

УДК 534.232

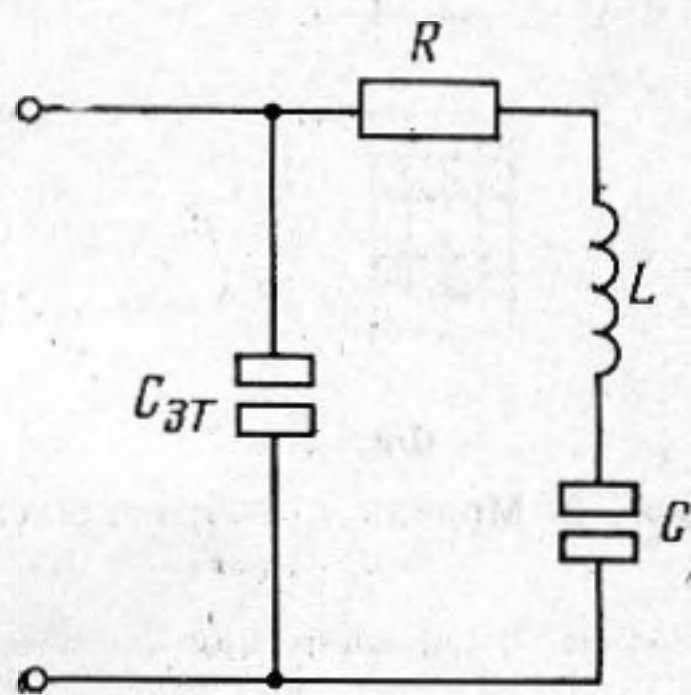
К РАСЧЕТУ ДИНАМИЧЕСКИХ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПАРАМЕТРОВ СОСТАВНЫХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

В. А. Чернак

Для ряда моделей составных пьезоэлектрических преобразователей с секционированным активным элементом в одномерном приближении выведены уравнения частот и формулы для расчета эквивалентных сосредоточенных параметров, определяющих динамический импеданс преобразователя вблизи резонансных частот.

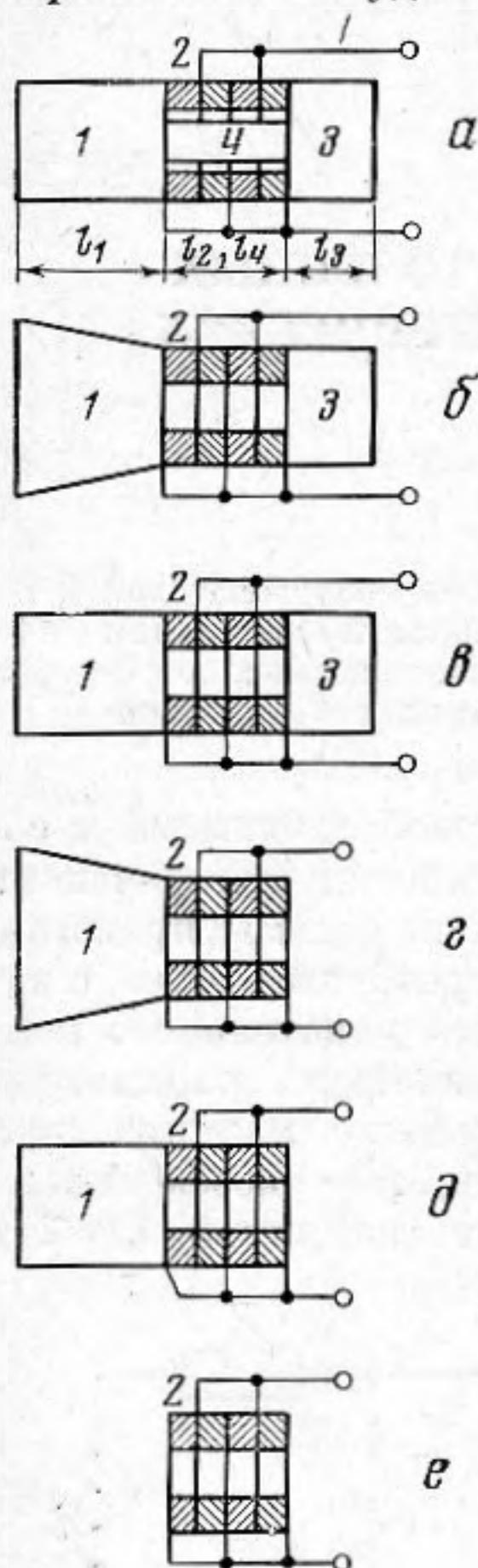
Характеристики составных пьезоэлектрических преобразователей в области частот вблизи резонанса с достаточной для многих практических целей точностью описываются с помощью эквивалентной схемы, представленной на фиг. 1, где C_{3T} — электрическая емкость преобразователя с заторможенной рабочей поверхностью, а элементы последовательного контура определяются через сосредоточенные механические параметры: $R = R_H / N_T^2$, $L = m / N_T^2$, $C = k N_T^2$ (здесь R_H — сопротивление механической нагрузки, m и k — эквивалентные масса и гибкость, N_T — коэффициент электромеханической трансформации). В ряде работ (например, [1, 2]) задача определения эквивалентных сосредоточенных параметров рассмотрена для простейших моделей составных пьезоэлектрических преобразователей (однородный пьезоэлектрический стержень, пьезоэлектрический стержень с одной или с двумя стержневыми накладками, пьезоэлектрический стержень с дополнительной массой) методом, основанным на решении волнового уравнения. Однако на практике во многих случаях используются более сложные преобразователи. В частности, в конструкциях преобразователей различного назначения широко применяется секционированный активный элемент и армирующий элемент в виде стягивающего болта, а также накладки в виде стержней переменного сечения различной формы. В настоящей работе выводятся формулы для расчета динамических сосредоточенных параметров применительно к показанным на фиг. 2 моделям составного преобразователя с секционированным активным элементом. Задача решается в одномерном приближении без учета потерь для случая, когда нагрузка приложена только к одному из механических выходов преобразователя. Метод решения основан на использовании преобразованной по Тевенину эквивалентной схемы с распределенными параметрами и аналогичен методу, изложенному в работе [2] применительно к симметричному магнитоэлектрическому преобразователю гантельного типа.

