

УДК 537.2 : 539.3

УСИЛЕНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ВОЛН В СИСТЕМЕ,
СОСТОЯЩЕЙ ИЗ РОМБИЧЕСКОГО ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКА КЛАССА 222 И
ПОЛУПРОВОДНИКА

Даноян З.Н., Берберян А.Х

Ключевые слова: электроупругая сдвиговая волна, отражение, усиление и поглощение, ромбический пьезоэлектрик, полупроводник.

Keywords: Amplification, reflection and absorption, electro-elastic shear wave, piezoelectric rhombic crystal of 222 class, semiconductors.

Զ.Ն.Դանոյան, Ա.Խ.Բերբերյան

Սահքի էլեկտրաառաձգական ալիքի ուժեղացումը և կլանումը շեղանկյուն 222 դասի պլեզոէլեկտրիկ բյուրեղից և կիսահաղորդից կազմված շերտավոր համակարգում

Դիտարկված է սահքի էլեկտրաառաձգական հարթ ալիքի անդրադարձումը, ուժեղացումը կամ կլանումը 222 դասի շեղանկյուն պլեզոէլեկտրիկ բյուրեղի և կիսահաղորդից կազմված շերտավոր համակարգում, ակուստիկ կոնտակտի բացակայության դեպքում: Գտնված են ալիքային դաշտերը պլեզոէլեկտրիկ բյուրեղում և կիսահաղորդչում, որոշված են առաջացող ալիքների լայնույթային գործակիցները: Ցույց է տրված, որ բյուրեղում առաջանում է ուղեկցող մակերևութային ալիք, որի պատճառով էլ տեղի է ունենում ուժեղացում:

Z.N.Danoyan, A.Kh.Berberyan

Amplification and absorption of acousto-electric waves in the system of piezoelectric rhombic crystal of 222 class and semiconductor

The reflection, amplification and absorption of plane electro-elastic shear wave from the boundary of piezoelectric rhombic crystal of 222 class and semiconductor in the absence of acoustic contact is considered. The wave fields' in the piezoelectric crystal and semiconductor are found. The amplitude ratios of arising waves are determined. It is shown, that in the crystal the attendant surface waves are occurred, in consequence of which, the amplification is took place.

Рассмотрено отражение, усиление и поглощение плоской электроупругой сдвиговой волны от границы раздела пьезоэлектрического ромбического кристалла класса 222 и полупроводника при отсутствии акустического контакта. Найдены волновые поля в пьезоэлектрическом кристалле и в полупроводнике, определены амплитудные коэффициенты возникающих волн. Показано, что в кристалле возникают сопутствующие поверхностные волны, вследствие чего имеет место усиление.

1.Введение. Особый интерес в последнее время приобрели вопросы, связанные с взаимодействием электронных потоков с различными волнами [10,11], существующими в той или иной системе, а также систем, в которых один из слоев – пьезоэлектрик [12-15]. Одна из причин такого повышенного внимания к этим явлениям состоит в том, что в определенных условиях в системе с электронными потоками возможно усиление или генерация различных типов волн, как электромагнитных, так и звуковых. Физическая причина усиления и генерации волн

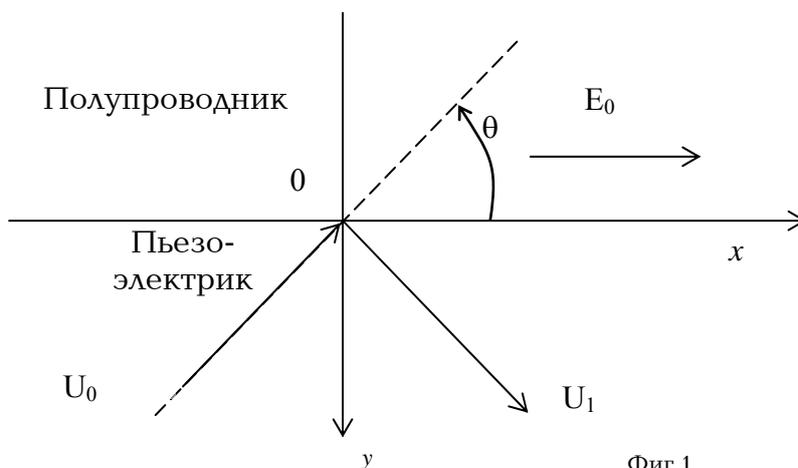
в таких системах одна и та же, а именно: черенковское излучение той или иной волны зарядом, движущимся со “сверхволновой” скоростью. [1].

