области размеров $d_p < 10 \text{ мкм}$ происходит смена режима горения. Обзор этих исследований можно найти в [2].

Переходу от диффузионного парофазного горения частиц алюминия к кинетическому должен предшествовать переход к поверхностному горению. В [4] теоретически показано, что для алюминия существует критический размер частицы, при котором ее парофазное горение невозможно и основную роль в тепловыделении начинают играть поверхностные реакции окисления. Парофазное горение становится возможным, если режим теплообмена между зоной горения и каплей металла при уменьшении размера частицы изменяется с диффузионного на свободномолекулярный. Критический диаметр частиц алюминия при горении в воздухе составляет 6.1 мкм, в среде углекислого газа — 7.2 мкм, в водяном паре — 15.1 мкм [4]. Переход к поверхностному горению сопровождается усилением кинетического фактора в

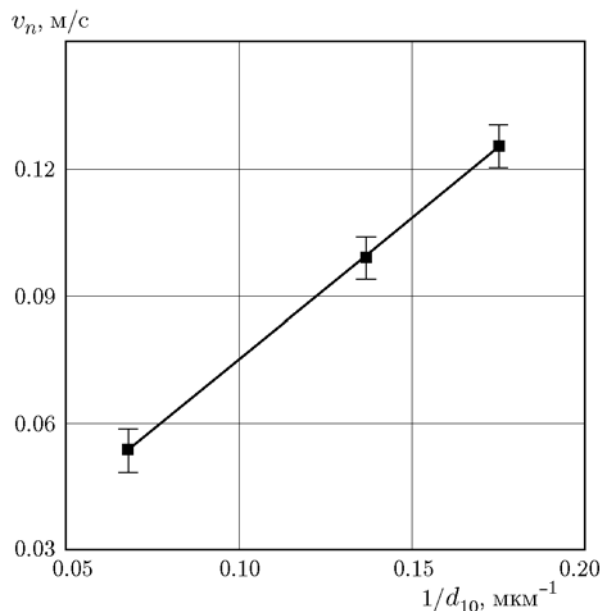


Рис. 6. Зависимость нормальной скорости распространения пламени по газозвеси частиц алюминия от размера частиц ($d_{10} = 5.7, 7.4, 14.6 \text{ мкм}$) [13]:

точки — эксперимент (объемная концентрация кислорода 16.2 %, $C_f = 0.4 \text{ кг/м}^3$), сплошная линия — линейная аппроксимация

результате увеличения скорости массообмена ($D/r_b \rightarrow D/r_p$) и, возможно, изменением кинетики гетерогенного горения алюминия.

Возникает вопрос о том, какой вид имеет зависимость нормальной скорости пламени от концентрации горючего при переходном режиме горения. По мнению автора, зависимость должна быть слабее, чем при горении, контролируемом только диффузией или кинетикой. Это заключение основано на том, что зависимость $v_n = f(\phi)$ в переходной области формируется под влиянием двух противоположно направленных тенденций. В области $\phi > 1$ скорость пламени при кинетическом режиме монотонно убывает с ростом ϕ (см. рис. 3, рис. 4, б), в то время как в диффузионном режиме горения она монотонно возрастает с ростом коэффициента избытка горючего до $\phi = C_{f,\text{max}}/C_{f,\text{st}}$ (см. рис. 1, 2). Этот вывод согласуется с результатами экспериментальных исследований [3, 13].

На вид зависимостей нормальной скорости пламени от параметров газозвеси, безусловно, может оказывать влияние излучение пламени. Пылевые пламена металлов являются сильно излучающими. Роль излучения различна в пы-

левых пламенах в условиях разных геометрий.

Для плоского бесконечного фронта пламени, а также сферического пламени большого масштаба излучение дополнительно к теплопроводности прогревает холодную газовзвесь, тем самым способствует увеличению скорости пламени.

Для маломасштабных сферических пламен, пламен бунзеновских и плоскопламенных горелок роль излучения сводится в основном к теплопотерям. Доля теплопотерь излучением η для оптически прозрачного пламени разных металлов может достигать 20 ÷ 30 % теплоты химической реакции горения [12, 19, 23]. Если для учета влияния теплопотерь на скорость пламени использовать выражение $Q_q = Q(1 - \eta)$, то из (6) получим формулу для скорости распространения пламени по газовзвеси частиц, реагирующих в диффузионном режиме, с учетом теплопотерь: $v_n^q = v_n \sqrt{1 - \eta}$. Если теплопотери излучением составляют 30 %, скорость пламени уменьшается в 1.2 раза.

