

УДК 534-14:535

ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА ДЛИННЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ

*С. В. Егеров, И. Б. Есипов, Л. М. Лямшев,
К. А. Наугольных*

В линейном приближении рассмотрена задача о генерации звука длинными лазерными импульсами произвольной формы в жидкости со свободной границей. Получены соотношения, связывающие форму оптического импульса и форму акустического сигнала в дальнем поле. Приведены результаты экспериментального исследования импульсной генерации звука лазерным излучением.

Рассмотрим генерацию звука лазерными импульсами, падающими нормально на свободную поверхность жидкости. В результате поглощения света в поверхностном слое происходит нагревание жидкости, которая расширяется и излучает звуковую волну. Размеры области, излучающей звук, определяются радиусом лазерного луча a и длиной пробега l света в жидкости, $l = \alpha^{-1}$, где α — коэффициент поглощения света.

Процесс тепловой генерации звука в жидкости лазерными импульсами при умеренных плотностях выделившейся энергии, когда в жидкости не происходит фазовых превращений, может быть описан решением неоднородного волнового уравнения [1]:

$$(1) \quad \nabla^2 p - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = - \frac{\beta}{C_p} \frac{\partial Q}{\partial t}$$

с граничными условиями на поверхности жидкости

$$(2) \quad z=0, \quad p=0,$$

и условием погашаемости на бесконечности.

Здесь p — избыточное давление в жидкости, c — скорость звука, β , C_p — коэффициент теплового расширения и удельная теплоемкость жидкости, Q — плотность энергии, выделившейся в единицу времени в жидкости в результате поглощения света.

Для лазерного импульса прямоугольной формы решение указанной задачи было получено спектральным методом для одномерных [2, 3] и пространственного случаев [4]. В настоящей работе методом функции Грина найдено решение пространственной задачи о генерации звука лазерным импульсом большой длительности и получены простые выражения для характеристик акустического импульса.

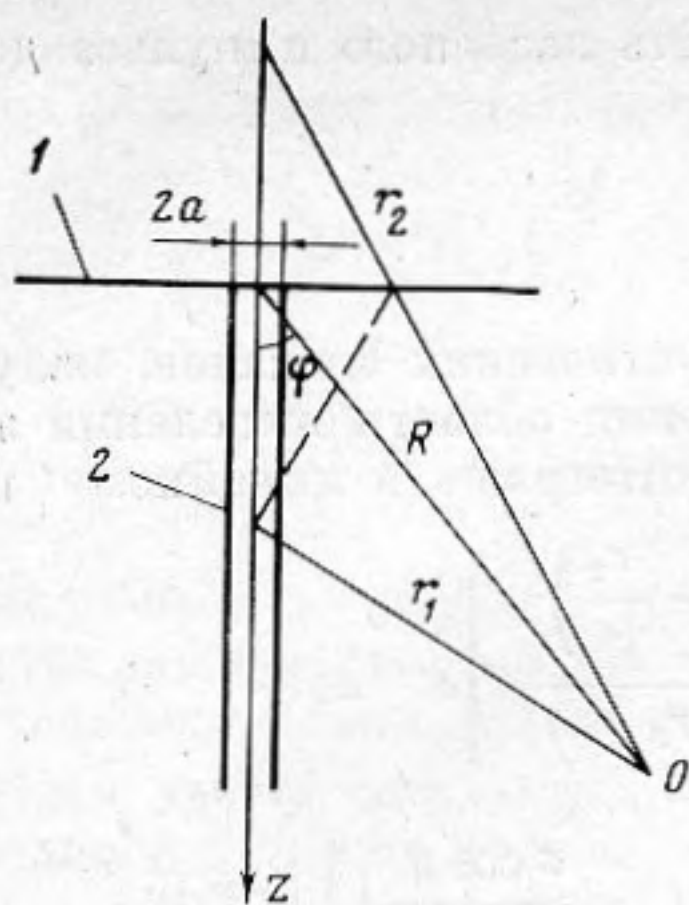
Решение задачи (1), (2) в общем случае можно представить в виде

$$(3) \quad p = \frac{\beta}{4\pi C_p} \int_{t_0} \int_V \frac{\partial Q}{\partial t_0}(t_0, \mathbf{r}_0) G(t_0, \mathbf{r}_0 | t, \mathbf{r}) dt_0 dV,$$

