

УСТОЙЧИВЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛО- И МАССООБМЕНА УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. Калинин, С. Г. Орловская, А. В. Мандель

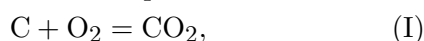
Одесский государственный университет им. И. И. Мечникова, 270100 Одесса, Украина

Изложен метод описания и анализа процессов тепло- и массообмена углеродной частицы, находящейся в поле лазерного излучения. Найдены и проанализированы закономерности зависимостей критических диаметров и температур от поглощенной интенсивности лазерного излучения при низких и высоких значениях температуры воздуха, а также условия, при которых имеют место гистерезисные зависимости температуры частицы от ее диаметра и интенсивности лазерного излучения.

В настоящее время одной из актуальных научных и технологических задач является поиск наиболее выгодных условий сжигания твердых топлив, в том числе и при воздействии лазерного излучения. Анализируя опубликованные экспериментальные и теоретические исследования, можно отметить, что ряд вопросов до сих пор изучен недостаточно. В частности, это касается и выявления закономерностей зависимостей температуры и диаметра частицы от времени при различных интенсивностях лазерного излучения, температуры среды, начальной температуры и начального диаметра частицы. Слабо изучен вопрос об областях, ограниченных критическими диаметрами частицы и интенсивностями лазерного излучения, в которых имеют место гистерезисные зависимости температуры частицы от диаметра и интенсивности лазерного излучения при низких и высоких значениях температуры газа, а также о роли в этих процессах различных механизмов теплообмена.

Анализ этих задач может привести к методу, который позволит прогнозировать динамику процессов тепло- и массообмена при различных начальных параметрах частицы и условиях внешней среды. Проведем исследование для одиночной углеродной частицы.

Временные зависимости температуры и диаметра частицы при протекании на ее поверхности параллельных реакций



описываются уравнениями теплового и массового балансов [1–4]:

$$\frac{c_1 \rho_1 d}{6} \frac{\partial T_1}{\partial t} = q_{ch} + q_l - q_{mk} - q_r, \quad (1)$$

$$T_1|_{t=0} = T_{in};$$

$$\frac{1}{2} \rho_1 \frac{\partial d}{\partial t} = - \frac{\rho_2 n_{ox} \left(\sum_{i=1}^2 \Omega_i k_i \right) \beta}{\sum_{i=1}^2 k_i + \beta}, \quad (2)$$

$$d|_{t=0} = d_{in};$$

$$q_l = \frac{1}{4} K_\alpha I; \quad q_{ch} = \rho_2 n_{ox} \frac{\left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) \beta}{\sum_{i=1}^2 k_i + \beta};$$

$$\sum_{i=1}^2 k_i = \sum_{i=1}^2 k_{0i} \exp \left(- \frac{E_i}{RT_1} \right),$$

где $i = 1$ для реакции (I), $i = 2$ для реакции (II);

$$q_{mk} = \alpha(T_1 - T_2); \quad q_r = \varepsilon \sigma (T_1^4 - T_{wl}^4);$$

$$\alpha = \frac{2\lambda_2}{d}, \quad \beta = \frac{2D}{d}, \quad D = \frac{\lambda_2}{c_2 \rho_2}, \quad \rho_2 = \rho_{20} \frac{T_0}{T_*},$$

$$T_* = (T_1 + T_2)/2, \quad T_0 = 1273 \text{ K};$$

$$c_2 = 1185 + 0,125(T_* - T_0), \quad \lambda_2 = \lambda_{20} (T_*/T_0)^{0,75}.$$

Здесь T — температура; t — время; d — диаметр; λ — коэффициент теплопроводности; c —

