

УДК 534.232

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ УПРАВЛЕНИЯ ПАРАМЕТРАМИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ПЬЕЗОКЕРАМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ

И. В. ВОВК*, В. С. КОЦЮБА**

*Институт гидромеханики НАН Украины, Киев

**Государственный НИИ гидроприборов, Киев

Получено 01.07.2010

Предложен метод управления характеристиками цилиндрического излучателя, основанный на использовании двух коаксиальных пьезокерамических оболочек, нагруженных на жидкость и возбуждаемых отличающимися по амплитуде и фазе электрическими напряжениями. Исследованы акустические свойства такого излучателя в зависимости от параметров напряжений, подаваемых на пьезокерамические оболочки.

Запропоновано метод керування характеристиками циліндричного випромінювача, який базується на використанні двох коаксіальних п'єзокерамічних оболонок, навантажених на рідину та збуджуваних відмінними за амплітудою й фазою електричними напругами. Досліджені акустичні властивості такого випромінювача в залежності від параметрів напруг, що подаються на п'єзокерамічні оболонки.

The paper deals with proposing of technique for controlling of characteristics of a cylindrical radiator on the base of two coaxial piezoceramic shells loaded on the fluid and excited with electric voltages of different amplitudes and phases. The acoustic properties of such radiator have been studied depending on the parameters of voltages supplied to the shells.

ВВЕДЕНИЕ

Излучатели звука, выполненные в виде цилиндрических пьезокерамических оболочек, широко применяются в гидроакустических устройствах различного назначения [1]. Многофункциональность современных гидроакустических станций обуславливает необходимость управления параметрами излучателей, в частности, резонансной частотой пульсирующих колебаний, их полосой и др. Методы управления параметрами цилиндрических излучателей условно можно разделить на пассивные и активные.

К пассивным относятся методы, с помощью которых управление акустическими параметрами излучателей осуществляется с механической стороны пассивными средствами (например, посредством размещения в полости пьезокерамической оболочки элементов из экранирующих материалов [2–6]). Главный недостаток пассивных методов – невозможность оперативной перестройки параметров излучателя в процессе его работы.

К активным методам, которые начали активно развиваться в последнее время, относятся способы управления параметрами излучателей с электрической стороны. Простейшим из них считается применение электрических корректирующих или согласующих цепей между источником возбуждения (генератором) и излучателем [7]. Кроме того, в работе [8] описан метод, основанный на контроли-

руемом изменении колебательных характеристик слоистой пьезокерамической оболочки путем подключения одного из слоев в цепь источника возбуждения при замыкании остальных на пассивные электрические нагрузки. Активные методы позволяют оперативно управлять параметрами излучателей с электрической стороны непосредственно в процессе работы, однако им присущи существенные недостатки. Они заключаются:

- 1) в наличии значительных потерь энергии в корректирующих цепях и пассивных нагрузках;
- 2) в дороговизне и сложности изготовления слоистых пьезокерамических оболочек.

Все это затрудняет практическую реализацию описанных методов в гидроакустических станциях, излучающих мощные сигналы.

Мы предлагаем новый способ оперативного управления параметрами цилиндрического преобразователя. Он состоит из двух соосных пьезокерамических оболочек, на которые подаются в общем случае неодинаковые по амплитуде и фазе электрические напряжения. Рассматриваются идеализированные физическая и математическая модели такого излучателя звука и метод расчета его акустических параметров. Проводится подробный анализ расчетных и экспериментальных результатов.

