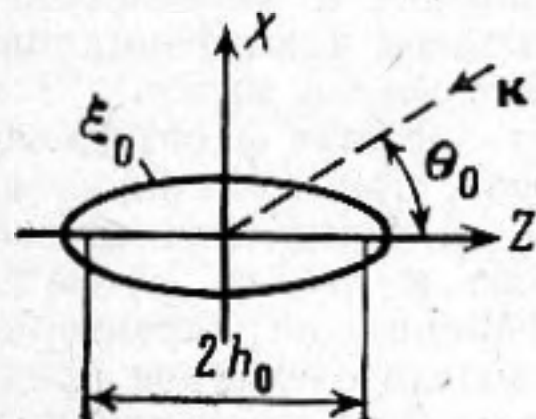


ТРЕХМЕРНЫЕ И ДВУХМЕРНЫЕ (ОСЕСИММЕТРИЧНЫЕ)
ХАРАКТЕРИСТИКИ УПРУГИХ СФЕРОИДАЛЬНЫХ РАССЕИВАТЕЛЕЙ

Клещев А. А.

Используя результаты работ [1, 2], найдем решение задачи рассеяния звука упругим вытянутым сфероидом. (материал рассеивателя имеет скорость продольной волны c_1 , поперечной c_2 , плотность ρ_1 , коэффициенты Ламе λ_1 и μ_1), помещенным в идеальную жидкую среду (со скоростью звука c_0 , плотностью ρ_0 и сжимаемостью λ_0) и облучаемым плоской гармонической звуковой волной с волновым вектором \mathbf{k} (фиг. 1). Введем в рассмотрение систему вытянутых сфероидальных координат ξ, η, φ (в ней поверхность тела описывается координатой ξ_0 , а межфокусное расстояние равно $2h_0$) и систему сферических координат R, θ_1, φ .



В векторе смещения упругого тела \mathbf{u} выделим продольную и поперечную составляющие:

$$\mathbf{u} = -\text{grad } \Phi + \text{rot } \mathbf{A}, \quad (1)$$

при этом $\text{div } \mathbf{A} = 0$.

Векторную функцию \mathbf{A} выразим через потенциалы Дебая [1-4]:

$$\mathbf{A} = \text{rot rot } (\mathbf{R}U) + ik_t \text{rot } (\mathbf{R}V), \quad (2)$$

Фиг. 1. Сфероидальный рассеиватель в поле плоской гармонической волны

где \mathbf{R} означает радиус-вектор точки наблюдения, U и V потенциалы Дебая [2, 3]. Сферические компоненты векторной функции \mathbf{A} ($A_R, A_{\theta_1}, A_{\varphi}$) выражаются через потенциалы Дебая U и V следующим образом:

$$A_{\theta_1} = \frac{1}{h_0(\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2}} \left[\frac{\partial \xi}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial \xi}{\partial R} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} + \frac{\partial \xi}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial R} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \eta \partial \xi} + \frac{\partial \xi}{\partial R} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \xi \partial \eta} + \frac{\partial \eta}{\partial R} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \eta^2} + \frac{\partial B}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial^2 \xi}{\partial R \partial \theta_1} + \frac{\partial B}{\partial \eta} \cdot \frac{\partial^2 \eta}{\partial R \partial \theta_1} \right] + ik_t \cdot \frac{1}{\sin \theta_1} \cdot \frac{\partial V}{\partial \varphi}, \quad (3)$$

$$A_R = \left(\frac{\partial \xi}{\partial R} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \xi^2} + 2 \cdot \frac{\partial \xi}{\partial R} \cdot \frac{\partial \eta}{\partial R} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \eta \partial \xi} + \left(\frac{\partial \eta}{\partial R} \right)^2 \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial R^2} \cdot \frac{\partial B}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial R^2} \cdot \frac{\partial B}{\partial \eta} + k_t^2 B, \quad (4)$$

$$A_{\varphi} = \frac{1}{(\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2} \sin \theta_1 h_0} \left(\frac{\partial \xi}{\partial R} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \xi \partial \varphi} + \frac{\partial \eta}{\partial R} \cdot \frac{\partial^2 B}{\partial \eta \partial \varphi} \right) - ik_t \left(\frac{\partial \xi}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial V}{\partial \xi} + \frac{\partial \eta}{\partial \theta_1} \cdot \frac{\partial V}{\partial \eta} \right), \quad (5)$$

где $B = h_0(\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2} U$.