Рассмотрим составной преобразователь, представленный на фиг. 2, а и состоящий из передней (рабочей) накладки 1, активного элемента 2,

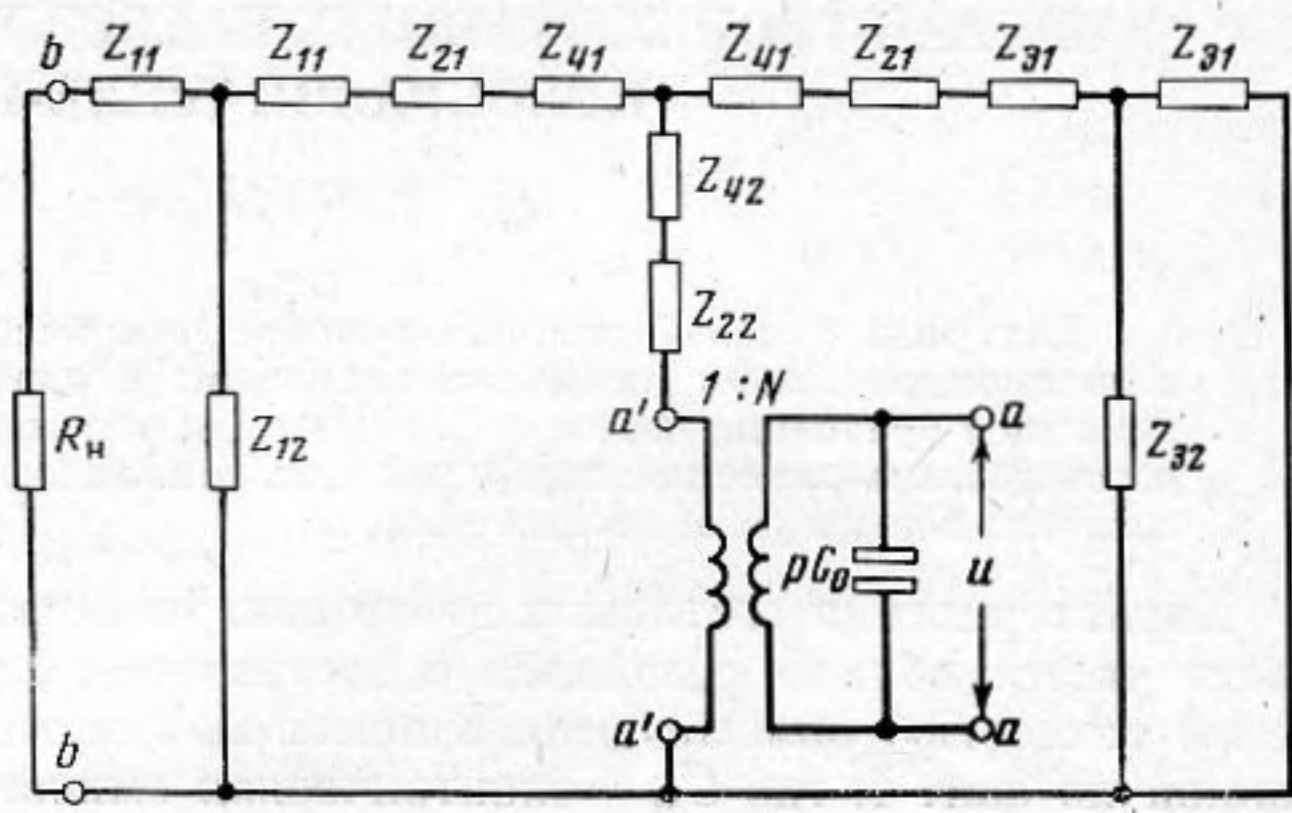


Фиг. 1. Эквивалентная схема составного пьезоэлектрического преобразователя вблизи резонанса

