

## НЕЛИНЕЙНЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В АТМОСФЕРЕ

Д.С. Бобученко, В.К. Пустовалов

НЕЛИНЕЙНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ  
ОПТИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТВЕРДОМ АЭРОЗОЛЕ

На основе численного решения на ЭВМ системы уравнений исследовано нелинейное распространение коротких импульсов оптического излучения в твердом аэрозоле с учетом образования нестационарных не взаимодействующих между собой теломассоороелов вокруг испаряющихся частиц аэрозоля, рассеивающих излучение.

В последние годы широко проводятся экспериментальные и теоретические исследования нелинейного взаимодействия интенсивного оптического излучения с твердыми аэрозольными частицами и распространения излучения в твердом аэрозоле [1, 2]. Особый интерес вызывает исследование взаимодействия интенсивного оптического излучения с металлическими аэрозольными частицами. Это необходимо для решения задач нелинейного оптического зондирования запыленной атмосферы промышленных городов, лазерной диагностики двухфазных потоков, с исследованием распространения оптического излучения в твердом аэрозоле и т. д. Металлические частицы, поглощая и рассеивая энергию излучения, плавясь и испаряясь, ослабляют излучение, оказывают заметное влияние на пространственно-временное распределение его интенсивности, на энергетический баланс процесса взаимодействия и т.д. Экспериментальные исследования взаимодействия интенсивного излучения с металлическими дисперсными частицами проведены в [3]. В [4, 5] теоретически рассмотрены нагрев, плавление и испарение одиночной металлической аэрозольной частицы в газе под действием интенсивного излучения при диффузионно-конвективном теплообмене с учетом реальных температурных зависимостей теплофизических и оптических параметров, коэффициентов переноса и т.д. Представляет значительный интерес теоретическое рассмотрение нелинейного распространения коротких импульсов оптического излучения в металлическом аэрозоле с характерными радиусами частиц  $\sim 1 - 10^2$  мкм на основе модели для одиночной частицы [4, 5] с учетом нагрева, плавления и испарения частиц излучением.

Рассмотрим нелинейное распространение импульсов излучения через полидисперсный металлический аэрозоль с начальными концентрацией  $N_0$  и функцией  $f_0(r_0)$  распределения частиц по размерам. При этом ограничимся значениями интенсивности  $I_0$  (плотности энергии  $E_0$ ) воздействующего излучения, при которых не возникает оптический пробой аэрозоля и плазмообразование, но возможны интенсивный нагрев и испарение частиц. Металлические частицы находятся в инертной газовой среде, т.е. процессы окисления, воспламенения и горения металлических частиц под действием излучения [5] можно не рассматривать. Рассмотрим случай распространения короткого импульса излучения, когда длительность импульса  $t_u$  удовлетворяет условию

$$t_c, t_{T_0}, t_T, t_D \ll t_u \ll t_{ПТ}, t_{ПД}, \quad (1)$$

где  $t_c \approx \frac{r_0}{C_3}$  — характерное время выравнивания давления вблизи частицы;  $r_0$  — радиус частицы;  $C_3$  — скорость звука в газе;  $t_{T_0} \approx \frac{r_0^2}{4\chi_0}$  — характерное время выравнивания температурного профиля частицы;  $\chi_0$  — температуропроводность материала частицы;  $t_T \approx \frac{r_0^2}{4\chi}$ ,  $t_D \approx \frac{r_0^2}{4D}$  — характерные времена установления квазистационарных внешних полей температуры и плотности в окрестности частицы;  $t_{ПТ} \approx N_0^{-2/3} / 4\chi$ ,  $t_{ПД} \approx N_0^{-2/3} / 4D$  — характерные времена перекрытия тепловых и диффузионных ореолов от соседних частиц [1];  $\chi$  — температуропроводность газа;  $D$  — коэффициент диффузии в газе.

