

В. И. БУКАТЫЙ, член-корреспондент АН СССР В. Е. ЗУЕВ,  
А. В. КУЗИКОВСКИЙ, С. С. ХМЕЛЕВЦОВ

## ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ ИНТЕНСИВНЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ НА КАПЕЛЬНЫЙ АЭРОЗОЛЬ

В ряде работ (<sup>1-6</sup>) рассматривается задача теплового действия оптического излучения на жидкокапельные аэрозоли.

Область применимости результатов работ (<sup>4-6</sup>) существенно ограничена, так как в них объемные коэффициенты ослабления и поглощения считаются пропорциональными водности, что справедливо лишь для дымок в инфракрасной области спектра. Принимается также, что поглощенная энергия идет только на испарение.

В настоящей работе задача переноса излучения при его воздействии на структуру аэрозоля решается по схеме, общепринятой в оптике рассеивающих сред. Сначала определяется спектр размеров испаряющихся капель, затем вычисляется коэффициент ослабления системой испаряющихся частиц, и на этой основе решается уравнение переноса, описывающее распространение излучений в условиях воздействия. Такой подход позволяет снять все перечисленные выше ограничения.

1. Спектр размеров капель можно описать уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r}(\dot{r}f) + v_{\perp} \frac{\partial f}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

где  $x$  — поперечная координата пучка,  $\dot{r}$  — скорость испарения капли радиуса  $r$ ,  $v_{\perp}$  — поперечная к пучку составляющая скорости ветра. Считая  $v_{\perp}$  положительной, краевые условия можно записать в виде

$$f(r, x, 0) = f(r, -(R^2 - y^2)^{1/2}, t) = f_0(r); \quad (2)$$

здесь  $R = R(z)$  — радиус пучка,  $z$  — координата, отсчитываемая по оси пучка.

Остановимся на рассмотрении тех случаев, для которых скорость испарения капли пропорциональна потоку мощности излучения  $W$ :

$$\dot{r} = -\varphi(r; r_0) W(x, t). \quad (3)$$

Согласно классификации, данной в (<sup>7</sup>), (3) строго выполняется в режимах 1 и 3 и приближенно справедливо в режимах 2 и 4, т. е. удовлетворительно описывает скорость испарения капель облачных размеров при эффективных плотностях мощности излучения до  $10^3$ – $10^4$  вт/см<sup>2</sup>.

Решение (1) запишется в виде

$$f(r, x, t) = f_0[r_0(r)] |dr_0/dr|, \quad (4)$$

где  $r_0(r)$  — функция, получаемая путем обращения решения задачи Коши вида

$$dr/d\xi = -\varphi(r; r_0) W(\xi, \eta), \quad r(\pm\eta) = r_0; \quad (5)$$

здесь  $\xi$  и  $\eta$  — новые переменные, вводимые по формулам

$$t = \xi + \eta, \quad \frac{x + (R^2 - y^2)^{1/2}}{v_{\perp}} = \xi - \eta.$$

Интегрирование (5) дает

$$\int_r^{r_0} \frac{dr}{\varphi(r; r_0)} = \int_{\pm \eta}^{\xi} W(\xi', \eta) d\xi', \quad (6)$$

причем знак «+» имеет место в точках, где  $x' = x + (R^2 - y^2)^{1/2} / v_{\perp} \leq t$ . Спектр размеров капель, следовательно, есть функция интеграла, стоящего в правой части (6). Эту величину, пропорциональную энергии, поглощенной фиксированной каплей к данному моменту времени, мы называем энергетической переменной. От нее зависит также и полидисперсный коэффициент ослабления испаряющегося тумана, что следует из его определения:

$$\alpha(i) = \pi N_0 \int_0^{\infty} r^2 f(r, i) K_0(r) dr, \quad (7)$$

где  $N_0$  — концентрация капель,  $K_0$  — фактор эффективности ослабления радиации. Если источник стационарный и мощность равномерно распределена по его апертуре, то независимо от  $z$  энергетическая переменная имеет вид

$$i = \begin{cases} \int_0^{x'} W(x'') dx'', & x' \leq t, \\ \int_0^t W(t') dt', & x' > t. \end{cases} \quad (8)$$

Таким образом, в области, занятой излучением, можно выделить стационарную и нестационарную части, эквивалентные по математическому описанию.

2. Распространение светового пучка в условиях его воздействия на аэрозоль можно описать следующим уравнением

$$-\operatorname{div} W \mathbf{n} = W[\alpha(i) + \alpha_g], \quad (9)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор в направлении распространения излучения,  $\alpha_g$  — объемный коэффициент поглощения атмосферными газами.

Уравнение (9) имеет, в частности, решение волнового типа. Покажем это на примере, рассмотрев перенос плоской волны при условии, когда энергетическая переменная имеет вид (8).

Преобразуя (9), можно показать, что энергетическая переменная в этом случае подчиняется уравнению вида

$$-\frac{\partial i}{\partial z} = \int_0^i \alpha(i') di', \quad (10)$$

где  $\alpha(i')$  — интегрируемая функция, обращающаяся в нуль при  $i = i_c \leq \infty$ . При условии  $i(0) = W_0 t$  имеем

$$\int_{W_0 t}^i \frac{di''}{\int_0^{i''} \alpha(i') di'} + z = 0. \quad (11)$$

Эта квадратурная формула определяет зависимость энергетической переменной от дистанции и времени. Выражение для  $W$  может быть найдено путем дифференцирования  $i$  по времени.

