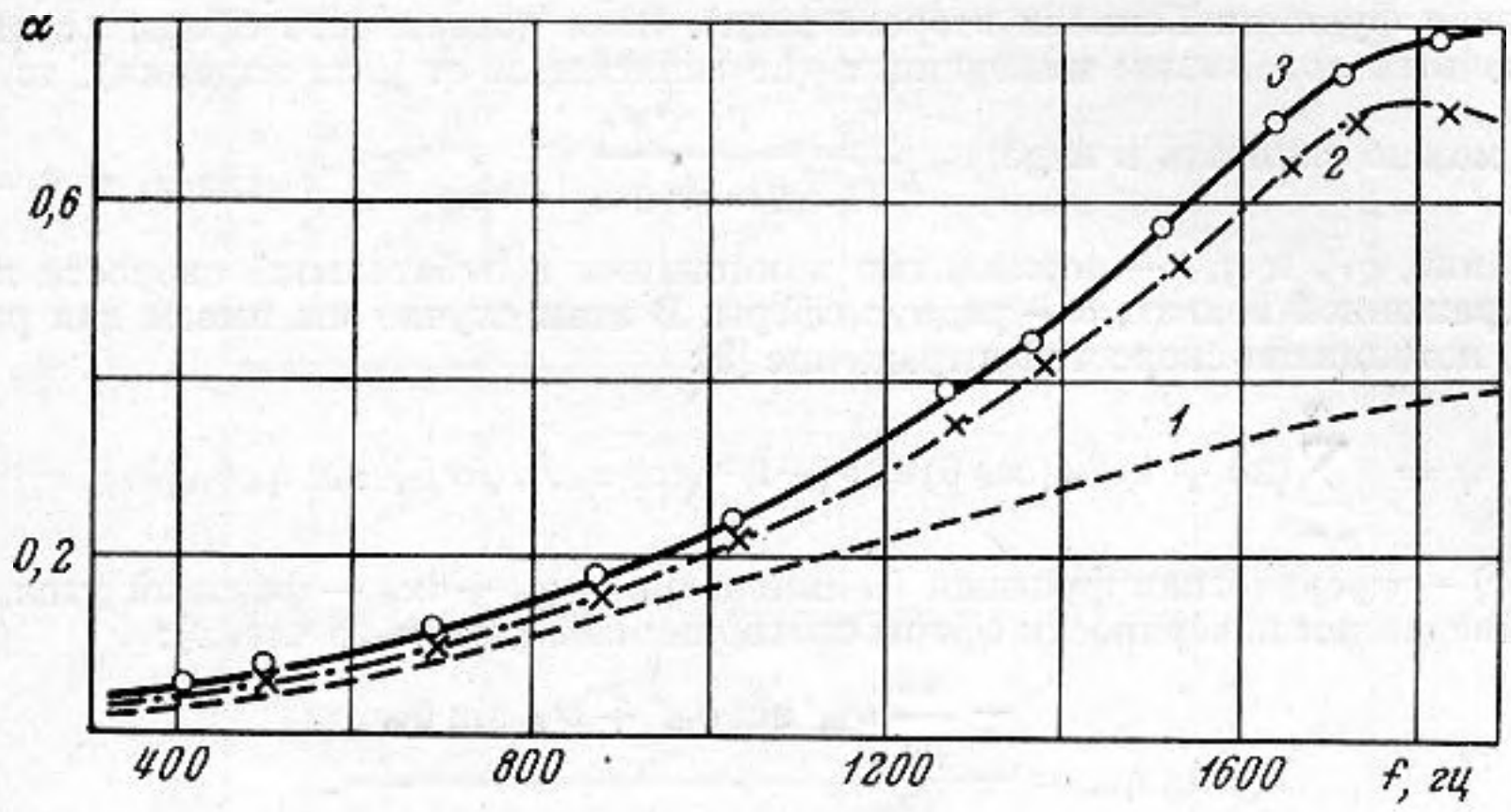
где S — площадь стенки камеры, на которой укреплен образец, $S_м$ — площадь испытуемого образца и $\overline{\alpha}_0$ — коэффициент звукопоглощения в пустой камере. Сравнение результатов измерений коэффициента звукопоглощения в камере (фиг. 1, *1*) и на интерферометре (фиг. 1, *2*) показало их совпадение на низких частотах в пределах точности эксперимента (5—10%). С повышением частоты кривая *1* проходит существенно выше кривой *2*, что объясняется, по-видимому, краевым эффектом, поскольку измерения в том и другом случае проводились для одинаковых условий — волна падала на образец звукопоглощающего материала нормально.



