

УДК 534.232

**ВЛИЯНИЕ ВОЛНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОСТИ  
НА ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ТЕРМООПТИЧЕСКОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЗВУКА***Коломенский Ал. А., Лямшев М. Л., Михалевич В. Г.*

Экспериментально и теоретически исследован тепловой режим лазерной термооптической генерации звука в жидкости, устанавливающийся при длительном воздействии лазерного излучения. Выполнены расчеты и оценки установления теплового режима с учетом теплопроводности и конвекции, в том числе в условиях поверхностного волнения.

Термооптическое возбуждение звука лазерным излучением, в том числе и в условиях поверхностного волнения, исследовалось в ряде работ (см., например, обзор [1]). Среди различных аспектов обсуждаемого явления практически не исследованным остается вопрос установления теплового режима термооптического источника звука, чему и посвящена настоящая работа.

В [2] была подробно исследована термооптическая генерация звука в жидкости в линейном режиме, рассчитаны диаграммы направленности термооптических источников звука.

В ряде работ (см. [3]) отмечалось, что при больших плотностях энерговыделения в среде становится существенным изменение параметров жидкости (в частности, коэффициента теплового объемного расширения) из-за ее нагрева за время действия лазерного импульса. Это дает дополнительный нелинейный вклад в амплитуду звука. При этом, как и в [2], не учитывались процессы переноса тепла в жидкости и считалось, что нагрев полностью определяется тепловыделением.

Такой подход справедлив только при сравнительно коротких временах воздействия лазерного излучения. В настоящей работе рассмотрен случай длительного воздействия лазерного излучения, когда устанавливается тепловой режим, определяющийся процессами теплопроводности и конвекции. Проведено также исследование влияния на тепловой режим регулярного поверхностного волнения жидкости.

Термооптическая генерация звука в жидкости в условиях двумерного случайного волнения поверхности была теоретически рассмотрена в [4–7]. Получены зависимости среднего звукового давления, средней интенсивности и дисперсии флуктуаций генерируемых в жидкости акустических полей от таких характеристик случайного поверхностного волнения, как среднеквадратичная высота неровностей, функция распределения и радиус корреляции неровностей на поверхности жидкости. Вместе с тем характеризующие жидкость теплофизические параметры в процессе генерации звука считались неизменными.

Достаточно очевидно, что в условиях, когда в установлении теплового режима становятся существенными процессы теплопереноса, волнение жидкости будет одним из основных факторов в определении эффективности термооптической генерации звука. Оценки показывают, что эти эффекты будут заметны даже при умеренных мощностях лазерного излучения.

Для большинства жидкостей, когда время воздействия велико, нагрев области поглощения увеличивает эффективность генерации звука. Так, для воды, исследовавшейся в экспериментах, в области температур  $T > 4^\circ\text{C}$  рост эффективности генерации связан с увеличением вследствие нагрева коэффициента теплового объемного расширения, сильнее других параметров зависящего от температуры. При температуре воды  $20^\circ\text{C}$

относительное изменение теплоемкости жидкости с ростом температуры составляет величину  $8 \cdot 10^{-5}$  град $^{-1}$ , изменение скорости звука составляет  $10^{-3}$  град $^{-1}$ , а изменение коэффициента объемного теплового расширения составляет  $4,9 \cdot 10^{-2}$  град $^{-1}$  [8].

Если поверхность жидкости взволнована, то в результате вызванных волнением «качаний» области тепловыделения, а также круговых перемещений частиц жидкости объем области нагрева увеличивается. Это приводит к падению температуры жидкости в месте действия лазерного излучения и соответственно уменьшению эффективности генерации звука.

Расчеты и оценки установления теплового режима оптической генерации звука выполнены с учетом теплопроводности и конвекции, в том числе в условиях поверхностного волнения, причем сам процесс установления температуры считался медленным, так что влиянием тепловой нелинейности за время порядка периода звуковой волны можно пренебречь.

