АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXIV 1978 Вып. 6

УДК 534.232

ОПТИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЗВУКА В ЖИДКОМ ПОЛУПРОСТРАНСТВЕ С НЕОДНОРОДНЫМ ПРИПОВЕРХНОСТНЫМ СЛОЕМ

Л. М. Лямшев, Л. В. Седов

Исследована генерация звука модулированным по интенсивности лазерным излучением в жидком полупространстве, в приповерхностном слое которого изменяются с глубиной по линейному закону значения коэффициента теплового объемного расширения, удельная теплоемкость и скорость звука в жидкости. Выяснено, что амплитуда звукового поля и направленность акустического излучения могут значительно отличаться от таковых в однородном жидком полупространстве, если величина отношения коэффициента объемного расширения и удельной теплоемкости жидкости существенно изменяется на характерных размерах области взаимодействия лазерного излучения с жидкостью. Изменение скорости звука с глубиной в приповерхностном слое влияет практически лишь на распространение генерируемых звуковых волн.

Особенности оптической генерации звука модулированным по интенсивности лазерным излучением при поглощении его в жидком полупространстве, на границе которого расположен слой жидкости с другими параметрами, теоретически рассмотрены в работе [1]. Параметры жидкости в приповерхностном слое могут, однако, изменяться не скачком, а непрерывно, например вследствие неравномерного прогрева жидкости лазерным излучением в течение эксперимента. В этой связи, в частности, интересно проанализировать влияние на оптическую генерацию звука изменения в приповерхностном слое жидкости ее температуры с глубиной.

Пусть на ровную свободную границу жидкого полупространства падает луч лазера. Выберем систему координат так, чтобы плоскость (x, y) совпадала со свободной поверхностью полупространства, ось z была направлена внутрь жидкости, а начало координат расположено в центре светового пятна на поверхности жидкости (фиг. 1). Предположим, что интенсивность оптического излучения такова, что изменения агрегатного состояния вещества в области поглощения света не происходит и механизм генерации звука имеет тепловой характер. Рассмотрим установившийся режим генерации звука.

Предположим, что температура жидкости непосредственно у поверхности t_1° С и с увеличением глубины непрерывно меняется до t_2° С при глубине h. Жидкость при $z>h$ имеет температуру t_2° С. Необходимо определить звуковое поле в однородной части полупространства, обусловленное поглощением в такой среде лазерного излучения с модулированной интенсивностью.

Изменение температуры жидкости с глубиной приводит к изменению величины отношения $\varkappa/C_p$ (где $\varkappa$ и C_p — соответственно коэффициент теплового объемного расширения и удельная теплоемкость жидкости) и скорости звука в жидкости c.

Примем для определенности, что температура жидкости меняется с глубиной по линейному закону. Если ограничиться рассмотрением не

очень больших перепадов температур (например, для воды $t_1=25°$ С, $t_2=10°$ С), то закон изменения отношения $\varkappa/C_p$ с глубиной будет также приблизительно линейным

$$\varkappa(z)/C_p(z)=\varkappa_0/C_{p0}-\Delta(\varkappa/C_p)z,$$
$$0<z<h,$$

где $\varkappa_0$ и C_{p0} — значения соответствующих параметров жидкости вблизи поверхности, а $\Delta(\varkappa/C_p)$ — изменение отношения $\varkappa/C_p$ на единицу глубины. Закон изменения скорости звука с глубиной примем в виде

$$c(z)=c_0/\sqrt{1+bz},\ 0<z<h,\ |bh|<1,$$

где c_0 — скорость звука вблизи поверхности. Ввиду того что во всех практически интересных случаях $|bh|\ll 1$, этот закон изменения скорости звука с глубиной очень близок к линейному. Ограничимся также случаем, когда практически вся энергия оптического излучения поглощается в приповерхностном слое ($\exp(-\mu h)\ll 1$, где μ — коэффициент поглощения оптического излучения в жидкости).

Поле звукового давления p_1 в слое описывается решением уравнения

$$\Delta p_1+k_0^2(1+bz)p_1=i\omega m[\varkappa_0/C_{p0}-$$
$$-\Delta(\varkappa/C_p)z]A\mu I(x,y)\exp(-\mu z), \tag{1}$$

где ω — частота генерируемого звука (частота модуляции интенсивности лазерного луча), $k_0=\omega/c_0$, m — индекс модуляции интенсивности оптического излучения, A — коэффициент прохождения света через поверхность жидкости, $I(x, y)$ — функция, описывающая распределение интенсивности оптического излучения на поверхности жидкости.

