АКУСТИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

Том XXXV 1989 Вып. 5

УДК 534.884

ОТРАЖЕНИЕ ЗВУКА ОТ СКОПЛЕНИЙ ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЕЙ В ЖИДКОСТИ

Бабайлов Э. П., Дубов А. А.

Рассмотрен вопрос об отражении звука от рыбного скопления в рамках его модели как непрерывной среды с осредненными «эффективными» акустическими параметрами. Приведены расчеты характеристик такой среды и величины коэффициента отражения в зависимости от концентрации пузырей, их закона распределения по размерам и частоты.

Скопления дисперсных газовых включений в жидкости в сильной степени влияют на распространение в ней акустических колебаний. Рыбные косяки, в частности, могут рассматриваться как совокупности газовых пузырей различных размеров, распределений по размерам и концентраций. Общепринятой является реверберационная модель рассеяния звука рыбными скоплениями [1—3], пригодная, безусловно, для высокочастотных рыбопоисковых гидроакустических систем. В настоящее время наметилась тенденция использования широкополосных излучателей для первичного обнаружения промысловых объектов. Это, а также то очевидное обстоятельство, что практический интерес представляют лишь достаточно плотные рыбные скопления, приводят к мысли о возможности рассмотрения процесса рассеяния ими звука в локационном направлении как результата действия акустически контрастной границы между чистой водой и двухфазной средой вода — пузырные рыбы. Такой подход использован, например, в работе [4], где определен энергетический коэффициент отражения звука от полупространства, заполненного рыбными пузырями одного размера. Однако в ней отсутствует обоснование применимости подобного подхода. Рассмотрим этот вопрос подробней.

Общие размеры промысловых скоплений всегда значительно превышают длину волны звуковой посылки. Кроме этого, кривизна границы вода — рыбное скопление в месте контакта этой посылки с ней, как правило, настолько велика [4], что действительно целесообразным является рассмотрение простейшего случая нормального падения плоской волны на плоскую границу раздела двух сред. Далее воспользуемся имеющимися данными о структуре рыбных скоплений. Так, согласно работе [5], радиус R_0 эквивалентного сферического пузыря, равного по объему реальному рыбному пузырю, определяется приближенным соотношением $R_0 \simeq 0{,}00043L$, м, где L — длина рыбы, что приводит к заключению: для реально существующих размеров рыб в промысловых скоплениях ($L = 0{,}20 \div 0{,}50$ м) собственные частоты колебаний f_0 системы пузырь — жидкость составляют сотни герц.

В рыболокации под понятием «плотность скопления» N понимается число рыб в единице объема водной среды. В физических исследованиях используется понятие концентрации ε, определяемое как отношение суммарного объема дисперсного газа, содержащегося в некотором объеме жидкости, к величине этого объема [6]. Используя данные работы [5], соотношение между ε и N можно записать в виде $\varepsilon \simeq 37{,}6\ N \cdot 10^{-5} L^3$. Например, $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4}$ достигается для $L = 0{,}25$ м при $N = 85$ шт/м^3, что соответствует реальному скоплению высокой плотности. Среднее расстояние между отдельными рыбами $\bar{r}_{ij}$ оценивается соотношением $\bar{r}_{ij} \simeq 1{,}25/N^{1/3}$, м, так что для плотных промысловых косяков оно оказывается малым по сравнению с длиной звуковой волны λ на частотах, меньших $\approx$3500 Гц. При этом заведомо выполняется условие $\lambda \gg R_0$. Эти соотношения и позволяют рассматривать двухфазную среду вода — пузырные рыбы при-

ближенно как микронеоднородную [7] и описывать ее акустические характеристики с помощью осредненных «эффективных» величин плотности и сжимаемости. Обратное рассеяние определяется в этом случае частотно-зависимым коэффициентом отражения V, $V = (\beta - 1)/(\beta + 1)$, где $\beta = c_1/c$, c — скорость звука в воде, $c_\perp$ — комплексная скорость звука в двухфазной среде, а $\rho \simeq \rho_1$, где ρ и ρ_1 — плотности этих сред. Модуль коэффициента V определяется выражением

$$|V| = \left[\frac{|\beta|^2 - 2\mathrm{Re}\,\beta + 1}{|\beta|^2 + 2\mathrm{Re}\,\beta + 1}\right]^{1/2},$$