Сфероидальные компоненты функции \mathbf{A} ($A_{\xi}, A_{\eta}, A_{\varphi}$) будут равны [2]:

$$A_{\xi} = A_R \cdot \frac{h_0}{h_{\xi}} \cdot \frac{\xi}{(\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2}} + A_{\theta_1} \cdot \frac{h_0}{h_{\xi}} (\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2} \frac{\partial \theta_1}{\partial \xi}, \quad (6)$$

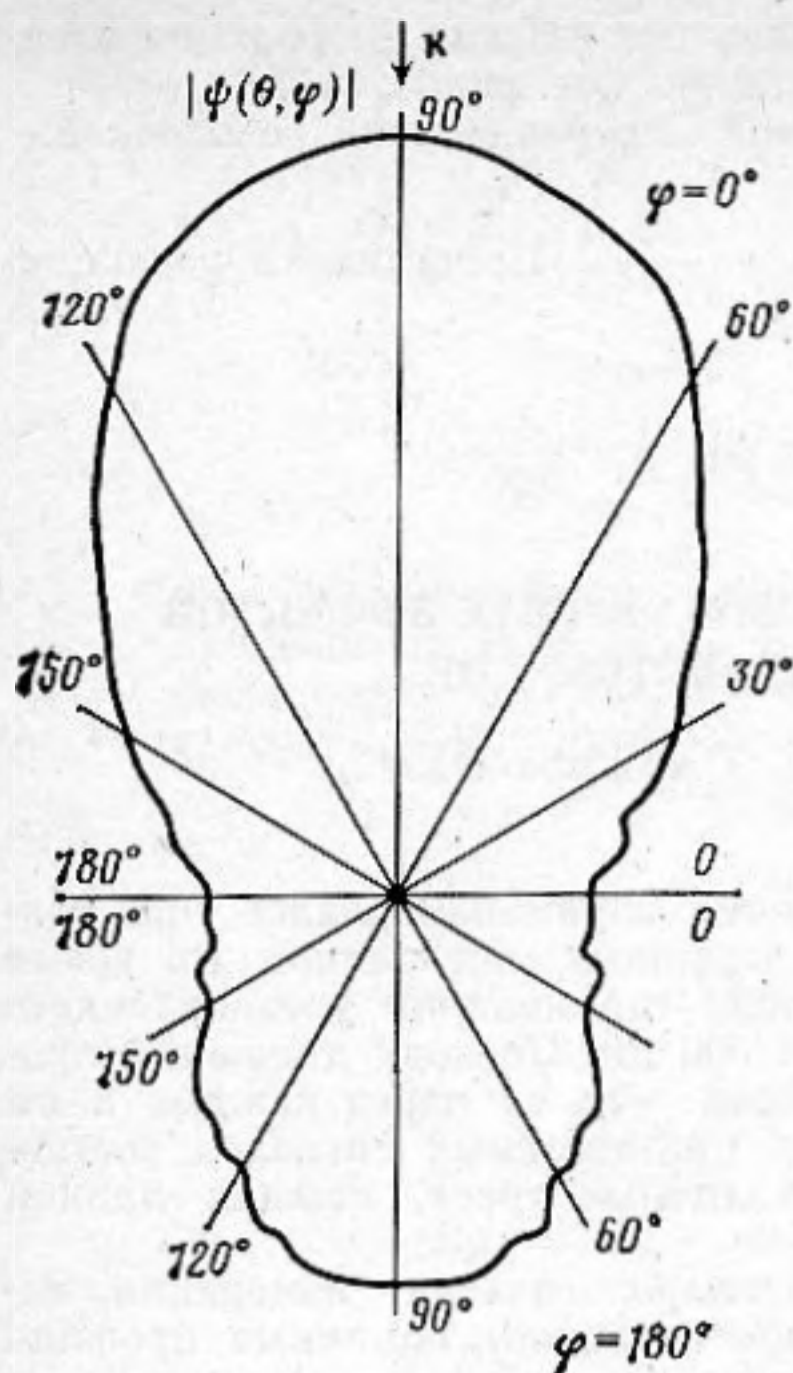
$$A_{\eta} = A_R \cdot \frac{h_0}{h_{\eta}} \cdot \frac{\eta}{(\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2}} + A_{\theta_1} \cdot \frac{h_0}{h_{\eta}} (\xi^2 - 1 + \eta^2)^{1/2} \frac{\partial \theta_1}{\partial \eta} \quad (7)$$

