

Ю.Н. Грачев

## ПРОХОЖДЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА ЧЕРЕЗ САЖИСТЫЙ АЭРОЗОЛЬ

Исследуется прохождение лазерного импульса через сажистый аэрозоль из субмикронных частиц. Обнаружено значительное просветление аэрозоля. Установлено, что механизмами просветления являются коллективное горение частиц и их вынос из области пучка расширяющимся при нагреве воздухом. Выведено уравнение для плотности энергии, описывающее любые параметры пучка и аэрозоля. Результаты решения уравнения находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Авторы работ [1–5], посвященных изучению прохождения лазерных пучков через сажистый аэрозоль, обнаружили, что просветление и замутнение аэрозоля зависит как от интенсивности излучения, так и от размеров углеродных частиц. Просветление аэрозоля, сопровождавшееся интенсивным свечением частиц, имело инерционный характер [3].

В настоящей статье исследуется просветление сажистого аэрозоля лазерным импульсом длительностью  $t_{\text{ц}} \sim 10^{-3}$  с с энергией 30–120 Дж на длине волны  $\lambda = 1,06$  мкм. Аэрозоль получался путем сжигания машинного масла в камере длиной  $L = 20$  см и состоял из частиц субмикронных размеров [6]. Источником излучения служил лазер ГОС-301, приемниками — измерители энергии ИМО-2 и ИКТ-1М. Лазерный пучок формировался с помощью линз с различными фокусными расстояниями и на входе в камеру обрезался по краям диафрагмой диаметром 1,3 см. Распределение энергии в поперечном сечении такого пучка было близко к прямоугольному. Временная форма огибающей импульса регистрировалась фотоэлементом Ф-23, на который стеклянной пластиной отводилась часть энергии лазерного пучка на выходе камеры и фиксировалась на экране запоминающего осциллографа.

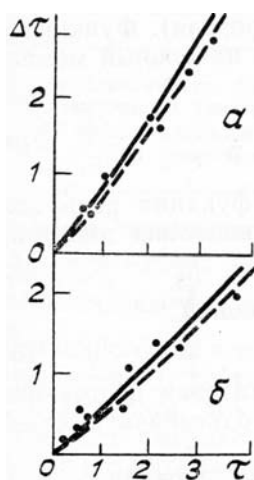


Рис. 1. Зависимость глубины просветления сажистого аэрозоля от его оптической толщи (точки — экспериментальные данные; сплошные кривые — расчет с учетом горения частиц, штриховые — без горения; а — параллельный пучок,  $\Phi = 120$  Дж/см<sup>2</sup>, б — фокусированный пучок,  $\Phi = 33$  Дж/см<sup>2</sup>,  $F = 4$  см)

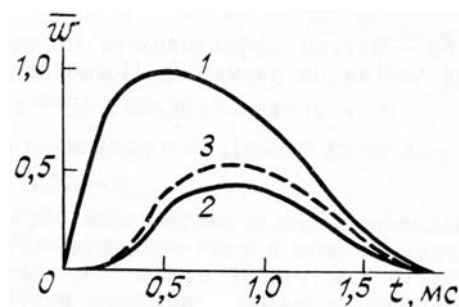


Рис. 2. Временные формы огибающей лазерного импульса с  $\Phi = 40$  Дж/см<sup>2</sup> на выходе чистой камеры (1) и прошедшего слой аэрозоля с  $\tau = 4,6$  (2, 3) (сплошные кривые — экспериментальные зависимости, штриховая — расчет)

В опытах обнаружено значительное (до ~ 70% от полной оптической толщи) просветление, глубина которого определялась по формуле

$$\Delta\tau = \tau - \ln E_0/E, \quad (1)$$

где  $\tau$  — начальная оптическая толщина аэрозоля;  $E_0$  — энергия лазерного пучка на выходе чистой камеры;  $E$  — энергия на выходе из слоя аэрозоля. На рис. 1 точками отложены измеренные значения  $\Delta\tau$  для параллельного и фокусированного пучков. Погрешность измерений, обусловленная в основном нестабильностью энергии импульсов и расстройкой элементов оптической линии, равнялась ~ 30% от

абсолютного значения измеряемой величины. Динамику развития процесса просветления, имеющего инерционный характер иллюстрирует рис. 2, на котором кривая 1 изображает огибающую воздействующего импульса, а кривая 2 — импульса, прошедшего через аэрозоль с  $\tau = 4, 6$ .

