

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

**ТЕПЛОВОЕ ДЕЙСТВИЕ НЕПРЕРЫВНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ  
СО<sub>2</sub>-ЛАЗЕРА НА ИСКУССТВЕННЫЙ ТУМАН**

В ряде работ (например, (1, 2)) рассмотрена задача переноса теплового излучения в водных аэрозолях.

В (2) решена задача теплового действия импульсов лазерного излучения на водный аэрозоль и приведены результаты соответствующего эксперимента. Строгое решение, базирующееся на введении энергетической переменной, пропорциональной энергии, поглощенной фиксированной каплей, может быть применено и к более общей задаче распространения теплового излучения в движущейся среде.

1. Рассмотрим распространение стационарного пучка излучения СО<sub>2</sub>-лазера гауссового профиля в полидисперсном водном тумане, переносимом с постоянной скоростью. На основе результатов (2) перенос энергетической переменной описывается уравнением вида

$$-\frac{\partial i}{\partial z} = \int_0^z \alpha(i') di', \quad (1)$$

где  $z$  — расстояние вдоль пучка,  $\alpha(i)$  — нелинейный коэффициент аэрозольного ослабления. Энергетическая переменная связана с потоком мощности излучения  $W$  преобразованием

$$i = \int_{\eta \operatorname{sgn} \eta}^z W(\xi', \eta, y, z) d\xi'; \quad (2)$$

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

$$\xi = \frac{t}{2} + \frac{x + (R^2 - y^2)^{1/2}}{2v}, \quad \eta = \frac{t}{2} - \frac{x + (R^2 - y^2)^{1/2}}{2v}; \quad (3)$$

$t$  — время,  $R$  — радиус пучка,  $v$  — поперечная компонента скорости переноса аэрозоля,  $x$  и  $y$  — поперечные координаты пучка, причем ось  $x$  направлена по ветру.

Схема вычисления  $\alpha(i)$  дана в (2). Формула (2) позволяет вычислить граничное значение энергетической переменной при  $z=0$ :

$$i(0) = \frac{a\sqrt{\pi}}{2v} W_0 e^{-y^2/a^2} \left\{ \Phi \left[ \frac{v}{a} (\xi - \eta) - \frac{(R^2 - y^2)^{1/2}}{a} \right] - \left[ \frac{v}{a} \begin{pmatrix} 0, & \text{если } \eta \geq 0 \\ -2\eta, & \text{если } \eta < 0 \end{pmatrix} - \frac{(R^2 - y^2)^{1/2}}{a} \right] \right\} \quad (4)$$

где  $\Phi(x)$  — интеграл вероятности,  $W_0$  и  $a$  — поток мощности излучения на оси и эффективный радиус гауссова пучка с профилем

$$W(0) = W_0 e^{-(x^2 + y^2)/a^2} \quad (5)$$

на входе в аэрозольный слой.

Альтернатива в (4) означает существование в зоне воздействия стационарной и неустановившейся областей. Соответствующая граница  $\eta=0$ , как видно из (3), движется со скоростью ветра  $v$ .

Решение уравнения (1) может быть представлено в следующей форме (2):

$$\int_{i(0)}^{\bar{z}} \frac{di'}{i'} + z = 0, \quad (6)$$

$$\int_0^{i(0)} \alpha(i'') di''$$

Численный расчет  $\alpha(i)$  показывает, что для крупнокапельных туманов хорошей аппроксимацией является экспоненциальная функция

$$\alpha(i) = \alpha_0 e^{-\beta k i}, \quad (7)$$

где  $\alpha_0$  — невозмущенное значение  $\alpha$ ,  $\beta$  — аппроксимационный параметр, определенный с помощью критерия минимального квадратичного отклонения,  $k$  — параметр, характеризующий режим испарения капель (3).