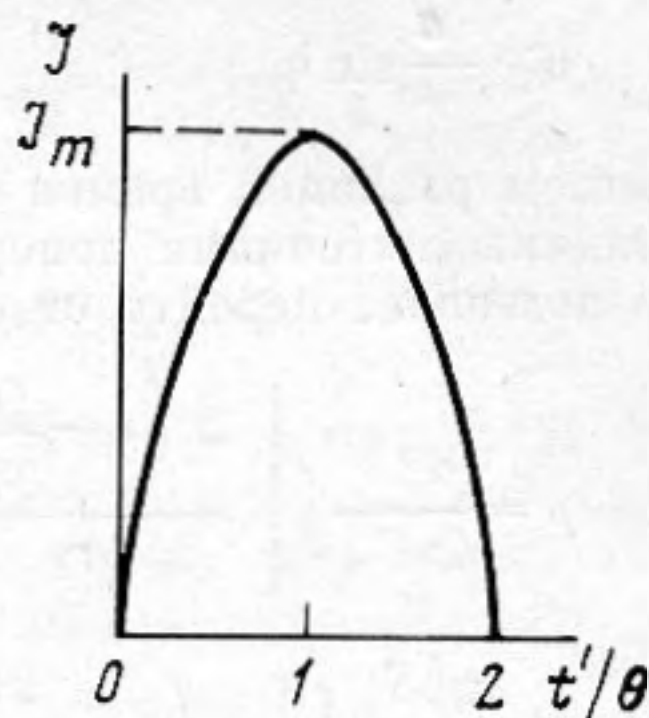
где $G(t_0, \mathbf{r}_0 | t, \mathbf{r})$ — функция Грина. Для случая плоской свободной границы жидкости

$$G(t_0, \mathbf{r}_0 | t, \mathbf{r}) = \frac{1}{r_1} \delta\left(\frac{r_1}{c} - (t-t_0)\right) - \frac{1}{r_2} \delta\left(\frac{r_2}{c} - (t-t_0)\right),$$

$$r_1 = |\mathbf{R} - \mathbf{r}_{01}|, \quad r_2 = |\mathbf{R} - \mathbf{r}_{02}|.$$



Фиг. 1. Геометрия задачи: 1 — поверхность жидкости, 2 — термоакустическая антенна



Фиг. 2. Форма оптического импульса

Здесь r_1 и r_2 — длины пробега прямой и отраженной волн от источника до точки наблюдения O (см. фиг. 1), t_0 — время, отсчитываемое в точках источника и точках наблюдения.

Подставляя в формулу (3) выражение для функции Грина и интегрируя по t_0 в пределах от 0 до t , получим:

$$(4) \quad p = \frac{\beta}{4\pi C_p} \int_V \left[\frac{1}{r_1} Q \left(t - \frac{r_1}{c}, r_0 \right) - \frac{1}{r_2} Q \left(t - \frac{r_2}{c}, r_0 \right) \right] dV.$$

Количество энергии, выделившейся в единице объема жидкости, определяется интенсивностью света \mathcal{J} , распространяющегося в жидкости, и выражается известным соотношением

$$Q = -\partial \mathcal{J} / \partial z.$$

Будем считать, что интенсивность света постоянна по сечению луча и определяется соотношением:

$$(5) \quad \mathcal{J} = \mathcal{J}(t) e^{-\alpha z},$$

где $\mathcal{J}(t)$ — функция, описывающая временную зависимость интенсивности лазерного импульса, отличная от нуля в промежутке времени $0, 2\theta$. Рассмотрим акустическое поле в дальней зоне термоакустической антенны, т. е. на расстояниях, где выполняются условия

$$R \gg \alpha^{-1}, \quad R \gg a^2/c\theta.$$

Здесь R — расстояние от начала оси координат до точки наблюдения (фиг. 1). В этом случае аргументы подынтегральных функций формулы (4) можно приближенно представить в виде:

$$(6) \quad \begin{aligned} t - \frac{r_1}{c} &\approx t - \frac{R}{c} + \frac{z \cos \varphi}{c} = t' + \frac{z \cos \varphi}{c} = y_1, \\ t - \frac{r_2}{c} &\approx t - \frac{R}{c} - \frac{z \cos \varphi}{c} = t' - \frac{z \cos \varphi}{c} = y_2, \\ t' &= t - \frac{R}{c}, \end{aligned}$$

а величины $r_{1,2}$ в знаменателях этого выражения — заменить постоянной величиной R . Здесь φ — угол, задающий направление в точку наблюдения (см. фиг. 1).

Предполагая, кроме того, что длительность лазерного импульса достаточно велика, так что выполняется условие

$$(7) \quad \theta \gg \frac{a}{c} \sin \varphi,$$

пренебрегаем разницей времен прихода акустических сигналов, излучаемых различными точками поперечного сечения области выделения энергии. Это позволяет перейти от объемного интеграла к линейному по z :

$$(8) \quad p = \frac{\alpha \beta S}{4\pi C_p} \int_z \left[\frac{\dot{\mathcal{J}}\left(t - \frac{r_1}{c}\right)}{r_1} - \frac{\dot{\mathcal{J}}\left(t - \frac{r_2}{c}\right)}{r_2} \right] e^{-\alpha z} dz \approx \\ \approx \frac{\alpha \beta S}{4\pi C_p R} \int_z \left[\dot{\mathcal{J}}\left(t' + \frac{z \cos \varphi}{c}\right) - \dot{\mathcal{J}}\left(t' - \frac{z \cos \varphi}{c}\right) \right] e^{-\alpha z} dz, \\ S = \pi a^2.$$