Система уравнений, описывающих нелинейное распространение импульсов излучений с длительностью  $t_u$ , удовлетворяющей (1), и длиной волны  $\lambda$  вдоль оси  $x$  в полидисперсном твердом аэрозоле с учетом испарения частиц в приближении равномерной температуры  $T_0$  по объему частиц, имеет вид

$$\frac{\partial I}{\partial x} + (\alpha_0 + \alpha_{0p} + \alpha_m) I = 0,$$

где

$$\alpha_0 = \pi N_0 \int_0^{\infty} r_0^2 [K_{\Pi}(r_0) + K_p(r_0)] f(r_0) dr_0; \quad (2)$$

$$\alpha_{0p} = N_0 \int_0^{\infty} S_{0p} f(r_0) dr_0;$$

$$S_{0p} = \pi \kappa^4 \int_0^{\pi} (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta \left[ \int_{r_n}^{r_c} dr r^2 (n^2 - n_0^2) \frac{\sin \left( 2\kappa r \sin \frac{\theta}{2} \right)}{2\kappa r \sin \frac{\theta}{2}} \right]^2;$$

$$\rho_0 V_0 c_0 \frac{dT_0}{dt} = \frac{1}{4} I K_{\Pi} S_0 - \bar{j} S_0; \quad (3)$$

$$\frac{d(\rho_0 V_0)}{dt} = -\bar{j}_m S_0; \quad (4)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_0} \left( f \frac{\partial r_0}{\partial t} \right) = 0. \quad (5)$$

При  $r > r_0$

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 D \frac{\partial c_1}{\partial r} \right); \quad (7)$$

$$p = R_{\Gamma} \rho T = p_{\infty} = \text{const}, \quad (8)$$

где  $I$  — интенсивность излучения;  $\alpha_0, \alpha_{0p}, \alpha_m$  — соответственно коэффициенты ослабления излучения частицами, тепловыми ореолами вокруг частиц и газом (поскольку  $\alpha_m \ll \alpha_0$ , то в дальнейшем  $\alpha_m$  пренебрегаем);  $K_{\Pi}, K_p, K_0 = K_{\Pi} + K_p$  — факторы эффективности поглощения, рассеяния и ослабления излучения частицей с текущим радиусом  $r_0$ ;  $f(r_0)$  — функция распределения частиц полидисперсного

аэрозоля по размерам;  $\int_0^{\infty} f(r_0) dr_0 = 1$ ;  $n, n_0$  — соответственно текущие и начальные значения показате-

ля преломления газовой фазы;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $r$  — радиус сферической системы координат с началом в цен-

тре частицы;  $\rho_0, c_0$  — плотность и теплоемкость вещества частицы;  $t$  — время;  $V_0 = \frac{4}{3} \pi r_0^3$ ;  $S_0 = 4\pi r_0^2$ ;

$\bar{j}_m, \bar{j}_e$  — соответственно плотности потоков массы и энергии от поверхности частицы, испаряющейся в диффузионно-конвективном режиме, с учетом скачков плотности пара и реальных температурных зависимостей коэффициентов переноса [4, 5];  $c, \rho = \rho_1 + \rho_2$  — теплоемкость и плотность парогазовой смеси;  $\rho_1, \rho_2$  — плотности пара и окружающего газа;  $c_1 = \rho_1/\rho$  — концентрация пара;  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности;  $p$  — давление;  $R_{\Gamma}$  — газовая постоянная;  $p_{\infty}$  — начальное давление газа.

Система уравнений (2–8) включает в себя уравнение переноса излучения в приближении однократного рассеяния на частицах и тепловых ореолах вокруг частиц (2), уравнения баланса энергии (3) и массы (4) одиночной частицы, уравнение (5), описывающее изменение функции распределения частиц по размерам вследствие испарения, уравнения теплопроводности и диффузии (6, 7), описывающие распределение температуры  $T$  и плотности пара  $\rho_1$  в тепломассоореоле вокруг частицы, уравнение постоянства давления парогазовой смеси (8). Начальные и граничные условия для системы (2–8) имеют вид

$$\begin{aligned}
\alpha_0(x, t=0) &= \alpha_\infty; & \alpha_{op}(x, t=0) &= 0; \\
T_0(x, t=0) &= T_\infty; & T(r, t=0) &= T_\infty; & r_0(x, t=0) &= r_\infty; & \rho_1(r, t=0) &= 0; \\
T(r=r_c, t) &= T_\infty; & \rho_1(r=r_c, t) &= 0,
\end{aligned} \tag{9}$$

где  $\alpha_\infty$ ,  $T_\infty$ ,  $r_\infty$  — начальные значения соответствующих параметров;  $r_c = \frac{1}{2}N_0^{-1/3}$  — половина расстояния между центрами соседних частиц.