Звуковое давление p в однородной части полупространства подчиняется уравнению

$$\Delta p+k_1^2p=0,\ z>h, \tag{2}$$

где $k_1=k_0\sqrt{1+bh}$.

Решения уравнений (1) и (2) должны удовлетворять граничным условиям $p_1=0$, $z=0$; $p=p_1$ и $\partial p/\partial z=\partial p_1/\partial z$, $z=h$, а также условию погашаемости на бесконечности.

Интересующее нас решение уравнения (2) можно написать сразу на основании принципа взаимности

$$p(\mathbf{r}_0)=-i\omega mA\mu\int\limits_V[\varkappa_0/C_{p0}-\Delta(\varkappa/C_p)z]\exp(-$$
$$-\mu z)I(x,y)\tilde{p}(\mathbf{r},\mathbf{r}_0)dV(\mathbf{r}), \tag{3}$$

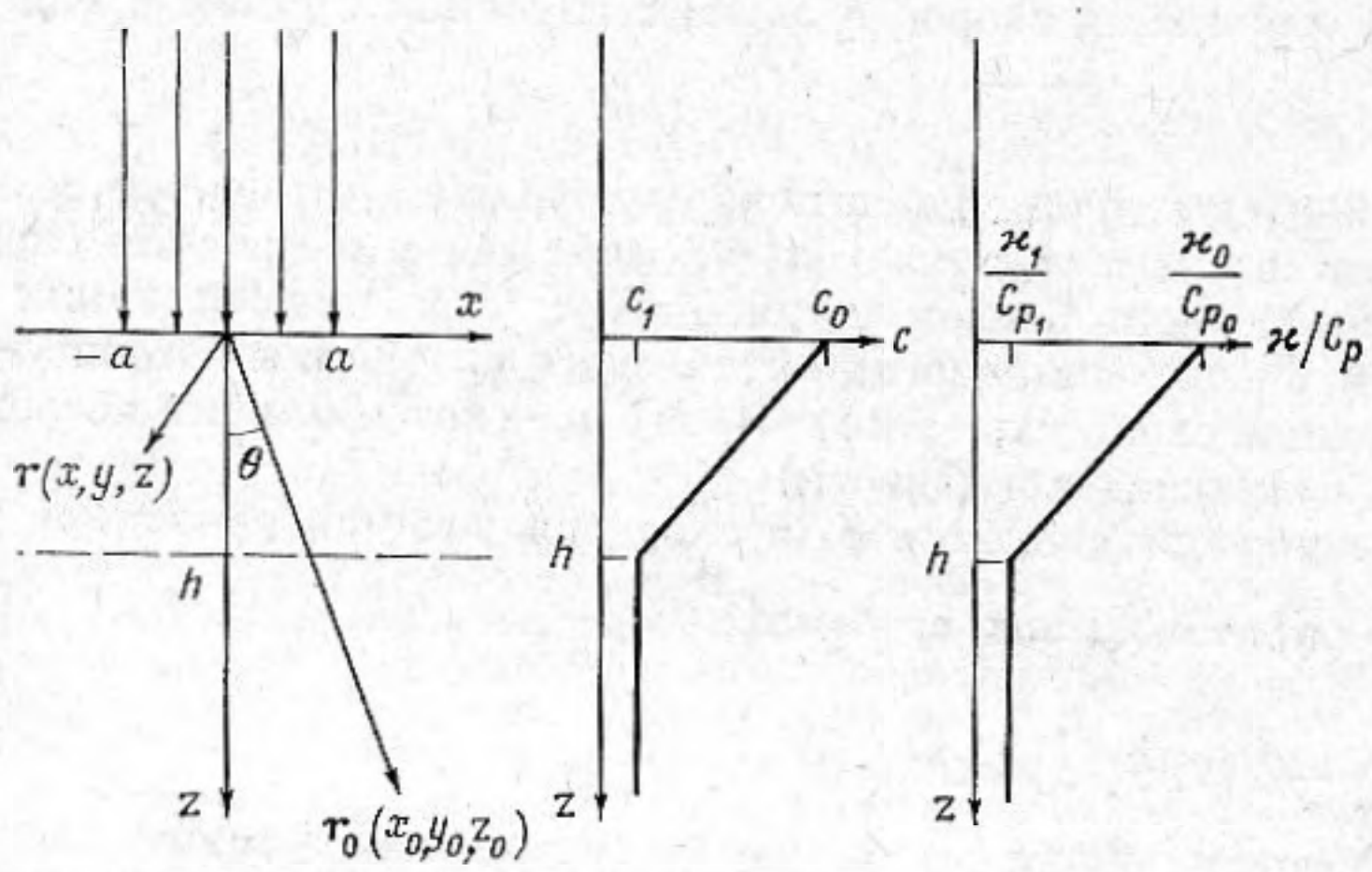
где $\mathbf{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ — радиус-вектор точки наблюдения, $\mathbf{r}(x, y, z)$ — текущий радиус-вектор. Интегрирование в (3) проводится по области V неоднородного слоя, где существуют тепловые источники звука, а функция $\tilde{p}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ описывает поле в слое, обусловленное точечным источником единичной амплитуды, расположенным в точке наблюдения $\mathbf{r}_0$.

