

**Вл.В.Покасов**, В.В. Воробьев, А.С. Гурвич, А.С. Дьяков, В.С. Пряничников

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА АКУСТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ В УСЛОВИЯХ КИНЕТИЧЕСКОГО ОХЛАЖДЕНИЯ ВОЗДУХА

По измерениям давления в расходящейся звуковой волне, генерируемой лазерным импульсом в атмосфере, рассматривается возможность восстановления распределения плотности энергии в поперечном сечении лазерного пучка с учетом постепенного перехода поглощенной энергии излучения в тепло и эффекта кинетического охлаждения. Приводятся результаты экспериментов с излучением CO<sub>2</sub>-лазера в реальной атмосфере.

Измерения звуковых импульсов, генерируемых при поглощении лазерного излучения в жидкостях и газах, и обработка их с использованием методов вычислительной томографии позволяют восстанавливать распределение энергии в поперечном сечении лазерного пучка. Методика восстановления описана в [1]. Экспериментальная проверка проводилась в [2] и [3]. В эксперименте с генерацией звука лазерным излучением видимого диапазона в жидкости [2] наблюдалось хорошее согласие распределений энергии по пучку, восстановленных из акустических измерений, и распределений, измеренных фотометрированием. Применимость акустической методики для реальной атмосферы подтвердилась также измерениями с излучением CO<sub>2</sub>-лазера на атмосферной трассе летом [3]. При измерениях зимой, однако, выяснилось, что требование малости времени термализации (времени перехода поглощенной энергии лазерного излучения в тепло) по сравнению с наименьшим характерным временем изменения звукового давления, которое накладывалось при обосновании акустической методики измерений [1], в ряде случаев не выполняется. А именно: оно не выполняется в условиях малой влажности воздуха [3], когда поглощение излучения с длиной волны 10,6 мкм парами воды и углекислым газом в воздухе сравнимо по величине или когда поглощение углекислым газом намного превышает поглощение водяным паром. При этом возможен эффект кинетического охлаждения воздуха [4–7], когда переход поглощенной энергии в тепло происходит за время порядка 10<sup>-3</sup> с, приблизительно равное или большее длительности звуковых импульсов, генерируемых пучками, поперечные размеры которых меньше 1 м.

В настоящей статье предлагается методика восстановления структуры пучка, учитывающая конечное время термализации и наличие эффекта кинетического охлаждения (КО). Подтверждена ее применимость одновременными акустическими и болометрическими измерениями, выполненными при исследовании распространения излучения 10,6 мкм на атмосферной трассе.

**Математическая постановка задачи.** Изменение плотности  $\rho$ , скорости движения  $\mathbf{V}$ , давления  $P$ , энтальпии  $h$  воздуха и внутренней колебательной энергии молекул  $E_V$  при поглощении светового излучения с плотностью мощности  $J$  описывается уравнениями

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla \rho + \rho \operatorname{div} \mathbf{V} = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} = -\frac{\nabla P}{\rho}; \quad (2)$$

$$\rho \left( \frac{\partial h}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla h \right) - \left( \frac{\partial P}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla P \right) = \alpha_t J; \quad (3)$$

$$\rho \left( \frac{\partial E_V}{\partial t} + \mathbf{V} \nabla E_V \right) = 2,44 \alpha_{\text{CO}_2} J - \rho \frac{E_V}{\tau}; \quad (4)$$

$$h = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} + E_V, \quad (5)$$

где  $\alpha_t$  — суммарный коэффициент поглощения лазерного излучения водяным паром, углекислым газом и другими поглощающими примесями в воздухе;  $\alpha_{\text{CO}_2}$  — коэффициент поглощения излучения углекислым газом;  $\tau$  — время термализации.

