

УСТОЙЧИВЫЕ И КРИТИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТЕПЛОМАССОБМЕНА ДВИЖУЩЕЙСЯ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ

В. В. Калинин, С. Г. Орловская, Ю. В. Прудникова, И. Гануи

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

Рассмотрено влияние относительной скорости движения углеродной частицы на закономерности временных зависимостей температуры и диаметра частицы при заданных значениях температуры воздуха и стенок реакционной установки и концентрации кислорода в среде. Изучены зависимости устойчивых и критических значений температуры и скорости горения частицы от начального диаметра при заданной скорости движения частицы и от относительной скорости движения частицы заданного диаметра. Исследовано влияние диаметра и скорости движения частицы на критические значения ее начальной температуры, определяющие воспламенение внутри гистерезисных петель. Получены зависимости критических диаметров частицы, при которых происходит смена теплового режима (воспламенение и потухание), от относительной скорости ее движения.

В существующих пылеугольных топках и установках, работающих по принципу циркулирующего кипящего слоя, наличие относительной скорости движения частицы может определять осуществление устойчивых высокотемпературных режимов протекания гомогенных и гетерогенных химических реакций. Влияние относительной скорости движения частицы на кинетику химических реакций и теплообмен учитывается с помощью понятия приведенной пленки, на поверхности которой задаются параметры невозмущенного потока газовой среды [1, 2].

В условиях, характерных для существующих пылеугольных установок (температура газа $1200 \div 1600$ К), на поверхности частицы протекают параллельные экзотермические (I, II) и эндотермические (III, IV) химические реакции:

- I. $C + O_2 \rightarrow CO_2$,
- II. $2C + O_2 \rightarrow 2CO$,
- III. $C + CO_2 \rightarrow 2CO$,
- IV. $2C + H_2O \rightarrow CO + H_2$.

Для реакций III и IV характерны большие энергии активации, поэтому их влияние проявляется при высоких температурах воздуха ($T_2 > 1600$ К) [2, 3]. Скорость и тепловыделение газофазных реакций $CO + O_2 \rightarrow 2CO_2$ и $H_2 + 2O_2 \rightarrow 2H_2O$ в пределах приведенной пленки оцениваются при помощи критерия Семенова Se. Как установлено в [2], при $Se < 0,4$ влиянием гомогенных химических реакций можно пренебречь. При $T_2 = 1200 \div 1600$ К и начальных диаметрах частицы $d_0 < 0,5$ мм

значение критерия Семенова $\approx 0,14$. Поэтому в дальнейшем учитываются только реакции I и II.

В [3–5] найдены условия (температуры воздуха и стенок реакционной установки, концентрация кислорода), при которых реализуется двухпетлевой гистерезис на зависимости стационарной температуры неподвижной углеродной частицы, определяющей устойчивые высоко- и низкотемпературные режимы протекания параллельных химических реакций I и II на поверхности частицы, от ее диаметра. Вопрос о влиянии относительной скорости движения углеродных частиц на устойчивые и критические параметры высокотемпературной кинетики экзотермических химических реакций и теплопереноса на поверхности частиц изучен недостаточно.

В данной работе анализируется влияние относительной скорости движения углеродной частицы на закономерности временных зависимостей температуры и диаметра частицы при заданных значениях температуры воздуха и стенок реакционной установки и концентрации кислорода в среде. Изучаются зависимости устойчивых и критических значений температуры и скорости горения частицы от начального диаметра при заданной скорости движения частицы и от относительной скорости движения частицы заданного диаметра. Определяются критические значения диаметров и скоростей частицы, характеризующие ее воспламенение и потухание. Исследуется влияние диаметра и скорости движения частицы на кри-

тические значения ее начальной температуры, определяющие воспламенение внутри гистерезисных петель.

Теплопроводность частицы намного превышает теплопроводность газа, а ее температуропроводность много ниже температуропроводности газа. Это дает право пренебречь градиентом температуры в частице и нестационарностью тепловых и массовых потоков на ее поверхности.