удельная теплоемкость; ρ — плотность; D — коэффициент диффузии; k_1, k_2 — константы скоростей химических реакций (I) и (II); q_1, q_2 — тепловые эффекты химических реакций; E_1, E_2 — энергии активации; k_{01}, k_{02} — предэкспоненциальные множители; α, β — коэффициенты тепло- и массообмена соответственно; Ω_1, Ω_2 — относительные массовые стехиометрические коэффициенты; n_{ox} — концентрация окислителя (кислорода) в среде; q_{ch} — плотность химического тепловыделения; q_{mk}, q_r — плотности теплового потока соответственно молекулярно-конвективным путем и излучением между частицей и стенками реакционной установки; I — интенсивность лазерного излучения; K_α — фактор поглощения лазерного излучения частицей; q_l — интенсивность лазерного излучения, поглощенного частицей; ε — коэффициент черноты частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; R — универсальная газовая постоянная. Индексы: 1 — частица, 2 — газ, ox — окислитель, ch — химическая реакция, mk — молекулярно-конвективный, l — лазерное, r — излучение, in — начальный, wl — стенки реакционной установки. Кроме того, введем обозначение $q_h = q_{mk} + q_r - q_l$ для суммарного теплоотвода от частицы.

Из нестационарной модели (1) и (2) критические параметры воспламенения и потухания находятся из условия нарушения устойчивости стационарных состояний частицы:

$$\frac{\partial T_1}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial^2 T_1}{\partial t^2} = 0.$$

Это эквивалентно условию касания кривых $q_{ch}(T_1)$ и $q_h(T_1)$:

$$q_{ch} = q_h, \quad \frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} = \frac{\partial q_h}{\partial T_1}. \quad (3)$$

Критические диаметры частицы и интенсивности лазерного излучения определяются экстремумами на зависимостях диаметра частицы или поглощенной ею интенсивности лазерного излучения от стационарной температуры частицы:

$$\left(\frac{\partial d}{\partial T_1} \right)_{q_l} = 0, \quad \left(\frac{\partial q_l}{\partial T_1} \right)_d = 0. \quad (4)$$

Докажем, что (4) эквивалентно (3). Запишем условие стационарности в дифференциальной форме, которая объединяет устойчивые и критические стационарные состояния, получающиеся в результате изменения диаметра частицы и поглощенной ею интенсивности лазерного излучения:

$$\begin{aligned} \frac{\partial q_{ch}}{\partial d} \partial d + \frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} \partial T_1 &= \\ &= \frac{\partial q_h}{\partial d} \partial d + \frac{\partial q_h}{\partial q_l} \partial q_l + \frac{\partial q_h}{\partial T_1} \partial T_1, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial T_1} + \frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} = \frac{\partial q_h}{\partial d} \frac{\partial d}{\partial T_1} + \frac{\partial q_h}{\partial q_l} \frac{\partial q_l}{\partial T_1} + \frac{\partial q_h}{\partial T_1}$$

или

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial q_{ch}}{\partial d} - \frac{\partial q_h}{\partial d} \right) \frac{\partial d}{\partial T_1} &= \\ &= \frac{\partial q_h}{\partial q_l} \frac{\partial q_l}{\partial T_1} + \frac{\partial q_h}{\partial T_1} - \frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1}, \end{aligned} \quad (5)$$

Так как $\frac{\partial q_{ch}}{\partial d} \neq \frac{\partial q_h}{\partial d}$ и $\frac{\partial q_h}{\partial q_l} = -1$, то из (5) следует, что (3) эквивалентно (4).

Зависимость $d(T_1)$ получается из условия $q_{ch} = q_h$:

$$\begin{aligned} d(T_1) &= \frac{2\lambda_2}{\alpha} = \frac{2D}{\beta} = \\ &= \frac{2\lambda_2(T_1 - T_2)}{\left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) \rho_2 n_{ox} (A \pm \sqrt{A^2 - B})}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$A = 0,5(1 - A_1 - A_2), \quad B = A_1 A_2,$$

$$A_1 = c_2(T_1 - T_2) \sum_{i=1}^2 k_i / n_{ox} \sum_{i=1}^2 k_i q_i,$$

$$A_2 = (\varepsilon \sigma (T_1^4 - T_{wl}^4) - q_l) / \rho_2 n_{ox} \sum_{i=1}^2 k_i q_i.$$

