

В.В. Воробьев, В.А. Мякинин, Э.Н. Лоткова, П.Е. Дубовский

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЗВУКА В ВОЗДУХЕ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА НА ОКИСИ УГЛЕРОДА

Представлены результаты измерений амплитуды звуковой волны, возбуждаемой при поглощении в воздухе модулированного излучения лазера на окиси углерода. Измеренные зависимости амплитуды звука от мощности лазерного излучения и расстояния от центра пучка хорошо согласуются с расчетными.

Как показывают теоретические оценки интенсивности звука, генерируемого при поглощении модулированного по интенсивности лазерного излучения [1], она может быть достаточно большой и ее можно измерить на фоне шумов. В [2] были проведены измерения звука в атмосфере, возбуждаемого излучением лазера на двуокиси углерода мощностью 550 Вт. Измерения подтвердили теоретические оценки и показали перспективность проведения акустических измерений для определения поглощения лазерного излучения в воздухе.

В настоящей статье излагаются результаты измерений интенсивности звука, генерируемого при поглощении излучения лазера на окиси углерода. Электроразрядные СО-лазеры генерируют излучение в диапазоне длин волн 5–6 мкм [3], в котором имеется ряд сильных линий поглощения водяного пара [4]. Путем изменения параметров активной среды лазера можно менять длины волн излучения и, следовательно, коэффициент поглощения воздухом излучения лазера на СО₂. Соответственно увеличивается мощность акустического сигнала и надежные измерения можно проводить при мощностях излучения лазера на СО примерно 1 Вт. Это позволяет надеяться на возможность использования акустических измерений для оперативного определения, например, влажности воздуха в полевых условиях.

Для выяснения характера зависимостей давления в звуковой волне от расстояния от пучка и от частоты модуляции рассмотрим генерацию звука пучком с гауссовым распределением интенсивности света I в поперечном сечении и модуляцией во времени описываемой функцией $f(t)$, которая представляет собой последовательность импульсов единичной амплитуды длительностью $T/2$ и таким же интервалом между импульсами

$$I(x, y, t) = \frac{2W}{\pi a^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{a^2}\right) f(t), \quad (1)$$

где W — средняя мощность светового излучения; a — радиус пучка.

Изменение давления $P(x, y, z, t)$ в звуковой волне описывается уравнением

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} - u^2 \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} \right) = \alpha (\gamma - 1) \frac{\partial I}{\partial t}, \quad (2)$$

где $\gamma = C_p/C_v$ — отношение теплоемкостей воздуха; u — скорость звука; α — коэффициент поглощения светового излучения. Если разложить функцию $f(t)$ в ряд Фурье

$$f(t) = \frac{1}{2} + \frac{1}{\pi} \cos \omega t + \frac{1}{3\pi} \cos 3\omega t + \dots, \quad \omega = \frac{2\pi}{T},$$

то амплитуду $P_0(x, y, \omega)$ установившихся колебаний давления $P(x, y, t)$ на частоте ω можем рассчитать по формулам, следующим из решения уравнения (1), с помощью преобразования Фурье по поперечным координатам:

$$P(x, y, t) = A(x, y, \omega) \sin \omega t + B(x, y, \omega) \cos \omega t;$$

$$P_0 = \sqrt{A^2(x, y, \omega) + B^2(x, y, \omega)};$$

$$A(r, \Omega) + iB(r, \Omega) = c \int_0^{\infty} \frac{\Omega x J_0(2xr) \exp(-x^2)}{\Omega^2 - x^2} dx, \quad (3)$$

где $c = \frac{2\alpha(\gamma-1)W}{\pi^2 a u}$; Ω и r – безразмерные „частота” $\Omega = \omega a / 2u$ и „расстояние” $r = \sqrt{(x^2 + y^2)} / a^2$ от центра пучка до точки наблюдения; J_0 – функция Бесселя.

Реальная часть интеграла (3) равна главному значению, понимаемому в смысле Коши, мнимая часть равна половине вычета в точке $\kappa = \Omega$, то есть

$$B(r, \Omega) = c \frac{\pi}{2} J_0(2r\Omega) \exp(-\Omega^2). \quad (4)$$

Реальная часть A при $r = 0$ (в центре пучка) равна:

$$A(0, \Omega) = \frac{c}{2} \Omega E_i^*(\Omega^2) \exp(-\Omega^2), \quad (5)$$

где $E_i^*(\Omega^2) = \int_{-\infty}^{\Omega_2} \xi^{-1} \exp(\xi) d\xi$ – табличная функция [5]. График зависимости $P_0(0, \Omega)$ приведен на рис. 1. Величина P_0 максимальна при $\Omega = \Omega_0 = 0,8$.

