

Частотные характеристики электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей в составе плоских систем

А.И. Нижник, А.Г. Лейко

Государственное предприятие «Киевский научно-исследовательский институт гидроприборов»,
ул. Сурикова, 3, 03035 Киев, Украина

(Получено 30.06.2016; опубликовано online 29.11.2016)

Строгим методом связанных полей в многосвязных областях получены аналитические выражения для описания электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей, образующих плоские системы эхолокации. На основе численного анализа определены количественные связи и особенности частотных характеристик электрического тока и входных электрических сопротивлений излучателей в составе плоских систем и дана их физическая интерпретация. Показано, что радиальная симметрия электрической нагрузки излучателей системы и потеря радиальной симметрии акустической нагрузки излучателей в составе этой системы нарушают идентичность электронных процессов, возникающих в пьезоэлектрических элементах излучателей системы.

Ключевые слова: Электрическое поле, Цилиндрический пьезокерамический излучатель, Плоская система, Связанные поля.

DOI: [10.21272/jnep.8\(4\(1\)\).04012](https://doi.org/10.21272/jnep.8(4(1)).04012)

PACS number: 43.38. + n

1. ВВЕДЕНИЕ

В излучающих трактах гидроакустической аппаратуры различного назначения возбуждающий электронный генератор и гидроакустическая антенна связаны между собой и взаимно влияют друг на друга. Для излучающего тракта существенно важными являются те характеристики антенны, которые определяются электрической схемой замещения излучателей. Такие схемы сложны, многоконтурны и включают в себя элементы с изменяющимися параметрами, если необходимо учитывать поведение излучателей точнее и в различных условиях использования.

Особой сложностью отличаются схемы замещения пьезоэлектрических излучателей. Это обусловлено сложной взаимосвязью электронных и механических процессов, возникающих в пьезокерамических средах элементов излучателей при их работе вследствие присущего этим средам пьезоэффекта. Механизм пьезоэффекта объясняется изменениями дипольных моментов элементарных ячеек кристаллических решеток пьезокерамических сред в результате смещения зарядов под действием механических напряжений или перемещением зарядов, т.е. деформацией положения ячеек при воздействии электрического поля на элементарные заряды в ячейке. К тому же взаимосвязи электронных и механических процессов в пьезокерамических средах в значительной мере определяются характерами организации электрических и акустических нагрузок излучателей, образованных из этих сред.

В то же время для инженерных расчетов обычно применяются упрощенные одноконтурные схемы [1]. Их построение основано на использовании метода эквивалентных электромеханических схем [2,3,4], в соответствии с которым излучатель представляется в виде одноконтурной схемы, содержащей электрические и механические звенья, связанные между собой так называемым электромеханическим трансформатором. Пересчет механического звена на электрическую сторону излучателя приводит к тому, что элек-

трическая схема замещения излучателя представляет собой параллельное соединение двух ветвей. Первая ветвь описывает электрическую часть излучателя и для пьезокерамического излучателя базируется на электронных процессах, происходящих в пьезокерамической среде. Вторая ветвь описывает динамическое поведение излучателя, обусловленное взаимодействием между собой электронных и механических процессов, возникающих при работе излучателей в их пьезокерамической среде.

При построении схем замещения основная трудность состоит в определении параметров именно их динамических ветвей, поскольку процесс преобразования электрической энергии в акустическую в излучателе связан со взаимодействием трех физических полей – электрического, механического и акустического. Пример подхода к определению параметров динамической ветви схемы замещения излучателя с экраном на основе строгих методов решения волновых задач был предметом обсуждения в работе [5].

