

- [1] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. [2] Руденко О. В. Акуст. журн., 1983, 29, с. 398. [3] Андреев В. Г., Руденко О. В. В кн.: Докл. X Всесоюз. акуст. конф. Секция Б. М.: Изд. Акуст. ин-та, 1983, с. 24. [4] Ван-Вейгарден Л. В кн.: Реология суспензий. М.: Мир, 1975, с. 68. [5] Гинзбург В. Л. Акуст. журн., 1955, 1, № 1, с. 31. [6] Нуссенцвейг Х. М. Причинность и дисперсионные соотношения. М.: Мир, 1976.

Поступила в редакцию
06.06.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 534.222.2

КОЛИЧЕСТВЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ТРАНСФОРМАЦИИ ЗВУКОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В ЖИДКОСТИ ПРИ ТЕРМООПТИЧЕСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

А. А. Карабутов, Н. Н. Омельчук, О. В. Руденко, В. А. Чупрына

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Наиболее характерным явлением, возникающим при воздействии лазерного излучения на вещество, является термооптическое возбуждение звука. В обзоре [1] подробно обсуждены результаты теоретических и экспериментальных исследований генерации звука в жидкостях, когда основным является тепловой механизм.

Эксперименты показывают, что тепловой механизм позволяет получать короткие и мощные акустические импульсы; это может быть использовано для измерения таких параметров жидкости, как скорость звука, коэффициент поглощения оптического излучения, нелинейный акустический параметр [2]. Исследование распространения в жидкости коротких звуковых импульсов показало, что можно непосредственно наблюдать искажение формы волны [3, 4] и изменение спектра звукового импульса [5].

Целью данной работы является количественное сопоставление теоретических и экспериментальных форм и спектров звуковых импульсов, полученных в результате термооптического эффекта.

Рассмотрим следующую схему термооптического преобразования. Пусть из прозрачной среды на границу раздела с поглощающей средой падает модулированная световая волна. Будем считать пучок достаточно широким: его радиус a много больше толщины поглощающего слоя x_0 и, кроме того, $a^2/\lambda \gg x_0$ (λ — характерная пространственная длина акустического сигнала). При этих условиях задачу термооптического возбуждения можно считать плоской.

Функция

$$f(T) = \begin{cases} 1 - T & \text{при } 0 \leq T \leq 1, \\ 0 & \text{при } T < 0 \text{ и } T > 1 \end{cases}$$

хорошо аппроксимирует имеющийся в эксперименте лазерный импульс. Согласно [6], возникающий звуковой импульс имеет одну из следующих форм: для жесткой границы (стекло—жидкость)

$$p_{\text{ж}} = \frac{\beta I_0 c_0}{2c_p} A \begin{cases} e^{A\tilde{T}} (1/A - 1/A^2 + e^{-A/A^2}), & \tilde{T} < 0, \\ e^{-A\tilde{T}} (1/A + 1/A^2) + e^{A(\tilde{T}-1)/A^2} + 2(1/A - \tilde{T}/A), & 0 \leq \tilde{T} \leq 1, \\ e^{-A\tilde{T}} (e^{A/A^2} - 1/A - 1/A^2), & \tilde{T} > 1, \end{cases} \quad (1)$$

и для свободной границы (воздух—жидкость)

$$\rho_c = \frac{\beta I_0 c_0}{2c_p} A \begin{cases} e^{A\tilde{T}} (1/A - 1/A^2 + e^{-A}/A), & \tilde{T} < 0, \\ e^{-A\tilde{T}} (1/A + 1/A^2) + e^{A(\tilde{T}-1)/A^2} - 2/A^2, & 0 \leq \tilde{T} \leq 1, \\ -e^{-A\tilde{T}} (e^A/A^2 - 1/A - 1/A^2), & \tilde{T} > 1. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь p — давление, ρ_0 — равновесное значение плотности, c_0 — скорость звука, β — коэффициент объемного расширения, c_p — удельная теплоемкость, $\tilde{T} = T - \alpha x/A$ — время в движущейся системе координат, α — коэффициент оптического поглощения, τ_L — характерная длительность лазерного импульса, $A = \alpha c_0 \tau_L$, I_0 — интенсивность лазерного импульса.

Как видно из (1) и (2), возникающий звуковой импульс имеет экспоненциальный передний фронт, что позволяет определить коэффициент поглощения α .