откуда следует, что при $\mathrm{Re}\,\beta \to 0$ $|V| \to 1$, а при $\mathrm{Im}\,\beta \to 0$ и $\mathrm{Re}\,\beta \to 1$ необходимо $|V| \to 0$. Покажем, что такой характер изменения компонент величины β в зависимости от частоты возможен в двухфазной среде с эффективными акустическими параметрами. Проще всего это сделать на примере среды, содержащей пузыри одного размера. Сжимаемость такой среды K, определяющая величину β ($\beta = 1/c\rho^{1/2}K^{1/2}$), описывается соотношением [6]

$$K = \mathrm{Re}\,K + i\,\mathrm{Im}\,K, \qquad (1)$$

$$\mathrm{Re}\,K = \frac{1}{\rho c^2} + \frac{g\varepsilon(1-\Omega^2)}{(1-\Omega^2)^2 + \eta^2\Omega^2}; \quad \mathrm{Im}\,K = \frac{g\varepsilon\eta\Omega}{(1-\Omega^2)^2 + \eta^2\Omega^2},$$

в котором $\Omega = f/f_0$, f — рабочая частота, f_0 — собственная частота пузыря в жидкости, $g = 3/4\pi^2\rho\,(f_0R_0)^2$ — величина, имеющая размерность сжимаемости (для воздушного пузырька в воде $g = 7\cdot10^{-6}$, м·с^2/кг), η — общий коэффициент потерь, который ввиду отсутствия достоверных сведений для рыбных скоплений можно принять, согласно [6], равным $\eta \simeq 10^{-5} f_0$.

Из выражения для $\mathrm{Re}\,K$ следует, что при $\Omega > 1$ существуют значения Ω_m, при которых $\mathrm{Re}\,K = 0$. Они находятся из уравнения $(1 - \Omega_m^2)^2 + \eta^2\Omega_m + \rho c^2 g\varepsilon(1 - \Omega_m^2) = 0$, положительные корни которого Ω_{m1} и Ω_{m2} приближенно равны: $\Omega_{m1} \simeq [1 + \eta^2/\rho c^2 g\varepsilon]^{1/2}$, $\Omega_{m2} \simeq [1 + \rho c^2 g\varepsilon]^{1/2}$. При $\Omega_{m1} < \Omega < \Omega_{m2}$ имеем $\mathrm{Re}\,K < 0$, что физически соответствует противофазному по отношению к внешнему звуковому давлению колебанию пузырьков газа. Мнимая часть сжимаемости $\mathrm{Im}\,K$ положительна при всех значениях $\Omega \geqslant 1$ и очень быстро уменьшается с ростом Ω, так что практически при $\Omega_{m1} < \Omega < \Omega_{m2}$ и $\Omega > \Omega_{m2}$ сжимаемость K определяется своей реальной частью: $K \simeq \mathrm{Re}\,K$. Лишь при $\Omega = \Omega_{m1,2}$ $K = i\,\mathrm{Im}\,K$. Записав выражение для величины β в виде

$$\beta = \frac{\sqrt{2}}{2c\rho^{1/2}} \frac{\sqrt{|K| + \mathrm{Re}\,K} - i\sqrt{|K| - \mathrm{Re}\,K}}{|K|}, \qquad (2)$$

легко находим, что для рассматриваемого случая при $\Omega_{m1} < \Omega < \Omega_{m2}$ $\mathrm{Re}\,\beta \to 0$, а при $\Omega > \Omega_{m2}$, когда $\mathrm{Re}\,K > 0$, $\mathrm{Im}\,\beta \to 0$ и $\mathrm{Re}\,\beta \to 1$. При этом для $\Omega > \Omega_{m2}$ имеем: $K \to 1/\rho c^2$.

Так как при $\Omega > \Omega_{m2}$ необходимо $|V| \to 0$, то величину Ω_{m2} можно рассматривать как верхнюю безразмерную частоту диапазона «запирания» границы двух сред, внутри которого $|V| \simeq 1$. Легко заметить также, что при $\Omega = \Omega_{m2}$ величина $|\beta| = 1/c\rho^{1/2}|K|^{1/2} = 1/c\rho^{1/2}(\mathrm{Im}\,K)^{1/2}$ достигает своего максимального значения.