Примем теперь во внимание, что подынтегральные функции отличны от нуля лишь на интервале $0, 2\theta$ изменения их аргумента. В силу этого отличный от нуля вклад дает интегрирование по таким отрезкам положительной полуоси z , на которых выполняются условия

$$(9) \quad 0 \leq y_1 \leq 2\theta, \quad 0 \leq y_2 \leq 2\theta,$$

и формула (8) принимает вид

$$(10) \quad p = \frac{\alpha \beta S}{4\pi C_p R} \left[\int_{z_1}^{z_2} \dot{\mathcal{J}}(y_1) e^{-\alpha z} dz - \int_{z_3}^{z_4} \dot{\mathcal{J}}(y_2) e^{-\alpha z} dz \right].$$

Пределы интегрирования определяются из условий (9), их значения оказываются зависящими от времени. При $t' < 0$ отличен от нуля лишь первый интеграл формулы (10), причем $z_1 = -ct'/\cos \varphi$, $z_2 = -c(t' - 2\theta)/\cos \varphi$. При $0 \leq t' \leq 2\theta$ пределы интегрирования оказываются следующими: $z_1 = 0$, $z_2 = -c(t' - 2\theta)/\cos \varphi$, $z_3 = 0$, $z_4 = ct'/\cos \varphi$. При $2\theta \leq t'$ отличен от нуля второй интеграл формулы (10), пределы интегрирования следующие: $z_3 = c(t' - 2\theta)/\cos \varphi$, $z_4 = ct'/\cos \varphi$.

Рассмотрим полученное выражение (10). Прежде всего отметим, что в перпендикулярном оси лазерного луча направлении ($\varphi = \pi/2$) акустическое излучение отсутствует ввиду полной компенсации действительных и мнимых источников (дипольный эффект, обусловленный наличием мягкой отражающей границы).

Далее заметим, что в принципе для проведения расчетов по формуле (10) необходимо задать в явном виде вид функции $\mathcal{J}(t)$, описывающей форму лазерного импульса. Однако в предельных случаях очень длинных или сравнительно коротких лазерных импульсов можно продвинуться дальше, и не специализируя вид этой зависимости.

В самом деле, рассмотрим генерацию звука длинными лазерными импульсами, когда, помимо принятого ранее условия (7), выполняется соотношение

$$(11) \quad \alpha c \theta / \cos \varphi \gg 1,$$

означающее, что длина пробега звука за время выделения энергии в среде велика не только по сравнению с радиусом a цилиндрической области выделения энергии, но и с проекцией ее длины $l = \alpha^{-1}$ на направление наблюдения, задаваемое углом φ .

В этом случае функция $\mathcal{J}(y_1)$, масштаб изменения которой определяется величиной $\theta \gg (\alpha c)^{-1}$, близка к постоянной величине на интервале

сильного изменения экспоненциальной функции $e^{-\alpha z}$ и ее можно вынести из-под знака интеграла. В результате при $t' < 0$ получим:

$$(12) \quad p \approx A \dot{\mathcal{J}}(y_1(z_1)) \int_{z_1}^{z_2} e^{-\alpha z} dz = \frac{A \dot{\mathcal{J}}(0)}{\alpha} e^{\alpha c t' / \cos \varphi} (1 - e^{-\alpha c 2\theta / \cos \varphi}) \approx \\ \approx \frac{A \dot{\mathcal{J}}(0)}{\alpha} e^{\alpha c t' / \cos \varphi}, \quad t' < 0, \quad A \approx \alpha \beta S / 4\pi C_p R.$$

Подобным же образом производится расчет и в интервале $0 \leq t' \leq 2\theta$, отличие заключается лишь в том, что первый член разложения оказывается экспоненциально малым в этом случае, в силу чего оказывается необходимым учесть следующий член разложения и представить $\dot{\mathcal{J}}$ в подынтегральной функции в виде:

$$(13) \quad \dot{\mathcal{J}}(y_1) = \dot{\mathcal{J}}(t') + (y_1 - t') \ddot{\mathcal{J}}(t').$$

Производя затем почленное интегрирование, получаем

$$(14) \quad p = \frac{A}{\alpha} \dot{\mathcal{J}}(t') \left[\exp\left(-\frac{\alpha c t'}{\cos \varphi}\right) - \exp\left(-\frac{\alpha c}{\cos \varphi}(2\theta - t')\right) \right] + \\ + \frac{2A \ddot{\mathcal{J}}(t')}{\alpha^2 c} \quad \text{при } 0 \leq t' \leq 2\theta.$$

Аналогично, при $t' \gg 2\theta$, найдем:

$$(15) \quad p = -\frac{A}{\alpha} \dot{\mathcal{J}}(2\theta) \exp\left[-\frac{c\alpha}{\cos \varphi}(t' - 2\theta)\right].$$