Зависимости коэффициентов теплопроводности  $\kappa$  и диффузии  $D$  от температуры определены в виде  $\kappa = \kappa_\infty(T/T_\infty)^{0.75}$ ;  $D = D_\infty(T/T_\infty)^{1.75}$ ;  $\kappa_\infty = \kappa(T_\infty)$ ;  $D_\infty = D(T_\infty)$  [6]. Показатель преломления парогазовой смеси вокруг отдельных частиц определяется соотношением

$$n = 1 + \frac{2\pi\alpha_1}{m_1}\rho_1 + \frac{2\pi\alpha_2}{m_2}\rho_2, \tag{10}$$

где  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  и  $m_1$ ,  $m_2$  — соответственно поляризуемости и массы атомов пара и газа [7, 8].

Тепломассоорел вносит заметный вклад в ослабление излучения, если его характерный радиус  $r_{op}$  много больше радиуса частицы  $r_0$ . В этом случае, основными механизмами формирования тепломассоореола являются диффузия и теплопроводность, поскольку скорость конвективного движения существенна только при определении  $\bar{j}_m$ ,  $\bar{j}_\epsilon$  у поверхности частицы и резко падает при  $r \gg r_0$ . Во всех рассчитанных вариантах за время действия импульса  $t_u$  отсутствует взаимодействие тепломассоореолов от соседних частиц, при этом интегрирование в  $S_{op}$  и в (6), (7) проводится до  $r_c$ .

Ниже будем использовать безразмерную пространственную переменную  $\xi$ , связанную с пространственной переменной  $x$  уравнением  $x = 1,274 \cdot 10^6 \xi / N_0$ , см. В этой задаче концентрация частиц  $N_0$  входит только в данное соотношение, связывающее  $x$  и  $\xi$ , все результаты расчетов, представленные ниже, допускают пересчет на различные значения  $N_0 < 10^3 \text{ см}^{-3}$ , которые удовлетворяют выполнению условия невзаимодействующих тепломассоореолов от соседних частиц.

Рассмотрим некоторые результаты расчетов процессов взаимодействия импульса оптического излучения с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $t_u = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$ , с прямоугольной временной зависимостью, плотностью энергии  $E_0 = 6 \cdot 10^3 \text{ Дж/см}^2$  со слоем полидисперсных частиц алюминия, находящихся в гелии атмосферного давления. Значения параметров взяты из [6– 9]. Учет полидисперсности частиц проведен в многогрупповом приближении, и использованы следующие начальные радиусы  $r_{oi}$  и веса групп частиц  $f_{oi}$ : 15, 20, 25, 30, 35 мкм и 0,1; 0,2; 0,4; 0,2; 0,1 соответственно. Приведем оценки характерных времен теплообмена частицы с  $r_0 = 25 \text{ мкм}$  при  $N_0 = 1 \cdot 10^2 \text{ см}^{-3}$ ;  $t_{T0} \sim 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ;  $t_D \sim 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ;  $t_T \sim 7,8 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ ;  $t_C \sim 7,5 \cdot 10^{-8} \text{ с}$ ;  $t_{PD} \sim 1,9 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ ;  $t_{HT} \sim 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ с}$ . В данном случае с  $t_u = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$  выполняется условие (1). Отметим, что распределение тепловых источников в результате поглощения энергии излучения с  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$  в частицах Al существенно неоднородно [10]. Однако численные расчеты нагрева, плавления и испарения частиц Al с  $r_0 \sim 10 - 100 \text{ мкм}$  при  $t_u > 10^{-5} \text{ с}$  с использованием тепловых источников [10] показало, что за время  $\sim 10^{-5} - 10^{-6} \text{ с}$  происходит выравнивание температуры внутри частиц (что согласуется с приведенной оценкой для  $T_{T0}$  и можно использовать приближение равномерной температуры внутри частицы. Следует также отметить, что частицы Al в реальных условиях обычно имеют на поверхности пленку окисла  $\text{Al}_2\text{O}_3$  толщиной  $h$ , равной  $\sim 0,1 - 0,01 \text{ мкм}$ . Наличие пленки окисла может заметно изменять оптические характеристики Al. Так, например, для  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ,  $r_0 = 25 \text{ мкм}$  рассчитанные значения факторов эффективности  $K_{II}$  и  $K_p$  при  $T_0 = T_\infty = 300 \text{ К}$  для случаев отсутствия и наличия пленки окисла с  $h = 0,1 \text{ мкм}$  соответственно равны:  $K_{II} = 6,09 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_p = 2,015$  и  $K_{II} = 8,72 \cdot 10^{-2}$ ,  $K_p = 1,93$  для значений оптических параметров Al и  $\text{Al}_2\text{O}_3$  из [11, 12]. Был проведен учет влияния температурной зависимости оптических констант Al,  $\text{Al}_2\text{O}_3$  [11, 12] и наличия пленки окисла с  $h = 0,1 \text{ мкм}$  на  $K_{II}$ ,  $K_p$  в процессе нагрева и испарения частицы излучением. При плавлении частицы при температуре  $T_0 = T_{пл} = 933,6^\circ\text{К}$  происходит растрескивание и срыв окисной пленки. Следовательно, при  $T_0 > T_{пл}$  влияние окисной пленки на процесс нагрева и испарения частицы отсутствует, и поэтому не учитывается.

