

В заключение оценим величину коэффициента поглощения звука, связанного с рассматриваемым механизмом. Например, для смеси ацетон — вода при  $c \sim 20\%$ ,  $T \sim 25^\circ$ ,  $\kappa \sim 10^4$  эрг·см<sup>2</sup>/сек·град,  $\varphi \sim 10^9$  эрг/см<sup>3</sup>,  $\partial a_T / \partial c \sim 5,5 \cdot 10^{-3}$  град<sup>-1</sup>,  $f_m \sim 10^7$  см<sup>-1</sup>, получаем на низких частотах  $\alpha / v^2 \sim 5 \cdot 10^{-17}$  см<sup>-1</sup>·гц<sup>-2</sup>. Учет пространственной неоднородности  $C_p$  и  $\kappa$  дает для  $\alpha / v^2$  величину того же порядка (например, для той смеси  $\frac{1}{C_p} \left( \frac{\partial C_p}{\partial c} \right) \sim 2$ ).

В случае низких частот ( $\nu \sim 10^6 - 10^8$ ) этот вклад в  $\alpha / v^2$  не очень существен и его не имеет смысла принимать во внимание. Однако дело существенно изменяется в случае высоких частот. Характерное время волны теплопроводности  $\tau \sim \rho C_p / \chi / m^2 \sim 10^{-11}$  сек, что гораздо меньше, чем времена, определяющие релаксацию флюктуаций концентрации ( $\tau \sim 10^{-8} - 10^{-9}$  сек). Поэтому для очень высоких частот, в частности, тех, которые исследуются оптическими методами ( $\nu \sim 5 \cdot 10^9$  гц), относительная роль поглощения за счет теплообмена становится очень существенной, а поглощение на длину волны, связанное с этим механизмом, довольно значительно ( $\alpha \lambda \sim 0,05 - 0,1$ ).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Исакович. О распространении звука в эмульсиях. Ж. эксп. и теор. физ., 18, 10, 907—912.
2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., Физматгиз, 1964.
3. В. П. Романов, В. А. Соловьев. Флюктуации концентрации и их влияние на поглощение звука. Сб. «Структура и роль воды в живом организме». Изд-во ЛГУ, 1966.

Ленинградский государственный университет

Поступило в редакцию  
5 июля 1967 г.

УДК 534.232

### К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНЫХ ЧАСТОТАХ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

Е. К. Грищенко

Характерной особенностью тонкослойных пьезополупроводниковых преобразователей является то, что они обладают активной электрической проводимостью, распределение которой по толщине преобразователя, вообще говоря, неоднородно. Вследствие этого эффективная толщина такого преобразователя зависит от частоты [1], а  $n$ -я резонансная частота является корнем уравнения

$$\frac{\pi v n}{\omega} = d_{\text{эфф}}(\omega), \quad (1)$$

где  $v$  — скорость упругих волн в пьезополупроводнике,  $\omega = 2\pi f$ ,  $f$  — частота,  $d_{\text{эфф}}$  — эффективная толщина преобразователя,  $n = 1, 3, 5, \dots$ . Здесь мы не учитываем смещение резонансных частот из-за акустической нагрузки преобразователя [2].

Если в рабочем диапазоне частот преобразователя  $d_{\text{эфф}}(\omega) = \text{const}$ , как это имеет место для преобразователя на электрически однородной пленке [3], то уравнение (1) переходит в хорошо известное уравнение гармонических частот пьезоэлектрических пластин постоянной толщины. Напротив, для преобразователя на диффузионном слое [3] уравнение (1) сводится к трансцендентному уравнению вида

$$\frac{\pi v n}{\omega} = \frac{1}{a} \ln(\rho_0 \varepsilon \omega), \quad (1')$$

где  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость пьезополупроводника,  $\rho_0$  и  $a$  — параметры диффузионного слоя, учитывающие распределение удельного электрического сопротивления по толщине  $\xi$  преобразователя в виде  $\rho(\xi) = \rho_0 e^{-a\xi}$ . Из уравнения (1') следует, что в последнем случае отношение резонансных частот преобразователя не является целочисленным.