Анализ выражений (12)–(15) показывает, что акустический сигнал состоит из положительных «крыльев» характерной длительности $\cos \varphi / \alpha c$, разделенных областью длительности 2θ , форма сигнала в которой определяется в основном вторым членом формулы (14). Она содержит как фазу сжатия, так и фазу разрежения. Пиковое значение давления положительного импульса определяется по порядку величины соотношением

$$p \approx \beta \mathcal{J}_m S / 4\pi C_p R \theta,$$

отрицательного импульса — выражением:

$$p \approx \beta \mathcal{J}_m S / 2\pi C_p R \alpha c \theta^2.$$

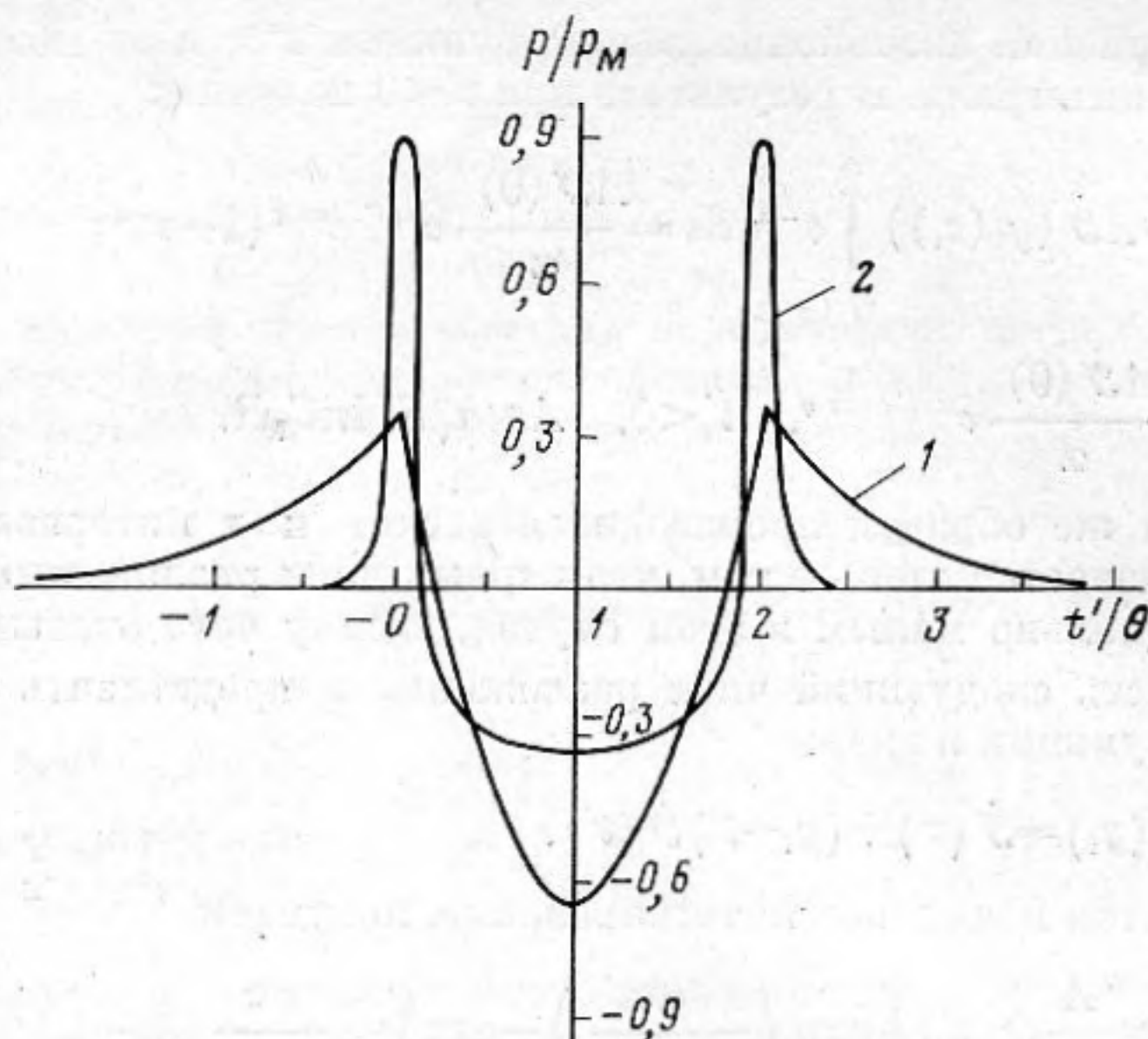
Если же длительность лазерного импульса сравнительно невелика, так что

$$(16) \quad \alpha c \theta / \cos \varphi \ll 1,$$

хотя условие (7), разумеется, по-прежнему выполняется, то, наоборот, экспоненциальный множитель в подынтегральных функциях формулы (10) мало изменяется на всем интервале интегрирования и его можно вынести из-под знака интеграла. В результате получим:

$$(17) \quad p = A c / \cos \varphi \begin{cases} e^{-\alpha z_1} \mathcal{J}(y_1) |_{z_1=0}^{z_1=2\theta} = 0, & t' < 0, \\ \int_{t'}^{2\theta} \dot{\mathcal{J}}(y_1) dy_1 - \int_{t'}^{t'} \dot{\mathcal{J}}(y_2) dy_2 = -2\mathcal{J}(t'), & 0 \leq t' \leq 2\theta, \\ e^{-\alpha z_2} \mathcal{J}(y_2) |_{z_2=0}^{z_2=2\theta} = 0 & t' > 2\theta. \end{cases}$$

