

КОЛЕБАНИЯ МЕМБРАНЫ, НАГРУЖЕННОЙ ТОНКИМ СЛОЕМ ВОЗДУХА

И. Г. Петрицкая

На низких частотах упругое сопротивление натянутой круглой мембраны велико и можно приближенно считать, что слой воздуха между мембраной и противоположной неподвижной пластиной не влияет на форму колебаний мембраны. Общее сопротивление системы: мембрана — тонкий слой воздуха при этом может быть определено как сумма собственного сопротивления мембраны и сопротивления слоя воздуха [1]. На более высоких частотах ($8\pi T / \omega \ll Z_c$, где T — натяжение мембраны, Z_c — сопротивление слоя воздуха, ω — частота) слой воздуха может существенно влиять на форму колебаний мембраны.

Для определения формы мембраны, колеблющейся под действием постоянной по площади внешней силы $F_0 e^{i\omega t}$ с учетом воздействия на нее слоя воздуха, необходимо решить совместно уравнение колебаний мембраны и граничную задачу для слоя воздуха.

Уравнение колебаний мембраны имеет следующий вид:

$$\Delta \eta(r, \vartheta, t) - 1/c_m^2 \cdot \partial^2 \eta(r, \vartheta, t) / \partial t^2 = -F_0 e^{i\omega t} + p_c(r, \vartheta, 0, t), \quad (1)$$

где $c_m^2 = T/\sigma$, σ — поверхностная плотность материала мембраны. В это уравнение входит величина давления со стороны слоя воздуха $p_c(r, \vartheta, 0, t)$, которое определяется из граничной задачи для слоя в постановке, изложенной в работе [2].

Выражение для амплитуды смещения мембраны, как результат совместного решения уравнения (1) и граничной задачи для слоя воздуха, мы получаем в следующем виде [3]:

$$\eta(r, \vartheta) = F_0 / TK^2 [J_0(Kr) / J_0(Ka) - 1] + F_0 / TK^2 \sum_{i,k=0}^N \Delta_{ik} / \Delta \cdot \alpha_i(r, \vartheta) [\beta_{k0} / J_0(Ka) - \beta_{k1}] \quad (2)$$

где Δ — определитель с элементами $a_{ik} = \delta_{ik} - \beta_{ik}$,

$$\beta_{ik} = \int_0^{2\pi} \int_0^a \beta_i(x, \psi) \alpha_k(x, \psi) x dx d\psi,$$