Фиг. 2

Наконец, в камере были исследованы звукопоглотители в виде шаров различных объемов, кубов и параллелепипедов с различным соотношением сторон. Для всех полученных зависимостей коэффициента звукопоглощения от частоты характерно возрастание его с частотой. В качестве примера на фиг. 2 (кривые *1*, *2*, *3*) приведены результаты измерений коэффициента звукопоглощения слоя микролита (*1*) толщиной $l = 1$ *см*, жесткой сферы радиуса $r = 2$ *см*, покрытой слоем микролита $l = 1$ *см*, т. е. с площадью поверхности $S_м = 113$ *см*^{2} (*2*) и куба, имеющего объем, равный объему сферы (*3*). Как видно из фиг. 2 коэффициент звукопоглощения объемных поглотителей значительно превосходит коэффициент звукопоглощения слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. Скучик. Основы акустики. М., ИЛ, 1959.
2. С. Н. Ржевкин. Курс лекций по теории звука. М., Изд-во МГУ, 1960.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступило в редакцию
18 апреля 1966 г.

УДК 534.833.536

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТА ЗВУКОПОГЛОЩЕНИЯ ОБЪЕМНОГО ПОГЛОТИТЕЛЯ В ВИДЕ СФЕРЫ

Л. А. Борисов, К. А. Велижанина

Впервые объемные поглотители были описаны в 1946 году Олсоном [1]. В дальнейшем они получили широкое распространение (особенно за рубежом), но до сих пор нет единого мнения в оценке их звукопоглощающих свойств из-за сложности теоретического расчета и затруднительности экспериментальной проверки полученных результатов. Так, например, в работе [2] было получено выражение, определяющее коэффициент звукопоглощения сферического поглотителя в диффузном поле, но расхождения в его значениях, вычисленных теоретически и определенных экспериментально, были значительны. В настоящей работе рассматривается возможность определения коэффициента звукопоглощения одиночного объемного поглотителя в поле плоской волны и определяются условия, при которых можно получить максимальное поглощение звука.

Определение коэффициента звукопоглощения сферического объемного поглотителя основывается на решении задачи о рассеянии плоской звуковой волны на сфере [3]. В этом решении потенциал скоростей ψ плоской падающей синусоидальной вол-

ны представляется в виде суммы сферических волн:

$$\psi = Ae^{-ikr\cos\theta+i\omega t} = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)(-i)^n P_n(\cos\theta)J_n(kr)e^{i\omega t},$$

где $P_n(\cos\theta)$ — полином Лежандра порядка n, $J_n(kr)$ — сферические функции Бесселя, $k = \omega / c$ — волновое число, r — расстояние до точки наблюдения. Чтобы учесть рассеяние волны сферой, к каждому члену разложения следует добавить член вида $h_n(kr)P_n(\cos\theta)$ так, чтобы их сумма удовлетворяла краевым условиям ($h_n(kr)$ — сферическая функция Ганкеля второго рода). Если поверхность сферы характеризуется конечным локальным импеданцем (не зависящим от угла падения), то краевое условие можно записать в виде $Z = \left.\dfrac{p_i + p_s}{q_{in} + q_{sn}}\right|_{r=a}$, где p_i и p_s — звуковое давление, q_{in} и q_{sn} — нормальные компоненты колебательной скорости в падающей и отраженной волнах, a — радиус сферы. В этом случае мы имеем для результирующего потенциала скоростей выражение [3]:

$$\psi = \sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)P_n(\cos\theta)e^{i\eta_n}(-i)^n[\cos\eta_n J_n(kr) + \sin\eta_n n_n(kr)]e^{i\omega t}, \qquad (1)$$

