

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1988, 24, 1.
2. Сухов Г. С., Ярин Л. П. ФГВ, 1980, 16, 3, 34.
3. Алдушин А. П., Каспарян С. Г. ФГВ, 1981, 17, 6, 37.
4. Бутаков А. А., Шкадинский К. Г. Докл. АН СССР, 1978, 238, 1, 166.
5. Hlaváček V., Hoffman H. Chem. Eng., 1970, 25, 1517.
6. Зельдович Я. Б. ЖТФ, 1941, 11, 6, 493.

*Поступила в редакцию 5/V 1986,
после доработки — 14/IX 1987*

ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОЕ ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

*В. И. Букатый, И. А. Суторихин
(Барнаул)*

Развитая теория горения и газификации твердого топлива и углерода не может быть непосредственно применена к описанию горения частиц в поле мощного оптического излучения. Прежде всего это связано с существованием (помимо теплового эффекта реакции горения) дополнительного источника тепла, обусловленного поглощением частицей энергии оптического излучения. Также имеет место значительная неоднородность поля температур вокруг частицы [1] при ее нагреве в холодной среде.

Теоретическая модель горения углеродных частиц в поле лазерного излучения [1, 2] включает уравнения

$$\frac{da}{dt} = - \frac{K(a, T_s)}{\rho}, \quad (1)$$

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{3}{4\pi a^3 \rho c} F(a, T_s), \quad (2)$$

где a — радиус частицы; t — время; T_s — температура поверхности; ρ и c — плотность и теплоемкость углерода соответственно;

$$F(a, T_s) = \pi a^2 K_{\pi} I + 4\pi a^2 K(a, T_s) - Q(T_s) - 4\pi a^2 \sigma (T_s^4 - T_0^4), \quad (3)$$

K_{π} — фактор эффективности поглощения; I — плотность мощности лазерного излучения; q — тепловой эффект химической реакции; $Q(T_s)$ — кондуктивный поток тепла от частицы; σ — постоянная Стефана — Больцмана; T_0 — температура воздуха вдали от частицы; $K(a, T_s)$ — скорость горения, определяемая выражением

$$K(a, T_s) = \frac{\gamma \mu_1 p_0 / k T_s}{\frac{1}{\alpha(T_s)} + a \int_1^{\infty} \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz}; \quad (4)$$

γ — стехиометрический коэффициент реакции горения; p_0 , μ_1 — давление кислорода вдали от частицы и атомная масса кислорода соответственно; k — постоянная Больцмана; $\alpha(T_s)$ — коэффициент реакционного газообмена, зависимость которого от температуры имеет вид [3]

$$\alpha(T_s) = \alpha^* \exp [(-E/RT_s)(1 - T_s/T^*)];$$

$\alpha^* = 100$ м/с и $T^* = 2600$ К [3]; E — энергия активации; R — универсальная газовая постоянная; $\Theta = T/T_s$; $z = r/a$.

При малых размерах частиц или невысоких температурах, когда

$$a \int_1^{\infty} \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz \ll \frac{1}{\alpha(T_s)},$$

реализуется кинетический режим горения. Для больших частиц и более высоких температур имеет место диффузионный режим горения:

$$1/\alpha(T_s) \ll a/D_0(T_s),$$

где $D_0(T_s) = 1 \int_1^{\infty} \frac{\Theta(z)}{z^2 D(z)} dz$ — эффективный коэффициент диффузии [4],

который в численных расчетах аппроксимировался выражением $D_0(T_s) = D_0(T/T_0)^{1,68}$ в м²/с. Для потока тепла, уходящего от частицы за счет кондуктивного теплообмена, использовалось выражение [1]

$$Q(T_s) = 4\pi a \int_{T_0}^{T_s} \lambda(\xi) d\xi,$$

где $\lambda(\xi)$ — коэффициент теплопроводности воздуха.

Из (1) и (2) для случая диффузионного режима горения в [1] получено простое выражение для зависимости радиуса частицы от времени:

$$a^2(t) = a_0^2(1 - t/t_0).$$

Здесь t_0 — полное время горения; $t_0 = \frac{a_0 \rho k T_0}{\gamma \mu_1 P_0 D_0(T_s)}$. При численном решении системы (1), (2) определенную трудность представляет выбор значений E , λ_0 , D_0 . Приводимые в справочной литературе данные не позволяют получить однозначное решение вследствие значительного интервала их изменения. Так, для реакции $2C + O_2 = 2CO$ для кокса, по данным [3], $E = (83,6 \div 125,4) \cdot 10^3$ Дж/моль (широкий интервал значений E приведен также в [5]). В этой связи сопоставление результатов теории и эксперимента проводят путем привязки к экспериментальным данным в одной или нескольких точках [6].

Динамику температуры и радиуса одиночных углеродных частиц в поле интенсивного лазерного излучения исследовали экспериментально по методике [7, 8]. Изменение радиуса частицы регистрировалось скоростной киносъемкой, а температуры — быстродействующим микропирометром спектрального отношения, который позволял измерять истинную температуру углеродных материалов в интервале 1300—3000 К. Опыты проводились с гранулированными частицами печной сажи марки ПМ-100 и дроблеными частицами экибастузского каменного угля; $r_0 = 25 \div 150$ мкм. Форма частиц была близка к сферической. Плотность мощности воздействующего лазерного излучения с $\lambda = 1,06$ мкм изменялась в диапазоне $10^6 - 3,7 \cdot 10^7$ Вт/м².