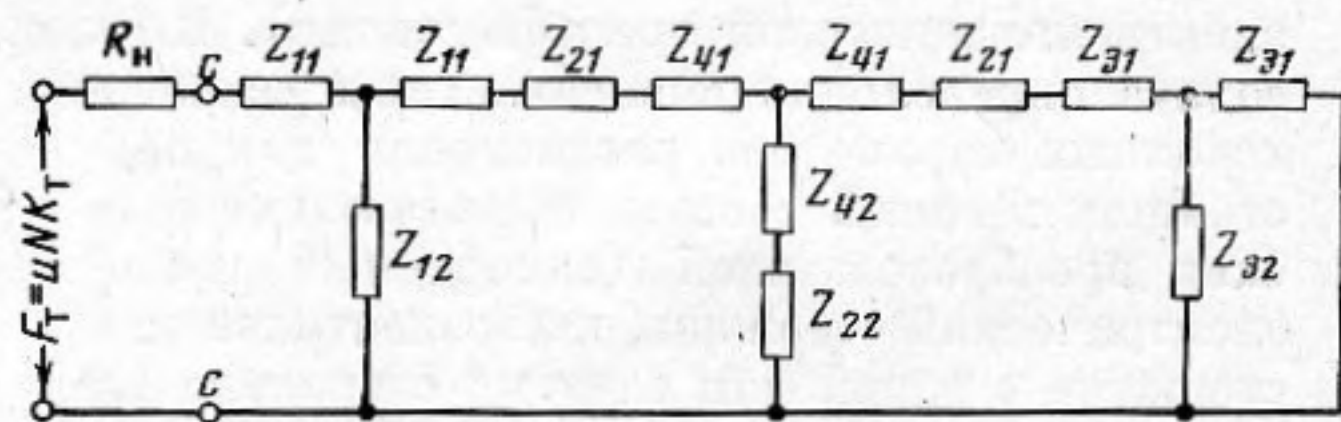
задней (пассивной) накладки 3 и армирующего элемента 4. Активный элемент представляет собой набор из идентичных продольно-поляризованных пьезоэлементов, соединенных механически каскадно, а электрически — параллельно и удовлетворяющих условиям, при которых справедлива



Фиг. 2



Фиг. 3



Фиг. 4

Фиг. 2. Модели преобразователей с секционированным активным элементом: 1, 3 — накладки, 2 — активный элемент, 4 — армирующий элемент

Фиг. 3. Эквивалентная электромеханическая схема преобразователя с армирующим элементом (фиг. 2, а)

Фиг. 4. Преобразованная по Тевенину электромеханическая схема преобразователя с армирующим элементом

эквивалентная схема Мартина [3]. На фиг. 3 приведена электромеханическая схема с распределенными параметрами для рассматриваемой модели; в схеме используется известное представление отрезков однородных стержней в виде симметричных Т-образных четырехполюсников. Элементы схемы, соответствующие накладкам и армирующему элементу преобразователя, определяются соотношениями:

$$\begin{aligned}
 Z_{11} &= j\omega_1 \operatorname{tg}(\varphi_1/2); & Z_{12} &= -j\omega_1/\sin \varphi_1; \\
 Z_{31} &= j\omega_3 \operatorname{tg}(\varphi_3/2); & Z_{32} &= -j\omega_3/\sin \varphi_3; \\
 Z_{41} &= j\omega_4 \operatorname{tg}(\varphi_4/2); & Z_{42} &= -j\omega_4/\sin \varphi_4;
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

$\omega_i = \rho_i c_i S_i$; $\varphi_i = \omega l_i / c_i$ ($i=1, 3, 4$), где ω_i и φ_i — характери-