Физическая картина процесса поглощения излучения и вызываемых им изменений термодинамических характеристик воздуха заключается в следующем [4–7]. При поглощении излучения с длиной волны 10,6 мкм возбуждаются колебательные и вращательные моды  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CO}_2$ . Переход энергии возбужденных мод в тепло происходит за счет столкновений с другими молекулами. Энергия, поглощенная водяным паром, переходит в тепло за очень короткое время  $\sim 10^{-7}$  с [5]. Энергия же, поглощенная  $\text{CO}_2$ , переходит в тепло гораздо медленнее. Поглощение вначале приводит к обратному лазерному переходу из состояния  $(10^0)$  с энергией относительно основного состояния, равной  $1390 \text{ см}^{-1}$ , в состояние  $(00^1)$  с энергией, равной  $2350 \text{ см}^{-1}$ . Колебательная энергия за время порядка  $10^{-7}$  с переходит от молекулы  $\text{CO}_2$  в состоянии  $(00^1)$  к молекуле азота, имеющей ту же энергию перехода из основного состояния в возбужденное, что и энергия уровня  $(00^1)$   $\text{CO}_2$ .

При этом внутренняя колебательная энергия молекул азота (отношение энергии уровня  $(00^1)$   $\text{CO}_2$  к энергии перехода  $(10^0)$ – $(00^1)$ , равной приблизительно  $960 \text{ см}^{-1}$ ) в 2,44 раза больше, чем поглощенная энергия излучения. Мода  $(10^0)$   $\text{CO}_2$ , истощенная из-за поглощения, пополняется за счет соударений молекул. При этом воздух охлаждается. Время  $\tau$ , в течение которого происходит охлаждение, определяется временем жизни возбужденных молекул  $N_2$ . Поскольку переход с этого уровня на основной для молекулы  $N_2$  является запрещенным, дезактивация возбуждения происходит через сложную систему переходов, включающих возбуждения молекул  $\text{O}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{CO}_2$ . По оценкам [5] время  $\tau$  на уровне моря составляет 0,005 с при 30%-й и 0,003 с при 100%-й влажности. Отметим, что теоретические оценки времени  $\tau$  даются лишь для случая распространения монохроматического излучения. Мощные лазеры генерируют излучение со сложным частотным спектром, и дать надежную теоретическую оценку значений  $\tau$  в этом случае невозможно. Тем более ценным представляется экспериментальное определение величины времени релаксации.

В результате линеаризации уравнений (1)–(5) относительно начальных значений  $\rho_0$ ,  $P_0$ ,  $h_0$ , в предположении  $\mathbf{V}_0 = 0$  и  $E_{V,0} = 0$  получаем уравнение, описывающее изменение давления под воздействием излучения

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - U^2 \Delta_{\perp} P = \alpha_t (\gamma - 1) \frac{\partial}{\partial t} \left( J - \frac{\partial E}{\partial t} \right); \quad (6)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{E}{\tau} = 2,44 \frac{\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_t} J, \quad (7)$$

где  $U^2 = \gamma \frac{P_0}{\rho_0}$  – скорость звука в среде;  $E = \rho_0 E_V$ .

Заменив  $2,44 \frac{\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_t}$  на  $c$ , запишем решение уравнения (7) в виде

$$E(t) = c \int_0^t J(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt'. \quad (8)$$

Тогда решением уравнения (6) в полярной системе координат  $(r, \varphi)$  с центром в точке измерения будет

$$P(t) = \frac{1}{2\pi U} \int_0^t dt' \int_0^{U(t-t')} \frac{\partial F(r, t')}{\partial t'} \frac{r dr}{\sqrt{U^2(t-t')^2 - r^2}}, \quad (9)$$

где

$$F(r, t) = \alpha_t (\gamma - 1) \int_0^{2\pi} \left( (1 - c) J(r, \varphi, t) + \frac{c}{\tau} \int_0^t J(r, \varphi, t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' \right) d\varphi. \quad (10)$$

Если воздействующий лазерный импульс имеет длительность  $\tau_{\text{имп}}$  много меньшую, чем характерное время пробега звука через поперечное сечение пучка  $\tau_{\text{зв}} \approx \frac{d}{u}$ , где  $d$  – характерный пространственный размер распределения интенсивности, то распределение  $J(r, t)$  можно рассматривать как дельта-функцию времени

$$J(r, \varphi, t) = Q(r, \varphi) \delta(t), \quad (11)$$

где  $Q(r, \varphi)$  — плотность энергии в поперечном сечении пучка, а  $\delta$ -функция определена таким образом, что

$$\delta(0) = 0, \quad \int_0^t \delta(t') f(t-t') dt' = \Theta(t), \quad \Theta(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t \leq 0 \\ 1 & \text{при } t > 0. \end{cases}$$

