

Е.В. Устинов

ТЕПЛОВОЕ САМОВОЗДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ТВЕРДОМ АЭРОЗОЛЕ

Исследованы тепловые искажения гауссового пучка излучения в до- и сверхзвуковом потоках газа с твердыми аэрозольными частицами. Показано, что для типичных атмосферных условий влияние ореольного рассеяния на изменение пика интенсивности в пучке оказывается существенно меньше влияния теплового самовоздействия. Тепловая инерционность частиц способствует фокусировке гауссовых пучков излучения при их поперечном обтекании аэрозольной средой с дозвуковой скоростью и создает обратный эффект при сверхзвуковом обтекании.

Нелинейные искажения мощных пучков излучения в атмосферном твердом аэрозоле исследовались достаточно широко (см., например, монографии [1, 2]). В частности, известно, что в отсутствие разрушения (горения, испарения, взрыва) частиц под действием излучения изменение интенсивности в пучке происходит как за счет нелинейной рефракции (теплового самовоздействия), так и за счет рассеяния излучения на тепловых ореолах, возникающих вокруг нагретых частиц. Два отмеченных выше нелинейных явления обусловлены изменениями соответственно действительной и мнимой частей эффективного показателя преломления аэрозольной среды [3, 4]. Ранее оба эффекта рассматривались по отдельности (см., например, [5] – ореольное рассеяние, [6] – тепловое самовоздействие). В настоящей статье проводится сравнительный анализ данных эффектов и рассматриваются случаи их совместного проявления. Известно также, что тепловая инерционность аэрозольных частиц может влиять на характер тепловых искажений пучков излучения [7], поэтому здесь дается детальное исследование этого влияния.

Рассмотрим пучок излучения, распространяющийся вдоль положительного направления оси z и движущийся относительно воздушной среды. Ось x направим вдоль поперечного к лучу газового потока с аэрозольными частицами. Без учета ореольного рассеяния (мнимой части эффективного показателя преломления среды) нелинейное самопреломление пучка излучения будет определяться действительной частью показателя преломления, которая, в свою очередь, оказывается пропорциональной средней (по элементу объема, включающему в себя большое количество частиц) плотности воздуха. Для описания нелинейного самопреломления (самовоздействия) пучка в такой ситуации можно воспользоваться следующим уравнением параксиальной оптики в безразмерных переменных [8]:

$$\partial u / \partial z + i \nabla_{\perp}^2 u = -i F N \rho_1 u - (N_{\alpha} / 2) u, \quad (1)$$

где u – комплексная амплитуда поля; $u u^* = I$ – безразмерная интенсивность излучения (отнесенная к характерной интенсивности I_0); $F = 2 \pi a^2 / \lambda L$ – число Френеля; λ – длина волны излучения; a – радиус пучка; L – характерная длина трассы; $N_{\alpha} = \alpha_e L$ – параметр ослабления; α_e – коэффициент ослабления излучения, включающий в себя молекулярное и аэрозольное поглощения и рассеяние; $N = (L/z_i)^2$ – параметр теплового самовоздействия; $z_i = a / \sqrt{\varepsilon(n_0 - 1)}$ – длина теплового самовоздействия; n_0 – показатель преломления воздуха; $\varepsilon = (\alpha_m + \alpha_a) I_0 a / \rho_0 V_0 h_0$ – масштаб возмущения средней (по элементу объема с большим количеством частиц) плотности воздуха; ρ_0, V_0, h_0 – невозмущенные значения плотности, скорости и энтальпии газового потока соответственно; α_m и α_a – коэффициенты молекулярного и аэрозольного поглощений; ρ_1 – функция возмущения средней плотности ($\langle \rho \rangle / \rho_0 = 1 + \varepsilon \rho_1$). Поперечные координаты в уравнении (1) отнесены к характерному радиусу пучка a , продольная координата z отнесена к L .

