

УДК 534.6

**И.В. Кандрачук**, канд.техн.наук, **А.В. Коржик**, д.-р.тех.наук, **Д.Д. Новак**,  
**О.Н. Петрищев**, д.-р.тех.наук

Национальный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,  
ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

## Об одном методе расчета частотной характеристики чувствительности сферического пьезокерамического гидрофона

*В рамках задачи стационарной гидроэлектродупругости о приеме звука электроупругой сферой получено аналитическое решение для сферического преобразователя, склеенного из двух полусфер, поверхности которых полностью электродированы. Полусферы имеют встречную радиальную поляризацию. Библ. 5, рис.2.*

**Ключевые слова:** гидрофон, сферический гидрофон, частотная характеристика, задача гидроэлектродупругости, акустическое поле, математическая модель.

### Введение

Настоящая работа предлагает один из возможных методов расчета частотной характеристики сферического пьезокерамического гидрофона и, формально, является продолжением работы [5].

Иногда технологические особенности создания гидрофонов на основе многомодовых по своей сути колебательных систем - основываются на реализации лишь нулевой (центрально симметричной) моды колебаний активного преобразующего элемента [1;2]. При этом использование в качестве активных элементов таких средств измерений (пьезокерамических сфер с горлом) связано не только с определенными технологическими сложностями при их изготовлении, но и с отсутствием сколь угодно адекватных методик расчета и учета наличия горла и его влияния на получаемые характеристики преобразователя.

Одни из направлений выхода из такой ситуации очевидно может стать получение конструкции активного сферического элемента в виде клеевой конструкции из двух пьезокерамических полусфер, поверхности которых имеют сплошное электродное покрытие. Половинки сфер поляризованы радиально. При этом многомодовость, присущая многим электроупругим колебательным системам, работающим в режиме приема, а также получение лишь определенных мод - могут быть реализованы путем выбора направления радиальной поляризации

частей сферы, осуществления соответствующей коммутации электродов и подключения внешней электрической нагрузке [3-5].

Другой важной предпосылкой появления данной работы – является возможность адекватного учета эффектов связанности основных физических полей, которые участвуют в процессе преобразования звуковых колебаний в электрические при расчете чувствительности рассматриваемого гидрофона.

Таким образом, целями работы являются:

- построение собственно математической модели электроупругого сферического гидрофона, выполненного в виде сферы, составленной из двух пьезокерамических полусфер, которые имеют встречную радиальную поляризацию;
- проведение численных исследований разработанных математических моделей в части расчета частотной характеристики чувствительности сферического электроупругого гидрофона при различных значениях импеданса электрической нагрузки.

### Постановка и решение задачи

Рассмотрим сферический пьезокерамический гидрофон, который склеен из двух полусфер (рис. 1). Верхняя полусфера поляризована в положительном направлении (направление поляризации указано на рис.1 полужирной стрелкой с надписью  $E_r^0$ ). Пьезокерамика нижней полусферы поляризована в отрицательном направлении. Очевидно, что структура матриц пьезомодулей верхней и нижней полусфер будет одинаковой и определяется выражением (1):

$$\|e_{k\beta}\| = \begin{bmatrix} e_{11} & e_{12} & e_{13} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & e_{26} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & e_{35} & 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $e_{11} \neq e_{12} = e_{13}$  и  $e_{26} = e_{35}$ . Численно пьезомодуль  $e_{11}$  равен справочному значению пьезомодуля  $e_{33}$ , если сферическая оболочка изготовлена из той же пьезокерамики, что и

пластина (диск) для которой обычно приводятся справочные данные. Пьезомодули  $e_{12}=e_{13}$  имеют те же значения, что и пьезомодули  $e_{31}=e_{32}$  из справочника. Пьезомодули  $e_{26}=e_{35}$  определяются через значения модулей  $e_{11}$  и  $e_{12}$  следующим образом  $e_{26}=e_{35}=(e_{11}-e_{12})/2$

