где

$$M_1 = \frac{L_1[1-V(\vartheta_0)] + 8L_0T_0 + T_1[1+V(\vartheta_0)] + 8T_0^2(1+V(\vartheta_0))[1-V(\vartheta_0)]^2}{V^2(\vartheta_0)-1}.$$

На фиг. 2 и 3 приведены расчетные кривые модулей M_0 и M_1 как функций угла падения ϑ_0. Из графиков видно, что в случае илистых грунтов для $kR>10$ на углах $0°\leqslant\vartheta_0<60°$ можно полагать $Z_{сф}\approx Z_0$ с погрешностью, не превышающей 5–7%. Для обеспечения такой же точности при расчете Z_0 по результатам измерений в диапазоне углов $\vartheta_0\geqslant 60°$ необходимо учитывать последующие члены разложения (3). В случае песчаного грунта полагать $Z_{сф}\approx Z_0$ с указанной выше погрешностью можно лишь в интервале $0°\leqslant\vartheta_0<40°$.

Из изложенного следует, что при измерениях входного импеданца морского грунта пользоваться геометрооптическим приближением можно лишь в ограниченном диапазоне частот и углов. В каждом конкретном случае исходя из требуемой точности можно оценить, каким количеством членов разложения (3) необходимо пользоваться для интерпретации результатов измерений.

В заключение авторы благодарят С. Н. Ржевкина и Л. Н. Захарова за многочисленные дискуссии по затронутым вопросам.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Kendall J. M.* Method of calibrating microphones. U. S. Pat., 2.597.005, 1952.
2. *Leslie C., Kendall J., Jones J.* Hydrophone for measuring Particle Velocity. J. Acoust. Soc. America, 1956, *28*, 4, 711—715.
3. *Бреховских Л. М.* Волны в слоистых средах. М., «Наука», 1973.
4. *Лысанов Ю. П.* Поле точечного дипольного источника звука над плоской границей раздела двух сред. Акуст. ж., 1964, *10*, 4, 481—483.
5. *Захаров Л. Н.* О распространении звука в слое воды пресного водохранилища в зимних условиях. Акуст. ж., 1974, *20*, 1, 132—133.
6. Акустика океана. Под ред. Л. М. Бреховских. М., «Наука», 1974.

Всесоюзный научно-исследовательский институт физико-технических и радиотехнических измерений

Поступила 20 мая 1976 г.
После окончательной доработки 26 сентября 1977 г.

УДК 534.833.532

МЕТОД МАЛОЙ КАМЕРЫ В ПРИМЕНЕНИИ К ИССЛЕДОВАНИЯМ ЗВУКОПОГЛОЩАЮЩИХ СИСТЕМ ПРИ ВЫСОКИХ УРОВНЯХ ЗВУКА

К. А. Велижанина, В. В. Ястребов

Известно, что при высоких уровнях звукового давления акустические свойства звукопоглощающих систем изменяются; например, импеданц становится зависимым от уровня звукового давления [1–5]. Характерным для проведенных до настоящего времени исследований является то, что они осуществлялись, как правило, с использованием интерферометров малого диаметра (2–5 *см*), что налагало ограничения на размер образцов исследуемых звукопоглощающих систем, в частности на шаг перфорации.

Для измерения при высоких уровнях звукового давления на образцах значительных размеров нами использован метод малой камеры, в связи с чем разработан способ получения в такой камере высоких уровней звукового давления.

Метод малой камеры [6] основан на возбуждении в замкнутом прямоугольном объеме (камере) с жесткими стенками собственных колебаний (мод), при которых волновой вектор составляет с ребрами камеры определенные углы. Следовательно, в камере можно производить измерения звукопоглощения образцов и при наклонном падении звука [7].