Уравнение (1) эквивалентно соответствующему уравнению для самовоздействия в чистом газе [8] с той лишь разницей, что вместо плотности используется понятие средней плотности по элементу объема с большим числом частиц. Можно легко показать, что возмущение средней плотности газа определяется соответственно величиной среднего объемного тепловыделе-

ния энергии, которая, в свою очередь, когда время прогрева аэрозольных частиц достаточно мало, оказывается пропорциональной интенсивности излучения. Следовательно, функция возмущения средней плотности ρ_1 в этом случае может быть найдена с помощью линеаризованных уравнений газовой динамики, используемых для нахождения возмущения плотности газовой среды для случая молекулярного поглощения [8]. Таким образом, эффекты нелинейного самопреломления излучения в аэрозольной среде и чистом поглощающем газе будут полностью эквивалентны при одинаковых коэффициентах поглощения, если время прогрева частиц и соответствующая задержка тепловыделения оказываются малыми по сравнению с характерным газодинамическим временем a/V_0 . К вопросу нахождения функции возмущения средней плотности ρ_1 с учетом конечности времени прогрева частиц и влияния этого времени на характер тепловых искажений пучка излучения вернемся чуть позже.

Перейдем к расчету нелинейного ореольного рассеяния пучка излучения при его боковом обдуве газовой средой с поглощающими частицами. Аналогичный расчет для оптического пучка, включенного при $t = 0$ в неподвижной аэрозольной среде, выполнен в [3], и получен следующий результат для коэффициента ореольного рассеяния:

$$\alpha_{\text{ор}} = \alpha_a \left(\frac{n_0 - 1}{T_0} \right)^2 \frac{I_0^2}{\rho_0^2 C_p^2} \frac{k_n \pi r_0^2 k^2}{(2\pi)^2 x} g(t); \quad (2)$$

$$g(t) = 9 t_0 \int_0^\infty x \left(\frac{\sin x - x \cos x}{x^3} \exp \left(-x^2 \frac{t}{t_0} \right) \int_0^{t/t_0} I(t, t_0) \exp(-x^2 \tau) d\tau \right)^2 dx, \quad (3)$$

где I – отнесенная к I_0 безразмерная интенсивность; k_n – фактор эффективности поглощения излучения аэрозольной частицей; χ – коэффициент температуропроводности воздуха; r_0 – радиус аэрозольной частицы; $t_0 = r_0^2/\chi$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

Заметим, что $t_0 \cong 5 \cdot 10^{-8}$ с (это соответствует $r_0 = 1$ мкм, $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с) оказывается существенно меньше характерного времени воздействия излучения на частицу a/V_0 , поэтому в формуле (3) следует выполнить предельный переход $t/t_0 \rightarrow \infty$. При этом подынтегральная функция будет заметно отличаться от нуля лишь при малых значениях x , и, следовательно, выражение $(\sin x - x \cos x)/x^3$ можно заменить на $1/3$. В результате получим

$$g(t) = \frac{1}{2} \int_0^\infty ds \left(\int_0^s I(t - \tau') \exp(-\tau' s) d\tau' \right)^2. \quad (4)$$

При обтекании оптического пучка поперечным потоком вид функции $I(t)$, которая входит в (4), будет определяться движением аэрозольной частицы со скоростью V_0 поперек пучка излучения, имеющего форму $I(x, y)$. В стационарном случае, когда интенсивность в пучке не меняется во времени, с учетом формул (2), (4) легко получить следующее выражение для коэффициента ореольного рассеяния в зависимости от поперечных координат:

$$\alpha_{\text{ор}} = \frac{N_s}{L} g(x, y), \quad N_s = \alpha_a \left(\frac{n_0 - 1}{T_0} \right)^2 \frac{I_0^2}{\rho_0^2 C_p^2} \frac{k_n \pi r_0^2 k^2}{(2\pi)^2 x} \frac{a}{V_0} g(x, y) L; \quad (5)$$

$$g(x, y) = \frac{1}{2} \int_0^\infty ds \left(\int_0^s I(x - \tau', y) \exp(-\tau' s) d\tau' \right)^2. \quad (6)$$

Здесь переменные x и y отнесены к радиусу пучка a .

По формуле (6), с использованием обычных алгоритмов численного интегрирования был выполнен расчет функции ореольного рассеяния для гауссова распределения интенсивности в пучке $I(x, y) = \exp[-(x^2 + y^2)]$. Результат представлен на рис. 1. Максимальное рассеяние реализуется в подветренной части пучка при $x = 0,61$.

