

Влияние электрических граничных условий на существование аномального резисто-акустического эффекта

И. Е. Кузнецова^{1,2*} Б. Д. Зайцев^{3†}

¹Институт радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Россия, 125009, Москва, ул. Моховая, д. 11, корп. 7

²Московский государственный технический университет радиотехники, электроники и автоматики, факультет электроники, кафедра физики, Россия, 119454, Москва, Проспект Вернадского, д. 78

³Саратовский филиал Института радиотехники и электроники имени В. А. Котельникова РАН, Россия, 410019, Саратов, ул. Зеленая, д. 38
(Статья поступила 22.10.2014; Подписана в печать 28.11.2014)

Аномальный резисто-акустический эффект является фундаментальным свойством слабо-неоднородных пьезоактивных волн (волны Гуляева-Блюстейна, волны Лява, утекающие волны). Он заключается в том, что при увеличении проводимости слоя, находящегося на поверхности пьезоэлектрика или структуры его содержащего, скорость слабо-неоднородных волн вначале увеличивается и только затем уменьшается. В настоящей работе продолжено исследование особенностей существования данного эффекта и исследуется влияние на его характеристики различных электрических граничных условий. Определены геометрические параметры структур, при которых он существует и исчезает. Показано, что при удалении слоя с произвольной проводимостью от поверхности пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта уменьшается. При удалении от структуры «пьезоэлектрик — слой с произвольной проводимостью» идеально проводящего экрана данный эффект увеличивается. Исследования проводились для ниобата калия. Результаты работы полезны для более глубокого понимания физических основ распространения слабо-неоднородных пьезоактивных акустических волн.

PACS: 72.50.+b

УДК: 548:53+534.22

Ключевые слова: аномальный резисто-акустический эффект, ниобат калия, пьезоэлектрики, волна Гуляева-Блюстейна, электрические граничные условия.

ВВЕДЕНИЕ

Как известно [1,2], аномальный резисто-акустический эффект (АРАЭ) является фундаментальным свойством слабо-неоднородных пьезоактивных волн (волны Гуляева-Блюстейна, волны Лява, утекающие волны). Он заключается в том, что при увеличении проводимости слоя, находящегося на поверхности пьезоэлектрика или структуры его содержащего, скорость слабо-неоднородных волн вначале увеличивается и только затем уменьшается. В работе [1] было показано, что физическая причина данного эффекта заключается в наличии двух противоположно направленных процессов. С одной стороны с ростом поверхностной проводимости σ_s глубина проникновения волны уменьшается, и энергия электрического поля вблизи поверхности кристалла возрастает, что приводит к увеличению скорости волны. С другой стороны при увеличении σ_s тангенциальные компоненты электрического поля на поверхности уменьшаются, что в свою очередь вызывает уменьшение скорости волны. Эти процессы приводят к тому, что зависимость отношения плотности потоков электрической и механической энергий слабо-неоднородных волн

от σ_s имеет оптимум. Это и объясняет существование аномального резисто-акустического эффекта. В работе [3] наличие данного эффекта было подтверждено экспериментально для слабо-неоднородных поверхностных акустических волн с поперечной поляризацией в структуре «36°УХ ниобат лития — тонкая проводящая пленка алюминия». В настоящей работе продолжено исследование особенностей существования данного эффекта и исследуется влияние на его характеристики различных электрических граничных условий.

1. АРАЭ В СТРУКТУРЕ

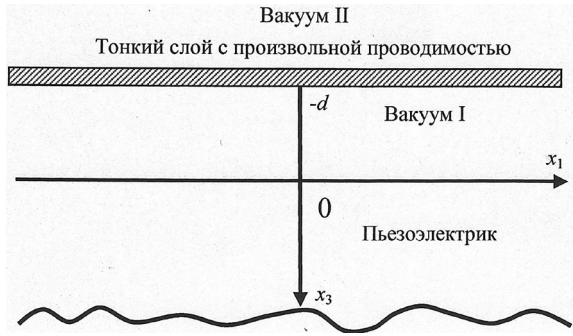
«ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК-ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР-СЛОЙ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ»

А. Постановка задачи и метод ее решения

Рассмотрим распространение слабо-неоднородной поверхностной акустической волны Гуляева-Блюстейна в структуре «пьезоэлектрик-воздушный зазор-слой с произвольной проводимостью» (рис. 1). Как известно [4,5], наибольшей пьезоактивностью данная волна обладает в УХ ниобате калия, что и послужило основанием для выбора данного материала в качестве рассматриваемого пьезоэлектрика. Приведенные в работе [6] материальные постоянные для ниобата калия использовались при расчетах характеристик волны Гуляева-Блюстейна в вышеуказанной структуре.