$$A_{\varphi} = A_{\varphi}, \quad (8)$$

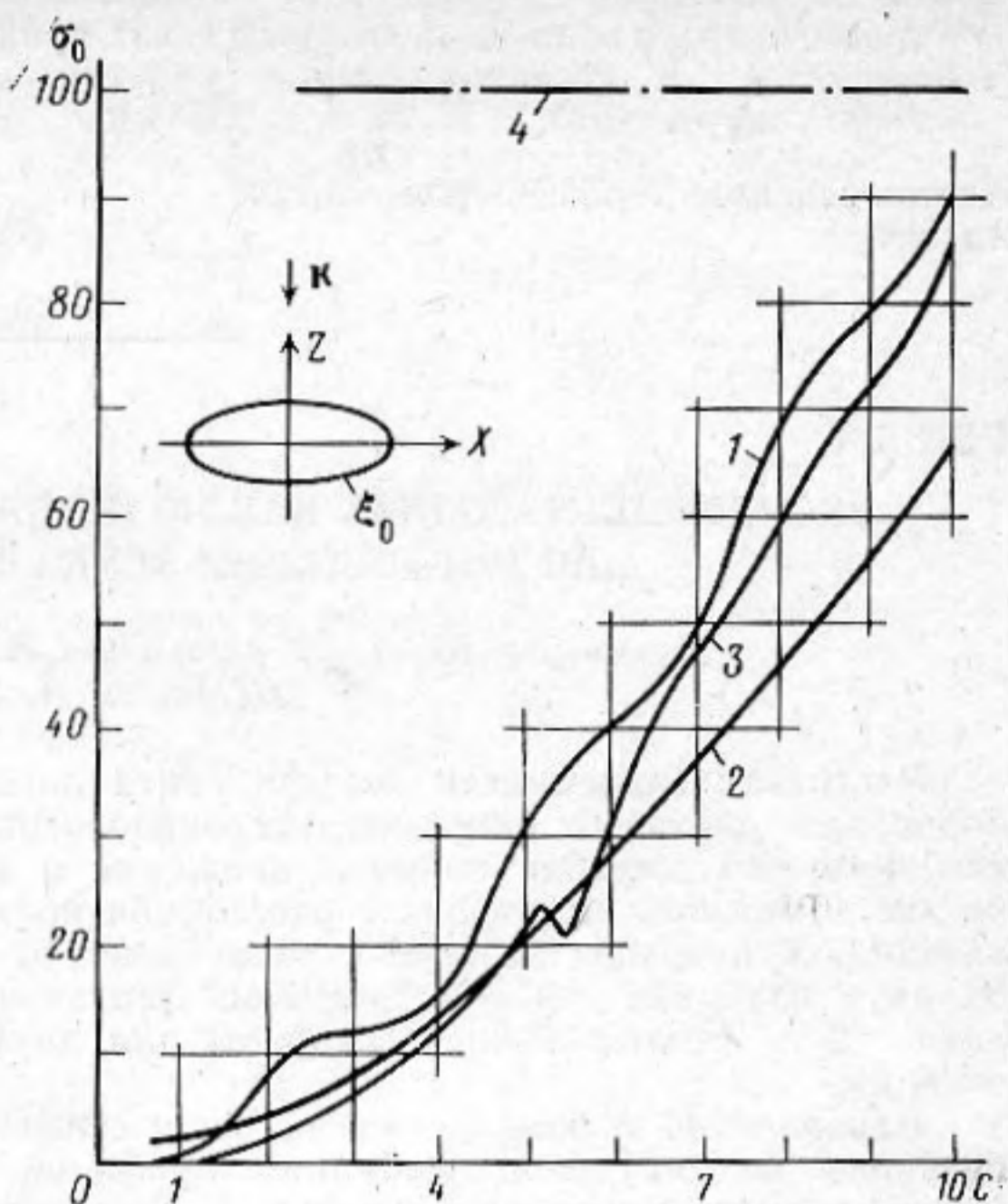
здесь h_{ξ}, h_{η} — масштабные множители для координат ξ и η . Все потенциалы задачи (в том числе и потенциал рассеянной волны Φ_1) раскладываются в ряды по волновым сфероидальным функциям, а неизвестные коэффициенты разложений отыскиваются из физических граничных условий на поверхности упругого тела ($\xi = \xi_0$) и жидкой среды: непрерывность нормальной компоненты смещения; равенство нормального напряжения на поверхности упругого тела звуковому давлению в жидкой среде; отсутствие касательных напряжений на границе рассеивателя и жидкой среды.