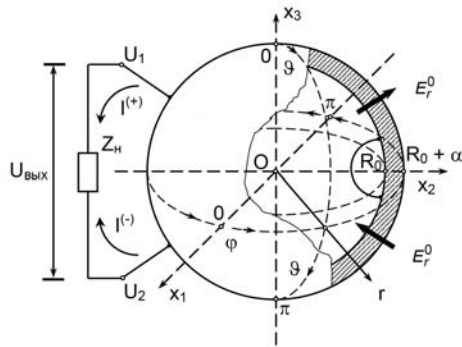


Рис. 1. Расчетная схема сферического гидрофона, склеенного из двух встречно поляризованных полусфер

Если принять направление поляризации верхней полусферы за положительное, то пьезомодули  $e_{kij}^{(+)}$  верхней полусферы (знак плюс в верхнем индексе) и пьезомодули нижней полусферы  $e_{kij}^{(-)}$  определяются следующим образом

$$e_{kij}^{(\pm)} = \pm e_{kij}, \quad (2)$$

где  $e_{kij} \equiv e_{k\beta}$  - элементы матрицы (1). Модули упругости  $c_{\lambda\beta}^E$  и диэлектрические проницаемости верхней и нижней полусфер имеют одинаковые значения и задаются матрицами для модулей упругости

$$P^*(r, \varphi, \vartheta) = P_0^* \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{1/2}(kr) + P_0^* \sum_{n=1}^{\infty} (-i)^n (2n+1) \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{n+1/2}(kr) P(\cos \vartheta_0) P(\cos \vartheta) + 2P_0^* \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n (-i)^n (2n+1) \frac{(n-m)!}{(n+m)!} \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos \vartheta_0) P_n^m(\cos \vartheta) \cos[m(\varphi - \varphi_0)], \quad (5)$$

где  $P_0^*$  - амплитуда избыточного давления во фронте плоской волны;  $k$  - модуль волнового вектора или волновое число гармонических колебаний материальных частиц жидкости;  $J_{n+1/2}(kr)$  - функция Бесселя дробного порядка;  $P_n(\xi)$  ( $\xi = \cos \vartheta_0; \cos \vartheta$ ) - функции Лежандра первого рода нулевого порядка степени  $n$ ;

$$\|c_{\lambda\beta}^E\| = \begin{pmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{12}^E & 0 & 0 & 0 \\ & c_{22}^E & c_{12}^E & 0 & 0 & 0 \\ & & c_{22}^E & 0 & 0 & 0 \\ & & & c_{44}^E & 0 & 0 \\ & & & & c_{55}^E & 0 \\ & & & & & c_{55}^E \end{pmatrix}, \quad (3)$$

и

$$\|\chi_{mn}^E\| = \begin{pmatrix} \chi_{11}^E & 0 & 0 \\ & \chi_{22}^E & 0 \\ & & \chi_{22}^E \end{pmatrix} \quad (4)$$

для диэлектрической проницаемости.

При записи матриц (3) и (4) одинаковые по своей величине элементы обозначены одинаковыми символами. Между числовыми значениями элементов матрицы (3) и (4) имеются следующие соответствия:  $c_{11}^E \leftrightarrow c_{33}^E$ ;  $c_{22}^E \leftrightarrow c_{11}^E$ ;  $c_{12}^E \leftrightarrow c_{12}^E$ ;  $c_{44}^E \leftrightarrow c_{66}^E$ ;  $c_{55}^E \leftrightarrow c_{44}^E$ . Элемент матрицы (4)  $\chi_{11}^E$  численно равен элементу  $\chi_{33}^E$ , а элемент  $\chi_{22}^E$  - элементу  $\chi_{11}^E$ .

Предположим, что на сферу, склеенную из двух полусфер, падает плоская звуковая волна избыточного давления  $P_0^* e^{i\omega t}$ , фронт которой распространяется вдоль луча с координатами  $\varphi_0, \vartheta_0$  в сферической системе координат  $(r, \varphi, \vartheta)$  с началом в центре оболочки.

Под действием избыточного давления, которое в сферической системе координат  $(r, \varphi, \vartheta)$  представляется в виде разложения по сферическим гармоникам:

$P_n^m(\xi)$  - присоединенные функции Лежандра порядка  $m$  степени  $n$ . Как видно из конструкции выражения (5), амплитудное значение  $P^*(r, \varphi, \vartheta)$  избыточного давления определяется как алгебраическая сумма центрально симметричной сферической гармоники (первое слагаемое в формуле (5)), совокупности тессеральных гармоник нулевого порядка (второе слагаемое)

и системы тессеральных гармоник высших порядков (третье слагаемое).