Соответственно

$$F(r, t) = \alpha_t (\gamma - 1) W(r) \left( (1-c) \delta(t) + \frac{c}{\tau} \exp(-t/\tau) \Theta(t) \right), \quad (12)$$

$$W(r) = \int_0^{2\pi} Q(r, \varphi) d\varphi. \quad (13)$$

Обозначив через  $P_0(t)$  функцию

$$P_0(t) = \frac{\partial}{\partial t} \int_0^{Ut} \frac{W(r) r dr}{\sqrt{U^2 t^2 - r^2}}, \quad (14)$$

где  $P_0(t)$  — давление, которое было бы в точке  $r = 0$  в случае мгновенного (при  $\tau = 0$ ) перехода поглощенной энергии лазерного излучения в тепло, выражение (9) можно записать в виде

$$P(t) = (1-c) P_0(t) + \frac{c}{\tau} \int_0^t P_0(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau}\right) dt' \quad (15)$$

или

$$\tau \frac{dP}{dt} + P = (1-c) \tau \frac{dP_0}{dt} + P_0. \quad (16)$$

Если рассматривать (15), (16) как уравнения относительно  $P_0(t)$ , их решение будет иметь вид

$$\begin{aligned} P_0(t) &= \frac{1}{1-c} \left( P(t) - \frac{c}{\tau(1-c)} \int_0^t P(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau(1-c)}\right) dt' \right), & \text{при } c < 1, \\ P_0(t) &= P(t) + \tau \frac{dP}{dt}, & \text{при } c = 1, \\ P_0(t) &= \frac{1}{1-c} \left( P(t) - \frac{c}{\tau(c-1)} \int_t^\infty P(t') \exp\left(-\frac{t-t'}{\tau(c-1)}\right) dt' \right), & \text{при } c > 1. \end{aligned} \quad (17)$$

При известных значениях параметров  $c$  и  $\tau$  с помощью формулы (17) можно восстановить давление  $P_0(t, M_i)$  по измеренным  $P(t, M_i)$  и функции

$$W(r_i, M_i) = B \int_0^{\frac{r_i}{U}} \frac{P_0(t, M_i)}{\sqrt{r_i^2 - U^2 t^2}} dt, \quad (18)$$

где  $M_i$  — точки, в которых производится измерение давления  $P(t)$  (см. рис. 1),  $B = \frac{2\pi u}{\alpha_t(\gamma-1)}$  и далее, используя методы вычислительной томографии, восстановить распределение  $Q(x, y)$ .

Параметр  $c = 2,44 \frac{\alpha_{\text{CO}_2}}{\alpha_t}$  можно рассчитать зная температуру, влажность и давление воздуха [8, 9].

Время же термализации  $\tau$ , кроме того что оно может быть оценено теоретически, можно определить и из акустических измерений. Для этого достаточно использовать априорную информацию о конечной апертуре пучка. Если известно, что при измерении давления в точке  $M_0$  какая-либо точка  $A$  (рис. 1) находится вне круга радиуса  $r_m$ , внутри которого проходит пучок, то функция  $W(M_0, r)$  должна быть равна нулю при  $r > r_m$ . При восстановлении же этой функции по формулам (17), (18), как показало численное моделирование,  $W(r \rightarrow \infty)$  может принимать как положительные, так и отрицательные значения, если время  $\tau$ , выбираемое на этапе восстановления, не равно реальному времени термализации. На основе этого свойства функции  $W$  можно построить итерационную процедуру определения времени  $\tau$ . При наличии шумов и ошибок измерений давления  $P(t)$ , как показал численный эксперимент, относительная ошибка определения  $\tau$  составляет 14% при уровне акустического шума 5, 30 и 10%. Ошибка в определении  $\tau$ , связанная с погрешностями  $c$  не превышает 10%, если метеоданные измеряются со стандартной точностью.