Для возбуждения в камере звукового поля высокого уровня в качестве мощного источника звука мы использовали выходное отверстие экспоненциально сужающегося рупора, входное отверстие которого было соединено с камерой диафрагмы мощного электродинамического громкоговорителя. При создании звукового поля точечным источником в камере могут возникнуть колебания любой из мод; однако при совпадении частоты источника с одной из собственных частот камеры амплитуда колебаний и уровень звука увеличиваются во много раз. При этом длина рупора должна быть подобрана так, чтобы его характеристическая частота равнялась частоте требуемой моды:

$$f_{mnq} = \frac{c_0}{2}\sqrt{\left(\frac{m}{l}\right)^2 + \left(\frac{n}{h}\right)^2 + \left(\frac{q}{b}\right)^2}, \quad (1)$$

$m, n, 0$	$f_{m,n,0}$	p, *дб*	$m, n, 0$	$f_{m,n,0}$	p, *дб*
1, 0, 0	215	130	1, 1, 0	410	143
2, 0, 0	422	140	2, 1, 0	540	135
3, 0, 0	630	125	2, 2, 0	810	130
0, 1, 0	345	140			

где l, h, b – линейные размеры камеры, m, n, q – целые числа 1, 2, 3. При распространении в сужающемся рупоре волны конечной амплитуды возникают нелинейные искажения. Оценку этих искажений на второй гармонике можно производить по формуле [8]

$$\nu = \frac{p_2}{p_1} = \frac{(\gamma+1)\,\omega}{4\gamma p_0 \omega_{кр}} \left(e^{\beta x/2}-1\right) p_{m1}, \tag{2}$$

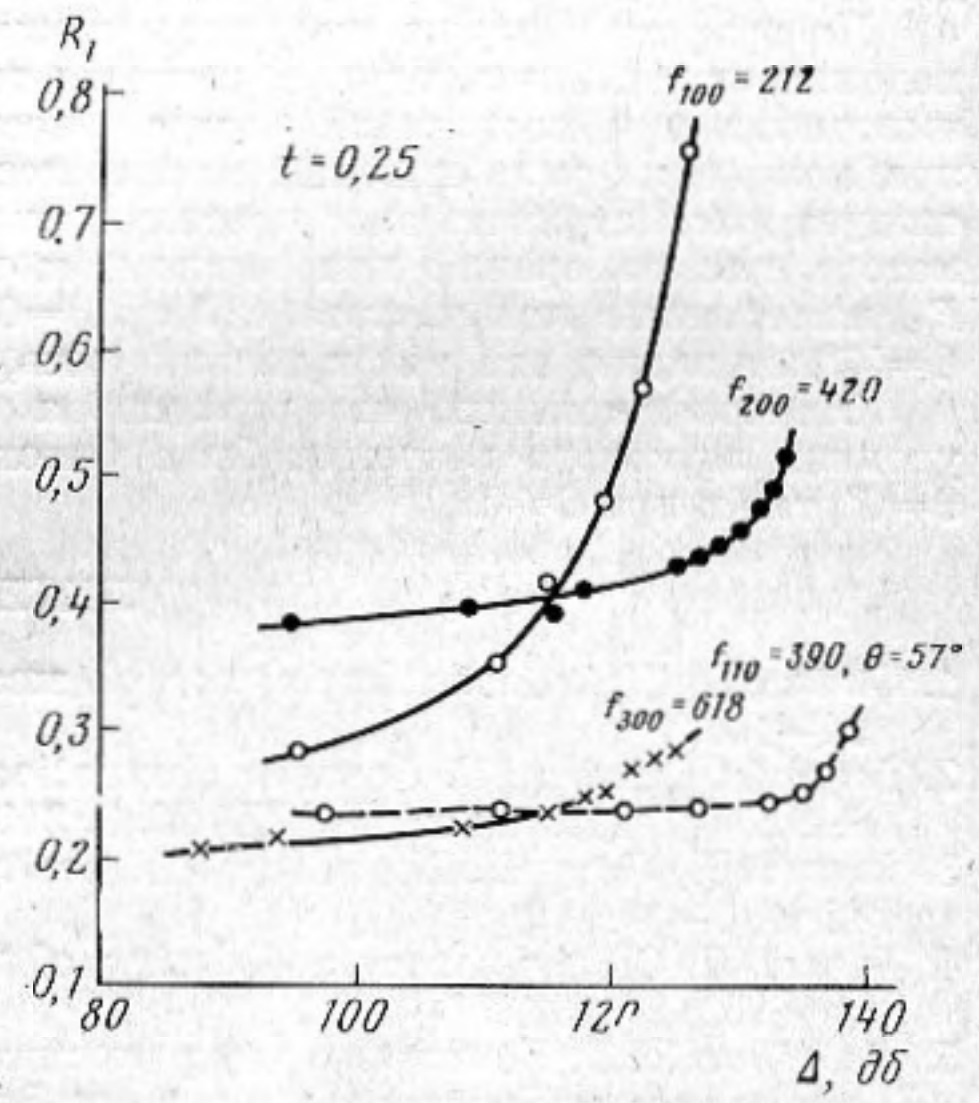
где $\gamma=1{,}4$ – показатель адиабаты для воздуха, p_0 – статическое давление, ω – циклическая частота, $\omega_{кр}$ – критическая частота рупора, $\omega_{кр}=\beta c_0/2$, β – показатель экспоненты (в нашем случае $\beta=-0{,}04$), c_0 – скорость звука, $p_{m1}=p_1 e^{-\beta x/2}$ – амплитуда первой гармоники.