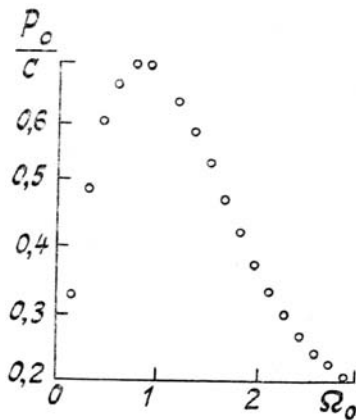


Рис. 1. Зависимость амплитуды звукового давления P_0 от частоты $\Omega_0 = \omega a / 2u$ модуляции интенсивности света в центре пучка

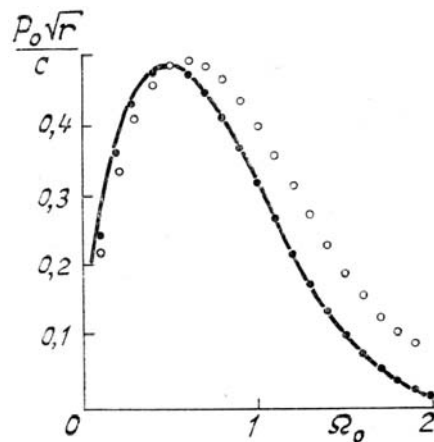


Рис. 2. Зависимость амплитуды звукового давления P_0 на различных безразмерных расстояниях r от центра пучка. Светлые кружки – $r = 1$, темные – $r = 2$, сплошная линия – асимптотика

Отметим, что в работе [1] при расчете амплитуды звукового давления не учитывалась мнимая часть интеграла (3), что неправильно. Аналогичная ошибка допущена, по-видимому, и в расчетах [2], так как зависимость амплитуды звука от частоты, приведенная на рис. 1, пропорциональна $A(0, \Omega)$, определяемой формулой (5).

Вне пучка, при $r \geq 2$, $\Omega \geq 0,2$ зависимость $P_0(r, \Omega)$ с относительной точностью, не меньшей 2%, описывается формулой

$$P_0(r, \Omega) = \frac{c}{2} \sqrt{\frac{\pi \Omega}{r}} \exp(-\Omega^2), \quad (6)$$

которая следует из асимптотического представления интеграла (3). При $r \gg 1$ основной вклад в этот интеграл дает точка $\kappa = \Omega$ и его можно оценить как

$$\int_0^{\infty} \frac{x J_0(2rx) e^{-x^2} dx}{\Omega^2 - x^2} \approx -K_0(-2ir\Omega) e^{-\Omega^2},$$

где K_0 – функция Бесселя мнимого аргумента; $|K_0(z)| \approx \sqrt{\pi/2z}$ при $|z| \gg 1$. Функция $P_0(r, \Omega) \cdot \sqrt{r/c}$, рассчитанная по формуле (6), приведена на рис. 2. Здесь же нанесены рассчитанные с помощью численного интегрирования выражения (3) значения той же величины при $r = 2$ и $r = 1$. Отметим, что частотные зависимости $P_0(0, \Omega)$ и $P_0(r \geq 2, \Omega)$ различаются как по положению максимума, так и по более быстрому убыванию функции $P_0(r > 2, \Omega)$ на высоких частотах.

В лабораторном эксперименте, схема которого изображена на рис. 3, в качестве источника излучения использовался одномодовый многочастотный электроразрядный СО-лазер 1, интегральная мощность которого составляла 6 Вт. Спектр, излучения лежал в области 5,2–6,0 мкм и соответствовал лазерным переходам $\nu+1 \rightarrow \nu$ с высокими колебательными числами ν (9 ... 14), так что поглощение лазерного излучения молекулами СО в воздухе пренебрежимо мало. В фокальной плоскости коллиматора 2, собранного из двух флюоритовых линз с фокусным расстоянием 4 см, устанавливался модулятор 3, представляющий собой дюралевый диск, в котором на окружности радиусом 127 мм высверлены отверстия диаметром 1 мм с шагом 2 мм, приводимый во вращение электромотором. Частота модуляции излучения на выходе коллиматора составляла 17,5 кГц, а его мощность — 2 Вт. Для контроля за изменениями мощности источника часть излучения отводилась с помощью флюоритовой пластины 4 на измеритель мощности 5.

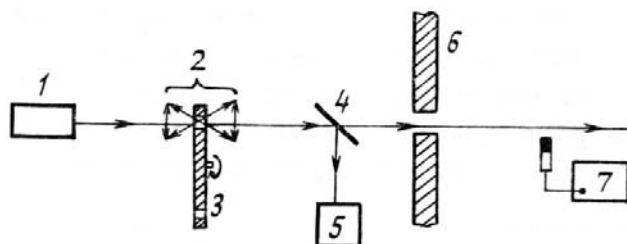


Рис. 3. Схема эксперимента

Сформированный таким образом пучок излучения направлялся через отверстие в звукопоглощающей перегородке 6, позволяющей значительно понизить уровень шума от системы охлаждения и питания лазера, к системе регистрации звука 7, в качестве которой использовался точный импульсный шумомер 00 023 фирмы «Robotron». Измерения проводились с использованием встроенного в шумомер терцоктавного фильтра с шириной полосы 4 кГц и резонансной частотой 16 кГц. На частоте 17,5 кГц ослабление сигнала фильтром по сравнению с резонансным составляло не более 3 дБ. Уровень шума, измеренный с помощью такого фильтра, не превышал 15 дБ по отношению к порогу слышимости ($P_{\text{пор}} = 20 \text{ мкПа}$).