Следовательно, временные зависимости температуры и диаметра частицы можно описать следующими уравнениями:

$$\frac{1}{6}c_1\rho_1d\frac{dT_1}{dt} = q_{ch} - q_h, \quad T_1(t=0) = T_0; \quad (1)$$

$$W_C = -\frac{1}{2}\rho_1\frac{d(d)}{dt} = \left(\sum_{i=1}^2 k_i\Omega_i\right)\rho_2n_{ox,\infty} \times \left(\sum_{i=1}^2 k_i/\beta + 1\right)^{-1}, \quad d(t=0) = d_0; \quad (2)$$

$$q_{ch} = \left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i\right)\rho_2n_{ox,\infty} \left(\sum_{i=1}^2 k_i/\beta + 1\right)^{-1},$$

$$k_1 = k_{0,1} \exp\left(-\frac{E_1}{RT_1}\right), \quad k_2 = k_{0,2} \exp\left(-\frac{E_2}{RT_1}\right),$$

$$q_h = q_c + q_r, \quad q_c = \alpha(T_1 - T_2),$$

$$q_r = \varepsilon\sigma(T_1^4 - T_w^4), \quad \alpha = \lambda_2 Nu_h/d,$$

$$\beta = D Nu_D/d, \quad D = \lambda_2/c_2\rho_2,$$

где влияние скорости движения частицы на коэффициенты тепло- и массообмена учитывается через критериальную зависимость вида

$$Nu_h = Nu_D = 2 + b\sqrt{Re}, \quad Re = Ud/\nu_2, \quad b = 0,54.$$

Здесь использованы следующие обозначения: c_1, c_2 — удельные теплоемкости частицы и газа (воздуха); ρ_1, ρ_2 — плотности частицы и газа; d, d_0 — текущий и начальный диаметры частицы; t — текущее время; T_1, T_0 — текущая и начальная температуры частицы; q_{ch} — плотность химического тепловыделения, q_h — теплового потока на поверхности частицы; q_c, q_r — соответственно плотности конвективного теплового потока и теплового потока излучением; k_1, k_2 — константы скоростей реакций I и II; Ω_1, Ω_2 — относительные массовые стехиометрические коэффициенты реакций; β — коэффициент массообмена; $n_{ox,\infty}$ — концентрация окислителя (кислорода) в среде; U — относительная скорость движения частицы; q_1, q_2 —

тепловые эффекты химических реакций, рассчитанные на единицу массы окислителя; $k_{0,1}, k_{0,2}$ — предэкспоненциальные множители; E_1, E_2 — энергии активации реакций I и II; α — коэффициент теплообмена; T_2, T_w — температуры газа и стенок камеры реакционной установки; λ_2 — коэффициент теплопроводности газа; D — коэффициент диффузии окислителя; ν_2 — коэффициент динамической вязкости газа; ε — степень черноты частицы; Nu_h, Nu_D — тепловой и диффузионный критерии Нуссельта; Re — критерий Рейнольдса.

Теплофизические свойства воздуха определялись при характерной температуре $T_* = 0,5(T_1 + T_2)$, выбор которой обоснован в [4]:

$$c_2 = c_{2,0} + a(T_* - T_0), \quad \rho_2 = \rho_{2,0}(T'/T_*),$$

$$\lambda_2 = \lambda_{2,0}(T_*/T')^n, \quad \nu_2 = Pr \cdot D,$$

$$a = 0,125 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{K}^2), \quad n = 0,75,$$

где $c_{2,0}, \rho_{2,0}, \lambda_{2,0}$ — теплоемкость, плотность и коэффициент теплопроводности газа при температуре $T' = 1273 \text{ K}$, Pr — критерий Прандтля.

Анализ и решение уравнений (1), (2) показывают, что в зависимости от значений T_0, d_0 и U могут осуществляться квазистационарные высокотемпературные (горение) или низкотемпературные (окисление) состояния частицы (рис. 1). При $U = 0$ частица не воспламеняется, а при $U = 10 \text{ м/с}$ воспламеняется при низкой начальной температуре (см. рис. 1, а, б). Для одной и той же скорости движения частицы ($U = 1 \text{ м/с}$) в зависимости от значения T_0 возможно либо ее горение, либо окисление, что определяет гистерезис (запаздывание) тепломассообмена и кинетики гетерогенных химических реакций на поверхности частицы (см. рис. 1, в, г). Частица с начальной температурой $T_0 = 1450 \text{ K}$ воспламеняется, горит и потухает (кривые 1), когда ее диаметр достигает критического значения $d_{e,1}$ (точка e_1) (ход зависимостей $T_1(t)$ и $d(t)$ при $U = 10 \text{ м/с}$ и $T_0 = 300 \text{ K}$ аналогичен, см. рис. 1, а, б). Если же $T_0 = 1200 \text{ K}$, частица не воспламеняется, ее диаметр с течением времени практически не изменяется (кривые 2 на рис. 1, г).

