

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ

УДК 535.536

**В.И. Букатый, Т.К. Кронберг**

### ОПТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛОМАССОРЕОЛА ИСПАРЯЮЩЕЙСЯ УГЛЕРОДНОЙ ЧАСТИЦЫ В ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

Проведен расчет факторов эффективности поглощения и рассеяния светом ореола из вторичных частиц, получающихся в результате испарения исходной углеродной частицы в поле мощного лазерного излучения. Показано наличие существенного влияния на ослабление лазерного излучения эффектов рассеяния тепловым ореолом и поглощения света вторичным сконденсированным аэрозолем при испарении начальной частицы.

Рассмотрим испарение в дозвуковом режиме углеродной частицы, свободно взвешенной в воздухе в поле мощного лазерного излучения. Как показано в [1], в окрестности частицы формируется облако из субмикронного аэрозоля. Наведенный тепломассореол может приводить к дополнительному ослаблению электромагнитного излучения. В настоящей работе изучается сечение ослабления света испаряющейся углеродной частицы грубодисперсной фракции.

Введем эффективный показатель преломления среды, возмущенной в окрестности испаряющейся частицы

$$n_{\text{эф}} = n_r + n_d + i n'_d, \quad (1)$$

где

$$n_r = 1 + 2\pi \sum_{k=1}^2 P_k(r) \beta_k / (k_B T(r))$$

– показатель преломления парогазовой смеси;

$$n_d + i n'_d = 2\pi \alpha_d N(r)$$

– дополнительный член, который описывает оптические свойства сконденсированного аэрозоля. Здесь  $P_k$ ,  $\beta_k$  – парциальное давление и коэффициент поляризуемости  $k$ -й компоненты парогазовой смеси соответственно ( $k = 1$  – углеродный пар,  $k = 2$  – воздух);  $k_B$  – постоянная Больцмана;  $T(r)$  – температура среды на расстоянии  $r$  от центра испаряющейся частицы;  $\alpha_d = [(m^2 - 1)/(m^2 + 1)] a^3$  – коэффициент поляризуемости сконденсированной сферической частицы с радиусом  $a$  и комплексным показателем преломления  $m$ ;  $N(r)$  – концентрация сконденсированного аэрозоля.

В приближении Хюлста, справедливого при параметре дифракции тепломассореола  $\rho_d \gg 1$  и  $|n_{\text{эф}} - 1| \ll 1$ , выражение для фактора эффективности поглощения света сконденсированным аэрозолем при условии малости набега фазы волны имеет вид [2]

$$K_{\text{оп}}^{\text{н}} = 2 B^2 \int_0^{\pi/2} 4\rho_d n'_d(\tau) \cos\tau \sin\tau d \cos\tau, \quad (2)$$

где  $\tau = \arccos(x/B)$ ,  $B = R_{\text{оп}}^c/R$  – безразмерный радиус ореола из сконденсированного аэрозоля;  $x$  – безразмерная радиальная переменная;  $\rho_d = 2\pi R_{\text{оп}}^c/\lambda$ ;  $\lambda$  – длина волны света;  $R$  – радиус испаряющейся частицы. Оценка набега фазы дает значение  $\Delta\varphi \sim 0,15$  при  $m = 1,96 - i 1,01$ ;  $a \sim 5 \cdot 10^{-9}$  м,

$N = 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $\beta_2 = 1,7 \cdot 10^{-30} \text{ м}^3$ ,  $P_2 \sim 10^5 \text{ Н/м}^2$ , характерном радиусе теплового ореола  $R_{\text{оп}}^{\text{т}} \sim 50 R$  и радиусе облака из вторичных частиц  $R_{\text{оп}}^{\text{с}} \sim 20 R$ , следовательно, приближение (2) справедливо.

Рассмотрим оценку для безразмерного сечения поглощения, с помощью которой можно получить предварительную информацию о величине  $K_{\text{оп}}^{\text{т}}$  без трудоемких вычислений. Как показано в [1], конденсация пара идет на расстоянии  $r \sim (2 \div 4) R$ . Следовательно, поглощением областью фазового перехода можно пренебречь по сравнению с поглощением всего скопированного аэрозольного облака. Тогда для расчета  $K_{\text{оп}}^{\text{т}}$  достаточно найти концентрацию аэрозоля вне зоны конденсации, где концентрация описывается уравнением

$$\frac{\partial N(t, r)}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 V(t, r) N(t, r)) = 0 \quad (3)$$