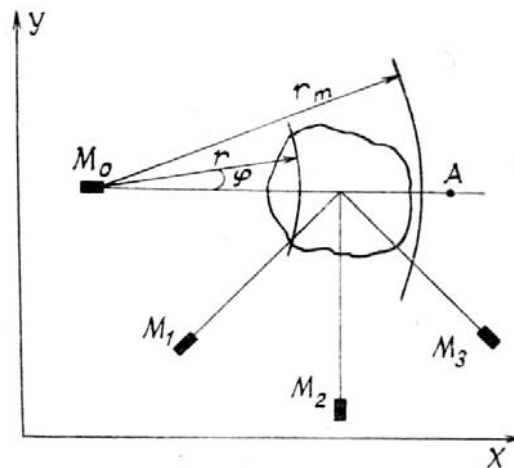


Рис. 1. Система координат и расположение акустических датчиков  $M_0 - M_3$

**Эксперимент.** Эксперимент проводился на приземной атмосферной трассе. В качестве источника излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер с длительностью импульса, много меньшей времени пробега звука поперек пучка. Регистрация акустических сигналов осуществлялась датчиками МК 102 с усилителями PSI 0017 и запоминающими осциллографами С8-13. Датчики устанавливались от пучка на расстоянии, которое в несколько раз превосходило его диаметр. После регистрации и обработки акустических сигналов полученные функции  $W(r)$  сравнивались с результатами прямых болометрических измерений, проводившихся одновременно с акустическими. Болометрический датчик представлял собой решетку из равноотстоящих тонких проволочек, помещаемую в пучок перпендикулярно его оси. Регистрировалось изменение сопротивления каждой проволочки из-за нагрева лазерным импульсом. Из болометрических измерений получалась функция  $W(x)$ , определенная соотношением:

$$W(x) = \int_{-\infty}^{\infty} Q(x, y) dy. \quad (19)$$

Функции  $W(r)$  и  $W(x)$ , полученные в различных условиях распространения излучения, и исходные акустические сигналы показаны на рис. 2. Как видно из рисунка, данные акустических и болометрических измерений хорошо согласуются в передаче крупномасштабных деталей распределения энергии и несколько различаются в передаче мелкомасштабных неоднородностей. Точность определения функции  $W(r)$  примерно одинакова как для сигналов, полученных в условиях КО, так и для сигналов без КО. Температура воздуха в ходе экспериментов менялась от  $-7$  до  $25^\circ\text{C}$ , влажность от 2 до  $15 \text{ г/м}^3$ , параметр охлаждения  $c$  от 0,62 до 1,88. Таким образом, применение данной модели тепловыделения к рассматриваемой задаче оказалось оправданным в широком диапазоне условий распространения в реальной атмосфере.

На рис. 3 показана экспериментальная зависимость  $\tau$  от количества водяного пара в атмосфере. Несмотря на значительный разброс точек, наблюдается существенное уменьшение длительности тепловыделения при увеличении влажности воздуха.