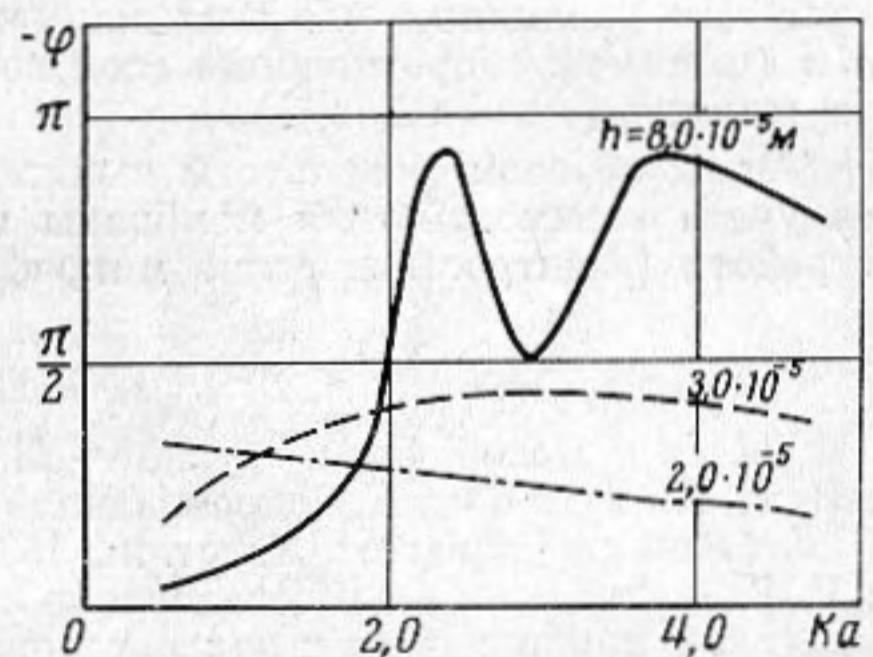
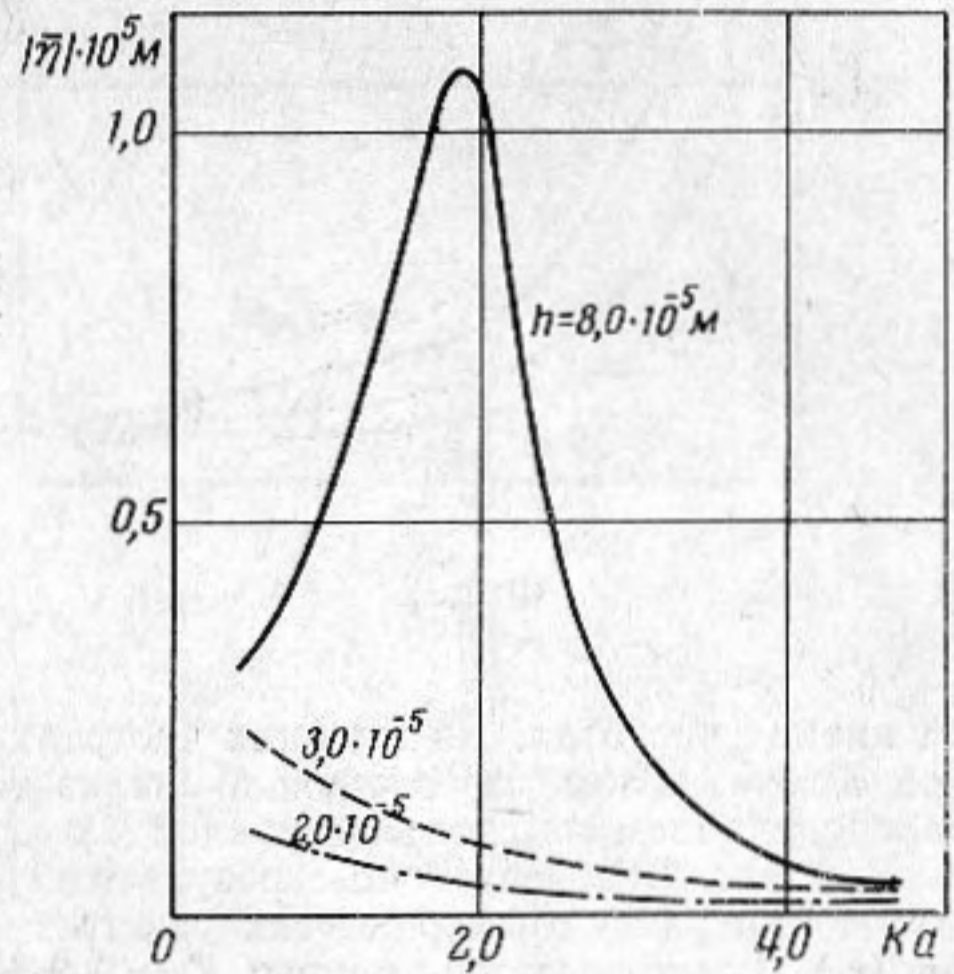
Δ_{ik} — алгебраическое дополнение элемента a_{ki} определителя Δ , $\alpha_i(r, \vartheta)$ — собственные функции задачи, $\beta_i(x, \psi)$ — функции, зависящие от параметров мембраны и слоя воздуха [3], $K = \omega / c_m$, a — радиус мембраны и противоположной неподвижной пластины. Число членов ряда N соответствует принятому для расчетов приближению.

Полученное выражение может быть использовано для определения средней по площади амплитуды смещения мембраны

$$\overline{\eta(r, \vartheta)} = 1/\pi a^2 \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^a \eta(r, \vartheta) r dr d\vartheta$$

и величины общего механического сопротивления системы $Z = F_0 \pi a^2 / i\omega \overline{\eta}$. По выведенным формулам были выполнены расчеты $\overline{\eta} = |\overline{\eta}| e^{i\varphi}$ и Z (для $N = 2$) на электронно-счетной машине «Минск-2» для случая наличия в неподвижной пластине одного узкого кольцевого отверстия. Эти расчеты позволяют проследить зависимость частотных характеристик от основных параметров мембраны и слоя воздуха.

