Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 21, вып. 2, 97—100 (1986)

УДК 534.121.1

ЗАВИСИМОСТЬ АМПЛИТУДЫ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ В ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛАСТИНЕ ОТ ПРОВОДИМОСТИ КРИСТАЛЛА

Р. П. ВАРДАПЕТЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 января 1985 г.)

В линейном приближении решена задача о возбуждении упругих волн в пластине пьезополупроводникового кристалла с учетом взаимодействия волны с электронами проводимости. Получено выражение для амплитуды волны в пластине в зависимости от проводимости кристалла.

Выражение для амплитуды ультразвука хорошо известно для диэлектрической пластины, колеблющейся в вакууме [1] или в изотропной среде [2]. При решении задачи о возбуждении упругих волн в пластине пьезополупроводникового кристалла типа ZnO или CdS, проводимость которого может меняться в широких пределах, необходимо учесть взаимодействие ультразвука со свободными носителями.

Рассмотрим находящуюся в контакте с изотропной непьезоэлектрической средой и покрытую бесконечно тонкими металлическими электродами пластину пьезополупроводникового кристалла гексагональной симметрии, вырезанную перпендикулярно главной оси. В такой пластине могут возбуждаться только продольные волны, так что задача является одномерной. Пусть к электродам приложена разность потенциалов $V\exp(i\omega t)$, причем потенциалы на обкладках есть

$$\varphi(0) = -\varphi(d) = \pm V/2, \tag{1}$$

где d — толщина пластинки. Вследствие этого все переменные величины T, E, φ, u изменяются со временем по тому же закону.

Для решения задачи используем граничные условия непрерывности напряжения T и смещения u, а также условие (1) для потенциала. Вне пьезополупроводника упругие волны уходят от пластины, так что $u_1 = U_1 \exp(\pm ik_1 x)$, $k_1 = \omega/v_1$, $v_1 = (c_1/\rho_1)^{1/2}$, где v_1 — скорость продольной волны в изотропной среде с упругим модулем c_1 и плотностью ρ_1. Внутри кристалла смещение u ищем в виде стоячей волны $U\cos(kx+\varphi) = A\cos kx + B\sin kx$.

Для вывода необходимых нам выражений для T и φ воспользуемся соотношением [3]

$$e\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = \left(\frac{i\sigma}{\omega} - \varepsilon\right)\frac{\partial E}{\partial x}, \tag{2}$$

связывающим смещение с электрическим полем в пьезополупроводнике (в пренебрежении диффузией и эффектами захвата носителей, а также нелинейными эффектами). Проинтегрировав соотношение (2) и подставив полученное выражение в уравнение $T = c\,\partial u/\partial x - eE$ для пьезоэлектрической среды, получим

$$T = c\,(1+\beta\varkappa^2)\frac{\partial u}{\partial x} - eE_1, \tag{3}$$

где $\beta = (1 - i\,\omega_c/\omega)^{-1}$, $\omega_c = \sigma/\varepsilon$ — частота релаксации проводимости σ, ε — диэлектрическая проницаемость, $\varkappa$ — коэффициент электромеханической связи, e — пьезомодуль.

Выражение, связывающее смещение u с потенциалом φ, получим, проинтегрировав дважды соотношение (2):

$$\varphi = \frac{e}{\varepsilon}\,\beta u - xE_1 + \varphi_1, \tag{4}$$

где E_1 и φ_1 — константы интегрирования, значения которых можно найти из выражений (1) и (4):

$$\varphi_1 = \frac{V}{2} - \frac{e}{\varepsilon}\,\beta A, \tag{5}$$

$$E_1 = \frac{1}{d}\left\{V + \frac{e}{\varepsilon}\,\beta\left[A\,(\cos kd - 1) + B\sin kd\right]\right\}. \tag{6}$$

Воспользовавшись далее граничными условиями непрерывности T и u, после несложных преобразований получим систему алгебраических уравнений для амплитуд A и B:

$$\begin{gathered}\left[(1-\cos kd)\,\frac{\varkappa^2}{kd}\,\beta + i\eta\right]A + \left[(1+\beta\varkappa^2) - \beta\,\frac{\varkappa^2}{kd}\sin kd\right]B = \frac{eV}{ckd},\\ \left[(1-\cos kd)\,\frac{\varkappa^2}{kd}\,\beta - (1+\beta\varkappa^2)\sin kd - i\eta\cos kd\right]A + \\ + \left[(1+\beta\varkappa^2)\cos kd - \beta\,\frac{\varkappa^2}{kd}\sin kd - i\eta\sin kd\right]B = \frac{eV}{ckd}.\end{gathered} \tag{7}$$

Здесь $\eta = c_1k_1/ck = (\rho_1c_1/\rho c)^{1/2}$.

