

Н. Д. АГЕЕВ, Я. И. ВОВЧУК, С. В. ГОРОШИН, А. И. ЗОЛОТКО,  
И. И. ПОЛЕТАЕВ

## СТАЦИОНАРНОЕ ГОРЕНИЕ ГАЗОВЗВЕСЕЙ ТВЕРДЫХ ГОРЮЧИХ. ЛАМИНАРНЫЙ ДИФФУЗИОННЫЙ ДВУХФАЗНЫЙ ФАКЕЛ

Основная качественная особенность горения газозвеси частиц твердых горючих в сравнении с газами заключается в дискретности зоны горения — потребление окислителя происходит на (вблизи) поверхности частиц. Поэтому объемная скорость реакции зависит не только от концентрации горючего и окислителя, но и от величины и равнодоступности реакционной поверхности газозвеси, режима реагирования индивидуальных частиц. Эта особенность может проявляться по-разному в зависимости от способа организации сжигания газозвеси. При объемном горении аэродисперсной системы условия ее воспламенения, время и полнота сгорания горючего определяются главным образом диффузионно-кинетическими факторами, удельной поверхностью частиц и соотношением между поверхностями — равнодоступной реакционной (тепловыделения) и теплоотвода газозвеси [1]. При распространении пламени по предварительно перемешанному дисперсному горючему и газообразному окислителю кроме перечисленных факторов существенно может быть излучение горящих частиц в зоне горения и частиц конденсированных окислов в зоне продуктов горения [2—4].

В настоящей работе рассматривается горение ламинарной струи газозвеси частиц твердых горючих, предварительно не перемешанных с окислителем. По аналогии с терминологией, принятой в теории горения газов, назовем такой способ организации горения ламинарным диффузионным двухфазным факелом (ЛДДФ). Принципиальная возможность получения стационарного ЛДДФ показана в [5, 6]. Однако ни механизм такого горения газозвеси, ни характеристики ЛДДФ до настоящего времени практически не исследовались. Поэтому в настоящей работе экспериментально изучались и теоретически анализировались режимы ЛДДФ и зависимости его длины (основной характеристики) от параметров газозвеси и окисляющего газа.

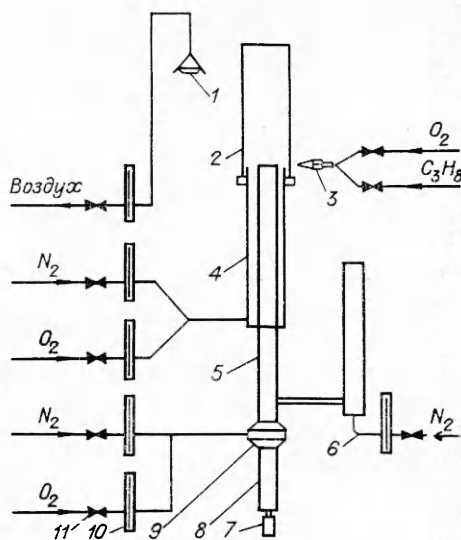
### Экспериментальная установка

Экспериментальная установка для исследования горения газозвеси частиц твердых горючих в условиях стационарного факела обеспечивает возможность работы как при отдельной подаче дисперсного горючего и газообразного окислителя, так и с предварительно перемешанной горючей смесью. Основные элементы установки, ее принципиальная схема представлены на рис. 1.

Блок подачи порошка (см. рис. 1) состоит из поршневого дозатора — цилиндрического стакана с поршнем, в который перед опытом засыпается предварительно высушенное в вакуумном шкафу порошкообразное горючее, и распылителя — специально профилированной камеры, куда подается несущий порошок газ. При равномерном движении поршня, перемещаемого электромотором, порошок подается в камеру распылителя, где высокоскоростным потоком газа, проходящим через тонкую кольцевую щель высотой  $\approx 30$  мкм, диспергируется и выносится в горелку. Конический переходник с малым углом раскрытия между распылителем и внутренней трубкой горелки позволяет получить равномерное заполнение газозвесью всего сечения трубки. Концентрация горючего в стационарном потоке газозвеси регулируется в диапазоне  $c_m = (100 \div 550) \cdot 10^{-6}$  г/см<sup>3</sup> изменением скорости движения поршня в ин-

Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

1 — пробоотборник; 2 — подвижная труба; 3 — горелка поджига; 4 — внешний цилиндр горелки; 5 — внутренний цилиндр горелки; 6 — система эжекции; 7 — электродвигатель; 8 — поршневой дозатор; 9 — распылитель; 10 — ротаметры; 11 — краны.