Склеенная оболочка деформируется, и в объеме полусфер возникают поляризационные заряды  $Q^{(\pm)}$ , которые, в общем случае, не равны по абсолютной величине, но всегда противоположны по знаку. Если поляризационный заряд  $Q^{(+)}$  верхней полусферы положителен, то в этот же момент времени поляризационный заряд нижней полусферы  $Q^{(-)} < 0$ .

Если допустить, что клеевое соединение двух полусфер является идеальным, в результате чего абсолютно строго выполняется равенство радиальных смещений  $u_r^{(\pm)}(\varphi, \vartheta)$  материальных частиц верхней (знак плюс в верхнем индексе) и нижней (знак минус) полусфер на поверхности склейки  $\vartheta = \pi/2$ , то при этом можно говорить, что верхняя и нижняя полусферы находятся в одинаковом напряженно-деформированном состоянии. При этом электрическое состояние полусфер, которое, как известно, определяется радиальным компонентом вектора электрической индукции, будет иметь противоположные знаки, т. е.

$$D_r^{(\pm)} = \pm D_r. \quad (6)$$

Предположим, что радиальный компонент  $D_r$  вектора электрической индукции можно представить, как и деформации  $\varepsilon_{\lambda\beta}(\varphi, \vartheta)$ , в следующем виде

$$D_r(\varphi, \vartheta) = D_r^0 + \sum_{n=1}^{\infty} D_r^n P_n(\cos \vartheta) + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^n D_r^{nm} P_n^m(\cos \vartheta) \begin{cases} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{cases}, \quad (7)$$

В том случае, когда внутренняя и внешняя поверхности полусфер полностью электродированы, электрические заряды  $Q^{(\pm)}$ , которые доставляются на поверхность  $r = R_0 + \alpha$  свободными носителями электричества в проводниках внешней цепи (рис. 1), определяются следующим образом:

$$Q^{(+)} = (R_0 + \alpha)^2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} D_r(\varphi, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (8)$$

$$Q^{(-)} = -(R_0 + \alpha)^2 \int_{\pi/2}^{\pi} \int_0^{2\pi} D_r(\varphi, \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta d\varphi, \quad (9)$$

Интегрируя в формулах (8) и (9) по широтному углу  $\varphi$ , получаем следующий результат

$$Q^{(+)} = 2\pi(R_0 + \alpha)^2 D_r^0 + 2\pi(R_0 + \alpha)^2 \times \sum_{n=1}^{\infty} D_r^n \int_0^{\pi/2} P_n(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \quad (10)$$

$$Q^{(-)} = -2\pi(R_0 + \alpha)^2 D_r^0 - 2\pi(R_0 + \alpha)^2 \times \sum_{n=1}^{\infty} D_r^n \int_{\pi/2}^{\pi} P_n(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta, \quad (11)$$

Сравнительно просто можно показать, что

$$\int_0^{\pi/2} P_n(\cos \vartheta) \sin \vartheta d\vartheta = \begin{cases} 0 \forall n = 2m, m = 1, 2, 3, \dots, \\ q_m \forall n = 2m + 1, m = 0, 1, 2, \dots, \end{cases} \quad (12)$$

где

$$q_m = (-1)^m \frac{(2m)!(4m+5)}{2^{2m+3} (m+1)^2 (m!)^2}.$$

Выражение (10) после этого принимает следующий вид

$$Q^{(+)} = 2\pi(R_0 + \alpha)^2 D_r^0 + 2\pi(R_0 + \alpha)^2 \sum_{m=0}^{\infty} D_r^{2m+1} q_m, \quad (13)$$

При интегрировании по полярному углу  $\vartheta$  в формуле (11) приходим к интегралу (12), но с противоположным знаком, т. е.

$$Q^{(-)} = -2\pi(R_0 + \alpha)^2 D_r^0 + 2\pi(R_0 + \alpha)^2 \sum_{m=0}^{\infty} D_r^{2m+1} q_m. \quad (14)$$