*E-mail: kuziren@yandex.ru

†E-mail: zai-boris@yandex.ru

Рис. 1: Геометрия задачи. Волна распространяется вдоль x_1

Для решения задачи запишем систему уравнений [7], в которую входят: уравнение движения упругой среды:

$$\rho \partial^2 U_i / \partial t^2 = \partial T_{ij} / \partial x_j, \quad (1)$$

уравнения Лапласа:

$$\partial D_j / \partial x_j = 0 \quad (2)$$

и уравнения состояния пьезокристалла:

$$T_{ij} = C_{ijkl} \partial U_l / \partial x_k + e_{kij} \partial \Phi / \partial x_k, \quad (3)$$

$$D_j = -\varepsilon_{jk} \partial \Phi / \partial x_k + e_{jlk} \partial U_l / \partial x_k. \quad (4)$$

Здесь ρ — плотность среды, U_i — компонента механического смещения частиц, t — время, T_{ij} — компонента тензора механического напряжения, x_j — координаты, D_j — компонента вектора электрической индукции, C_{ijkl} , e_{ijk} , ε_{jk} — упругие, пьезоэлектрические и диэлектрические постоянные, соответственно, Φ — электрический потенциал.

При этом используется условие квазистатического приближения: $E_i = -\partial \Phi / \partial x_i$, где E_i — компонента вектора напряженности электрического поля.

В областях I и II электрическая индукция должна удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\partial D_j^I / \partial x_j = 0, \partial D_j^{II} / \partial x_j = 0,$$

где $D_j^I = -\varepsilon_0 \partial \Phi^I / \partial x_j$ и $D_j^{II} = -\varepsilon_0 \partial \Phi^{II} / \partial x_j$. Здесь индексы I и II обозначают величины, относящиеся к областям $d < x_3 < 0$ и $x_3 > -d$ соответственно, а ε_0 — диэлектрическая постоянная вакуума.

Запишем теперь механические и электрические граничные условия.

$$T_{3j} = 0, \quad \Phi = \Phi^I, \quad D_3 = D_3^I \text{ при } x_3 = 0, \quad (5)$$

$$\Phi^I = \Phi^{II}, \quad D_3^I - D_3^{II} = -\delta \text{ при } x_3 = -d \quad (6)$$

Здесь δ — плотность поверхностного заряда, которая связана с плотностью поверхностного тока в рамках

гидродинамического приближения уравнением сохранения заряда [8]

$$\partial J_1 / \partial x_1 = -\partial \delta / \partial t.$$

Здесь J_1 — компонента плотности поверхностного тока.

Отсюда, учитывая выражение для поверхностного тока проводимости в слое [8]:

$$J_1 = -\sigma_S \partial \Phi / \partial x_1,$$

и учитывая, то, что все переменные $\sim \exp(j\omega(t - x_1/V))$ можно получить

$$\delta = -i\sigma_S \Phi \omega / V^2.$$

Здесь σ_S — поверхностная проводимость слоя.

Указанная выше граничная задача решалась следующим методом. Решение представлялось в виде совокупности плоских неоднородных волн [9,10] и имело вид:

$$Y_i(x_1, x_3, t) = Y_i(x_3) \exp[j\omega(t - x_1/V)], \quad (7)$$

$i = 1 \div 8$ для пьезоэлектрика, а для вакуума $i = 1, 2$; V — фазовая скорость, ω — круговая частота акустической волны. Здесь введены следующие нормированные переменные:

$$Y_i = \omega C_{11}^* U_i / V, \quad Y_4 = T_{13}, \quad Y_5 = T_{23}, \quad (8)$$

$$Y_6 = T_{33}, \quad Y_7 = \omega e^* \Phi / V, \quad Y_8 = e^* D_3 / \varepsilon_{11}^*,$$

где $i = 1, 2, 3$; C_{11}^* , ε_{11}^* — нормировочные материальные постоянные пьезоэлектрической среды в кристаллофизической системе координат; $e^* = 1$ и имеет размерность пьезоэлектрической постоянной.

