

зультате неполного смачивания поверхности раствором. В этих, наиболее слабых местах, и появляются кавитационные пузырьки. Возникающая при захлопывании кавитационного пузырька мощная гидравлическая ударная волна влечет за собой механическое «распатывание» и разрушение субмикроскопических структур семени. Кроме того, под действием гидравлических ударов происходит «вталкивание» растворенного вещества во внутрь семени [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Е. Эльпинер. Ультразвук. Физико-химическое и биологическое действие. М., Физматгиз, 1963.
2. Л. Д. Розенберг. Физические основы ультразвуковой технологии. Наука, 1969.
3. Н. А. Рой. Возникновение и протекание ультразвуковой кавитации. Акуст. ж., 1957, 3, 3, 320.

Кишинев

Поступила в редакцию
1 марта 1971 г.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ СТАЦИОНАРНОГО СЛУЧАЙНОГО СИГНАЛА В МОРСКОЙ СРЕДЕ

А. А. Клещев

Пусть в бесконечную нерелфразирующую среду, обладающую затуханием β , помещен точечный источник случайного стационарного (в широком смысле) звукового сигнала; на достаточно большом расстоянии r от него находится рассеиватель (идеальный или упругий). Считая энергетический спектр источника $F_x(\omega)$ ($\omega = 2\pi \cdot f$ — круговая частота, f — циклическая) заданным и равным $F_x(\omega) = 2N_0 = \text{const}$, найдем энергетический спектр рассеянного телом сигнала $F_y(\omega)$ в месте нахождения источника и постараемся выяснить, как влияют характеристики рассеивателя (материал, размеры, форма) и его положение (расстояние, ориентация) относительно источника на энергетический спектр $F_y(\omega)$. Параметры среды и рассеивателя будем предполагать неизменными во времени. Известно, что энергетический спектр $F_y(\omega)$ на выходе такой системы связан с частотной характеристикой ее $C(\omega)$ зависимостью

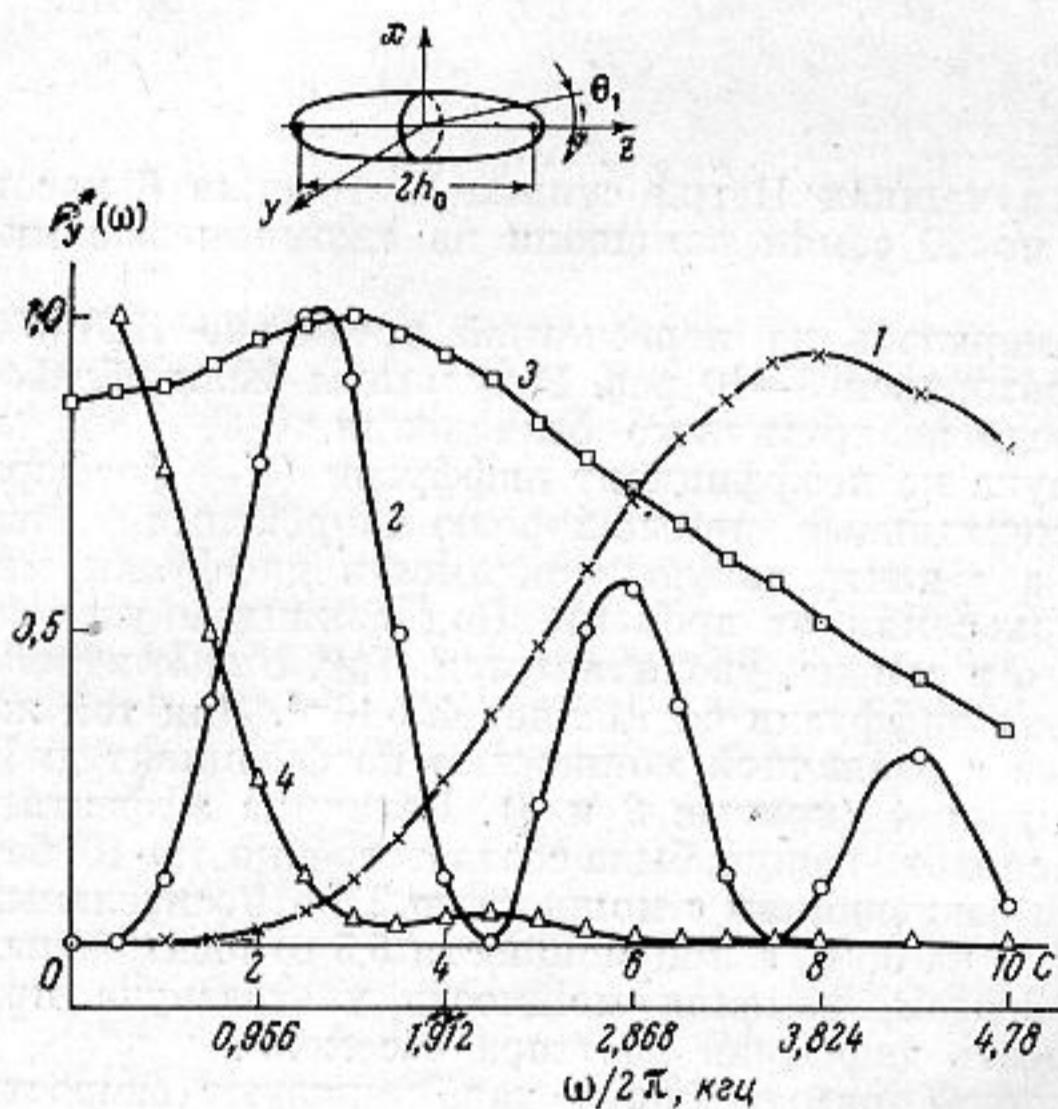
$$F_y(\omega) = 2 N_0 C^2(\omega). \quad (1)$$