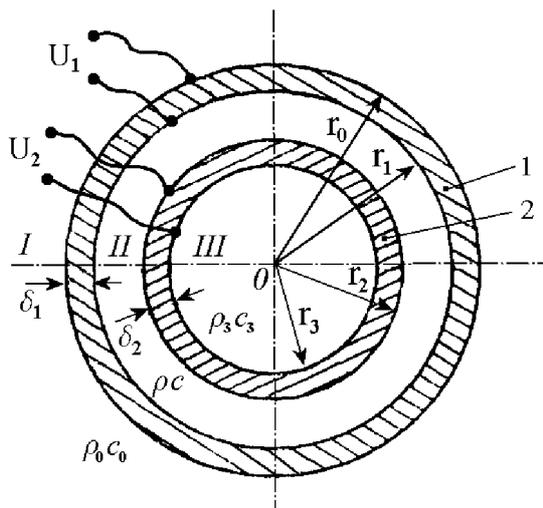


Рис. 1. Схема поперечного сечения коаксиальных пьезокерамических оболочек

1. ТЕОРИЯ

В качестве физической модели цилиндрического излучателя выберем две коаксиальные бесконечные пьезокерамические оболочки. Считаем, что межоболочное и внешнее пространства заполнены жидкостью с параметрами $\rho_0 c_0$. На внешнюю и внутреннюю пьезокерамические оболочки подаются возбуждающие электрические напряжения u_1 и u_2 одной частоты, отличающиеся по амплитуде и фазе (рис. 1). Полагаем, что пьезокерамические оболочки поляризованы радиально, электроды нанесены на внешние и внутренние боковые поверхности, а толщины оболочек $\delta_{1,2}$ весьма малы по сравнению с их радиусами ($\delta_1 \ll r_0$; $\delta_1 \ll r_1$ и $\delta_2 \ll r_2$; $\delta_2 \ll r_3$, т.е. $r_0 \approx r_1$ и $r_2 \approx r_3$). Исходя из этого, для обозначения геометрических и физических параметров внешней и внутренней оболочек в дальнейшем будем использовать индексы "1" и "2" соответственно.

Учитывая принятые допущения, потенциалы скоростей звуковых полей, создаваемых оболочками во внешнем (I) и межоболочечном (II) пространствах, запишем соответственно как [9]

$$\Phi_1 = AH_0^{(1)}(kr) \quad (1)$$

и

$$\Phi_2 = BJ_0(kr) + CN_0(kr), \quad (2)$$

где A, B, C – неизвестные комплексные коэффициенты; k – волновое число; $H_0^{(1)}(kr)$, $J_0(kr)$, $N_0(kr)$ – функции Ханкеля, Бесселя и Неймана соответственно.

Радиальные перемещения внешней и внутренней оболочек определим из следующих дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial^2 \xi_1}{\partial t^2} + \omega_1^2 \xi_1 = \frac{d_{31}^{(1)}}{s_{11}^{E_1} \rho_1 r_1} E_1 + \frac{1}{\rho_1 \delta_1} [p_1(r)|_{r=r_0} - p_2(r)|_{r=r_1}], \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \xi_2}{\partial t^2} + \omega_2^2 \xi_2 = \frac{d_{31}^{(2)}}{s_{11}^{E_2} \rho_2 r_2} E_2 + \frac{1}{\rho_2 \delta_2} [p_2(r)|_{r=r_2}], \quad (4)$$

где ξ_1, ξ_2 – радиальные перемещения оболочек; ω_1, ω_2 – собственные частоты пульсирующих колебаний оболочек; $d_{31}^{(1)}, d_{31}^{(2)}$ – пьезомодули материалов оболочек; $s_{11}^{E_1}, s_{11}^{E_2}$ – упругие константы материалов оболочек; ρ_1, ρ_2 – плотности материалов оболочек; $p_1 = -j\omega\rho_0\Phi_1$; $p_2 = -j\omega\rho\Phi_2$; E_1, E_2 – электрические напряженности в материалах оболочек. Уравнение (4) записано с учетом предположения, что во внутреннем (III) пространстве пьезокерамической оболочки – вакуум ($\rho_3 c_3 = 0$, см. рис. 1).