На фиг. 2 представлен модуль угловой характеристики $|\psi(\theta, \varphi)|$ упругого (стального) вытянутого сфероида, облучаемого вдоль малой оси.

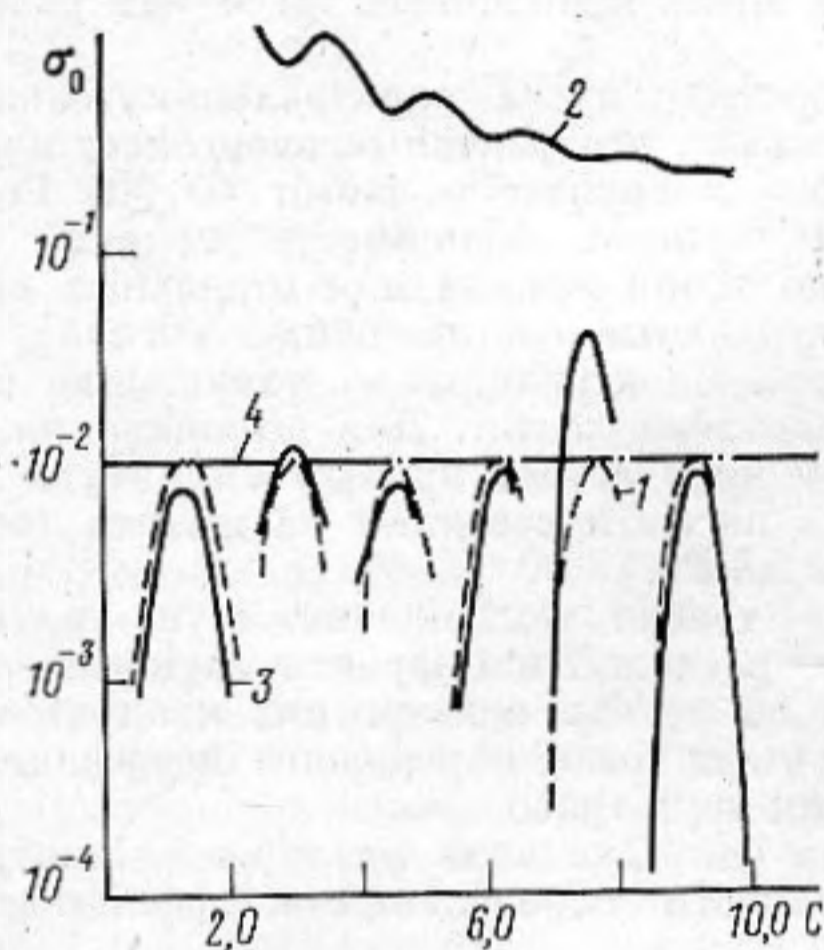
На фиг. 3 показаны частотные зависимости σ_0 сжатых сфероидов с тем же со-