Целью данной работы является дальнейшее развитие изложенного в работе [5] подхода, основанного на решении строгими методами задач определения связанных полей в многосвязных областях, применительно к отысканию электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей при работе их в составе плоской системы излучателей. Такие антенны нашли применение в практической эхолокации [1].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Определим электрическое поле излучателей, образующих плоскую систему из конечного числа N излучателей (рис 1.). Каждый излучатель представляет собой круговую пьезокерамическую цилиндрическую оболочку со средним радиусом r_0 , и толщиной h_s , внутренняя полость которой может быть вакуумирована, заполнена газом или жидкостью с плотностью ρ_s и скоростью звука c_s , где s – текущий

номер излучателя в системе ($s = 1, \dots, N$). ПьезоKERAMическая оболочка s -го излучателя с окружной поляризацией образуется путем жесткой склейки M_s пьезоKERAMических призм, на плоские боковые поверхности которых нанесены электроды. Электрически призмы включены параллельно и возбуждаются гармонически изменяющимся во времени электрическим напряжением $\psi = \psi_{0s} e^{-i\omega t}$ частотой ω . Выбранный способ электрического нагружения излучателей

системы позволяет “закачивать” в них электрическую энергию только на нулевой моде их механических колебаний [2]. Продольные оси излучателей в системе параллельны и находятся на расстоянии l друг от друга. Система излучателей располагается в среде с плотностью ρ и скоростью звука c .

Необходимые для решения задачи общая и локальные системы декартовых и круговых цилиндрических координат представлены на рис. 1.

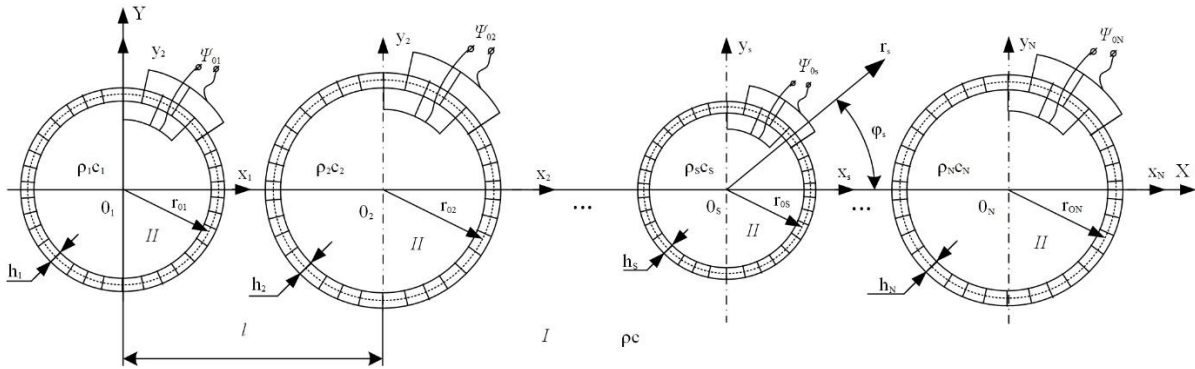


Рис. 1 – Нормальное сечение плоской системы

Электрические поля излучателей плоской системы могут быть определены путем совместного решения системы дифференциальных уравнений, состоящей для s -го излучателя ($s = 1, \dots, N$) из:

- уравнений вынужденной электростатики для пьезоKERAMики:

$$\vec{E}_s = -grad\psi_s, \quad div\vec{D}_s = 0; \quad (1)$$

- уравнений движения тонких пьезоKERAMических оболочек с окружной поляризацией в перемещениях:

$$(1 + \beta_s) \frac{\partial^2 u_s}{\partial \varphi_s^2} + \frac{\partial w_s}{\partial \varphi_s} - \beta_s \frac{\partial^3 w_s}{\partial \varphi_s^3} = \alpha_s \gamma_s \frac{\partial^2 u_s}{\partial t^2};$$

$$\beta_s \left(\frac{\partial^3 u_s}{\partial \varphi_s^3} - \frac{\partial^4 w_s}{\partial \varphi_s^4} \right) - \frac{\partial u_s}{\partial \varphi_s} - w_s + \frac{e_{33s} r_{0s}}{C_{33s}^E} E_\varphi + \frac{\alpha_s q_{rs}}{h_s} = \alpha_s \gamma_s \frac{\partial^2 w_s}{\partial t^2}; \quad (2)$$