Подставляя выражение (7) в уравнения (1)–(4), получим системы из 8-ми и из 2-х обыкновенных дифференциальных линейных уравнений для пьезоэлектрической среды и вакуума, соответственно. Каждую из этих систем можно записать в следующем матричном виде:

$$[A][dY][dx_3] = [B][Y]. \quad (9)$$

Здесь $[dY][dx_3]$ и $[Y]$ — 8-мерные векторы для среды и 2-мерные векторы для вакуума, компоненты которых определены в соответствии с формулами (8). Матрицы $[A]$ и $[B]$ — квадратные, размером 8x8 для пьезоэлектрической среды и размером 2x2 для вакуума.

Поскольку матрица $[A]$ не является особенной ($\det[A] \neq 0$), то для каждой контактирующей среды можно записать

$$[dY][dx_3] = [A^{-1}][B][Y] = [C][Y]$$

Далее для решения системы уравнений (9) необходимо найти собственные значения $\beta^{(i)}$ матриц $[C]$ и соответствующие им собственные векторы $[Y^{(i)}]$, определяющие параметры парциальных волн, для каждой из

контактирующих сред. Общее решение будет линейной комбинацией всех парциальных волн для каждой среды:

$$Y_k = \sum_{i=1}^N A_i Y_k^{(i)} \exp(\beta^{(i)} x_3) \exp(i\omega [t - x_1/V]),$$

где число собственных значений $N = 8$ для пьезоэлектрической среды и $N = 2$ для вакуума, A_i — неизвестные величины. Для нахождения величин A_i и скорости V воспользуемся механическими и электрическими граничными условиями (5)–(6), которые также были записаны в нормированном виде с учетом (8). В случае пьезоэлектрического полупространства собственные значения с положительной действительной частью исключаем из рассмотрения, поскольку все переменные в этом случае должны иметь убывающую амплитуду вглубь пьезоэлектрика. Таким образом, для пьезоэлектрической среды в рассмотрение принимаются только 4 собственных значения с отрицательной действительной частью. Для вакуума, расположенного в области $-d > x_3 > 0$ в рассмотрение принимаются оба собственных значения соответствующей матрицы $[C]$, а для вакуума в области $x_3 > -d$ собственные значения с отрицательной действительной частью исключим из рассмотрения, поскольку все переменные в вакууме должны иметь убывающую амплитуду при удалении от слоя с произвольной проводимостью.

Таким образом, неизвестные величины A_i и скорость V можно определить из системы однородных алгебраических линейных уравнений (5) и (6).

В результате применения описанного метода определялись фазовая скорость волны и амплитуды всех электрических и механических переменных в зависимости от координаты x_3 .

В. Результаты теоретического анализа

В результате теоретического анализа были получены зависимости скорости волны Гуляева–Блюстейна от проводимости слоя при различных значениях величины нормированного зазора d/λ между слоем и поверхностью пьезоэлектрика (λ — длина волны). Полученные результаты приведены на рис. 2. Видно, что для определенных значений расстояния между слоем и пьезоэлектриком возникает аномальный резисто-акустический эффект, т. е. с ростом проводимости слоя скорость волны Гуляева–Блюстейна вначале увеличивается, достигает максимума, а только затем уменьшается. Обнаружено также, что при удалении проводящего слоя от пьезоэлектрика величина аномального резисто-акустического эффекта уменьшается. Это подтверждается рис. 3, на котором приведена зависимость максимального положительного относительного изменения скорости при увеличении зазора между слоем с произвольной проводимостью и поверхностью пьезоэлектрика.

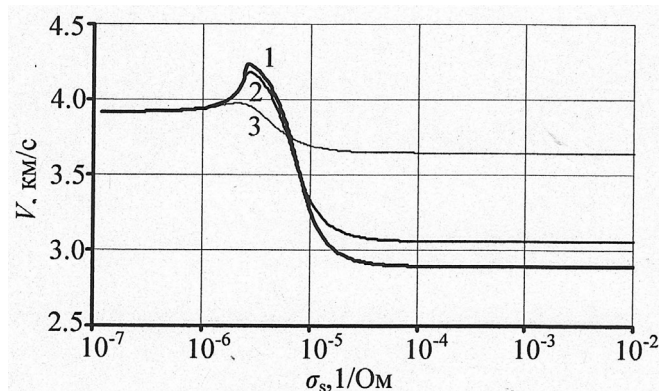


Рис. 2: Зависимости скорости волны Гуляева–Блюстейна в структуре «УХ ниобат калия — воздушный зазор — слой с произвольной проводимостью» от проводимости слоя при $d/\lambda = 10^{-6}$ (1), 10^{-4} (2), 10^{-3} (3)

