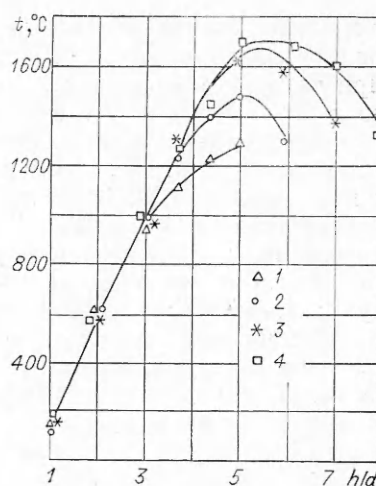


Рис. 5. Изменение температуры в слое огнеупора при $H/d = 5$ (1), 6 (2), 7 (3), 8 (4).



ниже соответствующих значений, полученных при кинетическом режиме поверхностного горения (см. рис. 3). Приведенный результат можно объяснить следующим образом. В начальной стадии горения, когда концентрация O_2 в топливной смеси имеет наибольшее значение, температура сравнительно низка из-за большого разбавления продуктов горения. По мере выгорания топлива температура в зоне горения, естественно, повышается, однако при этом концентрация кислорода падает. «Растягивание» выгорания топлива при диффузионном режиме в соответствии с (1) приводит к снижению выхода окислов азота.

На рис. 3 для сравнения приведены данные, полученные при факельном горении. Снижение выбросов окислов азота при поверхностном горении объясняется резкой интенсификацией процесса горения топлива на раскаленных поверхностях дробленого огнеупорного материала и, как следствие, сокращением высокотемпературной зоны. Кроме того, интенсивное излучение тепла с раскаленной поверхности дробленого огнеупорного материала приводит к падению температуры в слое, что в соответствии с (1) также способствует снижению выхода NO_x .

Наряду с анализом химического состава продуктов сгорания в кинетическом режиме горения газообразного топлива проводились измерения температуры внутри слоя при различной высоте засыпки H , которая варьировалась от 5 до $8d$. Результаты экспериментов приведены на рис. 5. Замедление темпа роста, а затем и убывание t связаны с тепловым излучением огнеупора.

Таким образом, в соответствующих диапазонах изменения q_F при диффузионном режиме поверхностного горения в засышке дробленого огнеупорного материала высотой $(8 \div 10)d$ и $(3 \div 5)d$ при кинетическом режиме горения обеспечивается высокая полнота сгорания топлива, создаются необходимые условия для максимального теплосъема излучением с торцевой части насыпного слоя и в соответствии с (1) минимизация выбросов окислов азота.

ЛИТЕРАТУРА

1. Равич М. Б. Газ и его применение в народном хозяйстве.— М.: Наука, 1974.
2. Спейсер В. А. Сравнительная характеристика различных типов газовых горелок предварительного смешения.— М., 1959.
3. Зельдович Я. Б., Садовников П. Я., Франк-Каменецкий Д. А. Окисление азота при горении.— М.: Изд-во АН СССР, 1946.
4. Хитрий Л. Н. Физика горения и взрыва.— М.: Изд-во МГУ, 1957.

Поступила в редакцию 12/VI 1986,
после доработки — 14/X 1986

ИСПАРЕНИЕ ГОРЯЩЕЙ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ИНТЕНСИВНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. И. Букатый, В. Н. Краснопецев, А. М. Шайдук
(Барнаул)

Предложенная в [1—4] модель горения углеродной частицы в поле лазерного излучения описывает динамику температуры и радиуса частицы при температурах поверхности $T_s \leq 3700$ К, когда испарением углерода с поверхности частицы можно пренебречь. Данная модель под-

тверждена экспериментально в [4—7] при интенсивностях воздействующего излучения $I \leq 4 \cdot 10^8$ Вт/м². В случае $I \geq 10^9$ Вт/м² $T_s > 4000$ К. При таких температурах давление насыщенных паров углерода сравнимо с атмосферным [8], и испарение частиц становится существенным.