На рис. 1 приведены временные зависимости  $T_0$  и  $r_0$  для частиц радиусом  $r_\infty = 15, 25, 35 \text{ мкм}$ , расположенных на границе аэрозоля при  $\xi = 0$ . С момента начала действия излучения частицы поглощают энергию, нагреваются и при  $T_0 = T_{пл} = 933,6 \text{ К}$  расплавляются в течение некоторого промежутка времени. Поскольку плотность жидкого алюминия ( $2,35 \text{ г/см}^3$ ) меньше плотности твердого алюминия ( $2,7 \text{ г/см}^3$ ) [9], то с учетом сохранения массы частицы ее радиус после расплавления увеличивается до  $r_0 \approx 1,05r_\infty$ . В дальнейшем температуры частиц возрастают и достигают максимальных значений  $T_{\max}$ , при которых энерговыделение в частице за счет поглощения энергии излучения уравновешивается потерями энергии за счет интенсивного испарения и теплообмена частиц. В процессе испарения радиус частиц  $r_0$  уменьшается, а также происходит уменьшение  $T_0$  со временем вследствие

превышения энергопотерь от частицы над энерговыделением. При  $r_0 \approx 1-2$  мкм эффективность поглощения энергии излучения частицей резко падает, что приводит к более быстрому уменьшению  $T_0$  и замедлению процесса испарения частицы.

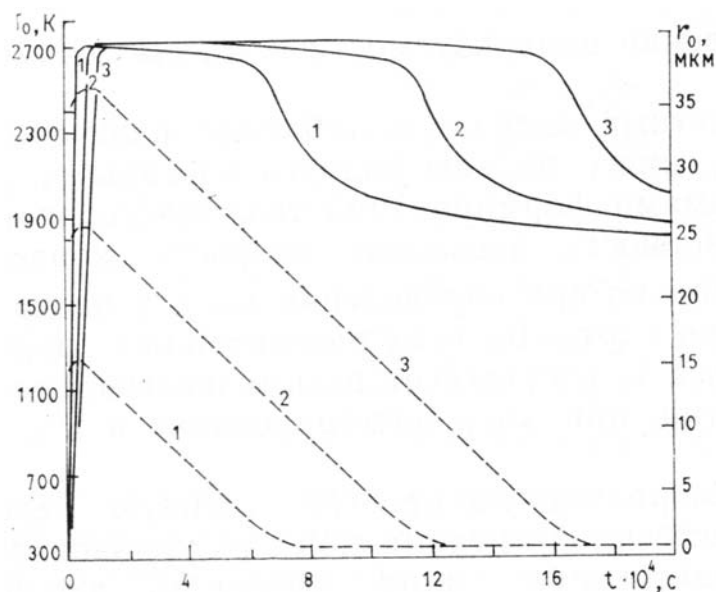


Рис. 1. Временные зависимости температуры  $E_0$  (сплошные линии) и радиуса частиц Al  $r_0$  (штриховые линии) для  $r_\infty = 15$  (1), 25 (2), 35 (3) мкм при  $\xi = 0$  и воздействии импульса излучения с  $\lambda = 10,6$  мкм,  $t_u = 2 \cdot 10^{-3}$  с,  $E_0 = 6 \cdot 10^3$  Дж/см<sup>2</sup>