Очевидно, что амплитудное значение разности электрических потенциалов  $U_{\text{вых}}$  на электрической стороне приемника звуковых волн будет определяться следующим образом

$$U_{\text{вых}} = U_1 - U_2 = Z_H [I^{(+)} - I^{(-)}]. \quad (15)$$

Так как  $I^{(\pm)} = -i\omega Q^{(\pm)}$ , то, подставляя в формулу (15) выражения для поляризационных зарядов (13) и (14), получаем окончательный результат в следующем виде

$$U_{\text{вых}} = -i\omega Z_H 4\pi(R_0 + \alpha)^2 D_r^0. \quad (16)$$

Таким образом, в случае идеальной склейки двух полусфер, электрический сигнал на выходе склеенного сферического гидрофона формируется центрально симметричными составляющими полей, которые определяют физическое состояние деформируемой оболочки.

Если склейка неидеальная, то на поверхности склейки  $\vartheta = \pi/2$  центрально симметричные

радиальные компоненты  $u_r^0$  из-за проскальзывания полусфер друг относительно друга будут иметь различные значения в верхней и нижней полусферах. При этом на поверхности склеивания  $\vartheta = \pi/2$  возникают нормальные напряжения  $\sigma_{\vartheta\vartheta}^{(\pm)}$ , которые уравниваются полным набором тессеральных гармоник нулевого порядка. Нечетные гармоники, усредняясь по поверхности полусферы, будут давать вклады в электрические заряды нижней и верхней полусферы.

При этом электрические заряды  $Q^{(\pm)}$  будут отличаться друг от друга не только по знаку, но и по абсолютной величине. Можно ожидать, что вариации абсолютных значений поляризационных зарядов будут сравнительно небольшими – порядка 10% от значений, которые формируются центрально симметричными составляющими физических полей. Эти вариации будут проявляться в виде локальных экстремумов частотной характеристики в предшествующем радиальному резонансу частотном диапазоне.

Совершенно ясно, что учет неидеальности клевого соединения весьма существенно усложняет процедуру расчета частотной характеристики сферического гидрофона. Даже для описания центрально симметричных (в пределах каждой полусферы) составляющих физических полей необходимо строить решения, в которых содержатся минимум семь частотно зависимых констант. Учет полярных гармоник предполагает построение дополнительных решений, в которых содержится не менее девяти зависящих от частоты и параметров системы констант. Результатом этих громоздких вычислений станут уточнения хода частотной характеристики сферического гидрофона, которые не будут превышать 10% от значений частотной характеристики, которая сравнительно легко строится в предположении об идеальности клевого соединения.

Принимая во внимание приведенные выше рассуждения, рассмотрим процедуру расчета частотной характеристики сферического гидрофона в предположении, что обе полусферы склеены между собой идеальным образом.

Из этого предположения немедленно следует, что  ${}^0\varepsilon_{rr}^{(\pm)} = \varepsilon_{rr}^0$ ,  ${}^0\varepsilon_{\vartheta\vartheta}^{(\pm)} = \varepsilon_{\vartheta\vartheta}^0$ ,  ${}^0\varepsilon_{\varphi\varphi}^{(\pm)} = \varepsilon_{\varphi\varphi}^0$ , потому что  ${}^0u_r^{(\pm)} = u_r^0$ . Вслед за этим необходимо записать, что  ${}^0\sigma_{rr}^{(\pm)} = \sigma_{rr}^0 = \Delta P_0(R_0)$ , а

$$\begin{aligned} {}^0\sigma_{\varphi\varphi}^{(\pm)} &= {}^0\sigma_{\vartheta\vartheta}^{(\pm)} = \sigma_{\varphi\varphi}^0 = \sigma_{\vartheta\vartheta}^0 = \\ &= k_0 \Delta P_0(R_0) + Y^D \frac{u_r^0}{R_0} - \frac{e_{12}^* C_1^0}{\chi_{11}^* R_0^2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где  ${}^*e_{12}^{(\pm)} = \pm e_{12}^*$  и  $C_1^{(\pm)} = \pm C_1^0$ ; материальная константа  $e_{12}^*$  определена в комментарии к соотношению:

$$D_r^0 = \frac{2e_{12}^*}{R_0} u_r^0 + \chi_{11}^* E_r^0 + \frac{e_{11}}{c_{11}^E} \Delta P_0(R_0), \quad (18)$$