На фигуре показано графическое решение уравнения резонансных частот пьезополупроводниковых преобразователей. Преобразователь, эффективная толщина которого  $d$  не зависит от частоты, имеет резонансные частоты  $\omega_1, \omega_3 = 3\omega_1$  и т. д. У преобразователя на диффузионном слое с той же основной резонансной частотой

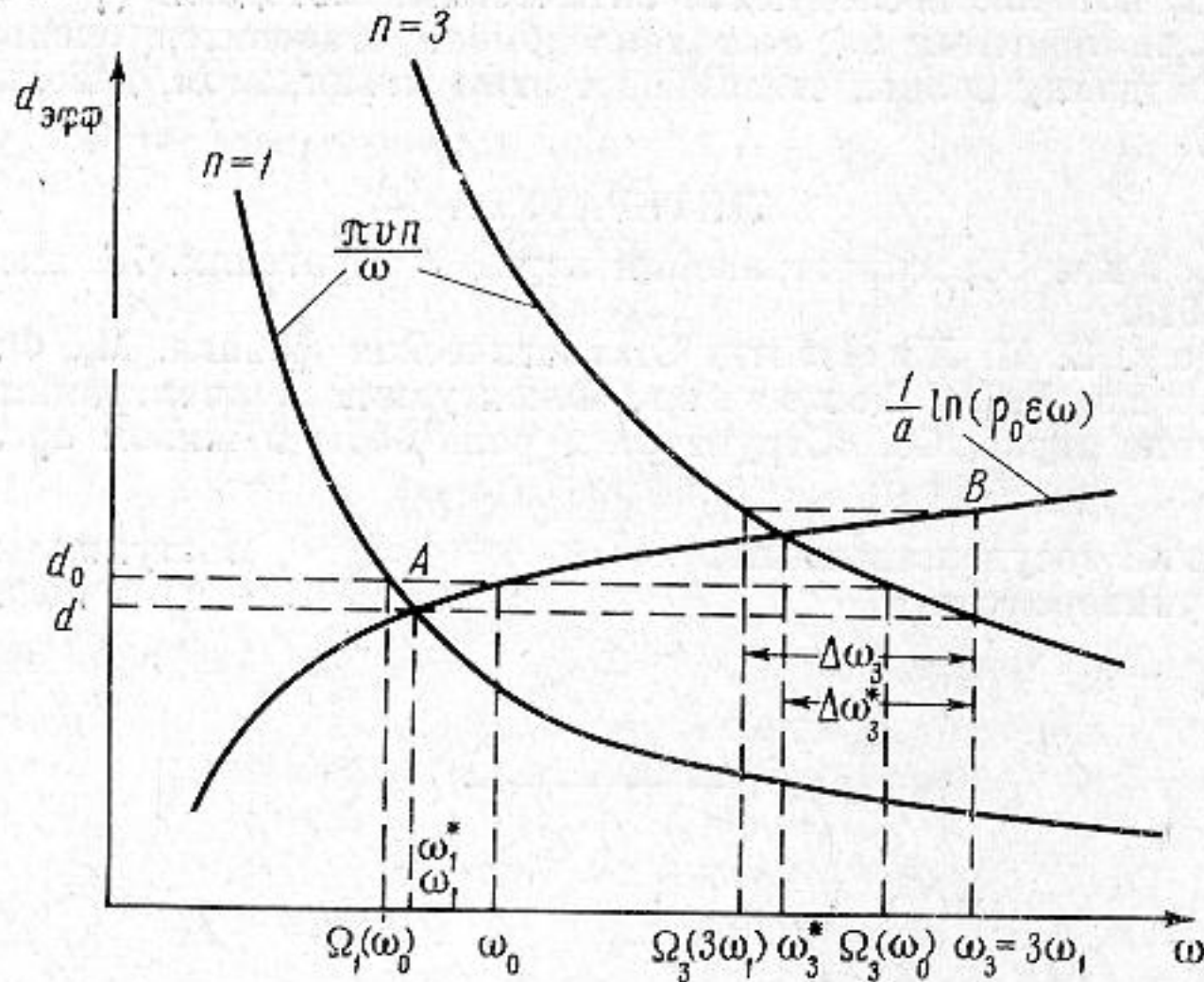


$\omega_1$  все другие резонансные частоты, например  $\omega_3^*$ , расположены несколько ниже гармонических. Здесь через  $\omega_n$  обозначены гармонические резонансные частоты, а через  $\omega_n^*$ , — сдвинутые относительно гармонических, т. е. корни уравнения (1').