с краевыми условиями  $N(t=0, r) = 0$ ,  $N(t, r=R_1) = N_s(t)$ , где  $V(t, r)$  – скорость стефановского потока;  $R_1$  – внешний радиус области фазовых превращений;  $N_s(t)$  – концентрация вторичных (скопированных) частиц при  $r = R_1$ . Введя замену переменных  $N_0 = N/\rho(r)$ , где  $\rho(r)$  – концентрация гетерогенной смеси (суммарное число атомов паров углерода, атомов скопированного вещества и молекул воздуха в единице объема), и используя метод преобразования Лапласа с учетом слабой зависимости от времени  $\rho(t, r)$ ,  $V(t, r)$  по сравнению с  $r$ , решение уравнения (3) запишется в виде

$$N(t, r) = \begin{cases} \frac{N_s(t) T(R_1)}{T(r)} & \text{при } t \leq \int_R^r \frac{dr}{V(r)} \\ 0 & \text{при } t > \int_R^r \frac{dr}{V(r)}. \end{cases} \quad (4)$$

Вне зоны конденсации ( $r \geq (2 \div 4) R$ ) температура среды меньше 3000 К, что позволяет использовать аналитическую зависимость коэффициента теплопроводности  $\kappa(T)$  от температуры [3] в уравнении для температурного поля в окрестности испаряющейся частицы в отсутствие конденсации [4]

$$T(x) = T_0(1 + c_0(p+1)/x)^{1/(p+1)}, \quad (5)$$

где  $c_0 = \int_{T_0}^{T_s} \frac{\kappa(\xi) d\xi}{\kappa(T_0) T_0}$ ;  $p = 0,75$  [3];  $T_0$  – температура невозмущенной среды. Подставляя в (2) полученное выражение для концентрации  $N(t, r)$  с учетом (5), найдем

$$K_{\text{оп}}^{\text{т}} = (8 a_1 \pi / \lambda) R(t) n'_d(T_0) [B_0 / (c_0(p+1))]^{1/(p+1)} B^3, \quad (6)$$

где

$$a_1 = \frac{1}{1+b} - \sum_{k=1}^{\infty} \frac{n(n-1) \dots (n-k)(n-k+1)}{(k+1+b)k!},$$

$$n = \frac{1}{2}; b = \frac{1}{2(p+1)}; n'_d(T_0) = 2\pi \text{Im}(\alpha_d) N_s(t) T(R_1)/T_0.$$

Безразмерный радиус из вторичных частиц может быть найден при использовании закона сохранения массы

$$\frac{4}{3} \pi \rho_c (R_0^3 - R^3(t)) = \int_R^{R_{\text{оп}}^{\text{с}}} (m_0 \rho_1(r) + \frac{4}{3} \pi \rho_c a^3 N(t, r)) 4\pi r^2 dr. \quad (7)$$

Здесь  $m_0$  – масса атома углерода;  $\rho_1(r)$  – концентрация паров углерода;  $\rho_c$  – плотность углерода;  $a$  – радиус частицы;  $R_0$  – начальный радиус частицы. Применяя формулу Бонне [5] к правой части (7), получим

$$\frac{4}{3} \pi \rho_c (R_0^3 - R^3(t)) = \frac{4}{3} \pi R_{\text{оп}}^c f(R_{\text{оп}}^c) + \frac{4}{3} \pi \xi^3 (f(R) - f(R_{\text{оп}}^c)) - \frac{4}{3} \pi R^3 f(R),$$

где

$$f(r) = (4/3) \pi \rho_c a^3 N(r) + m_0 \rho_1(r), \quad \xi \in [R, R_{\text{оп}}^c].$$

Функция  $f(r)$  на поверхности частицы и на внешней границе ореола из вторичных частиц принимает следующие значения: при  $r = R_{\text{оп}}^c$  весь пар уже сконденсировался, и в этом случае  $f(R_{\text{оп}}^c) = (4/3) \pi a^3 \rho_c N(R_{\text{оп}}^c)$ . На поверхности частицы конденсация отсутствует, поэтому при

$$r = R(t), \quad f(R) = m_0 \rho_1(R).$$

Тогда получим, что безразмерный радиус ореола  $B = R_{\text{оп}}^c/R$  удовлетворяет соотношению

$$B^3 = \frac{[1 - (R(t)/R_0)^3] T(B)}{\frac{4}{3} \pi a^3 N_s(t, R_1) T(R_1/R)}, \quad (8)$$