ческие импедансы и волновые длины механических элементов конструкции, l_i — продольный размер элементов, S_i — их площадь, c_i — скорость звука. Элементы схемы фиг. 3, относящиеся к активному элементу преобразователя, в соответствии с работой [3] определяются выражениями:

$$(2) \quad \begin{aligned} Z_{21} &= j\omega_2 \operatorname{tg}(\varphi_2/2); \quad Z_{22} = -j\omega_2/\sin \varphi_2; \\ \omega_2 &= \rho_2 c_{23} S_2; \quad \varphi_2 = \omega l_2/c_{23}; \quad l_2 = p l_{20}; \\ N^2 &= C_0 \omega_2 c_{23} k_{33}^2 / l_{20} (1 - k_{33}^2); \\ c_{23} &= c_2 (1 - k_{33}^2)^{1/2}, \end{aligned}$$

c_2 — скорость продольных звуковых волн в пьезоматериале, c_{23} — эффективная скорость звука, l_{20} — продольный размер каждого пьезоэлемента, p — число пьезоэлементов, k_{33} — продольный коэффициент электромеханической связи, N — коэффициент электромеханической трансформации, C_0 — электрическая емкость каждого отдельного пьезоэлемента в зажатом состоянии. К входным клеммам $a-a$ приложено электрическое напряжение u , к выходным подключено сопротивление нагрузки R_H .

Активный и армирующий элементы в конструкции преобразователя соединены механически последовательно, поэтому элементы Z_{21} , Z_{41} и Z_{22} , Z_{42} на схеме фиг. 3 соединены в соответствии с правилом построения результирующего четырехполюсника при последовательном соединении исходных четырехполюсников.

Применяя к схеме фиг. 3 теорему Тевенина, получаем схему фиг. 4, где сила F_T представляет ЭДС эквивалентного генератора и определяется выражением: $F_T = u N K_T$ (u — напряжение внешнего источника); множитель K_T является коэффициентом передачи силы между клеммами $a'-a'$ и разомкнутыми клеммами $b-b$ схемы фиг. 3. С учетом (1), (2) выражение для K_T получаем в виде

$$(3) \quad \begin{aligned} K_T &= \frac{\omega_1}{\sin \varphi_1} \left[\left(\frac{\omega_2}{\sin \varphi_2} + \frac{\omega_4}{\sin \varphi_4} \right) \left(1 + \frac{A_1}{A_2} \right) - A_1 \right]^{-1}, \\ A_1 &= \omega_2 \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2} + \omega_4 \operatorname{tg} \frac{\varphi_4}{2} - \omega_1 \operatorname{ctg} \varphi_1; \\ A_2 &= \omega_2 \operatorname{tg} \frac{\varphi_2}{2} + \omega_4 \operatorname{tg} \frac{\varphi_4}{2} + \omega_3 \operatorname{tg} \varphi_3. \end{aligned}$$

Реактивный двухполюсник, включенный на клеммах $c-c$ схемы фиг. 4, является внутренним импедансом Z_T генератора Тевенина; используя (1) и (2), из схемы фиг. 4 получаем:

$$(4) \quad \begin{aligned} Z_T &= j\omega_1 \frac{A_3 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_4 + (\omega_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \omega_3 \operatorname{tg} \varphi_3)}{A_3 \operatorname{tg} \varphi_1 + \omega_1 \omega_3 \operatorname{tg} \varphi_3 - (\omega_1 - \omega_3 \operatorname{tg} \varphi_1)} \\ &\quad \frac{(\omega_2 \operatorname{tg} \varphi_4 + \omega_4 \operatorname{tg} \varphi_2) - \omega_1 \omega_3 \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3 \operatorname{tg} \varphi_4}{(\omega_2 \operatorname{tg} \varphi_4 + \omega_4 \operatorname{tg} \varphi_2)}, \\ A_3 &= \omega_2^2 + \omega_4^2 + 2\omega_2 \omega_4 \frac{1 - \cos \varphi_2 \cos \varphi_4}{\sin \varphi_2 \sin \varphi_4}. \end{aligned}$$

Из фиг. 4 видно, что Z_T совпадает с входным импедансом механической системы, соответствующей преобразователю с закороченными электрическими клеммами, со стороны излучающей поверхности. Входной импеданс стержневой системы в точке приложения внешней силы можно заменить импедансом канонической схемы в виде параллельного соединения массы

и бесконечного числа последовательных резонансных контуров [4], поэтому Z_T можно представить в виде

$$Z_T^{-1} = -j \left[\frac{1}{\omega M} + \sum_{v=1}^{\infty} \frac{\omega}{m_v (\omega^2 - \omega_v^2)} \right],$$

где M — полная масса преобразователя, ω_v — круговые собственные частоты системы, причем $\omega_v = (m_v k_v)^{-1/2}$, m_v и k_v — соответственно эквивалентные массы и гибкости.

Вблизи каждой собственной частоты импеданс Z_T будет определяться в основном импеданцем соответствующего последовательного контура, состоящего из элементов R_H , m_v и k_v . Уравнение для определения собственных частот получаем из условия $Z_T = 0$. Приравняв нулю числитель правой части (4), после преобразований имеем

$$(5) \quad \operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{(\gamma_{42} \operatorname{tg} \varphi_2 + \operatorname{tg} \varphi_4) \operatorname{tg} \varphi_1 + 2\gamma_{41} \left(\frac{1}{\cos \varphi_2 \cos \varphi_4} - 1 \right) + \gamma_{21} (1 + \gamma_{42}^2) \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_4}{\gamma_{32} \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_4 - \gamma_{31} (\gamma_{42} \operatorname{tg} \varphi_2 + \operatorname{tg} \varphi_4)},$$

где $\gamma_{ik} = \omega_i / \omega_k$.

