

АКУСТИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ НА ПОВЕРХНОСТИ ПЬЕЗОКРИСТАЛЛА, ВОЗМУЩЕННОЙ ВНЕШНИМ ПЕРИОДИЧЕСКИМ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ

С.Н.Курилкина, Н.П.Казаков, К.Г.Юрченко

Закономерности распространения поверхностных акустических волн (ПАВ) вдоль периодически неровной, а также возмущенной внешним воздействием поверхности в настоящее время являются объектом широких теоретических и экспериментальных исследований [1-3]. Интерес к этим исследованиям обусловлен возможностью практического использования периодических структур для создания линий задержки, фильтров и т.д. В настоящей работе рассматриваются особенности распространения и преобразования как рэлеевских, так и сдвиговых ПАВ на поверхности пьезокристалла класса $6mm$, к которой приложено периодическое внешнее электрическое поле, и обсуждается возможность практического применения данной структуры в акустоэлектронных устройствах. Предложен способ получения и экспериментально исследованы характеристики фильтра на ПАВ, действие которого основано на использовании периодического возмущения поверхности пьезокерамики электрическим полем.

Пусть свободная поверхность кристалла гексагональной симметрии (класс $6mm$) совпадает с плоскостью x_1x_2 кристаллографической системы координат, а ось x_2 направлена внутрь данной среды. На поверхность пьезокристалла воздействует внешнее электрическое поле, периодическое в направлении оси x_1 , созданное, например, с помощью системы равноотстоящих тонких металлических полосок, параллельных x_3 , к которым приложен знакопеременный потенциал $\pm\varphi_0/2$ (рис. 1). При ширине полосок, равной расстоянию между ними, зависимость потенциала электрического поля от координат в основном определяется вкладом лишь нулевой гармоники [4] и приближенно представима в виде

$$\varphi(x_1, x_2) = \varphi_0 \sin qx_1 e^{-qx_2}, \quad (1)$$

где $q = (2\pi)/h$, $h/2$ — расстояние между полосками.

Вектор напряженности электрического поля $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$, как следует из (1), периодически изменяет свою ориентацию в приповерхностной области пьезокристалла от коллинеарного поверхности раздела к ортогональному последней. Указанное изменение направления \mathbf{E} является причиной возникновения периодического возмущения упругих свойств кристалла — электрострикционной решетки [5]; при этом упругие модули среды

$$\tilde{C}_{ijlm}(x_1, x_2) = C_{ijlm} + \delta C_{ijlm}(x_1, x_2), \quad (2)$$

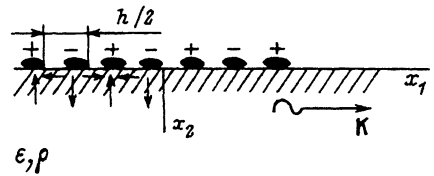
где

$$\Delta C_{11} = \rho [\Delta v_i^2(0, E_0) - \Delta v_i^2(E_0, 0)] \cos 2qx_1 e^{-2qx_2},$$

$$\Delta C_{66} = \rho [\Delta v_{i_1}^2(0, E_0) - \Delta v_{i_1}^2(E_0, 0)] \cos 2qx_1 e^{-2qx_2},$$

$$\Delta C_{12} = \Delta C_{11} - 2\Delta C_{66},$$

Рис. 1. Схема нанесения электродов (к вопросу о возникновении электрострикционной решетки).



$$\Delta C_{44} = \rho [\Delta v_{t_2}^2(0, E_0) - \Delta v_{t_2}^2(E_0, 0)] \cos 2qx_1 e^{-2qx_2}$$

оказываются периодически изменяющимися в направлении распространения волны и зависят от величины приложенного поля $E_0 = |\mathbf{E}|$; ρ — плотность среды; $\Delta v_{l, t_1, t_2}$ — изменение скоростей продольной и поперечных объемных волн, распространяющихся вдоль оси x_1 , при переходе от ориентации внешнего поля \mathbf{E} , ортогонального оси x_1 , к коллинеарному.

Как известно [6], при распространении в плоскости, перпендикулярной оси симметрии четного порядка, акустические волны распадаются на два класса: квазипродольные и квазипоперечные, на которые пьезоэффект не оказывает влияния, и пьезоактивную сдвиговую волну. В ограниченном кристалле, поверхность которого содержит ось симметрии, волны первого типа образуют рэлеевские ПАВ, а второго типа, поляризованные вдоль оси, приводят к сдвиговым поверхностным волнам. Рассмотрим указанные ПАВ на поверхности возмущенной упругой среды.