тервале  $v = 0,1 \div 0,3$  мм/с. Описанный блок подачи обеспечивает устойчивую работу установки в течение 8—15 мин (в зависимости от расхода порошка) при высокой стабильности значений концентрации горючего. В соответствии с условиями проведения опытов порошок может переноситься азотом, гелием, аргоном и (или) их смесями с кислородом в любом наперед заданном соотношении.

Горелка состоит из двух вертикальных коаксиальных цилиндров, по внутреннему из которых ( $R_1 = 1,4$  см) подается газозвесь. Возможность вариации объемного расхода газозвеси в диапазоне  $50 \div 400$  см<sup>3</sup>/с при сохранении постоянного значения массовой концентрации горючего создается эжектированием части потока у нижнего конца цилиндра. Внешний цилиндр состоит из двух частей: неподвижной нижней металлической трубы и подвижной стеклянной ( $R_2 = 2,8$  см), которая служит для предохранения факела от внешних возмущений и обеспечивает возможность его визуального наблюдения, фото- и кинорегистрации, а также спектральных исследований.

При изучении диффузионного факела дисперсное горючее подается инертным газом (чистым либо содержащим определенное количество первичного окислителя), а окисляющий газ, объемная доля кислорода в котором может регулироваться в интервале  $m_{O_2}^\infty = 0,05 \div 1,0$ , — по кольцевому зазору между внутренним и внешним цилиндрами. В опытах с предварительно перемешанными горючим и окислителем через кольцевой зазор для устранения газодинамических эффектов и тепловой защиты внешней стеклянной трубки может продуваться инертный газ, а для предотвращения проскока пламени устанавливается охлаждаемое водой коническое сопло-конфузор ( $d = 2,2$  см).

Объемные расходы газов регулируются игольчатыми кранами и измеряются ротаметрами типа РМ. Относительная погрешность измерений не превышает 2,5%. Содержание кислорода в несущем горючем газе и в обдуваемом потоке контролируется газоанализатором ОРСА. Точность определения концентрации кислорода не менее 0,005.

Для градуировки объемного расхода газозвеси в зависимости от условий эжектирования использованы два независимых метода: 1) трассирующих частиц, в котором значения расхода несущего газа на срезе горелки найдены как результат интегрирования распределения скорости потока по радиусу внутренней трубы, определенного по фотографиям треков частиц в лазерном ноже; 2) газового анализа, который специально разработан для этой цели и состоит в следующем. Порошкообразное горючее подается кислородом, а эжектирование газозвеси — азотом. По известным расходам газов и измеренным газоанализатором содержаниям кислорода в азоте на выходе эжектора пересчитывается объемный расход газозвеси при различных режимах эжектирования. Опыты показали хорошее согласование результатов измерений, полученных обоими методами.

Массовая концентрация горючего в газозвеси рассчитывается как отношение расхода порошка к объемному расходу газозвеси на выхо-

де из горелки. Расход порошка находится по данным измерений массы к-фазы, отобранной на фильтр (комбинация фильтров Петрянова и АФА) на заданный промежуток времени ( $t = 5$  с). Концентрация определялась по результатам 7—10 измерений до зажигания факела и сразу после его гашения. Относительная погрешность измерений массовой концентрации горючего не превышала 7%. Поджигалась газозвесь пропанокислородной горелкой, которая отключается электропневматическими клапанами после стабилизации факела. В настоящей работе представлены результаты изучения горения газозвеси частиц промышленного порошкообразного алюминия ( $d_{32} = 3,9$  мкм).

### Режимы ЛДДФ

При отдельной подаче горючего и окислителя поверхность газозвеси, по крайней мере в начальный момент времени, существенно неравнодушна, и это может определять основные особенности диффузионного двухфазного факела. В простейшем случае, когда скорости спутных струй окислителя и монодисперсного горючего и их конвективным смешением можно пренебречь, предшествующее горению смесеобразование происходит в результате диффузионного переноса окисляющего газа — частицы горючего не диффундируют. Тогда для анализа принципиально возможных режимов ЛДДФ практически непосредственно можно воспользоваться результатами теории реагирования на пористом материале [7], развитой для микрогетерогенных систем [8]. Решение квазистационарной задачи в предельно упрощенной ситуации изотермических осесимметричных струй газообразного окислителя и дисперсного горючего<sup>1</sup> показывают, что величина массовой скорости выгорания газозвеси, рассчитанная на единицу внешней поверхности факела, задается выражением

$$\frac{dM}{dt} = \frac{c_{ок}^{\infty}}{\frac{I_0(z_{\phi})}{I_1(z_{\phi})} \frac{1}{k_{\phi}} + \frac{1}{\beta_0}}, \quad (1)$$

