

УДК 534.131.1:534.231.2

М.И. Романюк, О.Н. Петрищев, д.-р. тех. наукНациональный технический университет Украины «Киевский политехнический институт»,
ул. Политехническая, 16, корпус 12, г. Киев, 03056, Украина.

Расчет передаточных характеристик пьезоэлектрического преобразователя в режиме приема ультразвуковых волн. Часть 2. Расчет частотной характеристики приемника

На основании развитой ранее модели процесса регистрации ультразвуковых волн приемником контактного типа была построена математическая модель преобразователя, которая учитывает конечные размеры диска, факт существования слоя согласующей жидкости, реальные значения электрической нагрузки и существование тыловой акустической нагрузки. Показано как в качественном смысле каждый из параметров конструкции пьезоэлектрического приемника влияет на его чувствительность. Установлены оптимальные значения для относительной толщины пьезокерамического диска, относительного акустического импеданса тыловой акустической нагрузки, толщины слоя согласующей жидкости и ее вязкости, а также значения входного сопротивления электрической схемы, подключенной к пьезокерамическому диску. Библ. 6, рис. 3.

Ключевые слова: частотная характеристика; режим приема; слой согласующей жидкости; чувствительность приемника.

Введение

В первой части статьи дано определение передаточной характеристики ультразвукового пьезоэлектрического преобразователя в режиме регистрации ультразвуковых волн. Дальнейшее исследование передаточной характеристики пьезоэлектрического приемника требует количественного определения смещений материальных частиц слоя согласующей жидкости и усредненных компонентов осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц пьезокерамического диска, что даст возможность для модельного исследования пьезоэлектрического приемника контактного типа с определенным набором конструктивных параметров. Решению вышеперечисленных задач и посвящена настоящая статья.

Расчет кинематических и динамических характеристик осесимметричной составляющей поля смещения материальных частиц слоя согласующей жидкости

Для количественного описания смещений материальных частиц слоя согласующей жидкости введем потенциал $\Phi(\rho, \varphi, z)e^{i\omega t}$ поля смещений, амплитудное значение $\Phi(\rho, \varphi, z)$ которого определяет амплитудные значения $\vec{u}^*(\rho, \varphi, z)$ вектора смещения следующим образом

$$\vec{u}^*(\rho, \varphi, z) = \text{grad}\Phi(\rho, \varphi, z) \quad (1)$$

На границе $z = -\delta$ (см. рис. 1 в [5]) аксиальный компонент $u^*(\rho, \varphi, -\delta)$ должен, принимать значения аксиального компонента вектора смещения материальных частиц поверхности металлического листа. Из этого следует, что потенциал $\Phi(\rho, \varphi, z)$ поля смещений материальных частиц жидкости можно представить в виде алгебраической суммы осесимметричной $\Phi^{(0)}(\rho, z)$ и неосесимметричной $\Phi^{(q)}(\rho, \varphi, z)$ составляющих, т.е.

$$\Phi(\rho, \varphi, z) = \Phi^{(0)}(\rho, z) + \sum_{q=1}^{\infty} \left\{ \begin{array}{l} \Phi_c^{(q)}(\rho, z) \\ \Phi_s^{(q)}(\rho, z) \end{array} \right\} \left\{ \begin{array}{l} \cos q\varphi \\ \sin q\varphi \end{array} \right\} \quad (2)$$

Поскольку скалярный, гармонически изменяющийся во времени, потенциал $\Phi(\rho, \varphi, z)$ должен удовлетворять уравнению Гельмгольца

$$\nabla^2 \Phi(\rho, \varphi, z) + k^2 \Phi(\rho, \varphi, z) = 0 \quad (3)$$

где $k = \omega/c$ - волновое число гармонических колебаний материальных частиц жидкости, поскольку можно показать, что справедливы следующие уравнения

$$\nabla^2 \Phi^{(0)}(\rho, z) + k^2 \Phi^{(0)}(\rho, z) = 0, \quad (4)$$

$$\nabla^2 \Phi_p^{(q)}(\rho, \varphi, z) + k^2 \Phi_p^{(q)}(\rho, \varphi, z) = 0 \quad (5)$$

где $\rho = c, s$; $\Phi_c^{(q)}(\rho, \phi, z) = \Phi_c^{(q)}(\rho, z) \cos q\phi$;
 $\Phi_s^{(q)}(\rho, \phi, z) = \Phi_s^{(q)}(\rho, z) \sin q\phi$.

На границе $z = -\delta$ аксиальный компонент осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц жидкости должен соответствовать аксиальному компоненту осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц поверхности металлической пластины, т.е.

$$\left. \frac{\partial \Phi^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} \right|_{z=-\delta} = U_z^{(0)}(\rho) \quad (6)$$

Символом $U_z^{(0)}(\rho)$ обозначена алгебраическая сумма аксиальных смещений, которые формируются симметричной и антисимметричной волнами Лэмба. Величину $U_z^{(0)}(\rho)$ можно определить следующим образом

$$U_z^{(0)}(\rho) = \sum_{m=1}^M U_z^{AL}(h\gamma_m) H_0^{(2)} J_0(\gamma_m \rho) + \sum_{n=1}^N U_z^{SL}(h\gamma_n) H_0^{(2)} J_0(\gamma_n \rho) \quad (7)$$

На поверхности $z = 0$ (см. рис. 1 в [5]) должны выполняться условия кинематического сопряжения аксиальных компонентов векторов смещения материальных частиц слоя согласующей жидкости и пьезокерамического (ПК) диска, т.е.

$$\left. \frac{\partial \Phi^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} \right|_{z=0} = U_z^{(0)}(\rho, 0). \quad (8)$$

где $U_z^{(0)}(\rho, 0)$ - аксиальная компонента вектора смещения материальных частиц диска.

На этой же площадке должен в обязательном порядке выполняться третий закон Ньютона, т.е. равенство осесимметричной составляющей избыточного давления $\Delta P^{(0)}(\rho, 0)$ в слое согласующей жидкости нормальному напряжению $\sigma_{zz}^{(0)}(\rho, 0)$ на нижней поверхности ПК диска. В общем случае избыточные давления $\Delta P(\rho, \phi, z) = \Lambda \operatorname{div} \vec{u}^*(\rho, \phi, z)$, где Λ - модуль всестороннего сжатия жидкости, причем скорость звука в жидкости $c = \sqrt{\Lambda / \rho_{ж}}$, $\rho_{ж}$ - плотность жидкости. Так как справедливо определение (1) и составляющие скалярного потенциала удовлетворяют уравнениям Гельмгольца (4) и (5), то

$$\Delta P^{(0)}(\rho, z) = -\rho_{ж} \omega^2 \Phi^{(0)}(\rho, z). \quad (9)$$

Условие на поверхности $z = 0$ записывается в скалярном виде

$$-\rho_{ж} \omega^2 \Phi^{(0)}(\rho, z) = \sigma_{zz}^{(0)}(0) \quad (10)$$

Так как на поверхности $\rho = R_0$ слой согласующей жидкости контактирует с воздухом или, что почти тоже самое, с вакуумом, то на этой поверхности должно выполняться следующее условие

$$\Phi^{(0)}(R_0, z) = 0. \quad (11)$$

Уравнение (4) в развернутом виде записывается следующим образом

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho \frac{\partial \Phi^{(0)}(\rho, z)}{\partial \rho} \right] + \frac{\partial^2 \Phi^{(0)}(\rho, z)}{\partial z^2} + k^2 \Phi^{(0)}(\rho, z) = 0. \quad (12)$$

В соответствии с общей схемой методом разделения переменных [1] представим искомую функцию $\Phi^{(0)}(\rho, z)$ в виде произведения двух функций, т.е.

$$\Phi^{(0)}(\rho, z) = R^{(0)}(\rho) Z^{(0)}(z) \quad (13)$$

где $R^{(0)}(\rho)$ зависит только от радиальной переменной ρ , а функция $Z^{(0)}(z)$ - только от аксиальной переменной z .