Впервые исследование таких явлений было начато сравнительно давно (главным образом, применительно к газоразрядной плазме). В электронно-ионной плазме возможно распространение многих типов волн (особенно, при наличии магнитного поля [2]) и присутствие электронных потоков или пучков, как правило, приводит к нарастанию, т.е. к усилению или генерации тех или иных волн в системе [3,4,5]. В конечном счете, для газоразрядной плазмы это приводит к развитию неустойчивости.

При деформировании пьезоэлектрика в нем возникают пропорциональные деформации электрического поля. Такого рода поля создаются и при распространении звуковой волны в пьезоэлектрических кристаллах. В пьезоэлектриках сохраняется линейная связь между частотой волны и ее волновым вектором, однако эта связь зависит от направления распространения гораздо сложнее, чем в непьезоэлектриках (см., напр., [1]). Измеряя скорость волны при разных направлениях его распространения и поляризации, можно определить параметры, характеризующие упругие свойства пьезоэлектрического диэлектрика – компоненты тензора модулей упругости C_{ijkl} и компоненты пьезоэлектрического тензора e_{ikl} .

Значительно более разнообразные ситуации возникают в ограниченных пьезоэлектриках. В частности, в слоистых структурах пьезоэлектрик–полупроводник возможен заметный обмен энергией между подсистемами даже в отсутствии акустического контакта вследствие приповерхностных сопутствующих колебаний (СПК) [6,7].

2. Постановка задачи. Рассмотрим это явление в гидродинамическом приближении с ромбическим пьезоэлектриком. Пусть ромбический пьезоэлектрик класса 222, занимающий полупространство $y > 0$, граничит без акустического контакта с полупроводником с током, созданным внешним постоянным полем $\vec{E} = \{E_0, 0, 0\}$, занимающим полупространство $y < 0$ (фиг. 1), акустический контакт между средами отсутствует.



В объеме пьезоэлектрика задана сдвиговая волна со смещением и углом скольжения θ . Полное решение в пьезокристалле, описывающее сопутствующие поверхностные колебания, падающую и отраженную волны, дается выражениями (2.1), поскольку удовлетворяет исходным уравнениям ромбической пьезосреды (2.2) [8].

$$\begin{aligned} u &= [U_0 e^{-iq_0 y} + U_1 e^{iq_0 y} + iB\Phi_2 e^{-ry}] e^{i(px-\omega t)}, \\ \varphi &= [-U_0 A e^{-iq_0 y} + AU_1 e^{iq_0 y} + \Phi_2 e^{-ry}] e^{i(px-\omega t)}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где
$$A = \frac{(1+\beta)e \sin 2\theta}{2\varepsilon[1+(\gamma-1)\cos^2 \theta]}, B = \frac{\gamma(1+\beta)ep \cos^2 \theta}{cr[1+(\gamma-1)\cos^2 \theta]},$$

$$r = k\sqrt{\gamma}|\cos \theta| \sqrt{\frac{1+(\gamma-1+4\chi^2)\cos^2 \theta}{1+(\gamma-1)\cos^2 \theta}}, \quad \alpha = \frac{c_{55}}{c_{44}}, \quad \beta = \frac{e_{25}}{e_{14}}, \quad \gamma = \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_{22}}.$$

Уравнения ромбической пьезосреды:

$$\begin{aligned} c_{44} \left(\alpha \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_2^2} \right) + e_{14} (1+\beta) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_2} &= \rho \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}, \\ e_{14} (1+\beta) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x_1 \partial x_2} - \varepsilon_{22} \left(\gamma \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_2^2} \right) &= 0, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где c_{44} , c_{55} – упругие постоянные, e_{14} , e_{25} – пьезоэлектрические модули, ε_{11} , ε_{22} – диэлектрические проницаемости, ρ – плотность пьезокристалла, χ – коэффициент электромеханической связи. В работе используется система СИ.

