

## РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ОТРАЖЕННОЙ ОТ ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ ВЗРЫВНОЙ ВОЛНЫ

*Ю. В. Петухов, В. Е. Фридман*

В работе [1] для случая взрывного источника, помещенного на небольшую глубину, были определены параметры отраженного от поверхности воды акустического сигнала. Ниже рассчитываются параметры отраженной волны при глубоководной детонации заряда и проводится их сравнение с соответственными характеристиками прямого сигнала.

Пусть точечный взрывной источник расположен на глубине  $h$ . Вблизи источника (на сфере, радиус которой  $r=R_0$  выбирается из условия малости числа Маха) возмущение давления имеет вид экспоненциального импульса:  $P(R_0; t) = P_m \exp(-t/\theta_m)$ ,  $t \geq 0$ ;  $P_m$  — амплитуда,  $\theta_m$  — постоянная времени (длительность по уровню  $e^{-1}$ ) на сфере  $R_0$ . В однородном водном слое изменения амплитуды  $P_s$  и постоянной времени  $\theta_s$  описываются следующими выражениями [1, 2]:

$$(1) \quad P_s = 2P_m \frac{R_0}{r} \{1 + \sqrt{1 + 2z/R_*}\}^{-1},$$

$$\theta_s = \theta_m \{(1 - e^{-1}) \sqrt{1 + 2z/R_*} + e^{-1}\}.$$

Здесь  $z = R_0 \ln \frac{r}{R_0}$ ,  $R_* = 2\rho c^3 \theta_m / (\gamma + 1) P_m$  — характерный масштаб нелинейности [1],

$\gamma$  — показатель адиабаты,  $c$  — скорость звука,  $\rho$  — плотность воды;  $r$  — расстояние, пройденное волной вдоль луча. При большой глубине погружения источника ( $\delta = R_0/h \ll 1$ ) можно считать, что на поверхность падает импульс давления треугольной формы и соответственно граничное условие для отраженного сигнала будет

иметь вид  $P(r_0; t) = -P_0 t/T$  ( $0 \leq t \leq T$ ),  $T = \frac{e}{e-1} \theta_s$ . Здесь  $P_0$  — амплитуда,  $\theta_s$  — постоянная времени прямого сигнала на поверхности  $r_0 = h/\cos \varphi$ ,  $\varphi$  — угол между направлениями луча  $r$  и вертикальной осью  $x$ ,  $\cos \varphi = \left\{ 1 + y^2/h^2 \left( 2 - \frac{x}{h} \right)^2 \right\}^{-1/2}$ ,

$y$  — горизонтальная координата [1]. Согласно работе [3], риманово решение для формы профиля отраженной волны имеет следующий вид:

$$(2) \quad P = -P_0 \left( \frac{r_0}{r} \right) \begin{cases} \frac{t}{Tz/r_*}, & 0 \leq t \leq Tz/r_* \\ \frac{1-t/T}{1-z/r_*}, & Tz/r_* \leq t \leq T \\ \frac{t}{Tz/r_*}, & 0 \leq t \leq T\sqrt{z/r_*} \end{cases} \begin{cases} (r_0 \leq r \leq r_s) \\ (0 \leq z/r_* \leq 1) \\ (r \geq r_s) \\ (z/r_* \geq 1) \end{cases}.$$

Здесь  $z = r_0 \ln \frac{r}{r_0}$ ,  $r_* = R_* |\theta_s P_m / \theta_m P_0|$ ,  $r_s = r_0 (\delta \cos \varphi) \frac{1-e}{e}$  — поверхность образования разрыва в отраженной волне [1],  $r = \left( 2 - \frac{x}{h} \right) / \cos \varphi$ . Изменения амплитуды  $P_0$



и постоянной времени  $\theta_0$  отраженной волны в областях до и после образования разрыва описываются следующими выражениями:

$$(3) \quad \begin{aligned} P_0 &= -P_s/u, \quad \theta_0 = \theta_s \quad (1 \leq u \leq u_s), \\ P_0 &= -P_s \left[ u \left( \frac{\ln u}{\ln u_s} \right)^{1/2} \right]^{-1}, \\ \theta_0 &= \theta_s (\ln u / \ln u_s)^{1/2} \quad (u > u_s), \end{aligned}$$