Будем интересоваться звуковым полем $p(\mathbf{r}_0)$ на расстояниях, значительно превосходящих как размеры области, занятой источниками звука, так и толщину неоднородного слоя, и предположим, что точка наблюдения расположена не очень близко к границе слой — неоднородная часть полупространства. В этом случае в пределах области действия тепловых источников звука вспомогательное решение $\tilde{p}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ можно приближенно представить как поле плоской звуковой волны, падающей по направлению вектора $-\mathbf{r}_0/r_0$, а сферическое расхождение учесть фактором $\exp(ik_1r_0)/4\pi r_0$.

Учитывая сказанное выше, можно получить следующее выражение для вспомогательного поля $\tilde{p}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ в слое:

$$\tilde{p}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0) = \frac{2Qq[u(\tau_0)v(\tau) - v(\tau_0)u(\tau)]\exp(-ik_1 x \sin\theta)}{u(\tau_0)[v'(\tau_1) + qv(\tau_1)] - v(\tau_0)[u'(\tau_1) + qu(\tau_1)]} \tag{4}$$

где $Q = \exp(ik_1 r_0 - ik_1 h\cos\theta)/4\pi r_0$, $q = ik_1 H\cos\theta$, $H = (bk_0^2)^{-1/3}$, $\tau_0 = H^2(k_1^2\sin^2\theta - k_0^2)$, $\tau_1 = \tau_0 - h/H$, $\tau = \tau_0 - z/H$; u, v, u', v' — функции Эйри и их первые производные, θ — угол между осью z и радиус-вектором $\mathbf{r}_0$.



Фиг. 1. Геометрия задачи и некоторые обозначения

Подставляя в (3) выражение (4), получаем выражение для звукового давления $p(\mathbf{r}_0)$ в точке наблюдения $\mathbf{r}_0$:

$$p(\mathbf{r}_0) = -\frac{2i\omega mAQqF(\theta)}{u(\tau_0)[v'(\tau_1) + qv(\tau_1)] - v(\tau_0)[u'(\tau_1) + qu(\tau_1)]} \times \tag{5}$$
$$\times\left\{u(\tau_0)\left[\frac{\varkappa_0}{C_{p0}}S_1 - \frac{\Delta(\varkappa/C_p)}{\mu}S_3\right] - v(\tau_0)\left[\frac{\varkappa_0}{C_{p0}}S_2 - \frac{\Delta(\varkappa/C_p)}{\mu}S_4\right]\right\}.$$

Здесь

$$F(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} I(x, y)\exp(-ik_1 x\sin\theta)\,dx\,dy,$$

$$S_1 = \int_0^{\infty} v(\tau_0 - \zeta/\mu H)e^{-\zeta}d\zeta,$$

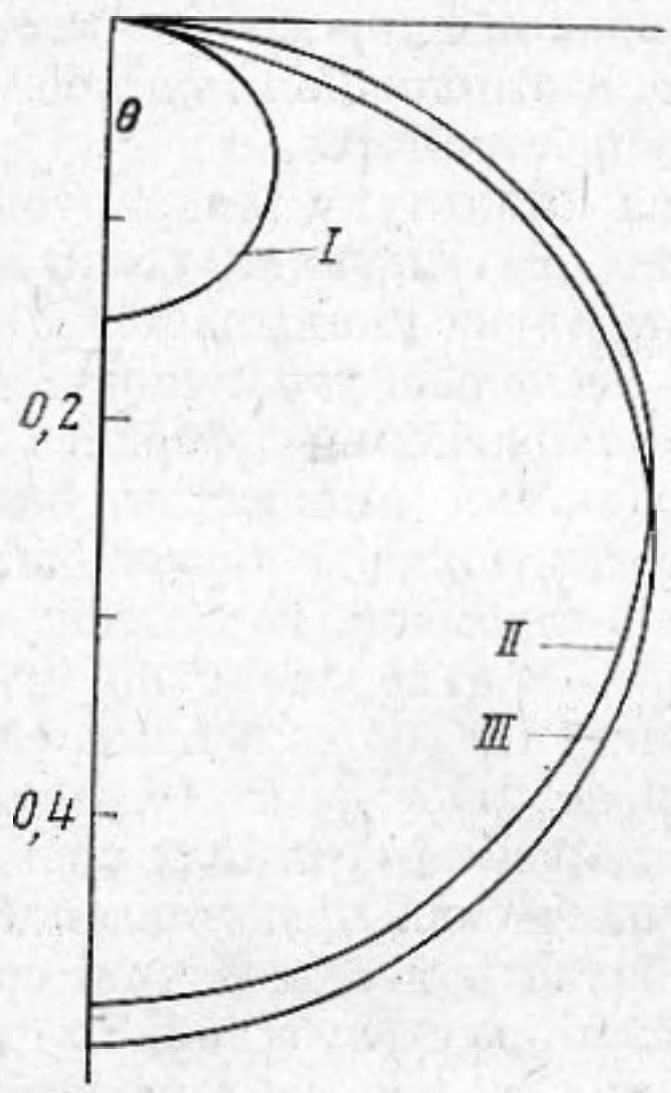
$$S_2 = \int_0^{\infty} u(\tau_0 - \zeta/\mu H)e^{-\zeta}d\zeta,$$