Поглощенное частицами излучение разогревает окружающую среду. Расширение нагретого воздуха может приводить к выносу частиц из области пучка. Чтобы рассчитать просветление аэрозоля за счет выноса и горения частиц [7], рассмотрим следующие уравнения. В [7] обоснована правомерность уравнений адиабатического нагрева воздуха

$$c_p \rho \frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \omega \quad (2)$$

и связи коэффициента поглощения аэрозоля  $\alpha$  с его плотностью  $\rho$  и функцией  $g$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{\rho_0} \rho g \quad (3)$$

( $c_p$  и  $T$  — теплоемкость и температура воздуха,  $\rho_0$  и  $\alpha_0$  — начальные значения плотности и коэффициента поглощения аэрозоля). Функция  $g$  учитывает изменение  $\alpha$  при горении частиц, равна в начальный момент единице и имеет вид

$$g = \int_0^{\infty} \pi R^2 K_n(R) n(R) dR / \alpha_0, \quad (4)$$

где  $K_n$  — фактор эффективности поглощения;  $n$  — функция распределения частиц по размерам. Поскольку время выравнивания давления

$$t_{зв} = a/v_{зв} \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ с} \ll t_n = 10^{-3} \text{ с} \quad (5)$$

( $v_{зв}$  — скорость звука), то в уравнении газового состояния

$$p = \rho R_b T \quad (6)$$

давление  $p$  является постоянным ( $R_b$  — удельная газовая постоянная воздуха). В этом случае уравнение (6) определяет однозначную связь плотности воздуха  $\rho$  с его температурой  $T$ .

Получим уравнение переноса излучения для фокусированного пучка, полагая, что фокусное расстояние линзы  $F$  много больше радиуса пучка на входе камеры  $a_0(z=0)$ . При этом мощность  $P$  пучка с площадью поперечного сечения  $S$ , испытывающего бугеровское ослабление на расстоянии  $z+dz$ , можно записать как

$$P(z+dz) = \omega(z+dz) S(z+dz) = \omega(z) S(z) e^{-\gamma(z)dz}, \quad (7)$$

где  $\gamma$  — коэффициент аэрозольного ослабления, связанный с  $\alpha$  зависимостью  $\alpha = u\gamma$

( $u = \int_0^{\infty} \pi R^2 K_n(R) n dR / \int_0^{\infty} \pi R^2 K_0(R) n dR$ ,  $K_0$  — фактор эффективности ослабления). С учетом дифракционной расходимости пучка для площади его поперечного сечения выполняется соотношение

$$\frac{S(z+dz)}{S(z)} = \frac{[1 - (z+dz)/F]^2 + D^2(z+dz)}{[1 - z/F]^2 + D^2(z)}, \quad (8)$$

где  $D(z) = 2z(\kappa a_0^2)$  — безразмерная дифракционная длина ( $\kappa$  — волновое число) [8]. Подставляя (8) в (7) и разлагая полученное выражение до членов первого порядка малости, приходим к уравнению:

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} + \left[ \gamma(z, t) - 2 \frac{F - z - 4F^2 z' / (\kappa a_0^2)^2}{(F - z)^2 + 4F^2 z'^2 / (\kappa a_0^2)^2} \right] \omega(z, t) = 0. \quad (9)$$

Уравнения (2), (3), (6) и (9) образуют систему уравнений, описывающую процесс прохождения лазерного импульса через аэрозоль. Путем ряда подстановок и преобразований эта система сводится к уравнению для плотности энергии

$$\Phi(z, t) = \int \omega(z, t) dt: \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{pc_p}{uR_B} \times$$

$$\times \ln \left( 1 + \frac{a_0 R_B}{pc_p} \int_0^t \omega g dt \right) - 2 \frac{F - z - 4F^2 z / (\kappa a_0^2)^2}{(F - z)^2 + 4F^2 z^2 / (\kappa a_0^2)^2} \Phi = 0, \quad (10)$$

которое справедливо для фокусированного лазерного пучка с поперечным распределением интенсивности  $\omega = \omega(r, z)$  ( $z$  — расстояние от оси пучка), сохраняющим подобие с расстоянием. Это условие выполнялось в проведенных опытах, где прямоугольное распределение интенсивности в пучке сохранялось по длине камеры  $L = 20$  см.