В процессе распространения возникший экспоненциальный фронт претерпевает нелинейные изменения, которые описываются уравнением простых волн [7]

$$\frac{\partial U}{\partial x} - \frac{\varepsilon}{c_0^2} U \frac{\partial U}{\partial \tau} = 0,$$

где U — проекция гидродинамической скорости $\vec{U}$, ε — нелинейный параметр, $\tau = t - x/c_0$ — время в системе координат, движущейся вместе с волной со скоростью звука c_0 . Его решение для случая $U(x=0, \tau) = U_0 e^{\alpha c_0 \tau}$ записывается в виде

$$\alpha c_0 \tau = \ln U/U_0 - z U/U_0; \quad z = x/x_p = (\varepsilon/c_0) \alpha c_0 U_0 \tau.$$

При $z=1$ происходит опрокидывание переднего фронта, образуется ударная волна, которая характеризуется амплитудами разрыва U_1 и U_2 и положением ударного фронта τ_p . Их зависимость от z может быть выражена в неявном виде:

$$z = \frac{\ln^2 U_2/U_0}{2 \left(1 + \frac{U_2}{U_0} \left(\ln \frac{U_2}{U_0} - 1 \right) \right)},$$

$$\frac{U_1}{U_0} = -\frac{\alpha c_0 \tau_p}{z}, \quad \alpha c_0 \tau_p = -\sqrt{z \left(2 + z \left(\frac{U_2}{U_0} \right)^2 - 2 \left(\frac{U_2}{U_0} \right) \right)}.$$

Зависимости $\frac{U_2}{U_0}(z)$, $\frac{U_1}{U_0}(z)$ и $\alpha c_0 \tau_p(z)$ представлены на рис. 1.

Возбуждение мощной звуковой волны в эксперименте осуществлялось термооптическим методом [8]. В качестве источника излучения использовался ТЕ CO_2 -лазер, работавший при давлении 1,5 атм [9], с длительностью светового импульса 0,15 мкс, энергией излучения до 5 Дж и сечением пучка 2 см². Излучение лазера направлялось на исследуемую среду. В первом случае исследуемой средой была вода под пленкой трансформаторного масла (толщина пленки 1,5 мм). Высота водяного столба в наших экспериментах менялась от 1,5 до 5 см. Во втором случае исследуемой средой было трансформаторное масло высотой 1 мм. Верхний слой масла зажимался плоскопараллельной пластиной из BaF_2 толщиной 1 см. Регистрация проводилась приемником из ниобата лития с резонансной частотой 97 МГц. Сигнал с приемника регистрировался запоминающим осциллографом типа С8-12. Калибровка приемника проводилась по измерению нелинейного аку-

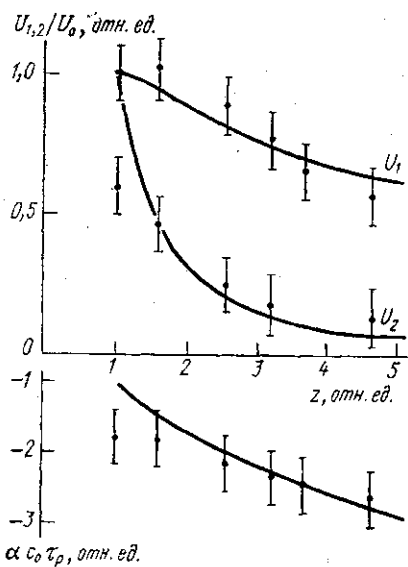


Рис. 1. Изменение положения ударного фронта и амплитуды разрыва в зависимости от безразмерного расстояния z

При изучении распространения акустического сигнала полезно наблюдать не только за изменением формы, но и за изменением его спектра. Спектры экспериментальных импульсов, изображенных на рис. 3, подобны спектру N -волны, к форме которой приближается

стического параметра в эталонной жидкости — дистиллированной воде, в которой параметр ϵ принимался равным 4.

Формы возникающего звукового импульса для различных типов границ, как видно из рис. 2, хорошо согласуются с теоретическими.

Формы экспериментальных импульсов при $z > 1$ в зависимости от расстояния, пройденного импульсом, изображены на рис. 3. Они характеризуются величинами ρ_1 , ρ_2 и τ_p , которые однозначно связаны с U_1 , U_2 и τ_p .