- уравнения Гельмгольца, описывающего движение сред внутри и вне излучателей системы:

$$\Delta \Phi_{is} + k_{is}^2 \Phi_{is} = 0. \quad (3)$$

Здесь: \vec{E}_s и \vec{D}_s – векторы напряженности и индукции электрического поля s -го излучателя; Δ – оператор Лапласа; Φ_{is} – потенциал скорости s -го излучателя внутри $\Phi_{is} = \Phi_{is}$ и вне $\Phi_{is} = \Phi_s$ его; k_{is} – волновые числа сред внутри $k_{is} = k_s$ и снаружи $k_{is} = k$;

u_s, w_s – окружная и радиальная составляющие вектора смещений точек срединной поверхности оболочки s -го излучателя; $\beta_s = h_s^2 / 12 r_{0s}^2 (1 + e_{33s}^2 / C_{33s}^E \epsilon_{33s}^S)$; $\alpha_s = r_{0s}^2 / C_{33s}^E$; q_{rs} – внешняя радиационная нагрузка s -го излучателя; $C_{33s}^E, \epsilon_{33s}^0, e_{33s}, \gamma_s$ – соответственно модуль упругости при нулевой электрической

напряженности, диэлектрическая проницаемость при нулевой деформации, пьезоконстанта, плотность материала пьезоKERAMической оболочки s -го излучателя.

Электрические условия задачи при динамическом деформировании излучателей системы напряжением ψ_{0s} для каждого s -го излучателя системы ($s = 1, \dots, N$) включают:

- задание напряженности электрического поля в j -й пьезоKERAMической призме оболочки в виде:

$$E_{\varphi s}^{(j)} = -\psi_{0s} M_s / 2\pi r_{0s}; \quad (4)$$

- определение в соответствии с [2] радиальной $D_{rs}^{(j)}$, осевой $D_{zs}^{(j)}$ и окружной $D_{\varphi s}^{(j)}$ составляющих электрической индукции при окружной поляризации в цилиндрической пьезоKERAMической оболочке для j -той призмы выражениями:

$$D_{rs}^{(j)} = 0, \quad D_{zs}^{(j)} = 0,$$

$$D_{\varphi s}^{(j)} = \epsilon_{33s}^{0(j)} E_{\varphi s}^{(j)} + e_{31s}^{(j)} (\epsilon_{rs}^{(j)} + \epsilon_{zs}^{(j)}) + e_{33s}^{(j)} \epsilon_{\varphi s}^{(j)}. \quad (5)$$

где

$$\epsilon_{rs}^{(j)} = \frac{\partial w_s}{\partial r_s}, \quad \epsilon_{zs}^{(j)} = 0, \quad \epsilon_{\varphi s}^{(j)} = \frac{1}{r_s} \left(\frac{\partial u_s}{\partial \varphi_s} + w_s \right),$$

$e_{31s}^{(j)}$ – пьезоконстанта.

3. ВЫВОД РАСЧЕТНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Решение сформулированной задачи будем осуществлять методом связанных полей в многосвязных областях. Для этого всю многосвязную область существования физических полей плоской системы разобьем на ряд частичных областей, определив их границы выражениями: для внутренних областей

$0 \leq |\varphi_s| \leq \pi$, $0 \leq r_s \leq r_{1s} = r_{0s} - h_s/2$ и для внешней области $0 \leq |\varphi_s| \leq \pi$, $r_s \geq r_{2s} = r_{0s} + h_s/2$. Тогда кинематические и динамические условия сопряжения полей на границах раздела областей приобретут вид:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \Phi_{1s}}{\partial r_s} &= \frac{\partial w_s}{\partial t}, \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi, \quad r_s = r_{1s}; \\ -\frac{\partial \Phi}{\partial r_s} &= \frac{\partial w_s}{\partial t}, \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi, \quad r_s = r_{2s}; \\ \sigma_{rs} &= -q_{rs} = -\left(\rho \frac{\partial \Phi}{\partial t} - \rho_2 \frac{\partial \Phi_{1s}}{\partial t} \right), \quad 0 \leq |\varphi| \leq \pi, \quad s = 1, \dots, N. \end{aligned} \quad (6)$$

где $\Phi = \sum_{s=1}^N \Phi_s$ – потенциал скорости полного поля излучения системы; σ_{rs} – нормальная составляющая тензора механических напряжений в пьезокерамике s -го излучателя.