Так как k — комплексная величина, то с помощью дисперсионного уравнения $(\omega/k)^2 = v_0^2\,(1+\beta\varkappa^2)$ ее удобно заменить на

$$k = k_0\,(1+\beta\varkappa^2)^{-1/2} \simeq \frac{\omega}{v_0}\left(1 + \frac{1}{2}\,\beta\varkappa^2\right). \tag{8}$$

Что касается волнового вектора в аргументе тригонометрических функций, то его удобно представить в виде ω/v, где скорость ультразвука v зависит от проводимости кристалла σ следующим образом [3]:

$$v = v_0^E\left[1 + \frac{\varkappa^2}{2}\,\frac{1}{1+(\sigma/\varepsilon\omega)^2}\right]. \tag{9}$$

Решение системы уравнений (7) с учетом соотношения (8) дает для вещественных частей амплитуд A и B выражения

$$\operatorname{Re} A = \frac{eV}{c}\,\frac{p}{m^2+n^2}, \quad \operatorname{Re} B = \frac{eV}{c}\,\frac{q}{m^2+n^2}, \tag{10}$$

где

$$p = 2\varkappa^2\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right) - \frac{\omega d}{v_0}\left(1+\frac{7}{2}\varkappa^2\right)\sin\frac{\omega d}{v}\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right) -$$

$$-\frac{\omega d}{v_0}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 \sin\frac{\omega d}{v}\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right) - \frac{3\varkappa^2}{2}\frac{\omega d}{v_0}\eta\frac{\omega_c}{\omega}\sin^2\frac{\omega d}{v},$$

$$q = -2\varkappa^2\sin\frac{\omega d}{v}\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right) + \frac{\omega d}{v_0}\left(1+\frac{7}{2}\varkappa^2\right)\sin^2\frac{\omega d}{v} +$$

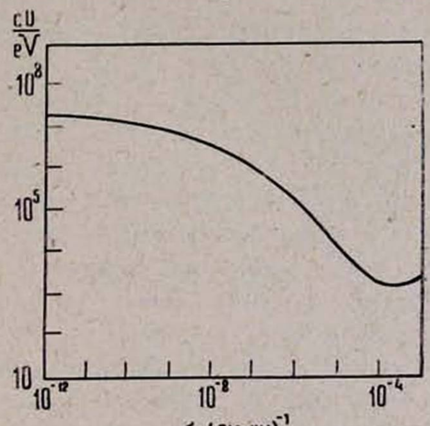
$$+\frac{\omega d}{v_0}\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2\sin^2\frac{\omega d}{v} + \frac{3\varkappa^2}{2}\frac{\omega d}{v_0}\eta\frac{\omega_c}{\omega}\sin\frac{\omega d}{v}\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right),$$

$$m = -2\varkappa^2\left(1-\cos\frac{\omega d}{v}\right) + \frac{\omega d}{v_0}\left(1+\frac{3}{2}\varkappa^2\right)\sin\frac{\omega d}{v} + 2\eta\frac{\omega d}{v_0}\frac{\omega_c}{\omega}\cos\frac{\omega d}{v},$$

$$n = -2\varkappa^2\eta\sin\frac{\omega d}{v} - \frac{\omega d}{v_0}\frac{\omega_c}{\omega}\sin\frac{\omega d}{v} + (2+\varkappa^2)\eta\frac{\omega d}{v_0}\cos\frac{\omega d}{v}.$$

В выражениях для p и q отброшены члены, пропорциональные $\varkappa^4$ и η^2.

Результаты расчета представлены графически на рисунке. В случае $\omega_c = 0$ выражения (10) переходят в известные выражения для диэлектри-



Зависимость безразмерной амплитуды от проводимости в пластине кристалла CdS толщиной 0,2 мм, колеблющейся в воздухе. Резонансная частота составляет 11 мГц.

ческой пластины, колеблющейся в изотропной среде [2], а если положить и $\eta = 0$ — то в вакууме [1].

Автор признателен Р. М. Авакяну за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Берлинкур Д., Керран Д., Жаффе Г.* В кн.: Физическая акустика (под ред. У. Мэзона). Изд. Мир, М., 1966, т. 1А, с. 279.

2. *Балакирев М. К., Гилинский И. А.* Волны в пьезокристаллах. Изд. Наука, Новосибирск, 1982.
3. *Hutson A. R., White D. L.* J. Appl. Phys., 33, 40 (1962).

ՊՅԵԶՈԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԻԹԵՂՈՒՄ ԳՐԳՌՎԱԾ ՈՒԼՏՐԱՁԱՅՆԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԱՄՊԼԻՏՈՒԴԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ԲՅՈՒՐԵՂԻ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Ռ. Պ. ՎԱՐԴԱՊԵՏՅԱՆ

Գծային մոտավորությամբ լուծված է պյեզոկիսահաղորդչային թիթեղում առաձգական ալիքների գրգռման խնդիրը, հաշվի առնելով ալիքի փոխազդեցությունը ազատ էլեկտրոնների հետ։ Ստացված է արտահայտություն ալիքի ամպլիտուդի համար, որը կախված է բյուրեղի հաղորդականությունից։

DEPENDENCE OF ULTRASONIC WAVE AMPLITUDE IN PIEZOELECTRIC SEMICONDUCTOR PLATE ON CRYSTAL CONDUCTIVITY

R. P. VARDAPETYAN

The problem of ultrasonic wave generation in a plate of piezoelectric semiconductor is solved in linear approximation taking into account the interaction of the wave with conduction electrons. An expression was obtained for the wave amplitude as a function of crystal conductivity.