Ограничиваясь гармоническим электрическим возбуждением системы, когда $E_1 = \bar{E}_1 \exp(-j\omega t)$ и $E_2 = \bar{E}_2 \exp(-j\omega t - \varphi)$, дифференциальные уравнения (3) и (4) преобразуем к функциональным:

$$v_1 z_1 = n_1 u_1 + p_1(r)|_{r=r_0} - p_2(r)|_{r=r_1}, \quad (5)$$

$$v_2 z_2 = n_2 u_2 + p_2(r)|_{r=r_2}, \quad (6)$$

где v_1, v_2 – радиальные составляющие колебательных скоростей оболочек; u_1, u_2 – возбуждающие электрические напряжения; n_1, n_2 – коэффициенты электромеханической трансформации оболочек на единицу поверхности

$$n_1 = \frac{d_{31}^{(1)} 2\pi}{s_{11}^{E_1} r_1}, \quad n_2 = \frac{d_{31}^{(2)} 2\pi}{s_{11}^{E_2} r_2};$$

z_1, z_2 – механические импедансы оболочек на единицу поверхности; m_1, m_2 и \bar{s}_1, \bar{s}_2 – массы и упругости оболочек на единицу поверхности соответственно:

$$z_1 = j \left(\omega m_1 - \frac{\bar{s}_1}{\omega} \right); \quad z_2 = j \left(\omega m_2 - \frac{\bar{s}_2}{\omega} \right);$$

$$m_1 = \rho_1 \delta_1; \quad m_2 = \rho_2 \delta_2;$$

$$\bar{s}_1 = \frac{\delta_1}{r_1^2 s_{11}^{E_1}}; \quad \bar{s}_2 = \frac{\delta_2}{r_2^2 s_{11}^{E_2}}.$$

Искомые комплексные коэффициенты A , B , C выражений (1) и (2) находим в результате совместного решения уравнений (5), (6) с учетом очевидных равенств

$$-\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=r_0} = -\frac{\partial \Phi_2}{\partial r} \Big|_{r=r_1} = v_1, \quad -\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \Big|_{r=r_2} = v_2.$$

Опустив промежуточные выкладки, выражение, определяющее внешнее звуковое поле коаксиальных пьезокерамических оболочек, представим как

$$p_1(r) = \frac{(u_1 n_1 + u_2 n_2 \Psi) H_0^{(1)}(kr)}{(z_H + z_1 + z_B) k H_0^{(1)'}(kr_0)}, \quad (7)$$

где

$$z_H = -j\rho c \frac{H_0^{(1)}(kr_0)}{H_0^{(1)'}(kr_0)};$$

$$z_B = z_{B2} + z_2^*;$$

$$z_{B2} = j\rho c \frac{J_0(kr_0)}{J_0'(kr_0)};$$

$$z_2^* = \left[J_0(kr_2) - j \frac{z_2}{\rho c} J_0'(kr_2) \right] \Psi;$$

$$\Psi = 2j\rho c \left\{ \pi k r_0 [J_0(kr_2) N_0(kr_0) - J_0'(kr_0) N_0(kr_2)] - j \frac{z_2}{\rho c} [J_0'(kr_2) N_0'(kr_0) - J_0'(kr_0) N_0'(kr_2)] \right\}^{-1};$$

$H_0^{(1)'}(kr_0)$, $J_0'(kr_0)$, $N_0'(kr_0)$ – производные функций Ханкеля, Бесселя, Неймана соответственно.

Из выражения (7) явствует, что присутствующая в знаменателе сумма в круглых скобках представляет собой механический импеданс системы из двух тонкостенных соосных оболочек, нагруженных на жидкость. Она состоит из импеданса излучения цилиндра радиусом r_0 во внешнее пространство z_H [10], собственного импеданса наружной оболочки z_1 и внутреннего импеданса z_B – нагрузки наружной оболочки с внутренней стороны. В свою очередь, внутренний импеданс состоит из импеданса жидкого цилиндра z_{B2} [2] с радиусом, равным внутреннему радиусу наружной оболочки, и импеданса z_2^* , вносимого внутренней оболочкой с собственным импедансом z_2 .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

