

**Решение задачи синтеза для преобразователя волноводного типа, излучающего в конусные полупространства**

И.С. Пестерев, Б.Г. Степанов

*Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет (ЛЭТИ) им. В.И. Ульянова (Ленина), Россия, 197376, Санкт-Петербург, ул. Проф. Попова, 5, e-mail: [ivanpesterov@mail.ru](mailto:ivanpesterov@mail.ru), [BGStepanov@etu.ru](mailto:BGStepanov@etu.ru)*

*Рассматриваются результаты решения задачи синтеза по определению частотных характеристик электрических напряжений, возбуждающих пьезоцилиндры широкополосного преобразователя волноводного типа (ПВТ), излучающего в изменяемые по углу конусные полупространства. Определяются собственное, взаимные и полные сопротивления излучения для этих пьезоцилиндров. Анализируется влияние на частотные характеристики сопротивлений излучения и электрических напряжений величины углов раскрытия конусных полупространств, а также волн, отраженных от фронтальной и тыльной апертур ПВТ.*

*The results of solving the synthesis problem for determining the frequency characteristics of the electrical voltages exciting piezocylinders of a wideband transducer of waveguide type (TWT) radiating into conical half-spaces variable in angle are considered. Own, mutual, and full radiation impedances for these piezocylinders are determined. The influence on the radiation impedances and electric voltages frequency characteristics of the conical half-spaces angles, as well as waves reflected from the front and rear apertures of the TWT, is analyzed.*

Преобразователь волноводного типа (ПВТ) представляет собой соосный набор  $N$  идентичных водозаполненных пьезоцилиндров [1–3], при последовательном электрическом включении которых во внутренней цилиндрической полости преобразователя, контактирующей с внешней средой через торцевые излучающие апертуры, формируется звуковое поле в виде бегущей волны. Структура ПВТ изображена на рис. 1, где 1 – пьезоцилиндры с внутренним радиусом  $a$  и высотой  $l$ , расположенные с шагом  $d$  и отделенные тонкими гибкими прокладками 2 друг от друга, а также от металлических фланцев 3 герметичного корпуса антенны, образованной параллельным набором нескольких ПВТ [4]; I, II и III – частичные области, используемые при решении полевой задачи [3]. Способ построения и электрического возбуждения ПВТ обеспечивает его выраженную однонаправленность, а также равномерность амплитудно-частотной характеристики (АЧХ) и линейность фазочастотной характеристики (ФЧХ) излучения в полосе частот порядка 3 октав.

В работе [3] рассматривалась обобщенная модель ПВТ, которая объединяет два варианта использованных ранее частных решений задачи об излучении: в соосно расположенные с ПВТ цилиндрические волноводы [1] и в полупространства [2]. Общее решение [3] базируется на излучении ПВТ в граничные с ним соосные конусные полупространства с регулируемыми углами раскрытия, а также учитывает влияние волн, отраженных от излучающих апертур, на его характеристики. Структура обобщенной модели ПВТ, предложенная в [5] и используемая в настоящей работе (рис. 1), отличается от рассматриваемой в [3] наличием пассивных жестких вставок радиусом  $a$  и высотой  $z_{\text{фл}}$ , имитирующих корпусные фланцы антенны. При этом постановка задачи об излучении ПВТ и ход ее решения с использованием метода частичных областей [6] подобны сформулированным ранее в работе [3]. Влияние пассивных вставок на характеристики обобщенной модели, по сравнению с результатами работы [3], заключается в возможности уменьшения невязки звуковых давлений на границе областей I и II, т.е. в плоскости излучающих апертур ПВТ (рис. 1).

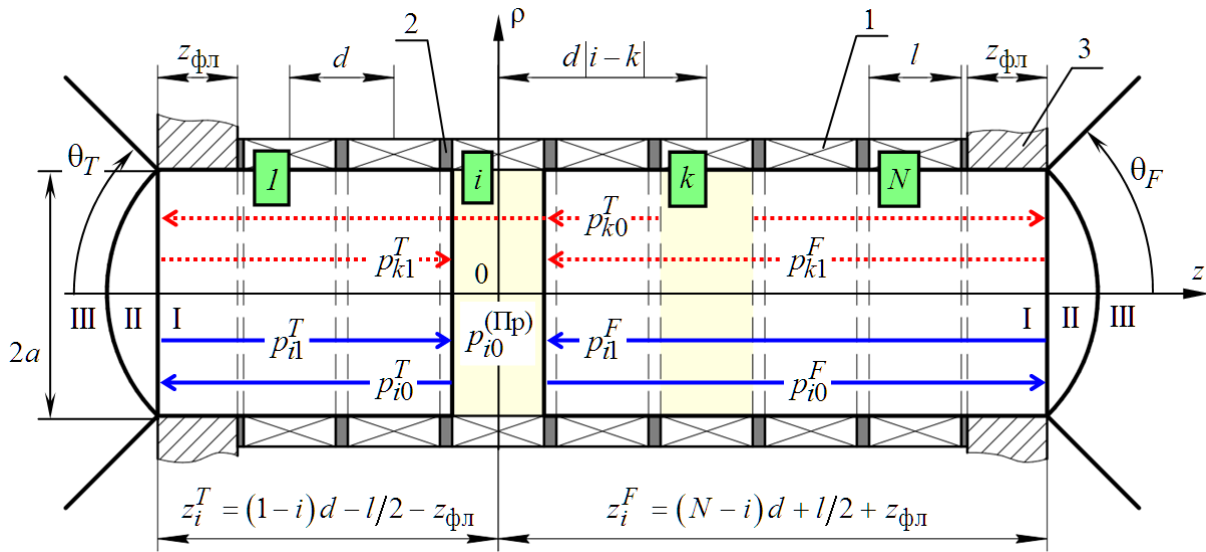


Рис. 1. Структура обобщенной модели ПВТ и схема распространения падающих и отраженных от излучающих апертур звуковых волн в его внутренней полости