Такое различие в поведении температуры и диаметра частицы объясняется при исследовании устойчивых и критических квазистационарных состояний тепломассообмена частицы.

Из условия стационарности $q_{ch} = q_h$ можно получить зависимости диаметра и скорости

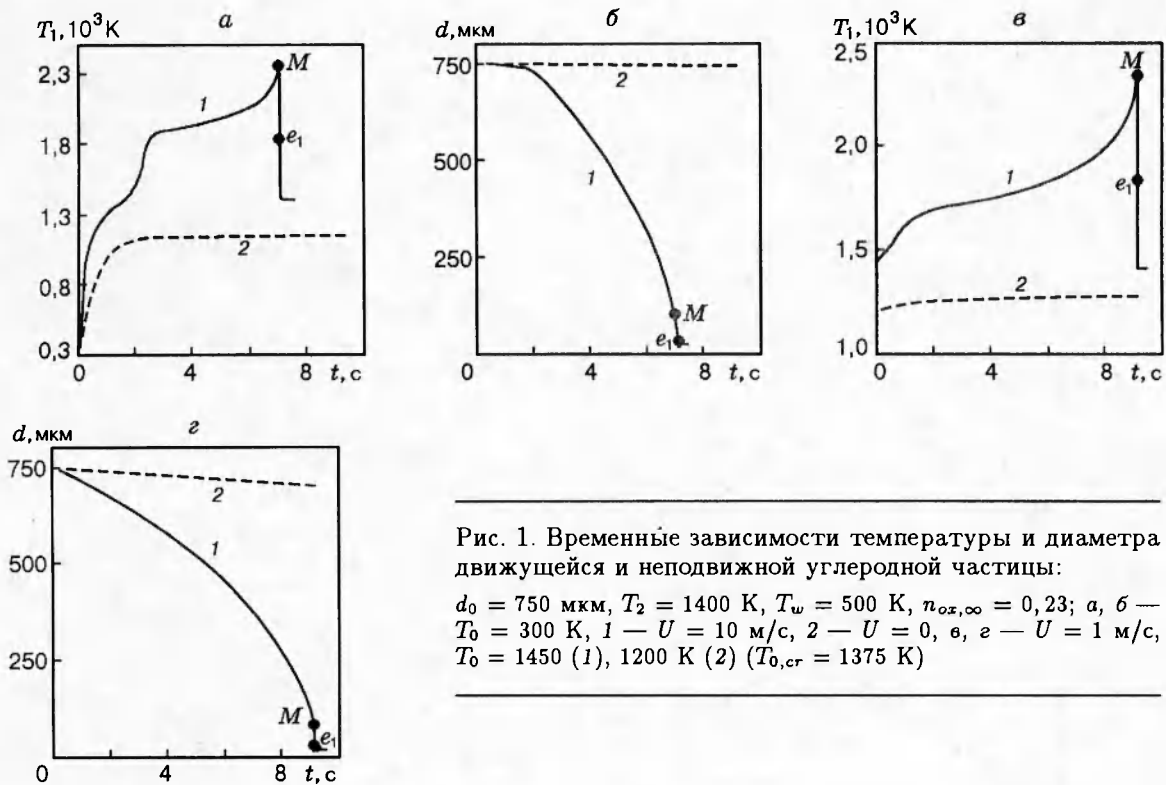


Рис. 1. Временные зависимости температуры и диаметра движущейся и неподвижной углеродной частицы:

$d_0 = 750$ мкм, $T_2 = 1400$ К, $T_w = 500$ К, $n_{ox,\infty} = 0,23$; а, б — $T_0 = 300$ К, 1 — $U = 10$ м/с, 2 — $U = 0$, в, з — $U = 1$ м/с, $T_0 = 1450$ (1), 1200 К (2) ($T_{0,cr} = 1375$ К)