Рассматривается следующая постановка задачи: лазерный пучок с характерным радиусом  $a$  падает нормально к невозмущенной поверхности жидкости и поглощается в ней на характерной длине  $\mu^{-1}$ , где  $\mu$  — коэффициент поглощения лазерного излучения в жидкости. Предполагается, что лазер работает в импульсно-периодическом режиме, причем импульсы следуют с периодом  $\tau_0$  и каждый описывается огибающей  $f(t)$  с характерной длительностью  $\tau_{\text{имп}} \ll \tau_0$ . Генерация звука с учетом временных изменений параметров жидкости описывается следующим уравнением для амплитуды давления  $p$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{1}{c^2} \frac{\partial p}{\partial t} \right) - \Delta p = \frac{\partial}{\partial t} \left( \alpha \rho \frac{\partial T}{\partial t} \right), \quad (1)$$

где  $c$  — скорость звука,  $\alpha$  — коэффициент теплового объемного расширения,  $\rho$  — плотность,  $T$  — температура жидкости. Здесь и далее предполагается, что изменения энтропии связаны только с изменением температуры. Это справедливо в данной задаче при выполнении условия  $\alpha^2 c^2 T (C_p)^{-1} \ll 1$ , где  $C_p$  — удельная теплоемкость жидкости.

Анализ установления теплового режима сначала проведем, считая, что волнение отсутствует и тепловой конвекцией можно пренебречь. Уравнение теплопроводности имеет вид

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \kappa \Delta T = Q(x, y) e^{-\mu z} F(t), \quad (2)$$

где распределение тепловыделения в плоскости  $\{x, y\}$ , определяемое распределением интенсивности лазерного излучения  $T(x, y)$ , считаем заданным в виде  $Q(x, y) = \mu I(x, y) = \mu I_0 \exp(-(x^2 + y^2)/a^2)$ .  $F(t)$  — временная зависимость интенсивности лазерного излучения, которую задаем в форме

$$F(t) = \theta(t) \sum_{n=0}^{\infty} [f(t - n\tau_0)], \quad \theta(t) \text{ — ступенчатая функция Хевисайда, } \kappa \text{ —}$$

коэффициент теплопроводности.

Предположим, что потоками тепла, связанными с испарением жидкости и теплопроводностью газа, находящегося над ее поверхностью, можно пренебречь. Испарение может быть весьма существенным при  $\mu a \gg 1$ , но оценка его влияния выходит за рамки данной работы. Решение уравнения при сделанных предположениях записывается в виде

$$T = \frac{I_0}{\mu x} \int_0^{\mu(xt)^{1/2}} d\xi \frac{\xi \exp \left[ -\frac{x^2 + y^2}{\beta(\xi) a^2} + \xi^2 \right]}{\beta(\xi)} \cdot \left\{ e^{-\mu z} \cdot \operatorname{erfc} \left( \xi - \frac{\mu z}{2\xi} \right) + e^{\mu z} \operatorname{erfc} \left( \xi + \frac{\mu z}{2\xi} \right) \right\} F \left( t - \frac{\xi}{\chi \mu^2} \right),$$

где  $\beta(\xi) = [1 + (2\xi/\mu a)^2]$ ,  $\chi = \kappa/\rho C_p$ .

В центре пятна облучения на поверхности жидкости для стационарного, усредненного по периоду  $\tau_0$ , приращения температуры ( $t \rightarrow \infty$ ) на-

$$T_0 = \frac{2I_0}{\mu\kappa} \int_0^\infty d\xi \xi e^{\xi^2} \operatorname{erfc} \xi/\beta(\xi). \quad (3)$$

При  $\mu a \ll 1$  отсюда следует

$$T_0 \approx \frac{I_0 \mu a^2}{4\kappa} \left[ \gamma_1 + \gamma_2 \ln \frac{1}{\mu a} \right],$$

где  $\gamma_1, \gamma_2$  — численные коэффициенты порядка 1.