На рис. 1 представлено расчетное значение величины $|V|$ в зависимости от Ω для скопления пузырей одного размера, соответствующего частоте $f_0 = 200$ Гц. Параметром является величина концентрации ε. Из рис. 1 следует, что действительно существует ярко выраженная верхняя частота «запирания» Ω_{m2}, при превышении которой на каждой концентрации ε модуль коэффициента отражения $|V|$ резко падает.

Рассмотрим теперь отражение звука от скоплений газовых пузырей различных размеров, предполагая вновь, что справедливой является модель микронеоднородной среды. Динамическая комплексная частотно-зависимая сжимаемость двухфазной среды определяется тогда соотношением

$$K = \frac{1}{\rho c^2} + g\mu \int_{f_1}^{f_2} \frac{\varepsilon_0(f_0)\,df_0}{1 - (f/f_0)^2 - i\eta f/f_0}, \qquad (3)$$

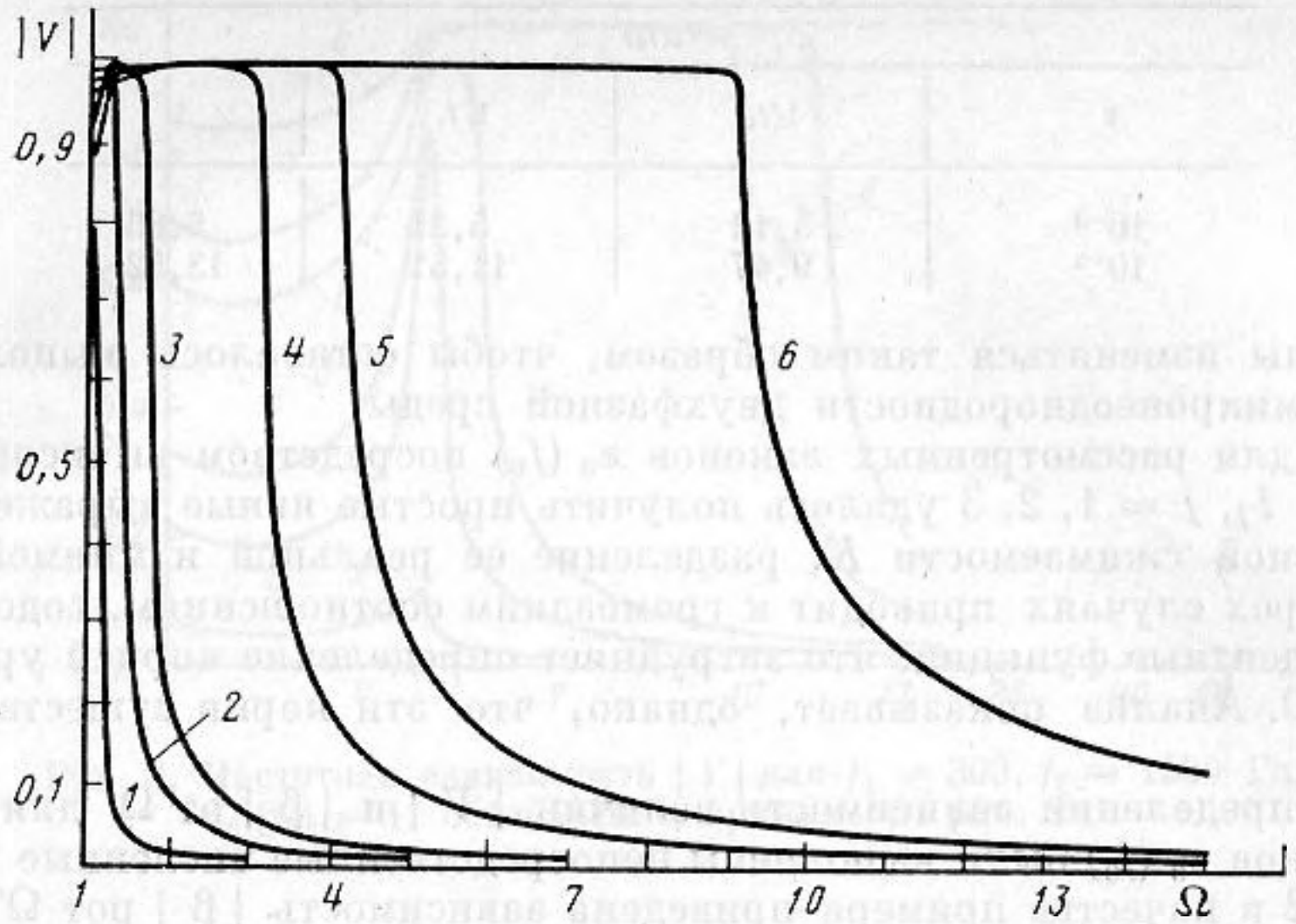

Рис. 1. Частотная зависимость $|V|$ для скопления пузырей одного размера, $f_0 = 200$ Гц: *1* — $\varepsilon = 10^{-5}$; *2* — $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-5}$; *3* — $\varepsilon = 10^{-4}$; *4* — $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-4}$; *5* — $\varepsilon = 10^{-3}$; *6* — $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-3}$