которое выполняется при  $R_0^3 f(R_0) \ll R_{\text{оп}}^3 f(R_{\text{оп}}^c)$ . Решая неявное уравнение (8), можно найти зависимость радиуса ореола  $B$  от радиуса испаряющейся частицы  $R(t)$ , следовательно, и от времени  $t$ . Из выражения (8) оценим максимальный радиус ореола, который достигает при  $R(t) = 0$  (частица вся испарилась)

$$B_{\text{max}}^3 = 3/(4\pi a^3 N_s). \quad (9)$$

При  $N_s \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $a \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$  радиус ореола достигает максимального значения  $B_{\text{max}} \simeq 20$ . Совместное вычисление по формулам (6), (8) позволяет получить конкретные значения для фактора эффективности поглощения  $K_{\text{оп}}^{\text{II}}$ . Приведем численные значения некоторых параметров, которые используются при расчете  $K_{\text{оп}}^{\text{II}}$ . Так, при комплексном показателе преломления частицы  $m = 1,96 - i 1,01$  и радиусе вторичной частицы  $a \sim 5 \cdot 10^{-9} \text{ м}$  мнимая часть коэффициента поляризуемости равна  $\text{Im}(\alpha_d) = 3,75 \cdot 10^{-26} \text{ м}^3$ . При  $R_1 = 4R$  температура среды в точке, где происходит прекращение фазовых переходов, равна  $T(R_1) = 3000 \text{ К}$ , концентрация вторичных частиц  $N_s(R_1) \sim 10^{20} \text{ м}^{-3}$ . При длине волны лазерного излучения  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $R_0 = 100 \text{ мкм}$ ,  $c_0(T_s = 4500 \text{ К}) = 190$  фактор эффективности поглощения в соответствии с (6) равен

$$K_{\text{оп}}^{\text{II}}(B = 9) = 3,2, \quad K_{\text{оп}}^{\text{II}}(B = 10) = 4,7,$$

т.е. сравним с фактором ослабления света на крупной частице.

На рис. 1 для сравнения приведена зависимость безразмерного сечения поглощения света ореолом из вторичных частиц от времени, полученная на основе численного решения системы уравнений, описывающих процесс образования вторичных частиц в окрестности испаряющейся частицы [1].

За короткое время с начала процесса испарения (характерное время испарения  $t \sim 3 \cdot 10^{-1} \text{ с}$ ) фактор эффективности поглощения быстро достигает значений, сравнимых с фактором эффективности ослабления света крупной частицей, что связано с быстрым сбросом массы ( $\Delta m \sim 4\rho_c \pi R^2 dR$ ) и образованием вторичных частиц.

Перейдем к рассмотрению фактора эффективности рассеяния света тепломассоореолом  $K_{\text{оп}}^{\text{P}}$ . В приближении Релея–Ганса для среды с комплексным показателем преломления  $m = n_r + i n_d$  фактор  $K_{\text{оп}}^{\text{P}}$  выражается формулой [2]

$$K_{\text{оп}}^p = \frac{k^2 R^2}{4} \int_0^\pi (1 + \cos^2 \theta) d \cos \theta \left| \int_1^A 2(n_r(z) + n_d - 1 + i n'_d) z \sin(2 k R z \sin \frac{\theta}{2}) / (\sin \frac{\theta}{2}) dz \right|^2. \quad (10)$$

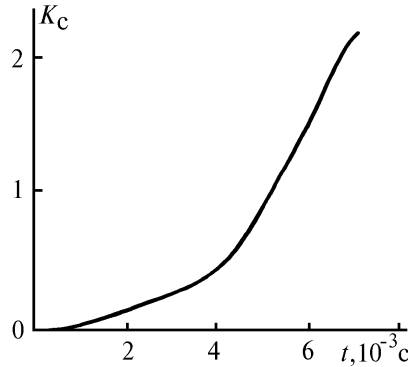


Рис. 1. Зависимость фактора эффективности поглощения света ореолом из вторичных частиц от времени при  $I_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ Вт/м}^2$ ,  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $R_0 = 100 \text{ мкм}$

Здесь учтено, что  $|n_r - 1| \ll 1$ ,  $n_d \ll 1$ . Используя зависимость температуры среды от безразмерной радиальной переменной  $z = r/R$  для выражений  $n_d(T(z))$ ,  $n'_d(T(z))$ , интегрируя (9), получим оценку сверху для фактора эффективности рассеяния

$$K_{\text{оп}}^p \leq 4(n_r(T_s) - 1)^2 \frac{(kR)^2}{2} A^4 + 4(n^2(R_1) + n_d'^2(R_1)) \frac{(kR^2)}{2} B^4 \left( \frac{B}{c_0} \right)^{\frac{2}{1+p}} + 4(n_r(T_s) - 1) n_d(R_1) B^4 \left( \frac{B}{c_0} \right)^{\frac{1}{1+p}}. \quad (11)$$