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 2. Модуль угловой характеристики $|\psi(\theta, \varphi)|$ упругого вытянутого сфероида, облучаемого вдоль малой оси ($\theta_0 = 90^\circ$)

Фиг. 3. Частотные зависимости σ_0 в случае осесимметричного ($\theta_0 = 0^\circ$) рассеяния звука сжатыми сфероидом ($\xi_0 = 0,1005$): 1 — жесткий сфероид, 2 — мягкий сфероид, 3 — упругий (стальной) сфероид, 4 — геометрическая акустика

Фиг. 4. Частотные зависимости σ_0 в случае осесимметричного ($\theta_0 = 0^\circ$) рассеяния звука вытянутыми сфероидом ($\xi_0 = 1,005$), обозначения те же, что на фиг. 3

отношением полуосей 1:10. До волнового размера $C=5,0$ сечение σ_0 близко к σ_0 идеально мягкого тела, при $C=5,25$ проявляется толщинный резонанс, соответствующий $k=1,05$ (a — малая ось сфероида), при дальнейшем увеличении частоты характеристика упругого рассеивателя приближается к характеристике идеально жесткого.

На фиг. 4 изображены частотные зависимости вытянутых сфероидов в осесимметричном случае с соотношением полуосей 1:10. В этом случае упругие свойства рассеивателя проявляются при $C \approx 7,5$. При других значениях C характеристики жесткого и упругого рассеивателя близки, это относится и к угловым характеристикам рассеяния.

Автор выражает благодарность Ю. А. Клокову и Е. Седол за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гутман Т. Л., Клещев А. А. Дифракция упругих волн на упругом сфероиде. — Тр. ЛОКИ, 1974, № 91, с. 31–37.
2. Клещев А. А. Потенциалы Дебая в задаче о трехмерных колебаниях упругой сфероидальной оболочки. — Акуст. журн., 1975, т. 21, № 3, с. 472–475.
3. Клещев А. А. Рассеяние звука сфероидальными телами, находящимися у границы раздела сред. — Акуст. журн., 1977, т. 23, № 3, с. 404–410.

4. Фок В. А. Теория дифракции от параболоида вращения.— В кн.: Дифракция электромагнитных волн на некоторых телах вращения. М.: Сов. радио, 1957.
5. Клещев А. А. Рассеяние звука упругой сжатой сфероидальной оболочкой.— Акуст. журн., 1975, т. 21, № 6, с. 938–940.

Ленинградский кораблестроительный институт

Поступило в редакцию
5.V.1985

УДК 534

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ РЕЗОНАНСНЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ПОГЛОЩЕНИИ ЗВУКА В СЛОИСТОМ ДНЕ

Кравцов Ю. А., Петников В. Г., Сабиров О. И.,
Шмелев А. Ю.

Частотная зависимость коэффициента поглощения звука измерялась при зондировании океана с помощью широкополосных взрывных источников. Во время экспериментов корабль начинал движение в сторону стационарно установленного на дне приемного гидрофона с расстояния порядка 300 км. По ходу движения производились подрывы зарядов с эквивалентной массой $\approx 0,4$ кг через каждые 8 км на двух глубинах $z=50$ и $z=100$ м. Длительность принимаемых сигналов составляла ≈ 2 с. Опыты были проведены для двух различных трасс, каждая длиной ≈ 150 км.