где $\varepsilon_0 (f_0)$ — плотность концентрации газонаполненных пузырей по их резонансным частотам, однозначно связанная с распределением пузырей по размерам, значения частот f_2 и f_1 определяют диапазон размеров пузырей, а коэффициент μ определяется соотношением

$$\mu = \varepsilon \Big/ \int_{f_1}^{f_2} \varepsilon_0 (f_0)\, df_0.$$

Если вновь принять $\eta \simeq 10^{-5} f_0$ и выполнить замену переменной $f_0 = fx$, то интеграл в выражении (3) приводится к виду

$$I = f \int_{x_1}^{x_2} \frac{\varepsilon_0 (fx)\, x^2\, dx}{x^2 (1 - i10^{-5} f) - 1}, \quad x_1 = f_1/f, \quad x_2 = f_2/f. \tag{4}$$

Для рассмотренных трех законов $\varepsilon_0 (f_0)$:

$$\varepsilon_0 (f_0) = \begin{cases} 1, & f_1 \leqslant f_0 \leqslant f_2 \\ 0, & f_0 < f_1;\ f_0 > f_2 \end{cases} \quad \text{и} \quad \varepsilon_0 (f_0) = 1/f_0, \quad \varepsilon_0 (f_0) = 1/f_0^2$$

в том же диапазоне частот $f_1 \div f_2$ имеем соответственно

$$I_1 = f \int_{1/\Omega'}^{n/\Omega'} \frac{x^2\, dx}{ax^2 - 1} = f \left[\frac{x}{a} + \frac{1}{2a\sqrt{a}} \ln \frac{ax - \sqrt{a}}{ax + \sqrt{a}} \right] \Bigg|_{1/\Omega'}^{n/\Omega'},$$

$$I_2 = \int_{1/\Omega'}^{n/\Omega'} \frac{x\, dx}{ax^2 - 1} = = \frac{\ln (ax^2 - 1)}{2a} \Bigg|_{1/\Omega'}^{n/\Omega'},$$

$$I_3 = \frac{1}{f} \int_{1/\Omega'}^{n/\Omega'} \frac{dx}{ax^2 - 1} = \frac{1}{f} \frac{1}{2\sqrt{a}} \ln \frac{ax - \sqrt{a}}{ax + \sqrt{a}} \Bigg|_{1/\Omega'}^{n/\Omega'},$$

где $\Omega' = f/f_1$, $n = f_2/f_1$, $a = 1 - i10^{-5} f$. Значения коэффициентов μ меняются при этом: $\mu_1 = \varepsilon/f_2 - f_1$; $\mu_2 = \varepsilon/\ln (f_2/f_1)$; $\mu_3 = \varepsilon f_1 f_2/f_2 - f_1$. Концентрация ε может изменяться в пределах, допускающих пренебрежение взаимодействием колеблющихся пузырей газа. Для рыболокации интерес представляет диапазон изменений ε: $10^{-5} \lesssim \varepsilon \lesssim 10^{-2}$, а для значений частот f_1 и f_2 целесообразным явился выбор двух диапазонов: $f_1 = 300$ Гц, $f_2 = 1500$ ($n = 5$) и $f_1 = 100$, $f_2 = 1000$ Гц ($n = 10$). Значения величины

	$\varepsilon_0(f_0)$		
ε	$1/f_0^2$	$1/f_0$	1
10^{-4}	5,12	5,31	5,86
10^{-3}	9,47	11,51	13,52

Ω' должны изменяться таким образом, чтобы оставалось выполняемым условие микронеоднородности двухфазной среды.