Испарение твердых тугоплавких негорючих частиц в поле излучения рассмотрено в [9, 10]. Температурная зависимость коэффициентов тепло- и массообмена в [9, 10] учитывалась в виде степенной зависимости, что справедливо лишь для $T_s < 3000$ К [11]. В настоящей работе предложена модель испарения горячей углеродной частицы, находящейся в поле интенсивного лазерного излучения, учитывающая реальную температурную зависимость коэффициентов тепло- и массообмена.

Рассмотрим сферическую частицу радиуса a , находящуюся в неподвижном воздухе в поле интенсивного оптического излучения и нагретую до T_s . Как показано в [1, 2], времена установления полей температуры и концентрации реагентов в окрестности частицы много меньше характерного времени изменения радиуса, поэтому решение задачи можно искать в квазистационарном приближении. Исходные уравнения, описывающие потоки реагентов с учетом сделанных выше замечаний, имеют вид

$$j_i = 4\pi r^2 \left[-\frac{D(T)}{kT(r)} \frac{dp_i(r)}{dr} + \frac{p_i(r)}{kT(r)} v(r) \right], \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (1)$$

где j , p — потоки и парциальные давления; индексы 1—4 — кислород, продукты сгорания, испаренный углерод и нейтральный компонент соответственно (потоки считаем положительными, если они направлены от поверхности частицы); r — расстояние от центра частицы до точки наблюдения; $T(r)$ — температура окружающей среды на расстоянии r ; $D(T)$ — коэффициент диффузии среды, зависящий от T ; $v(r)$ — скорость стефановского потока; k — постоянная Больцмана.

Краевые условия для (1):

$$j_1 = -4\pi a^2 \frac{p_1(a)}{kT_s} \alpha(T_s), \quad (2)$$

$$j_3 = 4\pi a^2 \beta(T_s) [p_n(T_s) - p_3(a)] \frac{1}{kT_s}. \quad (3)$$

Соотношение (2) описывает поток кислорода, потребляемого поверхностью частицы вследствие гетерогенного горения. Поток j_3 (3) состоит из потока углерода, испаренного в вакуум, и обратного потока уже испаренного углерода к поверхности частицы. Здесь $\alpha(T_s)$ — константа скорости гетерогенной реакции выгорания; $p_n(T_s) = p_\infty \exp(-L/kT_s)$ — давление насыщенных паров; L — теплота испарения; $\beta(T_s) = \eta \sqrt{kT_s/2\pi m}$ [12]; m — масса атома С; η — коэффициент аккомодации (прилипания).

К системе (1)—(3) добавляются следующие очевидные условия:

$$\sum_{i=1}^4 p_i(r) = p_a, \quad (4)$$

$$j_2 = -\gamma j_1, \quad (5)$$

$$j_4 = 0 \quad (6)$$

(p_a — атмосферное давление; γ — коэффициент, зависящий от стехиометрии комплекса гетерогенных реакций горения). В дальнейшем принимаем $\gamma = 1$, что соответствует реакции выгорания С по схеме: $C + O_2 = CO_2$. Решение исходной системы в этом случае упрощается, а результаты решения слабо отличаются от случаев $\gamma > 1$. Кроме того, как показано в [13], при высоких температурах вследствие гомогенной реакции догорания СО окончательным продуктом выгорания частицы является CO_2 .

Складывая уравнения (1) и используя условия (4)—(6), получаем следующее выражение для скорости стефановского потока:

$$v(r) = \frac{kT(r)}{4\pi p_a r^2} j_3. \quad (7)$$

Исходная система (1) при использовании выражений (5)–(7) принимает вид

$$j_1 = 4\pi r^2 \left[-\frac{D(T)}{kT(r)} \frac{dp_1(r)}{dr} + \frac{p_1(r)}{4\pi p_a r^2} j_3 \right], \quad (8)$$

$$j_3 = -4\pi r^2 \frac{D(T)}{kT(r)} \left[\frac{p_a}{p_a - p_3(r)} \right] \frac{dp_3(r)}{dr}. \quad (9)$$

Согласно (8), (9), процесс горения углеродной частицы не влияет на скорость испарения. Поток j_3 определяется только градиентами давления паров С и не зависит от j_1 . Обратное утверждение неверно, поскольку в (8) присутствует стефановский поток, величина которого определяется парциальным давлением паров углерода.

