

УДК 534.232

НИЗКОЧАСТОТНЫЙ ПРОДОЛЬНО-ИЗГИБНЫЙ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬ С ПЛОСКОЙ ИЗЛУЧАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

© 1998 г. И. В. Вовк, Ю. В. МЯКШИН

Институт гидромеханики Национальной академии наук Украины
252057 Киев, ул. Желябова, 8/4

Поступила в редакцию 04.07.96 г.

Рассмотрен низкочастотный продольно-изгибный гидроакустический преобразователь с разрезной оболочкой вытянутого коробчатого профиля, которая не имеет противофазных участков колебаний на излучающей поверхности и состоит из двух элементов, подобных швеллеру, концы которых шарнирно соединены с торцами пьезостержня. Построена математическая модель колебательной системы преобразователя, предложена методика оценки его электромеханических и акустических характеристик, на базе которой составлена эквивалентная электромеханическая схема преобразователя. Приведены частотные зависимости механического импеданса, удельной акустической мощности, расчетные значения добротности, уровня звукового давления, неравномерности диаграммы направленности и другие количественные данные. Показано, что в диапазоне частот от нескольких десятков до сотен герц плоский продольно-изгибный преобразователь может служить основой для создания мощных подводных источников звука малых волновых размеров.

Создание мощных низкочастотных подводных источников звука сопряжено с решением ряда научно-технических проблем, суть которых подробно освещена многочисленными публикациями (см., например, [1, 2] и библиографию к ним). В связи с этим идея, положенная в основу продольно-изгибного преобразователя [3], оказалась, как показывает время, весьма плодотворной. Общеизвестная схема построения продольно-изгибного преобразователя предполагает наличие двух основных узлов: прочной излучающей оболочки овальной формы и пьезостержня, расположенного вдоль большой оси оболочки и механически жестко связанного с ней своими торцами. Такая конструкция позволяет трансформировать относительно небольшие продольные колебания торцов пьезостержня в значительные изгибные (низкочастотные) колебания оболочки, что обеспечивает хорошее согласование преобразователя со средой, несмотря на его малые волновые размеры. Более чем 60-летняя история развития продольно-изгибных преобразователей изложена в [4]. Обладая рядом неоспоримых достоинств, эти преобразователи не лишены и существенных недостатков, главным из которых является наличие на поверхности оболочки противофазных участков колебаний, достигающих в реальных конструкциях 25% поверхности, что снижает энергетическую эффективность таких преобразователей. Остальные негативные стороны подобных преобразователей связаны с конструктивными особенностями. Видимо по этим причинам в литературе отсутствуют описания конструкций преобразователей продольно-изгибного

типа, способных эффективно излучать звук на частотах ниже ~400 Гц.

Целью настоящей работы является изложение методов оценки электромеханических и акустических характеристик продольно-изгибного преобразователя с плоской излучающей поверхностью, во многом лишенного недостатков традиционных продольно изгибных преобразователей с излучающей оболочкой овальной формы и позволяющего обеспечить эффективность излучения на частотах вплоть до нескольких десятков герц.

Принцип действия и краткие сведения о потенциальных возможностях плоского преобразователя приведены в [5–7]. Схема построения такого преобразователя представлена на рис. 1. Он состоит из двух П-образных профилей, симметрично расположенных относительно пьезостержня – 1. Каждый из П-образных профилей можно условно разделить на рычаги – 3 и излучающую пластину – 2, шарнирно опертую на концах. Рычаги жестко установлены на концах пластины и шарнирно соединены с торцами пьезостержня. Из приведенного описания нетрудно видеть, что колебания конца рычага $X(-l)$ относительно начального положения под действием силы F , возникающей на торцах пьезостержня после подачи на него гармонического напряжения $u = Ue^{-j\omega t}$, приведут к изгибной деформации пластины с распределением амплитуды колебаний $Y(x)$ по ее длине. Следовательно, П-образный профиль является механическим трансформатором колебаний, причем коэффициент трансформации $N = Y(L/2)/X(-l)$ зависит от соотношения размеров профиля и для случая $L/l \gg 1$ величина $N \gg 1$. Указанная особенность

