

ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДНЫХ ЧАСТИЦ В МОЩНОМ ОПТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

В. И. Букатый, А. М. Сагалаков, А. А. Тельнихин, А. М. Шайдук
(Барнаул)

При распространении интенсивного оптического излучения в аэрозольной среде наблюдается ряд эффектов, один из которых — горение свободно взвешенных в воздухе углеродных макрочастиц. Процессы, происходящие при взаимодействии оптического излучения с макрочастицами, в свою очередь влияют на распространение излучения. Поэтому важное значение приобретает анализ характера протекания процессов и, в частности, горения твердых аэрозольных частиц в поле оптического излучения.

В работе [1] экспериментально исследованы некоторые характеристики горения различных твердых частиц размером $\sim (10^{-6} \div 10^{-4})$ под действием излучения с длиной волны 10,6 мкм. В настоящей работе теоретически рассматривается процесс горения взвешенных в воздухе твердых углеродных частиц (частицы каменного угля, графитированные, частицы типа сажи) размером $\sim 10^{-6}$ м в мощном световом поле. За счет радиационного нагрева, при достижении «критических» температур, частицы начинают интенсивно гореть и испаряться (далее везде будем считать, что частицы имеют форму сферы с радиусом R). Выражения для потоков испаренного и сгораемого вещества имеют вид

$$j_i = 4\pi r^2[-(D/kT)(dp_i/dr) + (p_i/kT)u] \quad (i = 1, 2, 3, 4). \quad (1)$$

Здесь j_i , p_i — потоки и парциальные давления испаренного С, СО, О₂ и N₂ соответственно; D — коэффициент диффузии (считаем, что величина D для этих газов одинакова [2]); k — постоянная Больцмана; T — температура газовой смеси, являющаяся функцией расстояния r от центра частицы; u — скорость стефановского потока.

Полагаем, что углерод вступает в реакцию с кислородом по схеме $2C + O_2 = 2CO$ (3), N₂ — нейтральный компонент, поэтому $j_4 = 0$; потоки j_1 и j_2 направлены от поверхности, j_3 — к поверхности частицы. Поскольку критерий Семенова $Se = \sqrt{\kappa R^2/D}$ в настоящем случае мал (скорость реакции $\kappa \sim 10^6$ с⁻¹, $R = 2 \cdot 10^{-6}$ м, $D \sim 10^{-4}$ м²/с, $Se \sim 10^{-2}$), это значит, что испарившийся углерод не успевает сгорать в зоне высокой температуры и уходит от частицы практически полностью [4].

Для (1) можно записать следующие граничные условия [3, 5]:

$$p = p_1 + p_2 + p_3 + p_4, \quad (2)$$

$$j_1 = 4\pi R^2 \Pi (p_n - p_{1+}) / (2\pi m k T)^{1/2}, \quad (3)$$

$$j_3 = 4\pi R^2 \alpha p_{3+} / k T. \quad (4)$$

Здесь p — нормальное атмосферное давление; p_{3+} — парциальное давление кислорода на поверхности; $\alpha = \alpha_0 \exp(-E/kT)$ — коэффициент реакционной способности (α_0 — предэкспонент, E — энергия активации); p_n — давление насыщенных паров углерода; p_{1+} — давление углерода в газообразной фазе на поверхности частицы; Π — коэффициент прилипания; m — масса атома углерода ($p_n - p_{1+} \ll p_n$, температуры фаз предполагаются равными).