Как видно, в этом приближении акустический сигнал представляется в виде волны разрежения длительности 2θ и амплитуды $-\frac{2Ac}{\cos \varphi} \mathcal{J}_m$ при-



Фиг. 3. Зависимость давления в звуковом импульсе от времени. $p_m = 3\beta E / 8\pi \alpha R C_p \theta^3 c$; 1 — $\varphi = 0$, 2 — $\varphi = 70^\circ$

чем его профиль совпадает с формой огибающей оптического сигнала. Здесь \mathcal{I}_m — максимальная интенсивность света.

В действительности, наряду с короткой волной разрежения в акустическом сигнале и в случае $\alpha c \theta / \cos \varphi \ll 1$ имеются области сжатия в виде «крыльев» экспоненциальной формы, длительность которых в $\cos \varphi / \alpha c \theta$ раз больше, а амплитуда меньше соответственных величин для волны разрежения, описываемой формулой (17). Форма их может быть определена при учете следующих членов разложения подынтегрального выражения; однако ввиду малости амплитуды энергии сжатия мала, в силу чего можно считать, что соотношения (17) достаточно хорошо описывают основную энергонесущую часть сигнала.

При произвольных значениях параметра $\alpha c \theta / \cos \varphi = m$ не удастся провести интегрирование в общем виде, и для проведения расчета необходимо конкретизировать вид функции $\mathcal{I}(t)$, задающей форму оптического импульса. Пусть, например, оптический импульс имеет параболическую форму (см. фиг. 2), описываемую выражением