С момента начала воздействия импульса излучения на аэрозоль происходит теплообмен нагреваемых частиц с окружающим газом за счет механизма нелинейной теплопроводности. При этом вокруг частицы возникает сферически-симметричное (с учетом сделанных предположений) нестационарное распределение температуры  $T(r, t)$  — тепловой ореол. Кроме того, с момента начала интенсивного испарения частицы в результате поступления пара с поверхности частицы и его диффузии в окружающем газе вокруг нее возникает нестационарное распределение плотности пара  $\rho_1$ . С учетом зависимости показателя преломления двухкомпонентной парогазовой среды от  $T$  и  $\rho_1$  (10) это приводит к возникновению оптической неоднородности вокруг частицы (тепломассореола), вызывающей дополнительное рассеяние излучения. Отметим, что теоретическое исследование влияния нестационарных акустических и тепловых ореолов на ослабление коротких импульсов интенсивного излучения, распространяющегося в твердом аэрозоле, проведено в [1, 2]. Исследование ослабления излучения тепломассореолами, возникающими при воздействии излучения на сажистый аэрозоль, в приближении квазистационарных распределений  $T(r)$ ,  $\rho_1(r)$  и определения радиуса ореола на основе закона сохранения энергии, отводимой от частицы, проведено в [13, 14]. При этом по существу рассматривались только тепловые ореолы, поскольку предполагалось, что состав газовой смеси вокруг частиц близок к начальному.

В данной статье в приближении Рэлея-Ганса  $|n - n_0| \ll 1$  рассмотрены нестационарные двухкомпонентные тепломассореолы, формируемые вокруг частиц в процессе их тепломассообмена с газовой средой механизмами диффузии и теплопроводности. На рис. 2 приведены распределения  $T$ ,  $c_1 = \rho_1/\rho$ ,  $n - 1$  по  $r$  вокруг частицы, расположенной на границе аэрозоля, для нескольких моментов времени. Показатель преломления среды  $n$  для двухкомпонентного тепломассореола вокруг частиц следующим образом зависит от  $\rho_1$  и  $T$  (см. (8), (10)):  $n - 1 = a_1 \rho_1 + a_2/T$ , где  $a_1 = 2\pi \left( \frac{\alpha_1}{m_1} - \frac{\alpha_2}{m_2} \right) + \frac{2\pi\alpha_2(R_2 - R_1)}{m_2 R_2}$ ,  $a_2 = \frac{2\pi\alpha_2 p_\infty}{m_2 R_2}$ ;

$R_\Gamma = c_1 R_1 + (1 - c_1) R_2$ , где  $R_1, R_2$  — газовые постоянные пара и окружающего газа. Распределения  $T(r, t)$ ,  $\rho_1(r, t)$ ,  $c_1(r, t)$  зависят от текущих значений радиуса  $r_0$  и температуры  $T_0$  частицы и уменьшаются до своих начальных значений с увеличением  $r$ . Уменьшение  $\rho_1$  и  $T$  с ростом  $r$  с учетом зависимости  $n - 1$  от  $\rho_1, T$  приводит к немонотонному поведению  $n - 1$  от  $r$  — возникновению максимума  $n - 1$  на некотором удалении от частицы. При  $r \rightarrow r_c$  значение  $n - 1$  стремится к  $n_0 - 1 = 3,18 \cdot 10^{-5}$  для исходного газа. Кроме того, с течением времени наряду с пространственными областями, в которых  $n - 1 > n_0 - 1$ , возникает пространственная область, в которой  $n - 1 < n_0 - 1$  (см. рис. 2). Возникновение пространственных областей с  $n < n_0$  и с  $n > n_0$ , обусловленное взаимно компенсирующимся вкладом  $\rho_1$  и  $T$  в тепломассореоле, приводит после интегрирования по  $r$  в  $S_{op}$  к уменьшению с течением времени подынтегрального выражения и значений  $S_{op}, \alpha_{op}$ . Учет вклада распределений  $\rho_1$  и  $T$  по  $r$  в нестационарном тепломассореоле приводит к уменьшению  $S_{op}, \alpha_{op}$  по сравнению с чисто тепловым ореолом. Таким образом, в процессе воздействия излучения на твердые частицы  $\alpha_{op}$  вначале возрастает, а затем уменьшается со време-

нем. Аналогичная картина возникновения и развития тепломассоореолов наблюдается для всех частиц в слое аэрозоля (см. рис. 4).