$$S_3 = \int_0^{\infty} \zeta v(\tau_0 - \zeta/\mu H)e^{-\zeta}d\zeta,$$

$$S_4 = \int_0^{\infty} \zeta u(\tau_0 - \zeta/\mu H)e^{-\zeta}d\zeta.$$

Анализ выражения (5) в общем виде представляет значительные трудности. Рассмотрим вначале упрощенный вариант этого выражения. Отметим, что для воды, например, величина отношения $\varkappa/C_p$ изменяется с тем-

пературой существенно: так, $\varkappa/C_p=6{,}6\cdot10^{-12}$ г/эрг при 25° С, но $\varkappa/C_p=$ $=2{,}0\cdot10^{-12}$ г/эрг при 10° С. Скорость звука изменяется при этом лишь на 3%. Поэтому рассмотрим вначале влияние на звуковое поле изменения отношения $\varkappa/C_p$, считая скорость звука во всем полупространстве неизменной. Соответствующее соотношение для звукового поля получим непосредственно из выражения (3), подставляя в него $\tilde{p}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_0)$ в виде суммы



Фиг. 2. Диаграммы направленности оптического источника звука в жидком полупространстве. Кривая I – однородное полупространство с параметрами жидкости $\varkappa_1$, C_{p1}, c_1; II – в приповерхностном слое жидкости изменяется отношение $\varkappa/C_p$; III – в приповерхностном слое изменяется отношение $\varkappa/C_p$ и скорость звука. Вниз по вертикальной оси отложен модуль амплитуды звукового давления $p(r_0)$, нормированный на величину $(\omega mA\varkappa_0/2\pi r_0C_{p0})P$

падающей и отраженной свободной поверхностью плоских волн с учетом фактора $\exp(ik_1r_0)/4\pi r_0$:

$$p(\mathbf{r}_0)=-\omega mA\frac{\exp(ik_1r_0)}{2\pi r_0}F(\theta)\frac{\mu k_1\cos\theta}{\mu^2+k_1^2\cos^2\theta}\frac{\varkappa_0}{C_{p0}}\times \tag{6}$$
$$\times\left[1-2\frac{\Delta(\varkappa/C_p)}{\varkappa_0/C_{p0}}\frac{\mu}{\mu^2+k_1^2\cos^2\theta}\right].$$

Из выражения (6) можно видеть, что максимальное излучение в определенном направлении наблюдается при $\mu=k_1\cos\theta$, т. е. как и при оптической генерации звука в однородном полупространстве.

Поле, описываемое выражением (6), естественно сравнить с полем, генерируемым в однородном полупространстве $p_0(\mathbf{r}_0)$. Выражение для $p_0(\mathbf{r}_0)$ хорошо известно (см., например, [2]), и отношение $p(\mathbf{r}_0)/p_0(\mathbf{r}_0)$ можно записать в виде

$$\frac{p(\mathbf{r}_0)}{p_0(\mathbf{r}_0)}=\frac{\varkappa_0}{C_{p0}}\frac{C_{p1}}{\varkappa_1}\left[1-2\frac{\Delta(\varkappa/C_p)}{\varkappa_0/C_{p0}}\frac{\mu}{\mu^2+k_1^2\cos^2\theta}\right] \tag{7}$$