При заданном сопротивлении нагрузки R_H и известных значениях ω_v , соответствующих частотным корням уравнения (5), элементы m_v и k_v будут определены, если известно значение эквивалентной добротности Q_v . Для последовательного контура с импеданцем $Z = R + jX$ добротность связана с фазовой характеристикой известным соотношением

$$(6) \quad Q = \frac{\omega_0}{2} \left(\frac{d \operatorname{tg} \theta}{d \omega} \right)_{\omega = \omega_0}, \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{X}{R},$$

где ω_0 — резонансная частота. Используя (6) применительно к импеданцу $Z = R_H + Z_T$, с учетом (4) и (5) получаем:

$$(7) \quad Q_v = \frac{\sum_{i=1}^v \sigma_{iv} \omega_i \varphi_{iv}}{2R_H},$$

$$\sigma_{1v} = 1,$$

$$\sigma_{2v} = \cos^2 \varphi_{1v} \left[1 + \left(\frac{\gamma_{42} \cos \varphi_{2v} - \gamma_{42} \cos \varphi_{4v} + \gamma_{12} \operatorname{tg} \varphi_{1v} \sin \varphi_{4v}}{\gamma_{42} \sin \varphi_{2v} + \sin \varphi_{4v}} \right)^2 \right],$$

$$\sigma_{3v} = \frac{\cos^2 \varphi_{1v} \cos^2 \varphi_{2v} \cos^2 \varphi_{4v}}{\cos^2 \varphi_{3v}} \times$$

$$\times \left(\frac{\gamma_{12} \operatorname{tg} \varphi_{1v} \operatorname{tg} \varphi_{2v} \operatorname{tg} \varphi_{4v} - \gamma_{42} \operatorname{tg} \varphi_{2v} - \operatorname{tg} \varphi_{4v}}{\gamma_{42} \sin \varphi_{2v} + \sin \varphi_{4v}} \right)^2,$$

$$\sigma_{4v} = \cos^2 \varphi_{1v} \left[1 + \left(\frac{\cos \varphi_{4v} - \cos \varphi_{2v} + \gamma_{12} \operatorname{tg} \varphi_{1v} \sin \varphi_{2v}}{\gamma_{42} \sin \varphi_{2v} + \sin \varphi_{4v}} \right)^2 \right]$$

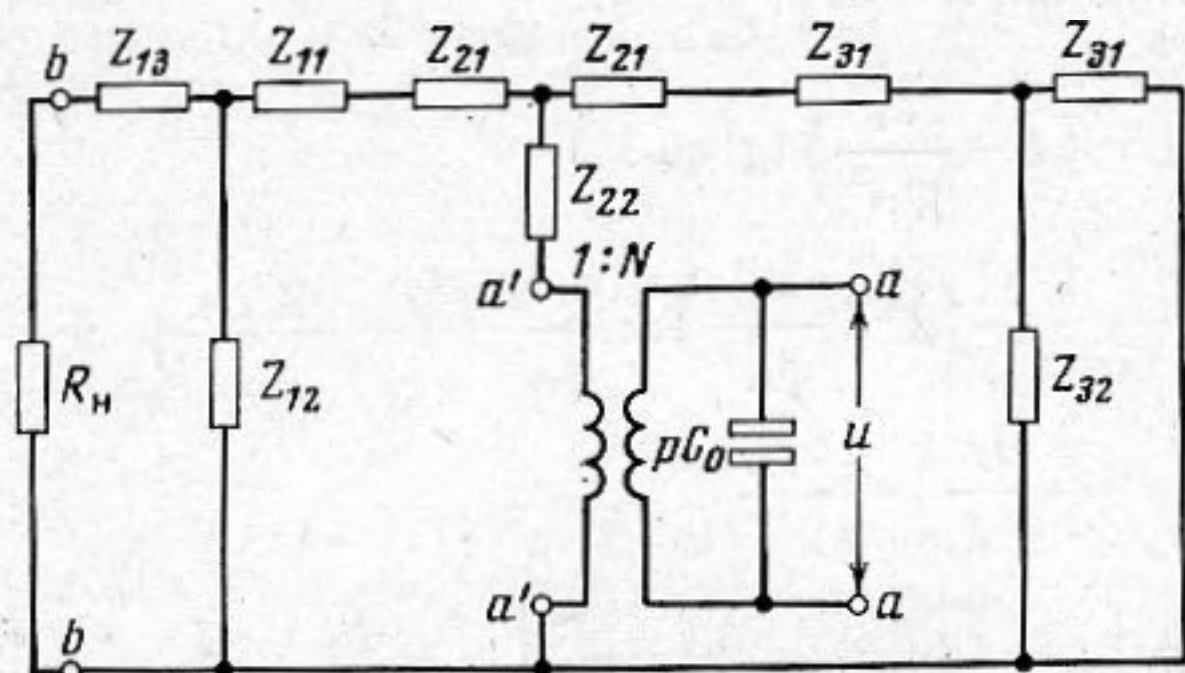
где $\varphi_{iv} = \omega_v l_i / c_i$, ω_v — частотные корни уравнения (5). Учитывая, что $Q_v = \omega_v m_v / R_H$, и используя (7), получаем