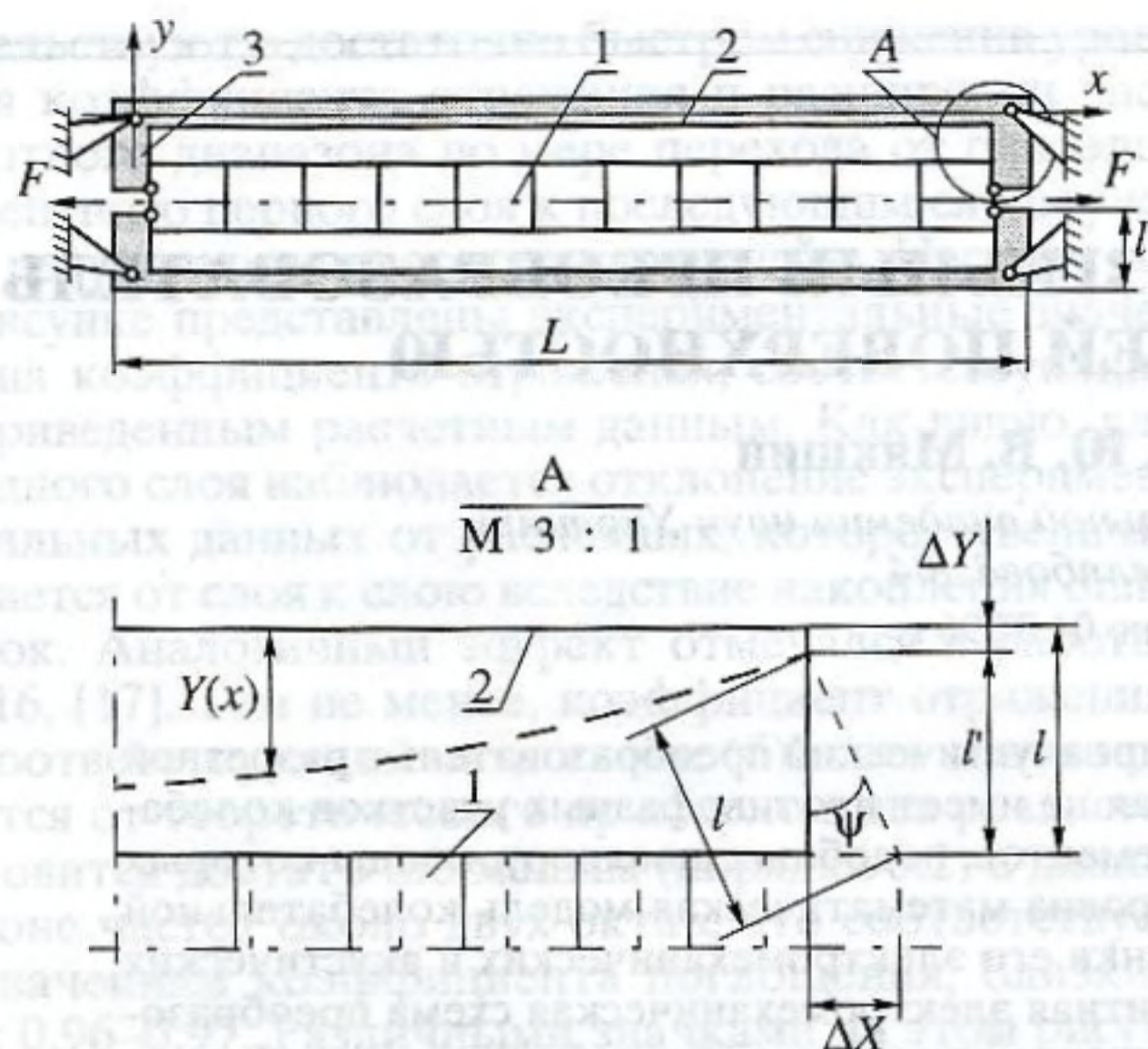


Рис. 1. Конструктивная схема продольно-изгибного электроакустического преобразователя с плоской излучающей поверхностью.

механической системы пластина-рычаг является необходимой предпосылкой для создания мощного низкочастотного источника звука малого волнового размера.

Пусть заданными являются геометрические и физические характеристики рассматриваемого преобразователя, акустической среды, а также электрическое напряжение u , подаваемое на электроды пьезостержня. Искомыми величинами являются электромеханические и акустические характеристики преобразователя.

Разобьем задачу на два этапа. На первом этапе рассмотрим колебания преобразователя в вакууме, а на втором – в акустической среде. Для решения задачи на первом этапе используем дифференциальные уравнения продольных колебаний тонкого пьезостержня и изгибных колебаний балки, полагая что ширина пластины b много меньше ее длины L . Будем считать, что возбуждение колебаний пластины производится невесомыми идеально жесткими рычагами только за счет действия гармонических моментов $M = F \times l$ в шарнирных опорах на концах пластины. Тогда дифференциальное уравнение вынужденных колебаний пластины можно записать следующим образом [8]:

$$\frac{d^4 Y}{dX^4} - k^4 Y = \frac{Q(x)}{EJ}, \quad (1)$$

где: $Q(x) = q \sum_{v=1}^2 \lim_{\Delta\xi \rightarrow 0} (-1)^{v+1} \{ \delta[x - (\xi_v + \Delta\xi)] - \delta[x - \xi_v] \}$, распределение сил, соответствующее действию моментов, δ – дельта-функция, k – вол-

новое число, E – модуль Юнга, J – момент инерции поперечного сечения пластины, $v = 1, 2$ – индекс, $\xi_1 = 0, \xi_2 = L$ – координаты точек приложения моментов, q – эквивалентная сила, такая что $\lim_{\Delta\xi \rightarrow 0} q \Delta\xi = M$.

Решение (1) будем искать в виде ряда

$$Y(x) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n Y_n(x), \quad (2)$$

где $Y_n(x) = \sqrt{2/L} \sin k_n x$ – собственные функции пластины шарнирно опертой на концах, A_n – искомая амплитуда колебаний, $k_n = n\pi/L$ – собственные волновые числа пластины.

Эквивалентное распределение сил $Q(x)$ представим в виде разложения в ряд по собственным функциям

$$Q(x) = \sum_{n=1}^{\infty} q_n Y_n(x), \quad (3)$$

где $q_n = \int_0^L Q(x) Y_n(x) dx$ – весовые коэффициенты.

Осуществляя подстановку (2), (3) в уравнение (1) и учитывая свойство ортогональности собственных функций, дифференциальное уравнение несложно преобразовать в алгебраическое

$$\sqrt{\frac{2}{L}} (k_{2m+1}^4 - k^4) A_{2m+1} - \frac{4lk_{2m+1}}{EJL} F = 0, \quad (4)$$

где $m = 1, 2, \dots$

Второе уравнение, необходимое для определения искомых величин A_{2m+1} и F , получим, воспользовавшись результатами [9], где решена задача о вынужденных колебаниях пьезостержня с неоднородными граничными условиями на торцах.

Откуда для симметрично нагруженного секционированного пьезостержня имеем

$$2v \left(\frac{z_1}{j \sin \eta L} + j \frac{N_1^2}{\omega C_1} \right) + jv z_1 \operatorname{tg} \frac{\eta L}{2} + F = u N_1,$$

или после несложных преобразований

$$-jv z_1 \left(\operatorname{ctg} \frac{\eta L}{2} - \frac{2k_{33}^2}{\omega C_1} \right) + F = u N_1, \quad (5)$$

где $v = -j\omega l \frac{dY}{dx} \Big|_{x=0}$ – скорость торца пьезостержня, z_1, N_1, C_1 – механический импеданс, коэффициент электромеханической трансформации, электрическая емкость пьезостержня, η – волновое число, k_{33} – коэффициент электромеханической связи пьезокерамики, ω – круговая частота.