Зависимость $q_l(T_1)$ представим в виде

$$q_l(T_1) = -q_{ch}(T_1) + q_{mk}(T_1) + q_r(T_1). \quad (7)$$

Анализ зависимостей (6) и (7) показал, что в низкотемпературном режиме ($k \ll \beta$) уменьшение диаметра частицы приводит к слабому уменьшению ее температуры (рис. 1, а). Это связано с ростом теплопотерь молекулярно-конвективным путем ($\alpha \sim 1/d$). При увеличении диаметра частицы (стрелка вдоль низкотемпературной ветви) и достижении его максимального значения d_{I_1} (точка I_1 ; коэффициенты тепло- и массообмена минимальны) происходит скачкообразный переход на высокотемпературный режим протекания гетерогенных химических реакций. Начальные условия

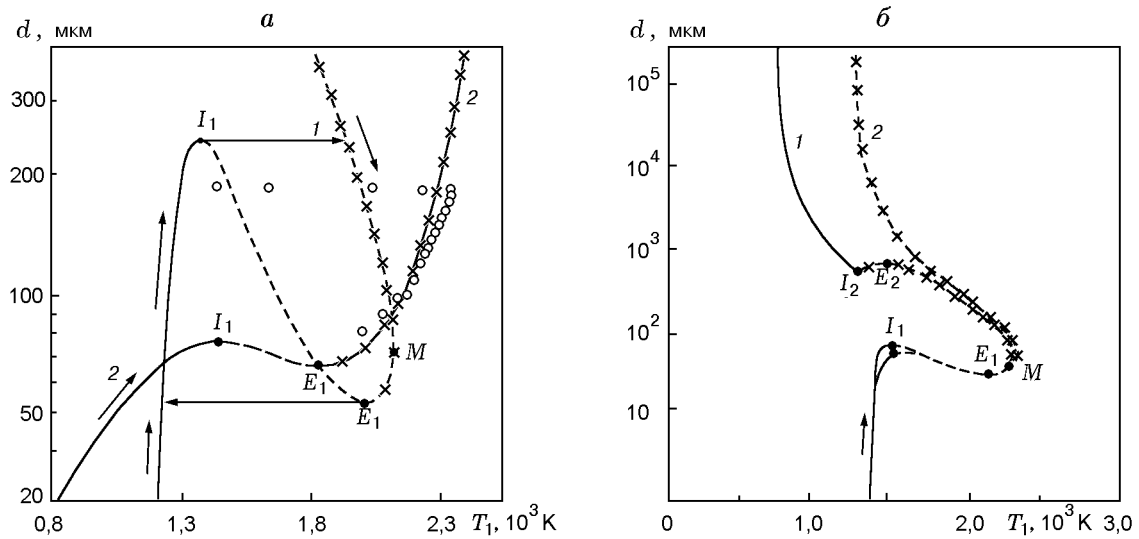


Рис. 1. Зависимости $d(T_1)$ для углеродной частицы:

$T_{wl} = 293$ K; а: 1 — $T_2 = 1200$ K, $q_l = 10^5$ Вт/м², 2 — $T_2 = 293$ K, $q_l = 1,56 \cdot 10^6$ Вт/м²; б: 1 — $T_2 = 1400$ K, $q_l = 10^4$ Вт/м², 2 — $T_2 = 1400$ K, $q_l = 10^5$ Вт/м²; кружки — эксперимент [4], сплошные линии — окисление, крестики — горение, штриховые линии — влияние начальной температуры на значения d_{I_1} , определяющие воспламенение частицы

перехода должны удовлетворять следующим требованиям: $d_{in} > d_{I_1}$, $T_{in} > 0$. Здесь и далее использованы индексы: I — воспламенение, E — потухание, M — максимальное значение величины, cr — критические параметры, b — горение, γ — вырождение.