где  $e_{12}^* = e_{12} - e_{11} c_{12}^E / c_{11}^E$ ;  $\chi_{11}^* = \chi_{11}^E + e_{11}^2 / c_{11}^E$ , а константа  $C_1^{(\pm)}$  появляется из условия отсутствия свободных носителей электричества в верхней и нижней полусферах

$$D_r^0 = \frac{C_1}{r^2}. \quad (19)$$

Выражение

$$\begin{aligned} \varphi^0 &= \frac{C_1}{\chi_{11}^* r} + C_2 + \\ &+ \left[ \frac{e_{11}}{\chi_{11}^* c_{11}^E} \Delta P_0(R_0) + \frac{2e_{12}^*}{\chi_{11}^* R_0} u_r^0 \right] (r - R_0) \end{aligned}, \quad (20)$$

где  $C_2$  - подлежащая определению константа, будучи записанное для потенциала в верхней  $(+)$   $\varphi^0$  и нижней  $(-)$   $\varphi^0$  полусферах, приобретает следующий вид

$$\begin{aligned} {}^{(\pm)}\varphi^0 &= \pm \frac{C_1^0}{\chi_{11}^* r} \pm C_2^0 \pm \\ &\pm \left[ \frac{e_{11}}{\chi_{11}^* c_{11}^E} \Delta P_0(R_0) + \frac{2e_{12}^*}{\chi_{11}^* R_0} u_r^0 \right] (r - R_0) \end{aligned}, \quad (21)$$

где  $\chi_{11}^* = \chi_{11}^E + e_{11}^2 / c_{11}^E$ .

При  $r = R_0$ , т.е. на внутренней стороне склеенной из полусфер сферической оболочки должно выполняться условие

$${}^{(+)}\varphi^0 \Big|_{r=R_0} = {}^{(-)}\varphi^0 \Big|_{r=R_0},$$

откуда следует, что

$$\frac{C_1^0}{\chi_{11}^* R_0} + C_2^0 = 0. \quad (22)$$

На внешней стороне оболочки при  $r = R_0 + \alpha$  будет, очевидно, выполняться условие

$$U_{\text{вых}} = \left[ \begin{matrix} (+)_{\varphi^0} & - & (-)_{\varphi^0} \end{matrix} \right]_{r=R_0+\alpha} \quad (23)$$

Так как  $D_r^0 = C_1^0 / (R_0 + \alpha)$ , то из определенных (16) и (23) следует, что

$$\frac{C_1^0}{\chi_{11}^* \Gamma} f(\omega\tau_3, \alpha/R_0) + C_2^0 + \alpha \left[ \frac{e_{11}}{\chi_{11}^* c_{11}^E} \Delta P_0(R_0) + \frac{2e_{12}^*}{\chi_{11}^* R_0} u_r^0 \right] = 0 \quad (24)$$

где  $f(\omega\tau_3, \alpha/R_0) = 1/(1 + \alpha/R_0) + i\omega\tau_3 \alpha/R_0$ ;  $\tau_3 = Z_H C_0^*$ ;  $C_0^* = 4\pi R_0^2 \chi_{11}^* / \alpha$  - статическая электрическая емкость сферической оболочки.

Центрально симметричный радиальный компонент  $u_r^0$  должен удовлетворять уравнению движения вида

$$\frac{1}{R_0} (2\sigma_{rr}^0 - \sigma_{\varphi\varphi}^0 - \sigma_{\theta\theta}^0) + \rho_0 \omega^2 u_r^0 = 0 \quad (25)$$

и условию кинематического сопряжения

$$u_r^0 = (u_r^0 \text{ пад} - u_r^0 \text{ отр}) \Big|_{r=R_0} \quad (26)$$

где  $u_r^0 \text{ пад}$  и  $u_r^0 \text{ отр}$  - центрально симметричные составляющие радиальных смещений жидкости в падающей и отраженной ультразвуковых волнах.

Совокупность соотношений (22), (23), (25) и (26) образуют неоднородную алгебраическую систему уравнений, из которой единственным образом определяются константы  $C_1^0$ ,  $C_2^0$ ,  $u_r^0$  и  $A_0$  - амплитудный множитель отраженной от оболочки звуковой волны.