где  $c_{ок}^{\infty}$  — концентрация окислителя в среде;  $z_{\phi} = \frac{k_{\phi}}{D} R_{\phi}$  — безразмерная координата внешней границы факела;  $D$ ,  $\beta_0$ ,  $\beta_k$  — коэффициенты диффузии окислителя и массообмена факела и частицы;  $k_{\phi} = \sqrt{\frac{DNS_k}{k + \beta_k}}$  — константа скорости горения газозвеси;  $N$  — счетная концентрация частиц горючего;  $S_k$  — поверхность частицы горючего;  $k$  — константа скорости реакции на поверхности индивидуальной частицы;  $I_0(z_{\phi})$ ,  $I_1(z_{\phi})$  — модифицированные функции Бесселя.

Отношение  $\frac{I_0(z_{\phi})}{I_1(z_{\phi})}$  в выражении (1) отражает цилиндрическую симметрию задачи (для  $z > 1$   $\frac{I_0(z)}{I_1(z)} \approx 1$ ). Концентрация окислителя на внешней поверхности факела  $c_{ок}^{\phi}$  связана с его содержанием в среде соотношением

$$c_{ок}^{\phi} = \frac{\beta_0}{k_{\phi} \frac{I_0(z_{\phi})}{I_1(z_{\phi})} + \beta_0} c_{ок}^{\infty}, \quad (2)$$

а глубина проникновения окислителя, т. е. характерный масштаб толщины зоны горения

$$Y_0 = \frac{D}{k_{\phi}} = \sqrt{\frac{D}{NS_k \frac{k\beta_k}{k + \beta_k}}}, \quad (3)$$

<sup>1</sup> Для определенности здесь и в дальнейшем полагаем, что струя окисляющего газа является внешней по отношению к газозвеси.

и зависит от реакционной поверхности единицы объема газозвеси  $NS_k$  и макроскопической скорости реакции на поверхности индивидуальной частицы.

Для упрощения анализа полагается, что реакция на поверхности частиц удовлетворяет первому порядку. Кроме  $Y_0$  другими характерными масштабами задачи служат радиус внешней поверхности факела  $R_\phi$  и размер частицы горючего  $r_k$ . Как видно из (1), скорость выгорания газозвеси, заданная в форме закона сложения сопротивлений, может лимитироваться либо скоростью подвода окислителя к внешней границе зоны горения, либо скоростью его потребления в этой зоне. В первом случае, когда  $\beta_\phi \ll k_\phi$ ,  $r_k \ll Y_0 \ll R_\phi$ ,  $c_{ок}^\phi \rightarrow 0$ ,  $Y_0 \rightarrow 0$ . Ограничение величины  $Y_0$  снизу отражает ограничение применимости использованного допущения о равнодоступности поверхности индивидуальных частиц горючего в элементарном объеме газозвеси. Такой режим ЛДДФ, используя терминологию, предложенную Л. А. Вулисом и Д. А. Франк-Каменецким, будем называть внешним диффузионным. Естественно, в этом режиме скорость выгорания горючего, а следовательно, и длина факела не зависят от размера частиц и реакционной поверхности газозвеси и определяются, как и для газов, геометрией горелки и концентрацией горючего и окислителя.

Во втором предельном случае, когда  $k_\phi \ll \beta_\phi$ ,  $c_{ок}^\phi \cong c_{ок}^\infty$ , и реагирование газозвеси происходит во внутреннем режиме, который в свою очередь распадается на два предельных. При  $r_k \ll Y_0 \ll R_\phi$  и  $\beta_\phi \ll k_\phi$ , т. е. когда макроскопическая скорость реакции на поверхности индивидуальных частиц контролируется диффузией, концентрация окислителя спадает практически до нуля на ширине зоны горения ЛДДФ. Этот режим ЛДДФ назовем внутренним диффузионным в отличие от внутреннего кинетического, который должен наблюдаться при  $k_\phi \ll \beta_\phi$ ,  $Y_0 \leq R_\phi$  и  $k \ll \beta_k$ , когда во всем объеме факела  $c_{ок} = c_{ок}^\infty$ . Наиболее существенное отличие внутренних режимов от внешнего диффузионного состоит в том, что в первом случае скорость выгорания дисперсного горючего существенно зависит от глубины проникновения окислителя, т. е. от реакционной поверхности газозвеси, определяемой концентрацией и размером частиц, причем для внутреннего диффузионного режима эта скорость должна быть обратно пропорциональна  $r_k$ , а для внутреннего кинетического —  $r_k^{1/2}$ .