Если  $(\mu a/2)^2 \gg 1$ , то из (3) нетрудно найти  $T_0 = \sqrt{\pi} a I_0 / 2\kappa = P / 2\sqrt{\pi} \kappa a$ , где

$$P = \left[ \pi a^2 I_0 \int_0^\infty f(t) dt \right] / \tau_0 — \text{средняя мощность лазерного излучения.}$$

Оценим теперь нагрев жидкости с учетом тепловой конвекции и при наличии волнения. Будем предполагать, что в области, по которой разносится тепло с учетом кругового движения частиц жидкости за счет поверхностной волны, в результате теплообмена устанавливается некоторое усредненное распределение температуры, причем градиенты температуры определяются отношением нагрева к размерам этой области. Считаю также, что тепло, уносимое тепловой конвекцией, совсем не поступает обратно в рассматриваемую область. Приращение температуры в ней определяется балансом поглощаемой мощности лазерного излучения и выходящим из нее потоком тепла. На основании этого имеем следующее уравнение:

$$\rho C_p V \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} = P - \kappa \left( \mu + \frac{1}{a} \right) (S_0 + S_1 + S_2) \bar{T} - \rho C_p \bar{T} v S_\perp, \quad (4)$$

где  $V = \pi a^2 \mu^{-1} + (S_1 + S_2) a$  — объем области. Площадь поверхности рассматриваемой области складывается из трех составляющих, каждая из которых в определенных случаях может превалировать: площади  $S_0 = \pi a (2\mu^{-1} + a)$ , соответствующей отсутствию волнения, площади  $S_1 = 2\pi \delta a / \mu$ , отвечающей изменению наклона в области пятна облучения ( $\delta = 2(n-1)h/n\Lambda\mu a$ ,  $n$  — показатель преломления света в жидкости;  $h$  и  $\Lambda$  — соответственно высота и длина поверхностных волн) и площади  $S_2 = (h\Lambda/\pi) / (1 + \mu\Lambda/2\pi)$ , определяемой круговым движением жидкости в поверхностной волне;  $S_\perp = a[\pi a + 2h + 2\pi a \delta]$  — площадь горизонтального сечения рассматриваемой области,  $v$  — характерное значение скорости тепловой конвекции.

Если характерное время установления конвективного движения  $\tau_0 = \rho V [\eta(\mu + a)^{-1} (S_0 + S_1 + S_2)]$  мало по сравнению с временами установления теплового режима, то можно воспользоваться стационарным уравнением баланса подъемной силы и силы вязкости, имеющим вид

$$\alpha \rho g V \bar{T} - \eta \left( \mu + \frac{1}{a} \right) v (S_0 + S_1 + S_2) = 0, \quad (5)$$

где  $\eta$  — динамическая вязкость жидкости,  $g$  — ускорение свободного падения.

Из (4) и (5) находим временную зависимость изменения температуры

$$\bar{T} = \frac{P}{\rho C_p V} \frac{\operatorname{th}(t/\tau)}{\tau^{-1} + \tau_1^{-1} \operatorname{th}(t/\tau)}$$

где характерное время установления температуры  $\tau$  определяется соотношениями  $\tau = (\tau_1^{-2} + \tau_2^{-2})^{-1/2}$ ,  $\tau_1 = 2V / [\chi(\mu + a^{-1})(S_0 + S_1 + S_2)]$ ,  $\tau_2 = [C_p V \eta \times (\mu + a^{-1})(s_0 + s_1 + s_2) / P \alpha g S_\perp]$ , где  $\tau_1, \tau_2$  — времена установления нагревов, обуславливаемых соответственно теплопроводностью и тепловой конвекцией.

Рассмотрим теперь генерацию звука с частотой  $\Omega$ , которая описывается уравнением (1). При  $\tau_0, \tau_1, \tau_2 \gg (2\pi/\Omega)$  можно считать, что теплопроводность и конвекция не сказываются за период звуковой волны,

тогда на основании (2) можем записать  $\alpha \rho \partial T / \partial t \approx \alpha(\bar{T}) [Q / C_p(\bar{T})] e^{\mu z} F(t)$ . Рассмотрим звуковую волну, распространяющуюся в направлениях, близких к оси  $x$ , так что  $y, z \ll x$ . Используя в этом случае метод, описанный в [9], получаем при  $t \gg \tau_0$  для давления на частоте  $n\Omega$  ( $n=1, 2, \dots$ ) следующее выражение, справедливое в волновой зоне по отношению к излучателю с характерными размерами  $a$  и  $\mu^{-1}$ :

$$p = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\alpha \mu P i k e^{-ikx - i\Omega t - \frac{k^2 a^2}{4}}}{4\pi C_p x \sqrt{1 - \frac{ka^2}{2x}}} \int_0^{\infty} e^{-\mu \zeta} \left[ e^{ik \frac{(z-\zeta)}{2x}} - e^{ik \frac{(z+\zeta)}{2x}} \right] d\zeta f(n\Omega), \quad (6)$$

где  $\tilde{f}(\omega) = 1/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} f(t) e^{-i\omega t} dt$ ,  $k = n\Omega/c$ . При выполнении условий  $ka^2/2x \ll 1$

и  $k/2\mu^2 x \ll 1$  выражение (6) переходит в известное выражение для дальней волновой зоны (см., например, [10]).