С использованием выражения (7) выполнены расчеты акустических параметров пьезокерамических оболочек, имеющих следующие характеристики:

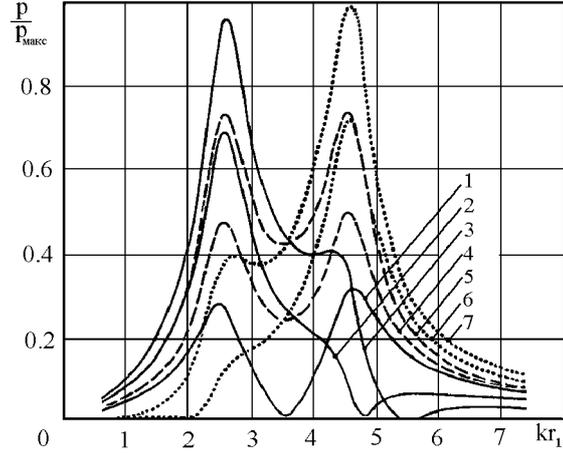


Рис. 2. Частотные зависимости акустического давления, развиваемого системой пьезокерамических оболочек во внешнем пространстве:

1 – $u_2/u_1=0$, $\varphi=0$; 2 – $u_2/u_1=0.6$, $\varphi=0$; 3 – $u_2/u_1=1$, $\varphi=0$;
4 – $u_2/u_1=0.6$, $\varphi=\pi/2$; 5 – $u_2/u_1=1$, $\varphi=\pi/2$;
6 – $u_2/u_1=0.6$, $\varphi=\pi$; 7 – $u_2/u_1=1$, $\varphi=\pi$

- внешняя оболочка 1 – наружный радиус 102 мм, внутренний радиус 90 мм, состав пьезокерамики ТБК-3;

- внутренняя оболочка 2 – наружный радиус 74 мм, внутренний радиус 65 мм, состав пьезокерамики ЦТБС-3.

Физические параметры пьезокерамики указанных типов можно найти, например, в [1].

Как видно из рис. 2, частотные зависимости акустического давления имеют резонансный характер. При напряжении $u_2=0$ наблюдаются два приблизительно одинаковых максимума, величины которых зависят как от отношения амплитуд u_2/u_1 , так и от разности фаз φ . При отсутствии фазового сдвига (рис. 3) первый максимум давления увеличивается пропорционально росту отношения напряжений u_2/u_1 (кривая 1), а второй – уменьшается, стремясь к нулю (кривая 2). Общая форма частотной зависимости также претерпевает существенные изменения (см. рис. 2, кривые 1–3).

Наличие фазового сдвига влияет на поведение максимумов. Так, при $\varphi=\pi/2$ они примерно одинаково увеличиваются с ростом отношения напряжений u_2/u_1 (см. рис. 3, кривые 3 и 4). При этом форма частотной зависимости практически не изменяется (см. рис. 2, кривые 4 и 5).

При фазовом сдвиге $\varphi=\pi$ изменение формы частотной зависимости (рис. 2, кривые 6 и 7) и величин максимумов давления от отношения напряжений u_2/u_1 (рис. 3, кривые 5 и 6) противоположно