Перечисленные условия дополняются условиями излучения на бесконечности и отсутствием особенностей поля во внутренних областях каждого излучателя системы.

Представим механические u_s , w_s и акустические Φ_{1s} и Φ поля всех излучателей системы разложениями по угловым и волновым функциям кругового цилиндра:

$$\begin{aligned} u_s &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} u_{ns} e^{in\varphi_s}; \quad w_s = \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_{ns} e^{in\varphi_s}; \\ \Phi_s &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_s) e^{in\varphi_s}; \\ \Phi_{1s} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} B_n^{(s)} J_n(k_s r_s) e^{in\varphi_s}, \quad s = 1, \dots, N; \end{aligned} \quad (7)$$

В соотношениях (7) использованы традиционные обозначения цилиндрических функций. Входящие в них неизвестные коэффициенты u_{ns} , w_{ns} , $A_n^{(s)}$, $B_n^{(s)}$ определяются в том числе и из условий сопряжения (6). Однако для их использования необходимо представить полное акустическое поле Φ системы в локальных координатах соответствующего излучателя. Перенос систем координат осуществляется на основании теорем сложения для цилиндрических волновых функций [6]:

$$H_m^{(1)}(kr_q) e^{im\varphi_q} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr_s) H_{m-n}^{(1)}(kr_{qs}) e^{i(m-n)\varphi_{qs}} e^{in\varphi_s}, \quad (8)$$

где r_{qs} и φ_{qs} – полярные координаты начала координатной системы O_s в координатах q -й системы.

Алгебраизация функциональных уравнений (1) – (3), (6) с использованием соотношений (4), (7), (8) и свойств полноты и ортогональности систем угловых функций позволяет получить для определения неизвестных коэффициентов разложений (7) бесконечную систему линейных алгебраических уравнений вида:

$$\begin{aligned} ic_s w_{ns} - B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{1s}) &= 0; \\ A_n^{(s)} + \sum_{q=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} \frac{J_m'(k_s r_{2s})}{H_n^{(1)}(k_s r_{1s})} H_{n-m}^{(1)}(kr_{qs}) e^{i(n-m)\varphi_{qs}} &- \\ -ic_s \frac{W_n^{(s)}}{H_n^{(1)}(kr_{2s})} &= 0; \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} R_{ns} B_n^{(s)} J_n'(k_s r_{1s}) \frac{1}{ic_s} + \frac{i\omega \alpha_s \rho}{h_s} \left[A_n^{(s)} H_n^{(1)}(kr_{2s}) + \right. \\ \left. + \sum_{q=1}^N \sum_{m=-\infty}^{\infty} A_m^{(q)} J_m(kr_{2s}) H_{n-m}^{(1)}(kr_{qs}) e^{i(n-m)\varphi_{qs}} \right] + \\ + \frac{i\omega \alpha_s \rho_s}{h_s} B_n^{(s)} J_n(k_s r_{1s}) = \frac{M_s e_{33s} \Psi_{0s}}{4\pi C_{33s}^E} Q_n^{(s)}, \\ s = 1, \dots, N; \quad n = -\infty, \infty, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\text{где } R_{ns} = \frac{(\beta_s n^3 + n)^2}{((1 + \beta_s)n^2 - \omega^2 \alpha_s \gamma_s)} - (1 + \beta_s n^3 - \omega^2 \alpha_s \gamma_s),$$

$Q_n^{(s)} = \int_0^{2\pi} e^{-in\varphi_s} d\varphi_s = \begin{cases} 2\pi n \rho u & n = 0; \\ 0 & n \neq 0. \end{cases}$, а штрих означает производную от функции.