Распространение поляризованной ортогонально сагиттальной плоскости волны с частотой ω и вектором смещения $\mathbf{U} = (0, 0, U(x_1, x_2)) \times \exp(-i\omega t)$ в полубесконечной среде ($x_2 > 0$) с упругими модулями, зависящими от координат, описывается системой уравнений

$$\rho\omega^2 U = \sigma_{ij,i}, \quad \text{div } \mathbf{D} = 0,$$

$$D_i = -\varepsilon_{il}\varphi_l + 4\pi l_{ilm}U_{lm}. \quad (3)$$

Здесь $\sigma_{ij} = \tilde{C}_{ijlm}U_{lm}$ — тензор напряжений; $U_{lm} = (U_{l,m} + U_{m,l})/2$ — тензор деформаций; знак после запятой означает дифференцирование по соответствующей координате x_i ; \mathbf{D} — вектор электрической индукции; ε_{il} , l_{ilm} — соответственно компоненты тензоров диэлектрической проницаемости и пьезомодулей.

Положив в (3)

$$\varphi' = \frac{4\pi l_{15}U}{\varepsilon} + \varphi$$

($\varepsilon = \varepsilon_{11}$), уравнения для механических и электрических величин можно разделить

$$\begin{aligned} C'_{44}\Delta U + \rho\omega^2 U &= -f, \\ f &= \frac{\partial}{\partial x}\delta C_{44}\frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\delta C_{44}\frac{\partial U}{\partial y}, \\ \Delta\varphi' &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$C'_{44} = C_{44} + \frac{4\pi l_{15}^2}{\varepsilon}.$$

Решение (4), описывающее сдвиговые волны в среде, возмущенной периодическим электрическим полем и имеющей упругие модули (2), находим в виде разложения в ряд по блоховским функциям

$$U(x_1, x_2) = \sum_{p=-\infty}^{\infty} [w(p, x_2) + \delta w(p, x_2)] \exp ik_p x_1, \quad (5)$$

где $w(p, x_2) = A_p \exp[-x_p x_2]$ — амплитуды p -й компоненты Фурье сдвиговой волны в невозмущенном пьезоэлектрике [6]; δw — малые добавки к амплитудам смещений, обусловленные влиянием периодического возмущения; $k_p = k + pq$ — волновые числа, $\kappa_p^2 = k_p^2 - k_t^2$ — константы затухания; $k_t = \omega/(vt)$ — волновое число объемной поперечной волны.

Подставляя (5) в (4), получаем уравнение для определения $\delta w(p, x_2)$:

$$C'_{44} \Delta \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta w e^{ik_p x_1} + \rho \omega^2 \sum_{p=-\infty}^{\infty} \delta w e^{ik_p x_1} = -f. \quad (6)$$

Ограничиваясь в дальнейшем случае брэгговского отражения, будем учитывать в (6) лишь падающую и отраженную волны с волновыми числами, лежащими в окрестности края первой зоны Бриллюэна, т. е. возьмем $p = 0, -2$; $k_p \cong \pm q$. В окрестности брэгговского резонанса константы затухания волн, распространяющихся в прямом и обратном направлениях, приблизительно равны между собой и выражения для f , стоящие в правой части (6), принимают вид

$$f(0, x_2) = 2q^2 A_{-2} \bar{C} e^{-Sx_2}, \quad f(-2, x_2) = 2q^2 A_0 \bar{C} e^{Sx_2},$$

$$S = \kappa + 2q, \quad \bar{C} = \rho [\Delta v_t^2(0, E_0) - \Delta v_t^2(E_0, 0)]. \quad (7)$$

Исходя из (7) функции $\delta w(p, x_2)$ будем искать в виде

$$\delta w(p, x_2) = \delta w'(p) e^{Sx_2}. \quad (8)$$

Подставляя (8) в (6) с правой частью (7) и приравнивая коэффициенты при одинаковых экспонентах, получаем

$$\delta w'(0) = -\frac{A_{-2} \bar{C} q^2}{3C'_{44}}, \quad \delta w'(-2) = -\frac{A_0 \bar{C} q^2}{3C'_{44}}. \quad (9)$$

Выражения для связанных коэффициентов $A_{-2,0}$ следуют из граничных условий

$$\sigma_{32} = 0, \varphi = \varphi_b; \quad D_{x_2} = D_{x_2b}, \quad (10)$$

где φ_b, D_{x_2b} — соответственно потенциал и нормальная компонента вектора электрической индукции в вакууме.