В свою очередь $C(\omega)$ будет представлять собою произведение частотной характеристики $C_1(\omega)$ рассеивателя на квадрат частотной характеристики $C_2^2(\omega)$ среды (вторая степень при $C_2(\omega)$ появляется из-за двукратного прохождения сигналом расстояния r). В силу независимости частотных характеристик мы можем воспользоваться, например, при отыскании $C_1(\omega)$ результатами, полученными при изучении рассеяния плоской монохроматической звуковой волны. Применительно к монохроматическому сигналу $C_1^2(\omega)$ пропорциональна полному или относительному сечению обратного рассеяния. Частотная характеристика среды принималась в виде [1]

$$C_2(\omega) = 10^{-0,05\beta r}. \quad (2)$$

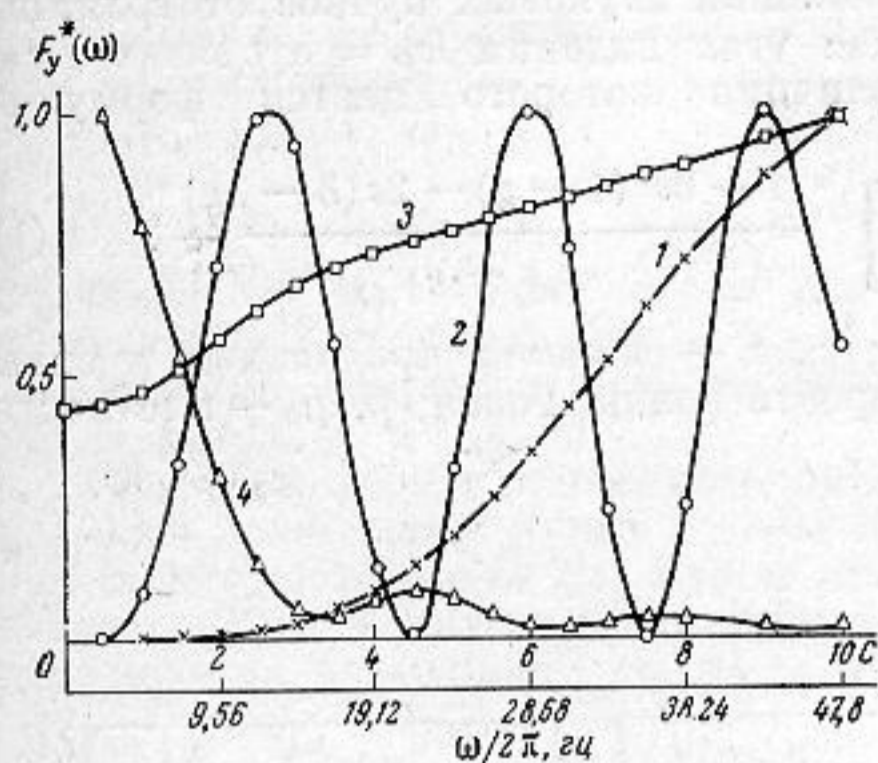
По известным характеристикам $C_1(\omega)$ и $C_2(\omega)$ были вычислены энергетические спектры рассеянного сигнала для некоторых типов рассеивателей. Зависимость затухания β от частоты была принята в форме $\beta = 0,036 \cdot f^{3/2}$ (дБ/км), расстояние r выбрано равным 10^4 м. На фиг. 1 изображены энергетические спектры $F_y^*(\omega) = \frac{F_y(\omega)}{2N_0}$