Решая систему (1) с использованием граничного условия (2), находим, что потоки j_1 и j_2 связаны соотношением

$$j_2 = j_1 (p_0/p_{1+}) (1 - p_{1+}/p), \quad (5)$$

где p_0 — парциальное давление кислорода на бесконечности. Из (5) можно получить явные выражения для j_1 и j_2 , если знать распределе-

ние температур. Так как поток тепла от твердой конденсированной частицы описывается законом $Q = -4\pi R^2 \mu \nabla T$, где $\mu = \mu_0(T/T_0)^{1/2}$ [2], то в равновесном состоянии поле температур имеет вид

$$T^{3/2} = T_0^{3/2} + (R/r)(T_+^{3/2} - T_0^{3/2}), \quad (6)$$

а поток тепла от частицы

$$Q = -\frac{8}{3} \pi R \mu_0 T_0 [(T_+/T_0)^{3/2} - 1]. \quad (7)$$

Здесь T_+ — температура частицы на ее поверхности; T_0 — температура окружающей среды на бесконечности ($T_0 = 300$ К); μ — коэффициент теплопроводности (μ_0 — коэффициент теплопроводности при $T = T_0$).

Теперь из (1) и (2) получаем

$$j_1 = 4\pi R D' p \ln(1 - p_{1+}/p) / k T_0,$$

где $D' = D \int_{R_0}^{\infty} r^{-2} T^{-1/2} dr$ — эффективный коэффициент диффузии ($D = D_0(T/T_0)^{3/2}$ [2]). Учитывая (6), при $T_+/T_0 \gg 1$ находим $D' = 2/3 \times D_0(T_+/T_0)^{1/2}$ (D_0 — коэффициент диффузии при $T = T_0$). Тогда выражение для потока испаренного углерода принимает следующий вид:

$$j_1 = 8\pi R D_0 (T_+/T_0)^{1/2} p \ln(1 - p_{1+}/p) / 3k T_0. \quad (8)$$

Из (8) и (5) находим

$$j_2 = 8\pi R D_0 (T_+/T_0)^{1/2} p \ln(1 - p_{1+}/p) (p_0/p_{1+}) (1 - p_{1+}/p) / 3k T_0. \quad (9)$$

Если температура частицы $T_+ \leq 4000$ К, тогда с учетом (3) выражения (8) и (9) можно аппроксимировать, разлагая $\ln(1 - p_{1+}/p)$ в ряд (это возможно, так как $p_{1+} \leq p_n$, и для углерода при $T \leq 4000$ К $p_n/p \ll 1$ [2]). Ограничиваясь первым членом, получаем выражения для j_1 и j_2 при $T \leq 4000$ К

$$j_1 = -8\pi R D_0 (T_+/T_0)^{1/2} p_n / 3k T_0, \quad (10)$$

$$j_2 = -8\pi R D_0 (T_+/T_0)^{1/2} p_0 / 3k T_0.$$

Из (10) видно, что при $T \leq 4000$ К $j_2/j_1 \gg 1$, следовательно, горение протекает намного интенсивнее испарения.

Проведем расчет теплового режима углеродной частицы с $R_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ м (R_0 — начальный радиус частицы) в оптическом поле излучения. Запишем уравнение теплового баланса

$$\frac{4}{3} \pi \rho_0 c_p R^3 \frac{dT_+}{dt} = \pi R^2 K_n I + L m j_1 - q m j_2 + Q - 4\pi \sigma T_+^4. \quad (11)$$

Здесь Q определяется выражением (7); ρ_0 — плотность углеродной частицы; c_p — удельная теплоемкость частицы; q — тепловой эффект; K_n — коэффициент эффективности поглощения; σ — постоянная Стефана — Больцмана; L — теплота испарения; T_+ — температура частицы (так как коэффициент поглощения для углерода $\sim 10^6$ м⁻¹, следовательно, можно считать, что частица размером $\sim 10^{-6}$ м прогревается равномерно в течение характерного времени $R_0^2 \rho_0 c_p / \mu_+$; для принятых параметров это время $\sim 10^{-6}$ с). Решение (11) показывает, что квазистационарный режим устанавливается при $T_+ \approx 2200$ К, если $I \leq 2 \cdot 10^8$ Вт/м² ($\mu_0 = 0,026$ Вт/Км, $K_n \approx 1$, $q \approx 10^7$ Дж/кг). Из простой оценки видно, что при данных параметрах испарением и потерей энергии на переизлучение можно пренебречь, а основными процессами являются горение и теплоотвод за счет теплопроводности. Поле излучения в этом случае ($T \leq 2 \cdot 10^8$ Вт/м²) выполняет роль инициатора процесса. При $I =$

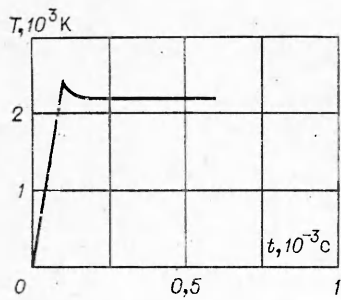


Рис. 1.