С учетом (7) распределение энергетической переменной в области, занятой излучением, исходя из (6), можно представить в виде

$$i = \frac{1}{\beta k} \ln [1 + e^{-\tau} (1 - e^{\beta k i(0)})], \quad (8)$$

где  $\tau = \alpha_0 z$  — оптическая толщина трассы. Распределения потока мощности излучения можно получить из (8) по любой из следующих формул:

$$W = \frac{\partial i}{\partial \xi}, \quad W = W(0) \exp \left( - \int_0^z \alpha(i) dz \right). \quad (9)$$

Результат имеет вид

$$W = \frac{W(0) e^{\beta k i(0)}}{e^{\beta k i(0)} + e^{\tau} - 1}, \quad (10)$$

где  $i(0)$  и  $W(0)$  задаются формулами (4) и (5).

Последнее соотношение исчерпывающе описывает процесс самовоздействия коллимированного гауссова пучка в тумане, переносимом с постоянной скоростью. В отличие от задачи, рассмотренной в (2), в рассматриваемом случае, ввиду асимптотического характера  $\alpha(i)$ , отсутствует деление зоны воздействия на переходную зону и зону полного просветления для любого конечного времени теплового действия.

Если поток инфракрасного излучения, определяемый (10), не измеряется, но регистрируется интенсивность зондирующего луча с длиной волны 0,63 мкм, проходящего по той же трассе (зависимость  $\alpha$  от  $i$  в этом спектральном участке аналогична (7)), то для потока мощности зондирующего излучения можно получить

$$W^{0,63} = W^{0,63}(0) \left[ \frac{e^{\beta k i(0)}}{e^{\beta k i(0)} + e^{\tau} - 1} \right]^p, \quad (11)$$

$$p = \frac{\alpha_{0,63}}{\alpha_0} [e^{-\alpha_0 \bar{z}} (e^{\beta k i(0)} - 1) + 1]^{1 - \beta_{0,63}/\beta},$$

где  $\bar{z}$  — средняя длина трассы.

2. Экспериментальные измерения пространственного и временного распределения ослабления зондирующего излучения, данного выражением (11), проводились с помощью аппаратуры, схема которой изображена на рис. 1.

В качестве источника мощного излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер мощностью 100 Вт (1), работающий в режиме осевых колебаний. Эффектив-

ный размер пучка лазера  $a$  составлял 0,23 см. Измеренное распределение интенсивности по пучку  $\text{CO}_2$  близко к гауссовому. Во время измерений контроль мощности инфракрасного излучения осуществлялся с помощью ИМО-2 (5), на который отводилась часть мощного пучка с помощью пластины (11). В качестве зондирующего пучка использовалось излучение He-Ne лазера (2), проходящее коллимирующую систему (3) и с помощью неподвижной (4) и подвижной (12) щелевых диафрагм сканируемое в вертикальной либо в горизонтальной плоскостях. Совмещение пучков  $\text{CO}_2$  и He-Ne лазером осуществлялось зеркалом (9) и пластиной (11). Совмещенные пучки направлялись в камеру с туманом. В конце трассы инфракрасное излучение отсекалось стеклянной пластиной (13), видимый свет линзой фокусировался на ФЭУ-38 (6). Электрический сигнал с ФЭУ подавался на осциллограф (7), экран которого фотографировался кинокамерой (8). Микро-

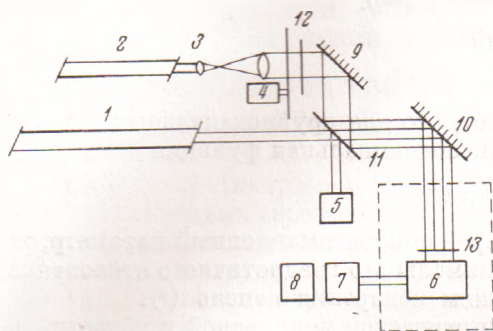


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки

структура искусственных туманов контролировалась поточной ловушкой. Общая ошибка измерения прозрачности канала мощного лазерного луча определяется неточностью совмещения зондирующего излучения с просветляющим и аппаратурных ошибок и оценивается в 20%.