где $\varkappa_1$ и C_{p1} – значения соответствующих параметров жидкости в однородной части полупространства. Если величина $\varkappa/C_p$ уменьшается с глубиной ($\varkappa_0/C_{p0}>\varkappa_1/C_{p1}$), то отношение (7) больше единицы, и, как и следовало ожидать из общих физических соображений, наличие неоднородного слоя в этом случае приводит к увеличению амплитуды звукового поля, генерируемого модулированным лазерным излучением. Анализируя выражение (7), можно отметить также следующее. При определенных значениях μ, k_1 и ω увеличение амплитуды звукового поля оказывается максимальным при $\theta=0$, т. е. в направлении распространения лазерного луча, и уменьшается с ростом угла наблюдения θ. Таким образом, наличие неоднородного слоя несколько изменяет форму диаграммы направленности генерируемого звукового поля. Однако если на характерном размере области действия тепловых источников звука $-1/\mu$ величина отношения $\varkappa/C_p$

мало меняется, то квадратная скобка в отношении (7) мало отличается от единицы, и генерация происходит, как и в однородном жидком полупространстве, с параметрами $\varkappa_0$ и C_{p0}. Последнее очевидно и из физических соображений.

Вернемся к анализу выражения (5), который приходится проводить численно. Ограничимся при этом рассмотрением не очень «скользящих» углов наблюдения. Вначале отметим, что, как показывают расчеты, для определения оптимального режима генерации с хорошей точностью можно пользоваться соотношением $\mu \approx k_1$, т. е. соотношением, которое было получено в работе [2] для однородного полупространства.

Влияние изменения скорости звука на амплитуду генерируемого поля оценим для значений $\mu \approx k_1$, т. е. для режимов генерации, близких к оптимальному. Оказывается, что если скорость звука уменьшается с глубиной, то амплитуда поля в этих направлениях несколько увеличивается, причем максимальное увеличение достигается в направлении лазерного луча, т. е. при $\theta=0$. Относительная величина возрастания амплитуды оказывается порядка $(c_0-c_1)/c_0$, т. е. практически всегда порядка нескольких процентов. Если скорость звука увеличивается с глубиной, то амплитуда поля в указанных направлениях снижается, причем наиболее существенно при $\theta=0$, а относительная величина этого снижения вновь оказывается порядка $(c_1-c_0)/c_0$. Эти эффекты практически не зависят от толщины слоя, а определяются лишь разностью скоростей звука на границах слоя, что также, вообще говоря, следует из общих физических представлений, связанных с особенностями распространения звука в неоднородной среде.

Наконец, если скорость звука уменьшается с глубиной, то существует некоторый «критический» угол наблюдения, такой, что при углах наблюдения, бóльших критического, звуковое поле практически отсутствует. Критический угол определяется условием $\tau_0=0$ или $\sin\theta=c_1/c_0$.

Для иллюстрации сказанного на фиг. 2 приведены примеры диаграмм направленности, рассчитанных по формулам (5) и (6). Диаграммы рассчитаны для гауссова распределения интенсивности света в лазерном луче. При расчете принимались следующие значения параметров: $\mu=3$ *см*$^{-1}$, $k_0=3$ *см*$^{-1}$, $k_1=3{,}08$ *см*$^{-1}$, $\varkappa_0/C_{p0}=6{,}6\cdot10^{-12}$ *г/эрг*, $\varkappa_1/C_{p1}=2\cdot10^{-12}$ *г/эрг*, $h=30$ *см*, радиус светового пятна на поверхности жидкости $a=0{,}4$ *см*. Угол наблюдения отсчитывается от вертикальной оси, на которой отложен модуль звукового давления $p(\mathbf{r}_0)$, нормированный по величине $\dfrac{\omega m A \varkappa_0}{2\pi r_0 C_{p0}} P$, где P — мощность излучения лазера.

Итак, изменение с глубиной величины отношения $\varkappa/C_p$ в приповерхностном слое жидкости существенно влияет на амплитуду и форму диаграммы направленности звукового поля, генерируемого при поглощении модулированного лазерного излучения в жидкости, если это отношение заметно меняется в пределах характерных размеров области генерации звука. Изменение скорости звука с глубиной слабо влияет на амплитуду генерируемого поля для всех углов наблюдения, кроме углов, бóльших критического, при которых поле практически отсутствует.

В заключение авторы благодарят М. Г. Лисовскую за помощь при проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Лямшев Л. М., Седов Л. В.* Об оптической генерации звука в жидком полупространстве при наличии слоя другой жидкости на его границе. Акуст. ж., 1977, *23*, 5, 788–796.
2. *Божков А. И., Бункин Ф. В.* Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью. Квантовая электроника, 1975, *2*, 8, 1763–1776.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
27 февраля 1978 г