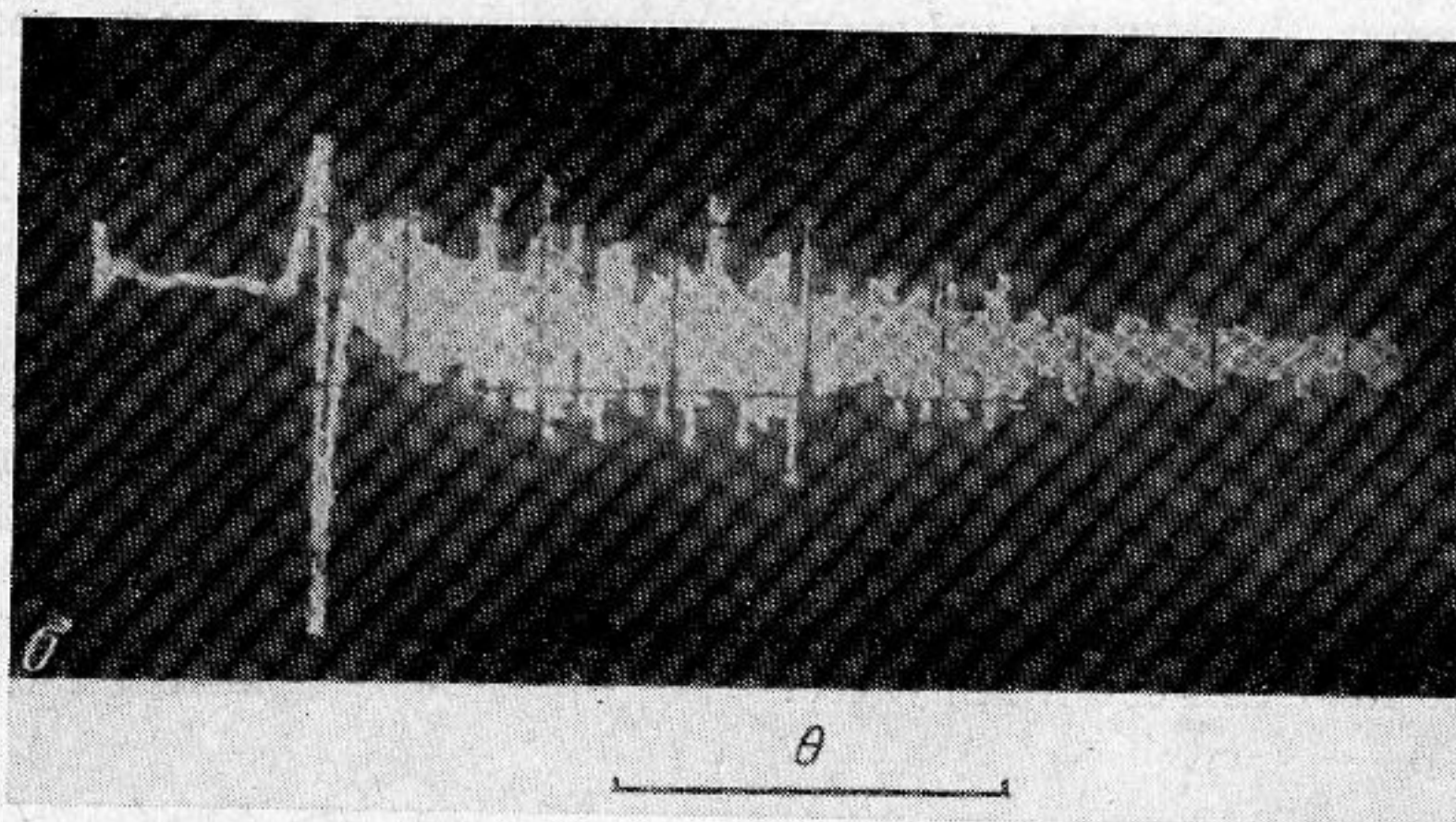
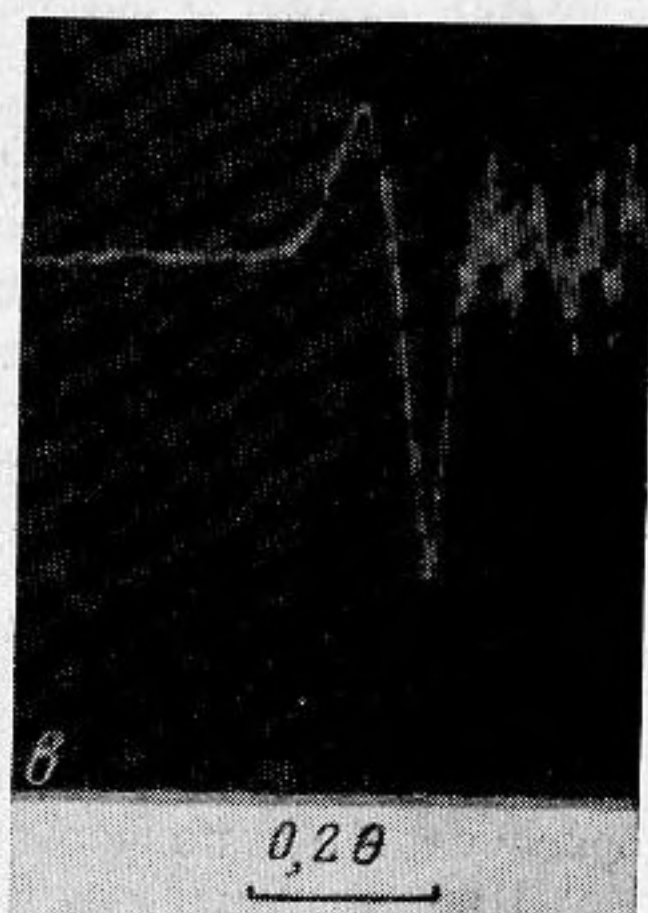
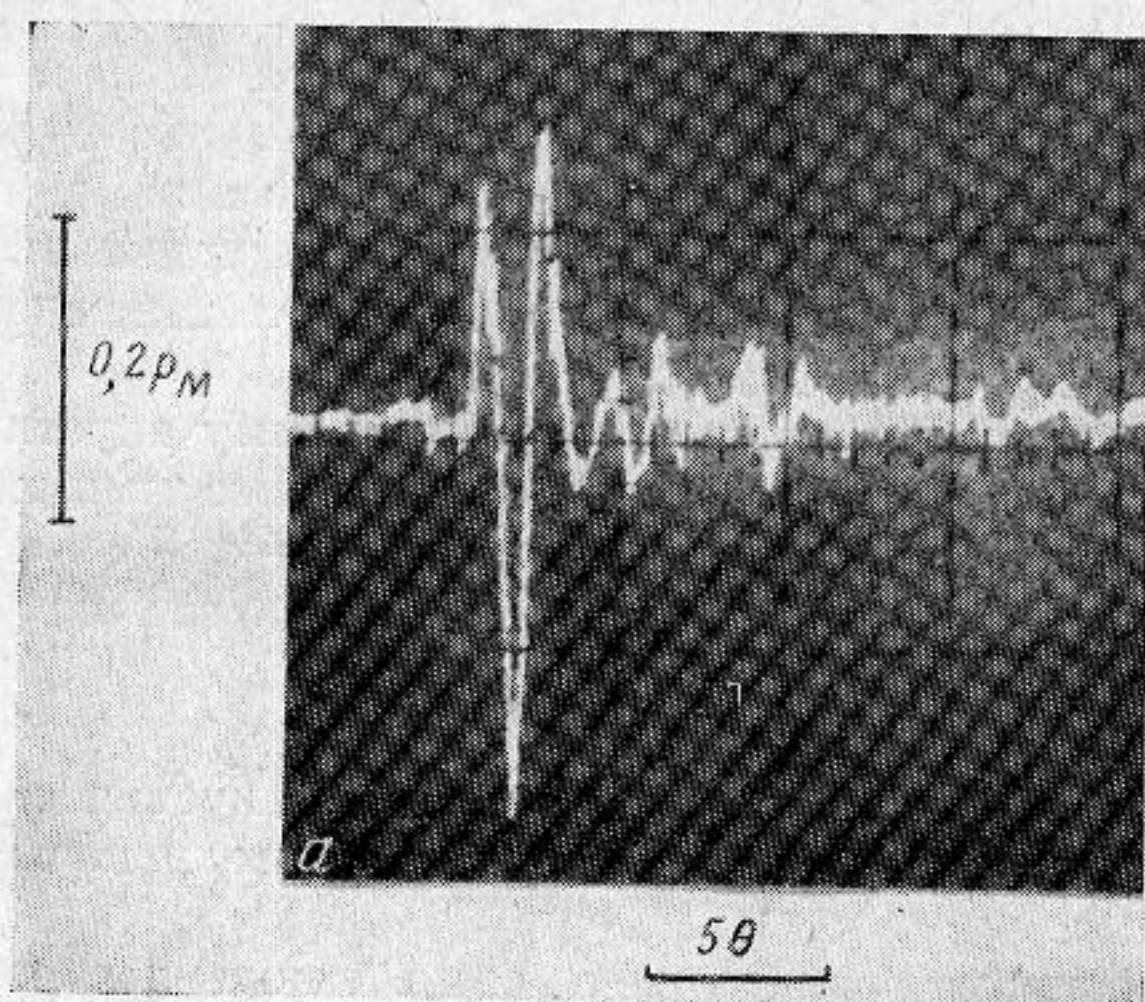
$$(18) \quad \mathcal{I}(t) = \begin{cases} \mathcal{I}_m \frac{2t}{\theta} \left(1 - \frac{t}{2\theta}\right), & 0 \leq t \leq 2\theta, \\ 0, & t \geq 2\theta. \end{cases}$$