Сравнивая экспериментальные зависимости $U_1(z)$, $U_2(z)$ и $\tau_p(z)$ (рис. 1) с теоретическими, видно, что они качественно совпадают друг с другом. Отличия, вероятно, обусловлены тем, что существует дифракция акустического импульса, которая связана с неоднородностью светового пучка. Диссипация не играет значительной роли, так как число Рейнольдса $Re \sim 10^3$.

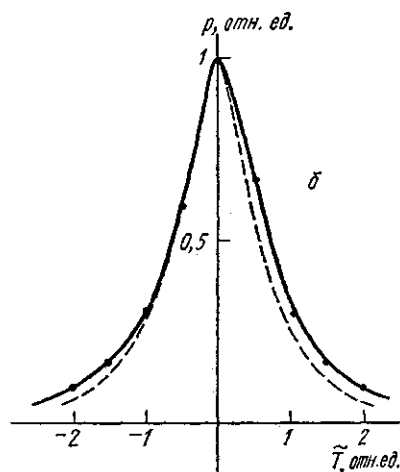
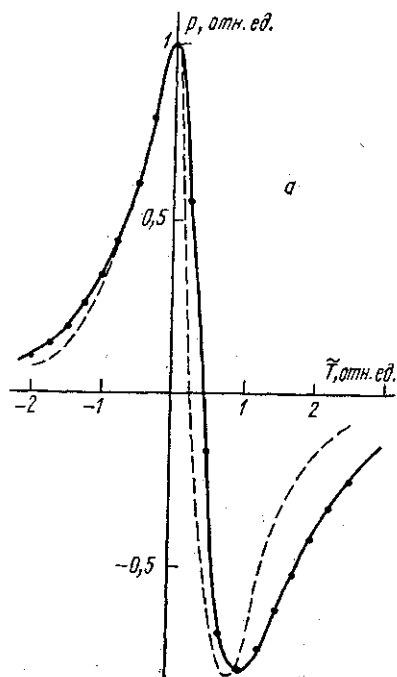


Рис. 2. Теоретические (пунктир) и экспериментальные (сплошная линия) формы звукового импульса в случае свободной (а) и жесткой (б) границы

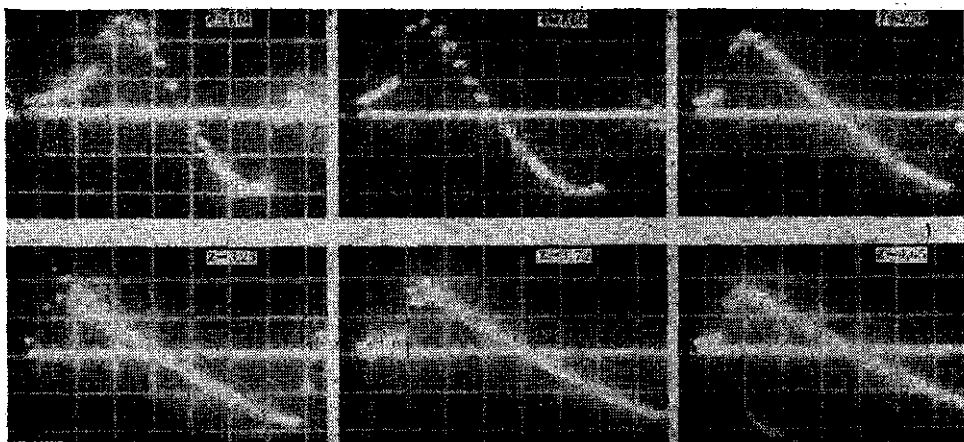


Рис. 3. Экспериментально наблюдавшиеся формы звукового импульса при $z > 1$

форма звукового импульса в процессе распространения. В спектрах, рассчитанных для трех импульсов, прошедших различные расстояния в среде, соотношения частот, соответствующих спектральным минимумам: 1) $f_1 : f_2 : f_3 = 1 : 1,7 : 2,4$; 2) $f_1 : f_2 : f_3 = 1 : 1,7 : 2,3$; 3) $f_1 : f_2 : f_3 = 1 : 1,7 : 2,4$, близки к соотношению частот нулей спектра N -волны ($f_1 : f_2 : f_3 = 1 : 1,72 : 2,42$).

Таким образом, нули спектров экспериментальных импульсов имеют ту же природу, что и нули спектра N -волны.

