АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXII 1976 Вып. 3

УДК 534—14:535

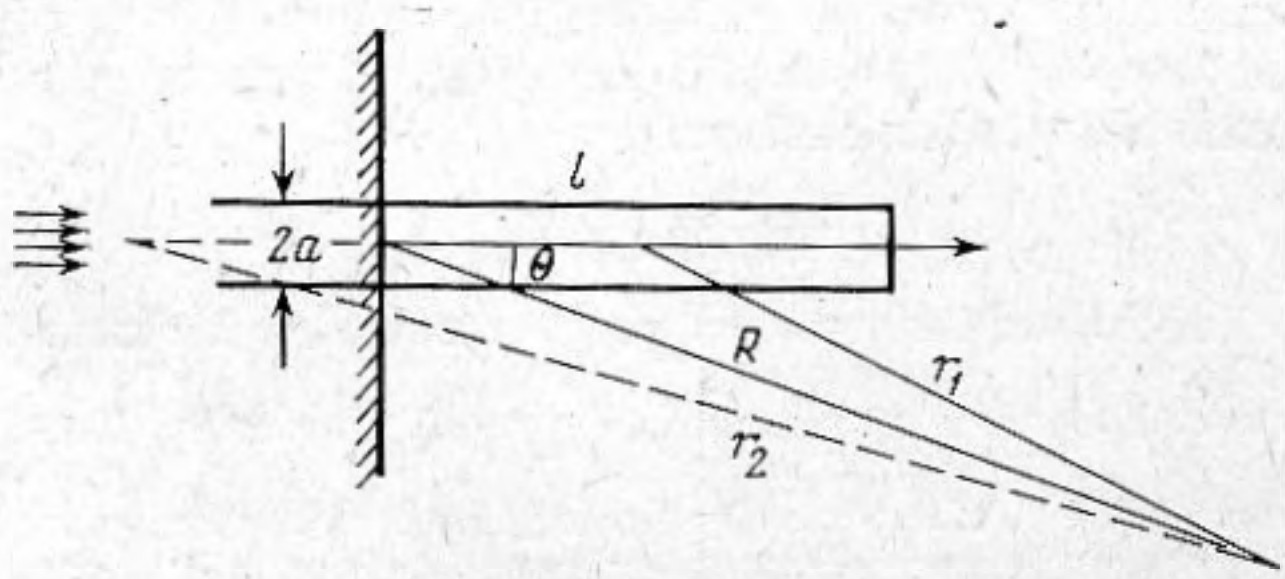
О ТЕПЛОВОМ АКУСТООПТИЧЕСКОМ ЭФФЕКТЕ

Е. Ф. Козяев, К. А. Наугольных

Рассмотрена задача о генерации звука модулированным лучом лазера, падающим на плоскую жесткую или мягкую границу раздела сред, из непоглощающей среды в поглощающую. Получены выражения для характеристик акустического излучения для обоих типов границ раздела. Исследуется влияние конечной ширины светового пучка на характеристики акустического излучения.

Взаимодействие интенсивного оптического излучения со средой может приводить к генерации звука. Физические механизмы этого явления весьма разнообразны, но при умеренной интенсивности света основным является тепловой эффект [1]. Его сущность сводится к тому, что вызванное поглощением света быстрое нагревание отдельных участков среды приводит, вследствие теплового расширения, к возмущению плотности, распространяющемуся в виде звуковых волн.

Задача о генерации звука модулированным лучом лазера, распространяющимся в безграничной среде, была рассмотрена в работе [2]. В экспериментах, однако, чаще возникает ситуация, когда генерация звука происходит в условиях полубесконечной среды при падении светового луча на ее границу.