При возбуждении собственных частот в камере, имеющей внутренние размеры: $l=80$, $h=50$, $b=10$ *см*, в интерференционных максимумах были получены значения уровня звукового давления (таблица).

При таких значениях уровня звукового давления расчет искажений по формуле (2) дает значения от 1,5 до 7% от величины p_1, что хорошо подтверждается на опыте.

Измеренное распределение звукового давления в камере соответствовало рассчитанному по формуле $p = A \cos \frac{m\pi x}{l} \cos \frac{n\pi y}{h}$ (при $q=0$). Все вышесказанное позволило считать камеру надежным измерительным инструментом.

Для измерения импеданца образец размещался на одной из стенок камеры (50·10 или 80·10 *см*²). При этом как при нормальном падении на него звуковой волны, так и при наклонном падении в условиях возбуждения нормальных и касательных мод (последние соответствуют случаю, когда один из индексов, например q, равен нулю) можно считать в силу симметрии, что образец является бесконечно протяженным, и не учитывать краевой эффект. По результатам измерений давления в максимуме p_{max} и минимуме p_{min}, а также расстояния d_1 первого минимума от поверхности образца можно определить активную R_1 и реактивную Y_1 компоненты удельного безразмерного импеданца



Активная компонента импеданса перфорированной панели толщиной $t=0{,}25$ *см* с отверстиями диаметра $d=1$ *см*, расположенными по квадратной ячейке со стороной $a=3$ *см*, помещенной на расстоянии $l=6$ *см* от жесткой стенки. Кривая *1* – мода $f_{100}=212$ *гц*, *2* – $f_{200}=420$ *гц*, *3* – $f_{110}=390$ *гц*, $\theta=57°$, *4* – $f_{300}=618$ *гц*

$$\begin{aligned} R_1 &= 2N/(N^2+1)-(N^2-1)\cos 2\delta, \\ Y_1 &= (N^2-1)\sin 2\delta/(N^2+1)-(N^2-1)\cos 2\delta, \\ 2\delta &= 2\pi(d_1-\lambda_{mn0}\sec\theta/4) \Big/ \frac{\lambda_{mn0}\sec\theta}{2}; \end{aligned} \tag{3}$$

здесь θ – угол падения, определяемый из соотношения

$$\theta = \arccos\,(f_{m00}/f_{mn0}), \tag{4}$$

λ_{mn0} — длина волны моды m, n, 0. Наличие звукопоглощающей системы, имеющей при нормальном падении звука импеданц $Z_{10}=R_{10}+iY_{10}$, изменит собственную частоту колебания, происходящего вдоль этого направления (скажем, вдоль оси x); измененная частота может быть определена по формуле [7]

$$(1+i\mu_m/k)\,\mathrm{tg}\,(\nu_m+i\mu_m)\,l = i/Z_{10} = (Y_{10}+iR_{10})/R_{10}^2+Y_{10}^2, \tag{5}$$

где ν_m – волновое число моды m, 0, 0, и μ_m – затухание амплитуды этой моды вдоль той же оси, $k=\omega/c_0$.