### Эксперимент. Теория

С помощью выражения (3) легко оценить возможную глубину проникновения окислителя для ламинарного диффузионного двухфазного факела. Действительно, если учесть, что число частиц в единице объема газозвеси связано с массовой концентрацией металла в газозвеси соотношением  $N = \frac{3c_m}{4\pi r_{к0}^3 \rho_m}$  ( $\rho_m$  — плотность металла), и предположить, что индивидуальные частицы в зоне горения реагируют в диффузионном режиме, получим

$$Y_0 \approx r_{к0} \sqrt{\frac{c_m}{\rho_m}}$$

Для частиц Al с  $r_{к0} = 10^{-4} \div 10^{-3}$  см при  $c_m = 10^2 \div 10^3$  мг/л глубина проникновения окислителя в ЛДДФ должна составлять  $10^{-3} - 10^{-2}$  см. Следовательно, для условий проведения опытов на экспериментальной горелке практически по всей длине факела должно выполняться соотношение  $r_{к0} \ll Y_0 \ll R_\phi$ , отвечающее диффузионному (внешнему или внутреннему) режиму ЛДДФ.

Для выявления лимитирующего режима горения газозвеси измерены концентрации кислорода вне и внутри факела. Определение радиального профиля концентрации кислорода проводилось по данным га-

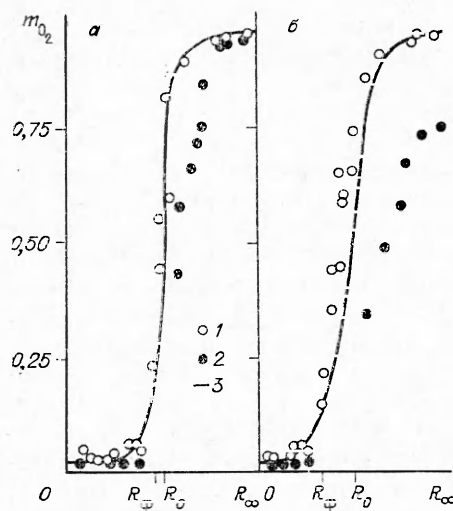


Рис. 2. Радиальные профили концентрации кислорода ( $h = 2,8$  (а) и  $12$  см (б),  $G_M = 220$  см<sup>3</sup>/с,  $B_M = 0,25$ ,  $m_{O_2}^\infty = 0,95$ ,  $m_{O_2}^* = 0,03$ ).

1 — «холодное» смешение; 2 — факел; 3 — расчет «холодного» смешения [9].

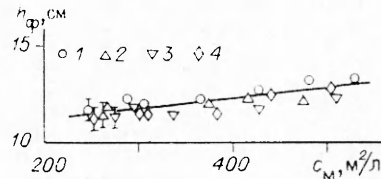


Рис. 3. Экспериментальная зависимость длины ЛДДФ от массовой концентрации металла ( $G_M = 150$  см<sup>3</sup>/с,  $m_{O_2}^\infty = 0,95$ ,  $m_{O_2}^* = 0,03$ ).

$d_{32}$ , мкм: 1 — 3,9, 2 — 5,1, 3 — 9,2, 4 — 17,7.

зового анализа проб, отобранных с помощью охлаждаемого водой зонда диаметром 2 мм. Результаты этих опытов приведены на рис. 2. Видно, что экспериментальный и расчетный [9] концентрационные профили при смешении без горения изменяются плавно и качественно согласуются вполне удовлетворительно<sup>2</sup>. Существенно отличен характер зависимости  $m_{O_2}$  от  $R$ . В эксперименте отчетливо проявляется излом профиля концентрации кислорода вблизи зоны горения. Измеренные значения  $m_{O_2} \approx 0$  внутри факела не превышают среднего содержания кислорода в техническом азоте, использовавшемся для подачи горючего.