Используя (2), (4), (5), запишем систему уравнений, необходимую для решения задачи на первом этапе, в виде

$$\begin{cases} \sqrt{\frac{2}{L}}(k_{2m+1}^4 - k^4)A_{2m+1} + \frac{4lk_{2m+1}}{EJL}F = 0, \\ \sqrt{\frac{2}{L}}\omega lz_1 \left(\operatorname{ctg} \frac{\eta L}{2} - \frac{2k_{33}^2}{\eta L} \right) \sum_{m=1}^{\infty} k_{2m+1} A_{2m+1} + F = uN_1. \end{cases}$$

Эта бесконечная система легко разрешима методом подстановки, при этом могут быть получены аналитические выражения для ряда важных характеристик преобразователя.

Так, распределение амплитуды колебаний по длине пластины определяется функциональным рядом

$$Y(x) = \frac{4Fl}{EJL} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{k_{2m+1}}{k_{2m+1}^4 - k^4} \sin k_{2m+1} x,$$

откуда, используя представления известных функциональных рядов [10], окончательно имеем

$$Y(x) = \frac{FlL^2}{8EJ} \left[\frac{\cos k(L-2x)/2}{\cos kL/2} - \frac{\operatorname{ch} k(L-2x)/2}{\operatorname{ch} kL/2} \right] \left(\frac{kL}{2} \right)^{-2},$$

где

$$F = uN_1 \left[1 + \frac{z_1 kL}{z_2 4} \left(\operatorname{ctg} \frac{\eta L}{2} - \frac{2k_{33}^2}{\eta L} \right) \left(\operatorname{th} \frac{kL}{2} + \operatorname{tg} \frac{kL}{2} \right) \right]^{-1},$$

$z_2 = \rho_2 c_2 b h \mu L / l^2$ – импеданс механической системы пластина–рычаг, ρ_2, c_2 – плотность, скорость звука материала пластины, h – толщина пластины, μ – радиус момента инерции поперечного сечения пластины.

Резонансные частоты преобразователя определяются уравнением

$$\frac{kL}{2} \left(\operatorname{th} \frac{kL}{2} + \operatorname{tg} \frac{kL}{2} \right) \left(\operatorname{ctg} \frac{\eta L}{2} - \frac{2k_{33}^2}{\eta L} \right) = -2 \frac{z_2}{z_1},$$

из которого следует, что частота первого резонанса преобразователя зависит не только от волновых размеров его элементов, но и от соотношения импедансов пьезостержня и механической системы пластина–рычаг. Указанная особенность обуславливает возможность управления частотой резонанса преобразователя за счет изменения импедансов z_1 и z_2 при сохранении волновых размеров ηL и kL . Такое управление может быть осуществлено путем изменения размеров элементов преобразователя, таких как ширина пласти-

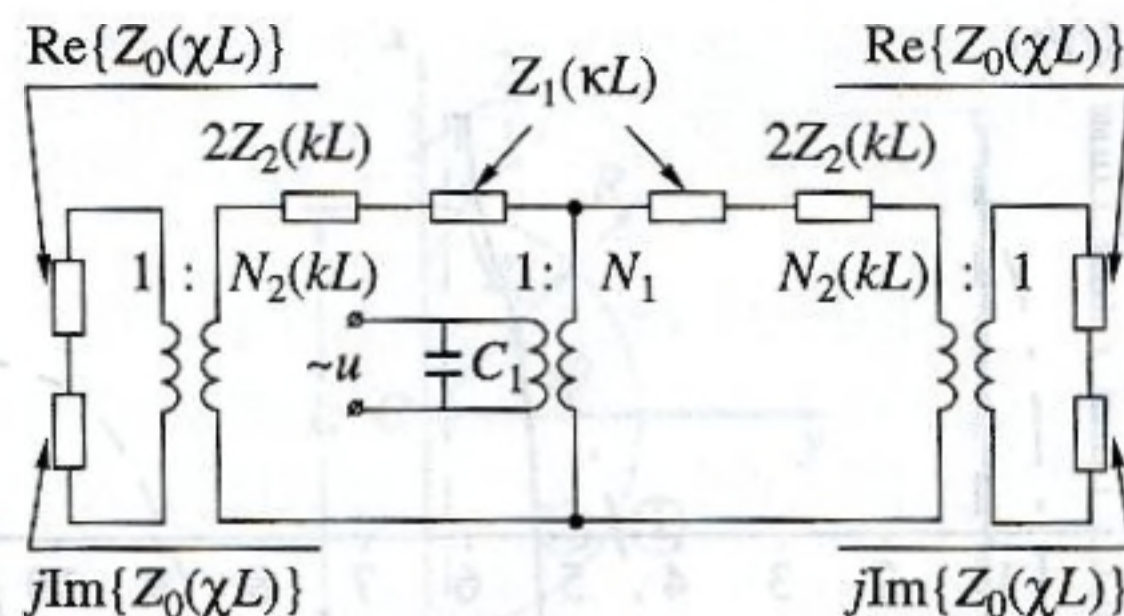


Рис. 2. Эквивалентная электромеханическая схема плоского продольно-изгибного преобразователя.

ны b или площадь поперечного сечения пьезостержня S_1 .