Полагая

$$\varphi' = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \Phi_p \exp[-|k_p| x_2 + ik_p x_1]; \quad x_2 > 0,$$

$$\varphi_b = \sum_{p=-\infty}^{\infty} \Phi'_p \exp [|k_p| x_2 + i k_p x_1]; \quad x_2 < 0 \quad (11)$$

и ограничиваясь случаем $p = 0, -2$, из граничных условий определим вид уравнений связи для $A_{0,-2}$

$$\begin{aligned} - (C'_{44} + \bar{C}) \kappa + A_{0,-2} + \frac{SA_{-2,0}\bar{C}q^2}{3} - l_{15}|K_{0,-2}|\Phi_{0,-2} &= 0, \\ \frac{4\pi l_{15}}{\varepsilon} A_{0,-2} - \frac{4\pi l_{15}}{\varepsilon} A_{0,-2} \frac{\bar{C}q^2}{3C'_{44}} + \Phi_{0,-2} - \Phi'_{0,-2} &= 0 \\ \varepsilon\Phi_{0,-2} + \Phi'_{0,-2} &= 0, \end{aligned} \quad (12)$$

Считая, что наличие связи между упругими компонентами приводит к малым изменениям волнового числа и частоты ПАВ в решетке по сравнению с волнами в однородном поле $k_{0,-2} = \pm q + \Delta k$, $\omega = \omega_0 + \Delta\omega$, линеаризуем определитель системы (12), задающий значение скорости поверхностной волны в среде, возмущенной периодическим внешним полем,

$$\begin{aligned} (Q\Delta\omega)^2 - (P\Delta k)^2 &= F^2, \\ Q &= \frac{2\omega_0}{q^2 v_t^2}; \quad P = \frac{\sqrt{2} \left[1 - \frac{v_R^2}{v_t^2} \right]^{1/2} \cdot 4\pi l_{15}^2}{\varepsilon(1+\varepsilon)[C'_{44} - \bar{C}]q}, \\ F &= 1 - \frac{v_R^2}{v_t^2} - \frac{4\pi l_{15}^2}{\varepsilon(1+\varepsilon)[C'_{44} + \bar{C}]}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь v_R — скорость рэлеевской волны в однородном поле, параллельном границе раздела; $\omega_0 = qv_R$. Полагая в (13) $\Delta k = 0$, найдем граничные частоты брэгговской полосы непрозрачности $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm |F/Q|$. При выполнении условия $\omega_1 < \omega < \omega_2$ добавка Δk является чисто мнимой, т.е. имеют место затухание распространяющейся в прямом направлении волны и возникновение отраженной. Коэффициент затухания $J_m(\Delta k)$ принимает максимальное значение на резонансной частоте ω_0 , значение которой зависит от величины напряженности внешнего электрического поля E_0 . В этом случае отражательная способность решетки наибольшая и решетка имеет минимальную эффективную длину $L_{\text{эф}} = |P/F|$. Таким образом, рассмотренные выше периодические структуры могут быть использованы в качестве отражающих решеток для сдвиговых волн в устройствах на ПАВ.

Представляет интерес далее исследовать распространение рэлеевских волн на возмущенной периодическим электрическим полем поверхности пьезокристалла. Как известно, кристаллы класса 6mm гексагональной симметрии являются изотропными относительно оси $x_1 x_2$ [6]. Тогда пьезокристаллические свойства вещества не оказывают влияния на распространение рэлеевских волн в данной плоскости и описание последних аналогично случаю рэлеевских ПАВ на поверхности centrosymmetric диэлектрика, возмущенной внешним периодическим электрическим полем [5]. Наличие индуцированной подобным образом электрострикционной решетки приводит к существованию области частот

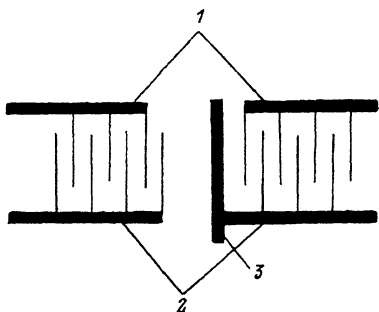
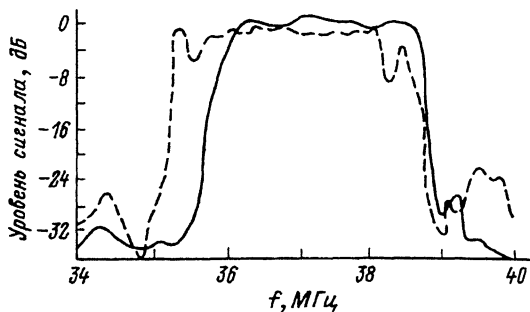


Рис. 2. Примерная схема нанесения электродов ВШП при изготовлении фильтра ПАВ. 1, 2 — соответственно положительные и отрицательные электроды ВШП структур; 3 — экранирующий электрод.

Рис. 3. Амплитудно-частотная характеристика фильтра, полученного посредством поверхностной (сплошная кривая) и объемной поляризации (штриховая) $f_0 = 37.7$ МГц.