$$(8) \quad m_v = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^4 \sigma_{iv} M_i,$$

где M_i — масса i -го элемента конструкции преобразователя.

Выражение для k_v также легко получить, используя соотношение $Q_v = (\omega_0 k_v R_H)^{-1}$.

Мощность, отдаваемая преобразователем в механическую нагрузку, определяется выражением $W = u^2 Y_{R3}$, где Y_{R3} — активная составляющая электрической проводимости преобразователя. Пренебрегая вблизи ω_v частотной зависимостью коэффициента K_T , можно в соответствии со схемой фиг. 4 представить мощность выражением $W_v(\omega) \approx u^2 N^2 K_{Tv}^2 Y_{RMv}(\omega)$ ($K_{Tv} = K_T(\omega_v)$, Y_{RMv} — активная составляющая проводимости контура v), что приводит к следующему соотношению: $Y_{R3v} = K_{Tv}^2 N^2 Y_{RMv}(\omega) = N_{Tv}^2 Y_{RMv}(\omega)$, где $N_{Tv} = NK_{Tv}$. Величина N_{Tv} имеет смысл коэффициента



Фиг. 5. Эквивалентная электромеханическая схема преобразователя с конической рабочей накладкой (фиг. 2, б)

электромеханической трансформации, определяющего электрические сосредоточенные элементы последовательного контура схемы фиг. 1, соответствующего частоте ω_v , через механические элементы R_H , m_v , k_v . Из выражения (3) с учетом (5) получаем

$$(9) \quad K_{Tv} = \frac{\cos \varphi_{1v} \sin \varphi_{2v} \sin \varphi_{4v}}{\gamma_{42} \sin \varphi_{2v} + \sin \varphi_{4v}} \left(\gamma_{12} \operatorname{tg} \varphi_{1v} + \operatorname{tg} \frac{\varphi_{2v}}{2} + \gamma_{42} \operatorname{tg} \frac{\varphi_{4v}}{2} \right).$$

Для преобразователя с конической передней накладкой (фиг. 2, б) эквивалентная схема с распределенными параметрами приведена на фиг. 5. Элементы схемы Z_{11} , Z_{12} , Z_{13} , относящиеся к конической накладке, определены в работе [5] как

$$Z_{11} = j \frac{\omega_1}{\sin \varphi_1} \left[1 - \frac{r_{11} \sin(\varphi_1 + \varphi_{11})}{r_{12} \sin \varphi_{11}} \right]; \quad Z_{12} = -j \frac{\omega_1}{\sin \varphi_1};$$

$$Z_{13} = j \frac{\omega_1}{\sin \varphi_1} \left[1 + \frac{r_{12} \sin(\varphi_1 - \varphi_{12})}{r_{11} \sin \varphi_{12}} \right];$$

$$\operatorname{tg} \varphi_{11} = \frac{\varphi_1}{a_1}; \quad \operatorname{tg} \varphi_{12} = \frac{\varphi_1}{a_2}; \quad a_1 = \frac{r_{12}}{r_{11}} - 1;$$

$$a_2 = 1 - \frac{r_{11}}{r_{12}}; \quad \omega_1 = \pi \rho_1 c_1 r_{11} r_{12},$$

здесь r_{11} , r_{12} — радиусы оснований конуса со стороны активного элемента и со стороны нагрузки соответственно. Используя тот же метод, что и в предыдущем случае, для преобразователя этого типа получаем уравнение частот в виде

$$(10) \quad \operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{\gamma_{13} \left[\operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{a_1 a_2}{\varphi_1} \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} - 1 \right) \right] + \gamma_{23} \left(\frac{r_{12}}{r_{11}} - a_1 \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} \right) \operatorname{tg} \varphi_2}{\gamma_{12} \left[\operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{a_1 a_2}{\varphi_1} \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} - 1 \right) \right] \operatorname{tg} \varphi_2 - \left(\frac{r_{12}}{r_{11}} - a_1 \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} \right)}$$