Интегрируя (9), находим

$$j_3 = \frac{4\pi p_a}{k} \left[\int_a^r \frac{T(r) dr}{D(T) r^2} \right]^{-1} \ln \left[\frac{p_a - p_3(r)}{p_a - p_3(a)} \right]. \quad (10)$$

Соотношение (10) при известном j_3 определяет поле парциальных давлений испаренного углерода. Для нахождения j_3 воспользуемся очевидным условием: $p_3(r) \rightarrow 0$ при $r \rightarrow \infty$. В результате получаем

$$j_3 = -\frac{4\pi a p_a}{kT_c} \frac{1}{\Phi(T_s)} \ln \left[1 - \frac{p_3(a)}{p_a} \right], \quad (11)$$

где $\Phi(T_s) = \int_a^\infty \frac{T(r) a}{T_s D(T) r^2} dr$.

Величина $1/\Phi(T_s)$ совпадает с эффективным коэффициентом диффузии $D_{\text{эфф}}(T_s)$, введенным в [1]. Зависимость $D_{\text{эфф}}(T_s)$ определяется по известному полю температур в окрестности частицы $T(r)$ и в дальнейшем считается известной.

Неизвестное значение парциального давления паров углерода у поверхности частицы $p_3(a)$, входящее в (11), определяется из следующего выражения, вытекающего из уравнений (3), (11):

$$-\ln \left[1 - \frac{p_3(a)}{p_a} \right] = \frac{a\beta(T_s)}{p_a D_{\text{эфф}}(T_s)} [p_n(T_s) - p_3(a)]. \quad (12)$$

Переходя к безразмерным переменным с помощью соотношений

$$x = r/a, \quad \Theta = T(r)/T_s, \quad y_i = p_i(x)/p_a, \\ g_i = j_i \frac{kT_c}{4\pi a p_a} \int_1^\infty \frac{\Theta(x) dx}{D(\Theta) x^2} = j_i \frac{kT_s}{4\pi a p_a D_{\text{эфф}}(T_s)}, \quad (13)$$

получаем замкнутую систему нелинейных алгебраических уравнений для нахождения неизвестного потока испаренного углерода

$$g_3 = -\ln [1 - y_3(1)], \\ -\ln [1 - y_3(1)] = \frac{a\beta(T_s)}{D_{\text{эфф}}(T_s)} [y_n(T_s) - y_3(1)], \quad (14)$$

где $y_n(T_s) = p_n(T_s)/p_a$.

Система (14) может быть решена численно. Рассмотрим ряд конкретных случаев, представляющих практический интерес, в которых решение задачи может быть получено аналитически.

При относительно слабых нагревах ($T_s \ll 3700$) давление насыщенных паров углерода много меньше атмосферного [8], т. е. $y_n(T_s) \ll 1$. Разлагая уравнения системы (14) в ряд Тейлора по $y_3(1)$ и учитывая,

что $y_3(1) < y_n(T_s)$, получаем:

$$g_3 = \frac{y_n(T_s)}{1 + D_{эфф}(T_s)/a\beta(T_s)} \quad y_3(1) = g_3. \quad (15)$$

Запишем выражение для потока в размерном виде:

$$j_3 = 4\pi a^2 \frac{p_n(T_s)}{kT_s} \left[\frac{a}{D_{эфф}(T_s)} + \frac{1}{\beta(T_s)} \right]^{-1}. \quad (16)$$

Структура (16) аналогична структуре соотношения для скорости горения частицы, полученного в [14]. Следовательно, формально процесс испарения может происходить как в кинетической ($1/\beta(T_s) \gg a/D_{эфф}(T_s)$), так и в диффузионной ($1/\beta(T_s) \ll a/D_{эфф}(T_s)$) области. Однако, оценивая значения параметров $\beta(T_s)$, $D_{эфф}(T_s)$, имеем: $D_{эфф}(T_s) \sim 10^{-4}$ м²/с [1], $\beta(T_s) \approx 600$ м/с, $a = 10^{-6}$ м, $a/D_{эфф}(T_s) \approx 10^{-2}$ с/м, $1/\beta(T_s) \approx 10^{-3}$ с/м. Следовательно, $a/D_{эфф}(T_s) \gg 1/\beta(T_s)$, и при слабых нагревах скорость испарения частицы практически всегда определяется скоростью диффузионного массообмена. Кинетический режим в этом случае может реализовываться, если $\eta < 0,1$ и $a < 1$ мкм.

