Механическое сопротивление ($Z_м$) колебательной системы, найденное для средней частоты фильтра, будет

$$Z_м = \frac{(\alpha_2^2 - \alpha_0^2)}{4l_p} \sqrt{EI\mu}, \tag{13}$$

где E – модуль упругости материала резонатора, I – момент инерции поперечного сечения резонатора

$$I = \frac{bh^3}{12}. \tag{14}$$

Используя формулы (2), (13) и (14), определим ширину (b) резонатора

$$b = \frac{4l_p Z_м}{h^2(\alpha_2^2 - \alpha_0^2)} \sqrt{\frac{12g}{E\rho}}. \tag{15}$$

Здесь величиной (h) необходимо задаться исходя из габаритов и физической реализуемости колебательной системы; величина механического сопротивления ($Z_м$) связана с заданными нагрузочными сопротивлениями ($Z_н$) фильтра соотношением [4]

$$Z_м = \frac{y^2}{Z_н}, \tag{16}$$

где y – коэффициент электромеханической связи преобразователей.

При практической реализации фильтра с электромагнитными преобразователями численное значение коэффициента (y) принимается в пределах $1 \cdot 10^{-6} \div 7 \cdot 10^{-6}$ (СГСМ).

Экспериментальное исследование рассчитанных по данному методу колебательных систем показало, что частоты среза f_1 и f_2 отличаются от расчетных в пределах $0{,}2 \div 7\%$ при отношниях l_1/l_p, не превышающих 0,25.

В заключение необходимо отметить, что анализ выражений (11) и (12) показывает возможность регулирования полосы пропускания фильтра путем измерения размера l_1 путем применения разъемного зажима для концов резонаторов. Это позволяет использовать одну и ту же колебательную систему для построения фильтров с разной шириной полосы пропускания, что в конечном счете упрощает технологию изготовления фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Кровяков. Электромеханический фильтр, Авт. свид. № 231682 от 27.05.1967.
2. И. М. Бабаков. Теория колебаний. М., «Наука», 1965.
3. И. В. Ананьев. Справочник по расчету собственных колебаний упругих систем. М.– Л., Гостехиздат, 1946.
4. Н. Д. Босый. Электрические фильтры. Киев, Гостехиздат, 1959.

Поступила
20 мая 1972 г.

УДК 534.26

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ УСИЛЕНИЯ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ СВОБОДНЫХ ГРАНИЦ ПЬЕЗОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Л. М. Лямшев, К. С. Шевяхов

Известно [1], что амплитуда ультразвуковой волны, отраженной в условиях резонанса совпадения [2] от тонкой пьезополупроводниковой пластины в жидкости, увеличивается при некотором значении сверхзвукового дрейфа носителей, т. е. отраженная волна в жидкости усиливается. Ниже рассматривается отражение плоской сдвиговой волны от свободной границы пьезодиэлектрика класса C_{6v} или C_{4v}, отделенного тонким зазором от полупроводника, в котором имеет место дрейф носителей заряда. Показано, что и в этом случае может наблюдаться усиление отраженной волны при сверхзвуковом значении дрейфа носителей заряда в полупроводниковом материале.

Пусть пьезодиэлектрик ориентирован в системе координат xyz таким образом, что ось симметрии высшего порядка, вдоль которой направлены сдвиговые смещения частиц в падающей волне, ортогональна плоскости падения xy. В этом случае сдвиговое смещение u_1 и потенциал электрического поля Ψ_1 в пьезодиэлектрике ($y>0$)

определяются равенствами

$$u_1 = e^{ik(\sin\theta x - \cos\theta y)} + A_R e^{ik(\sin\theta x + \cos\theta y)}, \tag{1}$$

$$\Psi_1 = \frac{4\pi e_{15}}{\varepsilon_{11}} u_1 + C e^{ik(\sin\theta x)} e^{-k\cos\theta y}.$$

Здесь $k=2\pi/\lambda$, λ – длина сдвиговой волны, A_R – коэффициент отражения, e_{15} и ε_{11} – пьезоэлектрическая и диэлектрическая постоянные пьезодиэлектрика, C – постоянная, определяемая из граничных условий.