Одной из важнейших характеристик низкочастотных излучателей, определяющих эффективность излучения на низких частотах, является механический коэффициент трансформации, который характеризует увеличение амплитуды колебаний излучающей оболочки по отношению к амплитуде колебаний торцов пьезостержня:

$$N_2(kL) = N_2 \frac{\sec \frac{kL}{2} - \operatorname{sech} \frac{kL}{2}}{\frac{kL}{2} \left(\operatorname{th} \frac{kL}{2} + \operatorname{tg} \frac{kL}{2} \right)},$$

где $N_2 = L/2l$.

Нетрудно видеть, что механический коэффициент трансформации зависит от соотношения размеров элементов преобразователя и при выполнении условия $L \gg l$ обеспечивает значительное повышение амплитуды колебаний.

На рис. 2 приведена эквивалентная электромеханическая схема преобразователя из которой видно, что импеданс механической стороны эквивалентной схемы может быть представлен в виде

$$Z_3 = Z_1(\eta L) + 2Z_2(kL) = jz_1 \left(\frac{2k_{33}^2}{\eta L} - \operatorname{ctg} \frac{\eta L}{2} \right) - j2z_2 \left[\frac{kL}{2} \left(\operatorname{th} \frac{kL}{2} + \operatorname{tg} \frac{kL}{2} \right) \right]^{-1},$$

где первое слагаемое определяет частотную зависимость импеданса пьезостержня $Z_1(\eta L)$, а второе – импеданса механической системы пластина–рычаг $Z_2(kL)$. В качестве иллюстрации на рис. 3 приведены частотные зависимости нормированных импедансов пьезостержня Z_1/z_1 , механической системы пластина–рычаг Z_2/z_1 и преобразователя Z_3/z_1 . Из графиков следует, что резонанс колебательной системы преобразователя реализуется только в области частот, где импедансы пьезостержня и механической системы пластина–рычаг имеют противоположный характер, при этом первая ре-

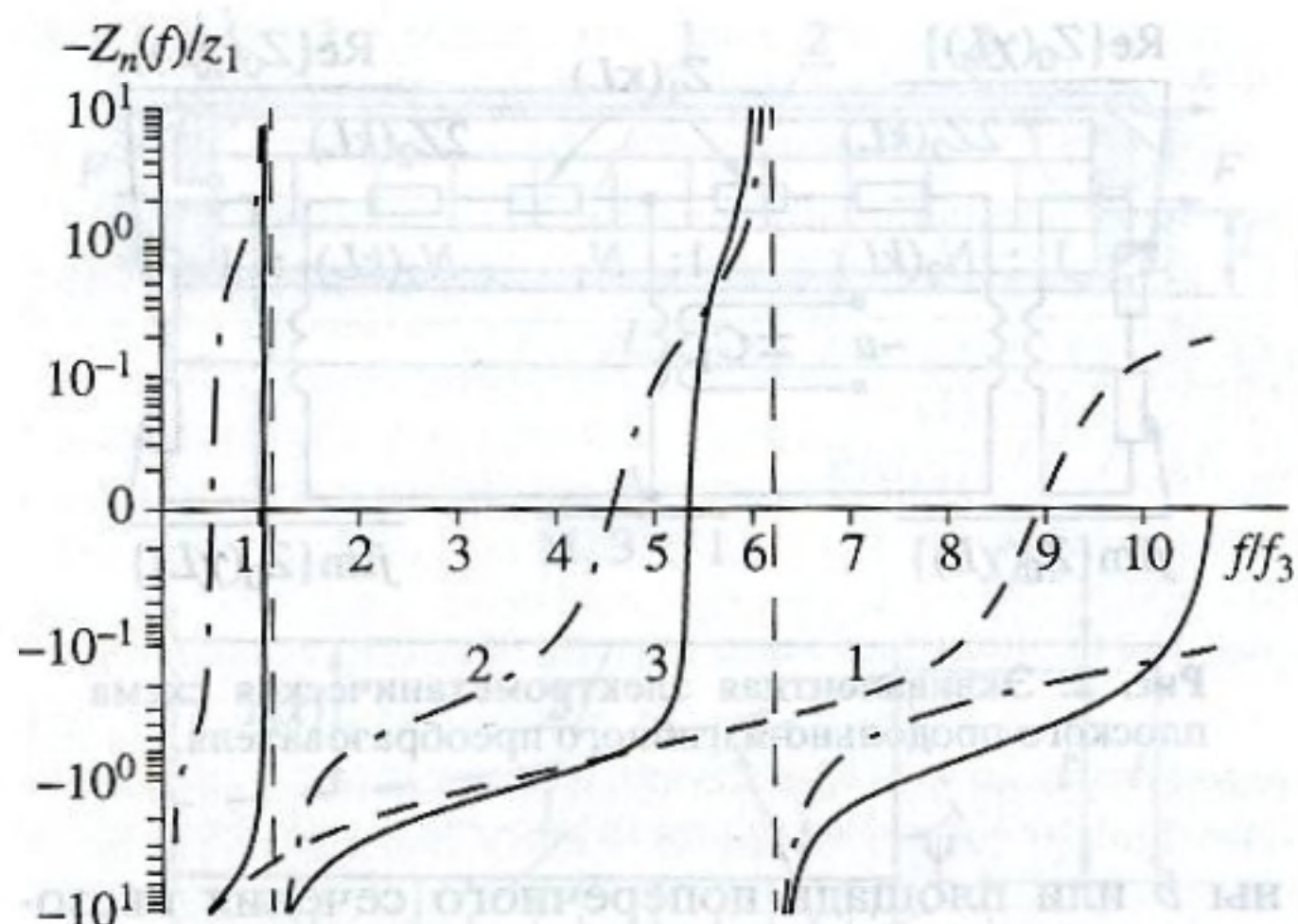


Рис. 3. Частотные зависимости нормированных импедансов $Z_n(f)/z_1$, характеризующих пьезостержень ($n = 1$), механическую систему пластина-рычаг ($n = 2$), плоский продольно-изгибный преобразователь в вакууме ($n = 3$).