В случае частотной зависимости эффективной толщины преобразователя удобно ввести понятие характеристической частоты  $\Omega_n$  и определить ее в виде

$$\Omega_n(\omega) = \frac{\pi v n}{d_{\text{эфф}}(\omega)} \quad (2)$$

Физический смысл характеристической частоты состоит в том, что разность  $\Omega_n(\omega) - \omega$  определяет расстройку для  $n$ -й резонансной частоты преобразователя. Например, частоте  $\omega_0$  (см. фигуру) соответствует эффективная толщина преобразователя  $d_0$ , которой, в свою очередь, соответствуют характеристические частоты



$\Omega_1(\omega_0)$ ,  $\Omega_3(\omega_0)$  и т. д. Из фигуры следует, что  $\Omega_1(\omega_0)$  лежит ниже резонансной частоты  $\omega_1$ , а  $\Omega_3(\omega_0)$  — выше резонансной  $\omega_3^*$ . Нетрудно видеть, что  $\Omega_n(\omega_n^*) = \omega_n^*$ .

Вычислим относительный сдвиг  $n$ -й резонансной частоты преобразователя относительно соответственной гармоники

$$\frac{\Delta\omega_n^*}{n\omega_1} = \frac{\omega_n^* - n\omega_1}{n\omega_1} = - \left[ 1 - \frac{\omega_n^*}{n\omega_1} \right] = - \left[ 1 - \frac{d_{\text{эфф}}(\omega_1)}{d_{\text{эфф}}(\omega_n^*)} \right] \quad (3)$$

Поскольку  $\omega_n^*$  — корень трансцендентного уравнения, то для численных оценок формула (3) неудобна. Для численных оценок можно вычислить величину  $\Delta\omega_n / n\omega_1$ , где

$$\frac{\Delta\omega_n}{n\omega_1} = \frac{\Omega_n(n\omega_1) - n\omega_1}{n\omega_1} = - \left[ 1 - \frac{\Omega_n(n\omega_1)}{n\omega_1} \right] = - \left[ 1 - \frac{d_{\text{эфф}}(\omega_1)}{d_{\text{эфф}}(n\omega_1)} \right] \quad (4)$$

Однако следует иметь в виду, что  $\Delta\omega_n / n\omega_1$  отличается от  $\Delta\omega_n^* / n\omega_1$  на величину порядка  $(\Delta\omega_n / n\omega_1)^2$ . В самом деле, считая отрезок дуги  $AB$  (см. фигуру) прямой ( $\rho_0 \epsilon \omega_1 \gg 1$ ) и рассмотрев получившиеся при этом подобные треугольники, можно написать

$$\frac{\Delta\omega_n - \Delta\omega_n^*}{\Delta\omega_n^*} = \frac{\Delta\omega_n^*}{\omega_n^* - \omega_1} \quad \text{или} \quad \frac{\Delta\omega_n - \Delta\omega_n^*}{\Delta\omega_n} = \frac{\Delta\omega_n^*}{(n-1)\omega_1} < \frac{\Delta\omega_n}{(n-1)\omega_1},$$

$$\text{откуда} \quad \frac{\Delta\omega_n - \Delta\omega_n^*}{n\omega_1} < \frac{\Delta\omega_n}{n\omega_1} \cdot \frac{\Delta\omega_n}{(n-1)\omega_1}. \quad \text{Очевидно,}$$

$$\frac{\Delta\omega_n - \Delta\omega_n^*}{n\omega_1} \sim \left( \frac{\Delta\omega_n}{n\omega_1} \right)^2 \quad \text{при } n = 3, 5, 7, \dots$$

Подставив в формулу (4) выражение для  $d_{\text{эфф}}(\omega) = \frac{1}{a} \ln(\rho_0 \epsilon \omega)$ , получим

$$\frac{\Delta\omega_n}{n\omega_1} = - \frac{\ln n}{\ln(\rho_0 \epsilon n \omega_1)} \quad (5)$$

Отсюда следует, что относительный сдвиг  $n$ -й резонансной частоты растет с увеличением номера гармоники и уменьшается с увеличением произведения  $\rho_0 \epsilon n \omega_1$ .