Подстановка выражение (13) в уравнение (12) позволяет привести его к следующему виду

$$\frac{1}{R^{(0)}(\rho)} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho \frac{\partial R^{(0)}(\rho)}{\partial \rho} \right] \right\} + k^2 = - \frac{1}{Z^{(0)}(z)} \frac{\partial^2 Z^{(0)}(z)}{\partial z^2} \quad (14)$$

Равенство (14) выполняется для произвольных значений переменных ρ и z только в одном случае, когда его левые и правые части равняются одной и той же константе, которая называется константой разделения β^2 . Перепишем уравнение (14) в следующем виде:

$$\frac{1}{R^{(0)}(\rho)} \left\{ \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left[\rho \frac{\partial R^{(0)}(\rho)}{\partial \rho} \right] \right\} + k^2 = \beta^2 \quad (15)$$

$$- \frac{1}{Z^{(0)}(z)} \frac{\partial^2 Z^{(0)}(z)}{\partial z^2} = \beta^2 \quad (16)$$

Решение уравнений (15) и (16) очевидны: $R^{(0)}(\rho) = A^* J_0(\gamma \rho)$, $Z^{(0)}(z) = B^* \cos \beta z + C^* \sin \beta z$, где $\gamma = \sqrt{k^2 - \beta^2}$.

Подставляя функции $R^{(0)}(\rho)$ и $Z^{(0)}(z)$ в определение (13), получаем следующее выражение для расчета осесимметричной составляющей $\Phi^{(0)}(\rho, z)$ скалярного потенциала в виде

$$\Phi^{(0)}(\rho, z) = J_0(\gamma\rho)[A \cos \beta z + B \sin \beta z] \quad (17)$$

где $A = A^* B^*$ и $B = A^* C^*$.

Условие (11) с учетом соотношения (17) записывается в следующем виде

$$J_0(\gamma\rho)[A \cos \beta z + B \sin \beta z] = 0$$

Последнее равенство будет выполняться для любых z в том случае, когда $\gamma R_0 = k_n$ ($n = 1, 2, 3, \dots$), где k_n n -й корень уравнения $J_0(x) = 0$. Числовые значения первых пяти корней (их как правило называют нулями функции Бесселя соответствующего порядка [2]) таковы: $k_1 = 2,404826$; $k_2 = 5,520078$; $k_3 = 8,653728$; $k_4 = 11,791534$; $k_5 = 14,930918$. Несложно заметить, что $k_5 \approx k_4 + \pi$, где $\pi = 3,141592$. Абсолютная погрешность такой записи составляет 0,002208. С ростом номера корня эта погрешность монотонно уменьшается. При выполнении инженерных расчетов можно пользоваться соотношением $k_n = k_{n+1} + \pi$, каждая с номером $n = 5$.

Из равенства $\gamma R_0 = k_n$ следует множественность значений констант разделения. При этом n -я константа разделения β_n определяется следующим образом

$$\beta_n = \frac{1}{R_0} \sqrt{(kR_0)^2 - k_n^2} \quad (18)$$

Выражение (17) при этом записывается в следующем виде

$$\Phi^{(0)}(\rho, z) = \sum_{n=1}^{\infty} \beta_n J_0(k_n \rho / R_0) \times [A_n \cos \beta_n z + B_n \sin \beta_n z] \quad (19)$$

Константы A_n и B_n определяются из условий (6), (8) и (10). Условие (6) записывается в следующем виде:

$$\sum_{n=1}^{\infty} \beta_n J_0(k_n \rho / R_0) [A_n \sin \beta_n \delta + B_n \cos \beta_n \delta] = U_z^{(0)}(\rho) \quad (20)$$

Известно [2], что функции $J_0(k_n \rho / R_0)$ образуют систему ортогональных функций на интер-

вале $0 \leq \rho \leq R_0$, т.е. существует интеграл [3] следующего содержания

$$\int_0^{R_0} \rho J_0(k_n \rho / R_0) J_0(k_m \rho / R_0) d\rho = \begin{cases} 0 & \forall n \neq m \\ \frac{R_0^2 J_1^2(k_n)}{2} & \forall n = m \end{cases} \quad (21)$$

Ортогональность функций $J_0(k_n \rho / R_0)$ позволяет записать уравнение (20) в следующем виде

$$\beta_n [A_n \sin \beta_n \delta + B_n \cos \beta_n \delta] \frac{R_0^2}{2} J_1^2(k_n) = \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho$$

Откуда определяется одна из констант. Определим константу B_n

$$B_n = -A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta + \frac{2}{\beta_n R_0^2 J_1^2(k_n) \cos \beta_n \delta} \times \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho \quad (22)$$

После этого выражение (19) принимает следующий вид

$$\Phi^{(0)}(\rho, z) = \sum_{n=1}^{\infty} J_0(k_n \rho / R_0) \times \{A_n [\cos \beta_n z - \operatorname{tg} \beta_n \sin \beta_n z] + U_n \sin \beta_n z\} \quad (23)$$

где символом U_n обозначено второе слагаемое в выражении (22).

Граничные условия (8) и (10) с учетом выражения (23) записываются в следующем виде

$$\sum_{n=1}^{\infty} \beta_n J_0(k_n \rho / R_0) \{-A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta + U_n\} = u_z^{(0)}(\rho, 0) \quad (24)$$

$$-\rho_{ж} \omega^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n J_0(k_n \rho / R_0) = \sigma_{zz}^{(0)}(\rho, 0). \quad (25)$$

Используя свойства интеграла (21) равенства (24) и (25) легко приводятся к следующему виду

$$-A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta + U_n = \frac{2}{\beta_n R_0^2 J_1^2(k_n)} \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho, 0) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho \quad (26)$$

$$-\rho_{ж}\omega^2 A_n = \frac{2}{R_0^2 J_1^2(k_n)} \int_0^{R_0} \rho \sigma_{zz}^{(0)}(\rho, 0) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho \quad (27)$$

Если в уравнениях (26) и (27) выполнить замену величин $u_z^{(0)}(\rho, 0)$ и $\sigma_{zz}^{(0)}(\rho, 0)$, на их усредненные по площади ПК диска значения $u_z^{(0\rho)}(0)$ и $\sigma_{zz}^{(0\rho)}(0)$, то они принимают следующий вид

$$-A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta + U_n = \frac{2u_z^{(0\rho)}(0)}{\beta_n k_n J_1(k_n)}, \quad (28)$$

$$-\rho_{ж}\omega^2 A_n = \frac{2\sigma_{zz}^{(0\rho)}(0)}{k_n J_1^2(k_n)}. \quad (29)$$

Дальнейшее определение осесимметричной составляющей поля смещения материальных частиц слоя согласующей жидкости требует определения величин $u_z^{(0\rho)}(0)$ и $\sigma_{zz}^{(0\rho)}(0)$.