Практическая реализация характеристик излучения ПВТ требует соответствующего способа электрического возбуждения преобразователя, который основан на решении для него задачи синтеза [1]. В этом случае амплитуды радиальной компоненты колебательной скорости пьезоцилиндров  $v_i(\omega) = v_{im}(\omega)e^{j\psi_i(\omega)}$  задаются равными и частотнезависимыми ( $v_{im}(\omega) = v_{im} = \text{const}$ ), а фазы – обеспечивающими формирование бегущей волны:  $\psi_i(\omega) = k_0 d(i-1)$  ( $i = 1, 2, 3, \dots, N$  – порядковый номер пьезоцилиндра,  $\omega$  – круговая частота). Результатом решения задачи синтеза являются частотные зависимости электрических напряжений  $U_i(\omega) = U_{im}(\omega)e^{j\varphi_i(\omega)}$  ( $U_{im}(\omega)$  – амплитуды и  $\varphi_i(\omega)$  – фазы), обеспечивающие заданный режим излучения ПВТ. Решение выполняется с учетом нагрузочных характеристик пьезоцилиндров ПВТ, которые, в случае использования обобщенной модели, изменяются при перестроении ее конических областей, что сказывается на виде частотных зависимостей  $U_i(\omega)$ . Таким образом, для обеспечения заданных полевых характеристик ПВТ необходимо определить сопротивления излучения образующих его пьезоцилиндров.

Для решения задачи воспользуемся схемой распространения падающих и отраженных от излучающих апертур звуковых волн во внутренней водозаполненной полости ПВТ (рис. 1), а также результатами работы [3]. Звуковые давления  $i$ -го пьезоцилиндра справа (индекс  $F$ ) и слева (индекс  $T$ ) от него в принятой цилиндрической системе координат  $(\rho, z)$  определяются выражением:

$$p_{i0}^{F,T}(\rho, z) = -2z_0 v_i k_0 a \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_0\left(\beta_n \frac{\rho}{a}\right) e^{\pm jk_n z}. \quad (1)$$

Здесь  $z_0 = \rho_0 c_0$ ,

$\rho_0$  и  $c_0$  – плотность воды и скорость звука в ней;

$k_0 = \omega/c_0$ ;

$$A_n = \frac{\sin(k_n l / 2)}{J_0(\beta_n)(k_n a)^2};$$

$$k_n = \sqrt{k_0^2 - (\beta_n / a)^2};$$

$\beta_n$  – корни уравнения  $J_1(\beta_n) = 0$ ;

$n = 0, 1, 2 \dots$ ;

$J_0(\cdot)$  и  $J_1(\cdot)$  – цилиндрические функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно.

Здесь и далее верхний знак символов « $\pm$ » и « $\mp$ » в показателях экспонент соответствует индексу  $F$ , а нижний – индексу  $T$ .

Выражение для звукового давления волны, излученной  $i$ -м пьезоцилиндром и отразившейся от фронтальной (индекс  $F$ ) или тыльной (индекс  $T$ ) апертуры ПВТ, можно записать в следующем виде:

$$p_{i1}^{F,T}(\rho, z) = -2z_0 v_i k_0 a \sum_{n=0}^{\infty} B_{in}^{F,T} e^{\pm j 2k_n z_i^{F,T}} J_0\left(\beta_n \frac{\rho}{a}\right) e^{\mp j k_n z}, \quad (2)$$

где  $B_{in}^{F,T}$  – коэффициенты  $B_n$  для  $i$ -го пьезоцилиндра, полученные в результате решения системы уравнений [3] для заданных параметров ПВТ.

Суммарные фазовые сдвиги для отраженных звуковых волн  $p_{i1}^F(\rho, z)$  и  $p_{i1}^T(\rho, z)$ , вернувшихся на  $i$ -й пьезоцилиндр от излучающих апертур, определяются показателями экспоненциальных множителей  $e^{j 2k_n z_i^F}$  и  $e^{-j 2k_n z_i^T}$ .

Выражения для падающих  $p_{k0}^{F,T}(\rho, z)$  и отраженных от апертур ПВТ  $p_{k1}^{F,T}(\rho, z)$  звуковых волн, которые воздействуют на  $i$ -й пьезоцилиндр со стороны  $k$ -го (рис. 1), подобны (1) и (2), за исключением коэффициентов  $B_{kn}^{F,T}$  (взамен  $B_{in}^{F,T}$ ) и фазовых сдвигов в показателях экспонент:

$$p_{k0}^{F,T}(\rho, z) = -2z_0 v_k k_0 a \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{j k_n d |i-k|} J_0\left(\beta_n \frac{\rho}{a}\right) e^{\pm j k_n z}; \quad (3)$$

$$p_{k1}^{F,T}(\rho, z) = -2z_0 v_k k_0 a \sum_{n=0}^{\infty} B_{kn}^{F,T} e^{\pm j k_n (z_k^{F,T} + z_i^{F,T})} J_0\left(\beta_n \frac{\rho}{a}\right) e^{\mp j k_n z}. \quad (4)$$

Непосредственное воздействие  $k$ -го пьезоцилиндра на  $i$ -й ( $i \neq k$ ) описывает выражение (3), причем в случае  $i > k$  используется представление для  $p_{k0}^F(\rho, z)$  с экспоненциальным множителем  $e^{j k_n z}$ , а в случае  $i < k$  (показан на рис. 1) – для  $p_{k0}^T(\rho, z)$  с множителем  $e^{-j k_n z}$ . Фазовый сдвиг  $\pm j k_n (z_k^{F,T} + z_i^{F,T})$  в выражении (4)

определяется суммарным расстоянием (см. рис. 1), пройденным звуковой волной от  $k$ -го пьезоцилиндра до фронтальной (или тыльной) апертуры ПВТ ( $z_k^{F,T}$ ) и в обратном направлении до  $i$ -го пьезоцилиндра ( $z_i^{F,T}$ ).