где $n_n(kr)$ — сферическая функция Неймана, $\eta_n = \chi_n + i\varkappa_n$ — фазовый угол, связанный с импеданцем поверхности сферы соотношением (для m-го члена):

$$\operatorname{tg}\eta_m = \frac{-\dfrac{iZ}{\rho c}D_m'\sin\delta_m' + D_m\sin\delta_m}{-\dfrac{iZ}{\rho c}D_m'\cos\delta_m' + D_m\cos\delta_m}, \qquad (1a)$$

где ρc — волновое сопротивление воздуха, D_m, D_m', δ_m и δ_m' — амплитуды и фазовые углы сферических функций Бесселя и их производных [3]. Составляя разность между излучаемой сферой мощностью при отсутствии поглощения ($\varkappa_m = 0$) и при наличии его, получаем мощность Q_a, поглощенную сферой, отнесенную к интенсивности падающей волны (эффективное сечение поглощения):

$$Q_a = \frac{\pi a^2}{(ka)^2}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)(1-e^{-4\varkappa_n}) = \frac{\pi a^2}{(ka)^2}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)(1-|B_n|^2), \qquad (2)$$

где $B_n = e^{2i\eta_n}$ — коэффициент отражения волны порядка n. Обычно на практике Q_a измеряют в квадратных метрах; величина Q_a, отнесенная к площади поверхности сферы, представляет собой некоторый условный безразмерный коэффициент звукопоглощения α:

$$\alpha = \frac{0{,}25}{(ka)^2}\sum_{n=0}^{\infty}(2n+1)(1-|B_n|^2). \qquad (2a)$$

Используя формулу (1а), можно написать

$$B_m = e^{i2\delta_m}\frac{1+\dfrac{D_m'}{D_m}\{[X_1\cos(\delta_m-\delta_m') - R_1\sin(\delta_m-\delta_m')] -}{1+\dfrac{D'}{D_m}\{[X_1\cos(\delta_m-\delta_m') + R_1\sin(\delta_m-\delta_m')] -}\times$$

$$\times\frac{-i[R_1\cos(\delta_m-\delta_m') + X_1\sin(\delta_m-\delta_m')]\}}{-i[R_1\cos(\delta_m-\delta_m') - X_1\sin(\delta_m-\delta_m')]\}} \qquad (3)$$

