

К. В. ЧЕРНЫШЕВ

О СОГЛАСОВАНИИ ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ С НАГРУЗКОЙ

В работе рассмотрен вопрос о согласовании излучателя с нагрузкой на основе представления преобразователя как четырехполюсника. Получена формула оптимального (в смысле передачи наибольшей энергии) согласования, и вычислен соответствующий к. п. д. Рассмотрен также вопрос о практическом осуществлении согласования с помощью промежуточного слоя.

Согласование электроакустического преобразователя с нагрузкой может преследовать различные цели. Возможные задачи такого согласования для ультразвуковых излучателей сформулированы, например, в работе [1]. В настоящей работе целью согласования будем считать передачу максимального количества энергии потребителю. Основное внимание будет уделено согласованию излучателя со средой, воспринимающей излучение. Вопрос о согласовании приемника рассмотрен кратко в конце статьи. Будем считать, что параметры излучателя не зависят от амплитуды подаваемого электрического напряжения. Тем самым ограничимся рассмотрением линейных и квазилинейных излучателей. В качестве параметров излучателя возьмем величины z_{ih} , входящие в систему уравнений преобразователя:

$$U = z_{11}I + z_{12}v, \quad F = z_{21}I + z_{22}v. \quad (1)$$

Здесь U — напряжение, подаваемое на преобразователь, I — протекающий через него ток, F — внешняя сила, действующая на излучающую поверхность преобразователя (реакция среды на движение излучающей поверхности), v — колебательная скорость излучающей поверхности. Положительные направления отсчета этих величин обозначены стрелками на рис. 1. Символом ζ обозначено сопротивление механической нагрузки излучателя.

Входящие в уравнения (1) величины z_{11} и z_{22} представляют собой собственное электрическое и собственное механическое сопротивления преобразователя, причем $\operatorname{Re}\{z_{11}\}$ и $\operatorname{Re}\{z_{22}\}$ положительны. В преобразователях с магнитным полем z_{12} и z_{21} действительны, одинаковы по абсолютной величине и противоположны по знаку. В преобразователях емкостного типа z_{12} и z_{21} мнимы и равны между собой. В обоих случаях произведение $z_{12} \cdot z_{21}$ равно $-K^2$, где $K = |z_{12}| = |z_{21}|$. Величины z_{ih} и ζ

будем считать известными на том основании, что они могут быть определены экспериментально, как это показано в [2].

В схеме преобразования (рис. 1) фиксированными величинами являются э. д. с. E генератора, его внутреннее сопротивление z_g и параметры z_{ik} . Они не зависят от величины, приложенной к преобразователю механической нагрузки ζ . Если мощность генератора достаточно велика, имеем неравенство $|z_g| \ll |z_{вх}|$, и напряжение U также не зависит от ζ ($z_{вх}$ — входное сопротивление преобразователя). Будем считать напряжение U фиксированным, в противном же случае (если сказывается ограниченность мощности генератора, и неравенство $|z_g| \ll |z_{вх}|$ не выполняется) в формулу согласования вместо z_{11} войдет величина $z_{11} = z_{11} + z_g$.

На основании системы (1) и приняв $\zeta = -\frac{F}{v}$, найдем

$$v = -\frac{m}{a + \zeta}, \quad (2)$$

где $m = \frac{z_{21}}{z_{11}} U = \text{const.}$ и

$$a = \frac{z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21}}{z_{11}} = z_{22} + \frac{K^2}{z_{11}}. \quad (3)$$

Отметим, что a есть полное механическое сопротивление преобразователя, состоящее из собственного сопротивления z_{22} и внесенного сопротивления $\frac{K^2}{z_{11}}$, возникающего за счет электромеханического взаимодействия в преобразователе. Выражение для излучаемой в единицу времени акустической энергии P_a имеет вид

$$P_a = \frac{1}{2} |v|^2 \text{Re} [\zeta].$$

Если в него подставить выражение (2), получим

$$P_a = \frac{m_0^2}{2|a + \zeta|^2} \text{Re} [\zeta], \quad (4)$$

где $m_0 = |m|$. Знаменатель этого выражения отличен от нуля, так как $\zeta \neq -a$, поскольку в этом случае имело бы место неравенство $\text{Re} [\zeta] < 0$ (легко проверить, что $\text{Re} [a] > 0$). Дифференцируя P_a по действительной и мнимой частям ζ , находим условие максимума P_a :

$$\zeta = a^*, \quad (5)$$

причем предполагается, что $|z_g| \ll |z_{вх}|$ при любых ζ .