При $T_s \geq 4500$ К $p_n(T_s) > p_a$, а парциальное давление газообразного углерода у поверхности частицы $p_3(a) \sim p_a$. Полагая $y_3(1) \sim 1$, получаем

$$g_3 = \frac{a\beta(T_s)}{D_{эфф}(T_s)} [y_n(T_s) - 1] \quad \text{или в размерном виде}$$

$$j_3 = 4\pi a^2 \frac{p_a}{kT_s} \beta(T_s) \left(\frac{p_n(T_s)}{p_a} - 1 \right), \quad (17)$$

т. е. при высоких температурах поток испаренного углерода не зависит от коэффициента диффузии (испарение всегда происходит в кинетическом режиме). Физически это обусловлено тем, что при больших T_s отвод газообразного С от границы раздела фаз определяется стефановским потоком. Подчеркнем, что при возрастании температуры режим испарения переходит из диффузионного в кинетический в отличие от процессов горения, где при повышении температуры происходит переход от режима, определяемого кинетикой химических реакций, к диффузионному.

Для нахождения потока испаренного С в промежуточной области температур исходная система уравнений (14) решена численно. В дальнейшем зависимости j_3 от T и a считаем известными.

Найдем выражение для потока кислорода к поверхности частицы, определяющее скорость ее выгорания. Используем (13) и введем новую переменную $\xi = 1/x$, тогда из уравнения (8) получим

$$\frac{dy_1(\xi)}{d\xi} + [y_1(\xi) g_3 - g_1] \frac{T(\xi) D_{эфф}(T_s)}{T_s D(T)} = 0. \quad (18)$$

Разделяя переменные в (18) и интегрируя, находим

$$y_1(\xi) g_3 - g_1 = z_0 \exp \left[-g_3 D_{эфф}(T_s) \int_1^{\xi} \frac{T(\xi)}{T_s D(T)} d\xi \right], \quad (19)$$

$$z_0 = -g_1 \exp(-g_3).$$

Используя краевое условие (2) и вычисляя $y_1(1)$ с помощью (19), приходим к следующему выражению:

$$j_1 = -4\pi a^2 \frac{p_1(\infty)}{kT_s} e^{-g_3} \left[\frac{1}{\alpha(T_s)} + \frac{a}{g_3 D_{эфф}(T_s)} (1 - e^{-g_3}) \right]^{-1}, \quad (20)$$

из которого видно, что при слабом испарении частицы ($g_3 \ll 1$)

$$j_1 = -4\pi a^2 \frac{p_1(\infty)}{kT_s} \left[\frac{1}{\alpha(T_s)} + \frac{a}{D_{эфф}(T_s)} \right]^{-1}$$

что совпадает с соответствующим выражением, полученным в [1, 2]. При интенсивном испарении частицы ($g_s \gg 1$) поток $j_1 \rightarrow 0$. Следовательно, при высоких T_s процесс гетерогенного горения прекращается. Физически это обусловлено прекращением доступа кислорода к поверхности частицы из-за большой величины встречного стефановского потока.

Приведенные выше выражения для j_1 и j_3 получены при условии, что T_s и a известны. Однако при взаимодействии интенсивного оптического излучения с аэрозольными частицами реально известен только параметр, определяющий ход процесса: плотность потока энергии возмущающего излучения I . Температура поверхности частицы и ее радиус становятся функциями плотности потока энергии и времени. Динамика изменения T_s и a описывается системой нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений [1]:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{3}{4\pi a^3 \rho c_p} F(a, T_s), \quad (21)$$

$$\frac{da}{dt} = -\frac{K_s(a, T_s)}{\rho} - \frac{m}{4\pi a^2 \rho} j_3, \quad (22)$$

причем в (22) вошел член, определяющий убыль радиуса со временем за счет испарения;

$$F(a, T_s) = \pi a^2 K_{\pi} I + 4\pi a^2 Q_{\text{эфф}} K_s(a, T_s) - 4\pi a \int_{T_0}^{T_s} \lambda(T) dT - 4\pi a^2 \sigma (T_s^4 - T_0^4) - L j_3, \quad (23)$$