Расчет усредненных компонентов осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц пьезокерамического диска

Амплитуда гармонически изменяющихся во времени компонентов осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц ПК диска удовлетворяет второму закону Ньютона в дифференциальной форме (уравнение движения), которые записываются в следующем виде [4]:

$$\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}^{(0)}(\rho, z)}{\partial \rho} + \frac{\partial \sigma_{\rho z}^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} + \frac{1}{\rho} [\sigma_{\rho\rho}^{(0)}(\rho, z) - \sigma_{\phi\phi}^{(0)}(\rho, z)] + \rho_0 \omega^2 u_\rho^{(0)}(\rho, z) = 0 \quad (30)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho \partial \sigma_{z\rho}^{(0)}(\rho, z)] + \frac{\partial \sigma_{zz}^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} + \rho_0 \omega^2 u_z^{(0)}(\rho, z) = 0 \quad (31)$$

где $\sigma_{\rho\rho}^{(0)}(\rho, z)$, $\sigma_{\phi\phi}^{(0)}(\rho, z)$, $\sigma_{zz}^{(0)}(\rho, z)$ и $\sigma_{\rho z}^{(0)}(\rho, z) = \sigma_{z\rho}^{(0)}(\rho, z)$ амплитудные значения изменяющегося во времени по гармоническому закону $e^{i\omega t}$ осесимметричных составляющих нормальных и касательных напряжений; ρ_0 - плотность пьезокерамики; $u_\rho^{(0)}(\rho, z)$ и $u_z^{(0)}(\rho, z)$ -

осесимметричные составляющие амплитудных значений компонентов вектора смещения материальных частиц пьезокерамики.

Усредним дифференциальное уравнение (30) по толщине диска, а (31) - по его площади. Воздействуя на уравнение (30) преобразованием (15), а на уравнение (31) - преобразованием (18), получаем

$$\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}^{(0)}(\rho)}{\partial \rho} [\sigma_{\rho z}^{(0)}(\rho, \alpha) - \sigma_{\rho\phi}^{(0)}(\rho, 0)] + \frac{1}{\rho} [\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho) - \sigma_{\phi\phi}^{(0z)}(\rho)] + \rho_0 \omega^2 u_\rho^{(0z)}(\rho) = 0 \quad (33)$$

$$R_0 \sigma_{\rho z}^{(0)}(R_0, z) + \frac{\partial \sigma_{zz}^{(0\rho)}(z)}{\partial z} + \rho_0 \omega^2 u_z^{(0\rho)}(z) = 0, \quad (34)$$

$$\text{где } \begin{cases} \sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho) \\ \sigma_{\phi\phi}^{(0z)}(\rho) \end{cases} = \frac{1}{\alpha} \int_0^\alpha \begin{cases} \sigma_{\rho\rho}^{(0)}(\rho, z) \\ \sigma_{\phi\phi}^{(0)}(\rho, z) \end{cases} dz,$$

$$\sigma_{zz}^{(0\rho)} = \frac{1}{R_0^2} \int_0^{R_0} \rho \sigma_{zz}^{(0)}(\rho, z) d\rho.$$

Будем полагать, что ПК диск приклеен высокомолекулярным клеем к поверхности тыловой акустической нагрузки (см. рис 1 в [5]). При этом реализуется скользящий механический контакт и на поверхности $z = \alpha$ с хорошей точностью выполняется следующее граничное условие:

$$\sigma_{z\rho}^{(0)}(\rho, \alpha) = 0 \quad (35)$$

Касательные напряжения $\sigma_{z\rho}^{(0)}(\rho, z)$ также обращаются в нуль на поверхности $z = 0$ и $\rho = R_0$. Принимая во внимание это обстоятельство, перепишем уравнение (33) и (34) в следующем виде

$$\frac{\partial \sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho} [\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho) - \sigma_{\phi\phi}^{(0z)}(\rho)] + \rho_0 \omega^2 u_\rho^{(0z)}(\rho) = 0 \quad (36)$$

$$\frac{\partial \sigma_{zz}^{(0\rho)}(z)}{\partial z} + \rho_0 \omega^2 u_z^{(0\rho)}(z) = 0 \quad (37)$$

Определим усредненные напряжения $\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho)$, $\sigma_{\phi\phi}^{(0z)}(\rho)$ и $\sigma_{zz}^{(0\rho)}(z)$. В общем случае упругие напряжения σ_{ij} в деформируемом пьезоэлементе определяется обобщенным законом Гука для упругих сред с пьезоэлектрическими эффектами, который записывается следующим образом [3]:

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl}^E \varepsilon_{kl} - e_{kij} E_k \quad (38)$$

где c_{ijkl}^E - компонент тензора модулей упругости, которые экспериментально определяются в режиме постоянства (равенства нулю) напряженности электрического поля (верхний символ E); ε_{kl} - компонент тензора деформаций; e_{kij} - компонент тензора пьезомодулей; E_k - k -й компонент вектора напряженности электрического поля в деформируемом пьезоэлектрике.

Для поляризованной по толщине пластинки из пьезокерамики матрицы модулей упругости и пьезомодулей имеют следующий вид:

$$|c_{\alpha\beta}^E| = \begin{vmatrix} c_{11}^E & c_{12}^E & c_{13}^E & 0 & 0 & 0 \\ & c_{22}^E & c_{23}^E & 0 & 0 & 0 \\ & & c_{33}^E & 0 & 0 & 0 \\ & & & c_{44}^E & 0 & 0 \\ & & & & c_{55}^E & 0 \\ & & & & & c_{66}^E \end{vmatrix}, \quad (39)$$

$$|e_{\alpha\beta}| = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{24} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{32} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{vmatrix}, \quad (40)$$

где $c_{11}^E = c_{22}^E \neq c_{33}^E$; $c_{12}^E = c_{13}^E = c_{23}^E$;
 $c_{44}^E = c_{55}^E \neq c_{66}^E$; $c_{66}^E = (c_{11}^E - c_{12}^E) / 2$;
 $e_{31} = e_{32} \neq e_{33}$; $e_{24} = e_{15} = (e_{33} - e_{31}) / 2$. В

дальнейшем изложении одинаковые константы будут обозначаться одинаковыми символами.