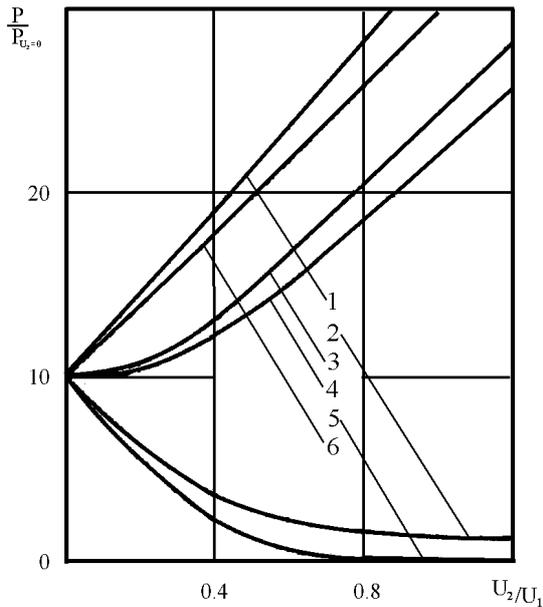


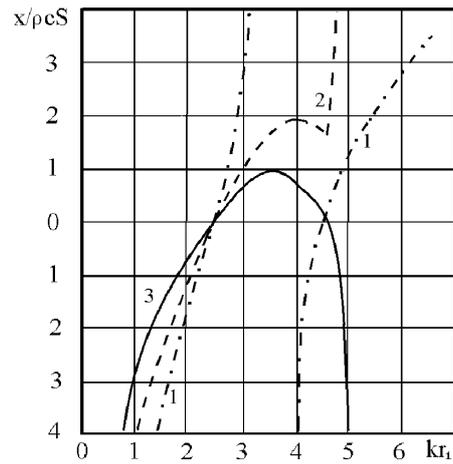
Рис. 3. Зависимости максимальных величин акустического давления во внешней среде от отношения электрических напряжений, подводимых к оболочкам:

- 1, 3, 5 – первые максимумы при $\varphi = 0; \pi/2; \pi$ соответственно;
- 2, 4, 6 – вторые максимумы при $\varphi = 0; \pi/2; \pi$ соответственно

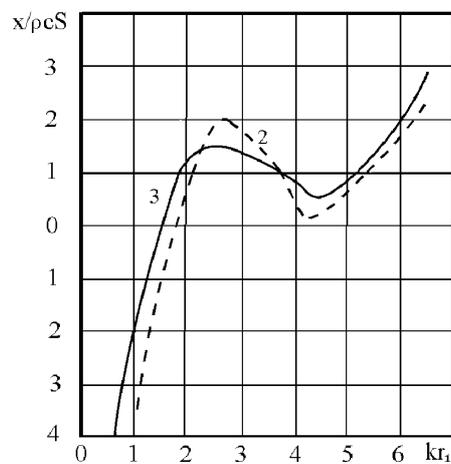
случаю, когда $\varphi = 0$. Первый максимум уменьшается, стремясь к нулю (рис. 3, кривая 5), а второй максимум увеличивается (рис. 3, кривая 6).

Зависимость акустического давления от частоты, отношения подводимых напряжений и разности фаз объясняются сопутствующим изменением реактивной составляющей импеданса системы пьезокерамических оболочек (рис. 4). Максимумы давлений соответствуют окрестностям нулей реактивной составляющей импеданса, которые можно трактовать как резонансы. Лежащие между ними нулевые значения реактивной составляющей импеданса при $\varphi = \pi/2$ в районе $kr_1 \approx 3.6$ определяются как антирезонансы, соответствующие провалам в частотных характеристиках давления [11].

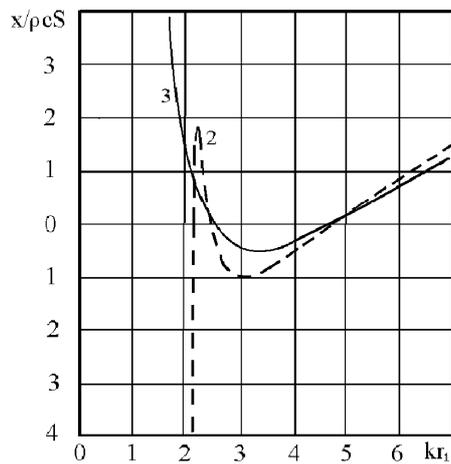
Изменение величины кольцевого зазора $r_1 - r_2$ при сохранении равенства $\omega_1 = \omega_2$ сдвигает резонансы системы пьезокерамических оболочек по шкале частот (рис. 5). К сдвигу резонансной частоты системы приводит также изменение отношения ω_2/ω_1 при фиксированном $r_1 - r_2$ (рис. 6, кривая 1). Сдвиг резонансов сопровождается изменением амплитуды максимального давления (рис. 6, кривая 2) – оптимум наблюдается при $\omega_1 = \omega_2$.