При расчете распространения пучка излучения ореольное рассеяние, очевидно, можно учесть добавлением в правую часть уравнения (1) члена $-(N_s/2) g(x, y) u$, при этом $g(x, y)$ определяется по формуле (6). Сравним теперь между собой два нелинейных эффекта – ореольное рассеяние и самовоздействие. В соответствии с формулой (5) и выражением для параметра теплового самовоздействия (см. текст после уравнения (1)) можно легко найти следующую связь между параметрами N и N_s :

$$N_s = N^2 F^2 \left(\frac{\alpha_a}{\alpha_m + \alpha_a} \right)^2 \frac{\Lambda}{\pi L}. \quad (7)$$

Здесь $\Lambda = 1/v \sigma_{\text{op}}$ – длина пробега излучения между ореолами; v – концентрация аэрозольных частиц; $\sigma_{\text{op}} = \pi r_{\text{op}}^2$ – сечение теплового ореола; $r_{\text{op}} = \sqrt{4 \chi a/V_0}$ – его характерный радиус.

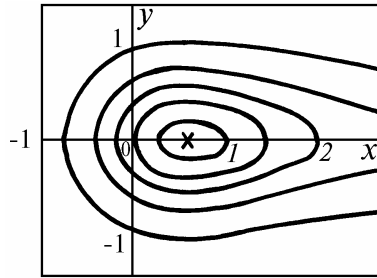


Рис. 1. Изолинии функции ореольного рассеяния $g(x, y)$. Линии уровня со значениями 10, 25, 50, 75 и 90% от максимального значения ($g_{\text{max}} = 0,829$), достигаемого в точке, отмеченной крестиком

Оценим теперь, насколько ореольное рассеяние может быть существенным по сравнению с эффектом самовоздействия (самопреломления). Пусть $N = 1$, т.е. длина трассы L равна длине теплового самовоздействия z_i . При этом изменение интенсивности на мишени из-за самовоздействия будет иметь порядок своей величины. Для того чтобы аналогичное произошло вследствие ореольного рассеяния, необходимо, чтобы параметр N_s был равен единице. Согласно формуле (7) с учетом того, что $\alpha_a^2/(\alpha_a + \alpha_m)^2 = 1$, это дает условие на число Френеля $F \cong \sqrt{z_i/\Lambda}$.

Оценим величину Λ . Взяв характерные значения $v = 10$ 1/см³, $a/V_0 = 10^{-3}$ с, $\chi = 2 \cdot 10^{-5}$ м²/с, получим $\Lambda = 40$ см. При длине теплового самовоздействия $z_i = 4$ км получим условие на число Френеля $F \cong 100$. Следовательно, ореольное рассеяние может оказать существенное влияние на распространение излучения в аэрозоле лишь для очень коротковолнового пучка с числом Френеля не менее ста. Таким образом, в большинстве случаев эффект ореольного рассеяния оказывается гораздо слабее теплового самовоздействия.

Несмотря на отмеченный факт, определенный интерес представляет исследование слабого влияния ореольного рассеяния на тепловые искажения пучка излучения в движущейся аэрозольной среде. Такие расчеты были проведены как для дозвукового ($M = 0$ и $0,8$), так и для сверхзвукового ($M = 1,5$ и 2) режимов обтекания оптического пучка ($M = V_0/c_s$ – число Маха, c_s – скорость звука в воздухе). Результаты расчетов изменения пика интенсивности в изначально гауссовом пучке излучения $I(x, y)|_{z=0} = \exp[-(x^2 + y^2)]$ вдоль трассы (в зависимости от безразмерной координаты z) для параметров ореольного рассеяния $N_s = 0; 0,2$ и $0,4$ представлены на рис. 2. Расчеты выполнялись путем численного решения уравнения (1) с добавленным в правую часть членом $-(N_s/2) g(x, y) u$. При этом использовался алгоритм [9], реализация которого подробно описана в [10]. На сверхзвуковом режиме уменьшение интенсивности в пучке излучения вследствие ореольного рассеяния оказывается относительно большим, чем на дозвуковом. Это связано с изменением формы пучка вдоль трассы распространения [8]. В дозвуковом потоке пучок приобретает характерную серповидную форму с максимумом интенсивности, сильно смещенным вперед, навстречу потоку, в область малых значений функции рассеяния $g(x, y)$ (см. рис. 1). При сверхзвуковом обтекании пик интенсивности практически сохраняет

свое первоначальное положение и, следовательно, испытывает существенно большее влияние ореольного рассеяния.