Выражение для звукового давления, формируемого  $i$ -м пьезоцилиндром в его внутренней области, может быть записано в виде [7]:

$$p_{i0}^{(Пр)}(\rho, z) = jz_0 v_i \left[ -\frac{J_0(k_0 a)}{J_1(k_0 a)} + 2k_0 a \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_0(\beta_n \rho/a) \cos(k_n z/2) e^{jk_n l/2}}{J_0(\beta_n) (k_n a)^2} \right]. \quad (5)$$

Собственное и взаимные сопротивления излучения пьезоцилиндров ПВТ определяются с использованием выражения [8]:  $Z^{(S)} = -\int_S \tilde{p}_\Sigma D_n ds / \tilde{v}$ , где  $\tilde{p}_\Sigma$  и  $\tilde{v}$  – комплексные амплитуды суммарного звукового давления и колебательной скорости точки приведения;  $D_n$  – приведенная скорость элемента поверхности  $ds$ . Интегрирование выполняется по внутренней боковой поверхности пьезоцилиндра  $S = 2\pi a l$ , при этом  $D_n = 1$ ;  $\tilde{v} = v_i$ . С учетом осевой симметрии ПВТ собственное  $Z_{ii}^{(S)}$  и взаимные  $Z_{ik}^{(S)}$  сопротивления излучения  $i$ -го пьезоцилиндра определяются выражениями:

$$Z_{ii}^{(S)} = -\frac{2\pi a}{v_i} \int_{-l/2}^{l/2} \left[ p_{i0}^{(Пр)}(a, z) + p_{i1}^F(a, z) + p_{i1}^T(a, z) \right] dz = Z_{ii} + Z_{ii}^{(R)}; \quad (6)$$

$$Z_{ik}^{(S)} = -\frac{2\pi a}{v_i} \int_{-l/2}^{l/2} \left[ p_{k0}^{F,T}(a, z) + p_{k1}^F(a, z) + p_{k1}^T(a, z) \right] dz = Z_{ik} + Z_{ik}^{(R)}, \quad (7)$$

где  $Z_{ii} = jz_0 S \left[ \frac{J_0(k_0 a)}{J_1(k_0 a)} - \frac{4k_0 a}{l/a} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(k_n l/2) e^{jk_n l/2}}{(k_n a)^3} \right]$  – собственное и  $Z_{ik} = z_0 S \frac{4k_0 a}{l/a} \times \sum_{n=0}^{\infty} A_n e^{jk_n d|i-k|} G_n$  – взаимные сопротивления излучения  $i$ -го пьезоцилиндра, не учитывающие воздействие на него отраженных от апертур ПВТ звуковых волн;

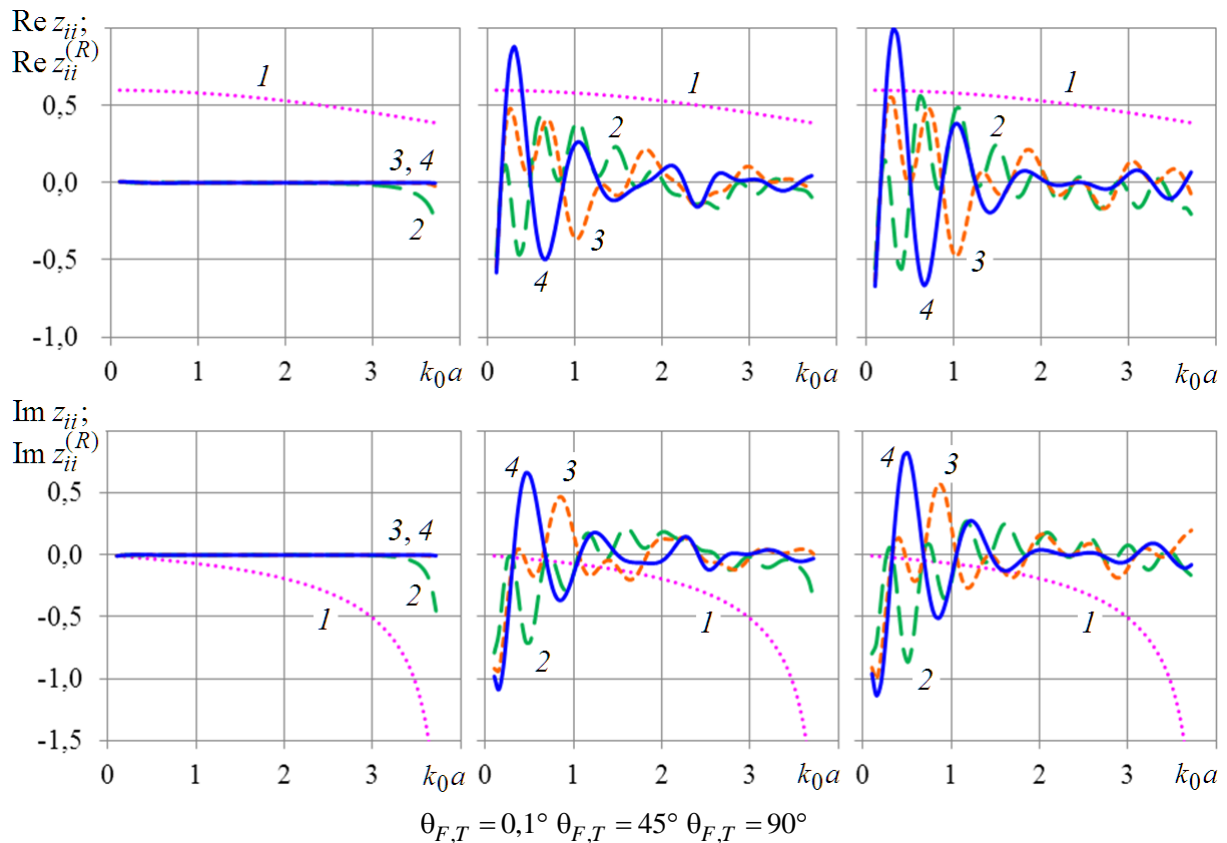
$$Z_{ii}^{(R)} = z_0 S \frac{4k_0 a}{l/a} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ B_{in}^F e^{j2k_n z_i^F} + B_{in}^T e^{-j2k_n z_i^T} \right] G_n \text{ и } Z_{ik}^{(R)} = z_0 S \frac{4k_0 a}{l/a} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ B_{kn}^F e^{jk_n \left( z_k^F + z_i^F \right)} + B_{kn}^T e^{-jk_n \left( z_k^T + z_i^T \right)} \right] G_n$$

– составляющие собственного и взаимных сопротивлений излучения, обусловленные влиянием отраженных волн;  $G_n = J_0(\beta_n) \sin(k_n l/2) / (k_n a)$ .