Для высокой температуры газа и малой интенсивности лазерного излучения (см. рис. 1, а, кривая 1) в высокотемпературном режиме уменьшение в процессе горения диаметра частицы до значения d_M (стрелка вдоль высокотемпературной ветви) приводит к увеличению ее температуры и достижению максимального значения $T_{b,M}$ (точка M). Дальнейшее уменьшение диаметра вызывает уменьшение T_b . При достижении диаметром и температурой частицы критических значений d_{E_1} и T_{1,E_1} (точка E_1) происходит самопроизвольный скачкообразный переход с высокотемпературного на низкотемпературный режим тепло- и массообмена (горизонтальная стрелка справа налево), который определяется в основном теплопотерями теплопроводностью. Для высокой температуры газа вид зависимости $T_b(d)$ объясняется тем, что с уменьшением диаметра до d_M растет коэффициент массообмена, что приводит к большему возрастанию q_{ch} по сравнению с q_{mk} . Дальнейшее уменьшение диаметра ($d_{E_1} < d < d_M$) приводит к большему росту q_{mk} по сравнению с q_{ch} .

Зависимость температуры частицы от ее диаметра в интервале $d_{E_1} < d < d_{I_1}$ имеет гистерезисный характер. Ветвь, соединяющая точки I_1 и E_1 , описывает влияние начальной температуры частицы на критическое значение ее диаметра, определяющее переход на ветвь горения внутри гистерезисной петли.

Качественно другой вид у зависимости $d(T_1)$ при низкой температуре газа и высокой интенсивности лазерного излучения (см. рис. 1, а, кривая 2). Для высокотемпературных стационарных устойчивых состояний характерно плавное уменьшение температуры частицы по мере уменьшения ее диаметра. С увеличением d_{in} и при $d_{in} \rightarrow \infty$ температура частицы стремится к максимальному значению, которое определяется из равенства интенсивности лазерного излучения, поглощенного частицей, теплопотерям излучением к стенкам реакционной установки. Варьирование интенсивности лазерного излучения при неизменных значениях температур газа и стенок реакционной установки также вызывает изменение характера зависимости $d(T_1)$, что иллюстрирует рис. 1, б. При низкой интенсивности лазерного излучения и высокой температуре газа на кривой $d(T_1)$ в области больших размеров частиц появляются дополнительные экстремумы (точки I_2 , E_2 , кривая 1 на рис. 1, б). Они обусловлены теплопотерями излучением от части-

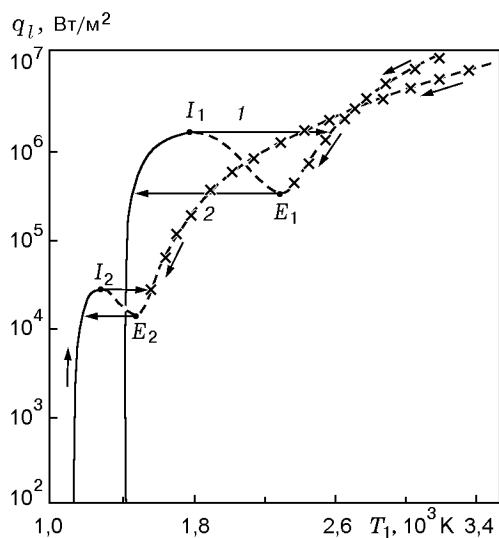


Рис. 2. Зависимости $q_l(T_1)$ для углеродной частицы:

$T_{wl} = 293$ К, $T_2 = 1400$ К; 1 — $d = 20$ мкм, 2 — $d = 800$ мкм; сплошные линии — окисление, крестики — горение, штриховые линии — $q_{l,I}(T_{in})$

цы к холодным стенкам реакционной установки, что существенно проявляется при низких интенсивностях лазерного излучения. Видно, что увеличение интенсивности лазерного излучения приводит к исчезновению второй гистерезисной петли на зависимости $d(T_1)$.