$\rho_0$ , ом·м	$a$ , м <sup>-1</sup>	$\omega_1$ , сек <sup>-1</sup>	$\frac{\Delta\omega_1}{3\omega_{1\text{теор}}}$ , %	$\frac{\Delta\omega_3^*}{3\omega_{3\text{эксп}}}$ , %	$\frac{\Delta\omega_5}{5\omega_{5\text{теор}}}$ , %	$\frac{\Delta\omega_5^*}{5\omega_{5\text{эксп}}}$ , %
1, 1·10 <sup>4</sup>	1,72·10 <sup>5</sup>	1,86·10 <sup>8</sup>	17,4	14,0	23,5	17,6
3, 5·10 <sup>6</sup>	5,95·10 <sup>5</sup>	2,95·10 <sup>8</sup>	8,7	7,5	12,3	11,0
10 <sup>8</sup>	1,04·10 <sup>6</sup>	3,90·10 <sup>8</sup>	6,8	6,1	9,6	8,5

Результаты численного расчета по формуле (5) и экспериментального исследования преобразователя сведены в таблицу. Измерение параметров диффузионных слоев производилось методом, описанным в работе [1]. В качестве пьезополупроводникового материала использовались монокристаллические образцы низкоомного CdS ( $\rho \sim 1$  ом·см) с размерами  $10 \times 10 \times 40$  мм. Гексагональная ось была ориентирована нормально относительно продольной оси образца, так что диффузионный слой, образованный на одном из торцов, служил преобразователем сдвиговых волн. Амплитудно-частотные характеристики интегральных линий задержки измерялись в импульсном эхо-режиме стандартным способом.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Е. К. Грищенко, Л. А. Сысоев. Метод исследования характеристик диффузионных слоев в полупроводниковых кристаллах. Акуст. ж., 1967, 13, 3, 361—366.
2. А. А. Ананьева. К вопросу о смещении резонансных частот плоского пьезоэлектрического излучателя при работе на активную нагрузку. Акуст. ж., 1957, 3, 3, 282—285.
3. Е. К. Грищенко. Об особенностях электроакустических характеристик пьезополупроводниковых преобразователей. Тр. VI Всесоюзной акустической конференции, 1968.

Акустический институт АН СССР  
Москва

Поступило в редакцию  
17 октября 1967 г.

УДК 534.26

### РАССЕЯНИЕ ЗВУКА ТОНКИМ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫМ СТЕРЖНЕМ

*Л. М. Лямшев, В. А. Чернова*

Выберем цилиндрическую систему координат  $r, \varphi, z$  так, чтобы ось бесконечного полупроводникового стержня кругового сечения радиуса  $a$  совпадала с осью  $z$  координатной системы. Предположим, что стержень окружен идеальной жидкостью.

Пусть на стержень падает под некоторым углом плоская монохроматическая волна единичной амплитуды

$$p_i = \exp[ik_r \cos \varphi r + ik_z z], \quad r > a, \quad (1)$$

где  $k_r^2 + k_z^2 = k^2 = \omega^2 / c^2$ . Множитель  $\exp(-i\omega t)$  всюду опускаем. Требуется определить звуковое поле рассеянной волны.

В целях упрощения допустим, что в стержне не могут существовать никакие виды колебаний, кроме изгибных, когда движение каждого элемента стержня сводится к перемещению в направлении, перпендикулярном оси. На границе стержня с жидкостью нормальные составляющие скоростей смещений поверхности стержня и в жидкости должны быть равны

$$v \cos \varphi = - \frac{i}{\omega \rho} \frac{\partial p}{\partial r} \Big|_{r=a} \quad (2)$$

Скорость нормальных смещений поверхности стержня для изгибных колебаний  $v(z)$  подчиняется уравнению движения

$$\frac{\partial^4 v(z)}{\partial z^4} - \omega^2 m_1 v(z) = -i\omega F(z), \quad r = a, \quad (3)$$