Хотя для рассмотренных законов $\varepsilon_0(f_0)$ посредством вычисления интегралов I_j, $j = 1, 2, 3$ удалось получить простые явные выражения для комплексной сжимаемости K, разделение ее реальной и мнимой частей во всех трех случаях приводит к громоздким соотношениям, содержащим трансцендентные функции, что затрудняет определение корней уравнения $\mathrm{Re}\, K = 0$. Анализ показывает, однако, что эти корни существуют при $\Omega' > n$.

Для определения зависимости величин $|V|$ и $|\beta|$ от Ω' для различных законов $\varepsilon_0(f_0)$ были выполнены непосредственные численные расчеты. На рис. 2 в качестве примера приведена зависимость $|\beta|$ рот Ω' для закона $\varepsilon_0(f_0) = 1$, $f_1 \leqslant f_0 \leqslant f_2$. Характерным является наличие острых максимумов $|\beta|$, местоположение которых на частотной оси при $\Omega' > n$ зависит от величины концентрации ε. Расчеты величины $|V|$ показали, что на этих же частотах Ω_{m2}' имеет место ее резкий спад от значения $|V| \simeq \simeq 1$. Численные оценки величины сжимаемости подтвердили, что при этом выполняется условие $\mathrm{Re}\, K = 0$. Таким образом, можно заключить, что, так же как для случая пузырей одного размера, в рассматриваемом случае пузырей различных размеров имеется частотная область $n < \Omega' \leqslant \leqslant \Omega_{m2}'$, зависящая от величины ε, в пределах которой $\mathrm{Re}\, K < 0$, что и определяет полное отражение звука по давлению при его нормальном падении на плоскую границу раздела. В таблице представлены величины Ω_{m2}' в зависимости от закона $\varepsilon_0(f_0)$ и величины ε для $f_1 = 300$ Гц, $f_2 = = 1500$ Гц, демонстрирующие влияние закона распределения пузырей по размерам на значение верхней частоты диапазона «запирания» Ω_{m2}'.

Частотная зависимость величины коэффициента отражения $|V|$ для закона $\varepsilon_0(f_0) = 1$, $f_1 \leqslant f_0 \leqslant f_2$ представлена на рис. 3. Сопоставляя графики на рис. 1 и 3, находим, что в обоих случаях «площадка» $|V| \simeq 1$ в частотной области формируется на частоте, определяемой верхним значением частотного диапазона распределения пузырей, при этом «критическое» значение концентрации $\varepsilon_{кр} \simeq 10^{-4}$. При $\varepsilon > \varepsilon_{кр}$ размер «площадки» резко увеличивается. Он регулируется как величиной концентрации ε, так и законом распределения $\varepsilon_0(f_0)$ в заданном диапазоне частот $f \div f_2$.