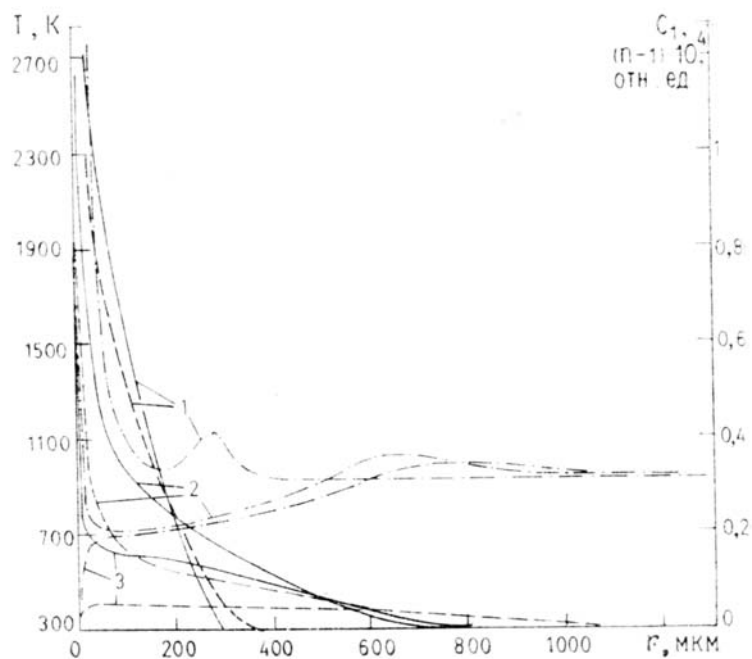


Рис. 2. Распределения  $T$  (сплошные линии), концентрации пара  $c_1$  (штриховые), показателя преломления среды  $n-1$  (штрихпунктирные) по  $r$  вокруг частицы с  $r_\infty = 25$  мкм при  $\xi = 0$  для различных моментов времени, с:  $1,5 \cdot 10^{-4}$  (1);  $1,05 \cdot 10^{-3}$  (2);  $1,5 \cdot 10^{-3}$  (3)