Достаточно просто убедиться, что при  $\alpha/R_0 \approx 1$  функция  $f(\omega\tau_3, \alpha/R_0) \approx +i\omega\tau_3 \alpha/R_0$  и чувствительность  $W(\omega, \Pi)$  сферического гидрофона, склеенного из двух, встречно поляризованных полусфер, определяется ранее исследованным выражением

$$W(\omega, \Pi) = -i\omega C_0^* Z_H \frac{e_{12}^* \alpha^2}{\chi_{11}^* c_{11}^E R_0} D(kR_0),$$

вид и составляющие которого рассмотрены в работе [5].

Очевидно, что выводы о возможности управления параметрами частотной характеристики гидрофона в виде сплошной сферы, остаются справедливыми и для сферического гидрофона склеенного из двух встречно поляризованных полусфер при условии, что по поверхности склейки отсутствуют проскальзыва-

ния двух полусфер относительно друг друга. Остается еще раз сказать, что управление параметрами частотной характеристики такого гидрофона возможно лишь путем подбора величины входного электрического импеданса электронной схемы (усилителя), который подключается непосредственно к деформируемой пьезокерамической оболочке.

Для примера на рис. 2 показана зависимость модуля чувствительности  $W_{xx}(\omega, \Pi)$  рассматриваемого сферического гидрофона из пьезокерамики типа ЦТС со следующим набором материальных параметров:  $c_{11}^E = 106$  ГПа;  $c_{12}^E = 62$  ГПа;  $c_{22}^E = 112$  ГПа; добротность пьезокерамики  $Q = 100$ ;  $\rho_0 = 7400$  кг/м<sup>3</sup>;  $e_{11} = 18$  Кл/м<sup>2</sup>;  $e_{12} = -7$  Кл/м<sup>2</sup>;  $\chi_{11}^E = 1000\chi_0$ ;  $\chi_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м - диэлектрическая проницаемость вакуума; толщина оболочки  $\alpha = 10^{-3}$  м; радиус  $R_0 = 10^{-2}$  м. При этом электрическая статическая емкость пьезокерамической оболочки  $C_0^* = 9,63 \cdot 10^{-9}$  Ф. Параметры жидкости:  $\rho_{ж} = 1070$  кг/м<sup>3</sup>;  $v_{ж} = 1500$  м/с. По оси ординат отложены значения  $|W_{xx}(\omega, \Pi)/W_{xx}(0, \Pi)|$  в децибелах. Абсолютная чувствительность  $W_{xx}(0, \Pi)$  в квазистатическом режиме ( $\omega \approx 0$ ) составляет 65,9 мкВ/Па. По оси абсцисс отложены значения безразмерного волнового числа  $kR_0$ . Хорошо видно, что в предшествующем радиальному резонансу частотном диапазоне наблюдается монотонное уменьшение чувствительности гидрофона почти что на 6 дБ. Это объясняется эффектами упругого взаимодействия оболочки с окружающей средой, т. е. возрастанием её отражающей способности.

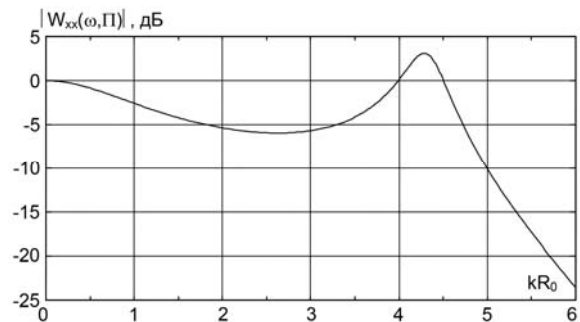


Рис. 2. Чувствительность сферического пьезокерамического гидрофона в режиме холостого хода (составлен из полусфер)

Таким образом, для данной модели гидрофона (как и в случае монолитного преобразователя) уменьшение чувствительности сферического гидрофона практически на 6 дБ является объективным фактором, который обусловлен упругостью и формой сферической оболочки. Это уменьшение чувствительности будет наблюдаться для всех без исключения сферических приемников ультразвуковых колебаний в жидкости. Таким образом, рассмотренное изменение вида электродирования, способа подключения внешней электрической нагрузки, а также изменение ее величины – приводит к формированию лишь центральносимметричной моды и является одним из возможных способов коррекции частотной характеристики чувствительности рассмотренного гидрофона в области нижних частот.