Из общего определения (38) для пьезокерамики с указанными выше матрицами материальных констант можно записать следующие расчетные соотношения:

$$\sigma_{\rho\rho} = c_{11}^E \varepsilon_{\rho\rho} + c_{12}^E (\varepsilon_{\varphi\varphi} + \varepsilon_{zz}) - e_{31} E_z, \quad (41)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi} = c_{12}^E \varepsilon_{\rho\rho} + c_{11}^E \varepsilon_{\varphi\varphi} + c_{12}^E \varepsilon_{zz} - e_{31} E_z, \quad (42)$$

$$\sigma_{zz} = c_{12}^E (\varepsilon_{\rho\rho} + \varepsilon_{\varphi\varphi}) + c_{11}^E \varepsilon_{zz} - e_{33} E_z, \quad (43)$$

Для осесимметричных составляющих нормальных напряжений $\sigma_{\rho\rho}$, $\sigma_{\varphi\varphi}$, σ_{zz} справедливы следующие записи:

$$\sigma_{\rho\rho}^{(0)} = c_{11}^E \frac{\partial u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)}{\partial \rho} + c_{12}^E \frac{u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)}{\rho} + c_{12}^E \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} - e_{31} E_z^{(0)}(\rho, z) \quad (44)$$

$$\sigma_{\varphi\varphi}^{(0)} = c_{12}^E \frac{\partial u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)}{\partial \rho} + c_{11}^E \frac{u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)}{\rho} + c_{12}^E \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} - e_{31} E_z^{(0)}(\rho, z) \quad (45)$$

$$\sigma_{zz}^{(0)} = c_{12}^E \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)] + c_{33}^E \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} - e_{31} E_z^{(0)}(\rho, z) \quad (46)$$

Прежде чем выполнять последующие действия рассмотрим аксиальный компонент $E_z^{(0)}(\rho, z)$ осесимметричной составляющей вектора напряженности электрического поля в объеме деформируемого пьезоэлектрика.

Осесимметричная составляющая аксиального компонента вектора электрической индукции определяется двумя эквивалентными по физическому принципу выражениями, а именно

$$D_z^{(0)}(\rho, z) = e_{31} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)] + e_{33} \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} + \chi_{33}^{\varepsilon} E_z^{(0)}(\rho, z), \quad (47)$$

$$D_z^{(0)}(\rho) = e_{31} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)] + \frac{e_{33}}{\alpha} [u_z^{(0)}(\rho, \alpha) - u_z^{(0)}(\rho, 0)] - \chi_{33}^{\varepsilon} \frac{U_{\text{вылх}}}{\alpha}. \quad (48)$$

Приравняв друг другу левые части выражений (47) и (48), получаем определение величины $E_z^{(0)}(\rho, z)$ в следующем виде

$$E_z^{(0)}(\rho, z) = \frac{e_{31}}{\chi_{33}^{\varepsilon}} \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} [\rho u_{\rho}^{(0)}(\rho) - \rho u_{\rho}^{(0)}(\rho, z)] + \frac{e_{33}}{\alpha \chi_{33}^{\varepsilon}} \left[u_z^{(0)}(\rho, \alpha) - u_z^{(0)}(\rho, 0) - \alpha \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, z)}{\partial z} \right] - \frac{U_{\text{вылх}}}{\alpha} \quad (49)$$

Усредняя выражение (49) по толщине пьезоэлектрического диска, получаем

$$E_z^{(0z)}(\rho) = -\frac{U_{\text{вылх}}}{\alpha} \quad (50)$$

Усреднение выражения (49) по площади πR_0^2 диска дает следующий результат

$$E_z^{(0\rho)}(z) = \frac{2e_{31}}{\chi_{33}^\varepsilon R_0} [u_\rho^{(0z)}(R_0) - u_\rho^{(0)}(R_0, z)] + \frac{e_{33}}{\alpha \chi_{33}^\varepsilon} \left[u_z^{(0\rho)}(\alpha) - u_z^{(0\rho)}(0) - \alpha \frac{\partial u_z^{(0\rho)}(z)}{\partial z} \right] - \frac{U_{\text{вых}}}{\alpha} \quad (51)$$

После этих вычислений выполним усреднение выражений (44) – (46):

$$\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(\rho) = c_{11}^E \frac{\partial u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho} + c_{12}^E \frac{u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\rho} + \frac{c_{12}^E}{\alpha} [u_z^{(0)}(\rho, \alpha) - u_z^{(0)}(\rho, 0)] - e_{31} E_z^{(0z)}(\rho) \quad (52)$$

$$\sigma_{\phi\phi}^{(0z)}(\rho) = c_{12}^E \frac{\partial u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho} + c_{11}^E \frac{u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\rho} + \frac{c_{12}^E}{\alpha} [u_z^{(0)}(\rho, \alpha) - u_z^{(0)}(\rho, 0)] - e_{31} E_z^{(0z)}(\rho) \quad (53)$$

$$\sigma_{zz}^{(0z)}(\rho) = c_{12}^E \frac{2}{R_0} u_\rho^{(0)}(R_0, z) + c_{33}^E \frac{\partial u_z^{(0\rho)}(z)}{\partial z} - e_{33} E_z^{(0\rho)}(z) \quad (54)$$

где $E_z^{(0z)}(\rho)$ и $E_z^{(0\rho)}(z)$ заданы выражениями (50) и (51). Подставляя выражение (52) – (54) в дифференциальные уравнения (36) и (37), получаем следующий результат:

$$c_{11}^E \left[\frac{\partial^2 u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} u_\rho^{(0z)}(\rho) \right] + \frac{c_{12}^E}{\alpha} \left[\frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, \alpha)}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_z^{(0)}(\rho, 0)}{\partial \rho} \right] + \rho_0 \omega^2 u_\rho^{(0z)}(\rho) = 0 \quad (55)$$

$$\frac{c_{12}^D}{R_0} \frac{\partial u_\rho^{(0)}(R_0, z)}{\partial z} + c_{33}^D \frac{\partial^2 u_z^{(0\rho)}(z)}{\partial z^2} + \rho_0 \omega^2 u_z^{(0\rho)}(z) = 0 \quad (56)$$

где $c_{12}^D = c_{12}^E + e_{31} e_{33} / \chi_3^\varepsilon$; $c_{33}^D = c_{33}^E + e_{33}^2 / \chi_3^\varepsilon$ эффективные модули упругости, которые учитывают связность механических и электрических полей, т.е. согласное действие сил упругости и сил Кулона, в объеме деформируемого пьезоэлектрика.

Получить точное решение системы уравнений (55), (56) не представляется возможным. Приближенное решение строится с помощью метода последовательных приближений.

Нулевыми, т.е. обладающими наибольшей погрешностью, приближениями к точному решению системы дифференциальных уравнений (55), (56) являются решения следующей системы уравнений

$$\frac{\partial^2 u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial u_\rho^{(0z)}(\rho)}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} u_\rho^{(0z)}(\rho) + k_\rho^2 u_\rho^{(0z)}(\rho) = 0 \quad (57)$$

$$\frac{\partial^2 u_z^{(0\rho)}(z)}{\partial z^2} + k_z^2 u_z^{(0\rho)}(z) = 0 \quad (58)$$

где $k_\rho^2 = \rho_0 \omega^2 / c_{11}^E$ и $k_z^2 = \rho_0 \omega^2 / c_{33}^D$ - квадраты волновых чисел радиальных и аксиальных колебаний ПК диска. Решения уравнений (57) и (58) очевидны

$$u_\rho^{(0z)}(\rho) = C J_1(k_\rho \rho) \quad (59)$$

$$u_z^{(0\rho)}(z) = N \cos(k_z z) + M \sin(k_z z) \quad (60)$$

где C , N , M - константы, значения которых необходимо определить в ходе решения задачи; $J_1(k_\rho \rho)$ - функции Бесселя первого порядка.