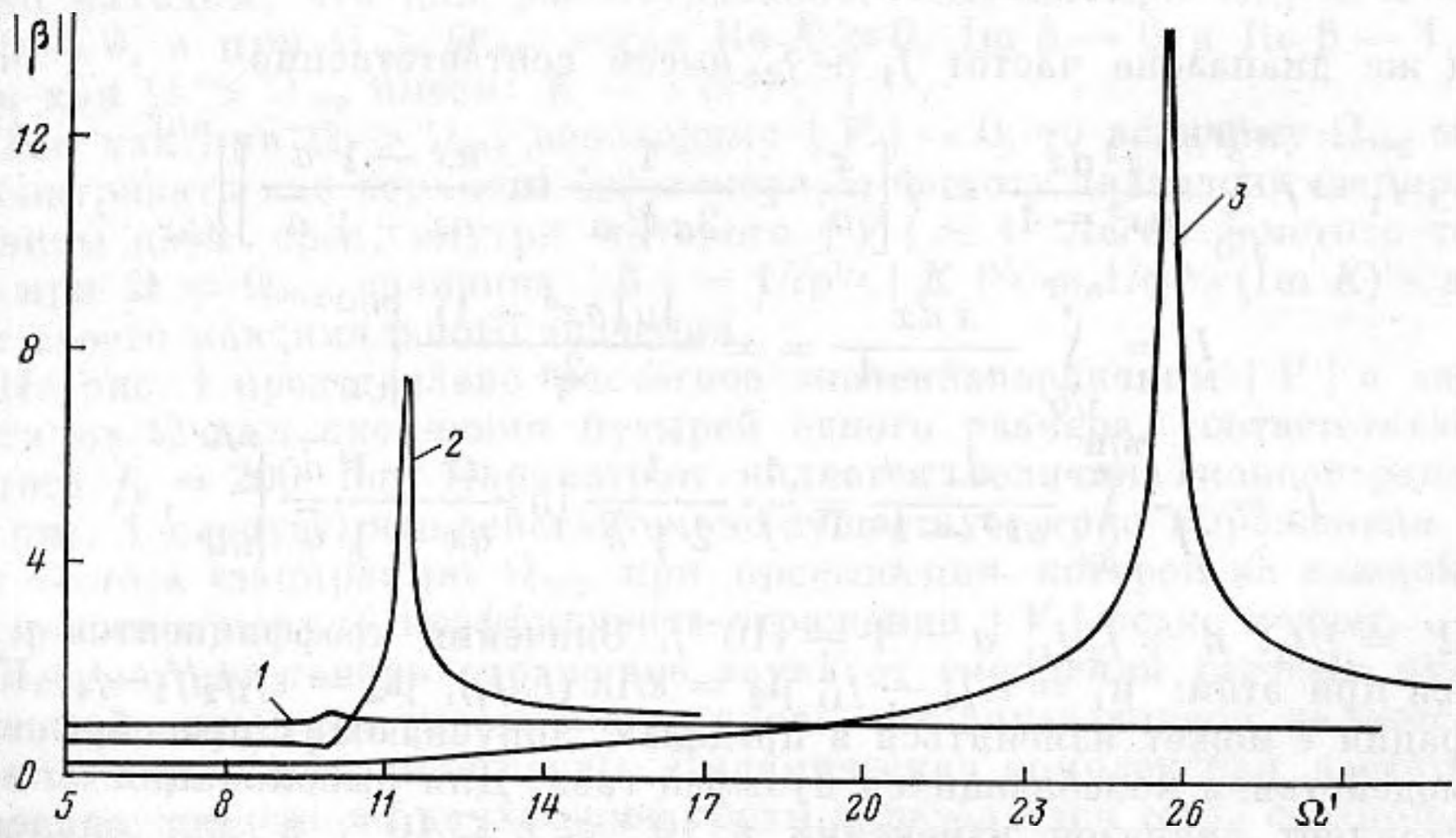

Рис. 2. Частотная зависимость $|\beta|$ для $f_1 = 100$, $f_2 = 1000$ Гц; $\varepsilon_0(f_0) = 1$: *1* — $\varepsilon = 10^{-5}$; *2* — $\varepsilon = 10^{-4}$; *3* — $\varepsilon = 10^{-3}$