резонансная частота преобразователя оказывается существенно ниже (более чем на три октавы) резонансной частоты свободного пьезостержня и всего лишь на одну октаву выше резонансной частоты пластины, шарнирно опертой на концах.

Оценка адекватности описанной выше математической модели поведению колебательной системы реального преобразователя была проведена на макете с габаритными размерами $L \times 2l \times b = 950 \times 216 \times 150$ мм. В качестве материала для изготовления активного элемента преобразователя использовалась пьезокерамика ЦТБС-3 в виде шайб $\varnothing 100$ мм. Пластины размером $L \times b \times h = 950 \times 150 \times 18$ мм и рычаги были изготовлены из стали, так что выполнялось соотношение $L/l \approx 20$. Отличительной особенностью макета являлось отсутствие шарнирных опор на концах пластин, в местах жесткого сочленения с рычагами. Удаление шарнирных опор из угловых точек механической системы пластина-рычаги существенно упрощает конструкцию преобразователя, но практически не приводит к изменениям в динамике его колебательной системы. Действительно, жесткость рычагов по сравнению с пластиной велика, поэтому их деформацией можно пренебречь. Тогда перемещения концов пластины определяются только углом поворота ψ рычагов относительно начального положения. В местах шарнирного сочленения рычагов и торцов пьезостержня амплитуда колебаний, ортогональных продольным колебаниям торцов последнего, равна нулю в силу симметрии преобразователя. Используя этот факт, отраженный на увеличенном изображении А, рис. 1 фрагмента кинематической схемы без шарнирных опор в угловых точках П-образного профиля, где сплошной линией указано

начальное, а пунктиром одно из крайних положений элементов колебательной системы преобразователя, занимаемых ими в процессе колебаний, покажем, что колебания концов пластин, коллинеарные направлению ее изгибных колебаний, являются величиной второго порядка малости по отношению к колебаниям торцов пьезостержня и при условии $N_2(kL) \gg 1$ фактически не влияют на поведение колебательной системы преобразователя. В самом деле, из рисунка следует:

$$\begin{aligned} \Delta Y &= l - l' = \sqrt{l^2 - (\Delta X)^2} = l \left[1 - \sqrt{1 - (\Delta X/l)^2} \right] \approx \\ &\approx l \{ 1 - [1 - 0.5(\Delta X/l)^2] \} = (\Delta X)^2/2l = o(\Delta X), \end{aligned}$$

что подтверждает вышеуказанные соображения. Это дает основание полагать, что математическая модель преобразователя с шарнирными опорами в угловых точках П-образного профиля должна удовлетворительно описывать поведение колебательной системы преобразователя без таких опор, если выполнено условие $L/l \gg 1$. Правомочность использования изложенной выше математической модели для изучения динамики изготовленного макета подтверждаются экспериментальными данными, в частности, распределением амплитуд по длине пластины, измеренным на частоте резонанса преобразователя без акустической нагрузки, которое с графической точностью совпадает с теоретическим распределением, мало отличаясь от первой собственной формы пластины (синусоидального распределения амплитуды).

Приступим ко второму этапу решения поставленной задачи – акустической части. Поскольку задача об излучении звука источником конечных размеров $L \times nb \times 2l$, $n = 1, 2, 3, \dots$ является весьма сложной в математическом плане, будем рассматривать линейную решетку из бесконечного числа ($n \rightarrow \infty$) плоских преобразователей, что позволит получить приближенные аналитические выражения, удобные для анализа и оценки акустических характеристик рассматриваемого преобразователя в области рабочих частот. Учитывая, что для низкочастотных источников звука продольно-изгибного типа практически всегда выполняется условие $L \ll \lambda$, где λ – длина звуковой волны в окружающей среде, пренебрежем толщиной преобразователя, так как $2l \ll L$. Кроме того, будем считать, что в акустической среде распределение амплитуды колебаний по длине пластины мало отличается от ее первой собственной формы. Пренебрегая акустическим взаимодействием преобразователей в линейной решетке и учитывая указанные выше допущения, сведем задачу об излучении звука преобразователем в условиях свободного акустического поля к плоской задаче об излучении полосы в бесконечном акустически жестком экране, на которой задано

распределение колебательной скорости, соответствующее первой собственной форме пластины.

Замечая, что первая собственная форма пластины обладает свойством симметрии относительно ее центра, перенесем туда начало координат, как показано на рис. 4. Следуя рекомендациям [11], решение задачи об излучении звука полосой в акустически жестком экране будем искать методом частичных областей, для чего разобьем полупространство внешней среды на две части, обозначенные на рисунке цифрами 1 и 2. Здесь подобласть 2 ограничена поверхностью излучающей полосы $y = 0, -R_0 \leq x \leq R_0$ и координатной цилиндрической поверхностью $R = R_0, -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$, остальная часть полупространства отнесена к подобласти 1. Такое разделение пространства на подобласти обеспечивает возможность построения решений уравнения Гельмгольца, заведомо удовлетворяющих граничным условиям и условиям сопряжения полей на границах подобластей. Удобной формой представления решений уравнения Гельмгольца в указанных подобластях являются функциональные ряды вида:

$$\Phi_1 = \sum_{n=0}^{\infty} D_{2n} H_{2n}(\chi R) \cos 2n\varphi, \quad (6)$$

$$\Phi_2 = \Phi_{21} + \Phi_{22}, \quad (7)$$

$$\Phi_{21} = \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m} J_{2m}(\chi R) \cos 2m\varphi, \quad (8)$$

$$\Phi_{22} = \sum_{s=0}^{\infty} C_{2s+1} \cos \alpha_{2s+1} x e^{j\beta_{2s+1} y}. \quad (9)$$