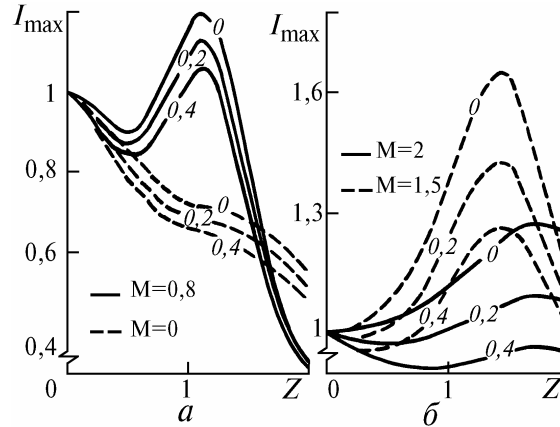


Рис. 2. Изменения максимальной интенсивности $I_{\max} = [I(x, y)]$ вдоль трассы при различных значениях параметра ореольного рассеяния N_s (указаны на кривых) на дозвуковом (а) и сверхзвуковом (б) режимах обтекания ка излучения аэрозольной средой. Расчет выполнен без учета линейных механизмов ослабления интенсивности $N_{\alpha} = 0$, для $N = 1$ и $F = 5$

Вернемся теперь к вопросу о влиянии конечности времени прогрева частиц на проявление нелинейных эффектов, сопровождающих распространение мощных оптических пучков в аэрозольной среде. Поскольку, как было установлено выше, влияние ореольного рассеяния оказывается относительно невелико, ограничимся исследованием влияния скорости прогрева частиц на эффект теплового самовоздействия. Для простоты и ясности изложения ограничимся случаем отсутствия молекулярного поглощения, когда все тепловыделение в газ оказывается опосредовано аэрозолем.

Найдем связь безразмерного тепловыделения в газ q (отнесенного к величине $q_0 = \alpha_a I_0$) с безразмерной интенсивностью I . Для температуры поверхности частиц T_b имеем следующее уравнение:

$$\frac{d(T_b - T_0)}{dt} = -\frac{3\chi^* p_0 C_p}{r_0^2 \rho^* C^*} (T_b - T_0) + \frac{3 k_{\pi} I_0 I(t)}{4 \rho^* C^* r_0}. \quad (8)$$

Здесь ρ^* , C^* – соответственно плотность и удельная теплоемкость частицы; $I(t)$ определяется, как и ранее, пролетом частицы через пучок излучения. Величина $r_0^2 \rho^* C^* / (3 \chi \rho_0 C_p) = \tau_{rel}$ представляет собой время тепловой релаксации частицы. Отметим, что вышеприведенное уравнение является справедливым лишь при условии малости времени установления температурного поля внутри частицы $r_0^2 / 4\chi^*$ (χ^* – температуропроводимость материала частицы) и вне ее $r_0^2 / 4 \chi$ по сравнению с τ_{rel} . Впрочем, это условие всегда хорошо выполняется.

Тепловой поток в газ связан с температурой поверхности аэрозольных частиц соотношением $q q_0 = 4 \pi r_0 v (T_b - T_0) \chi \rho_0 C_p$. Перейдя в уравнении (8) к безразмерным переменным (нормируя время на величину a/V_0 и используя вместо $T_b - T_0$ безразмерное тепловыделение q), получим

$$dq/dt = 1/\delta (I - q), \quad (9)$$

где $\delta = \tau_{rel} / (a/V_0)$.

Построим решение уравнения (9) при малом δ . Полагая $I - q = \delta Y$ и пренебрегая внепорядковым членом $\delta(dY/dt)$, получим $Y = dI/dt$, откуда, используя равенство $d/dt = \partial/\partial x + \partial/\partial t$, окончательно имеем: $q(x, y) = I - \delta(dI/dt) = I(x - \delta, y, t - \delta)$, или для стационарного случая: $q(x, y) = I(x - \delta, y)$.