Амплитудные значения усредненных компонентов осесимметричной составляющей вектора смещения материальных частиц ПК диска в нулевом приближении должны удовлетворять следующим граничным условиям:

$$\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(R_0) = 0 \quad (61)$$

$$\sigma_{zz}^{(0\rho)}(\alpha) = \sigma_{zz}^{(TH)}(\alpha) \quad (62)$$

$$u_z^{(0\rho)}(\alpha) = u_z^{(TH)}(\alpha) \quad (63)$$

$\sigma_{zz}^{(TH)}(\alpha)$ и $u_z^{(TH)}(\alpha)$ - механические напряжения и смещения материальных частиц тыловой акустической на площадке механического контакта $z = \alpha$.

Будем полагать, что материальные частицы тыловой акустической нагрузки, расположены на поверхности $z = \alpha$ совершают аксиальные гармонические колебания поршневого типа. При этом

$$u_z^{(TH)}(z) = P e^{-ik_{TH} z}$$

где P - константа; $k_{TH} = \omega / V_{TH}$ - волновое число продольных колебаний в режиме одноосного сжатия-растяжения материала тыловой акустической нагрузки; $V_{TH} = \sqrt{E_{TH} / \rho_{TH}}$ стержневая скорость в материале тыловой нагрузки, который обладает модулем Юнга E_{TH} и плотностью

ρ_{TH} . При таком модельном представлении движения материальных частиц границы $z = \alpha$ механическое напряжение $\sigma_{zz}^{(TH)}$ определяется законом Гука для одноосного напряженного состояния и выражение для его расчета записывается в следующем виде

$$\sigma_{zz}^{(TH)}(z) = E_{TH} \frac{\partial u_z^{TH}(z)}{\partial z} = -iE_{TH} k_{TH} P e^{-ik_{TH}z} = i\omega Z_{TH} P e^{-ik_{TH}z} \quad (64)$$

где $Z_{TH} = V_{TH} \rho_{TH}$ - акустический импеданс тыловой акустической нагрузки на границе $z = \alpha$. Входящие в граничные условия (61), (62) напряжения $\sigma_{\rho\rho}^{(0z)}(R_0)$ и $\sigma_{zz}^{(0\rho)}(\alpha)$ в нулевом приближении записываются в следующем виде.

$$\sigma_{\rho\rho}^{(0\rho)}(R_0) = c_{11}^E k_p \times \left[J_0(k_p R_0) - \frac{1 - c_{12}^E / c_{11}^E}{k_p R_0} J_1(k_p R_0) \right] + \frac{e_{31} U_{ввых}}{\alpha} \quad (65)$$

$$\sigma_{zz}^{(0\rho)}(\alpha) = c_{33}^E k_z \left[-N \sin(k_z \alpha) - M \cos(k_z \alpha) \right] + \frac{e_{33}^2}{\alpha \chi_3^E} \left[N \cos(k_z \alpha) + M \sin(k_z \alpha) - N \right] + \frac{e_{33} U_{ввых}}{\alpha} \quad (66)$$

Из условия кинематического сопряжения (63) следует, что

$P e^{-ik_{TH}z} = N \cos(k_z \alpha) + M \sin(k_z \alpha)$, после чего определяется напряжение $\sigma_{zz}^{(TH)}(\alpha)$:

$$\sigma_{zz}^{(TH)}(\alpha) = -i\omega Z_{TH} \left[N \cos(k_z \alpha) + M \sin(k_z \alpha) \right] \quad (67)$$

С учетом решений (59) и (60) выражение (21) из [5] может быть записано в следующем виде

$$U_{ввых} = f_e(\omega \tau_H) \frac{e_{33}}{\chi_3^E} \left\{ \frac{2\alpha e_{31}}{R_0 e_{33}} C J_1(k_p R_0) + N \left[\cos(k_z \alpha) - 1 \right] + M \sin(k_z \alpha) \right\} \quad (68)$$

Подставляя выражение (68) в условие (65), получаем следующую аналитическую конструкцию:

$$c_{11}^E k_p C \left[J_0(k_p R_0) - \frac{1 - c_{12}^E / c_{11}^E}{k_p R_0} J_1(k_p R_0) \right] + f_e(\omega \tau_H) \frac{2\alpha e_{31}^2}{R_0 \chi_3^E} C J_1(k_p R_0) + f_e(\omega \tau_H) \frac{e_{31} e_{33}}{\alpha \chi_3^E} \left\{ N \left[\cos(k_z \alpha) - 1 \right] + M \sin(k_z \alpha) \right\} = 0,$$

где $f_e(\omega \tau_H) = \frac{i\omega C_3^E Z_H}{1 - i\omega C_3^E Z_H}$ - функция включения

функцией включения ПЭП в электронную схему.

Из последующего равенства следует, что

$$C = -\Xi(\omega, k_p) \left\{ N \left[\cos(k_z \alpha) - 1 \right] + M \sin(k_z \alpha) \right\}, \quad (69)$$

где безразмерный, частотно зависимый коэффициент $\Xi(\omega, k_p)$ рассчитывается по формуле

$$\Xi(\omega, k_p) = \frac{R_0 f_e(\omega \tau_H) e_{31} e_{33}}{\alpha \chi_3^E c_{11}^E F(k_p R_0)};$$

$$F(k_p R_0) = k_p R_0 J_0(k_p R_0) - \left[1 - \frac{c_{12}^E}{c_{11}^E} - \frac{2f(\omega \tau_H) e_{31}^2}{c_{11}^E \chi_3^E} \right] J_1(k_p R_0)$$

После определения константы C выражение для расчета разности потенциалов $U_{ввых}$ приобретет более компактный вид

$$U_{ввых} = f_e(\omega \tau_H) \frac{e_{33}}{\chi_3^E} \zeta(\omega, k_p) \times \left\{ N \left[\cos(k_z \alpha) - 1 \right] + M \sin(k_z \alpha) \right\} \quad (70)$$

где $\zeta(\omega, k_p) = 1 - \frac{2\alpha e_{31}}{R_0 e_{33}} \Xi(\omega, k_p)$.

Подставляя выражение (70) в формулу (66) получаем соотношение для расчета нормально напряжения $\sigma_{zz}^{(0\rho)}(\alpha)$:

$$\sigma_{zz}^{(0\rho)}(\alpha) = \omega Z_{ПК} \left\{ N \left[-\sin(k_z \alpha) + \Pi(\omega) \frac{1 - \cos(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)} \right] + M \left[\cos(k_z \alpha) - \Pi(\omega) \frac{\sin(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)} \right] \right\}, \quad (71)$$

где $Z_{ПК} = V^D \rho_0$ - акустический импеданс пьезокерамики; $V^D = \sqrt{c_{33}^D / \rho_0}$ - скорость распространения аксиальной продольной волны в ПК диске; $\Pi(\omega)$ - безразмерный, частотно зависимый параметр, который определяется следующим выражением:

$$\Pi(\omega) = \frac{e_{33}^2}{c_{11}^D \chi_3^E} \left[1 - f_e(\omega \tau_H) \zeta(\omega, k_p) \right].$$

Подставляя выражения (71) и (67) в граничное условие (62), получаем уравнение следующего вида

$$a_{12}(\omega, \Pi) = -\sin(k_z \alpha) + \Pi(\omega) \frac{1 - \cos(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)} + i \xi_{TH} \cos(k_z \alpha) \quad (72)$$

где $\xi_{TH} = Z_{TH} / Z_{ПК}$ - относительный акустический импеданс тыловой акустической нагрузки.