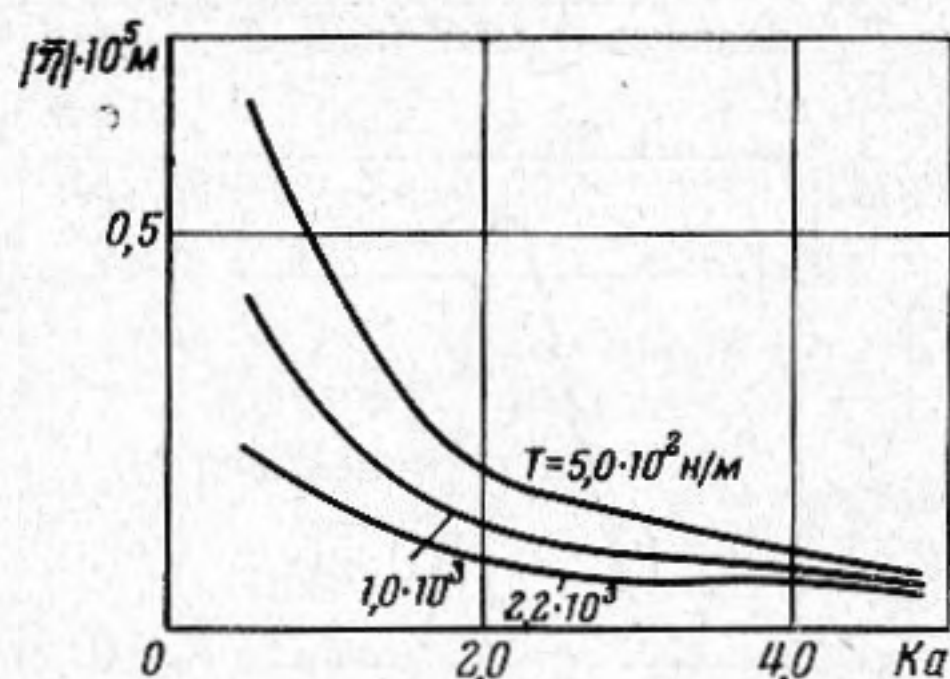
На фиг. 1 представлены амплитудно-частотные и фазовые характеристики мембраны, нагруженной слоем воздуха при различной толщине слоя h . Основные расчетные параметры соответствуют параметрам микрофона МК-5 ($T = 2,2 \cdot 10^{-3}$ н/м,