Здесь Φ_1, Φ_2 – потенциалы скорости звукового поля в подобластях 1 и 2 соответственно; R, φ, x, y – цилиндрические и декартовы координаты с общим началом в точке O ; D_{2n}, B_{2m}, C_{2s+1} – комплексные весовые коэффициенты; $H_{2n}(\chi R)$ – функция Ганкеля 1-ого рода, $J_{2m}(\chi R)$ – функция Бесселя; $\alpha_{2s+1}, \beta_{2s+1}$ – проекции волнового числа χ внешней среды на оси декартовых координат. Функциональный ряд (6) получен из общего решения уравнения Гельмгольца в цилиндрической системе координат $R \geq 0, -\pi \leq \varphi \leq \pi$ путем удовлетворения условию симметрии акустического поля $\Phi_1(R, \varphi) = \Phi_1(R, -\varphi), R \geq 0, -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2$ относительно оси OY , а также граничному условию $\partial\Phi_1/\partial\varphi = 0, R \geq R_0, \varphi = \pm\pi/2$ на акустически жестком экране и позволяет выполнить в рамках указанных ограничений произвольные условия сопряжения полей на границе раздела подобластей. Представление акустического потенциала (7) в виде суперпозиции полей (8) и (9) обусловлено необходимостью удовлетворения граничных условий сопряжения на координатных поверхностях, принадлежащих разным системам

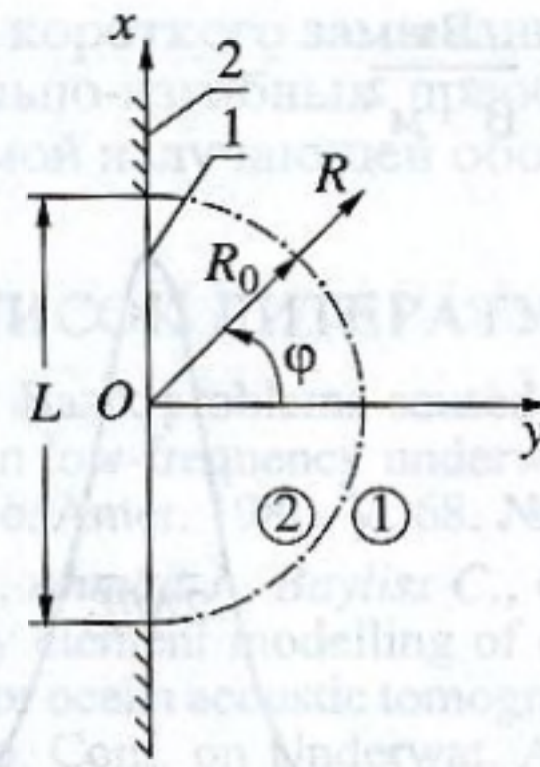


Рис. 4. Геометрия задачи об излучении звука полосой в бесконечном акустически жестком экране. 1 – полоса, 2 – экран.

координат (декартовой и цилиндрической). Такая структура решения в подобласти 2 удобна с точки зрения простоты алгебраизации системы функциональных уравнений, необходимой для решения задачи на втором этапе

$$\begin{cases} \Phi_1 = \Phi_2; R = R_0, -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2, \\ \frac{\partial\Phi_1}{\partial R} = \frac{\partial\Phi_2}{\partial R}; R = R_0, -\pi/2 \leq \varphi \leq \pi/2, \\ \frac{\partial\Phi_2}{\partial y} = v_0 \cos \frac{\pi x}{2R_0}; y = 0, -R_0 \leq x \leq R_0, \end{cases} \quad (10)$$

где v_0 – амплитуда колебательной скорости центра полосы. Используя свойство ортогональности тригонометрических функций, преобразуем замкнутую систему функциональных уравнений (10) в алгебраическую, после чего имеем

$$C_{2s+1} = \begin{cases} jv_0/\beta, & s = 0, \\ 0, & s \geq 1. \end{cases}$$

Отыскание остальных коэффициентов D_{2n}, B_{2m} сводится к решению системы алгебраических уравнений, в которой полные производные от функций по аргументу χR обозначены штрихами:

$$\begin{cases} D_{2p} H_{2p}(\chi R_0) - B_{2p} J_{2p}(\chi R_0) = j \frac{2v_0 \gamma_p(\chi R_0)}{\pi\beta(1 + \delta_{0,p})}, \\ D_{2p} H'_{2p}(\chi R_0) - B_{2p} J'_{2p}(\chi R_0) = j \frac{2v_0 \gamma'_p(\chi R_0)}{\pi\beta(1 + \delta_{0,p})}, \end{cases} \quad (11)$$

$$\text{где } \gamma_p(\chi R_0) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos(\alpha R_0 \sin\varphi) e^{j\beta R_0 \cos\varphi} \cos 2p\varphi d\varphi, \\ \delta_{0,p} = \begin{cases} 1, & p = 0, \\ 0, & p \geq 1. \end{cases} \text{ – символ Кронекера.}$$