Из уравнения (72) определяется константа M следующим образом:

$$M = -N \frac{a_{11}(\omega, \Pi)}{a_{12}(\omega, \Pi)} \quad (73)$$

где

$$a_{11}(\omega, \Pi) = -\sin(k_z \alpha) + \Pi(\omega) \frac{1 - \cos(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)} + i \xi_{TH} \cos(k_z \alpha)$$

$$a_{12}(\omega, \Pi) = \cos(k_z \alpha) - \Pi(\omega) \frac{\sin(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)} + i \xi_{TH} \sin(k_z \alpha)$$

Константа N определяется из условий кинематического (выражение (28)) и динамического (выражение (29) сопряжения напряженно-деформируемого состояния ПК диска и слоя согласующей жидкости).

Так как $u_z^{(0\rho)} = N$ и нормальные напряжения

$$\sigma_{zz}^{(0\rho)}(0) = \omega Z_{ПК} [Na_{21}(\omega, \Pi) + Ma_{22}(\omega, \Pi)] = \omega Z_{ПК} N \Psi(\omega, \Pi)$$

где $\Psi(\omega, \Pi) = a_{21}(\omega, \Pi) - \frac{a_{11}(\omega, \Pi)}{a_{12}(\omega, \Pi)} a_{22}(\omega, \Pi)$,

$$a_{21}(\omega, \Pi) = \Pi(\omega) \frac{1 - \cos(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)},$$

$$a_{22}(\omega, \Pi) = 1 - \Pi(\omega) \frac{\sin(k_z \alpha)}{(k_z \alpha)},$$

то граничные условия (28) и (29) записываются следующим образом

$$-A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta - \frac{2N}{\beta_n k_n J_1(k_n)} = -U_n \quad (74)$$

$$-\rho_{ж} \omega^2 A_n - \frac{2}{k_n J_1^2(k_n)} \omega Z_{ПК} N \Psi(\omega, \Pi) = 0. \quad (75)$$

Исключая с помощью уравнения (75), константу N из условия (74), определяем значение константы A_n :

$$A_n - 2a Q_n(\omega, \Pi) \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho \quad (76)$$

где

$$Q_n(\omega, \Pi) = \frac{\Psi(\omega, \Pi)}{[(\rho_{ж} / \rho_0)(k_z \alpha) \cos \beta_n \delta - \beta_n \alpha \Psi(\omega, \Pi) \sin \beta_n \delta] R_0^2 J_1^2(k_n)}$$

$$u_z^{(0\rho)}(0) = N = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_1(k_n) \beta_n}{k_n} \{-A_n \operatorname{tg} \beta_n \delta + U_n\} \quad (77)$$

Подставляя выражение (76) в определение (77) получаем выражение для расчета константы N в следующем виде

$$N = 4 \sum_{n=1}^{\infty} R_n(\omega, \Pi) \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho \quad (78)$$

$$R_n(\omega, \Pi) = \frac{\beta_n \alpha}{k_n} J_1(k_n) Q_n(\omega, \Pi) \operatorname{tg} \beta_n \delta +$$

$$\text{где } \frac{1}{R_0^2 J_1(k_n) \cos \beta_n \delta}$$

после определения константы N формулой (78) можно записать окончательно вид выражения для расчета разности электрических потенциалов $U_{вых}$ на нагрузочном сопротивлении Z_H ПК приемника нормальных волн Лэмба:

$$U_{вых} = f_e(\omega \tau_H) \frac{e_{33}}{\chi_{33}^E} \zeta(\omega, k_p) \times \left[\cos(k_z \alpha) - 1 - \frac{a_{11}(\omega, \Pi)}{a_{12}(\omega, \Pi)} \sin(k_z \alpha) \right] \times \sum_{n=1}^{\infty} R_n(\omega, \Pi) \int_0^{R_0} \rho U_z^{(0)}(\rho) J_0(k_n \rho / R_0) d\rho. \quad (79)$$

Далее на основе выражения (79) были выполнены количественные оценки передаточной характеристики пьезоэлектрического приемника. Пьезоэлектрический диск выполнен из пьезокерамики типа ЦТС-19. В расчет заложены следующие параметры пьезокерамики: $c_{33}^E = 102 \text{ ГПа}$; $\rho_0 = 7400 \text{ кг/м}^3$; $e_{33} = 18 \text{ Кл/м}^2$; $\chi_{33}^E = 1500 \chi_0$; $\chi_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$; добротность пьезокерамики $Q_{ПК} = 80$.

На рис. 1. показано частотно зависимое изменение разности электрических потенциалов при разных значениях отношения толщины пластинки диска a к его радиусу R_0 (относительная толщина диска $a = \alpha / R_0$) для тонких дисков (рис. 1 а) и для толстых дисков (рис. 1 б). Как показывают графики на рис. 1 для тонких дисков наблюдается увеличение максимальных

уровней чувствительности с увеличением относительной толщины a , тогда как для толстых

дисков ситуация противоположная.

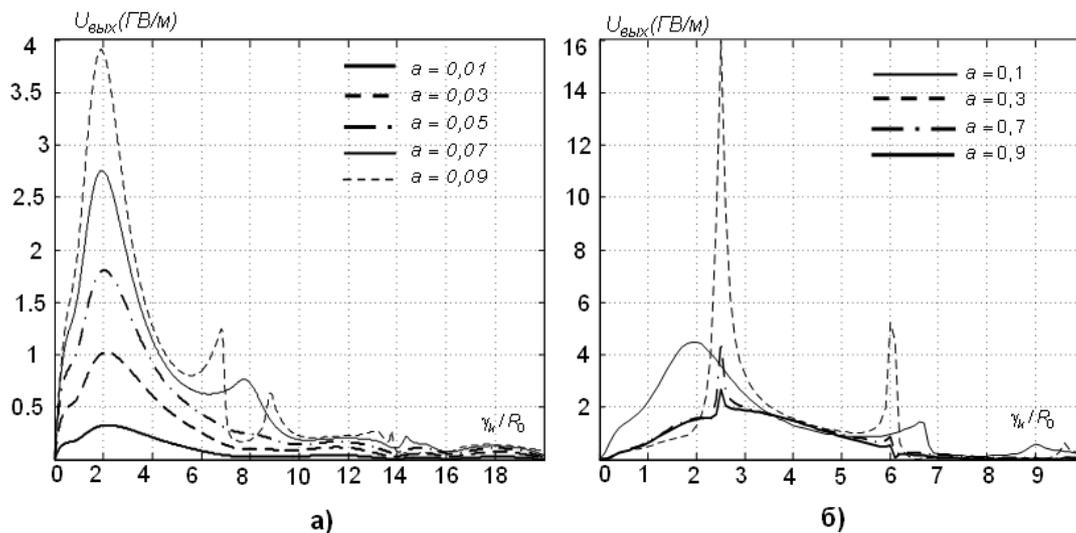


Рис. 1 Частотная зависимость уровня отклика пьезоэлектрического приемника на изменение относительной толщины диска приемника а) для тонких дисков, б) для толстых дисков

Если зафиксировать толщину диска a , то увеличение отношения a/R_0 сопровождается за счет уменьшения радиуса пластинки диска R_0 , тогда увеличение уровня чувствительности можно объяснить с позиции усреднения поля аксиальных смещений в набегающей ультразвуковой волне по площадке механического контакта.