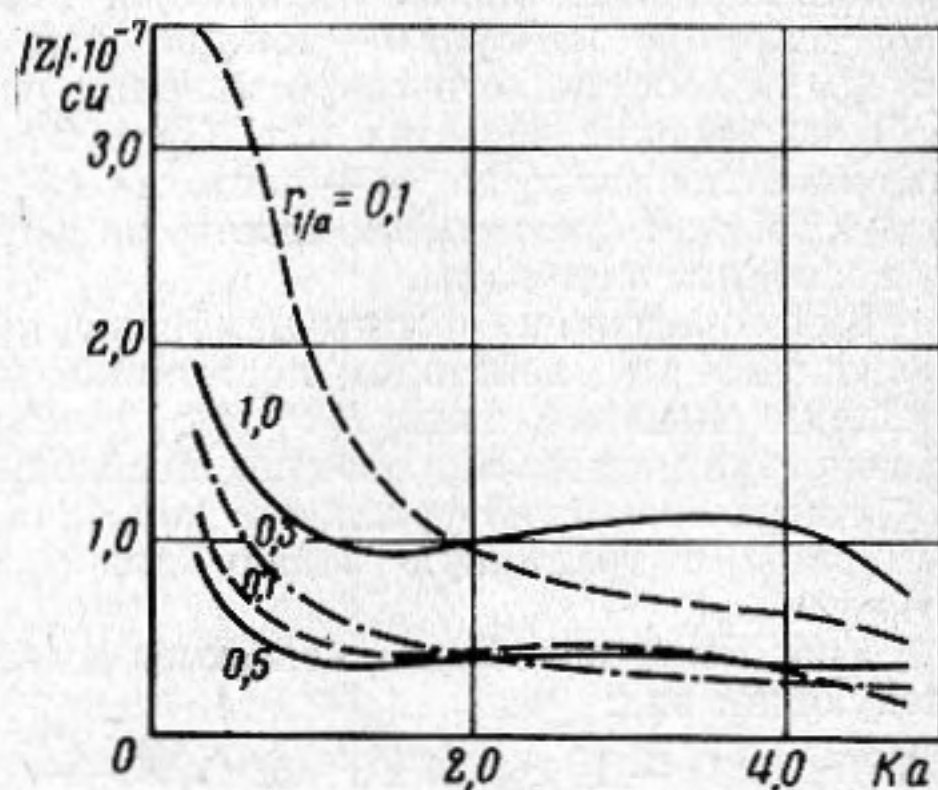
Фиг. 1

$\sigma = 7,8 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^2$, $a = 7,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $F_0 = 0,1 \text{ н/м}^2$, $r_1 = 0,5 a$). Графики показывают, что с увеличением толщины слоя воздуха средняя по площади амплитуда смещения мембраны возрастает, так что при достаточно больших h могут выявиться резонансы системы на частотах, несколько меньших частоты собственного резонанса мембраны.

Фиг. 2 иллюстрирует зависимость амплитудно-частотных характеристик от величины натяжения мембраны (при $h = 3,0 \cdot 10^{-3} \text{ см}$). С увеличением натяжения амплитуда смещения мембраны уменьшается. Изменение натяжения особенно сказывается



Фиг. 2



Фиг. 3

на низких частотах. На высоких частотах графики $|\eta|$ сближаются, но не совпадают при $Ka = 2,4$, как это следовало бы из теории колебаний мембраны с равномерным распределением сопротивления слоя [1].

На фиг. 3 представлены результаты расчета механического сопротивления системы при различных радиусах узкого кольцевого отверстия в неподвижной пластине (r_1). Расчетные параметры: $T = 2,2 \cdot 10^3 \text{ н/м}$, $\sigma = 7,8 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^2$, $a = 7,1 \cdot 10^{-3} \text{ м}$, $h = 3,0 \cdot 10^{-5} \text{ м}$. Графики показывают изменение сопротивления с увеличением радиуса. На различных частотах наименьшее сопротивление получается для разных r_1/a (минимум сопротивления слоя воздуха при колебаниях плоской диафрагмы соответствует $r_1/a = 0,7$ [2]).

Таким образом, результаты вычисления величин $\bar{\eta}$ и Z убеждают в необходимости учета взаимодействия мембраны и слоя воздуха при расчетах конденсаторных устройств (электростатические микрофоны, громкоговорители) на высоких частотах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Морз. Колебания и звук. М.—Л., ГИИТЛ, 1949, стр. 226.
2. И. Г. Петрицкая. Сопротивление тонкого слоя воздуха при гармонических колебаниях диафрагмы. Акуст. ж., 1966, 12, 2, 222—230.
3. И. Г. Петрицкая. Исследование акустического сопротивления тонкого слоя воздуха с приложением к конденсаторному микрофону. (канд. диссертация). Л., 1966.

Всесоюзный н.-и. институт
им. А. С. Попова
Ленинград

Поступило в редакцию
1 марта 1967 г.

УДК 534.28.2:548

ЗАТУХАНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В ДЕФОРМИРОВАННЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ МОЛИБДЕНА И НИОБИЯ В РАЗЛИЧНЫХ КРИСТАЛЛОГРАФИЧЕСКИХ НАПРАВЛЕНИЯХ

И. Г. Полоцкий, Г. И. Прокопенко

В последнее время возрос интерес к неупругим эффектам, связанным с несовершенствами кристаллического строения металлов с объемноцентрированной решеткой [1—4]. Это в известной мере вызвано тем, что исследование релаксационных максимумов затухания в металлах, обусловленных деформацией, позволяет изучить движение свободных дислокаций и дает возможность определять силы Пайерлса. Природу релаксационных максимумов затухания пытаются объяснить теорией Зегера [5].