Коэффициент поглощения воздуха α определялся путем измерения ослабления мощности лазерного излучения на трассе длиной 4 м и в экспериментах составлял $3,5 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-1}$ (при влажности воздуха 78%). Радиус пучка в области измерения звукового давления составлял $0,5 \pm 0,1 \text{ см}$. Безразмерная частота $\Omega = \omega a / 2u$ при этом равна $\Omega = 0,81$. Амплитуда давления вне пучка (при $r \leq 2$), как это следует из формулы (6), должна изменяться как

$$P_0(r, \Omega = 0,81) 10^3 [\text{Па}] = 0,68 \sqrt{a/R} \cdot W [\text{Вт}], \quad (7)$$

где R — размерное расстояние.

Эта зависимость изображена на рис. 4 сплошной линией. Точками нанесены измеренные значения $P(R)$. Как видно, наблюдается хорошее согласие теоретической и экспериментальной зависимостей.

На рис. 5 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости амплитуды звука от мощности лазерного излучения, измеренные при $R = 1,5 \text{ см}$. Измеренная зависимость подтверждает правильность предположения о линейности процесса генерации звука.

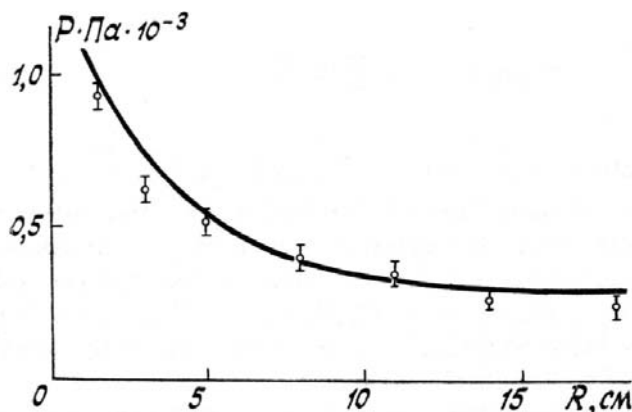


Рис. 4. Амплитуда звукового давления P на различных расстояниях от центра пучка

Следует отметить, что повышение концентрации водяного пара в области пучка путем установки на расстоянии 50 см под пучком кюветы с водой, нагретой до 90°C, приводило к заметному повышению давления, и на экране осциллографа наблюдались быстрые его вариации (с частотой порядка $5 \cdot 10$ Гц), связанные с флуктуациями концентрации пара в восходящем от кюветы конвективном потоке.

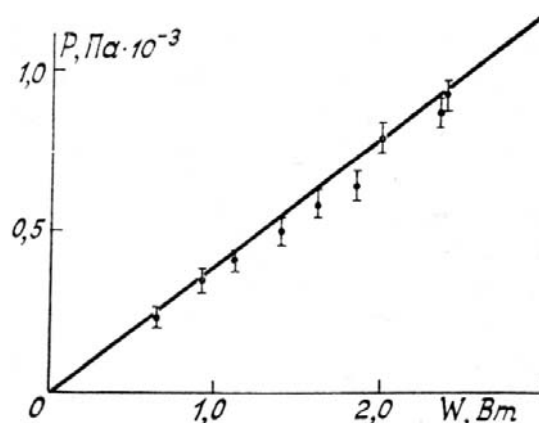


Рис. 5. Зависимость амплитуды звукового давления P от мощности излучения W при $R = 1,5$ см

Таким образом, экспериментально показана возможность проведения надежных измерений интенсивности звука, генерируемого излучением лазера на СО с мощностью 2 Вт в воздухе, с использованием стандартной аппаратуры для измерений шумов. Это позволяет надеяться на возможность использования оптико-акустической методики для измерений быстрых вариаций влажности воздуха.

Авторы благодарны А.С. Гурвичу, Е.П. Кудрявцеву и В.Н. Очкину за полезное обсуждение и замечания.

1. Воробьев В.В. //Квантовая электроника. 1979. Т. 6. № 2. С. 327–330.
2. Колосов В.В., Кузиковский А.В. //Оптика атмосферы. 1988. Т. 1. № 3. С. 57–60.
3. Лоткова Э.Н. Возможности и перспективы электроразрядного СО-лазера (обзор). 1986. (Препринт/ФИАН, № 340). Она же //Методы инфракрасной диагностики. Минск: Ин-т тепло- и массообмена им. А.В. Лыкова. 1982. С. 79–93.
4. Воробьев В.Г., Никитин В.А. //Оптико-механическая промышленность. 1974. № 5. С. 60.

Институт физики атмосферы АН СССР,
Москва

Поступила в редакцию
19 декабря 1989 г.

V.V. Vorob'ev, V.A. Myakinin, E.N. Lotkova, P.E. Dubovskii. **Sound Excitation by CO-Laser Radiation in Air.**

The results of amplitude measurements of sound wave excited in air due to absorption of modulated CO-laser radiation are presented. Measured dependences of sound amplitude on laser radiation power and distance from beam centre well agree with the theoretical results.