где  $u = 2 - x/h$ ,  $u_s = (\delta \cos \varphi) \frac{1-e}{e}$  (источник помещен в начало координат  $x=0$ ,  $y=0$ ). Амплитуду  $P_s$  и постоянную времени  $\theta_s$  прямого сигнала, приходящего в ту же точку, что и отраженный сигнал, нетрудно вычислить, используя выражения (1) и учитывая, что расстояние, пройденное прямым сигналом, определяется как

$$r = (h/\cos \varphi) \{ (u-1)^2 - 2(u-1) \cos 2\varphi + 1 \}^{1/2}.$$

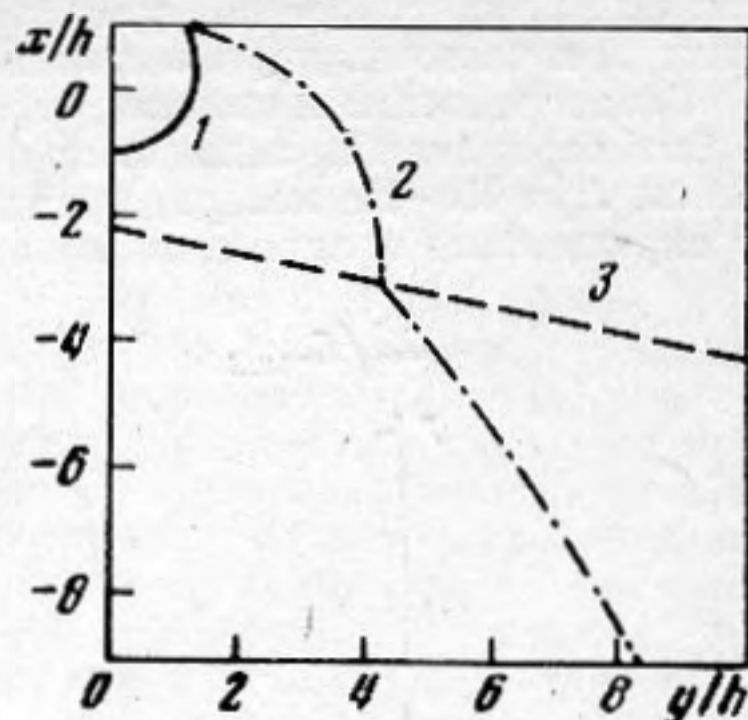
На фигуре для случая  $R_0/R_s \approx 1$  и  $\delta = 0,1$  приведены результаты сравнения отношений  $\theta_s/\theta_0$ ,  $P_s/P_0$ . Как видно, в большей части однородного водного слоя постоянная времени отраженной волны  $\theta_0$  меньше постоянной времени прямого сигнала  $\theta_s$ , а амплитуда  $P_0$  больше амплитуды прямой волны  $P_s$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е. Распространение взрывных импульсов в приповерхностных слоях океана. Акуст. ж., 1979, 25, 1, 103-107.
2. Петухов Ю. В., Фридман В. Е. Распространение взрывных волн в стратифицированном океане. Изв. АН СССР. Сер. Физ. атмосф. и океана, 1979, 15, 12, 1307-1315.
3. Островский Л. А., Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е. Распространение акустических волн конечной амплитуды в неоднородной среде при наличии каустик. Акуст. ж., 1976, 22, 6, 914-921.

Научно-исследовательский  
радиофизический институт,  
Горький

Поступила  
11 марта 1979 г.



Положение линий равных амплитуд и длительностей прямого и отраженного сигналов. В областях слева от линий равных длительностей (1) и амплитуд (2) выполняются условия  $\theta_s/\theta_0 < 1$ ,  $P_s/P_0 > 1$ . Кривая 3 характеризует образование разрыва в отраженной волне

УДК 548.0:539.21

### СПЕКТРАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ С ГОМЕОТРОПНОЙ ОРИЕНТАЦИЕЙ

В. Д. Свет, Г. Н. Яковенко

В работах по исследованию акустооптического эффекта в нематических жидких кристаллах было показано, что зависимость постоянной [1, 2] и переменной составляющих светового потока от величины акустического возбуждения является существенно нелинейной, содержащей несколько экстремумов [3].

Как отмечалось в работе [3], при амплитудах возбуждения, превышающих некоторое значение, соответствующее первому максимуму на характеристике, наблюдалось изменение формы оптического сигнала, т. е. изменялся его спектральный состав. В настоящей работе исследовался спектр модулированного оптического сигнала, прошедшего через нематический жидкий кристалл с гомеотропной ориентацией при продольном акустическом возбуждении с частотой 20-600 Гц.

Слой нематического жидкого кристалла (смесь МББА+ЭББА) заключался между двумя стеклянными пластинами, одна из которых прикреплялась к подвижной части