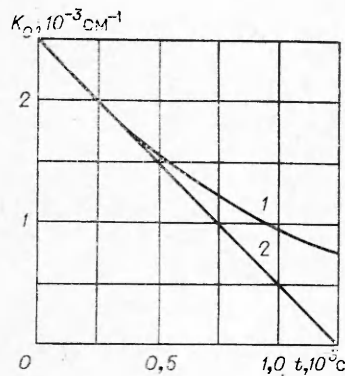


Рис. 2.

$= 2 \cdot 10^8$ Вт/м² временной ход температуры частицы в квазистационарном приближении представлен на рис. 1.

Следует отметить, что установившаяся температура при таких интенсивностях поля излучения довольно сильно зависит от теплового эффекта сгораемого вещества. При $q = 3 \cdot 10^7$ Дж/кг (это тепловой эффект частиц, состоящих из чистого кристаллического углерода) расчет уравнения (11) в квазистационарном приближении при $I \leq 8 \cdot 10^8$ Вт/м² дает $T_+ \approx 4100$ К. В этом случае уже необходимо учитывать испарение, так как при $T > 4000$ К давление насыщенных паров углерода в газообразной фазе становится соизмеримым с атмосферным давлением p , а это значит, что j_1 становится сравнимым с j_2 .

При $I \sim 10^{14}$ Вт/м² температура частицы очень быстро достигает значений $T \approx 4500$ К, при этом поток j_1 , как видно из (8), становится таким значительным, что конденсированная частица при этих параметрах превращается в пар за время ее инерционного удержания R_0/u_s (u_s — скорость звука в парах при этих температурах). Подобная ситуация характеризуется как «тепловой взрыв» [6].

Итак, при интенсивностях поля излучения $I \sim 10^8$ Вт/м² превалирует процесс горения углеродных частиц, причем скорость горения K_s ($K_s = \beta m_0 j_2 / 4\pi R^2$; m_0 — масса молекулы кислорода, j_2 определяется (10)) дается соотношением

$$K_s = -2\beta c_0 D_0 (T_+/T_0)^{1/2} / 3R, \quad (12)$$

где $c_0 = p_0 m_0 / kT_0$ — концентрация кислорода на бесконечности; $\beta = m/m_0$. Температуры, времена сгорания и скорости движения частицы являются основными характеристиками процесса горения такой частицы.

Оценим время сгорания частиц с начальным радиусом $R_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ м при $I = 2 \cdot 10^8$ Вт/м². Изменение массы частицы при горении запишем в виде $dM/dt = 4\pi R^2 K_s$ ($T_+ \approx 2200$ К, K_s определяется (12)). Тогда изменение радиуса частицы со временем определяется выражением $R = R_0 \sqrt{1 - \varphi t}$, где $\varphi = 4\beta c_0 D_0 (T_+/T_0)^{1/2} / 3\rho_0 R_0^2$. Отсюда характерное время сгорания $\tau = 1/\varphi$ и

$$\tau = 3\rho_0 R_0^2 / 4\beta c_0 D_0 (T_+/T_0)^{1/2}. \quad (13)$$

При $\rho_0 = 2250$ кг/м³, $D_0 = 0,18 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $c_0 = 0,3$ кг/м³ время сгорания $\tau \approx 10^{-3}$ с. Как видно из (13), τ увеличивается примерно пропорционально R_0^2 , т. е. площади частицы. Например, при $R_0 = 4 \cdot 10^{-6}$ м $\tau \approx 4 \cdot 10^{-3}$ с.