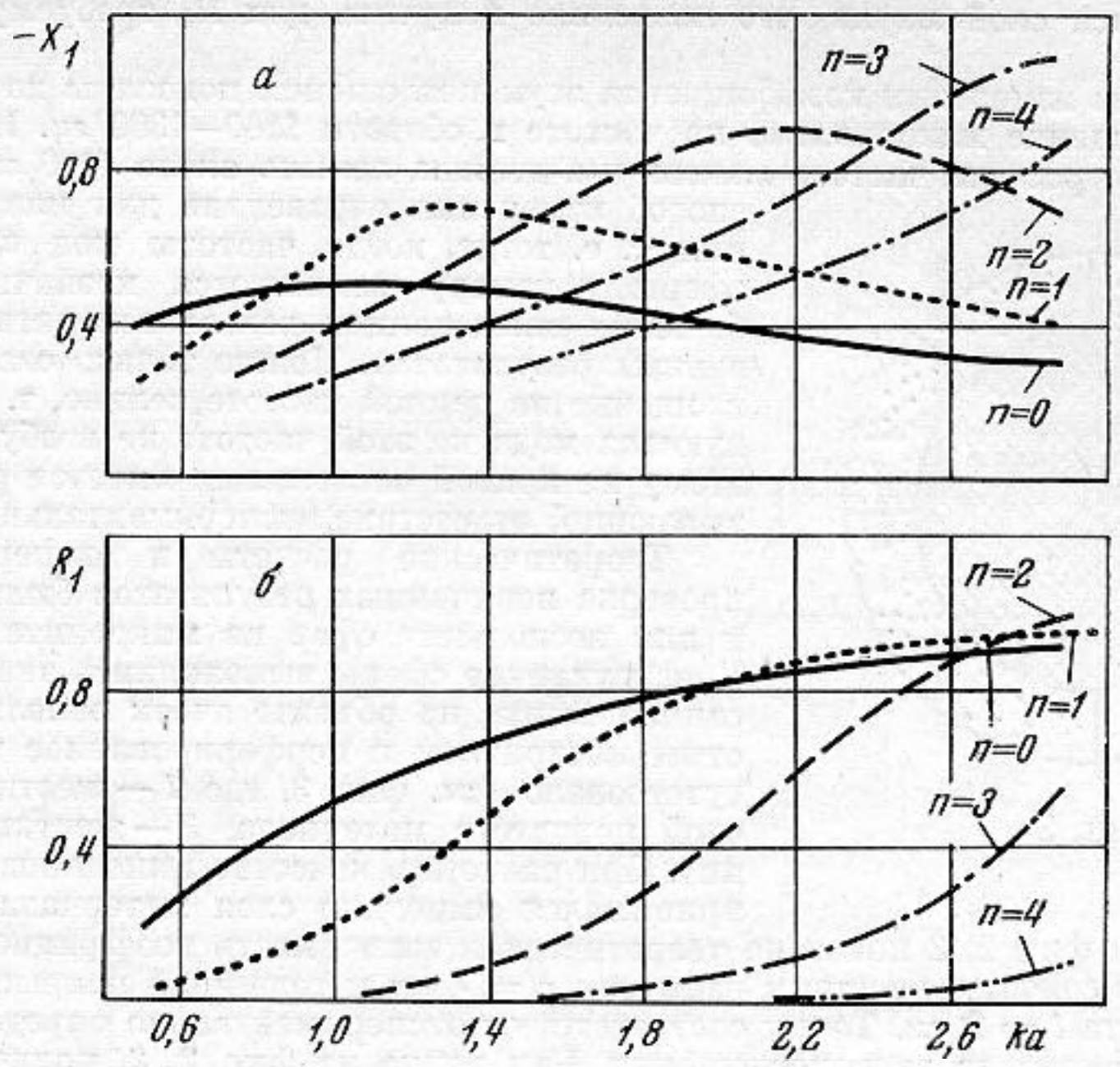
Здесь R_1 и X_1 — активная и реактивная компоненты импеданца поверхности $Z_1 = R_1 + iX_1$, выраженного в долях ρc.

Найдем условия, которым должны удовлетворять R_1 и X_1 для того, чтобы получить полное поглощение волны порядка m. Очевидно, это будет при $B_m = 0$, что после преобразования приводит к соотношениям:

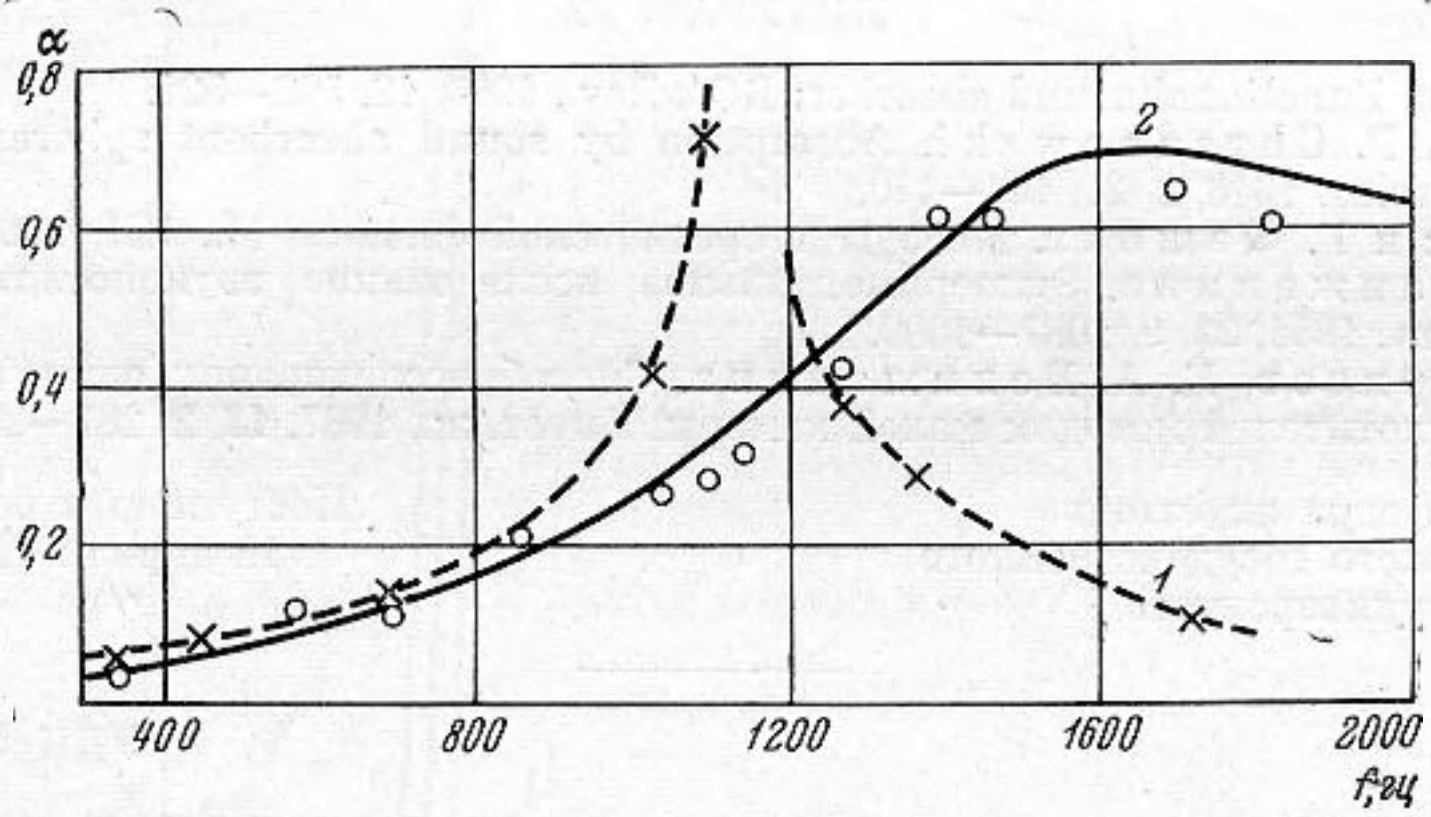
$$X_1 = -\frac{D_m}{D_m'}\cos(\delta_m-\delta_m'); \qquad R_1 = \frac{D_m}{D_m'}\sin(\delta_m-\delta_m'). \qquad (4)$$