Индекс  $F$  или  $T$  для звукового давления  $p_{k0}^{F,T}(a, z)$  в выражении (7) выбирается исходя из взаимного расположения  $i$ -го и  $k$ -го пьезоцилиндров, аналогично (3).

Используя приведенные соотношения, определим собственные и взаимные сопротивления излучения пьезоцилиндров ПВТ для разных значений углов раскрытия конусных полупространств:  $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  (условно соответствует случаю излучения в цилиндрические волноводы [3]);  $\theta_{F,T} = 45^\circ$ ;  $\theta_{F,T} = 90^\circ$  (соответствует излучению в полупространства). На рис. 2 показаны нормированные к величине  $z_0 S$  частотные зависимости активных  $\operatorname{Re} z_{ii}$ ,  $\operatorname{Re} z_{ii}^{(R)}$  и реактивных  $\operatorname{Im} z_{ii}$ ,  $\operatorname{Im} z_{ii}^{(R)}$  компонент для составляющих собственного сопротивления излучения  $Z_{ii}$  и  $Z_{ii}^{(R)}$  в области частот формирования квазиплоской волны [1], или нормальной волны нулевого порядка ( $k_0 a < \beta_1 \approx 3,83$ ). Нумерация кривых: 1 –  $\operatorname{Re} z_{ii}$  и  $\operatorname{Im} z_{ii}$  (не зависят от номера  $i$  пьезоцилиндра); 2 –  $i = 1$  и 10, 3 –  $i = 3$  и 8, 4 –  $i = 5$  и 6 для составляющих  $\operatorname{Re} z_{ii}^{(R)}$  и  $\operatorname{Im} z_{ii}^{(R)}$  (пьезоцилиндры, одинаково удаленные от фронтальной и тыльной апертур ПВТ, имеют одинаковые частотные зависимости компонент  $Z_{ii}^{(R)}$ ). При выполнении расчетов приняты параметры ПВТ:  $N = 10$ ;  $l/a = 0,6$ ;  $d/a = 0,66$ ;  $z_{\text{фл}}/a = 0,95l/a$ .

Частотные зависимости активной и реактивной компонент составляющей  $Z_{ii}$  собственного сопротивления излучения, которая не учитывает воздействие на  $i$ -й пьезоцилиндр отраженных от апертур ПВТ волн, при перестроении конических областей обобщенной модели не меняются и сравнительно слабо зависят от частоты (волнового размера  $k_0 a$ ). Составляющая  $Z_{ii}^{(R)}$ , обусловленная влиянием отраженных волн, в крайнем случае  $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  равна нулю почти во всем рассматриваемом диапазоне частот ввиду того, что при излучении ПВТ в соосные цилиндрические волноводы отражение звуковых волн от излучающих апертур практически отсутствует.

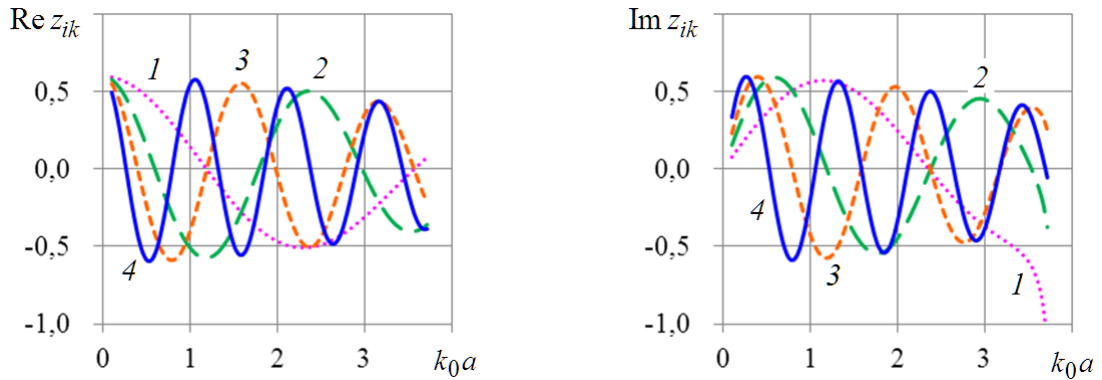


**Рис. 2. Частотные зависимости активных и реактивных компонент для составляющих  $Z_{ii}$  и  $Z_{ii}^{(R)}$  собственного сопротивления излучения пьезоцилиндров**

Частотные зависимости компонент  $\text{Re } z_{ii}^{(R)}$  и  $\text{Im } z_{ii}^{(R)}$ , полученные в случае  $\theta_{F,T} = 90^\circ$ , качественно соответствуют результатам расчета для частной модели излучения в полупространства [7] и имеют осциллирующий характер. Наиболее частые осцилляции наблюдаются в частотных зависимостях, полученных для ближайших к излучающим апертурам ПВТ пьезоцилиндров, при этом влияние отраженных волн с ростом частоты заметно ослабевает. При увеличении углов раскрыва конусных полупространств в интервале  $0 < \theta_{F,T} \leq 90^\circ$  осцилляционный характер частотных зависимостей  $\text{Re } z_{ii}^{(R)}$  и  $\text{Im } z_{ii}^{(R)}$  в целом сохраняется и сопровождается небольшим повышением амплитуды осцилляций.