$\omega_1 < \omega < \omega_2$, $\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \Delta\omega$, для которых имеют место затухание распространяющейся в прямом направлении волны и возникновение отраженной. Здесь в отличие от ранее рассмотренного случая $\Delta\omega$ не зависит от пьезоэлектрических свойств вещества, а определяется частотой ПАВ и величиной напряженности управляющего поля. На основании соотношений в [5] получаем, что для пьезокерамики на основе $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$, например, для $f_0 = \omega_0/(2\pi) = 10$ МГц, $q = 6 \cdot 10^2 \text{ см}^{-2}$, $v_t/v_l = 0.6$, $v_R/v_t = 0.95$, $\Delta f \cong 0.3$ МГц. При этом управляющее напряжение оказывается низким (~ 70 В). Приведенные оценки показывают, что рассмотренные электрострикционные решетки могут быть эффективно применены в устройствах на рэлеевских ПАВ, например в фильтрах. Примерная схема нанесения электродов ВШП в этом случае представлена на рис. 2. Данное устройство помещалось нами в разогретый до температуры 120–150°C термостат. Постоянное напряжение 70–100 В подавалось на электроды входного и выходного ВШП соответственно к верхней и нижней паре выводов в течение 1–1.5 ч. После выключения термостата устройство находилось под напряжением вплоть до полного остывания. В результате проделанных операций в приповерхностной области создавалась электрострикционная решетка, рассмотренная выше, наличие которой обусловило возможность использования устройства в качестве фильтра ПАВ. Амплитудно-частотные характеристики фильтров с центральной частотой 10.7 и 37.7 МГц, полученных описанным образом, измерены с помощью Х1-43 и приведены на рис. 3. В отличие от аналогичных фильтров, изготовленных посредством объемной поляризации [7] (рис. 3), они характеризуются узкой полосой пропускания, существенным подавлением боковых лепестков, низким управляющим напряжением, экономичны при изготовлении. Указанные достоинства обуславливают воз-

возможность применения периодических структур, образованных приложенным к поверхности пьезокерамики периодическим электрическим полем, в устройствах на поверхностных акустических волнах.

Список литературы

- [1] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // РЭ. 1980. Т. 25. № 8. С. 1569-1574.
- [2] Мазур М.М., Чернозатонский Л.А., Пустовойт В.И., Вискун Т.Г. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 1. С. 30-35.
- [3] Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // УФН. 1989. Т. 157. № 1. С. 85-90.
- [4] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. М.: Наука, 1982. 288 с.
- [5] Белый В.Н., Пашкевич Г.А., Северук Б.Б. // РЭ. 1985. Т. 30. № 12. С. 2450-2455.
- [6] Балакирев М.К., Гилинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982. 238 с.
- [7] Танкрилл Х. // ТИИЭР. 1971. Т. 59. № 3. С. 62-80.

Гомельский университет

Поступило в Редакцию
27 августа 1991 г.
В окончательной редакции
4 мая 1992 г.

04;08
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 1, 1993

СДВИГ ФАЗ МЕЖДУ КОЛЕБАНИЯМИ РАЗЛИЧНЫХ КОМПОНЕНТ ПЛАЗМЫ И ЗВУКОВОЙ ВОЛНОЙ В РАЗРЯДЕ АЗОТА

М.А. Антунян, Г.А. Галечян, Л.Б. Тавакалян

Вопрос о возможности установления сдвига фаз в слабоионизованном газе между колебаниями нейтральных частиц, ионов и электронов в звуковой волне рассмотрен теоретически в работе [1]. Показано, что при частоте звука

$$\omega \ll \omega_0 = \omega_n \frac{N T_g}{n_i T_e},$$

где ω_n — частота столкновений нейтралов с заряженными частицами, n_i — плотность нейтральных частиц, N — плотность заряженных частиц, T_g и T_e — температура газа и электронов соответственно, колебания нейтральных частиц, ионов и электронов происходят синфазно.

В работе [2] проведено экспериментальное исследование сдвига фаз между колебаниями электронов и ионов в поле звуковой волны. Экспериментально установлено, что ионы и электроны колеблются приблизительно в одной фазе. Однако, в работе [2] измерения выполнены в разряде атомарного газа. Отметим, что авторы работы [2] под колебаниями электронов и ионов имеют в виду на самом деле колебания тока на зонд в ионной и электронной частях вольт-амперной характеристики зонда. И в эксперименте измерялся сдвиг фаз между колебаниями тока на электронной и ионной ветвях ВАХ зонда, вызванных звуковой волной.

В данной работе в разряде молекулярного газа — азота — исследован сдвиг фаз между колебаниями тока на зонд в ионной и электронной