В качестве иллюстрации результатов использования описанного метода приведем измеренные значения активной компоненты импеданца перфорированной панели толщиной $t=0{,}25$ *см* с отверстиями диаметра $d=1$ *см*, расположенными по квадратной ячейке со стороной $a=3$ *см* и помещенной на расстоянии $l=6$ *см* от жесткой стенки; размер образцов составлял 0,05 и 0,08 $м^2$. Из графика фигуры видно, что значение R_1 возрастает с ростом уровня звукового давления. Эти результаты находятся в соответствии с результатами, полученными другими авторами, измерявшими импеданц одиночного отверстия в панели [3, 5]. Так, Ингард [3] представляет активную компоненту импеданца отверстия в виде

$$R=\frac{1}{\rho c_0}\sqrt{2\rho\mu\omega}\,(t+\Delta_t+\Delta_{nl}), \tag{6}$$

t – толщина панели, Δ_t – концевая поправка, обусловленная присоединенной массой в линейном приближении и Δ_{nl} – поправка, получаемая в нелинейной области. Вычисленные из наших значений R_1 значения Δ_{nl} при колебательной скорости $u=100$ *см/сек*, частоте 212 *гц* и толщине панели $t=0{,}25$ и $t=0{,}15$ *см* совпадают в пределах 5–10% со значениями, приведенными в работе [3].

На графике фигуры приведены также значения R_1, измеренные при наклонном падении звука. Здесь, однако, имеются трудности в получении угловой зависимости импеданца при постоянной частоте, поскольку, как это следует из формулы (4), при изменении угла падения изменяется и частота моды. Поэтому эти результаты следует рассматривать как предварительные, иллюстрирующие лишь применимость метода для измерений при наклонном падении звука. Так, сопоставляя значения R_1, измеренные при частоте 420 *гц* $\theta=0°$, со значениями R_1 при частоте 390 *гц* и $\theta=57°$ мы видим, что, как и должно быть, $R_1'=R_1\cos\theta$.

Отметим, наконец, что реактивная компонента импеданца при достигнутых уровнях звукового давления была близка к своему линейному значению как при $\theta=0°$, так и при $\theta\neq0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Sivian L. I.* Acoustic impedance of small orifices. J. Acoust. Soc. America, 1935, *7*, 94—101.
2. *Ingard U., Labate S.* Acoustic circulation effects and nonlinear impedance of orifices. J. Acoust. Soc. America, 1950, *22*, 2, 211—218.
3. *Ingard U., Ising H.* Acoustic nonlinearity of an orifice. J. Acoust. Soc. America, 1967, *42*, 1, 6—17.
4. *Ingard U.* On the theory and design of the acoustic resonators. J. Acoust. Soc. America, 1953, *25*, 6, 1037—1061.
5. *Лебедева И. В.* Изменение акустических свойств перфорированных панелей при высоких уровнях звукового давления. Звукоизолирующие и звукопоглощающие конструкции в строительстве и на транспорте. Изд-во Ленинградского дома научно-технической пропаганды, 1974.
6. *Cremer L.* Die wissenschafte. Grundlagen der Raumakustik, Bd III, Wellentheoretische Raumakustik, Leipzig, 1950.
7. *Велижанина К. А., Воронина Н. Н., Кодымская Е. С.* Исследование импеданса звукопоглощающих систем при наклонном падении звука. Акуст. ж., 1971, *17*, 2, 230—234.
8. *Фурдуев В. В.* Электроакустика. М.— Л., Гостехтеориздат, 1948.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова, физический факультет

Поступила
10 июня 1977 г.

УДК 534–14:535

СТРОБОСКОПИЧЕСКОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ОПТИКО-АКУСТИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

В. М. Гордиенко, А. Б. Решилов, В. И. Шмальгаузен

Поглощение жидкостями интенсивного лазерного излучения приводит к генерации акустических волн [1–6]. Наиболее широко известны три механизма генерации: тепловой [1–3], испарительный [4], лазерный пробой жидкости [5]. Оптические методы регистрации имеют ряд преимуществ перед акустическими: они не искажают акустического поля, обладают высоким пространственным и временным разрешением при большом поле наблюдения. Наиболее наглядные результаты можно получить, используя теневые методы [6, 7].