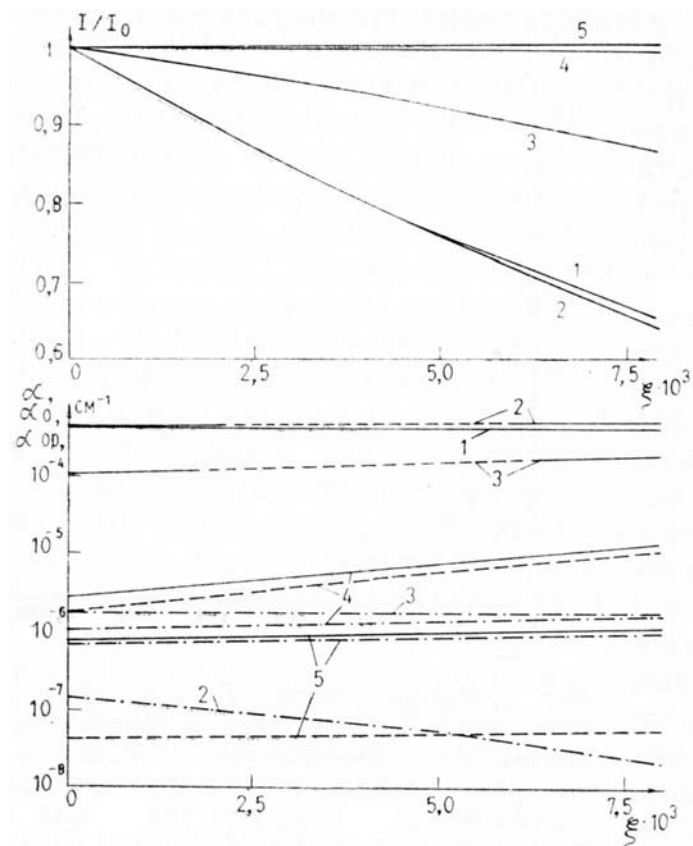


Рис. 3. Распределения нормированной интенсивности излучения  $I/I_0$  и коэффициентов ослабления излучения аэрозольной средой  $\alpha$  (сплошные линии), частицами  $\alpha_0$  (штриховые), тепломассоореоломами вокруг частиц  $\alpha_{op}$  (штрихпунктирные), рассчитанные при  $N_0 = 10^2$  см $^{-3}$  для различных моментов времени, с: 0 (1);  $1,5 \cdot 10^{-4}$  (2);  $7,5 \cdot 10^{-4}$  (3);  $1,5 \cdot 10^{-3}$  (4);  $2 \cdot 10^{-3}$  (5)

Были также рассчитаны квазистационарные распределения  $T$ ,  $c_1$ ,  $n-1$  по  $r$  [5] и значения  $S_{op}$ ,  $\alpha_{op}$ , причем они значительно, вплоть до порядка, отличаются от нестационарных распределений  $T$ ,  $c_1$ ,  $n-1$  и соответствующих значений  $S_{op}$ ,  $\alpha_{op}$ , что свидетельствует о существенной нестационарности процесса формирования теплоассорбентов. Кроме того, уменьшение  $T_0$  в процессе интенсивного испарения частицы приводит с течением времени к резкому снижению  $\rho_1$  у поверхности частицы и возникновению профиля  $\rho_1(r)$  с максимумом на некотором расстоянии от частицы (см. рис. 2). Этот факт не может быть учтен квазистационарным распределением  $\rho_1(r)$ . Следовательно, возможность расчета  $S_{op}$ ,  $\alpha_{op}$  на основе квазистационарных распределений параметров [13, 14] существенно ограничена и должна определяться в каждом конкретном случае.

На рис. 3 приведены распределения нормированной интенсивности воздействующего излучения  $I/I_0$  и коэффициентов ослабления излучения аэрозольной средой  $\alpha$ , частицами  $\alpha_0$  и теплоассорбентами вокруг частиц  $\alpha_{op}$  по  $\xi$  для нескольких моментов времени. В процессе нагрева и расплавления, приводящего к увеличению размеров частиц, с учетом зависимости оптических параметров от  $T_0$  [11] и начала возникновения рассеивающих теплоассорбентов вокруг частиц происходит увеличение коэффициента ослабления излучения частицами, при этом  $\alpha \approx \alpha_0$ ,  $\alpha_{op} \ll \alpha_0$ . Это приводит к некоторому затемнению аэрозольной среды под действием излучения к моменту  $t = 1,5 \cdot 10^{-4}$  с. Экспериментально затемнение твердого аэрозоля при воздействии импульса излучения с  $t_{ii} = 1 \cdot 10^{-3}$  с,  $\lambda = 1,06$  мкм и умеренных плотностях энергии, не приводящих к испарению частиц, установлено в [15] и объясняется возникновением тепловых ореолов вокруг частиц. Как следует из наших результатов, увеличение размеров частиц при расплавлении и зависимости оптических параметров материала частицы от температуры оказывают существенное влияние на увеличение коэффициента ослабления излучения аэрозольной средой.

В дальнейшем с течением времени при  $t > 1,5 \cdot 10^{-4}$  с вследствие интенсивного испарения частиц и роста теплоассорбентов происходит уменьшение  $\alpha_0$  и увеличение  $\alpha_{op}$  во всем объеме аэрозоля (см. рис. 4). К моменту  $t = 1 \cdot 10^{-3}$  с  $\alpha_{op}$  достигает максимального значения, а затем начинает уменьшаться во всем слое аэрозоля в связи с возникновением областей с  $n < n_0$  в теплоассорбентах. В результате быстрого уменьшения  $r_0$  вследствие испарения частиц коэффициент  $\alpha_0$  становится меньше  $\alpha_{op}$ , причем к моменту  $t = 2 \cdot 10^{-3}$  с  $\alpha \approx \alpha_{op}$ ,  $\alpha_0 \ll \alpha_{op}$ .