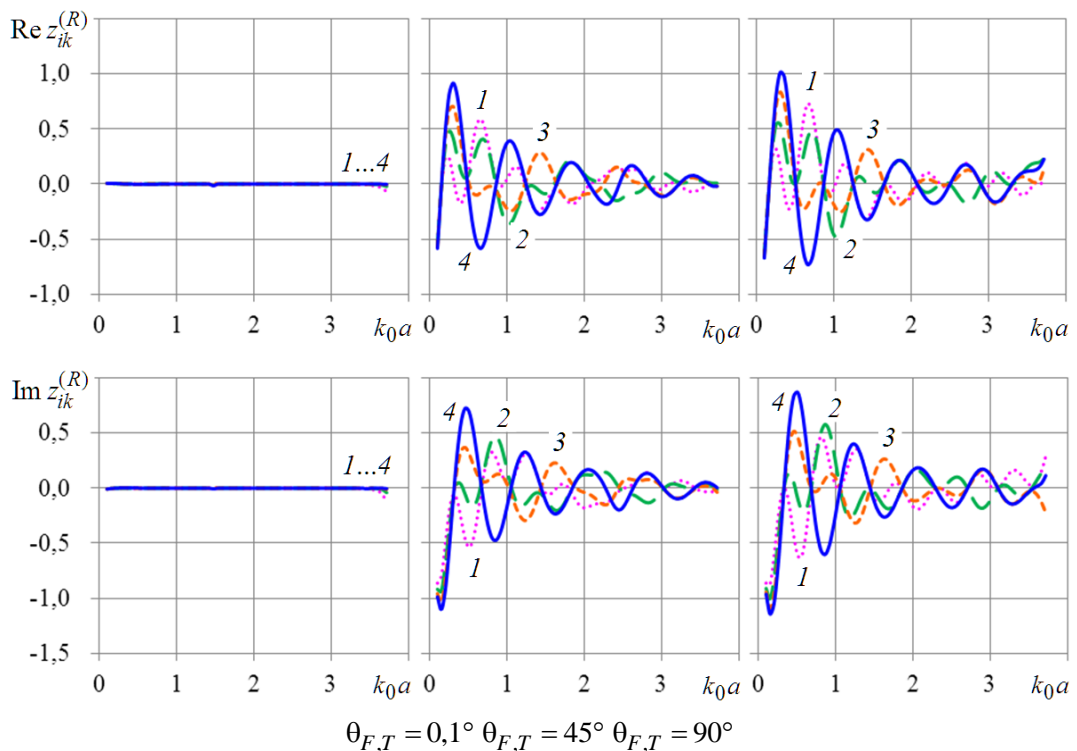
Для оценки непосредственного воздействия  $k$ -го пьезоцилиндра на  $i$ -й на рис. 3 представлены нормированные к величине  $z_0 S$  частотные зависимости активной  $\text{Re } z_{ik}$  и реактивной  $\text{Im } z_{ik}$  компонент для составляющей  $Z_{ik}$  взаимных сопротивлений излучения, которая не учитывает влияние отраженных волн и не зависит от величины угла раскрыва  $\theta_{F,T}$ . Расчет выполнен с параметрами ПВТ, принятыми для рис. 2.

В качестве базового выбран пьезоцилиндр с номером  $i = 1$ , номера кривых здесь соответствуют:  $1 - k = 3$ ;  $2 - k = 5$ ;  $3 - k = 7$ ;  $4 - k = 10$ . Результаты расчета так же, как и в случае с составляющей  $Z_{ii}$  собственного сопротивления излучения при  $\theta_{F,T} = 90^\circ$ , качественно соответствуют приведенным ранее в [7] для частной расчетной модели излучения ПВТ в полупространства.



**Рис. 3. Частотные зависимости активной  $\text{Re } z_{ik}$  и реактивной  $\text{Im } z_{ik}$  компонент для составляющей  $Z_{ik}$  взаимных сопротивлений излучения пьезоцилиндров**

В представлении, аналогичном рис. 3, но для разных значений углов раскрыва  $\theta_{F,T}$  на рис. 4 приведены частотные зависимости активной  $\text{Re } z_{ik}^{(R)}$  и реактивной  $\text{Im } z_{ik}^{(R)}$  компонент составляющей  $Z_{ik}^{(R)}$  взаимных сопротивлений излучения пьезоцилиндров ПВТ, которая учитывает влияние отраженных от его апертур звуковых волн. Характерные особенности частотных зависимостей для  $Z_{ik}^{(R)}$  повторяют отмеченные выше для составляющей  $Z_{ii}^{(R)}$  собственных сопротивлений излучения.

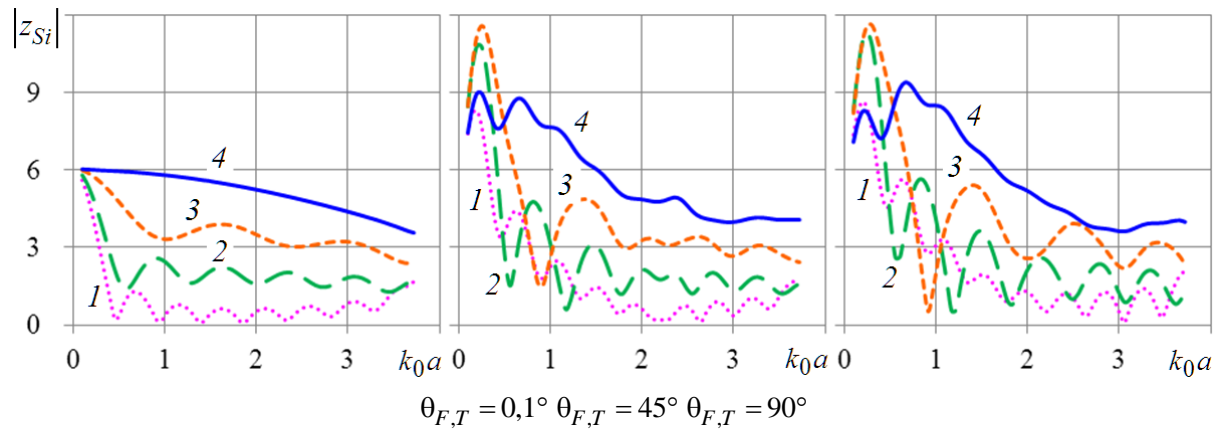


**Рис. 4. Частотные зависимости активных и реактивных компонент для составляющей  $Z_{ik}^{(R)}$  взаимных сопротивлений излучения пьезоцилиндров**