движения частицы, определяющие ее устойчивые и критические состояния, от стационарной температуры $T_{1,st}$:

$$d = (P_1 + \sqrt{P_1^2 + P_2})^2, \quad P_1 = \frac{bD}{2\beta(T_{1,st})} \sqrt{\frac{U}{\nu_2}}, \quad (3)$$

$$P_2 = \frac{2D}{\beta(T_{1,st})};$$

$$U = \frac{\nu_2}{db^2} \left[\frac{\beta(T_{1,st})}{D} - 2 \right]^2; \quad (4)$$

$$\beta(T_{1,st}) = \frac{\alpha(T_{1,st})}{c_2 \rho_2} = \left(\sum_{i=1}^2 k_i \alpha_i \right) \times$$

$$\times \rho_2 n_{ox,\infty} (A \pm \sqrt{A^2 - B}) / c_2 \rho_2 (T_{1,st} - T_2),$$

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

$$A_1 = c_2 (T_{1,st} - T_2) \sum_{i=1}^2 k_i / \left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) n_{ox,\infty},$$

$$A_2 = \varepsilon \sigma (T_{1,st}^4 - T_w^4) / \left(\sum_{i=1}^2 k_i q_i \right) \rho_2 n_{ox,\infty}.$$

На рис. 2 приведены зависимости стационарной температуры и скорости горения частицы от ее диаметра и скорости движения.

Критические параметры (точки i_1, i_2, e_1, e_2 на рис. 2) находятся из условия экстремума зависимостей диаметра или скорости частицы, определяющих устойчивые и критические состояния, от стационарной температуры (и скорости горения):

$$\frac{\partial d}{\partial T_{1,st}} = 0, \quad \frac{\partial U}{\partial T_{1,st}} = 0,$$

что следует из условия касания кривых q_{ch} и q_h :

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial T_{1,st}} = \frac{\partial q_h}{\partial T_{1,st}}.$$

Гистерезисный характер зависимостей стационарной температуры частицы от ее диаметра и скорости движения осуществляется в интервалах, ограниченных их критическими значениями: $d_{e,1} < d < d_{i,1}$; $d_{i,2} < d < d_{e,2}$; $U_{i,1} < U < U_{e,1}$; $U_{e,2} < U < U_{i,2}$ (см. рис. 2). Внутри гистерезисных петель переход на высокотемпературную ветвь теплообмена возможен при значениях T_0 , больших критического значения $T_{0,cr}$, которое находится из уравнений (3)–(5) при замене $T_{1,st}$ на $T_{0,cr}$. Это подтверждает рис. 1, в, з: значение начальной температуры частицы 1450 К больше критическо-