Возмущения, возникающие в плазме, описываются линеаризованными уравнениями (2.3):

$$\varepsilon_* \Delta \varphi_* = -\delta n_{\sim}, \quad \frac{\partial n_{\sim}}{\partial t} + \frac{1}{\delta} \operatorname{div} j_{\sim} = 0, \quad j_{\sim} = -\sigma_0 \nabla \varphi_* + \delta n_{\sim} \mu E_0 - \delta D \nabla n_{\sim}. \quad (2.3)$$

3.Решение. Отыскивая решение системы в виде $\{n_{\sim}, \varphi_*\} = \{N_*, \Phi_*\} e^{i(q_* y + p x - \omega t)}$, получаем следующее дисперсионное уравнение:

$$(q_*^2 + p^2)[i(\omega - p v_0) - \omega_M - D](q_*^2 + p^2) = 0, \quad (3.1)$$

которое имеет две пары корней q_{*1}^2 и q_{*2}^2 :

$$q_{*1} = \pm i|p|, \quad q_{*2} = \pm i\gamma_* = \pm i(1 + \xi^2 \cos^2 \theta - i\eta)^{1/2} / r_0. \quad (3.2)$$

В (3.2) мы учли соотношение $p = k \cos \theta = \omega \cos \theta / s$ и ввели обозначения: D – коэффициент диффузии, $\sigma = \delta \mu N_*$ – проводимость, μ – подвижность носителей заряда, ω_M – максвеловская частота релаксации носителей тока в полупроводнике, N_* – амплитудное значение их концентрации, n_{\sim} – переменная часть их концентрации, ε_* – диэлектрическая проницаемость, Φ_* – переменный потенциал, $r_0 = (\omega_M / D)^{-1/2}$ – радиус Дебая; $\Delta_1 = 1 - v_0 / v_s$ – параметр дрейфа; $v_s = s / \cos \theta$ – скорость следа акустической волны на поверхности; $\xi = k r_0 p$, $\eta = \Delta_1 \omega / \omega_M$.

Отбирая из корней (3.2) те, которые соответствуют убывающим решениям при $y \rightarrow -\infty$, находим полное решение, описывающее поверхностные возмущения в полупроводнике:

$$\varphi_* = \Phi_* e^{|p|y} + [\delta / \varepsilon_* (p^2 - \gamma_*^2)] N_* e^{\gamma_* y}; \quad n_{\sim} = N_* e^{\gamma_* y}. \quad (3.3)$$

Граничные условия при $y = 0$ сводятся к непрерывности нормальной компоненты вектора индукции и потенциала и к обращению в нуль нормальных компонент тока в полупроводнике и тензора напряжений в пьезокристалле:

$$\varphi = \varphi_*, \quad \beta e_{14} \frac{\partial U}{\partial x} - \varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial y} = -\varepsilon_* \frac{\partial \varphi_*}{\partial y}, \quad \sigma_0 \frac{\partial \varphi_*}{\partial y} + \delta D \frac{\partial n_{\sim}}{\partial y} = 0, \quad c_{44} \frac{\partial U}{\partial y} + e_{14} \frac{\partial \varphi}{\partial x} = 0$$

Решая данную систему, находим амплитуды и коэффициент отражения:

$$U_1 = R U_0, \quad R = \frac{(n_1 - m_1 A) - i n_2 + (\ell + m_1 m)(b_1 + m_2) / m_2 m}{(n_1 - m_1 A) + i n_2 + (\ell + m_1 m)(b_1 + m_2) / m_2 m},$$

$$N_* = \frac{-(b_1 + m_2) U_0 - (b_1 - m_2) U_1}{m_2 m}, \quad \Phi_2 = A U_0 - A U_1 + m N_*, \quad (3.4)$$

$$\Phi_* = -A U_0 + A U_1 + \Phi_2 - C N_*,$$

где $m_1 = \varepsilon r - \beta e_{14} B p + \varepsilon_* |p|$, $m_2 = e_{14} p - c_{44} r B$, $b_1 = c_{44} q_0 + e_{14} p A$,

$$m = C - r_*(\sigma_0 C + \delta D) / \sigma_0 |p|, \quad C = \delta / \varepsilon_* (p^2 - r_*^2),$$

$$\ell = \varepsilon_* C (\varepsilon_* - |p|), \quad n_1 = \varepsilon_* p A, \quad n_2 = \beta e_{14} p - \varepsilon A q_0.$$

В общем случае R – величина комплексная, $|R|$ зависит от скорости дрейфа. Если $\xi \ll 1$, $|\eta| \ll 1$ и углы скольжения не слишком малы, $\theta \gg \chi_2^2 \varepsilon / \varepsilon_*$, то $|R| \cong 1$, т.е. отражение от “металлизированной” поверхности имеет обычный характер. При $\omega_M = 0$ возникает полное внутреннее отражение при любых углах скольжения (исключение – случай нормального падения ($\theta = \pi/2$) и скольжения под углами, которые определяются из уравнения: $1 - (1 + \gamma\beta) \cos^2 \theta = 0$). Наиболее сильно $|R|$ изменяется при $\xi \ll 1$, $|\eta| \ll 1$.