Из условия нормировки $\int_0^{2\theta} \mathcal{I} S dt = E$ получаем $\mathcal{I}_m = 3E / 4\theta S$, где E — полная энергия импульса.

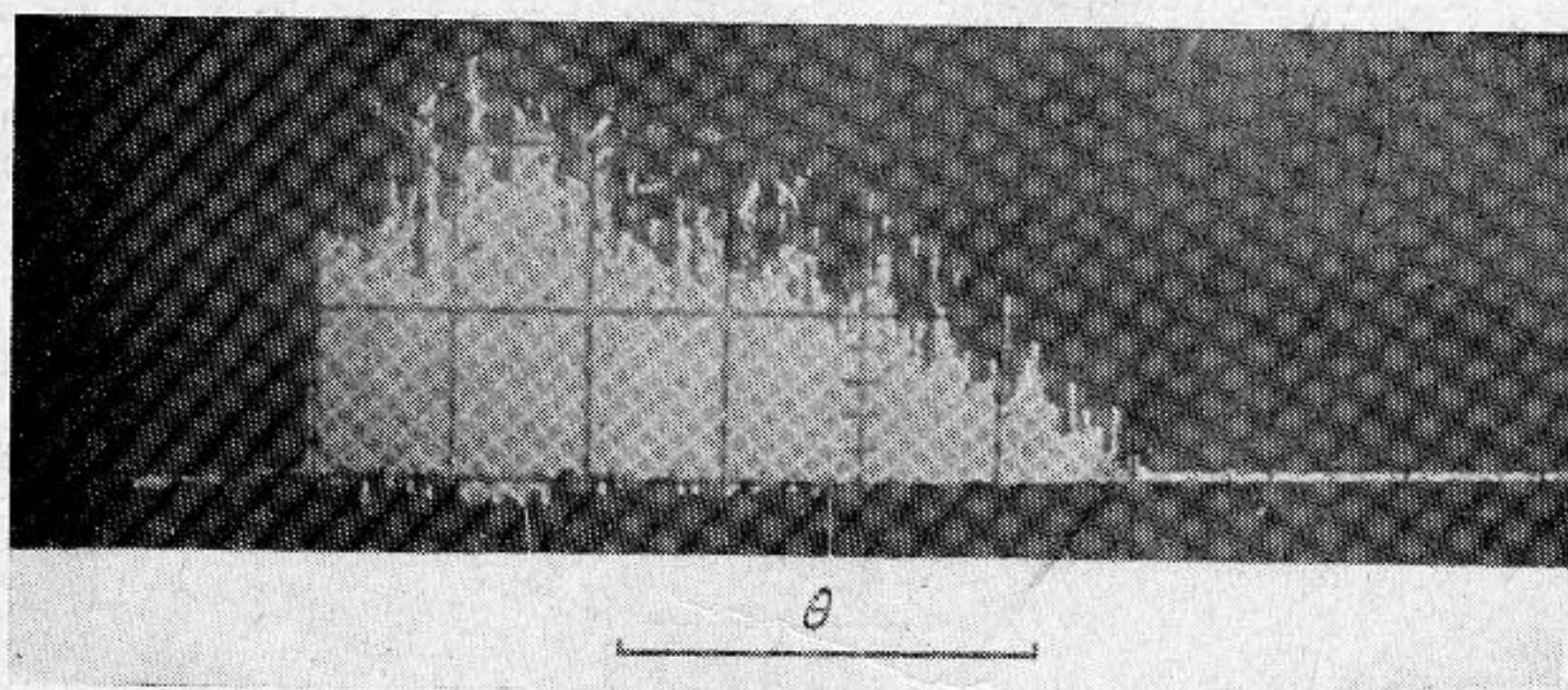
Выполняя интегрирование в формуле (10), получим следующее выражение для звукового давления:

$$(19) \quad p = \frac{3\beta E \cos \varphi}{\alpha R 8\pi C_p \theta^3 c} \begin{cases} (1+m)e^{m(t'/\theta-2)} - (1-m)e^{mt'/\theta}, & t' < 0, \\ (1+m)[e^{m(t'/\theta-2)} - e^{-mt'/\theta}] - 2, & 0 \leq t' \leq 2\theta, \\ (1+m)e^{-mt'/\theta} - (1-m)e^{-m(t'/\theta-2)}, & t' > 2\theta. \end{cases}$$

Для иллюстрации полученных решений приведем примеры конкретных численных расчетов.



Фиг. 4. Осциллограммы звукового импульса (a – в)



Фиг. 5. Осциллограмма оптического импульса

На фиг. 3 изображены построенные по формуле (19) формы акустических импульсов, излучаемых в направлении $\varphi=0$ (кривая 1) и $\varphi=70^\circ$ (кривая 2) при значении параметра $\alpha c\theta=1$.

Как видно, в осевом направлении (кривая 1) излучается сигнал, состоящий из двух положительных крыльев, разделенных импульсом разрежения. С увеличением угла φ форма акустического импульса изменяется, длительности положительных крыльев, будучи пропорциональными величине $\cos \varphi/\alpha c$, уменьшились, а их амплитуда, пропорциональная фактору $\exp[\alpha c\theta/\cos \varphi]$ (см. формулу (19)), возросла (кривая 2).

Для сравнения приведем в качестве примера осциллограмму акустического сигнала, возбужденного в воде под действием лазерного импульса в условиях, соответствующих значению параметра $m=\alpha c\theta/\cos \varphi=1$ (фиг. 4, а). Уровень звукового давления был нормирован на величину

$$p_m=3\beta E/8\pi\alpha R C_p \theta^3 c.$$

Как видно, экспериментально зарегистрированная форма акустического импульса в этом случае хорошо согласуется с теоретическим профилем, рассчитанным по формуле (19).

При другом эксперименте исследовалась генерация звука лазерным излучением в режиме длинных импульсов, когда $m \gg 1$. Форма оптического импульса изображена на фиг. 5. Как видно, огибающая импульса несимметрична во времени: изменение интенсивности в начале импульса происходит быстрее, чем в конце. Изрезанность импульса обусловлена хаотической модуляцией интенсивности, свойственной режиму свободной генерации лазерных импульсов. При поглощении этого оптического импульса в воде возбуждается акустический импульс. На фиг. 4, б показана осциллограмма акустического импульса, зарегистрированного в осевом направлении в дальнем поле. Исходя из выражений (12)–(15), можно дать качественное объяснение наблюдаемым особенностям акустического импульса. Характерная головная часть импульса обусловлена быстрым изменением интенсивности в начале оптического импульса. Хаотический характер высокочастотной составляющей обусловлен характером модуляции оптического излучения. На фиг. 4, в приведено более детальное изображение головной части импульса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бункин Ф. В., Комиссаров В. М. Оптическое возбуждение звуковых волн. Обзор. Акуст. ж., 1973, 19, 3, 305–320.
2. Gougnay L. Conversion of Electromagnetic to Acoustic Energy by Surface Heating. J. Acoust. Soc. America, 1966, 40, 6, 1322–1330.
3. Hu C. Spherical Model of an Acoustical wave Generated by Rapid Laser Heating in a Liquid. J. Acoust. Soc. America, 1969, 46, 3, 728–736.
4. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. О некоторых особенностях генерации звука лазерными импульсами. Симпозиум по дифракции. Ростов-на-Дону. М., «Наука», 1977, 1, 9–12.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
20 марта 1978 г.
После исправления
1 июня 1978 г.