На рис. 2 представлены зависимости $q_l(T_1)$ для случая высокой температуры газа и низкой температуры стенок ($T_2 = 1400$ К, $T_{wl} = 293$ К) при диаметрах частицы 20 и 800 мкм. Для таких частиц, как видно из рисунка, существует три стационарных режима тепло- и массообмена: низкотемпературный (окисление), высокотемпературный (горение) и неустойчивый режим, определяющий влияние начальной температуры частицы на критическое значение $q_{l,I}$, выше которого происходит переход к высокотемпературному состоянию.

В области низкотемпературных состояний для сравнительно небольшого увеличения температуры частицы требуется существенное увеличение q_l (показано стрелкой вдоль низкотемпературной ветви). С увеличением q_l одновременно с T_1 растут значения q_{ch} , q_r и q_{mk} , и при достижении критических значений $q_{l,I}$ и $T_{1,I}$ (точки I на рис. 2) происходит скачкообразный переход на высокотемпературный режим тепло- и массообмена.

Для частиц диаметрами 800 и 20 мкм, находящихся в высокотемпературном состоянии, уменьшение интенсивности лазерного излучения (стрелка вдоль высокотемпературной ветви) до критического значения $q_{l,E}$ (точки E) приводит к скачкообразному переходу с высокотемпературного на низкотемпературный режим тепло- и массообмена — вынужденному потуханию частиц. Таким образом, при определенных значениях начального диаметра частицы (и других режимных параметров) зависимость $T_1(q_l)$ в интервале $q_{l,E} < q_l < q_{l,I}$ имеет гистерезисный характер. Существование точек I и E определяется условиями (3).

Внутри гистерезисной петли устойчивые высоко- и низкотемпературные состояния в интервале $q_{l,E} < q_l < q_{l,I}$ реализуются в зависимости от начальной температуры частицы. Если $T_{in} < T_{in,cr}$, то реализуется низкотемпературный режим. Высокотемпературные состояния осуществляются при $T_{in} > T_{in,cr}$. Внутри гистерезисной петли при больших значениях $T_{in,cr}$ требуется меньшая интенсивность лазерного излучения для перевода процессов тепло- и массообмена и гетерогенных химических реакций на высокотемпературный режим.

Таким образом, для данной температуры газа, больших и малых диаметров частиц характерны два критических значения интенсивности лазерного излучения — $q_{l,I}$ и $q_{l,E}$. Площадь гистерезисной петли, ограниченной этими значениями, уменьшается при уменьшении диаметра частиц до d_{γ_1} и увеличении его до d_{γ_2} в результате сближения критических значений $q_{l,I}$ и $q_{l,E}$. При $d = d_{\gamma_1}$ и $d = d_{\gamma_2}$ происходит вырождение критических условий воспламенения и потухания частицы, т. е. $q_{l,E_1} = q_{l,I_1} = q_{l,\gamma_1}$ и $q_{l,E_2} = q_{l,I_2} = q_{l,\gamma_2}$ (рис. 3). Для большего диаметра частицы (d_{γ_2}) это связано с теплотерями излучением к стенкам реакционной установки, для меньшего (d_{γ_1}) — с потерями тепла теплопроводностью в окружающий частицу газ. При $q_l < q_{l,E}$ переход на высокотемпературный режим за счет изменения начальной температуры частицы невозможен. Для этих интенсивностей лазерного излучения реализуются только низкотемпературные состояния (см. рис. 2).

Параметры вырождения находятся из совместного решения уравнений

$$q_{ch} = q_h, \quad \frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} = \frac{\partial q_h}{\partial T_1}, \quad \frac{\partial^2 q_{ch}}{\partial T_1^2} = \frac{\partial^2 q_h}{\partial T_1^2}.$$