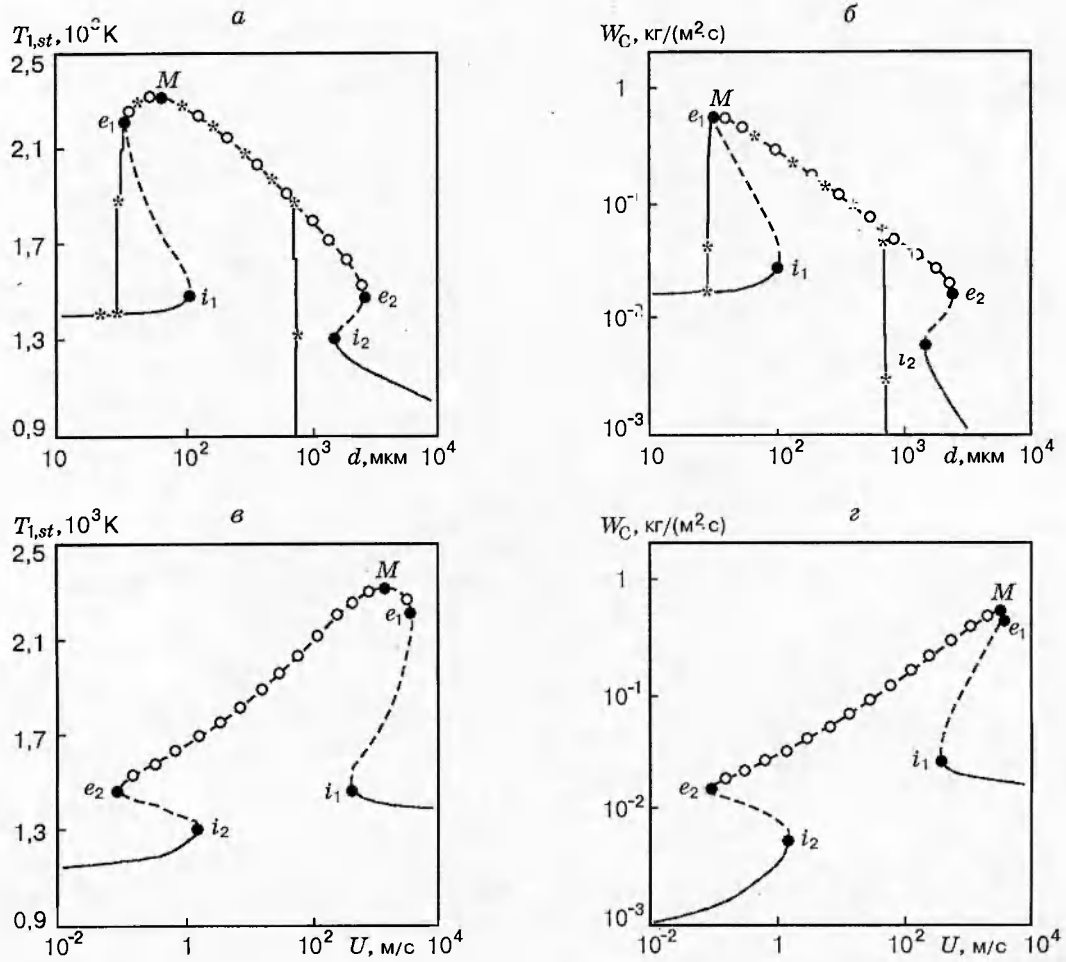


Рис. 2. Зависимости скорости химического реагирования (б, г) и температуры углеродной частицы (а, в) от ее диаметра и скорости движения:

$T_2 = 1400$ К, $T_w = 500$ К, $n_{ox,\infty} = 0,23$; линия со светлыми кружками — высокотемпературные устойчивые состояния (горение), сплошная — низкотемпературные устойчивые состояния (окисление), штриховая — неустойчивые состояния (для критических значений начальной температуры $T_{0,cr}$ и скорости химического процесса $W_{c,cr}$), линия со звездочками — расчет по нестационарной модели; а, б — $U = 10$ м/с, в, г — $d = 750$ мкм

го значения $T_{0,cr} = 1375$ К, в то время как начальная температура 1200 К ниже критического значения.

Из рис. 2 видно, что для областей малых и больших диаметров и скоростей движения частицы зависимости $T_{0,cr}(d)$ и $T_{0,cr}(U)$ имеют противоположный характер, что можно доказать, используя условие стационарности в виде

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} dT_1 + \frac{\partial q_{ch}}{\partial d} dd = \frac{\partial q_h}{\partial T_1} dT_1 + \frac{\partial q_h}{\partial d} dd$$

или

$$\left(\frac{\partial q_{ch}}{\partial T_1} - \frac{\partial q_h}{\partial T_1} \right) \frac{\partial T_1}{\partial d} = \frac{\partial q_h}{\partial d} - \frac{\partial q_{ch}}{\partial d}. \quad (6)$$

Так как для критического перехода на высокотемпературную ветвь теплопереноса всегда выполняется условие $\partial q_{ch}/\partial T_1 > \partial q_h/\partial T_1$, возрастание или убывание критической начальной температуры с увеличением диаметра частицы (знак $\partial T_1/\partial d$) определяется знаком правой части равенства (6).

Для гистерезисной петли в интервале малых размеров (от $d_{e,1}$ до $d_{i,1}$) теплотери излучением к холодным стенкам малы и изменение плотности теплового потока q_h связано, в основном, с изменением теплотерь теплопроводностью и конвекцией. Рост начального диаметра частицы вызывает уменьшение

q_c , следовательно, ее воспламенение возможно при меньшем значении начальной температуры, т. е. $\partial q_h/\partial d < \partial q_{ch}/\partial d$, поэтому $\partial T_1/\partial d < 0$.