При кинетическом режиме горения частиц теплопотери излучением также понижают температуру в зоне горения и приводят к уменьшению скорости пламени. Приведенные в работе экспериментальные зависимости скорости пламени от концентрации горючего для газовзвесей частиц алюминия и железа, несмотря на наличие теплопотерь излучением, сохраняют характерный для кинетического режима вид с максимумом вблизи $\phi \approx 1$. Это позволяет предположить, что теплопотери излучением не оказывают влияния на характер зависимостей $v_n = f(\phi)$ для различных режимов горения частиц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показано, что волновое горение газовзвеси микродисперсных частиц металлов определяется передачей тепла из зоны горения в холодную газовзвесь теплопроводностью и скоростью распространения маломасштабных пламен зависит только от параметров газовзвеси и, как и при горении газов, может рассматриваться как физико-химическая характеристика горючей смеси. Распространение пламени по газовзвесям частиц дисперсного горючего, по сравнению с газами, характеризуется не только появлением нового параметра — размера частиц горючего, но и влиянием режима горения частиц на вид зависимости нормальной скорости пламени от концентраций реагентов,

особенно для богатых горючим смесей. В тех случаях, когда горение частиц горючего контролируется кинетикой химических реакций, максимум скорости пламени, как и в газах, находится вблизи стехиометрии $\phi_1 \approx 1$. Такая зависимость наблюдалась экспериментально для частиц алюминия и для частиц железа диаметром ≈ 5 мкм. Показано, что для частиц, горящих в диффузионном режиме, максимум зависимости $v_n = f(\phi)$ должен наблюдаться при существенно более высоких значениях избытка горючего: $\phi_2 = \rho_g c_{p,p} / C_{f,st} c_{p,g} > 1$. В области $\phi_1 < \phi < \phi_2$ зависимость $v_n(\phi)$ убывает для кинетического режима горения частиц и монотонно возрастает для диффузионного.

Если реагирование частиц горючего в волне горения происходит в переходном режиме ($1 < n < 2$ в законе горения d^n), признаком такого режима, по мнению автора, служит более слабая, чем в случае только диффузионного или кинетического режима горения, зависимость скорости пламени от коэффициента избытка горючего. Такая зависимость является результатом конкуренции двух противоположно направленных тенденций: уменьшение скорости пламени с ростом ϕ в кинетическом режиме горения и возрастание скорости пламени в богатых смесях при диффузионном горении частиц горючего. Этот вывод согласуется с экспериментальными данными разных авторов по скорости пламени в газовзвесах частиц алюминия диаметром меньше 10 мкм, а также с экспериментальными результатами исследований закона горения частиц алюминия указанного размера. В сомнительных случаях может потребоваться определение режима горения частиц по зависимости скорости пламени от температуры или прямое экспериментальное определение закона горения d^n для частиц разного диаметра.

Таким образом, зависимость нормальной скорости пламени от параметров газовзвеси частиц дисперсного горючего может служить полезным индикатором режима, контролирующего горение частиц в пылевом пламени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. — М.: Наука, 1987.
2. Сандарам Д. С., Янг В., Зарко В. Е. Горение наночастиц алюминия (обзор) // Физика горения и взрыва. — 2015. — Т. 51, № 2. — С. 37–63.