Выражение (5) представляет собой обычное условие оптимального (в смысле передачи энергии) согласования генератора (в данном случае — механического) с нагрузкой, однако в качестве внутреннего сопротивления генератора следует принимать не собственное, а полное его механическое сопротивление.

Подставляя (5) в известное выражение для электроакустического к. п. д., пригодное для любых сопротивлений нагрузки (см., например, [2]), после необходимых преобразований получим

$$\eta_{э. а} = \frac{1}{4 \frac{\text{Re} [z_{11}] \text{Re} [z_{22}]}{K^2} + 2} < \frac{1}{2}. \quad (6)$$

Таким образом, электроакустический к. п. д. при оптимальном согласовании во всех реальных случаях (когда $\text{Re}[z_{11}]$ и $\text{Re}[z_{22}]$ отличны от нуля) должен быть меньше половины.

На практике условие (5) выполняется далеко не всегда, поэтому возникает задача согласования излучателя с нагрузкой. Для этого может быть использован согласующий слой. Известно, что более широкие возможности открывает применение многослойной согласующей системы, но мы ограничимся простейшим случаем одного слоя. Предположим, что излучатель имеет плоскую излучающую поверхность, совер-

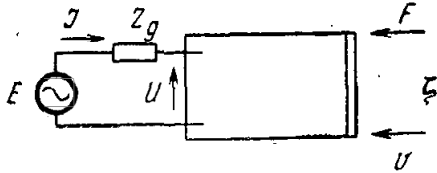


Рис. 1

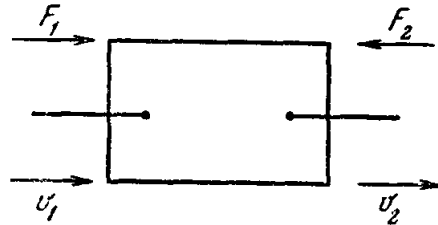


Рис. 2

шающую поршневые колебания. Преобразователь более сложной конструкции (например, с излучающей поверхностью цилиндрической формы) может быть рассмотрен аналогичным образом.

Размеры и форму поперечного сечения согласующего слоя выберем такими же, как у излучающей плоскости преобразователя. Если в слое от излучателя распространяется плоская волна, то к выходной поверхности слоя будет приложена такая же механическая нагрузка, как и к излучателю в отсутствие слоя, т. е. ζ . Слой подобран правильно, если имеет входное сопротивление a^* , будучи замкнут на сопротивление ζ в выходной плоскости.

При условии распространения в слое плоской однородной волны его можно рассматривать как четырехполюсник, элементы b_{ik} матрицы которого совпадают с таковыми для отрезка трубы при распространении в нем плоской звуковой волны, для двухпроводной линии и т. п. (см. [3]). Выражения для b_{ik} имеют вид

$$\begin{aligned} b_{11} &= \text{ch } \gamma l, & b_{12} &= -z \text{ sh } \gamma l, \\ b_{21} &= -\frac{1}{z} \text{ sh } \gamma l, & b_{22} &= \text{ch } \gamma l, \end{aligned}$$

где γ — постоянная распространения для слоя, l — толщина слоя и z — волновое сопротивление слоя. Для плоской волны $z = S \rho c_1$, причем S — площадь излучающей поверхности, ρ — плотность материала в слое, c_1 — скорость плоской продольной волны в слое. Эти выражения справедливы при обычном для механических четырехполюсников выборе положительных направлений скоростей и внешних сил, изображенных на рис. 2.

Если согласование имеет место, то $\frac{F_1}{v_1} = a^*$ и $\frac{F_2}{v_2} = \zeta$, откуда $\zeta = \frac{b_{12}a^* + b_{11}}{b_{21}a^* + b_{22}}$ (см. [2]). Подставляя выражения для b_{ik} , получим

$$\text{th } \gamma l \left[z - \frac{a^* \zeta}{z} \right] = a^* - \zeta. \quad (7)$$

По-прежнему считая a и ζ известными, определим параметры слоя. Пренебрежем потерями в слое, тогда $\gamma = ik$ (k — волновое число). Выде-

лим действительные и мнимые части в a и ζ , полагая $a = p + iq$, $\zeta = \varphi + i\psi$. Заметим, что p и φ положительны. Уравнение (7) при этом распадается на два:

$$\begin{aligned} \frac{\operatorname{tg} kl}{z} &= \frac{p - \varphi}{p\psi - q\varphi} = A, \\ z \operatorname{tg} kl &= \frac{(p - \varphi)p\varphi - p\psi^2 + q^2\varphi}{p\psi - q\varphi} = B, \end{aligned} \quad (8)$$

откуда

$$\operatorname{tg}^2 kl = AB, \quad z^2 = \frac{B}{A}, \quad (9)$$

где A и B известны.