Подтверждают приведенные выше оценки и данные опытов по изучению зависимости высоты факела от концентрации горючего, полученные для газозвесей частиц Al различной дисперсности (рис. 3), откуда следует, что в пределах погрешности эксперимента размер частиц дисперсного горючего не влияет на высоту факела. Отсутствие такой зависимости возможно лишь в случае, когда газозвесь выгорает во внешнем диффузионном режиме. Следовательно, в условиях проведения опытов ламинарный факел алюминия диффузионный не только по способу организации горения газозвеси, но и по основному лимитирующему фактору — внешней диффузии кислорода к зоне горения.

Для математического описания осесимметричного диффузионного двухфазного факела в наиболее простой постановке используем следующие допущения.

1. Отставание частиц горючего от несущего газа отсутствует, а их температуры близки (опыты в основном проводились с мелкодисперсным порошком алюминия —  $d_{32} = 3,9$  мкм).

2. В осевом направлении диффузия окислителя и перенос тепла теплопроводностью пренебрежимо малы по сравнению с конвективным переносом. Условие справедливости такого допущения —  $v_x \gg D/R_1$  — выполняется во всем диапазоне экспериментальных параметров.

3. Факел полагается теплоизолированным.

4. Скорости спутных потоков окисляющего газа и газозвеси параллельны оси, равны между собой и постоянны вдоль осевого направления.

5. Коэффициенты диффузии и температуропроводности не зависят от температуры.

<sup>2</sup> Количественное расхождение (в опыте смешение происходит интенсивнее, чем это следует из расчета) объясняется тем, что в расчете не учтены реальные профили скоростей в спутных потоках и отличная от нуля толщина стенки внутренней трубы.

Допущения 2—5 впервые введены в работе [10] и общеприняты при описании в первом приближении диффузионного факела газов.

При горении газозвеси частиц Al горючее и продукты горения находятся в конденсированном состоянии. Отсутствие диффузии конденсированных частиц не позволяет воспользоваться представлением об «отрицательном окислителе (горючем)» [10]. Вместе с тем линейное преобразование Шваба — Зельдовича, исключаяющее скорость химической реакции, может быть применено к системе уравнений диффузии окислителя<sup>3</sup> и теплопроводности

$$\begin{aligned} v_x \frac{\partial m_{\text{ок}}}{\partial x} &= D \left( \frac{\partial^2 m_{\text{ок}}}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial m_{\text{ок}}}{\partial y} \right) - f, \\ v_x \frac{\partial T}{\partial x} &= a \left( \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{1}{y} \frac{\partial T}{\partial y} \right) + \frac{Q}{c_p} f \end{aligned} \quad (4)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} x = 0: \quad 0 \leq y \leq R_2, \quad T = T_0; \quad 0 \leq y < R_1, \quad m_{\text{ок}} = 0; \quad R_1 < y \leq R_2, \quad m_{\text{ок}} = m_{\text{ок}}^\infty; \\ x > 0: \quad y = 0, \quad y = R_2, \quad \frac{\partial m_{\text{ок}}}{\partial y} = \frac{\partial T}{\partial y} = 0, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $x, y$  — осевая и радиальная координаты;  $a$  — коэффициент теплопроводности;  $f$  — объемная скорость реакции;  $Q$  — тепловой эффект реакции;  $c_p$  — удельная теплоемкость;  $v_x$  — осевая составляющая скорости;  $m_{\text{ок}}$  — мольная доля окислителя;  $T$  — температура.

Если допустить равенство  $D = a$  ( $Lu = 1$ ), из (4) можно исключить источниковый член. Тогда после перехода к безразмерным переменным система (4) сводится к уравнению

$$\frac{\partial \eta}{\partial \beta} - \frac{\partial^2 \eta}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \eta}{\partial \rho}, \quad (6)$$

решение которого известно (см., например, [12]), и для заданных граничных условий

$$\begin{aligned} \beta = 0: \quad 0 \leq \rho < 1, \quad \eta = 0; \quad 1 < \rho \leq \rho_2, \quad \eta = m_{\text{ок}}^\infty; \\ \beta > 0: \quad \rho = 0, \quad \rho = \rho_2, \quad \frac{\partial \eta}{\partial \rho} = 0 \end{aligned}$$