Дальнейший рост относительной толщины a (см. рис. 1 б) сопровождается усреднением поля поляризационных зарядов по толщине диска, в результате чего на его электродированных поверхностях появляются меньшие по величине уровни электрических зарядов, что сопровождается уменьшением тока через электрическую нагрузку и соответственно при этом падает выходное напряжение.

Минимальные искажения формы импульсного сигнала при прохождении через любое радиотехническое устройство наблюдаются в случае, когда частотный спектр этого сигнала соответствует ширине полосы рабочих частот устройства. При этом фазо-частотная характеристика устройства в этой полосе частот должна иметь минимальные нелинейности. Из показанных на рис. 1 графиков видно, что наиболее подходящим под эти требования является график при значении $a/R_0 = 0,1$.

Фиксированный набор параметров, которые влияют на относительный уровень чувствительности приемника следующий: относительная толщина ПК диска $a/R_0 = 0,1$, относительный

акустический импеданс тыловой акустической нагрузки $\xi_{\text{ТН}} = 1$, электрический импеданс нагрузки электронной схемы $Z_{\text{Н}} = 1000 \text{ Ом}$, относительная толщина слоя согласующей жидкости $d = \delta/R_0 = 0,01$, и добротность жидкости $Q_{\text{ж}} = 1$. По оси абсцисс откладывается безразмерное волновое число γ_k/R_0 , которое в данном случае является характерным масштабом времени. Очевидно, что манипулируя значениями определенного параметра, входящего в расчет относительной чувствительности (выражение 79), возможно найти максимально широкий спектр рабочих частот.

Следующим параметром исследования послужило значение относительного акустического импеданса тыловой акустической нагрузки. На рис. 2 показано изменение относительной чувствительности при различных значениях относительного акустического импеданса $\xi_{\text{ТН}}$ наиболее часто используемых материалов тыловой акустической нагрузки. Значения $\xi_{\text{ТН}}$ проставлены на врезке в поле графика.

При передаче и приеме импульсных сигналов желательно иметь максимально широкополосный тракт. Наиболее предпочтительной частотной характеристикой в данной серии расчетов, стала кривая, для которой значения относительного акустического импеданса $\xi_{\text{ТН}} = 0,25$, так как при данном наборе параметров достигается наиболее широкий частотный диапазон на уровне $\Delta f = -3\text{дБ}$.

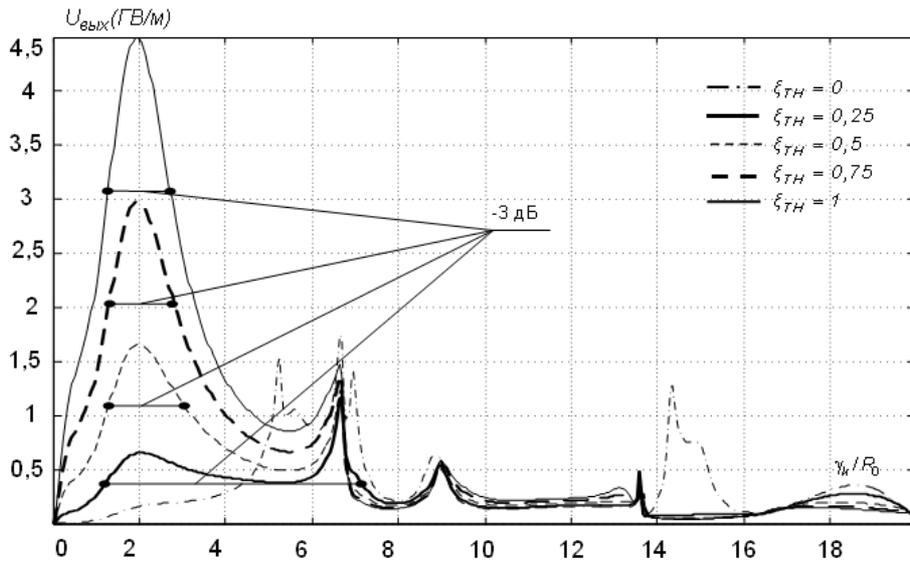


Рис. 2 Частотная зависимость уровня отклика пьезоэлектрического приемника на изменение относительного акустического импеданса тыловой акустической нагрузки

Материал тыловой акустической нагрузки при таком значении $\xi_{ТН}$ - это герметик с наполнителем в виде металлического порошка, который повсеместно используют в приемниках контактного типа, однако для излучателей такой материал совершенно не подходит. В излучателях необходимо использовать в качестве мате-

риала тыловой акустической нагрузки латунь [6], что объясняет неэффективность использования одинаковых по своим конструктивным параметрам пьезоэлектрических преобразователей для совмещенных преобразователей контактного типа ультразвукового неразрушающего контроля.

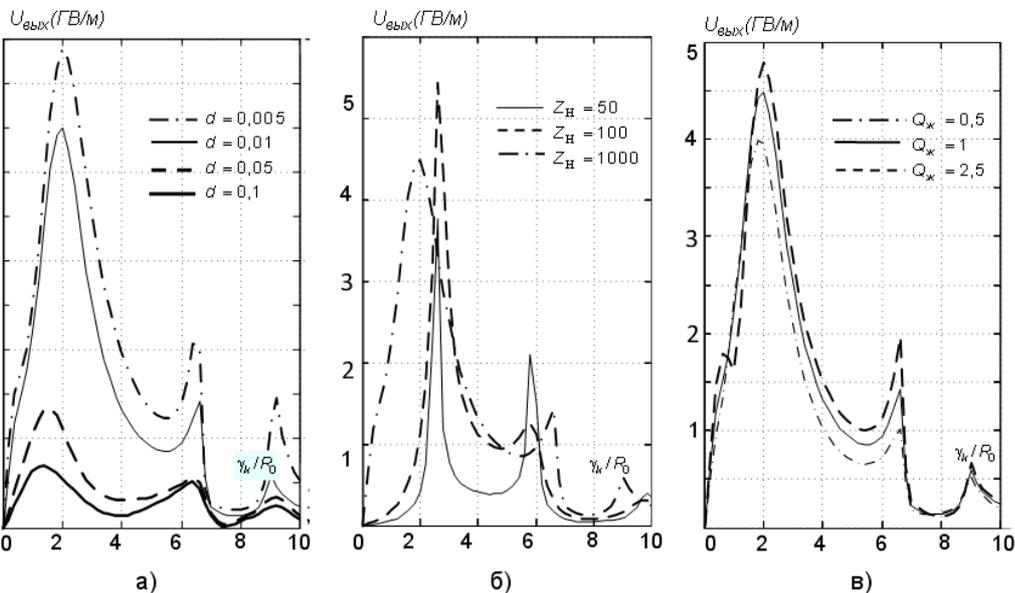


Рис. 3 Частотная зависимость уровня отклика пьезоэлектрического приемника на изменение относительной толщины слоя согласующей жидкости а), электрического импеданса электрической нагрузки б), добротности контактной жидкости в)

Далее на рис 3, исходя из принципа определения наиболее оптимальной ширины рабочей частоты, были исследованы зависимости уровней чувствительности от изменения относительной толщины слоя согласующей жидкости

$d = \delta / R_0$ (рис. 3 а), изменения входного сопротивления Z_H электронной схемы в Омах (рис. 3 б), которая подключена к пьезоэлектрическому диску, и изменения добротности слоя согла-

сующей жидкости $Q_{ж}$ (величина обратно пропорциональная вязкости). Значения всех параметров указаны на врезке в поле рисунка.