Строгое решение уравнения (10) возможно лишь с одновременным расчетом временных зависимостей радиусов частиц в каждой точке по длине пучка, поскольку в уравнение входит функция  $g$ .

На рис. 3 представлены результаты расчета интеграла  $G = \int_t \omega g dt = G(\Phi)$ , пропорционального по-

глощенной аэрозолю энергии излучения, для зависимостей  $\omega = \omega(t)$ , соответствующих временным формам огибающей лазерного импульса, показанным кривыми 1 и 2 на рис. 2, а также прямоугольному импульсу. Возникающий при этом разброс в  $G$  показан на графике заштрихованными областями. С погрешностью не менее 4% разные временные формы импульса приводят к практически одинаковой зависимости  $G = G(\Phi)$ . Это обстоятельство позволяет решать уравнение (10) независимо от решения уравнений для радиусов частиц. Штриховая линия соответствует случаю негорящих частиц  $g = 1$  и  $G = \int_t \omega dt = \Phi$ . Асимптотическое значение  $G$  достигается при полном сгорании частиц.

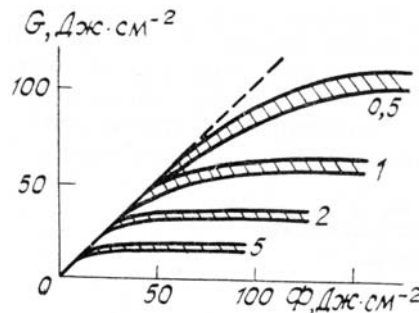


Рис. 3. Зависимость функции  $G$  от плотности энергии  $\Phi$  (числа у кривых — оптическая толщина аэрозоля  $\tau$ , штриховая линия —  $G = \Phi$ )

Для параллельного пучка пропадает последнее слагаемое в уравнении (10) и оно сводится к квадратуре

$$\int_{\Phi(z,t)}^{\Phi(0,t)} \frac{hd\Phi}{\ln [1 + hG(\Phi)]} = \gamma_0 z, \quad (11)$$

где  $h = a_0 R_B / (pc_p)$ .

Так как в опытах плотность энергии была постоянна в поперечном сечении пучка, расчетное значение глубины просветления находилось в виде

$$\Delta \tau = \tau - \ln \bar{\Phi}(L, t_{II}) / \Phi(L, t_{II}), \quad (12)$$

где  $\bar{\Phi}(L, t_{II})$  — плотность энергии на выходе из камеры без аэрозоля, а  $\Phi(L, t_{II})$  — из слоя аэрозоля. Результаты вычислений  $\Delta \tau$  представлены на рис. 3 сплошными кривыми. Хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов обосновывает предложенную модель просветления за счет коллективного горения частиц и их выноса из области пучка расширяющимся воздухом.

Для оценки влияния эффекта горения на глубину просветления были выполнены расчеты  $\Delta \tau$  для негорящего аэрозоля (рис. 3, штриховая кривая). Малое различие между теоретическими зависимостями  $\Delta \tau = \Delta \tau(\tau)$  для горящего и негорящего аэрозолей не говорит о несущественной роли горения в процессе просветления. Горение частиц способствует уменьшению поглощения излучения аэрозолю,

что, в свою очередь, уменьшает нагрев воздуха и его расширение.

В работе были рассмотрены также такие механизмы просветления, как вынос частиц за счет светового давления, коагуляция частиц, фотофорез и испарение частиц. Установлено, что перечисленные эффекты не могут дать заметного вклада в просветление, наблюдаемое в опытах.