Ограничиваясь случаем $h/\lambda \ll 1$, где h – толщина зазора, пренебрежем изменением потенциала электрического поля в пределах зазора. Предполагая далее полупроводник ($y<0$) изотропным и ограничиваясь диапазоном частот $\omega \ll \sqrt{\omega_D \omega_C}$, где ω_D – диффузионная частота, а ω_C – частота релаксации проводимости, напишем для потенциала Ψ_2 электрического поля при $y<0$

$$\Psi_2 \simeq D e^{ik\sin\theta x} e^{k\cos\theta y}. \tag{2}$$

Упругая деформация в полупроводнике при этом отсутствует.

Для определения коэффициентов A_R, C и D воспользуемся граничными условиями непрерывности потенциала, отсутствия механических напряжений и разрыва нормальной составляющей вектора электрической индукции [3] при $y \simeq 0$. Подставляя выражения (1) и (2) в соответствующие соотношения для граничных условий, получаем систему неоднородных алгебраических уравнений, решая которую, находим

$$A_R = \frac{1 + \dfrac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon}(1+\delta)^{-1} + iK^2 \operatorname{tg}\theta}{1 + \dfrac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon}(1+\delta)^{-1} - iK^2 \operatorname{tg}\theta}, \quad C = -\frac{(8\pi e_{15}/\varepsilon_{11})}{1 + \dfrac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon}(1+\delta)^{-1} - iK^2 \operatorname{tg}\theta}, \tag{3}$$

$$D = -\frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon}(1+\delta)^{-1} C,$$

где $\mathcal{K}^2 = \bar{K}^2/(1+\bar{K}^2)$ – квадрат коэффициента электромеханической связи, $\bar{K}^2 = 4\pi e_{15}^2/$ $/\lambda_{44}\varepsilon_{11}$, λ_{44} – модуль сдвига, $\delta = i\dfrac{\omega_c}{\omega}\left(\gamma + i\dfrac{\omega}{\omega_D}\sin^2\theta\right)^{-1}$ – поправка на свойства проводимости, $\gamma = 1 - \dfrac{vk}{\omega}\sin\theta$ – параметр дрейфа, v – скорость дрейфа носителей, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Заметим попутно, что если $\omega_c/\omega = 0$, $\delta=0$, а $\varepsilon=1$, т. е. полупроводник отсутствует, то формулы (3) переходят в соответствующие выражения работы [4], автор которой рассматривал отражение сдвиговой волны от плоской границы пьезодиэлектрического кристалла с вакуумом. При этом в формулах работы [4] под отношением m_1/m_2 следует понимать величину $-\operatorname{tg}\theta$.

С целью выяснения влияния дрейфа носителей заряда в полупроводнике на характер отражения сдвиговой волны в пьезодиэлектрике воспользуемся методом возмущения. Выбирая в качестве нулевого приближения решение, описываемое выражением (3) при условии $\delta=0$, и полагая, что в случае слабой проводимости наличие проводимости, т. е. $\delta \neq 0$, скажется прежде всего на фазовых соотношениях, напишем

$$A_R = |A_R(\xi)| e^{i\varphi_R(\xi)} \simeq |A_R(\xi_0)| \exp\left[i\left\{ \varphi_R(\xi_0) + \left.\frac{\partial \varphi_R(\xi)}{\partial \xi}\right|_{\xi=\xi_0} (\xi-\xi_0) + \ldots \right\}\right],$$

где $\xi = (1+\delta)^{-1}$ – параметр возмущения.

$$\xi_0 = \xi|_{\delta=0} \equiv 1, \qquad \varphi_R(\xi) = \operatorname{arc\,tg}\frac{\operatorname{Im}(A_R(\xi))}{\operatorname{Re}(A_R(\xi))}.$$