Полное сопротивление излучения  $i$ -го пьезоцилиндра определяется аналогично [1] с учетом взаимодействия по полю с другими пьезоцилиндрами ( $v_i \neq v_k$  при  $i \neq k$ ) выражением:

$$Z_{Si} = Z_{i1}^{(S)} \frac{v_1}{v_i} + Z_{i2}^{(S)} \frac{v_2}{v_i} + \dots + Z_{ii}^{(S)} + \dots + Z_{iN}^{(S)} \frac{v_N}{v_i}. \quad (8)$$

На рис. 5 приведены нормированные к величине  $z_0 S$  частотные зависимости модуля полного сопротивления излучения  $|z_{Si}| = |Z_{Si}| / (z_0 S)$  для разных углов раскрыва  $\theta_{F,T}$  конусных полупространств. Расчет выполнен с параметрами ПВТ, принятыми для предыдущих рисунков. Нумерация кривых: 1 –  $i = 1$ ; 2 –  $i = 4$ ; 3 –  $i = 7$ ; 4 –  $i = 10$ .



**Рис. 5. Частотные зависимости модуля полного сопротивления излучения пьезоцилиндров.**

Частотные зависимости  $|z_{Si}|$ , полученные для значений углов раскрыва  $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  и  $\theta_{F,T} = 90^\circ$ , демонстрируют вполне удовлетворительное соответствие полученным в частных случаях излучения ПВТ в соосные цилиндрические волноводы [1] и полупространства [7]. Для обобщенной модели ПВТ во всем рассматриваемом интервале значений  $0 < \theta_{F,T} \leq 90^\circ$  тенденция к росту значений  $|z_{Si}|$  с увеличением порядкового номера  $i$  пьезоцилиндра, отмечавшаяся ранее в [1] и [7], в целом сохраняется. При использовании углов раскрыва  $\theta_{F,T}$ , отличных от случая излучения в цилиндрические волноводы, в частотных зависимостях  $|z_{Si}|$  заметно усиливаются осцилляции, которые обусловлены влиянием звуковых волн, отраженных от излучающих апертур ПВТ, что сказывается и на частотных зависимостях электрических напряжений, полученных в результате решения задачи синтеза.

Постановка и решение задачи синтеза осуществляется с использованием системы уравнений [1], которая описывает колебательный процесс для каждого из образующих ПВТ пьезоцилиндров:

$$\sum_{k=1}^N Z_{ik}^* v_k = N_T U_i, \quad (9)$$



где  $v_k$  – радиальная компонента колебательной скорости  $k$ -го пьезоцилиндра ( $k = 1, 2, \dots, N$ );

$N_T = 2\pi d_{31} l / S_{11}^{(E)}$  – коэффициент электромеханической трансформации ( $d_{31}$  – пьезомодуль,

$S_{11}^{(E)}$  – упругая податливость);

$Z_{ii}^* = Z_{ii}^{(S)} + Z_i^{(\text{Пр})}$  при  $i = k$ ;

$Z_{ik}^* = Z_{ik}^{(S)}$  при  $i \neq k$ ;  $Z_{ii}^{(S)}$  и  $Z_{ik}^{(S)}$  – собственное (6) и взаимные (7) сопротивления

излучения  $i$ -го пьезоцилиндра,  $Z_i^{(\text{Пр})} = z_0 S \left[ \frac{1-\eta}{\eta} \operatorname{Re} z_{Si} - jQ \frac{n_{0k}^2 (k_0 a)^2 - 1}{n_{0k} k_0 a} \right]$  – его

приведенный механический импеданс;

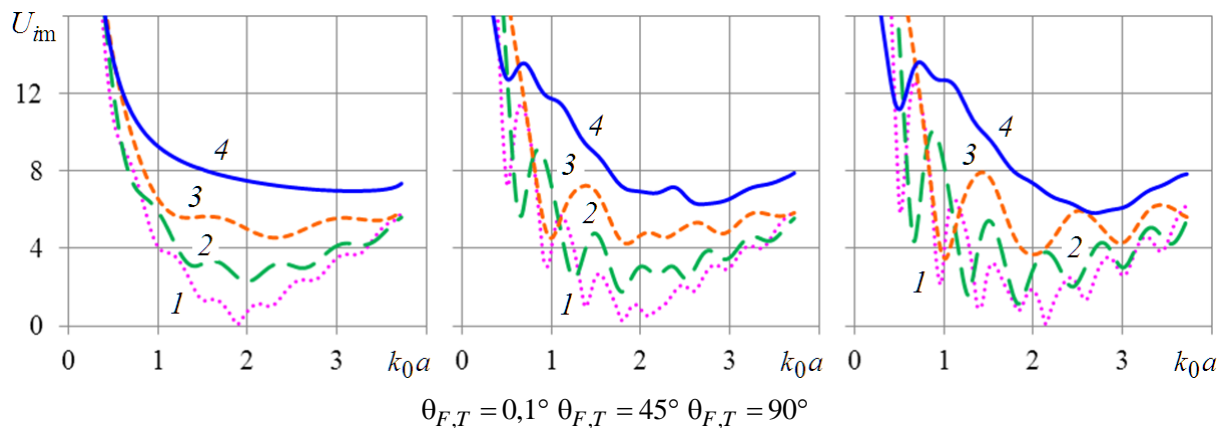
$\eta$  – механоакустический КПД;

$Q$  – акустическая добротность пьезоцилиндра;

$n_{0k} = \left( 1 + \frac{\delta}{2a} \right) \frac{c_0}{c_k}$ ;  $\delta$  и  $c_k$  – толщина стенки пьезоцилиндра и скорость звука в его

материале.