Анализ правой части последнего уравнения в системе (9) показывает, что при выбранном способе электрического нагружения излучателей «закачиваемая» в каждый из излучателей системы электрическая энергия может возбуждать в них механические колебания только на одной нулевой моде, поскольку, как следует из определения величины $Q_n^{(s)}$ при $n \neq 0$, а n – это мода механических колебаний s -го излучателя, $Q_n^{(s)} = 0$. На нулевой моде колебаний цилиндрический излучатель осуществляет осесимметричные колебания и испытывает при отсутствии приходящих на него отраженных волн осесимметричную радиационную нагрузку. В то же время из физических соображений ясно, что в плоской системе излучателей это условие нарушается благодаря многократному обмену излученными и отраженными волнами между излучателями системы. Следствием нарушения осевой симметрии радиационной нагрузки излучателей системы в них появляются последующие моды колебаний ($n > 0$), сравнимые по амплитуде с нулевой модой. Это означает, что в данном случае, во-первых, происходит эффективное перераспределение электрической энергии, «закачиваемой» в каждый из излучателей системы только на нулевой моде их колебаний, между последующими формами колебаний. И, во-вторых, возникающая при этом угловая неоднородность распределения колебаний на поверхности s -той пьезокерамической оболочки обуславливает привязку величины тока, создаваемого различными ее призмами, к угловому положению призм в этой оболочке.

Выполнив преобразования, аналогичные приведенным в [5], с учетом соотношений (4) и (5) получим выражения для полного тока I_s в цепи возбуждения каждого s -го излучателя системы в виде:

$$\begin{aligned} I_s = -i\omega S_{\Delta ns} \left\{ -\varepsilon_{33s}^0 \frac{\psi_{0s} M_s^2}{2\pi r_{0s}} + \right. \\ \left. + \frac{e_{33s}}{r_{0s}} \sum_{j=1}^{M_s} \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} i n u_{ns} e^{\frac{i2\pi j}{M_s}} + \sum_{n=-\infty}^{\infty} w_n e^{\frac{i2\pi j}{M_s}} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $S_{\Delta ns}$ – площадь электрода призмы s -го излучате-

ля.

Анализ выражения (10) показывает, что полный ток любого пьезокерамического излучателя плоской системы представляет собой сумму двух составляющих. Первое слагаемое представляет собой так называемый емкостной ток, второе слагаемое – динамический ток, определяемый взаимной связью акустического и механического полей s – го излучателя с его электрическим полем в процессе преобразования энергии. Входной электрический импеданс каждого s – го излучателя плоской системы $s = 1, \dots, N$ определяется законом Ома.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

Определим количественные характеристики электрических полей излучателей, образующих плоскую систему из трех идентичных излучателей. Расчеты выполнялись для антенн с такими характеристиками и параметрами: пьезокерамика состава ЦТБС-3 с плотностью $\gamma = 7210$ (кг/м³), пьезоконстантой $e_{33} = 38.896$ (Кл/м²), диэлектрической проницаемостью $\epsilon_{33}^S = 1280 \cdot \epsilon_0$, где $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ (Ф/м) – диэлектрическая проницаемость вакуума, и модулем упругости $C_{33}^E = 13.6 \cdot 10^{10}$ (Н/м²); средний радиус пьезокерамической оболочки $r_0 = 0.068$ (м) при толщине стенки $h = 0.008$ (м), высоте оболочки 0,05 м и количестве призм $M = 48$; среда заполнения внутренней полости оболочки – вакуум ($\rho_1 c_1 = 0$); внешняя среда – вода ($\rho c = 1.5 \cdot 10^6$ кг/м³); расстояние между стенками соседних излучателей 0.003 м. Напряжение возбуждения излучателей принималось равным $\psi_0 = 200$ В.