Для проверки основных выводов развитой модели термооптической генерации с учетом процессов теплопередачи были выполнены эксперименты по возбуждению звука в воде квазинепрерывным лазерным излучением в условиях поверхностного волнения жидкости.

Был реализован случай стержневого оптико-акустического источника. Такой источник ( $\mu a \ll 1$ ) позволяет пренебречь эффектом теплоотдачи в атмосферу и испарением с поверхности. Кроме того, для источника такого типа неровности поверхности жидкости в меньшей степени влияют на характеристики возбуждаемого звукового поля. Волнение поверхности должно прежде всего сказываться на тепловом режиме термооптической генерации звука. В то же время генерация акустических полей таким источником достаточно эффективна, что позволяло получить сравнительно высокую амплитуду звукового давления как в ближней, так и в дальней волновых зонах источника.

Для возбуждения звука использовался лазер на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом с длиной волны излучения 1,06 мкм. Излучение лазера представляло собой последовательность колоколообразных импульсов длительностью 500 нс, следовавших с частотой 20 кГц. Средняя мощность излучения равнялась  $P \approx 15$  Вт.

Коэффициент поглощения лазерного излучения в воде  $\mu = 0,17$  см $^{-1}$ . Условие  $\mu a \ll 1$  обеспечивалось выбором радиуса лазерного пучка  $a = 0,05$  см. Лазерный луч нормально падал на поверхность воды. С помощью волнопродуктора на поверхности создавалось регулярное волнение с длиной волны  $\Lambda \approx 10$  см и амплитудой  $h \approx 1$  см в области действия теплового источника. Эксперименты выполнялись в звукозаглушенном бассейне.

Звуковое давление измерялось с помощью пьезокерамического гидрофона типа Брюль и Кьер 8100 со средней чувствительностью в исследованном диапазоне частот  $\sim 47$  мкВ/Па. Сигнал с гидрофона усиливался и подавался на осциллограф и двухкоординатный самописец, который одновременно регистрировал положение гидрофона в бассейне. Схема установки приведена на фиг. 1.

При возбуждении акустических полей периодической последовательностью лазерных импульсов в жидкости возникают звуковые колебания, обладающие дискретным спектром с составляющими на частотах, кратных частоте повторения лазерных импульсов [10]. Такой способ возбуждения звука удобен тем, что можно вести измерения в различных областях волновой зоны термооптического излучателя, не изменяя положения гидрофона.