Рассчитаем скорость движения частицы с переменной массой под действием силы светового давления с учетом силы сопротивления по Стоксу

$$d(Mv)/dt = \pi R^2 K_{с.д} I/c - 6\pi\eta Rv.$$

Здесь $R = R_0(1 - \varphi t)^{1/2}$; $M = M_0(1 - \varphi t)^{3/2}$; M_0 — начальная масса частицы. Решение этого уравнения имеет вид

$$v(t) = [a/(\varphi/2 - b)] [(1 - \varphi t)^{b/\varphi} - (1 - \varphi t)^{1/2}],$$

где $a = \pi R_0^2 K_{с.д} I / M_0 c$; $b = 6\pi\eta R_0 / M_0 - 3\varphi/2$; v — скорость частицы; $K_{с.д}(\rho, m')$ — поперечник светового давления; η — динамический коэффициент вязкости; $\rho = 2\pi R/\lambda$ — параметр; λ — длина волны излучения; $m' = n' - in''$ — комплексный показатель преломления. Например, при $\lambda \ll R_0$ ($R_0 = 2 \cdot 10^{-6}$ м) $I = 2 \cdot 10^8$ Вт/м², $v \approx 0,7$ м/с, т. е. число Рейнольдса $Re < 1$ и, следовательно, выгорание происходит равномерно по поверхности [3].

Выше рассмотрена динамика горения одиночной углеродной частицы, свободно взвешенной в воздухе и находящейся в поле оптического излучения. Оценка показывает, что при концентрации частиц в воздухе $n \sim 10^{11}$ м⁻³, характер горения для такой системы частиц адекватно описывается выражением (12). Это можно проследить, наблюдая за просветлением такой среды. Характеристикой просветления является коэффициент ослабления, который определяется по закону Бугера

$$K_0 = \pi \int_0^{\infty} R^2 f(R) \gamma(R, m') dR, \quad (14)$$

где $\gamma(R, m')$ — фактор эффективности ослабления (при расчете значения $\gamma(R, m')$ брались из таблиц [7]); $f(R)$ — функция распределения частиц по размерам. В качестве начального распределения возьмем гамма-распределение

$$f(R) = A \cdot (R/R_m) \exp[-(R/R_m)^2], \quad (15)$$

где $A = 2,26 \cdot N_0$; N_0 — концентрация частиц в аэрозоле; R_m — наивероятнейший радиус. Поскольку размер частиц при горении уменьшается по закону $R = R_0 \sqrt{1 - \varphi t}$, то произойдет трансформация спектра частиц. В момент времени t функция распределения имеет вид

$$g(R, t) = A \cdot (R/R_m) [(R/R_m)^2 + \varphi t]^{1/2} \exp\{-(R/R_m)^2 + \varphi t\} \quad (16)$$

и коэффициент ослабления

$$K_0(t) = \pi \int_0^{\infty} R^2 g(R, t) \gamma(R, m') dR. \quad (17)$$

Интеграл (17) вычислялся методом Гаусса с ошибкой вычисления $\sim 0,5\%$. Результаты расчета представлены на рис. 2, где 1 — случай полидисперсного аэрозоля, 2 — монодисперсный аэрозоль с $R_0 = 2,5 \times 10^{-6}$ м. Видно, что за 10^{-3} с $K_0(t)$ уменьшается примерно в два раза.

Динамика коэффициента ослабления будет несколько иной для частиц типа сажи (это объясняется характерным строением сажевых частиц). Отдельная частица сажи — это графитированный углерод, который скреплен аморфным, т. е. устойчивость системы определяется наличием аморфного углерода. В поле оптического излучения сажевая частица начинает гореть, причем выгорает сначала аморфный углерод внутри частицы, а оболочка частицы долго сохраняет форму [8], поэтому коэффициент ослабления $K_0(t)$ вначале практически не меняется: после того как выгорит неорганизованный углерод, частица разрушается и должен наблюдаться максимум $K_0(t)$ (из-за увеличения общей площади частицы). Далее осколки размером $R \sim 10^{-6}$ м [1] сгорают по закону (12) и наблюдается просветление аэрозоля.