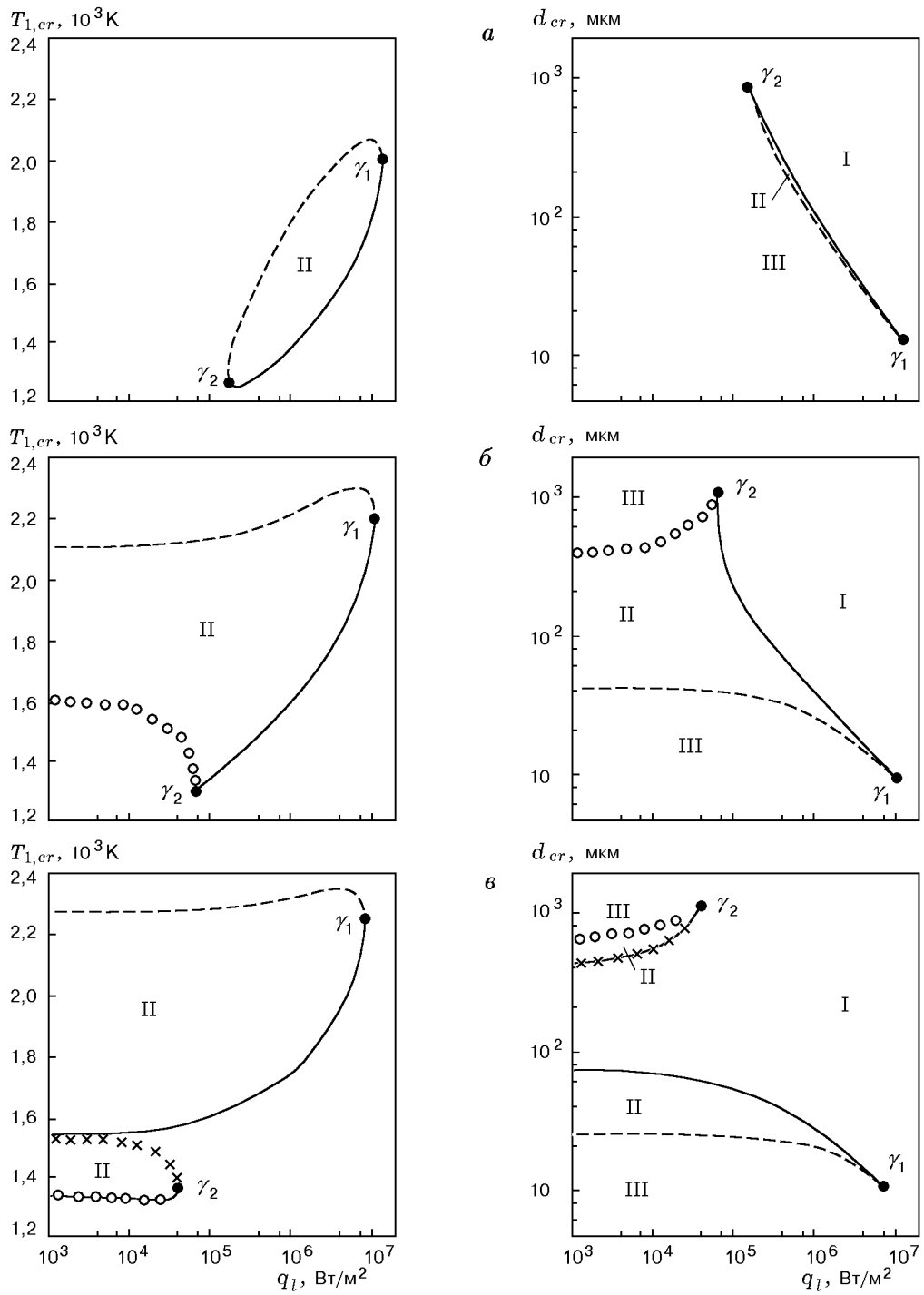


Рис. 3. Зависимости $T_{1,cr}(q_l)$ и $d_{cr}(q_l)$ при $T_{wl} = 293$ К:
 а — $T_2 = 293$ К, б — $T_2 = 1200$ К, в — $T_2 = 1400$ К; сплошные линии — T_{1,I_1} , d_{I_1} , штриховые — T_{1,E_1} , d_{E_1} , крестики — T_{1,I_2} , d_{I_2} , кружки — T_{1,E_2} , d_{E_2}