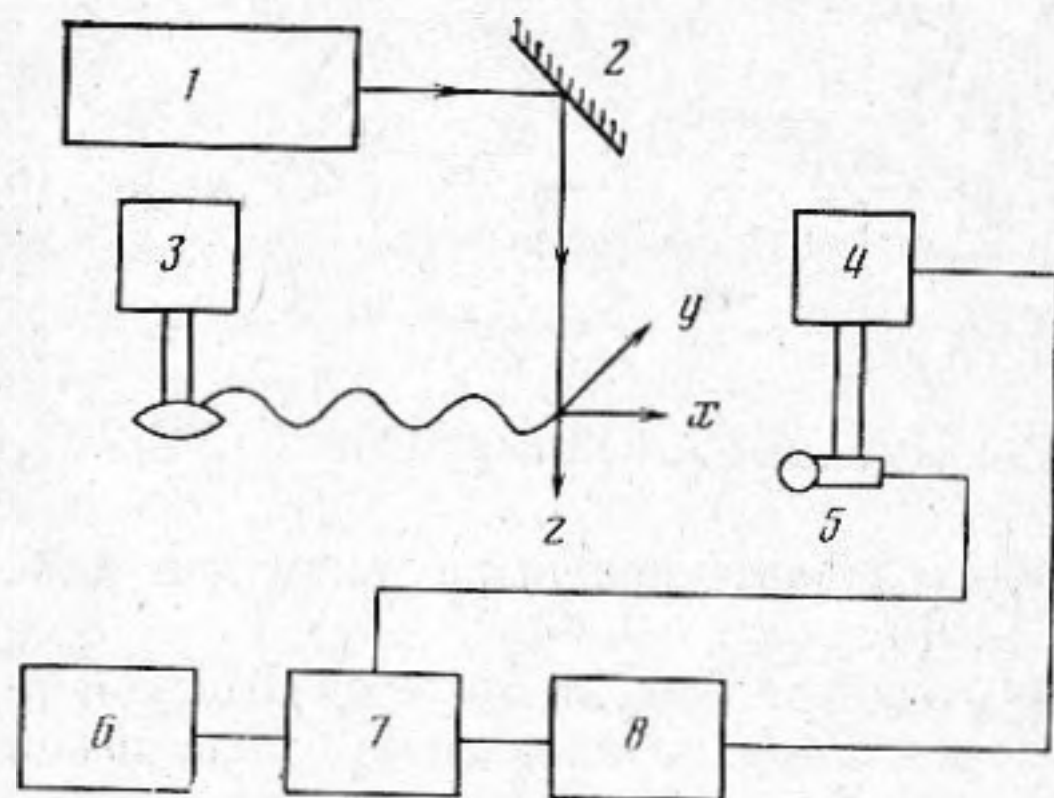
При указанных экспериментальных условиях  $a\mu \ll 1$ ,  $\mu\Lambda/2\pi \ll 1$  получаем

$$\bar{T} = \bar{T}_v [(1 + \beta^2)^{1/2} - \beta], \quad (7)$$

где  $\beta = T_v/2\bar{T}_x$ ;  $\bar{T}_v = [2\eta P(1 + \delta)/\pi a^4 \rho^2 \alpha g C_p (1 + 2\delta)^2]^{1/2}$ ,  $\bar{T}_x = \mu P/[2\pi k(1 + \delta)] -$

стационарные температуры нагрева, которые устанавливались бы при действии либо только теплопроводности ( $\eta \rightarrow \infty$ ), либо только конвекции ( $\kappa \rightarrow 0$ ).

При отсутствии волнения ( $h=0$ ) на основании (7) получаем температуру нагрева  $T=40^\circ$  ( $\bar{T}_v=143^\circ$ ,  $\bar{T}_x=59^\circ$ ), а при наличии волнения —  $T=9^\circ$  ( $\bar{T}_v=105^\circ$ ,  $\bar{T}_x=9^\circ$ ). Следовательно,



Фиг. 1. Схема экспериментальной установки. 1 — ИАГ:  $\text{Nd}^{3+}$  — лазер; 2 — отклоняющее зеркало; 3 — волнопродуктор; 4 — система перемещения гидрофона; 5 — гидрофон; 6 — осциллограф; 7 — селективный усилитель У2-8; 8 — двухкоординатный самописец

но, при начальной температуре воды  $T_0=20^\circ\text{C}$  и возбуждении поверхностного волнения следует ожидать падения амплитуды звукового давления в отношении  $\alpha(60^\circ\text{C})/\alpha(29^\circ\text{C})=2,2$  раза [8].