Чтобы объяснить характер зависимости $T_{0,cr}(d)$ в области, ограниченной критическими значениями диаметров $d_{i,2}$ и $d_{e,2}$, выделим два температурных интервала: $T_1 < T_2$ и $T_1 > T_2$. В первом случае рост диаметра приводит к уменьшению теплового потока, нагревающего частицу, поэтому для ее воспламенения необходимо увеличить начальную температуру. Во втором случае возрастает роль массопереноса, теплопотери конвективным путем малы. С увеличением диаметра частицы уменьшается скорость химических превращений (из-за уменьшения β), и для воспламенения частицы необходимо увеличить ее начальную температуру. Следовательно, в интервале больших диаметров $\partial q_h/\partial d > \partial q_{ch}/\partial d$ и, значит, $\partial T_1/\partial d > 0$.

Аналогичная ситуация наблюдается и для различных диапазонов скоростей: при малых скоростях ($U \approx 0,1$ м/с) значение $T_{0,cr}$ уменьшается с повышением скорости, что связано с увеличением конвективного теплового потока к частице ($T_1 < T_2$, $\partial q_h/\partial U < \partial q_{ch}/\partial U$, поэтому $\partial T_1/\partial U < 0$). На ветви, соединяющей точки i_1 и e_1 , где $q_r < q_c$, увеличение скорости приводит к более быстрому теплоотводу от частицы по сравнению с изменением q_{ch} . Это вызывает необходимость повышения начальной температуры частицы для ее воспламенения ($\partial q_h/\partial U > \partial q_{ch}/\partial U$ и, значит, $\partial T_1/\partial U > 0$).

Наличие же максимальной температуры горения, а также максимальной скорости химических превращений (точка M на рис. 1, 2) связано с различным влиянием диаметра и скорости частицы в областях их малых и больших значений на q_{ch} и q_c . При малых скоростях (или больших диаметрах) $q_c \approx q_r$, и поэтому увеличение скорости или уменьшение диаметра частицы приводят к более быстрому увеличению q_{ch} . При больших скоростях (и малых диаметрах частицы) увеличение скорости или уменьшение диаметра частицы в большей степени способствует увеличению q_c , так как $q_c < q_r$. В точке M влияние скорости и диаметра частицы на q_{ch} и q_h становится сравнимым:

$$\frac{\partial q_{ch}}{\partial U} = \frac{\partial q_h}{\partial U}, \quad \frac{\partial q_{ch}}{\partial d} = \frac{\partial q_h}{\partial d}.$$

Из этого условия можно получить выражения для диаметра и скорости движения, определяющие максимальную температуру горения частицы $T_{b,M}$ [3].

Нестационарная скорость химического процесса W_C , а с ней и температура частицы быстро возрастают (почти без изменения диаметра), пока не достигнут устойчивого стационарного значения, соответствующего высокотемпературной ветви. Далее ход зависимостей $W_C(d)$ и $T_1(d)$ совпадает со стационарными кривыми вплоть до потухания частицы (точка e_1), когда тепловой режим скачком переходит на низкотемпературный уровень (см. рис. 2).

На рис. 3 приведены критические значения диаметра и скорости движения частицы, при которых происходит смена теплового режима. С увеличением относительной скорости движения частицы эти критические значения увеличиваются. Как видно из рисунка, зависимости $d_{i,1}(U)$, $d_{e,1}(U)$, $d_{i,2}(U)$ и $d_{e,2}(U)$ выделяют пять областей (I–V) параметров скорости и диаметра частицы. Область I соответствует диапазону от точки e_2 и выше для диаметра и от нуля до точки e_2 для скорости (см. рис. 2). Область V (см. рис. 3) соответствует значениям диаметров до $d_{e,1}$ и значениям скоростей выше $U_{e,1}$ (см. рис. 2). Области I ($d > d_{e,2}$, $0 < U < U_{e,2}$) и V ($0 < d < d_{e,1}$, $U > U_{e,1}$) характеризуют низкотемпературные состояния, где частица не воспламеняется. В области III ($d_{i,1} < d < d_{i,2}$, $U_{i,2} < U < U_{i,1}$), которой на рис. 2 соответствует интервал значений диаметров и скоростей, лежащий между точками e_1 и e_2 , осуществляется переход на