В эксперименте фиксировались также импульсы, прошедшие одно расстояние в среде, но возбуждавшиеся световыми импульсами с разной интенсивностью (ослабление в 2, 4 и 8 раз). В результате расчета спектров экспериментальных импульсов были получены зависимости, изображенные на рис. 4. Спектр претерпевает изменения от близкого к линейному (при ослаблении в 8 раз) до спектра, подобного спектру N -волны (ослабления нет). Это связано с тем, что с изменением интенсивности возбуждающего светового импульса изменяется длина образования разрыва для акустического импульса. Таким образом, импульсы, зафиксированные на одном расстоянии в среде, имеют различные значения $z = x/x_p$. В данном случае z меняется от значения $z_0 = 0,19$, которому соответствует недеформированный спектр (кривая 1 на рис. 4), до $z' = 1,6$, когда разрыв уже сформировался и спектр подобен спектру N -волны (кривая 4 на рис. 4).

Если импульс, полученный при возбуждении световым импульсом, ослабленным в 8 раз, действительно не претерпел нелинейных изменений, то передаточная функция поглощающего слоя, соответствующая ему, должна совпадать с теоретической $k(f)$ в случае свободной границы:

$$k(f) = k_0 \frac{f/f_0}{1 + (f/f_0)^2}. \quad (3)$$

В координатах $(f/f_0)^2$, $(f/f_0)(k/k_0)^{-1}$ теоретическая зависимость (3) изображается прямой. Построив экспериментальную передаточную функцию в этих координатах, можно видеть, что экспериментальные точки (рис. 5) в области частот от 0,5 до 3,5 МГц ложатся на прямую. Высокие частоты ограничены конечностью спектра огибающей лазерного импульса.

В случае жесткой границы передаточная функция имеет вид

$$k(f) = k_0 \frac{1}{1 + (f/f_0)^2} \quad (4)$$

Зависимость (4) изображается прямой в координатах $((f/f_0)^2, 1/(k/k_0))$. Как видно из рис. 5, экспериментальные точки в пределах ошибки совпадают с теоретической зависимостью.

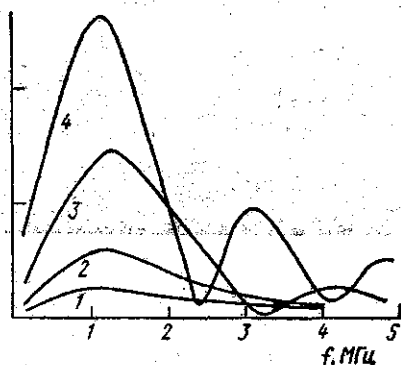


Рис. 4. Нелинейное изменение спектра акустического сигнала при изменении интенсивности возбуждающего лазерного импульса. Кривая 1 — ослабление в восемь раз ($I_0/8$), 2 — в четыре раза ($I_0/4$), 3 — в два раза ($I_0/2$), 4 — без ослабления (I_0).

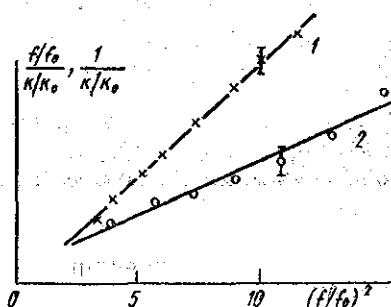


Рис. 5. Теоретические (сплошная линия) и экспериментальные значения передаточных функций в случае свободной (1) и жесткой (2) границы. Координаты по оси ординат для прямой 1 — $(f/f_0)(k/k_0)^{-1}$, для прямой 2 — $(k/k_0)^{-1}$.

Можно сказать, что плоская задача термооптического возбуждения и распространения звука хорошо описывает процесс, имеющийся в действительности.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Лямшев Л. Н., Седов Л. В. Акуст. журн., 1981, 27, с. 5. [2] Божков А. И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1982, 46, с. 1624. [3] Карабутов А. А., Портнягин А. И., Руденко О. В., Черепецкая Е. Б. Письма в ЖТФ, 1979, 5, с. 328. [4] Божков А. И. и др. Акуст. журн., 1982, 28, с. 321. [5] Betz V., Arnold W. J. de Physique, 1983, suppl. N 10, p. C6—61. [6] Бурмистрова Л. В. и др. Акуст. журн., 1978, 24, с. 655. [7] Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. [8] Felix. Rev. Scient Instrum., 1974, 45, p. 1106. [9] Платоненко В. Т., Чупрына В. А., Краюшкин С. В., Кудряшов И. А. Деп. ВИНТИ № 4809-83. Деп. М., 1983.

Поступила в редакцию
23.07.84