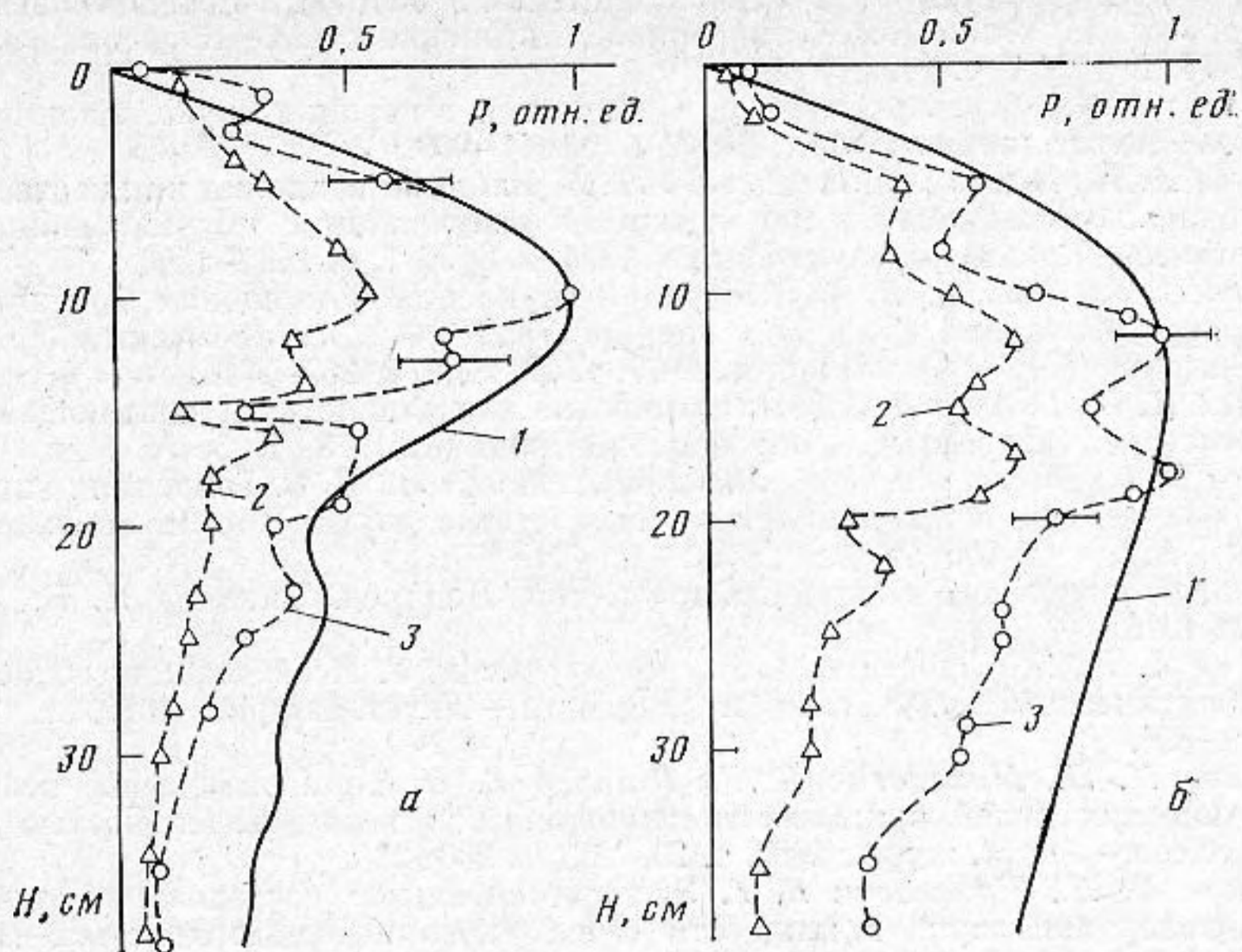
В эксперименте регистрировалось пространственное распределение амплитуды возбуждаемых акустических полей в воде на частотах отдельных гармоник акустического спектра (40, 60, 80 и 100 кГц). Выбор этих гармоник был обусловлен частотным диапазоном приемной аппаратуры.

При поверхностном волнении было зарегистрировано падение амплитуды возбуждаемого звука