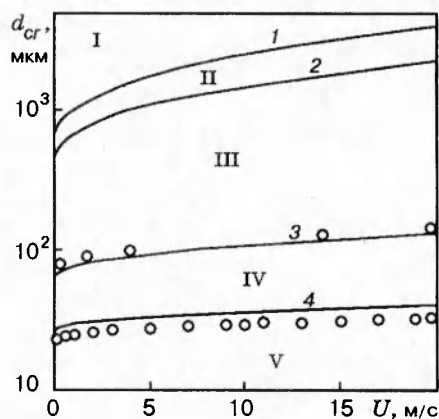


Рис. 3. Зависимости критического диаметра частицы от скорости ее движения:

$T_2 = 1400$ К, $T_w = 500$ К, $n_{ox,\infty} = 0,23$; 1 — $d_{e,2}(U)$, 2 — $d_{i,2}(U)$, 3 — $d_{i,1}(U)$, 4 — $d_{e,1}(U)$; сплошные линии — результаты расчета по стационарной модели, кружки — расчет по нестационарной модели

высокотемпературный режим при любом значении начальной температуры. Для областей II ($d_{i,2} < d < d_{e,2}$, $U_{e,2} < U < U_{i,2}$) и IV ($d_{e,1} < d < d_{i,1}$, $U_{i,1} < U < U_{e,1}$), которые соответствуют гистерезисным областям на рис. 2, характерен переход на высокотемпературный режим только в том случае, если начальная температура частицы превышает критическую величину.

Зависимостями $d_{cr}(U)$ можно воспользоваться для определения критического диаметра частицы, при котором происходит самопроизвольный скачкообразный переход с высокотемпературного стационарного состояния на низкотемпературный. При заданной скорости движения и начальной температуре частицы и неизменной температуре газа и концентрации окислителя в воздухе происходит переход частиц из областей II-IV на ветвь $d_{e,1}(U)$ в результате уменьшения их диаметра в процессе горения.

Таким образом, в работе установлен механизм влияния относительной скорости движения частицы на закономерности временных зависимостей температуры и диаметра углеродной частицы при протекании на ее поверхности параллельных химических реакций и ее теплообмене излучением со стенками реакционной установки. Доказано, что теплотери излучением от частицы к холодным стенкам реакционной установки (температура газа больше температуры стенок) приводят к появлению дополнительной гистерезисной петли на зависимостях температуры и скорости химического превращения частицы от ее относительной скорости движения и диаметра.

Исследования поддержаны Международным фондом «Відродження» в рамках программы Сороса (ISSEP) (контракт K6V100).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Франк-Каменецкий Д. А.** Диффузия и теплопередача в химической кинетике. М.: Наука, 1987.
2. **Основы** практической теории горения / Под редакцией В. В. Померанцева. Л.: Энергоатомиздат, 1986.
3. **Калинчак В. В., Орловская С. Г., Калинчак А. И.** Гетерогенное воспламенение и потухание частицы с учетом теплообмена излучением // Инж.-физ. журн. 1992. Т. 62, № 3. С. 436-442.
4. **Калинчак В. В., Орловская С. Г., Калинчак А. И.** Влияние излучения на пределы гетерогенного горения частицы // Материалы Междунар. форума. Теплообмен в химически реагирующих системах. Минск, 1992. Т. 3. С. 11-14.
5. **Калинчак В. В.** Влияние излучения на критические режимы тепло- и массообмена при параллельных реакциях на поверхности частиц // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 4. С. 63-74.
6. **Дубинский А. В., Калинчак В. В., Чесноков М. Н.** Теплообмен сферической частицы с газом при учете температурной зависимости коэффициентов переноса // Физика аэродисперсных систем. 1991. Вып. 34. С. 130-135.

*Поступила в редакцию 26/VIII 1996 г.,
в окончательном варианте — 3/XII 1996 г.*