Физический механизм изучаемого эффекта принципиально связан с существованием СПК. В приграничной области помимо объемных потоков звуковой P_y^{SO} и электромагнитной P_y^{EO} энергии существуют потоки, обусловленные интерференцией объемных волн и СПК: P_y^{SO}, P_y^{EI} , так что $P_y^S = P_y^{SO} + P_y^{SI}$ и $P_y^E = P_y^{EO} + P_y^{EI}$. При $y = 0$ $\bar{P}_y^S = 0$, т.е. полный поток энергии на границе является электромагнитным, а при $y \rightarrow \infty$ $P_y^{EI} \rightarrow 0$, $\bar{P}_y^{EO} \ll P_y^{SO}$, то есть поток энергии, в основном, звуковой. Поскольку среднее суммарной энергии $W_S + W_E$ за период изменения волны равно нулю, суммарный поток $\bar{P}_y^E + \bar{P}_y^S = \text{const} = P_y^E(0)$ [9].

Заключение. Таким образом, в приграничной области пьезоэлектрика происходит трансформация электромагнитной энергии в звуковую. Обмен энергией между носителями тока и волной электрического поля определяется стандартными условиями. При $\Delta_1 > 0$ носители в среднем поглощают втекающую энергию и отраженный поток меньше падающего, т.е. $|R| < 1$; при $\Delta_1 < 0$ носители тормозятся волной и отдают энергию полю, поэтому \bar{P}_y^E меняет знак, и $\bar{P}_{y, \text{Re} \text{ flekt.}} > \bar{P}_{y, \text{Fall}}$, $|R| > 1$. Усиление акустоэлектрической волны будет тем значительнее, чем больше поток энергии, втекающий из полупроводника. При малых ξ индукция на границе существенно увеличивается из-за больших градиентов концентрации носителей в плазме полупроводника, что и приводит к заметному усилению (или ослаблению) акустоэлектрической волны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Келдыш Л.В. О влиянии ультразвука на электронный спектр кристалла //ФТТ. 1962. Т.4. Вып.8. С. 2265–2267.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.:Физматгиз, 1960.
3. Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных средств. М.: Атомиздат, 1961.

4. Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. //Сб. статей под редакцией Синельникова К.Д. Киев: 1963.
5. Гинзбург В.Л. Некоторые вопросы теории излучения при сверхсветовом движении в среде //УФН. 1959. Т.69. Вып.4. С.537–564.
6. Hutson A.R. McFee J.H., White D.L. Ultrasonic amplification in CdS // Phys. Rev. Lett. 1961. V.7. №4. P.237-241.
7. Мак-Фи Дж. Распространение и усиление звуковых волн в пьезоэлектрических полупроводниках.//В кн.: Физическая акустика / Под редакцией У Мэзона. Т.6. М.: Мир, 1969. С .13-62.
8. Багдасарян Г.Е., Даноян З.Н., Берберян А.Х. Отражение электроупругой сдвиговой волны от границы раздела ромбического пьезоэлектрического кристалла класса 222 и вакуума // Изв. НАН Армении. Механика. 2002. Т.55. №3. С.42–48.
9. Балакирев М.К., Гишинский И.А. Волны в пьезоэлектриках. Новосибирск: Наука, 1982. 240с.
10. E.Dieulesaint, D.Royer. Onges Elastiques Dans les solides: Application au traitement du signal. Masson. 1998.
11. G.S.Kino Acoustic waves; Devices, imaging and analog signal processing. 1990.
12. J.S.Yang Acoustic Gap Waves in Piezoelectromagnetic Materials // Mathematics and Mechanics of Solids. 2006. V.11. P.451-458.
13. Q.Wang, Varadan V.K. Wave propagation in piezoelectric coupled plates by use of interdigital transducer. Part 2: Wave excitation by interdigital transducer // International Journal of Solids and Structuris. 2002. V.39. P.1131-1144.
14. Liu H., Wang Z.K., Wang T.J. Effect of initial stress on the propagation behavior of Love waves in a layered piezoelectric structure // International Journal of Solids and Structuris. 2001. V.38. P.37-51.
15. H. Liu, Z.B.Kuang, Z.M.Cai. Propagation of Bleustein-Gulyaev waves in a prestressed layeredpiezoelectric structure – Ultrasonics 2003. V.41. P.397-405.

Институт механики
НАН Армении

Поступила в редакцию
18.01.2007