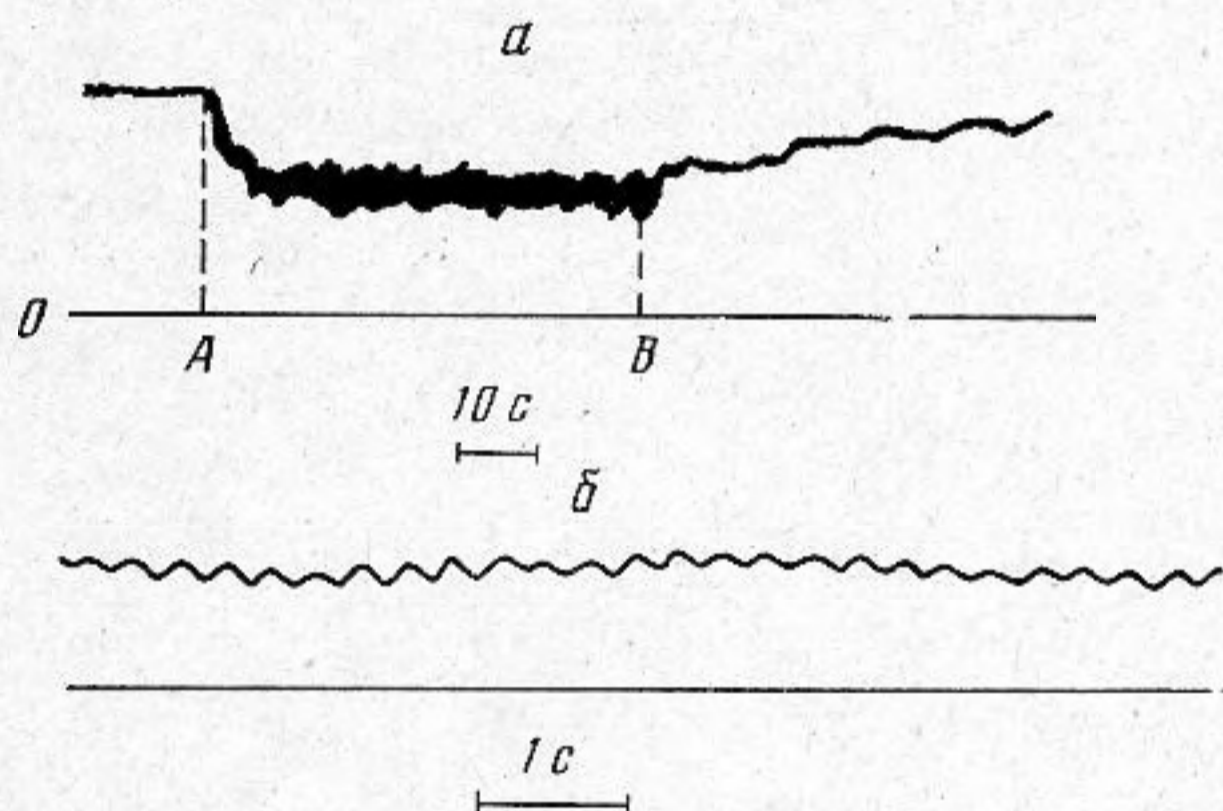
для различных гармоник в 1,5–2 раза по сравнению со случаем гладкой поверхности. На фиг. 2 приведено распределение амплитуды звукового поля по глубине на частотах 40 и 100 кГц при наличии и отсутствии волнения на поверхности жидкости и расчетные кривые для случая жидкости с гладкой поверхностью. Для высокочастотной компоненты на частоте 100 кГц расчет проводился по формуле (6), а для акустического поля с частотой 40 кГц в области регистрации достаточно хорошо выполнялось условие дальней волновой зоны и расчет проводился по соответствующему выражению (см. [10]).

Видно, что в случае взволнованной поверхности акустическое давление падает для 40 кГц в 1,5 раза, а для 100 кГц — в 2,1 раза, что удовлетворительно согласуется с разработанной теоретической моделью. Отличие на больших глубинах измеренных распределений по сравнению с расчетными объясняется неравномерностью угловой характеристики использовавшегося гидрофона.

Были также измерены характерные времена установления нового теплового режима при появлении волнения и его затухании. На фиг. 3, а приведена запись самописца, характеризующая зависимость звукового давления в максимуме диаграммы направленности на частоте 60 кГц от времени при появлении волнения в процессе генерации звука. После включения волнопродуктора начинается спад давления, связанный с уменьшением эффективности генерации из-за уменьшения температуры области генерации звука. Спад давления прекращается, когда температура стабилизируется. Измеренное характерное время, за которое происходит спад давления, составляет 4 с по уровню  $1/e$ . На записи видны также колебания, характеризующие влияние на генерируемое акустическое поле регулярных возмущений на поверхности воды, не связанное с температурными эффектами. На фиг. 3, б этот участок изображен при более быстрой развертке самописца. Период колебаний соответствует частоте поверхностного волнения. Амплитуда колебаний составляет  $\sim 25\%$  от общего уровня сигнала, что удовлетворительно согласуется с результатами [11]. После отключения волнопродуктора происходит постепенное увеличение амплитуды давления, связанное с возрастанием эффективности генерации звука из-за прогрева области возбуждения. Время, характеризующее этот