Таким образом, конечность скорости прогрева аэрозольных частиц в первом порядке проявляется в простом запаздывании тепловыделения, что, в свою очередь, вызывает смещение возмущенного поля плотности вниз по потоку на δ по сравнению со случаем молекулярного поглощения или безынерционных аэрозольных частиц. Это смещение оказывает влияние на тепловое самовоздействие.

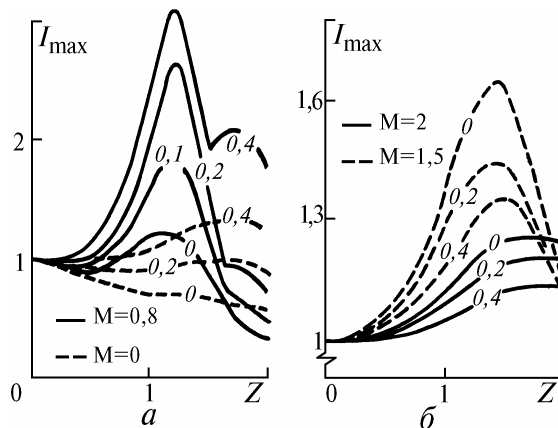


Рис. 3. Изменения максимума интенсивности в пучке излучения вдоль трассы при различных значениях параметра δ (указаны на кривых) на дозвуковом (а) и сверхзвуковом (б) режимах обтекания пучка излучения аэрозольной средой. Расчет выполнен для $N_{\alpha} = 0, N = 1, F = 5$

Количественную сторону данного эффекта иллюстрирует рис. 3, на котором показано изменение пика в гауссовом пучке вдоль трассы при различных значениях параметра δ . Расчеты выполнены как для дозвуковых, так и для сверхзвуковых скоростей поперечного течения аэрозольной среды. На дозвуковом режиме пучок приобретает ощутимую тенденцию к фокусировке при увеличении δ . Особенно сильно данный эффект проявляется при $M = 0,8$. Напротив, в сверхзвуковом потоке при задержке передачи поглощенной энергии в газ происходит некоторая дефокусировка пучка. При этом эффект проявляется заметно слабее, чем в дозвуковом потоке.

1. Зуев В.Е., Землянов А.А., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Мощное лазерное излучение в атмосферном аэрозоле. Новосибирск: Наука, 1984. 223 с.
2. Зуев В.Е., Копытин Ю.Д., Кузиковский А.В. Нелинейные оптические эффекты в аэрозолях. Новосибирск: Наука, 1980. 184 с.
3. Колосов В.В., Чапоров Д.П. // Проблемы оптики атмосферы. Новосибирск: ИОА СО АН СССР, 1983. С. 3–12.
4. Колосов В.В. // Всесоюзное совещание по распространению излучения в дисперсной среде. (Тезисы докл.). Барнаул. 1988. Т. 2. С. 263–265.
5. Копытин Ю.Д., Хмелевцов С.С. // Распространение оптических волн в неоднородных средах. Томск: ИОА СО АН СССР, 1976. С. 86–102.
6. Пустовалов В.К., Хорунжий И.А. // Оптика атмосферы. 1990. Т. 3. №5. С. 559–560.
7. Chen C.H. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 11. P. 628–630.
8. Кучеров А.Н., Устинов Е.В. // Изв. вузов СССР. Сер. Радиофизика. 1990. Т. 33. №3. С. 299–307.
9. Fleck J.A., Morris J.R., Feit M.D. // Appl. Phys. 1976. V. 10. №2. P. 129–160.
10. Кучеров А.Н., Устинов Е.В. // Инженерно-физический журнал. 1990. Т. 58. №1. С. 35–42.

Центральный аэрогидродинамический институт
им. проф. Н.Е. Жуковского, Москва

Поступила в редакцию
13 мая 1993г.

E. V. Ustinov. Thermal Blooming of Radiation Beams in Solid Aerosol.

Thermal distortions of gaussian radiation beams in sub- and supersonic gas flow with solid aerosol particles was investigated. It was demonstrated that under typical atmospheric conditions the effect of aureole scattering on the peak value of the intensity in a radiation beam is more weak than that of thermal blooming. It was found that aerosol particles thermal inertia leads to focusing of gaussian radiation beams in subsonic cross flow of aerosol media and effects inversely in a supersonic flow.