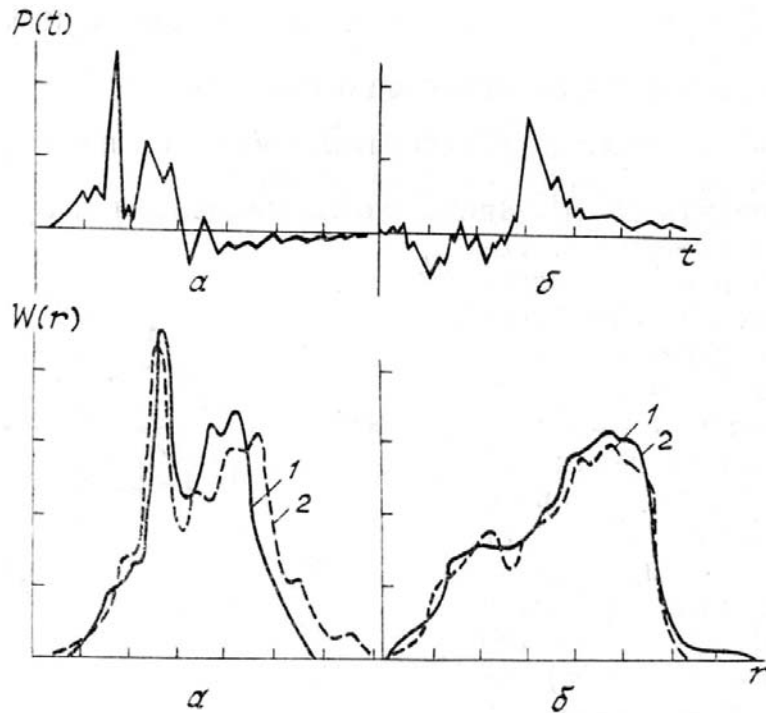


Рис. 2. Акустические сигналы, полученные при  $T = 12,3^{\circ}\text{C}$ ,  $\rho = 10,5 \text{ г/м}^3$ ,  $c = 0,71$  (а) и при  $T = 0,5^{\circ}\text{C}$ ,  $\rho = 2,8 \text{ г/м}^3$ ,  $c = 1,85$  (б). Восстановленные по ним распределения  $W(r)$  (1), болометрические распределения (2). Время тепловыделения равно 0,4 мс (а) и 1,6 мс (б)

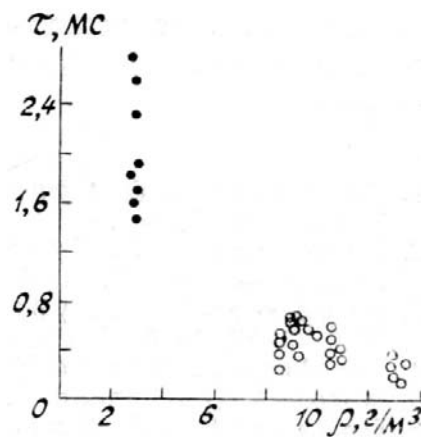


Рис. 3. Зависимость длительности тепловыделения от абсолютной влажности воздуха: точки — в условиях КО; кружочки — без КО

Для определения двумерной структуры пучка акустические сигналы регистрировались с четырех направлений одновременно (рис. 1). Угол между двумя соседними направлениями равен  $\pi/4$ . После прохождения зоны акустических измерений излучение попадало на фотобумагу, на которой получался отпечаток, характеризующий качественное распределение энергии в поперечном сечении пучка. Пучок был сформирован так, чтобы отпечаток состоял из четко различимых отдельных пятен. Этот эксперимент проводился при  $T = 12^{\circ}\text{C}$ ,  $\rho = 8,5 \text{ г/м}^3$ ,  $C = 0,9$ . Среднее вычисленное значение  $\tau$  равно 0,4 мс. После обработки всех четырех сигналов по вышеизложенной методике были получены функции (проекции)  $W_i(r)$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ), по которым восстанавливалось распределение  $Q(x, y)$ .

Использовался известный в томографии метод свертки и обратного проецирования [10]. Для сглаживания ложных структур в восстанавливаемом распределении, возникающих из-за малого числа имеющихся проекций, в алгоритме использовались дополнительные 12 проекций  $W'_k(r)$  (по три между каждыми двумя соседними исходными проекциями), вычисленных с помощью линейной интерполяции из исходных. Затем согласно [10] вычислялось распределение  $Q(x, y)$  в точках, расположенных в виде матрицы  $30 \times 30$ , и проводились изолинии.

Полученное томографическое изображение (б) и соответствующий ему контрольный отпечаток (а) показаны на рис. 4.