В силу комплексности ξ можно показать, что величина $|A_R(\xi)|$ возмущенного состояния определится равенством

$$|A_R(\xi)| \simeq |A_R(\xi_0)| \exp\left[-\operatorname{Im}(\xi) \left(\frac{\partial \varphi_R(\xi)}{\partial \xi}\right)_{\xi=\xi_0} \right]. \tag{4}$$

Учитывая, что $|A_R(\xi_0)|=1$, для коэффициента усиления G отраженной волны в децибелах по отношению к амплитуде падающей волны, получаем выражение

$$G \simeq -17{,}36 \frac{K^2\gamma \dfrac{\omega_c}{\omega}\dfrac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon} \operatorname{tg}\theta}{\gamma^2 + \dfrac{\omega_c^2}{\omega^2}\left(1+\dfrac{\omega^2}{\omega_D\omega_C}\sin^2\theta\right)^2\left(1+\dfrac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon}\right)^2 + K^4\operatorname{tg}^2\theta}. \quad (5)$$

Из выражения (5) можно видеть, что при $\gamma<0$ (сверхзвуковой дрейф) $G>0$ и усиление отраженной волны максимально при

$$\theta \sim \theta^* = \operatorname{arc\,tg}\frac{1+\varepsilon/\varepsilon_{11}}{K^2}, \quad \omega \to \sqrt{\omega_D\omega_C}.$$

В случае дозвукового дрейфа $\gamma>0$, $G<0$ и отраженная волна ослабляется.

Из рассмотрения полученных соотношений вытекает, что перспективными с точки зрения экспериментального обнаружения явления усиления отраженной волны могут быть пьезокристаллы с сильной электромеханической связью и полупроводники с высокой подвижностью носителей.

Заметим в заключение, что в отличие от случая усиления, описанного в [1], величина G остается конечной во всем интервале углов падения θ и для реализации усиления достаточно выполнения единственного условия: $\gamma<0$. Можно отметить также, что обращение знаменателя выражений (3) в нуль определяет дисперсионное уравнение для сдвиговой поверхностной волны, основные свойства которой были описаны ранее в работах [5, 6].

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. М. Лямшев. Прохождение звука через пьезополупроводниковую пластинку в жидкости. Акуст. ж., 1968, **14**, 3, 474–476.
2. Л. М. Лямшев. Отражение звука тонкими пластинами и оболочками в жидкости. М., Изд-во АН СССР, 1955.
3. И. А. Викторов. Рэлеевские волны в полупроводниковых пьезоэлектрических кристаллах арсенида галлия. Докл. АН СССР, 1969, **187**, 2, 294–297.
4. В. Н. Любимов. Особенности отражения упругих волн в гексагональных и тетрагональных пьезоэлектриках. Кристаллография, 1971, **16**, 3, 563–567.
5. J. L. Bleustein. A new surface wave in piezoelectric materials. Appl. Phys. Letts., 1968, **13**, 2, 412–413.
6. Ю. В. Гуляев. Поверхностные электрозвуковые волны в твердых телах. Письма ЖЭТФ, 1969, **9**, 1, 63–65.

Акустический институт
Академии наук СССР

Поступила
20 июля 1973 г.

УДК 536.286

ИЗМЕНЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ЗАТУХАНИЯ УЛЬТРАЗВУКА В ГОРНЫХ ПОРОДАХ ПОСЛЕ НАГРЕВА

В. М. Меркулова

В связи с проблемами геоакустики возникает задача исследования акустических характеристик горных пород при различного рода термодинамических воздействиях, в частности, при нагреве. Известно, что при нагревании весьма существенно изменяются упругостные свойства пород [1]. Представляет интерес также изучить влияние температурных воздействий на затухание ультразвуковых волн. Ниже приводятся результаты измерения коэффициента затухания и скорости продольных ультразвуковых волн в двух весьма распространенных породах – кварците и габбро, подвергнутых предварительному нагреву до различных температур в пределах от 200 до 900° C.