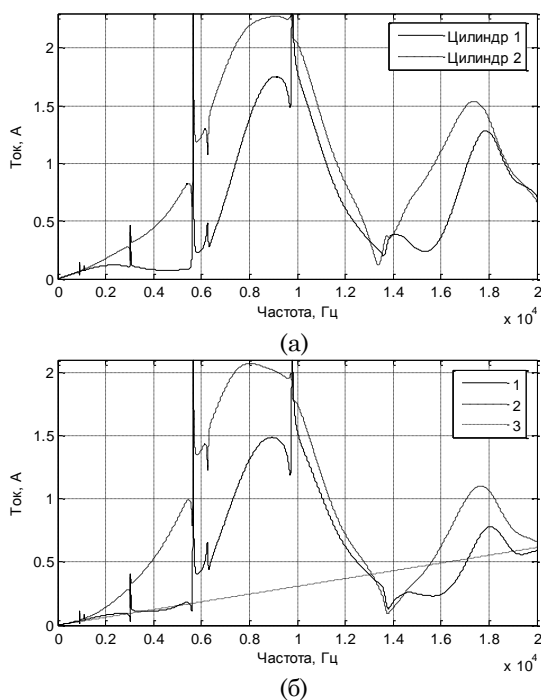


Рис. 2 – Частотная зависимость полного (а), емкостного (б, кр.3) и динамического (б, кр. 1, 2) токов излучателей в

составе системы

Анализ частотных зависимостей электрических токов (рис. 2) позволяет установить следующее. Полные токи в цепи возбуждения излучателей в плоской системе существенно отличаются между собой во всем частотном диапазоне (рис. 2а).

При этом токи крайних излучателей одинаковы. Не отличаются между собой и емкостные составляющие полных токов всех излучателей (рис. 2б, кривая 3), поскольку пьезокерамические оболочки всех излучателей системы идентичны. В то же время динамические составляющие (рис. 2б, кривые 1,2) полных токов, во-первых, существенно отличаются для разных излучателей и, во-вторых, превышают по величине (в некоторых частотных диапазонах – в несколько раз) емкостную составляющую. В целом, полные токи в цепях возбуждения излучателей плоской системы управляются в рассматриваемом частотном диапазоне их динамическими составляющими. Анализируя частные зависимости входных электрических сопротивлений излучателей плоской системы (рис. 3) обратим внимание на ряд интересных эффектов, которые на первый взгляд могут показаться парадоксальными.