имеет вид

$$\eta(\rho, \beta) = 1 - \frac{1}{\rho^2} - \frac{2}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1\left(\frac{\mu_n}{\rho_2}\right)}{\mu_n J_0^2(\mu_n)} J_0\left(\frac{\mu_n}{\rho_2} \rho\right) \exp\left(-\frac{\mu_n^2}{\rho_2^2} \beta\right). \quad (7)$$

Здесь  $\eta = m_{\text{ок}} + \frac{c_p}{Q} (T - T_0)$ ,  $\beta = \frac{D}{R_1^2 v_x} x$ ;  $\rho = \frac{y}{R_1}$ ;  $\mu_n$  — корни характеристического уравнения;  $J_0, J_1$  — функции Бесселя 1-го рода. Решение задачи о высоте и форме ЛДДФ сводится к решению вопроса о задании величины  $\eta_\Phi$ , т. е. концентрации кислорода и температуры в зоне горения. (Случай, когда в несущем газозвесь газе присутствует первичный окислитель, может быть легко учтен соответствующим изменением граничных условий.)

Для рассматриваемой экспериментальной ситуации, когда, как следует из приведенных выше оценок и опытных данных, глубина проникновения окислителя много меньше внешнего радиуса факела, т. е. толщина зоны горения бесконечно мала,  $m_{\text{ок}}^\Phi = 0$ , что характерно для внешнего диффузионного режима горения. Если положить также, что при

<sup>3</sup> При записи уравнения диффузии окислителя использовано, кроме упрощающих допущений, уравнение неразрывности для газа.

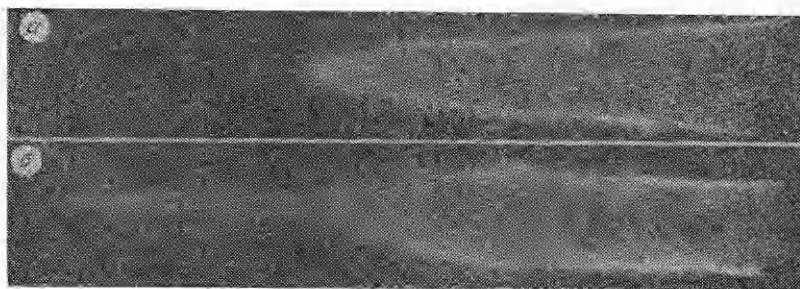


Рис. 4. Форма ламинарного диффузионного факела ( $G_M = 150 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $m_{\text{O}_2}^* = 0,03$ ).

а)  $B_M = 0,2$ ,  $m_{\text{O}_2}^\infty = 0,95$ , б)  $B_M = 0,27$ ,  $m_{\text{O}_2}^\infty = 0,43$ .

горении газозвеси, как и для гомогенного диффузионного факела [13], температура фронта равна адиабатической температуре горения стехиометрической смеси горючего и окислителя, уравнение (7), переписанное для фронта горения ( $\eta_\Phi = \eta(\rho_\Phi, \beta_\Phi)$ ), дает связь между его координатами, а следовательно, высоту и форму факела.

Обратимся теперь к сопоставлению экспериментальных данных с результатами расчета. При расчетах в соответствии с условиями проведения опытов принималось:  $R_1 = 1,4 \text{ см}$ ,  $R_2 = 2,8 \text{ см}$ ,  $c_p = 7,45 \text{ кал}/(\text{моль} \cdot \text{К})$ ,  $Q = 244,8 \text{ ккал}/\text{моль}$ . Эффективное значение  $D$ , необходимое для количественного сравнения теории с экспериментом, получено обратным пересчетом по одному произвольно выбранному экспериментальному значению длины факела и составило  $D = 3,12 \text{ см}^2/\text{с}$ .

Форма и длина ламинарного диффузионного факела газозвеси частиц А1 определялись по его прямым фотографиям. Характерные фотографии (рис. 4) иллюстрируют две существенно различные формы ЛДДФ, наблюдавшиеся в опыте.