сигналов, рассеянных идеальными сфероидами (жестким и мягким, кривые 1, 2 и 3, 4 соответственно), с половиной межфокусного расстояния $h_0 = 0,5$ м, координаты

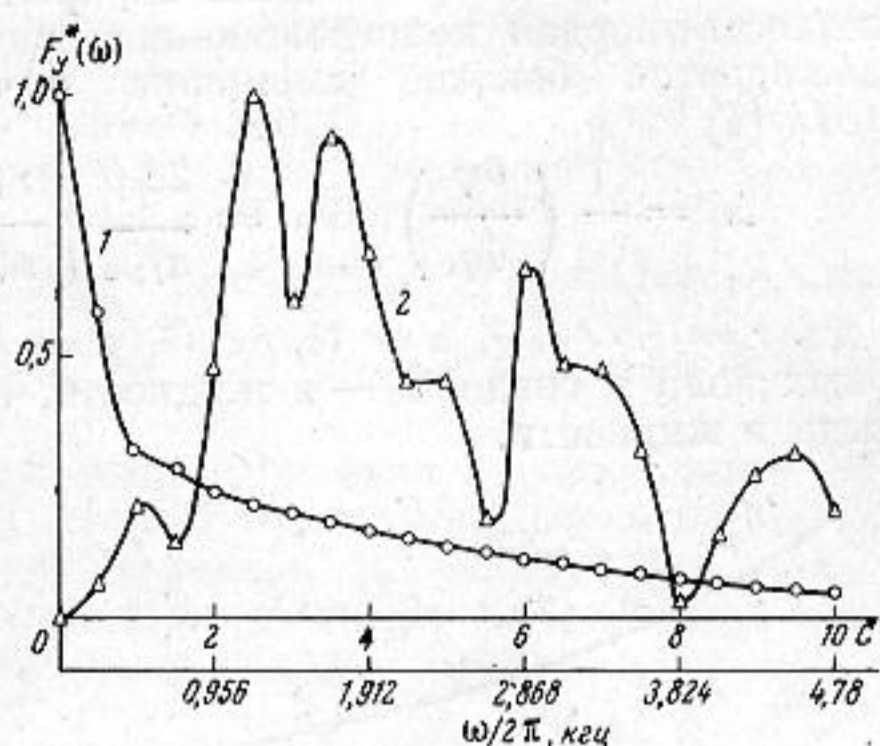


Фиг. 1

пато́й внешней по́верхности $\xi_0 = 1,005$. Направление на источник определялось углом θ_1 , принимавшим два значения: $\theta_1 = 60^\circ$, кривые 2 и 4 и $\theta_1 = 90^\circ$, кривые 1 и 3. На фиг. 2 приведены энергетические спектры при рассеянии случайного сигнала на идеальных сфероидах с $h_0 = 50$ м (остальные параметры те же, что и на фиг. 1). На фиг. 3 представлены энергетические спектры рассеяния на мягкой (кривая 1) и твердой (алюминиевой — кривая 2) сферах с радиусом $a = 0,5$ м; r по-прежнему составляет 10^4 м. На графиках по оси абсцисс принят двойной мас-



Фиг. 2



Фиг. 3

штаб: по циклической частоте f и волновому размеру C . В случае сфероидов $C = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot h_0$, где λ — длина звуковой волны в среде, для сферы $C = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot a$. Зна-

чения энергетического спектра вычислялись для дискретных значений волнового размера C при шаге 0,5 и 1,0 в пределах $0 \div 10,0$ или $0,5 \div 10,0$. Частотная характеристика $C_1(\omega)$ вычислялась с привлечением результатов работ [2, 3]. Анализ приведенных на фиг. 1—3 частотных зависимостей и выражений (1) и (2) показывает, что: 1) энергетический спектр рассеянного сигнала $F_y(\omega)$ зависит от формы, структуры (материала), размеров рассеивателя, его ориентации (у сфероидов) относительно источника и расстояния r ; 2) энергетический спектр сфероидов с $h_0 = 50$ м. На расстоянии 10^4 м совпадает с энергетическим спектром сфероидов с $h_0 = 0,5$ м (при тех же ξ_0 и θ_1) на расстоянии $r = 10$ м для одинаковых значений C .

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Сташкевич. Акустика моря. Л., Судостроение. Л., 1966.
2. А. А. Клещев, Л. С. Шейба. Рассеяние звуковой волны идеальными вытянутыми сфероидами. Акуст. ж., 1970, 16, 2, 264—268.
3. R. Nickling. Analysis of Echoes from a solid elastic sphere in water. J. Acoust. Soc. America, 1962, 34, 10, 1582.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступила в редакцию
25 января 1971 г.