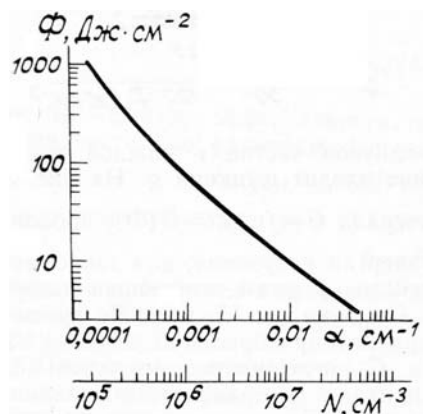


Рис. 4. Граница проявления эффекта выноса частиц из области лазерного пучка

Уравнение (10) позволяет рассчитать любые временные и пространственные характеристики пучка и аэрозоля. На рис. 2 кривой 3 показана расчетная временная зависимость интенсивности излучения на выходе из слоя аэрозоля.

Эффект выноса частиц может проявляться в достаточно плотном аэрозоле. В предположении, что просветление происходит при  $\Delta\tau/\tau > 0,1$ , рассчитана граница режима просветления, показанная на рис. 4. Полученная граница приближенно описывается соотношением  $\Phi\alpha \approx 0,1$  с размерностью единиц, указанной на рисунке. Как установлено в расчетах, эффект коллективного горения частиц проявляется при более высоких значениях  $\Phi$ , когда температура частиц достигает  $\sim 1000^\circ\text{K}$ . При значениях  $\Phi \lesssim 3 \text{ Дж/см}^2$  просветление аэрозоля практически отсутствует. Плотность энергии  $\Phi \approx 10\,000 \text{ Дж/см}^2$  при длительности импульса  $t_{\text{и}} = 10^{-3} \text{ с}$  соответствует интенсивности излучения  $w \approx 10^7 \text{ Вт/см}^2$ , при которой может развиваться пробой воздуха, содержащего аэрозольные частицы. Необходимо отметить, что приведенные на рис. 4 результаты справедливы при выполнении неравенства (5), которое определяет максимальный диаметр лазерного пучка в  $\sim 15 \text{ см}$ .

Все результаты, полученные здесь для сажистого аэрозоля, применимы для любого другого поглощающего аэрозоля как горящего, так и негорящего.

Резюмируя изложенное, можно заключить, что механизмами просветления сажистого аэрозоля, облучаемого лазерным импульсом, являются вынос частиц из области пучка расширяющимся при нагреве воздухом и коллективное горение частиц.

1. Букатый В. И., Копытин Ю. Д., Погодаев В. А. // Изв. вузов. Физика, 1983. № 2. С. 14–22.
2. Ткаченко В. И., Лушев В. П., Потапов М. Г. // Распространение мощного оптического излучения в твердом аэрозоле. Барнаул: АГУ. 1982. С. 82–87.
3. Захарченко С. В., Скрипкин А. М. // II Всесоюз. совещание по распространению лазерного излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Ч. 2. Обнинск, 1982. С. 98–101.
4. Букатый В. И., Чапоров Д. П. // IV Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Нелинейные эффекты при распространении лазерного излучения в атмосфере). (Тезисы докл.). Томск: ИОА СО АН СССР. 1977. С. 119–123.
5. Негин А. Е., Белов Н. Н., Лушников А. П. и др. // IV Всесоюз. совещание по нерезонансному взаимодействию оптического излучения с веществом. (Тезисы докл.). Л.: ГОИ, 1978. С. 296.
6. Грачев Ю. Н. // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 9. С. 111–113.
7. Грачев Ю. Н., Стрелков Г. М. // X Всесоюз. симпозиум по распространению лазерного излучения в атмосфере. (Тезисы докл.). Томск. 1989. С. 131.
8. Виноградов М. Б., Руденко О. В., Сухорукоев А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 384 с.

Институт радиотехники и электроники АН СССР,  
Москва

Поступила в редакцию  
5 сентября 1989 г.

Yu. N. Grachev. **Propagation of a Laser Pulse through the Soot Aerosol.**

The propagation of a laser pulse through the dense soot aerosol of submicron sizes is investigated. Considerable clearing-up of the aerosol was found, it is determined that clearing mechanisms are the collective burning of the parti-

cles and their carrying out from the beam region due to the expansion of heat air. The equation for energy density is derived which relates the parameters of the laser beam to that of the aerosol. The results of the equation solution well agree with the experimental data.