а



б



в

Рис. 4. Частотные зависимости реактивной составляющей импеданса системы пьезокерамических оболочек:

- а – при $\varphi = 0$; б – при $\varphi = \pi/2$; в – при $\varphi = \pi$;
- 1–3 – при $u_2/u_1 = 0; 0.6$ и 1 соответственно

Проведенный анализ показывает, что колебания системы коаксиальных пьезокерамических оболочек, нагруженных на жидкость, зависят от отношения амплитуд напряжений, подводимых к ним, разности фаз, величины кольцевого зазора и отношения резонансных частот оболочек. Таким образом, предлагаемый метод можно оценить как потенциально эффективный для оперативного управления параметрами системы коаксиальных пьезокерамических оболочек, нагруженных на жидкость, который может быть использован при создании многофункциональных гидроакустических цилиндрических излучателей.

Эффективность данного метода управления акустическими параметрами излучателя подтверждена экспериментально (рис. 7). Эксперимент проводился с макетом излучателя из двух коаксиальных оболочек, составленных из пьезокерамических колец (пьезокерамика ЦТБС-3) с диаметрами 74 и 52 мм. Высоты колец – секций внешней и внутренней оболочек – были 35 и 25 мм соответственно, а полная высота макета – 270 мм. Отношение амплитуд напряжений выбиралось $u_2/u_1 = 1$ при разности фаз $\varphi = 0$.

В результате эксперимента установлено, что предлагаемый метод управления позволяет повысить эффективность излучателя (по давлению), не увеличивая габаритов и подводимого электрического напряжения. При этом частота резонанса системы в воде занимает промежуточное значение относительно частот каждой из составляющих ее оболочек. Полученные экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетными оценками (см. рис. 6).

ВЫВОДЫ

1. Предложен эффективный метод, позволяющий оперативно управлять частотной зависимостью акустического давления, развиваемого системой нагруженных на жидкость коаксиальных пьезокерамических оболочек.
2. Сформулирована математическая модель системы коаксиальных пьезокерамических оболочек, нагруженных на жидкость, и разработан метод, позволяющий проводить оценку ее акустических свойств в зависимости от различных исходных геометрических и физических параметров.
3. Проведены расчеты акустических параметров системы в широком диапазоне амплитуд и фаз

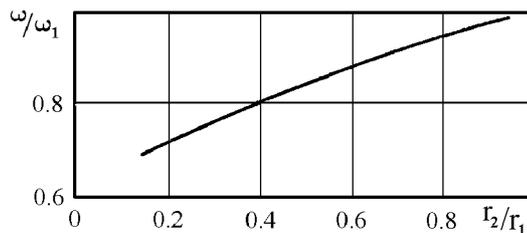


Рис. 5. Зависимость резонансной частоты системы от отношения радиусов пьезокерамических оболочек

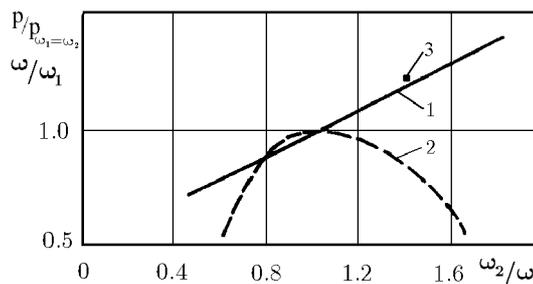


Рис. 6. Зависимость резонансной частоты 1 и акустического давления 2 системы от отношения собственных частот пьезокерамических оболочек (* – экспериментальное значение)

подаваемых на пьезокерамические оболочки электрических напряжений, величин кольцевого зазора и отношений резонансных частот оболочек. Установлены количественные связи между перечисленными параметрами и акустическими характеристиками рассматриваемой системы. В частности, установлено что:

- частотная зависимость акустического давления имеет резонансный характер и зависит от отношения амплитуд напряжений и разности фаз между ними;
- максимумы акустического давления увеличиваются пропорционально росту отношения амплитуд напряжений u_2/u_1 ;
- наличие фазового сдвига между напряжениями изменяет форму частотной зависимости акустического давления и влияет на поведение ее максимумов;
- изменение величины кольцевого зазора между пьезокерамическими оболочками при равенстве их собственных ча-

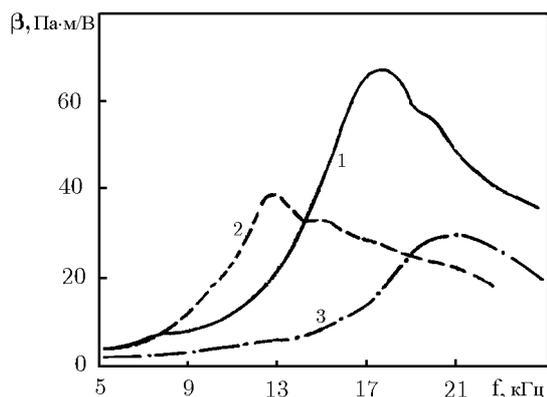


Рис. 7. Частотна залежність чутливості макета излучателя:

- 1 – система оболонок;
2 – зовнішня оболонка окремо;
3 – внутрішня оболонка окремо

стот сдвигает частоты резонансов системы оболонок;

- при постійній величині кільцевого зазора між оболонками змінення відношення власних частот п'єзокерамічних оболонок ω_1/ω_2 також приводить до зміщенню резонансів системи.
4. Проведені експерименти на макеті преобразователя, результати яких збігаються з розрахунковими оцінками. Показано, що запропонований метод управління параметрами системи двох коак-

сиальних п'єзокерамічних оболонок, нагнаних на рідину, ефективний і може бути використаний при проектуванні перспективних багатоцільових гідроакустических излучателей з активним управлінням параметрами.

1. *Подводные электроакустические преобразователи* / Под ред. В. В. Богородского. – Л.: Судостроение, 1983. – 248 с.
2. *Глазанов В. Е.* Экранирование гидроакустических антенн. – Л.: Судостроение, 1986. – 138 с.
3. *Вовк И. В., Коцюба В. С.* Колебания пьезокерамической оболочки, внутри которой размещен жесткий цилиндр // Докл. X Всесоюз. акуст. конф. Секция Р. – М., 1983. – С. 52–55.
4. *Вовк И. В., Гринченко В. Т.* Волновые задачи рассеяния звука на упругих оболочках. – К.: Наук. думка, 1986. – 238 с.
5. *Вовк И. В., Олійник В. Н.* Випромінювання звуку циліндричною п'єзокерамічною оболонкою з секторіальною жорсткою вставкою // Доп. АН України. – 1993. – № 10. – С. 64–68.
6. *Вовк И. В., Олійник В. Н.* Излучение звука заполненной жидкостью пьезокерамической оболочкой с несимметричной внутренней вставкой // Акуст. ж. – 1994. – 40, № 2. – С. 220–224.
7. *Излучатель для гидролокатора.* – Патент № 3.559.158. – США.
8. *Касаткин Б. А., Матвиенко Ю. В.* Цилиндрический пьезопреобразователь с управляемыми характеристиками // Акуст. ж. – 1982. – 28, № 5. – С. 648–652.
9. *Гринченко В. Т., Вовк И. В., Маципура В. Т.* Основы акустики. – К.: Наук. думка, 2007. – 640 с.
10. *Шендеров Е. Л.* Волновые задачи гидроакустики. – Л.: Судостроение, 1972. – 348 с.
11. *Скучик Е.* Простые и сложные колебательные системы. – М.: Мир, 1971. – 542 с.