В равенствах (9) фигурируют только действительные величины, поэтому для осуществления этих равенств необходимо, чтобы A и B имели одинаковые знаки. Поскольку знаменатели A и B в выражениях (8) одинаковы, сравним знаки числителей. Первый член числителя B имеет тот же знак, что и числитель A , второй член отрицателен, третий — положителен. В зависимости от поставленной задачи и знака числителя B возможны различные способы согласования.

Предположим, что излучатель должен работать на одной частоте, ограничений на ширину полосы пропускания не наложено и знаки величин A и B совпадают. В этом случае для изготовления согласующего слоя необходимо подобрать материал, параметры которого удовлетворяют условию

$$\rho c_1 = \frac{1}{S} \sqrt{\frac{B}{A}}. \quad \text{В качестве скорости } c_1 \text{ плоской}$$

продольной волны в слое следует принять величину $c = \sqrt{\frac{E}{\rho}}$ (E — модуль Юнга), если длина λ продольной волны в слое много больше поперечника излучающей плоскости. Если это условие не выполнено, то, например, при излучающей площадке в форме круга диаметра d для скорости c_1 может быть принято выражение

$$c_1 = c \left[1 - \sigma^2 \pi^2 \left(\frac{d}{2\lambda} \right)^2 \right], \quad (10)$$

если $\frac{d}{2\lambda} \ll 0,3$ (см. [4]).

В формуле (10) символом σ обозначен коэффициент Пуассона, λ — длина плоской продольной волны в слое на рабочей частоте излучателя. Как показывает несложный расчет, в качестве λ можно принимать длину волны, вычисленную при $c_1 = c$.

Точная теория волноводных свойств стержней, развитая Похгаммером, показывает, что выражение (10) можно использовать и при $\frac{d}{2\lambda} > 0,3$ (примерно, до 0,7), однако для наших целей такой волновод непригоден, так как при значениях этой величины, несколько превышающих 0,3, в стержне возникает узловая окружность, что свидетельствует о значительном отклонении от поршневой формы движения в выходной плоскости слоя. Такие отклонения приводят к изменению величины внешнего сопротивления ζ (а заодно портят характеристику направленности излучателя), что не позволяет применять предлагаемый в этой работе метод согласования. Таким образом, если условие $\frac{d}{2\lambda} \ll 0,3$ не выполняется, необходимо подбирать другой материал для

согласующего слоя. Если излучающая площадка имеет прямоугольную или эллиптическую форму, может быть использована формула Кри:

$$c_1 = c \left[1 - 2\sigma^2 \pi^2 \frac{I}{\lambda^2} \right],$$

где для эллипса $I = \frac{d_1^2 + d_2^2}{4}$ (d_1 и d_2 — оси эллипса), а для прямоугольника со сторонами d_1 и d_2 величина I равна $\frac{d_1^2 + d_2^2}{3}$. С той же степенью точности, что и прежде, можно считать, что формула Кри применима при условии $\frac{d'}{2\lambda} \leq 0,3$, где d' — наибольший линейный размер поперечного сечения. После того как выбран материал для согласующего слоя и определена скорость волны c_1 , можно считать известным и волновое число k , определяемое по формуле $k = \frac{\omega}{c_1}$ (ω — круговая частота, на которой работает излучатель). В выражении

$$\operatorname{tg} kl = \pm \sqrt{AB} \quad (11)$$

перед корнем выбираем тот же знак, что и у величин A и B , как это следует из формул (8), поскольку $z > 0$. Из формулы (11) находим толщину слоя l , которая, очевидно, всегда может быть выбрана меньшей, чем $\frac{\lambda}{2}$.

Таким образом, всегда возможно осуществить согласование на одной частоте, и для этого необходимо знать z_{ik} и ζ только на частоте согласования.