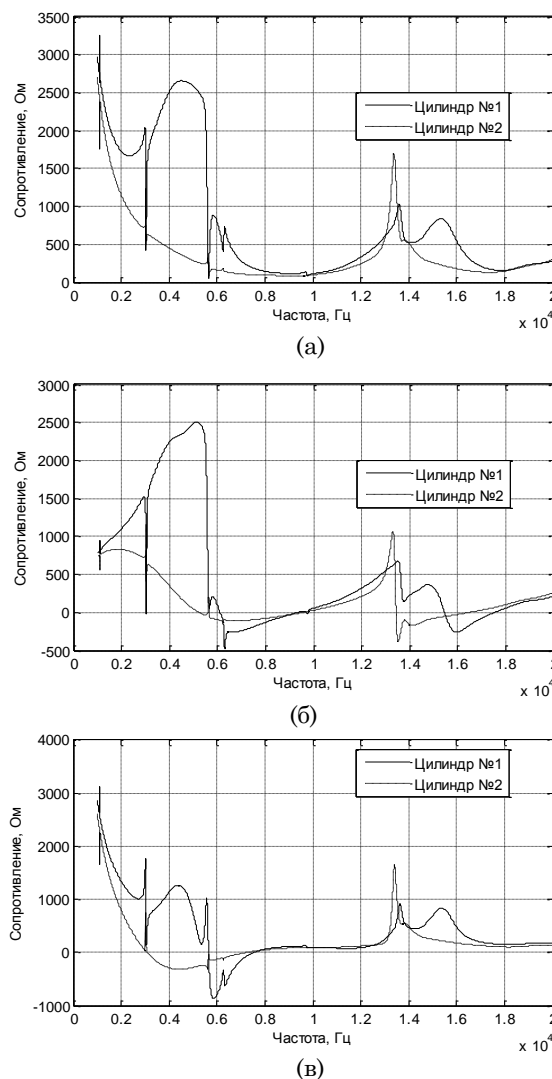


Рис. 3 – Частотные зависимости полного (а) входного со-

противления излучателей системы и его активной (б) и реактивной (в) составляющих

Как видно из рис. 3б, в диапазоне частот от 6 кГц до 9 кГц все три излучателя характеризуются отрицательным входным активным сопротивлением. Это означает, что излучатели системы перешли из режима потребления электрической энергии в режим ее производства.

Появление такого эффекта вызвано тем, что в этом частотном диапазоне излучатели акустической энергии превратились в поглотителей энергии акустического поля системы из окружающей среды. Как уже отмечалось, в плоской системе пьезокерамических излучателей электрическая энергия, создаваемая генератором, во-первых, «закачивается» в излучатели только на нулевой моде их механических колебаний и, во-вторых, из-за нарушения радиальной симметрии радиационной нагрузки излучателей в системе происходит эффективное ее перераспределение между последующими формами механических колебаний этих излучателей. В случае, если акустические поля излучателей в среде превышают по величине такие поля, создаваемые ими на нулевой моде колебаний, возникает обратный процесс «закачки» теперь уже акустической энергии из внешней среды в те же излучатели системы. При этом последние превращаются в потребители акустической энергии, преобразуя ее в электрическую снова только на нулевой моде механических колебаний.

В диапазоне частот приблизительно от 13,5 кГц до 15,5 кГц отрицательное входное активное электрическое сопротивление только центрального излучателя системы обусловлено превращением этого излучателя в поглотителя акустической энергии из окружающей среды, поскольку суммарная мощность крайних излучателей плоской системы превышает мощность центрального излучателя.

Физической причиной установленных особенностей в закономерностях поведения электрических полей пьезокерамических излучателей плоских систем является зависимость электронных процессов, протекающих в отдельных пьезокерамических призмах каждого излучателя и образующих механизмы пьезоэффектов в них, от уровней механических деформаций призм, определяемых в свою очередь уг-

ловым положением призм в пьезокерамических оболочках излучателей. Результатом этой зависимости деформаций призм от места их расположения в оболочках излучателей плоской системы является такая же зависимость дипольных моментов элементарных ячеек кристаллических решеток призм, а через них и электрических зарядов на электродах призм, вследствие смещения элементарных зарядов ячеек под действия механических напряжений, обусловленных деформациями.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Строгим методом связанных полей в многосвязных областях получены аналитические выражения для определения электрических полей цилиндрических пьезокерамических излучателей в плоских системах эхолокации. Путем анализа частотных свойств электрических полей излучателей в таких системах установлено, что электрические токи в цепях возбуждения излучателей и их входные электрические сопротивления существенно разнятся между собой для разных излучателей системы. Эти отличия определяются динамической составляющей электрического тока, являющейся результатом пьезоэффекта. При определенных условиях все излучатели системы или отдельные из них могут переходить из режима излучения энергии в режим ее поглощения из внешней среды. Выявленные эффекты могут весьма отрицательно повлиять на энергетическую эффективность такого типа систем и существенно затруднить согласование излучателей с генераторами электрической энергии.

Физической причиной установленных эффектов являются изменения электронных процессов, протекающих в отдельных призмах пьезокерамических оболочек излучателей, под воздействием механических деформаций этих призм. Зависимость этих деформаций, а следовательно, и электронных процессов в призмах от углового положения призм в оболочках излучателей возникает в связи с радиальной симметрией электрического нагружения оболочек и потерей радиальной симметрии их акустического нагружения в плоской системе.