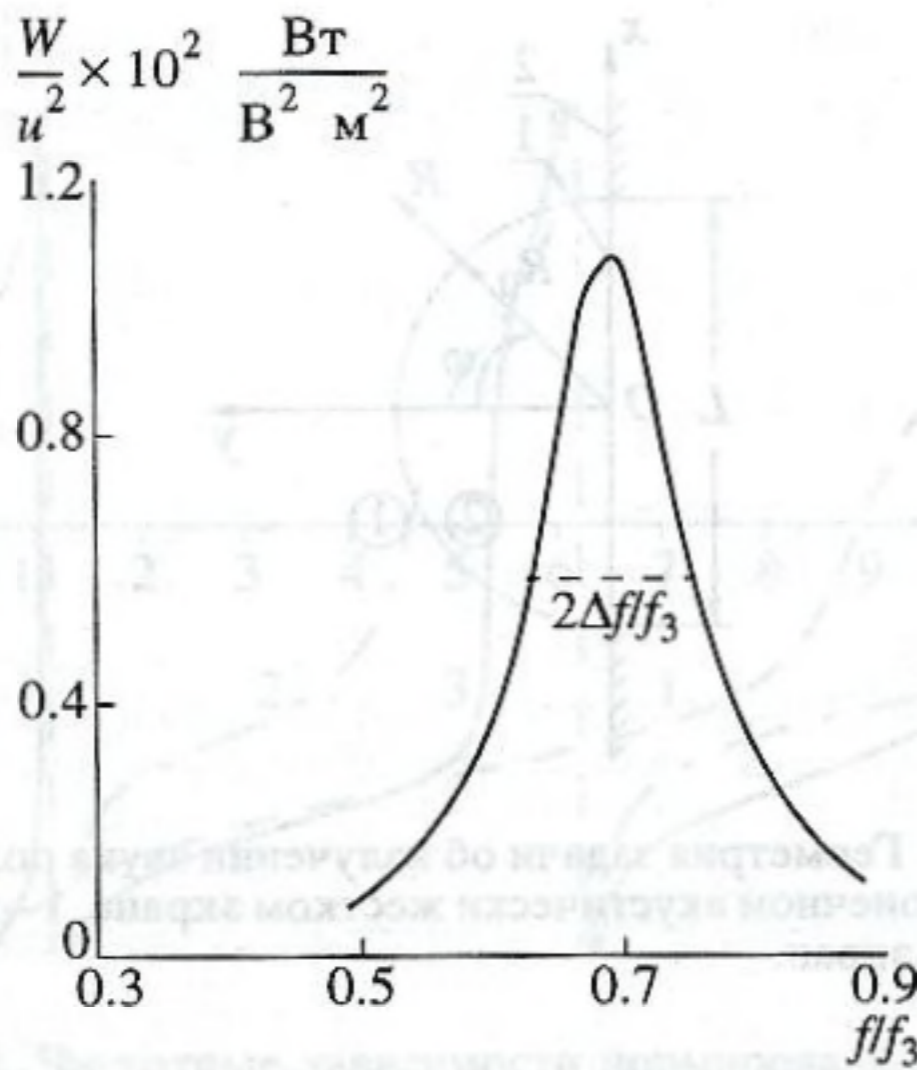


Рис. 5. Частотная зависимость нормированной удельной акустической мощности плоского преобразователя.

По правилу Крамера из (11) получим

$$B_{2p} = \frac{\chi R_0}{\beta(1 + \delta_{0,p})} [H_{2p}(\chi R_0)\gamma'_p(\chi R_0) - H'_{2p}(\chi R_0)\gamma_p(\chi R_0)], \quad (12)$$

$$D_{2p} = -\frac{\chi R_0}{\beta(1 + \delta_{0,p})} [J_{2p}(\chi R_0)\gamma'_p(\chi R_0) - J'_{2p}(\chi R_0)\gamma_p(\chi R_0)]. \quad (13)$$

Последние выражения (12), (13) по сути являются решением акустической части задачи, что позволяет определить импеданс излучения полосы. За точку приведения естественно принять начало координат. Тогда

$$\check{Z}(\chi R) = \frac{2}{v_0^2} \int_0^{R_0} p(x)v(x)dx, \quad (14)$$

где $v(x) = v_0 \cos \alpha x$, $p(x) = \rho_0 \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} \Big|_{y=0} = -j\rho_0 c_0 \chi \Phi_2 \Big|_{y=0}$ —

колебательная скорость и звуковое давление на поверхности полосы, ρ_0 , c_0 — плотность и скорость звука во внешней среде. После ряда преобразований (14) удастся привести к виду

$$\check{Z}(\chi R) = \check{z} \frac{\chi}{\alpha} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{1 + \delta_{0,p}} [H'_{2p} G_p - H_{2p} G'_p] \times \int_0^{R_0} J_{2p}(\chi R) \cos \alpha R dR. \quad (15)$$

Здесь аргументы χR_0 функций H_{2p} , G_p опущены для сокращения записи, штрихами обозначены производные от функций по аргументу R , функция $G_p(\chi R) = \text{Im}\{\gamma_p(\chi R)\}$ является мнимой составляющей функции $\gamma_p(\chi R)$, $\check{z} = 2\rho_0 c_0 R_0$. На низких частотах, когда выполняется условие $\chi R_0 \leq 1$, из (15) нетрудно получить приближенные формулы активной $\check{r}(\chi R_0)$ и реактивной $\check{x}(\chi R_0)$ составляющих нормированного импеданса полосы:

$$\check{r}(\chi R_0) = \frac{\text{Re}\{\check{Z}(\chi R_0)\}}{\check{z}} = \frac{4}{\pi^2} \chi R_0 [1 + 0.435(\chi R_0)^2],$$

$$\check{x}(\chi R_0) = \frac{\text{Im}\{\check{Z}(\chi R_0)\}}{\check{z}} = -\frac{4}{\pi^2} \chi R_0 \frac{3.38 - 2 \ln \chi R_0}{\pi}.$$

Они могут быть использованы как оценки составляющих акустического импеданса плоского преобразователя

$$Z_0(\chi L) = \text{Re}\{Z_0(\chi L)\} + j\text{Im}\{Z_0(\chi L)\} = \frac{4}{\pi^2} z_0 \frac{\chi L}{2} \left[1 + 0.435 \left(\frac{\chi L}{2} \right)^2 - j \frac{3.38 - 2 \ln \chi L/2}{\pi} \right],$$