Фиг. 1. Геометрия задачи

В связи с этим ниже рассматривается задача о генерации звука лучом лазера, падающим на плоскую жесткую или мягкую границу раздела сред, из непоглощающей среды в поглощающую (см. фиг. 1) и выясняются зависимости характеристик акустического поля от варьируемых параметров задачи. При малой интенсивности звука можно воспользоваться линеаризированными уравнениями гидродинамики, которые вместе с уравнением баланса энергии приводят к следующему основному уравнению задачи для избыточного давления [2]:

$$\nabla^2 p - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \frac{\beta}{c_p}\frac{\partial H}{\partial t}. \tag{1}$$

Здесь c_0 — скорость звука, β — коэффициент теплового расширения среды, c_p — теплоемкость единицы массы, H — энергия, выделяющаяся в единице объема среды в единицу времени,

$$H(t, z) = \alpha I_0 e^{-\alpha z} e^{-i\omega t}, \tag{2}$$

где α — коэффициент поглощения света, I_0 — интенсивность световой волны, падающей на границу раздела, ω — частота модуляции. Влиянием теплопроводности мы пренебрегаем.

Решение рассматриваемой задачи можно написать в виде

$$p = \frac{1}{4\pi} \int\limits_{V'} \frac{\beta}{c_p} \frac{\partial H}{\partial t} G(R, R')\, dV', \tag{3}$$

где $G(R, R')$ — функция Грина. Для жесткой границы

$$G = \frac{e^{ik|\mathbf{r}_1|}}{|\mathbf{r}_1|} + \frac{e^{ik|\mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_2|}, \tag{4}$$

и для свободной границы

$$G = \frac{e^{ik|\mathbf{r}_1|}}{|\mathbf{r}_1|} - \frac{e^{ik|\mathbf{r}_2|}}{|\mathbf{r}_2|}. \tag{5}$$

Пусть радиус светового луча a мал по сравнению с длиной волны излученного звука, т. е. $ka \ll 1$, $k = \omega / c_0$. В этом случае в дальней зоне, где $R \gg \frac{l^2}{\lambda}$,

$$r_1 \approx R\left(1 - \frac{z}{R}\cos\theta\right), \quad r_2 \approx R\left(1 + \frac{z}{R}\cos\theta\right),$$

и вычисление интеграла в формуле (3) приводит к следующему выражению для амплитуды звуковой волны:

$$p = \frac{\beta I_0 S \omega}{4\pi c_p R} F(\theta), \tag{6}$$

где $S = \pi a^2$ — площадь сечения светового луча. Множитель $F(\theta)$ характеризует направленность излучения. Для жесткой границы

$$F(\theta) = \frac{2}{1 + (kl)^2 \cos^2\theta}, \tag{7}$$

и для свободной границы

$$F(\theta) = \frac{2kl\cos\theta}{1 + (kl)^2 \cos^2\theta}; \tag{8}$$

$l = \alpha^{-1}$ — длина пробега света, определяющая протяженность акустической антенны.

В случае жесткой границы максимум диаграммы направленности достигается при $\theta = \pi/2$, а острота ее растет с увеличением kl (фиг. 2, *а*). При больших kl полуширина луча по интенсивности определяется выражением

$$\Delta\theta = \frac{(\sqrt{2} - 1)^{1/2}}{kl}. \tag{9}$$

Для свободной границы диаграмма направленности протяженной антенны характеризуется дипольным множителем, в результате чего в направлении $\theta = \pi/2$ излучение исчезает, а максимум диаграммы направленности лежит в направлении θ_m, определяемом условием

$$\cos\theta_m = (kl)^{-1}, \tag{10}$$

т. е. в области углов [0, л] получается два лепестка (фиг. 2, *б*).