Полученные в экспериментах зависимости $a(t)$ и $T_s(t)$ сравнивались с результатами численного расчета по формулам (1), (2). При использовании в расчетах произвольного набора коэффициентов E , D_0 , λ , взятого из соответствующего диапазона их изменения, для сажи ПМ-100 имеет место качественное соответствие результатов теории и экспериментов. Вариация в ходе численного эксперимента значений E , D_0 , λ с целью оптимизации позволила получить: $D_0 = (0,23 \div 0,26) \cdot 10^4$ м²/с, $\lambda_0 = (0,400 \div 0,404)$ Вт/(К · м), $E = (100 \div 109) \cdot 10^3$ Дж/моль. Данный набор коэффициентов обеспечивал хорошее соответствие результатов теории и опытов в пределах ошибок экспериментов. Следует отметить, что для сажи соответствие наблюдалось во всем исследуемом интервале начальных размеров частиц и интенсивностей лазерного излучения. На рис. 1 показаны зависимости $a^2(t)$ и $T_s(t)$, полученные численным расчетом, и соответствующие экспериментальные точки.

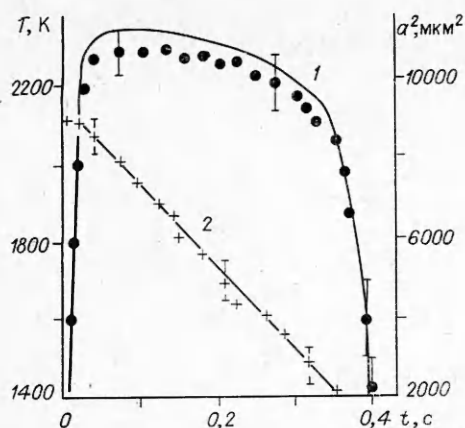


Рис. 1. Изменение температуры (1) и квадрата радиуса сажаистой частицы (2) ($a_0 = 95$ мкм, $c = 780$ Дж/(кг·К), $\rho = 1,5 \cdot 10^3$ кг/м³) в поле лазерного излучения с $I = 1,6 \cdot 10^7$ Вт/м² и $\lambda = 1,06$ мкм (линии — численный расчет).

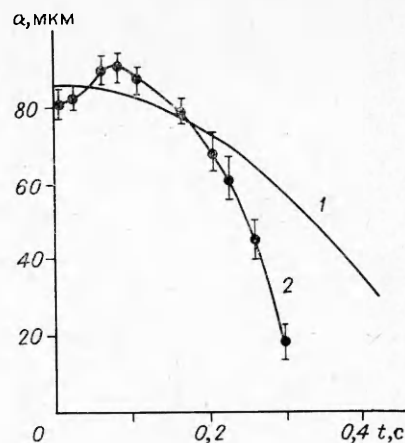


Рис. 2. Динамика горения частицы каменного угля ($a = 80$ мкм, $I = 2 \cdot 10^7$ Вт/м²).
1 — теория; 2 — эксперимент.

В серии опытов с частицами каменного угля получено некоторое отличие динамики горения и температуры от теоретических данных. В экспериментах поверхность угольных частиц растрескивалась и они «разбухали» в начальный момент действия излучения, а на температурных диаграммах наблюдались температурные выбросы. Длительность выбросов была близка к временам (в секундах) выхода легкой фракции летучих из частиц каменного угля, рассчитываемым по эмпирической формуле [9]: $\tau_0 = 0,45 \cdot 10^6 d_0^2$, где диаметр частицы d_0 измеряется в метрах. Кроме того, угольные частицы горели с интенсивной фрагментацией.

Таким образом, эффекты, обусловленные интенсивным выходом летучих при высокой скорости нагрева $\sim 10^5$ К/с, не позволили получить количественное соответствие теории и экспериментов для угольных частиц (рис. 2).

ЛИТЕРАТУРА

1. Шайдук А. М. — В кн.: Распространение мощного оптического излучения в твердом аэрозоле. — Барнаул, 1982.
2. Букатый В. И., Суторихин И. А., Шайдук А. М. ФГВ, 1983, 19, 1, 73.
3. Основы практической теории горения/Под ред. В. В. Померанцева. — Л.: Энергия, 1973.
4. Букатый В. И., Жданов Е. П., Шайдук А. М. ФГВ, 1982, 18, 3, 56.
5. Виленский Т. В., Хзмалян Д. М. Динамика горения пылевидного топлива. — М.: Энергия, 1978.
6. Букатый В. И., Суторихин И. А., Шайдук А. М. II Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. Ч. II. — Обнинск, 1982.
7. Букатый В. И., Суторихин И. А. ФГВ, 1982, 18, 2, 96.
8. Краснопецев В. И., Суторихин И. А. — В кн.: Распространение мощного оптического излучения в твердом аэрозоле. — Барнаул, 1982.
9. Бабий В. И., Попова И. Ф. ИФЖ, 1971, XXI, 3, 411.

Поступила в редакцию 8/VII 1986,
после доработки — 18/XI 1986