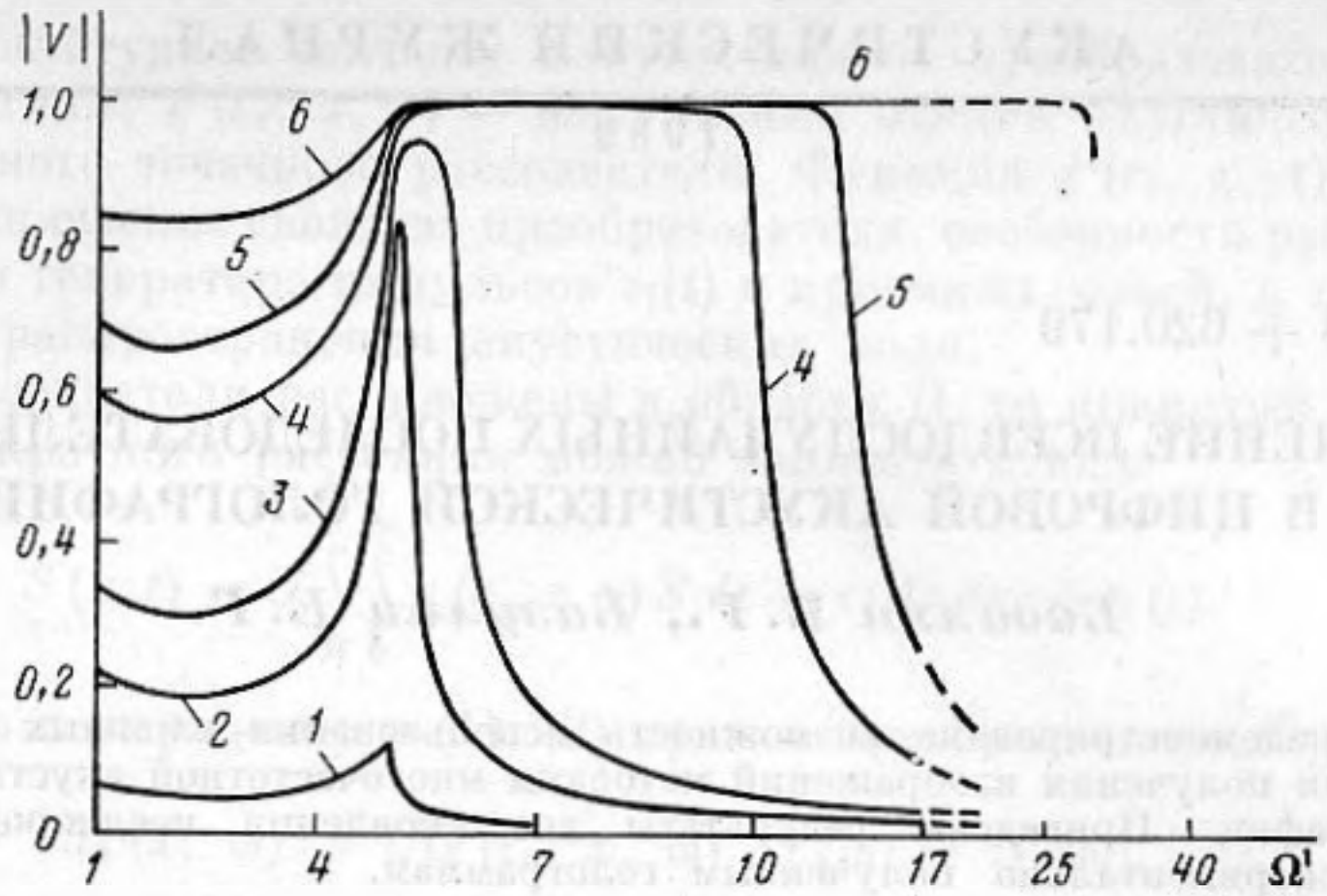

Рис. 3. Частотная зависимость $|V|$ для $f_1 = 300$, $f_2 = 1500$ Гц; $\varepsilon_0(f_0) = 1$: обозначения кривых см. рис. 1

При этом случай пузырьков одного размера может быть включен в ряд рассмотренных законов: $\varepsilon_0(f_0) = \delta(f' - f_0)$, $\mu = \varepsilon$, переменной интегрирования в формуле (3) является f', а $f_1 < f_0 < f_2$.

Хотя полное отражение по давлению не означает отсутствия прохождения звука внутрь двухфазной среды, тем не менее энергетический коэффициент прохождения $\alpha = 1 - |V|^2 \to 0$. Учитывая интенсивное поглощение звука в двухфазной среде и симметричность его прохождения по энергии, заключаем, что всегда существуют такие значения концентрации ε и частоты f, для которых обратное рассеяние от рыбных скоплений определяется исключительно их границей; они регулируются условием $|V| \simeq 1$. Этот вывод подтверждает некоторые результаты работы [8], полученные при рассмотрении иной физической проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stanton T. K.* Multiple scattering with applications to fish-echo processing // J. Acoust. Amer. 1983. V. 73. № 4. P. 1164—1169.
2. *Foote K. G.* Linearity of fisheries acoustics with addition theorems // J. Acoust. Soc. Amer. 1983. V. 73. № 6. P. 1932—1940.
3. *Ермольчев В. А.* Эхосчетные и эхоинтегрирующие системы для количественной оценки рыбных скоплений. М.: Пищевая пром-сть, 1979.
4. *Вестон Д.* Распространение звука в присутствии пузырных рыб // Подводная акустика. М.: Мир, 1970. С. 87—130.
5. *Haslett R. W. G.* Measurement of the dimensions of fish to facilitate calculations of echo-strength in acoustic fish detection // J. Cous. Inter. Explor. Mer. 1962. V. 27. P. 261—269.
6. *Meyer E., Skudrzyk E.* Über die akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern in Wasser // Acustica. 1953. V. 3. № 6. S. 434—440.
7. *Исакович М. А.* Общая акустика. М.: Наука, 1973.
8. *Глотов В. П., Лысанов Ю. П.* Когерентное отражение звука от приповерхностного слоя океана, содержащего резонансные рассеиватели // Акуст. журн. 1964. Т. 10. № 4. С. 419—424.

Ленинградский
кораблестроительный институт

Поступила в редакцию
20.I.1988