где ρ , c_p — плотность и теплоемкость углерода; K_{π} — фактор эффективности поглощения света частицей [15]; $Q_{\text{эфф}}$ — тепловой эффект комплексов гетерогенных реакций горения [13]; $\lambda(T)$ — теплопроводность воздуха [11]; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_0 — температура среды на большом расстоянии от частицы; L — теплота испарения углерода (в расчете на один атом). Величина $K_s(a, T_s)$ — поток массы углерода с единицы поверхности, обусловленный горением частицы, и связана с полученным выше потоком кислорода соотношением

$$K_s(a, T_s) = \gamma \frac{m}{4\pi a^2} j_1$$

(γ — эффективный коэффициент стехиометрии комплекса реакций [13]).

Отметим, что выражение (23) записано с учетом реальной температурной зависимости теплопроводности среды, а система (21), (22) — в предположении, что время выхода температуры поверхности частицы на квазистационарное значение много больше времени установления полей температуры и концентрации реагентов у поверхности частицы.

Оценки характерных времен изменения T_s и a показывают, что частица достигает максимальной температуры практически без изменения радиуса. Это позволяет с достаточной точностью определять T_s после выхода на квазистационарное значение, используя уравнение теплового баланса

$$F(a, T_s) = 0. \quad (24)$$

На рис. 1 приведена функция

$$f(a, T_s) = -F(a, T_s)/\pi a^2 + K_{\pi} I,$$

график которой можно рассматривать как номограммы для определения T_s по известному значению $K_{\pi} I$. Величина T_s определяется точками пересечения кривых $y_1 = K_{\pi} I$ и $y_2 = f(a, T_s)$. На рис. 1 для частицы с $a = 100$ мкм штриховая кривая отвечает горению частицы без учета испарения. Как видно, испарение начинает влиять на процесс взаимодействия излучения с частицей от температур ~ 3700 К. Поведение кривых

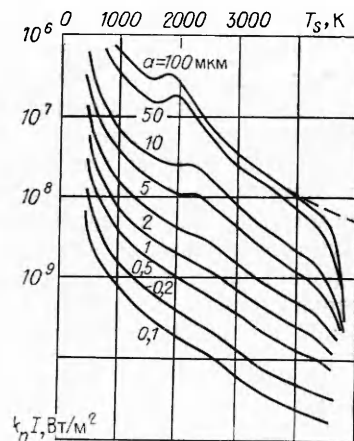


Рис. 1.

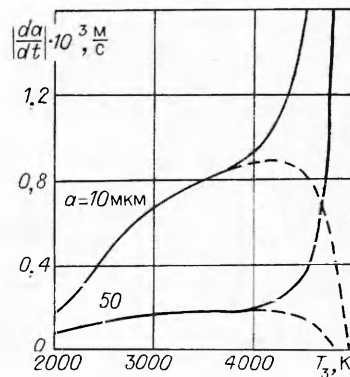


Рис. 2.

при $T_s < 3700$ К обусловлено горением частицы и обсуждено в [1, 2, 13]. Влияние теплоотвода за счет испарения сказывается на слабом росте T_s , даже при значительном увеличении интенсивности излучения. Так, для изменения температуры частицы радиуса 100 мкм от 4500 до 4700 К требуется увеличение интенсивности излучения в 4 раза. Таким образом, значение T_s в режиме интенсивного испарения практически не зависит от плотности потока энергии воздействующего излучения. Экстраполяция приведенных кривых до более высоких T_s невозможна, поскольку скорость стефановского потока становится сравнимой со скоростью звука и описанная модель становится неприменимой. Для анализа режимов испарения частицы при более высоких температурах необходимо решение задачи в газодинамическом приближении.

На рис. 2 приведены зависимости скорости изменения радиуса частицы da/dt вследствие горения (штриховые кривые) и горения с учетом испарения (сплошные) от T_s . Видно, что с началом испарения скорость выгорания начинает уменьшаться и при $T_s \sim 4700$ К гетерогенное горение частицы практически прекращается. Скорость испарения при этом становится значительной. Для частиц с меньшими размерами поведение кривых качественно совпадает, но прекращение гетерогенного горения наступает при более высокой температуре.