Здесь  $A$  – безразмерный радиус теплового ореола;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число;  $T_s$  – температура поверхности испаряющейся частицы. Первый член в (11) есть фактор эффективности рассеяния света неоднородно нагретой парогазовой смесью, второй – фактор эффективности рассеяния света вторичным аэрозолем. Третий член обусловлен взаимным влиянием рассеивающих сред. Обозначим три члена в (11) через  $K_p^r$ ,  $K_p^c$ ,  $K_p^{rc}$  – соответственно. Рассмотрим отношение фактора эффективности рассеяния вторичных частиц к фактору эффективности поглощения данными частицами

$$K_p^c / K_p^{rc} = 2 k R B (B/c_0) (1+p)^{1/p} n_d(R_1) T_0 / T(R_1) / a_1. \quad (12)$$

При  $B = B_{\text{max}} = 20$ ,  $R = 100 \text{ мкм}$ ,  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $p = 0,75$ ,  $n_d(R_1) = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $a_1 = 0,58$ ,  $T(R_1) = 3000 \text{ К}$  отношение (12) принимает значение  $K_p^c / K_p^{rc} \approx 0,01$ , которое указывает на преимущественное ослабление лазерного излучения за счет поглощения света вторичными частицами. Оценим отношение фактора эффективности рассеяния света тепловым ореолом к фактору эффективности поглощения света вторичными частицами

$$K_p^r / K_{\text{оп}}^{rc} = \frac{(n_r(T_s) - 1)^2 k R A^4}{2 a n_d'(T_0) B^3} \left( \frac{c_0 (p+1)}{B} \right)^{1/(p+1)}.$$

При температуре поверхности испаряющейся частицы  $T_s = 4500 \text{ К}$ , длине волны лазерного излучения  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $B_{\text{max}} = 20$ ,  $A = A_{\text{max}} = 45$ ,  $R = 100 \text{ мкм}$ ,  $4(n_r - 1)^2 \sim 5 \cdot 10^{-9}$ ,  $n_d'(T_0) \sim 2,5 \cdot 10^{-4}$  отношение принимает значение  $K_p^r / K_{\text{оп}}^{rc} \sim 2$ .

Таким образом, вышеприведенные расчеты показали, что необходимо учитывать вклад в ослабление лазерного излучения рассеяния света тепловым ореолом и поглощение света конденсированным аэрозолем при испарении углеродных частиц.

На рис. 2 показана зависимость фактора эффективности рассеяния света тепловым ореолом от радиуса ореола, рассчитанного на основе выражения (11).

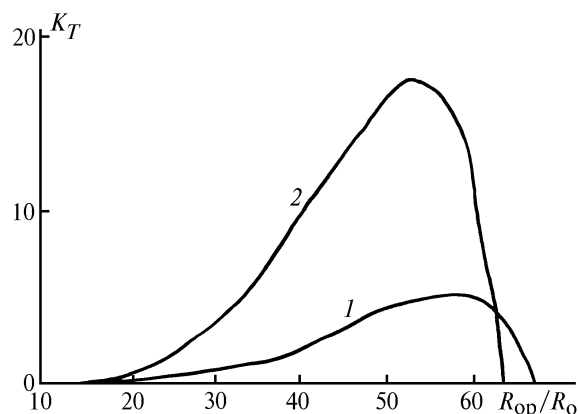


Рис. 2. Зависимость фактора эффективности рассеяния света тепловым ореолом от радиуса ореола при  $T = 4500$  К. 1 –  $R_0 = 5$  мкм, 2 –  $R_0 = 10$  мкм

1. Букатый В.И., Кронберг Т.К. // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. №9. С. 1241–1249.
2. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ. 1961. 536 с.
3. Пустовалова В.К., Хорунжий И.А. // Воздействие интенсивного лазерного излучения на твердый аэрозоль: Межвузовский научный сборник. Барнаул, 1987. С. 68–80.
4. Букатый В.И., Краснопевцев В.Н., Шайдук А.М. // Физика горения и взрыва. 1988. №1. С. 41–48.
5. Фихтенгольц Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления. М.: Наука, 1970. Т. 1. 608 с.

Алтайский государственный  
университет, Барнаул

Поступила в редакцию  
7 февраля 1995 г.

V.I. Bukatyi, T.K. Kronberg. **Optical Characteristics of Heat-mass-halo of a Particle Evaporated inside Laser Field.**

The efficiency factors of absorption and scattering by halo light from secondary particles resulted from evaporation of initial carbon particle inside high intensity laser radiation field are estimated. The laser radiation is shown to be significantly attenuated because of scattering by heat halo and absorption by condensed aerosol at the initial particle evaporation.