3. **Huang Y., Risha G. A., Yang V., Yetter R. A.** Effect of particle size on combustion of aluminum dust in air // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 5–13.
4. **Mohan S., Trunov M. A., Dreizin E. L.** On possibility of vapor-phase combustion for fine aluminum particles // *Combust. Flame.* — 2009. — V. 156. — P. 2213–2216.
5. **Kornilov V. N., Korobko A. V., Kondratyev E. N.** A correlation function method of recovering the combustion law parameters for particles burning in optically thin dust flames // *Combust. Flame.* — 2006. — V. 146. — P. 530–540.
6. **Полетаев Н. И.** Определение времени горения частиц горючего в осесимметричном ламинарном факеле // *Химическая и радиационная физика. Т. 4 / под ред. А. А. Берлина, Г. Б. Манелиса, А. Г. Мержанова, И. Г. Ассовского.* — М.: Торус Press, 2011. — С. 281–285.
7. **Руманов Э. Н., Хайкин Б. И.** О распространении пламени по взвеси частиц в газе // *Докл. АН СССР.* — 1971. — Т. 201, № 1. — С. 144–147.
8. **Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Чивилихин А. С.** Радиационный механизм формирования и развития пламени в аэрозольных системах // *Докл. АН СССР.* — 1973. — Т. 213, № 3. — С. 321–324.
9. **Шевчук В. Г., Безродных А. К., Бойчук Л. В., Кондратьев Е. Н.** О механизме ламинарного пламени в аэрозольных металлических частиц // *Физика горения и взрыва.* — 1988. — Т. 24, № 2. — С. 85–89.
10. **Goroshin S. V., Shoshin Yr. L., Ageev N. D., Poletaev N. I.** The premixed aluminum dust laminar flame structure // *Flame Structure.* — Novosibirsk: Nauka, 1991. — V. 1. — P. 213–218.
11. **Poletaev N. I., Vovchuk J. I.** The temperature field of a laminar diffusion dust flame // *Combust. Flame.* — 1994. — V. 99. — P. 706–712.
12. **Полетаев Н. И., Флорко А. В.** Излучательные характеристики пылевого факела алюминия. Конденсированная фаза // *Физика горения и взрыва.* — 2007. — Т. 43, № 4. — С. 49–58.
13. **Агеев Н. Д., Горошин С. В., Золотко А. Н., Полетаев Н. И.** Скорость стационарного пламени в газовзвесьях алюминия // *Горение гетерогенных и газовых систем.* — Черноголовка, 1989. — С. 83–85.
14. **Goroshin S., Fomenko I., Lee J. H. S.** Burning velocities in fuel rich aluminum dust clouds // *Twenty Sixth Symp. on Combustion.* — The Combustion Inst., 1996. — P. 1061–1067.
15. **Shevchuk V. G., Boychuk L. V., Goroshin S. V., Kostyshin Yu. N.** Comparative research of the flame propagation in boron and Al, Mg, Zr, Fe dust clouds // *Combustion of Boron-based Solid Propellants and Solid Fuels.* — Boca Raton: CRC Press, 1993. — P. 478–485.
16. **Щетинков Е. С.** *Физика горения газов.* — М.: Наука, 1965.
17. **Шевчук В. Г., Сидоров А. Е.** Ламинарное пламя в мелкодисперсных пылях // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 5. — С. 24–28.
18. **Алексеев А. Г., Судакова И. В.** Скорость распространения пламени в аэрозольных металлических порошков // *Физика горения и взрыва.* — 1983. — Т. 19, № 5. — С. 34–36.
19. **Ильченко Э. П., Полетаев Н. И., Флорко А. В., Флорко Т. А.** Изучение характеристик пылевых пламен частиц циркония // *Физика аэродисперсных систем.* — 2005. — Т. 42. — С. 66–75.
20. **Полетаев Н. И., Золотко А. Н., Дорошенко Ю. А.** Дисперсность продуктов сгорания металлов в ламинарном пылевом факеле // *Физика горения и взрыва.* — 2011. — Т. 47, № 2. — С. 30–44.
21. **Poletaev N. I.** Dust flame of zirconium particles — the flame structure and properties of combustion products // *7th Intern. Seminar on Flame Structure, 7 ISFS: Book of Abstr.* — Novosibirsk, Russia: Inst. of Chem. Kinet. and Combust. SB RAN, 2011. — P. 84.
22. **Федосеев В. А.** Метод треков и его применение к исследованию кинетики горения диспергированного топлива // *Теплофизика и теплотехника.* — Киев: Наук. думка, 1964. — С. 136–139.
23. **Головко В. В., Полетаев Н. И., Флорко А. В.** Роль излучения в тепловом балансе ламинарного диффузионного факела железа // *Физика аэродисперсных систем.* — 2004. — Т. 41. — С. 211–223.
24. **Jin-Hua Sun, Ritsu Dobash, Toshisuke Hirano.** Structure of flame propagation through metal particle clouds and behavior of particles // *Twenty Seventh Symp. on Combustion.* — The Combustion Inst., 1998. — P. 2405–2411.
25. **Биркс Н., Майер Дж.** Введение в высокотемпературное окисление металлов. — М.: Металлургия, 1987.
26. **Bazyn T., Krier H., Glumac N.** Evidence for the transition from the diffusion-limit in aluminum particle combustion // *Proc. of the Combust. Inst.* — 2007. — V. 31, N 2. — P. 2021–2028.

*Поступила в редакцию 2/XII 2015 г.,
в окончательном варианте — 25/II 2016 г.*