Зависимость скорости испарения от плотности потока энергии воздействующего излучения без учета ее выгорания (случай инертной среды) приведена на рис. 3. Из графика видно, что интенсивность испарения имеет ярко выраженный «пороговый» характер, т. е. отлична от нуля лишь при значениях I , больших некоторой минимальной, зависящей от размера частицы. При плотности потока энергии больше пороговой

$$|da/dt| \approx -8,21 \cdot 10^{-9}/a + 1,71 \cdot 10^{-12} \cdot I. \quad (25)$$

Физически линейная зависимость обусловлена тем, что при столь высоких I значение T_s практически постоянно. Тогда из (22) и (23), полагая $K_s(a, T_s) = 0$ (инертная среда), получаем

$$\left| \frac{da}{dt} \right| = -\frac{m}{\rho L} \left[\frac{1}{a} \int_{T_0}^{T_s} \lambda(T) dT + \sigma (T_s^4 - T_0^4) \right] + \frac{m K_n}{4 \rho L} I. \quad (26)$$

Сравнение коэффициентов в (25) и (26) дает их совпадение в пределах 5%. Отсюда следует, что формула (25) фактически справедлива и за пределами применимости используемой модели испарения, т. е. и при испарении в газодинамическом режиме. Действительно, при высоких

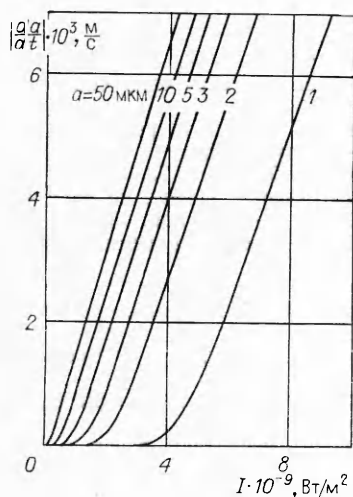


Рис. 3.

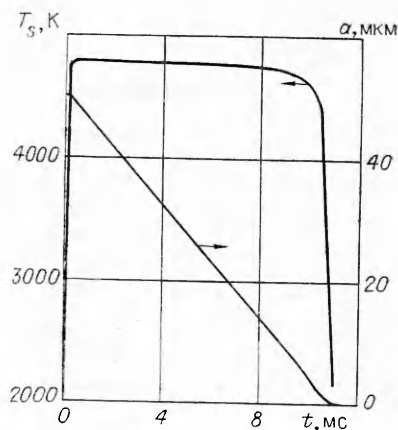


Рис. 4.

значениях I соотношение (24) можно приближенно записать:

$$\pi a^2 K_{\text{п}} I - L \frac{4\pi a^2 \rho}{m} \left| \frac{da}{dt} \right| = 0.$$

Здесь отсутствуют члены, зависящие от режима испарения.

Численные расчеты скорости изменения радиуса частицы в зависимости от I для разных a при совместном действии процессов горения и испарения показывают, что скорость изменения радиуса практически не зависит от размера частицы и целиком определяется величиной I . Отметим, что скорости «чистого» испарения и горения существенно зависят от размера частицы. Для практических оценок можно с достаточной точностью считать, что скорость изменения радиуса испаряющейся частицы при наличии горения есть линейная функция плотности потока энергии, проходящей через начало координат с наклоном, определяемым из выражения (25).

Для определения динамики температуры и радиуса испаряющейся частицы исходная система уравнений (21), (22) решена численно для различных начальных размеров частиц. На рис. 4 приведена типичная зависимость температуры и радиуса относительно крупной частицы ($a = 50$ мкм) от времени воздействия; $I = 3 \cdot 10^9$ Вт/м², $K_{\text{п}} = 1$. Видно, что радиус частицы практически линейно убывает со временем, что подтверждает сделанный выше вывод о слабой зависимости da/dt от a . После быстрого выхода на максимальное значение практически величина T_s остается постоянной до почти полного испарения частицы. Заметное изменение T_s возникает лишь при уменьшении радиуса частицы примерно в 20 раз. Физически это обусловлено упомянутой выше особенностью поведения отдельных членов в выражении (23). Легко видеть, что при высоких температурах тепловой баланс частицы устанавливается независимо от ее размера. Для частиц с $a < 1$ мкм, напротив, температура поверхности после выхода на максимальное значение относительно быстро уменьшается приблизительно по экспоненциальному закону. Это обусловлено возрастанием относительной доли энергии, отдаваемой частицей в окружающую среду за счет теплопроводности.

