

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. И. Букатый, В. Е. Зуев, А. В. Кузиковский,
С. С. Хмелевцов, Тепловое действие интенсивных световых пучков на капельный аэрозоль,
Докл. АН СССР, 1974, том 217, номер 1, 52–55

<https://www.mathnet.ru/dan38397>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.84

19 мая 2025 г., 03:55:47



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 (¹⁻⁶) рассматривается задача теплового действия оптического излучения на жидкокапельные аэрозоли.

Область применимости результатов работ (⁴⁻⁶) 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 (⁷), (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/см².

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 ξ и η — 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, α_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, α 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

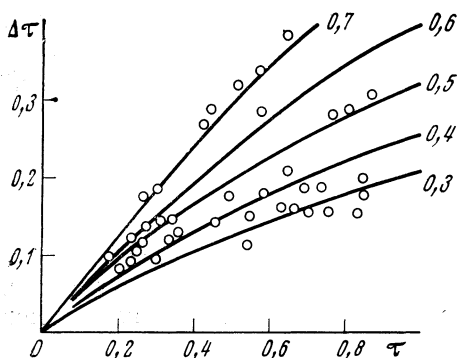


Рис. 1. Изменение оптической толщины искусственного тумана под действием излучения импульсных ОКГ в зависимости от оптической толщины исследуемого слоя. Параметр характеризует эффективный поток энергии импульса. Цифры у кривых — значения τ_0

затем перемещается в глубь слоя со скоростью

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

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 ≈ 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 α_0 — невозмущенное значение α .

Если ввести прозрачность T , оптическую толщину τ и безразмерное время τ_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

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

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 τ и при различных $\tau_0 < 1$. Точками нанесены экспериментальные данные; оптическая толщина тумана τ и параметр τ_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 τ_0 не проводилась. Что касается попадания экспериментальных данных в полосу, определяемую изменением τ_0 в пределах 0,3, то оно достаточно удовлетворительное.

Институт оптики атмосферы
Сибирского отделения Академии наук СССР
Томск

Поступило
20 VIII 1973

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ G. J. Mullaney, W. H. Christiansen, D. A. Russel, Appl. Phys. Letters, v. 13, 145 (1968). ² А. В. Кузиковский, С. С. Хмелевцов, Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, т. 4, 363 (1968). ³ G. J. Mullaney, W. H. Christiansen, D. A. Russel, A Study of Fog Clearing Using a CO₂ Laser, Report D₁-82-0848, Boeing Sci. Res. Lab., April, 1969. ⁴ G. L. Lamb, J. R. B. Kinney, J. Appl. Phys., v. 40, 416 (1969). ⁵ S. L. Glickler, Appl. Optics, v. 10, 644 (1971). ⁶ А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов, О. Н. Шумилов, Письма ЖЭТФ, т. 14, 245 (1971). ⁷ В. Е. Зуев, А. В. Кузиковский и др., ДАН, т. 205, № 5, 1069 (1972).