Измеряя коэффициент ослабления и сравнивая его с расчетным, можно говорить о соответствии теории действительно происходящему процессу. Проведенные расчеты показывают, что углеродные частицы размером $R \sim 10^{-6}$ м, находящиеся под действием мощного оптического излучения с интенсивностью $I \leq 8 \cdot 10^{11}$ Вт/м², сгорают за время 10^{-3} с при $T \sim 3 \cdot 10^3$ К (приобретенные скорости частиц $v \sim 1$ м/с). Полученные результаты в целом удовлетворительно согласуются с экс-

периментальными [1, 9], что позволяет говорить о возможности описывать с хорошим приближением выражением (12) характер горения частицы из углерода в оптическом поле излучения.

Поступила в редакцию
14/IX 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Кузиковский, В. А. Погодаев. ФГВ, 1977, 13, 5.
2. Таблицы физических величин. М., Атомиздат, 1976.
3. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. М., Изд-во МГУ, 1957.
4. Основы практической теории горения. Под ред. В. В. Померанцева. Л., «Энергия», 1973.
5. Ю. В. Афанасьев, О. Н. Крохин.— В сб.: Физика высоких плотностей энергии. Под ред. И. Кальдиролы и Г. Кнопфеля. М., «Мир», 1974.
6. Ф. В. Бункин, В. В. Савранский. ЖЭТФ, 1973, 65, 6 (12).
7. А. Г. Блох. Тепловое излучение в котельных установках. Л., «Энергия», 1967.
8. Производство и свойства углеродных саж. Вып. 1. Под ред. В. Ф. Сурувикина. Омск, 1972.
9. В. С. Захарченко, А. М. Скрипкин. Тез. III Всесоюзного симпозиума по распространению лазерного излучения в атмосфере. Томск, 1975, с. 104.

ГОРЕНИЕ МЕТАЛЛОВ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ (ТРЕХЗОННАЯ МОДЕЛЬ)

В. М. Кудрявцев, А. В. Сухов, А. В. Воронцовский, А. П. Шпара
(Москва)

Реализация преимуществ металлических горючих, нашедших широкое применение в различных энергетических установках, требует проведения глубоких экспериментальных и аналитических исследований. В настоящее время имеется достаточно большое число методик расчета процессов воспламенения и горения частиц металлов, однако ряд экспериментальных данных не укладывается в рамки разработанных моделей. Наибольшие трудности возникают при объяснении экспериментально зафиксированного влияния давления на горение металлов. Имеющиеся несоответствия между теорией и экспериментом говорят о том, что еще не учтен ряд существенных деталей рассматриваемых процессов.

В данной работе предпринимается попытка решения этой задачи на основе новой модели горения металлов [1]. Предлагаемая расчетная методика базируется на основных положениях диффузионной теории горения металлов [2, 3] и предназначена для проведения расчетов при низких и при высоких давлениях. В качестве примера рассмотрен случай горения алюминия в водяном паре. Поскольку методика охватывает только стадию горения, начальным моментом расчета считается отход фронта пламени от поверхности частицы. В связи с этим поверхностные химические реакции не учитываются.

Принимается, что процессы тепло- и массопереноса квазистационарны, обладают сферической симметрией и протекают в пределах приведенной пленки (рис. 1), радиус которой определяется выражением

$$r_m = r_s \cdot \text{Nu} / (\text{Nu} - 2),$$

где r_s — радиус частицы; Nu — число Нуссельта.

Известно, что горение металлов сопровождается образованием облака конденсированных продуктов сгорания (к-фазы) размером $0,05 \div 0,05$ мкм [4, 5]. На имеющихся фотографиях около поверхности частицы четко виден сферический слой с высоким содержанием субдис-