Кривые $d_{cr}(q_l)$ разделяют три области значений начальных диаметров частицы. В области I, где $d_{I_1} < d_{in} < d_{I_2}$, переход на высокотемпературный режим происходит независимо от начальной температуры частицы. В области II ($d_{E_1} < d_{in} < d_{I_1}$, $d_{I_2} < d_{in} < d_{E_2}$, $d_{E_1} < d_{in} < d_{E_2}$) такой переход может происходить при $T_{in} > T_{in,cr}$, где $T_{1,I_1} < T_{in,cr} < T_{1,E_1}$, $T_{1,E_2} < T_{in,cr} < T_{1,I_2}$, $T_{1,E_2} < T_{in,cr} < T_{1,E_1}$; в этой области зависимости $T_1(d)$ и $T_1(q_l)$ имеют гистерезисный характер. В области III ($d_{in} < d_{E_1}$, $d_{in} > d_{E_2}$) может существовать только низкотемпературный режим.

Критические диаметры d_{I_1} , d_{E_1} обусловлены теплопотерями теплопроводностью. Критические диаметры d_{I_2} , d_{E_2} определяются теплопотерями излучением от поверхности частицы к холодным стенкам реакционной установки (см. рис. 1, б).

Из рис. 3 видно, что с увеличением температуры газа качественно изменяются зависимости $d_{cr}(q_l)$. При $T_2 = 293$ К на зависимостях $T_1(d)$ для всех q_l имеется одна гистерезисная петля (см. рис. 1).

Для $T_2 = 1400$ К при $q_l < q_{l,\gamma_2}$ зависимость стационарной температуры частицы от ее диаметра носит двухпетлевой гистерезисный характер (см. рис. 1, б). В интервале $q_{l,\gamma_2} < q < q_{l,\gamma_1}$ имеется только одна гистерезисная петля в области малых диаметров частицы (см. рис. 1, б). Для $q_l > q_{l,\gamma_1}$ переходы с высокотемпературных на низкотемпературные состояния и наоборот происходит плавно, без скачков.

Таким образом, установлено, что при холодных стенках реакционной установки ($T_{wl} = 293$ К) увеличение температуры газа

приводит к качественному изменению зависимостей критических значений диаметров и температур, определяющих гетерогенное воспламенение и потухание углеродной частицы, от интенсивности лазерного излучения, $T_{1,cr}(q_l)$ и $d_{cr}(q_l)$. Это связано с повышением роли теплообмена излучением и массообмена частицы с нагретым газом в процессе воспламенения и потухания, в результате чего появляется дополнительная гистерезисная петля на зависимости стационарной температуры от диаметра частицы в области его больших значений ($d \simeq 1$ мм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalinchak V. V., Orlovskaya S. G., Evdokimov A. V., Mandel A. V. Hysteresis of heat and mass exchange of carbon particle, heated by laser radiation // 13th Intern. Congress on Application of Lasers and Electrooptics. Orlando, ICALEO, 1994. P. 729–731.
2. Калинин В. В., Орловская С. Г., Евдокимов А. В., Мандель А. В. Горение и самопроизвольное потухание углеродной частицы в поле лазерного излучения // Физика горения и взрыва. 1995. Т. 31, № 1. С. 50–56.
3. Чесноков М. Н., Калинин В. В., Мандель А. В., Орловская С. Г. Горение и самопроизвольное потухание угольных частиц в поле лазерного излучения // 21 Междунар. пиротехнический семинар, Москва, Россия, 11–12 сентября 1995. М., 1995. С. 123–138.
4. Букатый В. И., Суторихин И. А. Высокотемпературное горение углеродных частиц в поле интенсивного лазерного излучения // Физика горения и взрыва. 1988. Т. 24, № 3. С. 9–11.

Поступила в редакцию 19/III 1997 г.,
в окончательном варианте — 15/XII 1998 г.