Фиг. 2. Распределение амплитуды звукового давления термооптического источника по глубине ( $\mu=0,17 \text{ см}^{-1}$ ,  $a=0,05 \text{ см}$ ). *a* —  $f=100$ , *b* —  $f=40$  кГц. 1 — расчетные значения; 2 — экспериментальные значения при наличии волнения; 3 — экспериментальные значения в отсутствие волнения. Указана систематическая ошибка



Фиг. 3. Запись самописца, характеризующая зависимость звукового давления в максимуме диаграммы направленности от времени при появлении волнения в процессе генерации звука ( $f=60$  кГц). *a* — скорость развертки самописца 10 с/см; *A* — момент появления волнения; *B* — момент выключения волнопродуктора; *b* — скорость развертки самописца 0,5 с/см; запись при наличии волнения в установившемся тепловом режиме. 0 — нулевой уровень

процесс, составляет около двух минут и обусловлено прежде всего медленным затуханием поверхностных волн.

Результаты проведенных исследований свидетельствуют о существенном влиянии нагрева жидкости и изменений теплового режима, вызванных волнением поверхности, на генерируемые термооптическим методом акустические поля. Предложенная модель позволяет оценить это влияние в рамках применимости развитых теоретических представлений.

В заключение авторы выражают благодарность С. В. Егереву и А. Е. Пащину за содействие при проведении эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bozhkov A. I., Bunkin F. V., Kolomenskii Al. A., Mikhalevich V. G. Thermo-optical Methods of Sound Excitation in a Liquid, Soviet Scientific Reviews, A. Physics Reviews, 1979, p. 459–553.

2. Божков А. И., Бункин Ф. В. Генерация звука в жидкости при поглощении в ней лазерного излучения с модулированной интенсивностью.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 7, с. 1494–1500.
3. Лямшев Л. М., Наугольных К. А. Оптическая генерация звука. Нелинейные эффекты.— Акуст. журн., 1981, т. 27, № 5, с. 641–668.
4. Божков А. И., Бункин Ф. В., Гырдев Л. Л. Влияние волнения жидкости на звуковое поле, возбуждаемое в ней лазерным излучением с модулированной интенсивностью.— Квантовая электроника, 1976, т. 3, № 7, с. 1494–1500.
5. Касоев С. Г., Лямшев Л. М. Генерация звука при поглощении модулированного лазерного излучения в жидком полупространстве с крупномасштабными неровностями границы.— Акуст. журн., 1977, т. 23, № 2, с. 265–271.
6. Божков А. И., Гырдев Л. Л. Статистические характеристики «плавающей» оптико-акустической антенны.— Квантовая электроника, 1978, т. 5, № 5, с. 1019–1027.
7. Касоев С. Г., Лисовская М. Г., Лямшев Л. М., Седов Л. В. Генерация звука лазерным излучением в жидком полупространстве с двумя типами неровностей границы.— Акуст. журн., 1979, т. 25, № 3, с. 401–407.
8. Таблицы физических величин. Справочник / Под ред. Кикоина И. К. М.: Атомиздат, 1976.
9. Божков А. И., Маляровский А. И., Михалевич В. Г. Исследование волновой зоны термооптического излучателя в жидкости.— Акуст. журн., 1979, т. 25, № 6, с. 820–824.
10. Лямшев М. Л., Михалевич В. Г., Шипуло Г. П. Термооптическое возбуждение акустических полей в жидкости периодической последовательностью лазерных импульсов.— Акуст. журн., 1980, т. 26, № 2, с. 230–236.
11. Лямшев М. Л., Михалевич В. Г. Экспериментальное исследование термооптической генерации звука в жидкости с взволнованной поверхностью.— Тез. докл. XI Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике. Ереван, 1982, ч. II, с. 538–539.

Институт общей физики  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12.VI.1984