Исследование таким образом передаточной характеристики приемника показало, что наиболее оптимальным входным сопротивлением является значение $Z_H = 1000 \text{ Ом}$, относительная толщина слоя жидкости должна быть в пределах $d = 0,005 \div 0,01$ добротность жидкости $Q_{ж} = 1$.

Все это говорит о том, что правильным выбором вполне конкретного параметра возможно организовать максимально широкий диапазон полосы рабочих частот, что даст возможность повысить достоверность проведенных измерений и соответственно результатов дефектологического контроля поверхности металлопроката.

Выводы

Основным результаты настоящей статьи можно сформулировать следующим образом. На основе ранее построенной замкнутой математической модели приемника ультразвуковых волн контактного типа проведено исследования частотно зависимой чувствительности пьезоэлектрического приемника. В результате было установлено:

С ростом относительной толщины пьезокерамического диска наблюдается монотонный рост максимальных значений чувствительности, который после $a/R_0 \approx 0,1$ прекращается. Дальнейшее увеличение относительной толщины диска сопровождается уменьшением максимальных значений чувствительности.

Установлено, что в качестве материала тыловой акустической нагрузки приемников контактного типа должен использоваться герметик с наполнителем в виде металлического порошка. А также обоснована невозможность использования одинаковых конструктивных параметров пьезоэлектрического преобразователя в составе совмещенного преобразователя контактного типа, работающего на излучение и прием ультразвуковых волн.

Показано, что подбором значений конструктивных параметров осуществляется влияние на частотную характеристику пьезоэлектрического приемника и возможно организовать наиболее широкий диапазон полосы рабочих частот. Тем самым очередной раз доказано влияние как наличия слоя согласующей жидкости, так и его толщины и вязкости, а также реальных значений электрической нагрузки и существование тыловой акустической нагрузки на точность выходных измерений ультразвукового неразрушающего контроля.

Список использованных источников

1. Кошляков Н. С., Глинер Э. Б., Смирнов М. М. Уравнения в частных производных математической физики. – М.: Высшая школа, 1970. – 710 с.
2. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами/ Под ред. М.Абрамовича и И. Стиган. – М.: Наука, 1979. – 832 с.
3. Интегралы и ряды. Специальные функции. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. – М.: Наука, 1983. – 752 с.
4. Новацкий В. Теория упругости. – М.: Мир, 1975. – 873 с
5. Петрищев О. Н., Романюк М. И. Расчет передаточных характеристик пьезоэлектрического преобразователя в режиме приема ультразвуковых волн. Часть 1. // Электроника и связь. – Т.19, №6(83),– 2014. – с. 110-118.
6. Петрищев О.Н., Шарапов В.М., Богданова Н.В., Романюк М.И., Сотула Ж.В. Методика расчета передаточных характеристики пьезокерамического преобразователя в режиме излучения ультразвуковых волн. Часть 1. // Электроника и связь. – Т.19, №4(81),– 2014. – с. 67-82.

Поступила в редакцию 19 сентября 2014 г.

УДК 534.131.1:534.231.2

М.И. Романюк, О.М. Петрищев, д.-р. тех. наукНаціональний технічний університет України «Київський політехнічний інститут»,
вул. Політехнічна, 16, корпус 12, м. Київ, 03056, Україна.

Розрахунок передатних характеристик п'єзоелектричного перетворювача в режимі прийому ультразвукових хвиль. Частина 2. Розрахунок частотної характеристики приймача

На основі розвинутої раніше моделі процесу реєстрації ультразвукових хвиль приймачем контактного типу була побудована математична модель перетворювача, яка враховує кінцеві розміри диска, факт існування шару узгоджуючої рідини, реальні значення електричного навантаження і існування тилового акустичного навантаження. Показано як в якісному значенні кожен з параметрів конструкції приймача впливає на чутливість п'єзоелектричного приймача. Встановлено оптимальні значення для відносної товщини п'єзокерамічного диска, відносного акустичного імпедансу тилового акустичного навантаження, товщини шару узгоджуючої рідини та її в'язкість, а також значення вхідного опору електричної схеми, підключеної до п'єзокерамічного диску. Бібл.6, рис. 3.

Ключові слова: частотна характеристика; режим прийому; шар узгоджуючої рідини; чутливість приймача.

UDC 534.131.1:534.231.2

M.I Romanyuk, O.N. Petryshev, Dr.Sc.National Technical University of Ukraine "Kyiv Polytechnic Institute",
st. Polytechnichna, 16, Kyiv, 03056, Ukraine.

Calculation of the transmission characteristics of the piezoelectric transducer in ultrasonic waves receiving mode. Part 2. Calculation of the receiver frequency response

Basis on the previously developed model of the registration process of contact type receiver of ultrasonic wave has been developed a mathematical model of the transducer, which takes into account the finite size of the disk, the existence of the matching liquid layer, the real values of the electrical load and the existence of the rear acoustic load. As shown in the qualitative sense, each of the receiver design parameters affect the sensitivity of the piezoelectric receiver. The optimum values for the relative thickness of the piezoceramic disc, relative acoustic impedance of the rear acoustic load, the thickness of the matching liquid and its viscosity, as well as the values of the input impedance of electrical circuitry connected to the piezoceramic disc have been defined. Reference 6, figures 3.

Keywords: frequency response; the receiving mode; the matching layer of liquid receiver sensitivity.

References

1. Koshliakov N.S., Gleaner E.B., Smirnov M.M. (1970), Partial differential equations of mathematical physics. M.: Higher School, P. 710. (Rus)
2. Ed. Abramovich M. and Steagall I. (1979), Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables. Science, P. 832 p. (Rus)
3. Prudnikov A.P., Brychkov Ya.A. Marichev O.I. (1983), Integrals and series. Special functions. M.: Nauka, P. 752. (Rus)
4. V. Nowacki. (1975), Theory of Elasticity. M.: Mir, P. 873. (Rus)
5. Petrishchev O. N, Romanyuk M. I. (2014), Calculation of the transmission characteristics of the piezoelectric transducer in ultrasonic waves receiving mode. Part 1. Mathematical model for registration process of Lamb wave by electroacoustic transducer with disc elements. Electronics & Communications. Vol.19, No. 6(83), Pp. 110-118. (Rus)
6. Petrishchev O. N, Sharapov V. M, Romanyuk M. I, Sotula Zh. V, Bogdanova N. V. (2014), Method for calculation of piezo-ceramic transducer transmission characteristics in the mode of ultrasonic waves radiation. Part 1. Electronics & Communications. Vol.19, No 4(81), Pp. 67-82. (Rus)