Несколько сложнее согласовать излучатель, если знаки A и B различны. Будем считать, что излучение должно производиться на одной частоте, близкой к частоте механического резонанса излучателя. На частоте механического резонанса $q = \operatorname{Im}[a] = 0$ (считаем, что на этой же частоте выполняется условие $\operatorname{Im}[z_{11}] = 0$), поэтому различие в знаках A и B означает, что $(p - \varphi) > 0$, и $[(p - \varphi)r\varphi - p\psi^2] < 0$. В то же время в окрестности этой частоты величина q меняется с частотой быстрее, чем p , φ и ψ , и, кроме того, может стать сколь угодно большой по абсолютной величине. Поэтому в окрестности механического резонанса найдется такая частота, что будет $q^2 > \frac{p\psi^2 - (p - \varphi)r\varphi}{\varphi}$, причем знаки A и B совпадут.

На этой частоте может быть осуществлено согласование с помощью слоя, как это уже было выяснено. Для такого согласования величины z_{ik} и ζ должны быть известны как на частоте механического резонанса, так и на других (близких) частотах с тем, чтобы можно было найти область частот, на которых знаки A и B совпадают. Предположим, что на рабочей частоте имеют место электрический и механический резонансы преобразователя. Тогда согласованная нагрузка должна быть чисто активной. В этом случае ширина полосы ненагруженного излучателя примерно вдвое меньше ширины полосы нагруженного (это соотношение выдерживается точно, если на ширине полосы нагруженного излучателя не проявляется частотная зависимость свойств согласующего слоя).

Задача о согласовании излучателя с нагрузкой в широкой полосе частот должна также разрешаться на основе формулы (5) с помощью широкополосной (многослойной) согласующей системы.

Применяемые в настоящее время способы согласования отличаются от изложенного в этой работе. Например, рабочая частота гидроакустического излучателя выбирается несколько меньшей частоты его механического резонанса, причем выполняется условие $Im[\zeta] = -Im[a]$. Согласование действительных частей ζ и a не осуществляется. На необходимость согласования действительных частей величины ζ и механического сопротивления излучателя указано в работе [1], однако при этом автор имеет в виду лишь собственное механическое сопротивление преобразователя (в наших обозначениях величину z_{22}).

Особенно широко согласование излучателя со средой практикуется в технике мощного ультразвука, однако принцип согласования там иной. Ввиду ограниченной механической прочности излучателя, выделения значительного количества тепла и нелинейности процесса преобразования существует предельное количество энергии, которое может быть излучено с помощью данного устройства. В этих условиях целесообразно осуществлять преобразование при максимальном к. п. д., так как это позволяет свести к минимуму выделение тепла и создать наиболее благоприятный режим работы излучателя. Вопросы, связанные с осуществлением такого режима, рассмотрены, в частности, в работах [5—8].

Согласование приемника с потребителем электрической энергии, возникающей в процессе приема, должно осуществляться аналогичным образом. Для передачи максимальной энергии выходные клеммы приемника должны быть замкнуты на сопротивление, сопряженное полному электрическому сопротивлению z_3 приемника, причем

$$z_3 = z_{11} + \frac{K^2}{z_{22} + \zeta}.$$

Если принятый сигнал необходимо усилить, согласующим звеном между приемником и первым каскадом усилителя может служить повышающий трансформатор с входным сопротивлением z_3^* . В этом случае порождаемая приемником электрическая энергия будет использована наиболее рационально.

В заключение приношу благодарность проф. С. Н. Ржевкину за постоянное внимание к этой работе, студенту В. Г. Лабзину, принявшему участие в ней, и всем сотрудникам кафедры акустики, сделавшим по этой работе свои замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теумин И. И. Ультразвуковые колебательные системы. М., Машгиз, 1959.
2. Чернышев К. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 1966.
3. Бриллюэн Л., Пароди М. Распространение волн в периодических структурах. М., ИЛ, 1959.
4. Кольский Г. Волны напряжения в твердых телах. М., ИЛ, 1955.
5. Голямина И. П. Магнитоострикционные излучатели из ферритов. В сб.: «Источники мощного ультразвука». М., «Наука», 1967.
6. Голямина И. П. Реферат кандидат. диссертации, 1967.
7. Теумин И. И. Введение ультразвука в обрабатываемые среды. В сб.: «Источники мощного ультразвука». М., «Наука», 1967.
8. Tiede H. *Acustica*, 4, No. 6, 1954.
9. Necht H. *Die electroakustischen Wandler*. Leipzig, 1951.

Поступила в редакцию
4.10 1968 г.

Кафедра
акустики