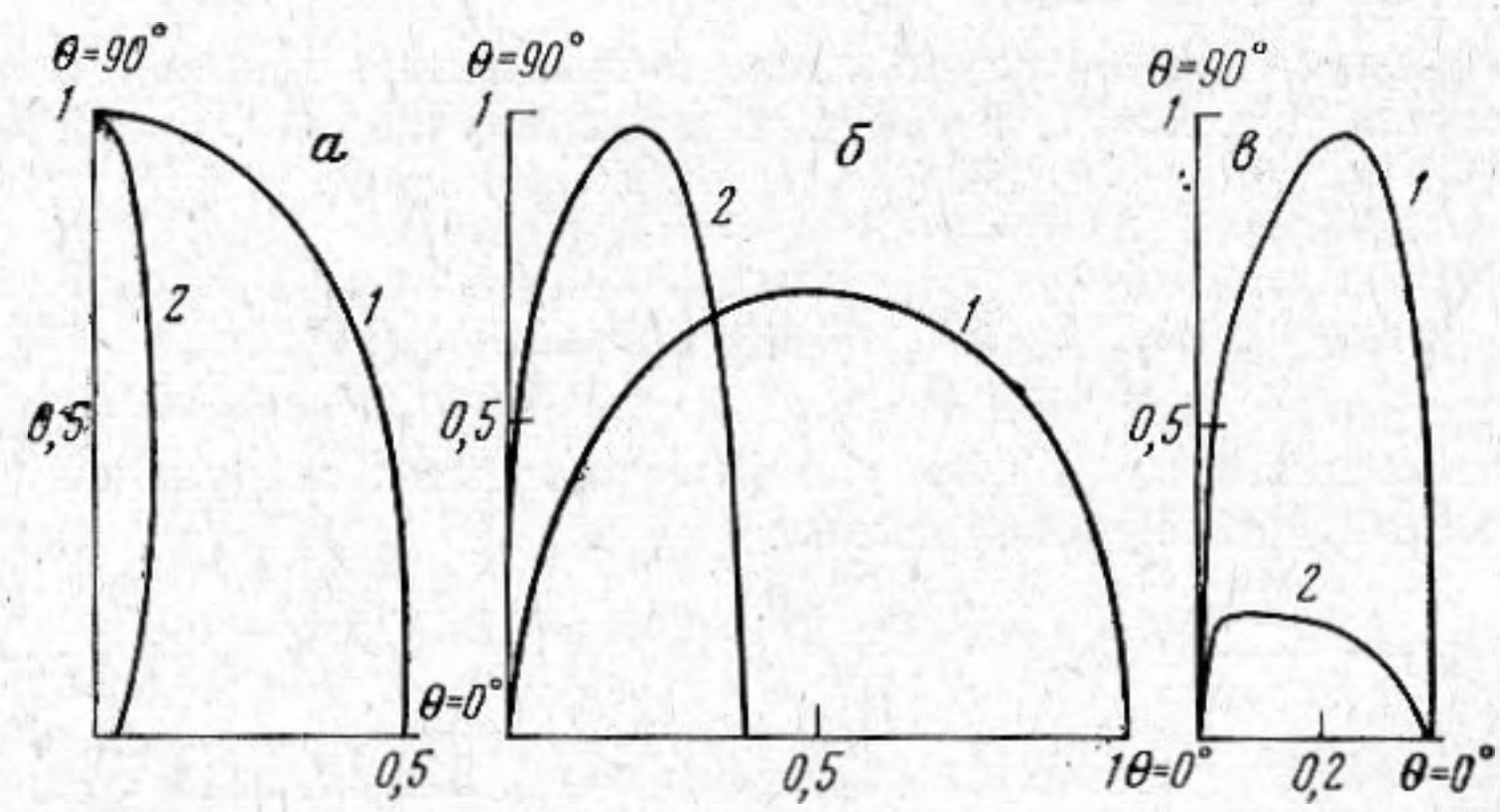
При $kl \gg 1$ получаем

$$\theta_m = \frac{\pi}{2} - (kl)^{-1} \tag{11}$$

т. е. максимум излучения приближается к направлению, перпендикулярному к лучу. Полуширина лепестка по интенсивности определяется выражением (при $kl \gg 1$)

$$\Delta\theta = 2(kl)^{-1}. \tag{12}$$

Рассмотрим теперь уровни звукового излучения. В направлении, близком к максимуму, где $F(\theta)$ принимает постоянное значение, не зависящее от kl, уровень сигнала определяется исключительно амплитудным множителем формулы (6), который пропорционален интенсивности света и частоте его модуляции. В отличие от этого уровень сигнала, излучаемого вдоль светового луча, зависит также и от соотношения $kl = k/\alpha$. Именно при жесткой границе он достигает максимума при $kl = 1$, т. е. в случае, когда свет поглощается на длине звуковой волны; при мягкой границе он монотонно возрастает, стремясь к предельному значению при $(kl)^2 \gg 1$.