About Frequency Characteristics of Electric Fields of Cylindrical Piezoceramic Antenna with Screen in the Form of an Open Ring Layer

O.I. Nyzhnyk, A.G. Leiko

State Enterprise Kiyv Scientific Research Institute of Hydrodevices, 3, Surikova st., 03035 Kiyv, Ukraine.

According to rigorous method of “related” fields the analytical expressions to describe electric fields of cylindrical piezoceramic radiators, forming flat echolocation system was obtained. As a result of numerical analysis the quantity relations and the features of frequency characteristics of the electric current and the input impedance of plane system was obtained and their physical interpretation was given. It is shown that the radial symmetry of the electric load system of radiators and the loss of radial symmetry of the acoustic load of radiators in this system violates the identity of the electronic processes occurring in the piezoelectric elements in the system.

Keywords: Electric field, Cylindrical piezo ceramic transmitter, Flat system, Related fields.

Частотні характеристики електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів у складі плоскої системи

О.І. Нижник, О.Г. Лейко

*Державне підприємство «Київський науково-дослідний інститут гідроприладів»,
вул. Сурикова, 3, 03035 Київ, Україна.*

Строгим методом «зв'язаних» полів в багатозв'язних областях отримані аналітичні вирази для опису електричних полів циліндричних п'єзокерамічних випромінювачів, що утворюють плоскі системи ехолокації. На основі числового аналізу визначено кількісні зв'язки та особливості частотних характеристик електричного струму та вхідних електричних опорів випромінювачів у складі плоских систем і надано їх фізичну інтерпретацію. Показано, що радіальна симетрія електричного навантаження випромінювачів системи і втрата радіальної симетрії акустичного навантаження випромінювачів у складі цієї системи порушують ідентичність електронних процесів, що виникають в п'єзоелектричних елементах випромінювачів системи.

Ключові слова: Електричне поле, Циліндричний п'єзокерамічний випромінювач, Плоска система, Зв'язані поля.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Ю.А. Корякин, С.А. Смирнов, Г.В. Яковлев, *Корабельная гидроакустическая техника: состояние и актуальные проблемы* (Санкт-Петербург: Наука: 2004) (Yu.A. Koryakin, S.A. Smirnov, G.V. Yakovlev, *Korabel'naya gidroakusticheskaya tekhnika: sostoyaniye i aktu-al'nyye problemy* (Sankt-Peterburg: Nauka: 2004)).
2. В.Т. Гринченко, И.В. Вовк, В.Т. Мацьпура, *Волновые задачи акустики* (Київ: Інтерсервіс: 2013) (V.T. Grinchenko, S.V. Vovk, V.T. Matsapura, *Volnovyye zadachi akustiki* (Kyiev: Interservis: 2013)).
3. В.С. Дідковський, О.Г. Лейко, В.Г. Савін, *Електроакустичні п'єзокерамічні перетворювачі. Навчальний посібник* (Кіровоград: Імекс ЛТД: 2006) (V.S. Didkovs'kyu, O.H. Leyko, V.H. Savin, *Elektroakustychni p'yezokeramichni peretvoryuvachi. Navchal'nyy posibnyk* (Kirovohrad: Imeks LTD: 2006)).
4. O. Tetsuro, B.S. Aronov, D.A. Brown, *JASA* 121 №6, 3465 (2007).
5. Z.T. Husak, O.H. Leyko, *J. Nano- Electron. Phys.* 8 No 1, 01029 (2016).
6. А.Г. Лейко, Ю.С. Шамарин, В.П. Ткаченко, *Подводная электроакустическая аппаратура и устройства : Изд. в 9 т. Т. 1. Подводные акустические антенны. Методы расчета звуковых полей* (Київ: Аванпостприм: 2000) (A.G. Leyko, Yu.S. Shamarin, V.P. Tkachenko, *Podvodnaya elektroakusticheskaya apparatura i ustroystva : Izd. v 9 t. T. 1. Podvodnyye akusticheskiye anteny. Metody rascheta zvukovykh poley* (Kyiev: Avapostprim: 2000)).