Параллельно с зондированием осуществлялись гидрологические измерения, нацеленные на получение глубинных профилей скорости звука. Типичные профили скорости звука приведены на фиг. 1. Для такой зависимости скорости звука c от глубины z характерно придонное распространение акустических сигналов, сопровождающееся сильным поглощением звука в дне. Кроме измерения профилей $c(z)$, проводились эхолотные промеры рельефа дна вдоль пройденных трасс. Эти рельефы изображены на фиг. 1.

Обработка принимаемых сигналов сводилась к их спектральному анализу с частотным разрешением 0,5 Гц. Анализ показал, что основные энергонесущие составляющие в спектре сигнала сосредоточены в диапазоне частот $40 \div 200$ Гц. На основе полученных данных были построены кривые зависимости величин $B_f = 20 \lg(A_f/A_{0f}) + 10 \lg(r/r_0)$ от расстояния r до точки приема для отдельных спектральных составляющих A_f . Здесь A_{0f} — спектральные составляющие сигнала, принятого с минимального расстояния $r_0 \approx 150$ км. Спектральные составляющие выбирались с интервалом 10 Гц в указанном диапазоне частот. Для сглаживания пространственных интерференционных биений у получаемых кривых амплитуда каждой спектральной составляющей усреднялась по пяти соседним частотным точкам, т. е. вычислялась средняя амплитуда в полосе 2,5 Гц.

Кривые зависимости $B_f(r)$, отражающие только поглощение звука в гидроакустическом волноводе и не зависящие от расхождения фронта звуковых волн, были подвергнуты линейной аппроксимации по методу наименьших квадратов [7]. По тангенсам углов наклона полученных прямых были определены коэффициенты поглощения звука β на различных частотах для двух трасс.

Результаты вычислений представлены на фиг. 2 в виде кружочков. Заштрихованные области дают представление о точности определения коэффициентов β с достоверностью 90%.

Анализ кривых позволил выделить частоты, отличающиеся аномально высоким значением коэффициента поглощения. По трассе 1 — это частоты 150 Гц (глубина подрыва 50 м) и 130 Гц (глубина подрыва 100 м). По трассе 2 повышенное поглощение наблюдается на частоте 140 Гц при $z=50$ м и на частоте 120 Гц при $z=100$ м.

Следует отметить согласие между значениями коэффициента поглощения в описываемых экспериментах и значениями β в экспериментах с тональными сигналами, которые одновременно проводились на тех же трассах. Результаты этих экспериментов опубликованы в работе [1]. На фиг. 2 крестиками обозначены результаты, полученные при буксировке тонального излучателя звука на глубине 50 м.

Возможной причиной аномалий в частном ходе поглощения могут быть интерференционные эффекты в слоистом дне. Для условий отрицательной рефракции (см. профили $c(z)$ на фиг. 1) характерно придонное распространение волн, характеризующее малыми углами скольжения. При наличии слоя мягких неконсолидированных осадков, в котором скорость продольной волны меньше, чем в воде, могут наблюдаться интерференционные эффекты, приводящие к акустическому просветлению дна. При таком просветлении увеличивается коэффициент прохождения волны через границу вода — осадки и сильно возрастают общие потери при распространении. Такой резонансно-интерференционный эффект неоднократно обсуждался в литературе [2–6], однако убедительных экспериментальных свидетельств существования эффекта, насколько нам известно, получено не было.

Трудным для объяснения является вопрос о положении максимума поглощения на оси частот. Зафиксированное на фиг. 2 различие в положении этого максимума при подрывах на глубинах $z=50$ и 100 м вряд ли можно отнести за счет погрешностей измерения. Можно высказать предположение, что различие связано с не-