и выражения для Q_v и K_{Tv} :

$$\begin{aligned}
 Q_v &= \frac{w_2}{2R_H} \left[\varphi_{1v} \left(\gamma_{21} \frac{r_{12}}{r_{11}} \kappa_{1v}^2 B_{1v} + \gamma_{12} \frac{r_{11}}{r_{12}} \kappa_{2v}^2 B_{2v} + \frac{2}{\varphi_{1v}} \kappa_{1v} \kappa_{2v} B_{3v} \right) + \right. \\
 &+ \left. \frac{(\cos^2 \varphi_{3v} + \gamma_{32}^2 \sin^2 \varphi_{3v}) \varphi_{2v} + \gamma_{32} \varphi_{3v}}{\cos^2 \varphi_{1v} \cos^2 \varphi_{2v} \cos^2 \varphi_{3v}} \right] \times \\
 &\times \left[\gamma_{21} \kappa_{1v} \operatorname{tg} \varphi_{1v} + \kappa_{2v} \left(\frac{r_{11}}{r_{12}} + a_2 \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right) \right]^{-2}, \\
 B_{1v} &= 1 + \left(1 - \frac{a_2}{\varphi_{1v}^2} \right) \operatorname{tg}^2 \varphi_{1v}, \\
 B_{2v} &= \frac{1}{\cos^2 \varphi_{1v}} \left(1 + \frac{a_1^2}{\varphi_{1v}^2} \right) + \frac{a_1 a_2}{\varphi_{1v}^2} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right)^2 + \\
 &+ a_1 \left(1 - \frac{a_1}{\varphi_{1v}^2} \right) \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}^2} \\
 B_{3v} &= a_1 \left[1 + \left(1 - \frac{1}{\varphi_{1v}^2} \right) \operatorname{tg}^2 \varphi_{1v} \right] - a_2 \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right) \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}}, \\
 \kappa_{1v} &= \operatorname{tg} \varphi_{2v} + \gamma_{32} \operatorname{tg} \varphi_{3v}; \quad \kappa_{2v} = \gamma_{32} \operatorname{tg} \varphi_{2v} \operatorname{tg} \varphi_{3v} - 1; \\
 K_{Tv} &= \cos \varphi_{1v} \sin \varphi_{2v} \left\{ \gamma_{12} \left[\operatorname{tg} \varphi_{1v} - \frac{a_1 a_2}{\varphi_{1v}} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right) \right] + \right. \\
 &+ \left. \left(\frac{r_{12}}{r_{11}} - a_1 \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right) \operatorname{tg} \frac{\varphi_{2v}}{2} \right\}.
 \end{aligned}$$

В последних выражениях волновые длины φ_{1v} , φ_{2v} , φ_{3v} определяются корнями ω_v уравнения частот (10).

Уравнения частот и формулы для Q_v и K_{Tv} применительно к остальным моделям фиг. 2 получаются как частные случаи выражений, соответствующих уже рассмотренным конструкциям. Полагая, например, в решении задачи о преобразователе с армирующим элементом $w_4 = 0$ или полагая $r_{11} = r_{12}$ в решении задачи о преобразователе с конусной накладной, имеем для модели, представленной на фиг. 2, в

$$(11) \quad w_1 w_2 \operatorname{tg} \varphi_1 + w_2^2 \operatorname{tg} \varphi_2 + w_2 w_3 \operatorname{tg} \varphi_3 = w_1 w_3 \operatorname{tg} \varphi_1 \operatorname{tg} \varphi_2 \operatorname{tg} \varphi_3,$$

$$\begin{aligned}
 Q_v &= \frac{w_2}{2R_H} \left[\gamma_{12} \varphi_{1v} + \varphi_{2v} \frac{1 + \gamma_{12}^2 \operatorname{tg}^2 \varphi_{1v}}{\operatorname{sc}^2 \varphi_{1v}} + \right. \\
 &+ \left. \varphi_{3v} \frac{(\gamma_{32} \operatorname{tg} \varphi_{1v} \operatorname{tg} \varphi_{2v} - \gamma_{31})^2 + (\operatorname{tg} \varphi_{1v} + \gamma_{21} \operatorname{tg} \varphi_{2v})^2}{\gamma_{31} \gamma_{32} \operatorname{sc}^2 \varphi_{1v} \operatorname{sc}^2 \varphi_{2v}} \right],
 \end{aligned}$$

$$K_{Tv} = \cos \varphi_{1v} \sin \varphi_{2v} \left(\gamma_{12} \operatorname{tg} \varphi_{1v} + \operatorname{tg} \frac{\varphi_{2v}}{2} \right),$$