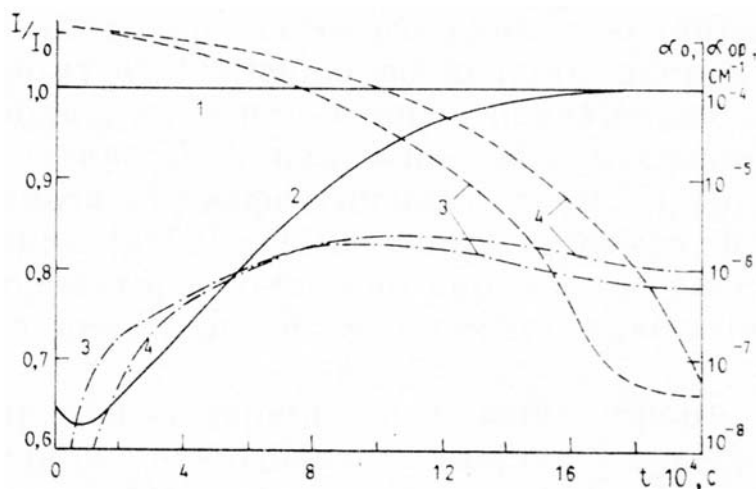


Рис. 4. Временные зависимости интенсивности импульса  $I_0(t)$  ( $I$ ), прозрачности слоя аэрозоля  $T_\lambda$  при  $\varepsilon_1 = 7,85 \cdot 10^{-3}$  (2) и коэффициентов ослабления излучения частицами  $\alpha_0$  (штриховые линии), теплоассорбентами  $\alpha_{op}$  (штрихпунктирные) в точках  $\xi = 0$  (3) и  $7,85 \cdot 10^{-3}$  (4) при  $N_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}$

На рис. 4 приведена временная зависимость прозрачности  $T_\lambda = I(\xi_1)/I_0$  слоя аэрозоля при  $E_0 = 6 \cdot 10^3 \text{ Дж/см}^2$ ,  $t_{ii} = 2 \cdot 10^{-3}$  с. Установленный характер поведения коэффициента ослабления  $\alpha$  от  $t$  приводит к соответствующей зависимости  $T_\lambda(t)$  и изменению прямоугольной формы импульса излучения на выходе из слоя.

1. Зуев В. Е., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
2. Зуев В. Е., Землянов А. А., Копытин Ю. Д., Кузиковский А. В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
3. Белов Н. Н., Дацкевич Н. П., Карлова Е. К. и др. //ЖТФ. 1979. Т. 49. С. 333–338.
4. Пустовалов В. К., Бобученко Д. С. //Нелинейное взаимодействие мощного лазерного излучения с твердым аэрозоле. Барнаул, 1986. С. 17.
5. Pustovalov V. K., Bobuchenko D. S. //Int. J. Heat Mass Transfer: Pergamon Press, 1989. V. 32. P. 3.

6. Варгафтик Н. Б. Справочник по теплофизическим свойствам газов и жидкостей. М.: Наука, 1972. 720 с.
7. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. 446 с.
8. Радциг А. А., Смирнов Б. М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.
9. Свойства элементов. Справочник /Под ред. Н.Е. Дрица. М.: Металлургия, 1985. 672 с.
10. Астафьева Л. Г., Пришивалко А. П., Лейко С. Т. //Всесоюз. совещ. по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Обнинск—Барнаул, 1988. Т. 2. С. 219—221.
11. Конов В. И., Токарев В. Н. //Квантовая электроника. 1983 Т. 10. С. 327—331
12. Белов Н. Н. //ЖПС. 1986. Т. 44. С. 948—953.
13. Букатый В. И. //Инженерно-физический журнал. 1988. Т. 55. С. 409—412.
14. Лоскутов В. С., Стрелков Г. М. Распространение лазерного импульса в аэрозоле из частиц сажи. М., 1982. 28 с. (Препринт/ИРЭ АН СССР, № 24).
15. Захарченко С. В., Пинчук С. Д., Скрипкин А. М. //Квантовая электроника. 1978. Т. 5. С. 934—937.

Белорусский политехнический институт,  
Минск

Поступила в редакцию  
7 августа 1989 г.

**D. S. Bobuchenko, V. K. Pustovalov. Nonlinear Propagation of Short Optical Pulses through Solid Aerosol.**

The paper deals with the study of nonlinear propagation of short optical pulses through solid aerosol by numerically solving the set of equations taking into account the formation of nonstationary noninteracting thermal-mass aureols around evaporating particles of aerosol scattering the radiation.