### Выводы

Построена теория сферического гидрофона, составленного из идеально склеенных полусфер, которая учитывает эффекты упругого взаимодействия оболочки с окружающей средой, опирается на классическую теорию пьезоэлектрических явлений и полностью объясняет наблюдаемые результаты.

### Список использованных источников

1. Подводные электроакустические преобразователи. Расчет и проектирование. Справочник: / Под ред. В.В. Богородского – Л.: Судостроение, 1983. – 248 с.
2. Гринченко В.Т., Улитко А.Ф., Шульга Н.А. Механика связанных полей в элементах конструкции: В 5 т. – К.: Наукова думка, 1989. – Т.5. Электроупругость. – 280 с.
3. Коржик А.В. Амплитудно-частотные характеристики некоторых форм колебаний пьезокерамических цилиндрических приемников звука при различных видах электродирования в условиях связанности // Акустичний вісник, 2009.-Т.12,-№ 3. – С.33-40.
4. Петрищев О.Н. Гармонические колебания пьезокерамических элементов. Гармонические колебания пьезокерамических элементов в вакууме и метод резонанса-антирезонанса. – К.:АВЕРС.2012.-299 с.
5. Коржик А.В., Петрищев О.Н. Расчет частотной характеристики сферического монолитного пьезокерамического гидрофона // Электроника и связь, 2014.-Т.19,-№ 3(80). – Р.73-87.

Поступила в редакцию 22 марта 2014 г.

УДК 534.6

**І.В. Кандрачук**, канд.техн.наук, **О.В. Коржик**, д.-р.тех.наук, **Д.Д. Новак**,

**О.М. Петрищев**, д.-р.тех.наук

Національний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,  
вул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

## Про один метод розрахунку частотної характеристики чутливості сферичного п'єзокерамічного гідрофону

*В рамках задачі стаціонарної гідроелектропружності про прийом звукових хвиль електропружною сферою отримано аналітичний розв'язок для сферичного перетворювача, який склеєний з двох напівсфер, що мають повністю електродовані поверхні. Напівсфери зустрічно радіально поляризовані. Бібл. 5, рис.2.*

**Ключові слова:** гідрофон, сферичний гідрофон, частотна характеристика, задача гідроелектроупругості, акустичне поле, математична модель.

UDC 534.6

**I.V. Kandrathuk**, Ph.D., **A.V. Korzhyk**, Dr.Sc., **D.D. Novak**, **O.N. Petrishchev**, Dr.Sc.,

National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",  
st. Polytechnichna, 16, Kyiv, 03056, Ukraine.

## A method for calculating the frequency response characteristics of a spherical piezoceramic hydrophone

*In order to the "through" hydroacoustic problem the modeling and analytic solutions the tasks about the receiving of sound waves by electroelastic spherical thin-shell was obtained. The model based on spherical thin-shell with two half-spherical thin-shell with different radial polarization. Ref. 5, fig. 2.*

**Keywords:** *hydrophone, spherical hydrophone, frequency response, hydroelectroelasticity task, acoustic field, mathematical model.*

### References

1. V. V. *Bogorodskii* (1983), «Underwater electroacoustic transducers. Calculation and Designing Directory». Leningrad, Sudostroenie. P. 248. (Rus)
2. *Hrinchenko V.T., Ulitko A.F., Shulga N.A.* (1989), «Mechanics related fields in structural elements». Kiev: Naukova Dumka. Vol.5 . Electroelasticity. P. 280. (Rus)
3. *Korzhik A.V.* (2009), «Amplitude-frequency characteristics of some waveforms piezoceramic cylindrical sound receivers at various kinds elektrodivovaniya under bondage». *Akustichny visnyk*. Vol.12, No 3. pp.33 – 40. (Rus)
4. *Petrishchev O.N.* (2012), «Harmonic oscillations of piezoceramic elements. Harmonic oscillations of piezoelectric elements in a vacuum and the method of resonance-antiresonance». Kiev, Avers. P. 299 (Rus)
5. *Petrishchev O.N., Korzhik A.V.* (2014), « Calculation of the frequency response of a spherical monolithic piezoceramic hydrophone». *Electronics and Communications*, Vol. 12, No 3(80) pp. 73-87. (Rus)