Фиг. 2. Диаграмма направленности акустического излучения в случаях: *а* – жесткой границы, $kl=1$ (кривая *1*), $kl=5$ (кривая *2*); *б* – мягкой границы $kl=1$ (кривая *1*), $kl=5$ (кривая *2*); *в* – мягкой границы для значения апертурного числа $ka \ll 1$ (кривая *1*) и $ka=\pi$ (кривая *2*); при $kl=5$

Приведем примеры численных оценок амплитуды звука. Пусть световой луч мощностью $N = I_0 S = 10^2$ *вт* падает на поверхность воды. Частота модуляции $\nu = 10^5$ *гц*. Для воды $\beta = 1{,}4 \cdot 10^{-4}$ *град*$^{-1}$, $c_p = 4{,}18$ *дж/г·град*$^{-1}$, $\rho = 1$ *г/см*^{3}, $\alpha = 0{,}18$ *см*$^{-1}$. (для $\lambda_c = 1{,}06$ *мк*, где λ_c — длина световой волны). Тогда на расстоянии $R = 10^2$ *см* получаем $p = 3{,}3$ *дин/см*^{2} в случае жесткой границы и $p = 0{,}17$ *дин/см*^{2} в случае свободной границы.

Полная мощность акустического излучения получается интегрированием по углу формулы (6) и выражается соотношением

$$W = \frac{1}{8\pi\rho c_0}\left(\frac{\omega\beta I_0 S}{c_p}\right)^2 \frac{1}{kl}\left[\operatorname{arctg}(kl) + \frac{kl}{1+(kl)^2}\right] \tag{13}$$

для жесткой границы и

$$W = \frac{1}{8\pi\rho c_0}\left(\frac{\omega\beta I_0 S}{c_p}\right)^2 \frac{1}{kl}\left[\operatorname{arctg}(kl) - \frac{kl}{1+(kl)^2}\right] \tag{14}$$

для свободной границы. При $kl \gg 1$ формулы (13), (14) принимают одинаковый вид

$$W = \frac{\beta^2 (I_0 S)^2}{16 \rho c_p^2} \omega \alpha. \tag{15}$$

Для приведенного выше примера $N = 10^2$ *вт*, $\nu = 10^5$ *гц* в воде получим $W \approx 10^{-8}$ *вт*, $W/N = 10^{-10}$. Отметим, что

$$\frac{W}{N} = \frac{\beta^2 N}{16 \rho c_p^2} \omega \alpha, \tag{16}$$

т. е. растет с увеличением N.

Если ширина светового луча не мала, по сравнению с длиной звуковой волны, то в результате интегрирования в формуле (3) в выражении для характеристики направленности появляется дополнительный апертурный множитель, и она принимает вид

$$F_1(\theta) = F(\theta) \varphi(\theta),$$

где

$$\varphi(\theta) = \left| \frac{2 J_1 (ka \sin \theta)}{ka \sin \theta} \right|, \tag{17}$$

$J_1(x)$ — функция Бесселя 1-го рода I порядка. Максимум функции $\varphi(\theta)$ расположен при $\theta = 0$, т. е. в области минимума первого множителя, и наоборот. По этой причине излучение широкого по сравнению с длиной звуковой волны луча при $kl \gg 1$ менее эффективно, чем узкого, как видно из фиг. 2, *в*, где приведены характеристики направленности $F_1(\theta)$ при разных значениях ka.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ф. В. Бункин, В. М. Комиссаров.* Оптическое возбуждение звуковых волн. Акуст. ж., 1973, *19*, 3, 305–320.
2. *P. J. Westervelt.* Laser excited broadside array. J. Acoust. Soc. Amer., 1973, *54*, 1, 121–122.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
17 апреля 1975 г.