Значения X_1 и R_1, удовлетворяющие условиям (4) для сферических волн порядка, 0, 1, 2, 3, 4, показаны на фиг. 1, *а*, *б*. Для различных порядков n значения эти будут различными. Анализ формулы (4) показывает, что при заданных R_1 и X_1 полное поглощение волн всех порядков n (от 0 до ∞) невозможно. Исключение составляет случай очень больших (ka), т. е. больших радиусов или очень высоких частот, когда R_1 для волн всех порядков стремится к единице, а X_1 — к нулю, что характерно для полного поглощения плоской волны слоем поглощающего материала. Сфера очень большого радиуса (или на очень высоких частотах) ведет себя, таким образом, как

плоский слой поглощающего материала. Для получения полного поглощения волны порядка 0 при $(ka) = 1{,}2$ (фиг. 1) следует взять $X_1 - 0{,}5$ и $R_1 \approx 0{,}6$. Если предположить, что импеданц будет локальным для сферы радиуса $a = 1{,}2 / k$ *см*, с жесткой поверхностью, перфорированной отверстиями, каждое из которых отвечает ячейке



Фиг. 1



Фиг. 2

площадью Σ, в свою очередь ограниченной сзади замкнутым объемом v, то можно реализовать указанные значения X_1 и R_1 [4]. Задавая $X_1 = \frac{\omega\Sigma}{cK} - \frac{c}{\omega L}$ (где L — глубина воздушного объема v, K — проводимость отверстия), можно при заданных d и ω определить Σ. Если активное сопротивление обусловлено только внутренним трением воздуха в отверстиях, то как следует из работы [4]

$$R_1 = \frac{2}{d}\sqrt{\frac{2\mu}{\rho}\omega}\cdot\frac{\Sigma}{Kc} \quad \text{при} \quad \left| k'\frac{d}{2} \right| = \sqrt{\frac{\omega\rho}{2\mu}}\frac{d}{2} > 10,$$

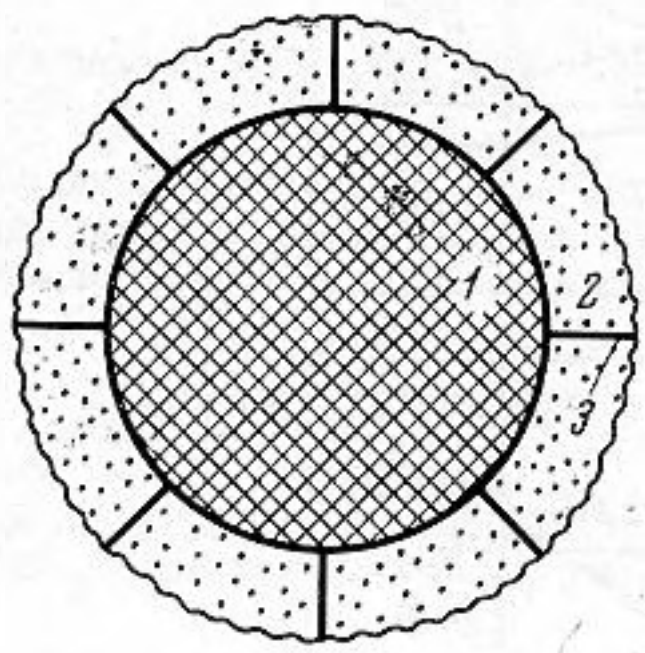
где k' — волновое число вязких волн, μ — коэффициент вязкости и

$$R_1 = \frac{32\mu\Sigma}{d^2 K\rho c} \quad \text{при} \quad \left| k'\frac{d}{2} \right| < 1.$$

Экспериментально методом малой камеры [5] была исследована сфера радиусом $a = 5$ *см* из проклеенного папье-маше, внутри которого размещалась жесткая метал-

лическая сфера радиусом $a_1 = 3{,}8$ *см* с отсеками, обеспечивающими за каждым отверстием объем v. При выбранных нами значениях X_1 и R_1 мы получили при $d = 0{,}5$ *см* значение $\Sigma = 9$ *см*^{2} и $v = 9{,}2$ *см*^{3}. Если активные потери были бы обусловлены внутренним трением воздуха в отверстиях, то расчет дает для R_1 значение 0,15, что меньше необходимой величины, определяемой из условия (4). Поэтому в отверстия вклеивался слой марли, что позволило получить для R_1 требуемую величину $R_1 = 0{,}6$—$0{,}7$.