где $z_0 = \rho_0 c_0 bL$. При наличии аналитических выражений для всех элементов эквивалентной электрической схемы расчет удельной акустической мощности $W = v_0^2 \text{Re}\{Z_0(\chi L)\}/2bL$ преобразователя в условиях свободного поля не представляет труда. Зависимость от частоты нормированной удельной акустической мощности преобразователя W/u^2 проиллюстрирована на рис. 5. Из графика следует, что максимум излучения наблюдается на частоте $f_0 \approx 0.7f_3$, а ширина полосы пропускания составляет $2\Delta f \approx 0.14f_3$, тогда как добротность преобразователя $Q = 2\Delta f/f_0 \approx 5$. Для стержневых и цилиндрических преобразователей такая величина добротности может быть реализована при волновом размере $L \approx (0.5-0.7)\lambda$, в то время как волновой размер плоского продольно-изгибного преобразователя на порядок меньше. Это свидетельствует о высокой эффективности механического трансформатора колебаний системы пластина-рычаг, так как снижение добротности в данном случае достигается за счет $N_2^2(kL)$ кратного повышения активной составляющей акустического импеданса преобразователя. По той же причине, а именно, за счет роста присоединенной массы окружающей среды в $N_2^2(kL)$ раз, наблюдается дополнительное снижение ($\sim 30\%$) частоты максимума излучения по

отношению к частоте резонанса преобразователя в вакууме. Таким образом, если изготовленный макет преобразователя был рассчитан на частоту резонанса $f_3 \approx 100$ Гц, то в воде его частота максимума излучения составит всего $f_0 \approx 70$ Гц. Неравномерность диаграммы направленности плоского преобразователя в дальнем звуковом поле на частоте максимума излучения не превышает ± 0.06 Дб и может быть определена из формулы

$$K(\varphi) = \frac{\Phi(R, \varphi)}{\Phi(R, 0)} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\cos(\chi R_0 \sin \varphi)}{(\pi/2)^2 - (\chi R_0 \sin \varphi)^2}$$

Уровень стандартного звукового давления (давления в дальнем звуковом поле, приведенного к расстоянию 1 м от источника звука) в зависимости от величины напряжения, подаваемого на электроды пьезостержня, можно оценить по формуле

$$L(\text{Дб}) = 20 \lg \frac{\sqrt{\rho_0 c_0 W L / \pi R}}{p_0},$$

где $p_0 = 10^{-6}$ Па, $R = 1$ м. Из расчета следует, что при напряженности электрического поля 100 В/мм ($u = 800$ В), равной половине пороговой величины напряженности, допустимой для пьезокерамики, уровень стандартного звукового давления преобразователя достигает 212 Дб, а чувствительность по давлению превышает $p/u = 50$ Па/В.

Таким образом, плоский продольно-изгибный преобразователь может служить основой для создания мощных гидроакустических источников звука в диапазоне частот от нескольких десятков до сотен герц. Эффективность излучения последних обусловлена формой оболочки, которая, являясь механическим трансформатором колебаний, обеспечивает согласование преобразователя со средой, несмотря на его малые волновые размеры и не имеет противофазных участков колебаний на излучающей поверхности, снижающих энергетическую эффективность источника звука за счет

акустического короткого замыкания, характерного для продольно-изгибных преобразователей с овальной формой излучающей оболочки.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Woollett R.S. Basic problems caused by depth and size constraints in low-frequency underwater transducers // J. Acoust. Soc. Amer. 1980. V. 68. № 4. P. 1031–1037.
2. Francis D.T., Ahmad J., Bayliss C., Coates R.F. Finite and boundary element modelling of class flextensional transducers for ocean acoustic tomography // Proc. of the second Europ. Conf. on Underwat. Acoust. V. 1. Denmark, 4–8 July, 1994. P. 515–520.
3. Toulis W.J. Acoustic Backing Techniques for transducers and Radiators // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. № 1. P. 74–80.
4. Rolt K.D. History of the flextensional transducer // J. Acoust. Soc. Amer. 1990. V. 87. № 3. P. 1340–1349.
5. Vovk I.V. Nontraditional Methods of Resonant Frequency Control of Low-frequency Underwater Acoustic Transducers // Proc. Europ. Conf. on Underwat. Acoust., held in Brussel, Belgium, Sept. 14–18, 1992 / Ed. Weydert M. L.-N. Y.: Elsevier Sci. Publ. LTD, 1992. P. 631–634.
6. Вовк И.В., Мякишин Ю.В. Продольно-изгибный электроакустический преобразователь с плоской излучающей поверхностью // Докл. XI Всесоюз. акуст. конф. (Москва, 24–28 июня 1991 г.). М.: АКИН, 1991. Секция Р. С. 17–20.
7. Гринченко В.Т., Вовк И.В., Мякишин Ю.В. Излучение звука продольно-изгибным электроакустическим преобразователем с плоской излучающей поверхностью // Докл. АН Украины. 1992. № 5. С. 57–61.
8. Novacki W. Dynamika budovli. Warszawa: ARKADY, 1972. 502 s.
9. Мэзон У. Физическая акустика. В 2 т. М.: Мир, 1966. Т. 1. Ч. 2. 592 с.
10. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981. 800 с.
11. Гринченко В.Т., Вовк И.В. Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. Киев. Наукова думка, 1986. 240 с.

Low-Frequency Flextensional Transducer with a Plane Radiating Surface

I. V. Vovk and Yu. V. Myakshin

A low-frequency flextensional hydroacoustic transducer with a detachable extended-duct shell is considered. The shell does not have segments of antiphase vibrations on the radiating surface. It consists of two channel-shaped elements whose ends are hinge-connected to the ends of a piezoelectric rod. A mathematical model of the vibrating system of the transducer is built. A method of estimation of the transducer's electromechanical and acoustical characteristics is developed, and an equivalent electromechanical circuit of the transducer is designed. The reported quantitative data include the frequency dependencies of the mechanical impedance and specific acoustic power, the calculated quality factor, sound pressure profiles, and radiation patterns. In the range from several tens to hundreds of hertz, this plane flextensional transducer can serve as a basic design unit for power underwater sound sources with small wave dimensions.