На рис. 6 приведены полученные в результате решения системы уравнений (9) частотные зависимости амплитуд  $U_{im}$  напряжений возбуждения пьезоцилиндров для разных значений углов раскрыва  $\theta_{F,T}$  конических областей обобщенной модели ПВТ, имеющего следующие параметры:  $N = 10$ ;  $l/a = 0,6$ ;  $d/a = 0,66$ ;  $z_{\text{фл}}/a = 0,95l/a$ ;  $Q = 3$ ;  $\eta = 0,7$ ;  $n_{0k} = 0,52$ . Расчеты выполнены в предположении  $N_T/v_m = 1$ ; нумерация кривых аналогична принятой для рис. 5.

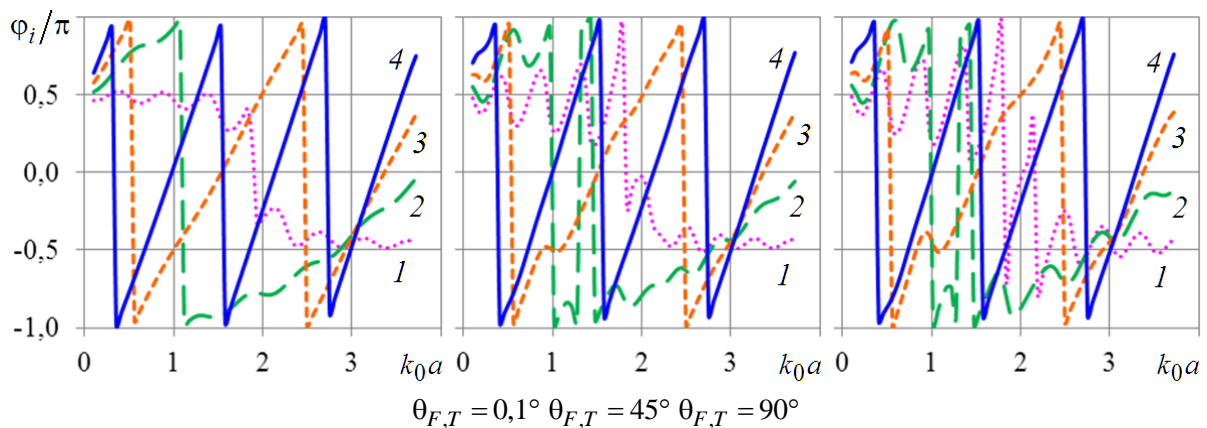


**Рис. 6. Частотные зависимости амплитуд электрических напряжений возбуждения пьезоцилиндров.**

Характерные особенности частотных зависимостей  $U_{im}$ , которые наблюдались для частных расчетных моделей [1] и [7] – рост амплитуд электрических напряжений при увеличении порядкового номера пьезоцилиндра, а также сходство частотных зависимостей с характеристиками полосового фильтра – в целом повторяются и при использовании обобщенной модели ПВТ. Электрические напряжения при  $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  практически полностью совпадают с полученными ранее для частной модели излучения

ПВТ в соосно расположенные цилиндрические волноводы [1]. С увеличением углов раскрыва  $\theta_{F,T}$  в частотных зависимостях  $U_{im}$  повышается уровень осцилляций, что наиболее заметно проявляется для пьезоцилиндров с первыми номерами. Частотные зависимости амплитуд электрических напряжений, полученные в результате решения задачи синтеза для частной модели излучения ПВТ в полупространство [7] и для обобщенной модели с углами раскрыва  $\theta_{F,T} = 90^\circ$ , также вполне удовлетворительно соответствуют друг другу.

Вид частотных зависимостей фаз  $\varphi_i$  электрических напряжений  $U_i$ , как это ранее указывалось в [1], последовательно изменяется по мере увеличения номера  $i$  пьезоцилиндра от схожего с ФЧХ излучения одиночного пьезоцилиндра ( $i=1$ ) до практически линейного, подобного ФЧХ излучения ПВТ в целом ( $i=10$ ). Увеличение углов раскрыва конусных полупространств в интервале  $0 < \theta_{F,T} \leq 90^\circ$  сопровождается для ФЧХ напряжений  $U_i$ , как и для остальных приведенных в настоящей работе частотных зависимостей, повышением уровня осцилляций (в основном для пьезоцилиндров с первыми номерами). Это иллюстрируется графиками частотных зависимостей фаз  $\varphi_i$  электрических напряжений, приведенными на рис. 7. Структурные параметры ПВТ и нумерация кривых аналогичны принятым для рис. 6.



**Рис. 7. Частотные зависимости фаз электрических напряжений возбуждения пьезоцилиндров.**

Таким образом, полученные с использованием обобщенной модели ПВТ частотные зависимости сопротивлений излучения и напряжений возбуждения его пьезоцилиндров сохраняют свои характерные особенности, отмечавшиеся ранее для частных моделей излучения в соосные цилиндрические волноводы и полупространства. Результаты вычислений для двух крайних конфигураций конусных полупространств обобщенной модели ( $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  и  $\theta_{F,T} = 90^\circ$ ) хорошо согласуются с данными для частных расчетных моделей ПВТ, а при изменении углов раскрыва в интервале  $0 < \theta_{F,T} \leq 90^\circ$  демонстрируют достаточно плавное изменение рассматриваемых частотных характеристик. Частотные зависимости напряжений  $U_i$ , скорректированные с учетом полученных результатов расчета и примененные в системе электрического возбуждения, могут быть использованы для оптимального воспроизведения заданных полевых и импульсных характеристик антенн, составленных из ПВТ.