Результаты измерения коэффициента звукопоглощения показаны на фиг. 2 (кривая *1*). Поглощение максимально на частоте в области 1100—1300 *гц*. На основании теоретического расчета частота максимума должна лежать около 1100 *гц*. Поскольку способ измерения справедлив для малого поглощения, т. е. тогда, когда частоты мод при внесении сферы в камеру изменяются незначительно, при больших поглощениях нельзя говорить о количественных результатах. Можно только сказать, что поглощение на данной частоте велико, т. к. соответствующая мода на этой частоте не возбуждается. Поэтому на кривой поглощения имеется разрыв, показывающий отсутствие экспериментальных значений.



Фиг. 3

Теоретические расчеты и экспериментальная проверка полученных результатов были выполнены и для нескольких сфер из микролита и поролона. Конструктивно сферы выполнялись аналогично описанной выше, но объемы ячеек заполнялись пористым материалом и перфорированное покрытие отсутствовало (см. фиг. 3, где *1* — жесткое ядро, *2* — слой пористого материала, *3* — жесткие перегородки). При расчете в качестве импеданца поверхности принимался импеданц слоя материала на жестком основании. На фиг. 2, *2* показана теоретическая зависимость коэффициента звукопоглощения для сферы с внешним радиусом $a = 4$ *см* и толщиной покрывающего ядро слоя микролита $l = 2$ *см*. Точки соответствуют экспериментально определенным значениям коэффициента звукопоглощения. Как видно из фиг. 2, *2*, получено хорошее совпадение расчетных и опытных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Olson. Functional sound absorber: RCA Rev., 1946, 12, 503—521.
2. R. Cook, P. Chrzanowski. Absorption by sound absorbent spheres. J. Acoust. Soc. America, 1946, 2, 21, 167—170.
3. Ф. Морс и Г. Фешбах. Методы теоретической физики, М., ИЛ, 1960.
4. К. А. Велижанина. Экспериментальное исследование звукопоглотителей. Ж. техн. физ., 1951, 21, 9, 1087—1099.
5. Л. А. Борисов, К. А. Велижанина. Способ исследования одиночных объемных поглотителей методом малой камеры. Акуст. ж., 1967, 13, 2, 287—289.

Кафедра акустики
Московского государственного
университета

Поступило в редакцию
18 апреля 1966 г.

УДК 534—16:548.0

ПРЯМОЕ УСИЛЕНИЕ РЭЛЕЕВСКИХ ВОЛН В КРИСТАЛЛЕ CdS НА ЧАСТОТЕ 30 *Мгц*

В. И. Васькова, И. А. Викторов

Авторы работы [1] получили усиление рэлеевских волн в кристалле CdS на сравнительно низкой частоте (8 *Мгц*), используя для возбуждения и приема волн систему алюминиевых гребенчатых электродов, образованных на поверхности кристалла путем вакуумного напыления и последующего фототравления; одновременно те же электроды служили и для создания в кристалле дрейфового электрического поля. В настоящей заметке описываются методика и результаты опытов по исследованию этого эффекта в кристалле CdS на частоте 30 *Мгц*.

Кристалл *1* * (см. фиг. 1, на которой изображена схема опыта) имел форму прямоугольного параллелепипеда с размерами $11{,}5 \times 11{,}5 \times 52{,}0$ *мм*: рэлеевские волны распространялись вдоль грани $11{,}5 \times 52$ *мм*, перпендикулярной гексагональной оси z кристалла. Поверхность этой грани была шлифованной. Для возбуждения и приема

* Изготовленный во Всесоюзном научно-исследовательском институте монокристаллов методом, описанным в работе [2].