Таким образом, в настоящей работе впервые рассмотрена модель влияния испарения на скорость выгорания аэрозольной частицы, находящейся в интенсивном оптическом поле. Показано, что при достаточно больших интенсивностях излучения гетерогенное горение частицы прекращается. Скорость изменения радиуса частицы становится линейной функцией плотности потока энергии, практически не зависящей от размера частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Букатый В. И., Шайдук А. М., Жданов Е. П. ФГВ, 1982, 18, 3, 56.
2. Шайдук А. М.— В кн.: Распространение мощного оптического излучения в твердом аэрозоле.— Барнаул, АГУ, 1982.
3. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М.— В кн.: II Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Ч. 2.— Обнинск, 1982.
4. Букатый В. И., Суторихин И. А., Шайдук А. М. ФГВ, 1983, 19, 1, 73.
5. Краснопевцев В. Н., Суторихин И. А.— В кн.: II Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Ч. 2.— Обнинск, 1982.
6. Краснопевцев В. Н.— В кн.: III Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Ч. 4.— Обнинск, 1985.
7. Суторихин И. А. Там же.
8. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Кикоина.— М.: Атомиздат, 1976.
9. Алексеев И. М., Свиркунов П. Н.— В кн.: I Всесоюз. совещ. по атмосферной оптике. Ч. 2.— Томск, 1976.
10. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях.— Новосибирск: Наука, 1980.
11. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей.— М.: Наука, 1972.
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Т. 5, ч. 1.— М.: Наука, 1976.
13. Шайдук А. М. Канд. дис.— Томск, ТГУ, 1983.
14. Хитрин Л. Н. Физика горения и взрыва.— М.: Изд-во МГУ, 1957.
15. Ван-де-Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами.— М.: ИЛ, 1961.

Поступила в редакцию 17/VI 1986

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ГОРЕНИЯ СИСТЕМЫ ТИТАН — БОР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЗАКАЛКИ ФРОНТА РЕАКЦИИ

*Ю. М. Максимов, О. К. Лепанова, Л. Г. Расколенко
(Томск)*

Экспериментальному изучению процессов горения безгазовых систем посвящено значительное количество работ [1—6]. Большинство существующих методов исследования основано на измерении зависимости распределения температуры и скорости горения от параметров процесса [2—5], воздействии на горение физических полей [6]. Эти методы позволяют судить о механизме, но дают в итоге косвенную информацию о процессах, протекающих в волне горения. Известна попытка получения прямой информации путем визуализации процесса с помощью электронного микроскопа [7]. Сущность методики основана на электронно-микроскопическом наблюдении взаимодействия реагирующей пары частица — пленка. Однако такие характерные для данной методики явления, как кристаллизация пленки-подложки, рост зерен и скручивание продуктов реакции вследствие стремления системы уменьшить свою поверхностную энергию, образование под воздействием электронного пучка газообразных продуктов, окисление объектов остаточным кислородом и отсутствие специфической для процессов горения обратной связи между скоростями реакции и нагрева вещества, не моделируют условия взаимодействия во фронте.

Интересным представляется метод непосредственного анализа образующихся во фронте продуктов с помощью синхротронного излучения [8]. Однако при широком использовании этого метода следует учитывать влияние температуры на параметры решетки образующихся соединений и примерно в 100 раз понизить характерное время набора рентгенограмм.

Наиболее прост и доступен метод металлографического изучения образцов с фиксированным закалкой фронтом горения. Закалку обычно осуществляют сбрасыванием горящих образцов в воду [9] или жидкий аргон [10], сжиганием составов на медном поддоне [11] или в сужающейся медной обойме [12]. Металлографические исследования целесообразно