Из (10) следует, что скорость точек, где  $i$  (а, следовательно,  $\alpha$  и  $W$ ) равно постоянной, есть

$$\frac{dz}{dt} = W_0 / \int_0^{W_0 t} \alpha(i) di. \quad (12)$$

Таким образом видно, что за время, равное  $i_c/W_0$ , формируется переходная зона, в которой ослабление отлично от экспоненциального и которая

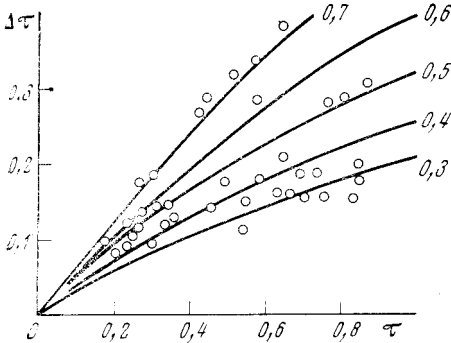


Рис. 1. Изменение оптической толщины искусственного тумана под действием излучения импульсных ОКГ в зависимости от оптической толщины исследуемого слоя. Параметр характеризует эффективный поток энергии импульса. Цифры у кривых — значения  $\tau_0$

затем перемещается в глубь слоя со скоростью

$$v_3 = W_0 / \int_0^{\infty} \alpha(i) di. \quad (13)$$

В хвосте переходной зоны находится фронт зоны полного просветления.

Пространственное распределение интенсивности в стационарной области получается при замене времени координатой  $x'$ .

3. Образование в канале просветления переходной зоны, ее характеристики и точность приближений, использованных при решении уравнения (9), проверялась нами экспериментально. Формирование переходной зоны исследовалось при просветлении тумана, полученного распылением водных растворов медного купороса и анилиновых красителей, излучением серийных лазеров ГОС-1000, ГОС-300 и ГОР-100 (максимальная энергия импульсов соответственно  $\approx 1400$  дж и 250 и 80 дж, длины волн соответственно 1,06; 1,06 и 0,69 мкм). Можно показать, что для растворов имеет место соотношение

$$\alpha = \alpha_0 \left( 1 - \frac{i}{i_c} \right), \quad (14)$$

где  $\alpha_0$  — невозмущенное значение  $\alpha$ .

Если ввести прозрачность  $T$ , оптическую толщину  $\tau$  и безразмерное время  $\tau_0$ :

$$T = W/W_0, \quad \tau = \alpha_0 z, \quad \tau_0 = W_0 t / i_c,$$

то, используя (11)–(13), можно получить для профиля интенсивности излучения в переходной зоне

$$T = \frac{4e^{-\tau}}{\tau_0^2 \left( (2-\tau_0)/\tau_0 + e^{-\tau} \right)^2}. \quad (15)$$

Безразмерная скорость  $\partial\tau/\partial\tau_0$  переходной зоны в этом случае равна двум; формируется зона за время, соответствующее  $\tau_0=1$ .

Изменение оптической толщины в этом случае равно

$$\Delta\tau = \tau + \ln T. \quad (16)$$

На рис. 1 приведены расчетные значения  $\Delta\tau$  в зависимости от  $\tau$  и при различных  $\tau_0 < 1$ . Точками нанесены экспериментальные данные; оптическая толщина тумана  $\tau$  и параметр  $\tau_0$  варьировались как за счет изменения энергии импульса, так и за счет различной концентрации растворов. Точность измерения энергии импульсов и коэффициентов поглощения распыляемых растворов в эксперименте была невысокой (общая ошибка расчета  $\Delta\tau$  была не ниже 45%), поэтому дифференциация по  $\tau_0$  не проводилась. Что касается попадания экспериментальных данных в полосу, определяемую изменением  $\tau_0$  в пределах 0,3, то оно достаточно удовлетворительное.

Институт оптики атмосферы  
Сибирского отделения Академии наук СССР  
Томск

Поступило  
20 VIII 1973

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> G. J. Mullaney, W. H. Christiansen, D. A. Russel, Appl. Phys. Letters, v. 13, 145 (1968). <sup>2</sup> А. В. Кузиковский, С. С. Хмелевцов, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 4, 363 (1968). <sup>3</sup> G. J. Mullaney, W. H. Christiansen, D. A. Russel, A Study of Fog Clearing Using a CO<sub>2</sub> Laser, Report D<sub>1</sub>-82-0848, Boeing Sci. Res. Lab., April, 1969. <sup>4</sup> G. L. Lamb, J. R. B. Kinney, J. Appl. Phys., v. 40, 416 (1969). <sup>5</sup> S. L. Glickler, Appl. Optics, v. 10, 644 (1971). <sup>6</sup> А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, О. Н. Шумилов, Письма ЖЭТФ, т. 14, 245 (1971). <sup>7</sup> В. Е. Зуев, А. В. Кузиковский и др., ДАН, т. 205, № 5, 1069 (1972).