На рис. 2 изображено изменение оптической толщи искусственных туманов  $\Delta\tau$  при различных мощностях воздействующего излучения от измене-

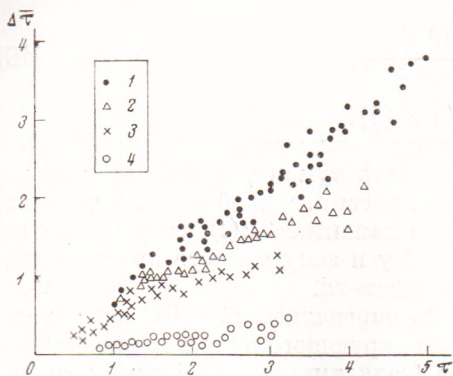


Рис. 2

ния первоначальной оптической толщи. Экспериментальные результаты соответствуют следующим пиковым плотностям мощности  $W_0$  воздействующего излучения: 1 — 485 Вт/см<sup>2</sup>,  $v=0$ ; 2 — 211 Вт/см<sup>2</sup>,  $v=0$ ; 3 — 100 Вт/см<sup>2</sup>,  $v=0$ ; 4 — 211 Вт/см<sup>2</sup> при действии поперечного ветра  $v=70$  см/сек

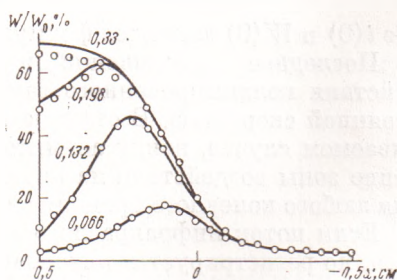


Рис. 3

Рис. 3. Динамика прозрачности зоны просветления. Числа у кривых обозначают время в секундах, прошедшее с момента действия мощного излучения

ния первоначальной оптической толщи. Здесь же показано действие поперечного ветра, скорость которого равна  $v=70$  см/сек.

Исследование формы зоны повышенной прозрачности при действии излучения  $\text{CO}_2$ -лазера в горизонтальной и вертикальной плоскостях показали, что в горизонтальной плоскости форма симметрична относительно центра мощного пучка при отсутствии бокового ветра. В вертикальной плоско-

сти при наличии оседания частиц тумана и возникающих в результате нагрева конвективных потоков, направленных вверх, зона повышенной прозрачности имеет максимум на нижней границе зоны воздействия мощного пучка, что указывает на преимущественное влияние оседания частиц на формирование зоны по сравнению с конвективными потоками.

На рис. 3 изображена форма зоны просветления в вертикальной плоскости при последовательном ее развитии во времени. Непрерывные кривые — расчетные, они выполнены для типичных естественных туманов с наимвероятнейшим радиусом частиц, равным 6 мкм<sup>(1)</sup>; точками нанесены экспериментальные данные. Для сравнения выбраны кривые, полученные в наиболее стабильном тумане; параметр  $\beta$ , существенно зависящий от микроструктуры тумана, использовался в качестве параметра подгонки.

Таким образом, можно говорить о хорошем совпадении профилей прозрачности зоны просветления, полученных расчетным и эмпирическим методами.

Институт оптики атмосферы  
Сибирского отделения Академии наук СССР  
Томск

Поступило  
19 IV 1974

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> А. П. Сухоруков, Э. Н. Шумилов, ЖЭТФ, т. 13, № 5, 1029 (1973). <sup>2</sup> В. И. Букатый, В. Е. Зуев и др., ДАН, т. 217, № 1 (1974). <sup>3</sup> В. Е. Зуев, А. В. Кузиковский и др., ДАН, т. 205, № 5, 1069 (1972). <sup>4</sup> В. Е. Зуев, Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере, М., 1970.