где φ_{1v} , φ_{2v} , φ_{3v} определяются корнями ω_v уравнения частот (11). Это уравнение по форме совпадает с известным уравнением частот для трехслойной системы [6] с тем отличием, что w_2 и φ_2 в (11) представляют эффективный характеристический импеданс и эффективную волновую длину для активного элемента. Аналогичным образом для преобразователя, представленного на фиг. 2, г, получаем:

$$w_1 \left[\operatorname{tg} \varphi_1 + \frac{a_1 a_2}{\varphi_1} \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} - 1 \right) \right] + w_2 \left(\frac{r_{12}}{r_{11}} - a_1 \frac{\operatorname{tg} \varphi_1}{\varphi_1} \right) \operatorname{tg} \varphi_3 = 0 \text{ (уравнение частот),}$$

$$Q_v = \frac{\omega_2}{2R_H} \left[\varphi_{1v} \left(\gamma_{21} \frac{r_{12}}{r_{11}} B_{1v} \operatorname{tg}^2 \varphi_{2v} + \gamma_{12} \frac{r_{11}}{r_{12}} B_{2v} - \frac{2}{\varphi_{1v}} B_{3v} \operatorname{tg} \varphi_{2v} \right) + \frac{\varphi_{2v}}{\cos^2 \varphi_{1v} \cos^2 \varphi_{2v}} \right] \left[\gamma_{21} \operatorname{tg} \varphi_{1v} \operatorname{tg} \varphi_{2v} - \left(\frac{r_{11}}{r_{12}} + a_2 \frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} \right) \right]^{-2},$$

$$K_{Tv} = \gamma_{12} \cos \varphi_{1v} \operatorname{tg} \frac{\varphi_{2v}}{2} \left[\operatorname{tg} \varphi_{1v} + \frac{a_1 a_2}{\varphi_{1v}} \left(\frac{\operatorname{tg} \varphi_{1v}}{\varphi_{1v}} - 1 \right) \right].$$

Для преобразователя, изображенного на фиг. 2, $\partial \omega_1 \operatorname{tg} \varphi_1 + \omega_2 \operatorname{tg} \varphi_2 = 0$ (уравнение частот),

$$Q_v = \frac{\omega_2}{2R_H} \left(\gamma_{12} \varphi_{1v} + \frac{\varphi_{2v}}{\cos^2 \varphi_{2v} + \gamma_{21}^2 \sin^2 \varphi_{2v}} \right),$$

$$K_{Tv} = \gamma_{12} \sin \varphi_{1v} \operatorname{tg} \frac{\varphi_{2v}}{2}.$$

Наконец, для преобразователя, представляющего секционированный активный элемент без накладок (фиг. 2, *e*), получаем следующие выражения:

$$\omega_v = v\pi \frac{c_{23}}{l_2}; \quad Q_v = v \frac{\pi \omega_2}{2R_H}; \quad K_{Tv} = \begin{cases} 2 & \text{при } v=1, 3, 5, \dots \\ 0 & \text{при } v=2, 4, 6, \dots \end{cases}$$

$$m_v = \frac{M_2}{2}; \quad k_v = \frac{1}{v^2} \frac{2l_2}{\pi^2 \rho_2 S_2 c_{23}^2}; \quad N_{Tv} = \begin{cases} 2N & \text{при } v=1, 3, 5, \dots \\ 0 & \text{при } v=2, 4, 6, \dots \end{cases}$$

В соответствии с выражением для N_{Tv} в этом случае элементы последовательного контура схемы, изображенной на фиг. 1, имеют конечные значения только при нечетных v ; в частности, при $v=1$

$$R_1 = \frac{R_H}{4N^2}; \quad L_1 = \frac{M_2}{8N^2}; \quad C_1 = \frac{8l_2 N^2}{\pi^2 \rho_2 S_2 c_{23}^2 (1 - k_{33}^2)}.$$

Таким образом, для различных моделей составного пьезоэлектрического преобразователя с секционированным активным элементом решена задача определения эквивалентных динамических сосредоточенных параметров. Полученные выражения могут быть использованы как для практических расчетов, так и для анализа зависимости электроакустических характеристик преобразователя от соотношения между параметрами элементов конструкции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Камп. Подводная акустика. М., «Мир», 1972.
2. Ультразвуковые преобразователи, под редакцией Е. Кикучи. М., «Мир», 1972.
3. G. E. Martin. On the theory of segmented electromechanical systems. J. Acoust. Soc. America, 1964, 36, 7, 1366—1370.
4. Е. Скучик. Простые и сложные колебательные системы. М., «Мир», 1971.
5. А. Mohammed. Equivalent circuits of solid horns undergoing longitudinal vibrations. J. Acoust. Soc. America, 1965, 38, 5, 862—866.
6. Б. Д. Таргаковский. Теория распространения плоских волн через однородные слои. Докл. АН СССР, 1950, 17, 3, 465—468.

Поступила
17 февраля 1976 г.