В качестве примера на рис. 8, а показаны экспериментальные АЧХ чувствительности в режиме излучения  $\gamma$  [Па·м/В] во фронтальном и тыльном направлениях (кривые 1 и 1') макета [4], составленного из 12 ПВТ (частота резонанса

пьезоцилиндров  $f_p = 30$  кГц) и расчетные АЧХ звукового давления  $\left| P_{F,T}^{\text{III}} \right|$  обобщенной модели с параметрами макета для  $\theta_{F,T} = 45^\circ$  (кривые 2 и 2'), а также для  $\theta_{F,T} = 0,1^\circ$  (кривая 3) и  $\theta_{F,T} = 90^\circ$  (кривая 4) только во фронтальном направлении. Расчетные графики приведены к значению  $\gamma(f_p)$ . Наилучшее соответствие расчетных АЧХ излучения экспериментальным наблюдается при  $\theta_{F,T} = 45^\circ$ , как для их общего вида, так и по ширине полосы пропускания (около 3 октав).

Близкий к линейному характеру ФЧХ излучения в рабочей полосе частот ПВТ позволяет формировать с его помощью акустические сигналы с большой шириной спектра, в частности – короткие (1–1,5 периода колебаний) акустические импульсы, с возможностью перестройки их несущей частоты в более чем двухоктавном диапазоне [4]. На рис. 8, б показан сформированный макетом сигнал  $s_{\text{ак}}(t)$  с частотой 30 кГц и, в том же масштабе временной развертки – нормированный расчетный акустический сигнал  $s_{\text{ак}}^{(p)}(t)$ , полученный с использованием обобщенной модели ПВТ при  $\theta_{F,T} = 45^\circ$ .

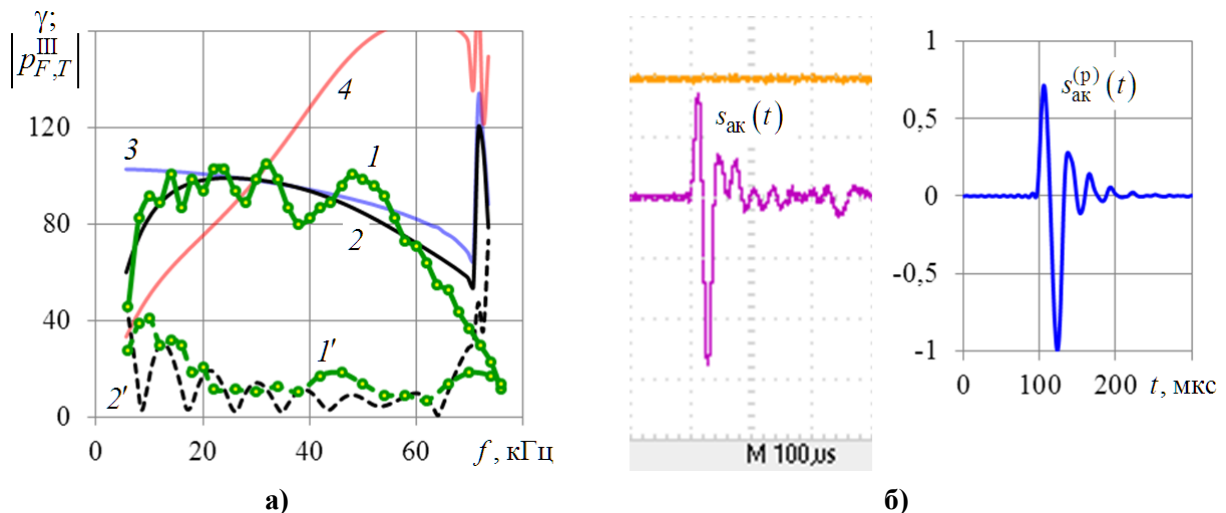


Рис. 8. АЧХ излучения ПВТ (а) и формируемые им короткие акустические сигналы (б).

Выполненные исследования показывают, что обобщенная модель ПВТ, при использовании средних в интервале  $0 < \theta_{F,T} \leq 90^\circ$  углов раскрытия конусных полупространств, демонстрирует наиболее высокую степень соответствия расчетных характеристик излучения ПВТ экспериментальным и может быть использована для детального описания звуковых полей реальных гидроакустических систем на базе ПВТ.

### Литература

1. Степанов Б.Г. Сверхширокополосный гидроакустический преобразователь волноводного типа. Задача синтеза // Изв. СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», 2013, № 3, с. 87–96.
2. Степанов Б.Г. Излучение одиночным преобразователем волноводного типа в полубесконечные пространства // Тр. XII Всеросс. конф. «Прикладные технологии гидроакустики и гидрофизики», СПб, 27–29 мая 2014, с. 444–448.
3. Пестерев И.С., Сосновский Н.Н., Степанов Б.Г. Расчетная модель сверхширокополосного гидроакустического преобразователя волноводного типа, излучающего в конусные полупространства // Матер. Всеросс. откр. науч. конф.

- «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн», Муром, 28–30 мая 2019, с. 561–570.
4. Пестерев И.С., Степанов Б.Г. Исследование широкополосной гидроакустической системы, содержащей преобразователи волноводного типа // Изв. вузов России. Радиоэлектроника, 2018, № 5, с. 60–70.
  5. Пестерев И.С., Сосновский Н.Н., Степанов Б.Г. Излучение преобразователем волноводного типа в соосные с ним конические полупространства // Изв. вузов России. Радиоэлектроника. 2020. Т. 23, № 1. С. 70–82.
  6. Гринченко В.Т., Вовк И.В., Мацыпура В.Т. Волновые задачи акустики. Киев: Интерсервис, 2013, 572 с.
  7. Степанов Б.Г. Сопротивление излучения пьезоцилиндров преобразователя волноводного типа при излучении им в полубесконечные пространства // Изв. СПб ГЭТУ «ЛЭТИ», 2015, № 5, с. 67–74.
  8. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука. Л.: Судостроение, 1989. 304 с.