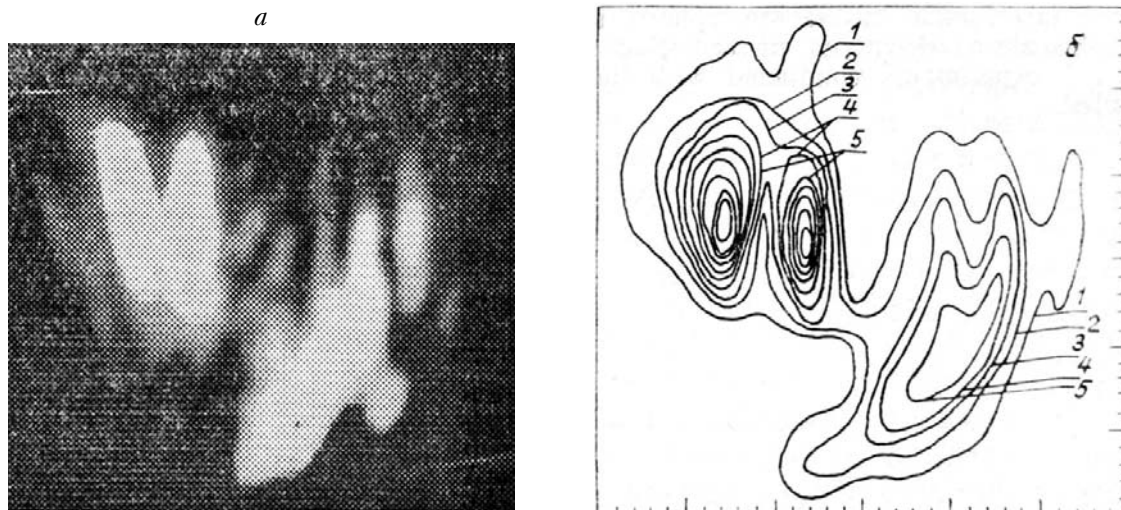


Рис. 4. Отпечаток на фотобумаге (а) и томографическое изображение (б) линии уровня томограммы соответствуют различным значениям функции  $(K/10)Q_{\max}$ ,  $K = 1, 2 \dots 10$ ,  $Q_{\max}$  — максимальная плотность энергии

Как видно из рисунка, интенсивные и крупные детали распределения, их относительные размеры, расстояния между ними, ориентация друг относительно друга достаточно хорошо восстанавливаются акустическим методом. Искажение восстановленного изображения вызвано, очевидно, недостаточным числом проекций, а также ошибками измерений.

**Выводы.** В статье показано, что измерения звуковых импульсов при поглощении излучения 10,6 мкм в воздухе позволяют получать распределение энергии в лазерном пучке, если учитывать кинетику поглощения излучения в рамках простой модели с одним временем релаксации. Из этих измерений можно также оценить время релаксации для этой модели. Для более детальных исследований кинетики поглощения и относительного вклада в коэффициент поглощения, даваемого углекислым газом, перспективным является использование лазерных пучков с известным и стабильным распределением энергии в поперечном сечении.

1. Воробьев В.В., Грачева М.Е., Гурвич А.С. //Акустический журнал. 1986. Т. 32. № 4. С. 457.
2. Воробьев В.В., Грачева М.Е., Гурвич А.С., Мякинин В.А. //Оптика атмосферы. 1989. Т. 2. № 7. С. 723.
3. Воробьев В.В., Гурвич А.С., Дьяков А.С. и др. //Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 5. С. 1052.
4. Wallace J., Samac M. //J. Opt. Soc. Am. 1970. V. 60. № 12. P. 1587.
5. Wood A.D., Samac M., Gerry E.T. //Appl. Opt. 1971. V. 10. № 8. P. 1877.
6. Gebhardt F.G., Smith D.C. //Appl. Phys. Letters. 1972. V. 20. № 3. P. 129.
7. Гордиенко В.Н., Горшков В.А., Панченко В.Я., Сухоруков А.П. // ЖЭТФ. 1977. Т. 73. № 3. С. 874.
8. Арефьев В.Н., Погадаев Б.Н., Сизов Н.И. //Квантовая электроника. 1983. Т. 10. № 3. С. 496.
9. Мицель А.А. //Распространение лазерного излучения в поглощающей свет среде. Томск: Изд. ТФ СО АН СССР. 1982. С. 81—89.
10. Луитт Р.Н. //ТИИЭР. 1983. Т. 71. № 3. С. 125.

Опытное конструкторское бюро «Радуга»,  
Москва

Поступила в редакцию  
16 апреля 1990 г.

**VI.V. Pokasov**, V.V. Vorob'jev, A.S. Gurvich, A.S. D'yakov,  
V.S. Pryanichnikov. **Determination of the Laser Beam Structure with an Acoustic Method under the Conditions of Kinetic Air Cooling.**

A possibility of restoring the cross-sectional energy density distribution of a laser beam from the measurement data on air pressure in a divergent sound wave produced by a laser pulse in the atmosphere, is discussed taking into account gradual transfer of the absorbed energy of radiation into heat and the kinetic cooling. Some results of the experiments conducted with the CO<sub>2</sub>-laser radiation in the atmosphere are presented.