На рис. 4, а зоны интенсивного свечения образуют конус с плавно сходящимися границами; определяемая экспериментально форма факела вполне удовлетворительно согласуется с расчетом. На рис. 4, б на образующей светящегося конуса виден излом, верхний участок факела сильно вытянут. Такая форма ЛДДФ не предсказывается расчетом. Из-

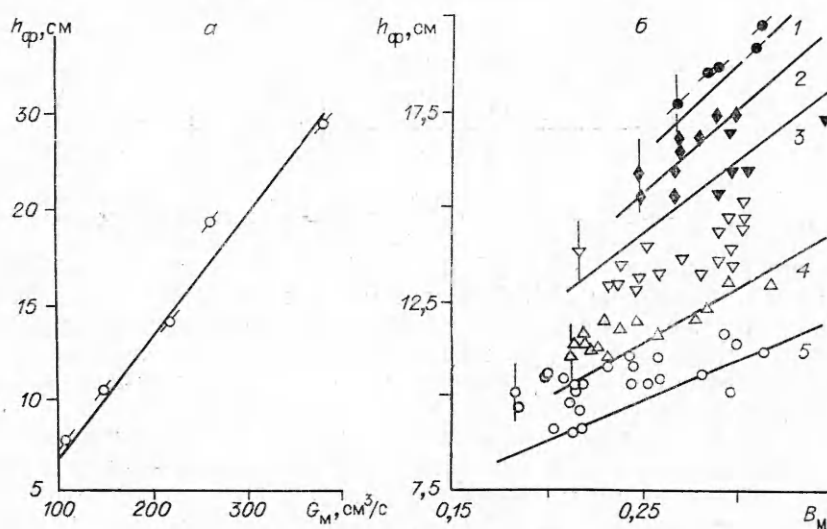
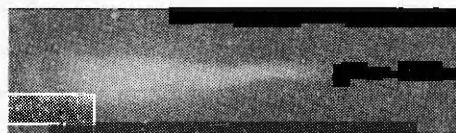


Рис. 5. Зависимости  $h_\Phi(G_M)$  (а) и  $h_\Phi(B_M)$  (б);  $m_{\text{C}_2}^* = 0,03$ .

а)  $B_M = 0,25$ ,  $m_{\text{O}_2}^\infty = 0,95$ ; б)  $G_M = 150 \text{ см}^3/\text{с}$ ,  $m_{\text{O}_2}^\infty$ :  
 1 — 0,39, 2 — 0,43, 3 — 0,49, 4 — 0,72, 5 — 0,95  
 (линии — расчет, точки — эксперимент).



Рис. 6. Характерная фотография ЛДДФ при подаче горючего гелием.



менение формы факела происходило по мере уменьшения начального значения коэффициента избытка окислителя в диапазоне  $\alpha^* = 2,7 \div 3,1$  при  $m_{\text{ок}}^\infty < 0,7$ . Если  $\alpha^* > 3,1$ , наблюдался только факел первого типа, при  $\alpha^* < 2,7$  — только второго. В промежуточной области по  $\alpha^*$  в одном опыте незначительные флуктуации концентрации горючего вызвали смену формы факела. В связи с этим можно предположить, что с ростом времени выгорания газозвеси (соответственно и длины факела) по мере уменьшения начального значения  $\alpha^*$ , сопровождающегося ростом теплопотерь, при определенных условиях может происходить срыв горения, и на фотографиях свечение конденсированной окиси алюминия фиксируется как вытянутая вершина факела.

На рис. 5 приведены экспериментальные и расчетные зависимости длины ламинарного диффузионного двухфазного факела от объемного расхода  $G_m$  и от относительной массовой концентрации металла в газозвеси  $B_m = \frac{c_m}{c_m + \rho_r}$  при различном содержании кислорода в обдуваемом потоке. Вертикальной чертой на рис. 5, б отмечены минимальные значения  $B_m$ , при которых в условиях опыта удавалось стабилизировать стационарный самоподдерживающийся факел. Видно, что предложенная выше модель в предположении о внешнем диффузионном режиме горения газозвеси, несмотря на использование в ней достаточно грубых упрощающих допущений, вполне удовлетворительно качественно и количественно описывает данные эксперимента. Как и для газового ламинарного диффузионного факела, длина ЛДДФ прямо пропорциональна объемному расходу газозвеси (см. рис. 5, а). Обращает на себя внимание относительно слабая зависимость длины двухфазного факела от содержания горючего (см. рис. 5, б). Напомним, что как основанная на соображениях размерностей, так и квазистационарная оценка предсказывает прямую пропорциональность этих величин. По мнению авторов, в опытах (и расчетная модель это учитывает) существенно проявляется инерционность процесса перестройки полей концентрации окислителя и температуры. Простая оценка применимости квазистационарного приближения для описания диффузионного горения капли, приведенная в [14], основана на том, что масса горючего должна быть много больше массы слоя газа, в котором релаксационные процессы могут обеспечить безынерционную подстройку полей концентрации окислителя и температуры под движение поверхности капли. В отличие от капли, плотность которой много больше плотности газа, плотность газозвеси  $(c_m + \rho_r) \approx \rho_r$ . Поэтому инерционность перестройки концентрационного (по окислителю) и температурного полей должна быть наиболее отчетливо выражена именно при горении газозвеси в ЛДДФ.

В заключение остановимся на интересном режиме, обнаруженном при экспериментальном исследовании влияния скорости диффузии на длину ламинарного диффузионного факела. В этих опытах, когда в качестве несущего порошкообразный алюминий газа использовался гелий, на фотографиях факела наблюдались колебательные возмущения его



Рис. 7. Кинограмма ЛДДФ при подаче горючего гелием.



$c_m \cdot 10^4, \text{ г/см}^3$	$h_{\text{He}}, \text{ см}$	$h_{\text{N}_2}, \text{ см}$	$h_{\text{N}_2}/h_{\text{He}}$	$D_{\text{O}_2-\text{He}}/D_{\text{O}_2-\text{N}_2} [15]$
2,55	11,9	23,0	1,93	2,47
2,65	11,9	22,9	1,92	2,47
2,85	12,3	23,0	1,87	2,47

поверхности (рис. 6). Однако прямыми измерениями установлено отсутствие колебаний давления в направлении, перпендикулярном струе, а скоростная киносъемка факела ( $10^3$  кадр/с) показала, что в условиях эксперимента возникает спиновый режим горения газовзвеси. На кинограмме ЛДДФ, приведенной на рис. 7, видно, что у кромки горелки образуются точечные очаги горения, перемещающиеся вверх по спирали. В результате этого движения и образуется конус факела. Выяснение причин возникновения и механизма спинового режима диффузионного двухфазного факела представляет самостоятельную задачу экспериментального и теоретического исследования.

Что же касается влияния величины коэффициента диффузии окислителя на скорость выгорания газовзвеси в ЛДДФ, то, как видно из приведенного в таблице сопоставления отношений длин ЛДДФ, замена  $\text{N}_2$  на  $\text{He}$  приводит к резкому (практически в 2 раза) сокращению  $h$ . Это отношение несколько меньше отношения соответствующих коэффициентов диффузии, что не удивительно, если учесть различный вклад естественной конвекции в газодинамику течения при существенном отличии плотностей газов и достаточно больших размерах горелки. Газодинамические факторы могут вызывать и низкочастотную неустойчивость (см., например, [16]). Вместе с тем столь сильное влияние скорости диффузионного переноса окислителя на длину факела дополнительно подтверждает его внешний диффузионный режим.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Золотко А. И., Вовчук Я. И. ФГВ, 1983, 19, 2, 10.
2. Тодес О. М., Гольцикер А. Д., Ионущас И. К. Докл. АН СССР, 1973, 213, 2, 321.
3. Шевчук В. Г., Горошин С. В., Клячко Л. А. и др. ФГВ, 1980, 16, 1, 57.
4. Руманов Э. И. Проблемы технологического горения.—Черноголовка, 1981.
5. Kassel H. M. US Dept. of the Interior Bureau of Mines. Rep. N 6551, 1964.
6. Агеев И. Д., Буйновский С. П., Вовчук Я. И. и др. I Всесоюз. симп. по макроскопической кинетике и газовой динамике.—Черноголовка, 1984.—Т. 2, ч. I.
7. Зельдович Я. Б. ЖФХ, 1939, 13, 2, 163.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике.—М.: Наука, 1967.
9. Лыков А. Н. Теория теплопроводности.—М.: Высш. шк., 1967.
10. Burke S. P., Schumann T. E. Ind. Eng. Chem., 1928, 20, 10, 998.
11. Зельдович Я. Б., Баренблатт Г. И., Либрович В. Б. и др. Математическая теория горения и взрыва.—М.: Наука, 1980.
12. Кошляков Н. С., Глиер Э. Б., Смирнов М. М. Основные дифференциальные уравнения математической физики.—М.: Физматгиз, 1962.
13. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1949, 19, 10, 1199.
14. Хайкин Б. И. Тепломассообмен в процессах горения.—Черноголовка, 1980.
15. Таблицы физических величин/Под ред. И. К. Киикоина.—М.: Атомиздат, 1976.
16. Пауэлл Г., Браун В. Вопросы горения.—М.: Metallurgizdat, 1963.

г. Одесса

Поступила в редакцию 14/III 1988,  
После доработки — 8/1 1990