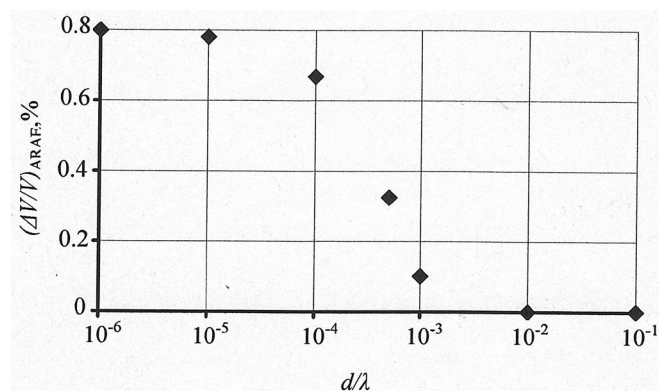


Рис. 3: Зависимость максимального положительного относительного изменения скорости волны Гуляева–Блюстейна в структуре «УХ ниобат калия — воздушный зазор — слой с произвольной проводимостью» при увеличении проводимости слоя от d/λ

Наблюдаемый эффект связан с тем, что при удалении слоя с произвольной проводимостью от поверхности пьезоэлектрика глубина проникновения волны Гуляева–Блюстейна увеличивается и энергия электрического поля волны вблизи поверхности кристалла уменьшается. Это приводит к меньшему увеличению скорости волны при увеличении проводимости слоя, чем, если бы этот слой находился непосредственно на поверхности пьезоэлектрика. С другой стороны при удалении проводящего слоя закорачивание тангенциальных компонент электрического поля, приводящее к уменьшению скорости волны, происходит слабее, что и приводит к ослаблению аномального резисто-акустического эффекта.

2. АРАЭ В СТРУКТУРЕ «ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК–СЛОЙ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТЬЮ–ВОЗДУШНЫЙ ЗАЗОР–ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИЙ ЭКРАН»

Рассмотрим теперь распространение слабонеоднородной поверхностной акустической волны Гуляева–Блюстейна в структуре «пьезоэлектрик–слой с произвольной проводимостью–воздушный зазор» (рис. 4). Для решения задачи будем использовать систему уравнений записанную в п. 1.1. Для данной структуры механические и электрические граничные условия будут иметь следующий вид:

$$T_{3j} = 0, \quad \Phi = \Phi^I, \quad D_3 - D_3^I = -\delta \text{ при } x_3 = 0,$$

$$\Phi^i = 0, \text{ при } x_3 = -d,$$

Данную граничную задачу будем решать методом, описанным выше.

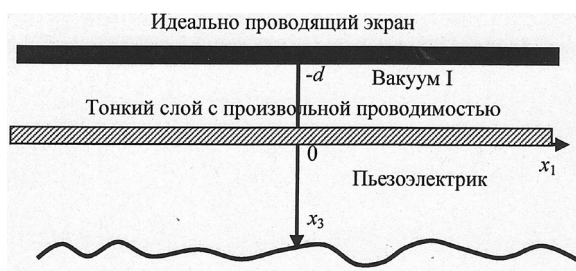


Рис. 4: Геометрия задачи. Волна распространяется вдоль оси x_1

В результате были получены зависимости скорости волны Гуляева–Блюстейна от проводимости слоя при различных значениях величины нормированного зазора d/λ между идеально проводящим экраном и поверхностью пьезоэлектрика (рис. 5). Видно, что и в этом случае при определенном значении зазора наблюдается аномальный резисто–акустический эффект.

На рис. 6 представлена зависимость максимального положительного относительного изменения скорости волны Гуляева–Блюстейна, наблюдающаяся при увеличении проводимости слоя, лежащего на поверхности пьезоэлектрика. Видно, что с удалением идеально проводящего экрана от поверхности пьезоэлектрика величина аномального резисто–акустического эффекта возрастает. Это связано с тем, что в присутствии экрана вблизи пьезоэлектрика глубина локализации волны Гуляева–Блюстейна сильно уменьшается и увеличение проводимости слоя на поверхности пьезоэлектрика перестает на нее влиять, что приводит к отсутствию эффекта увеличения волны. При удалении экрана глубина проникновения волны увеличивается и изменение проводимости слоя вначале приводит к увеличению

скорости волны, что и выражается в появлении аномального резисто–акустического эффекта. При дальнейшем увеличении проводимости эффект закорачивания тангенциальных компонент электрического поля волны становится сильнее и ее скорость начинает уменьшаться, т.е. аномальный резисто–акустический эффект исчезает.

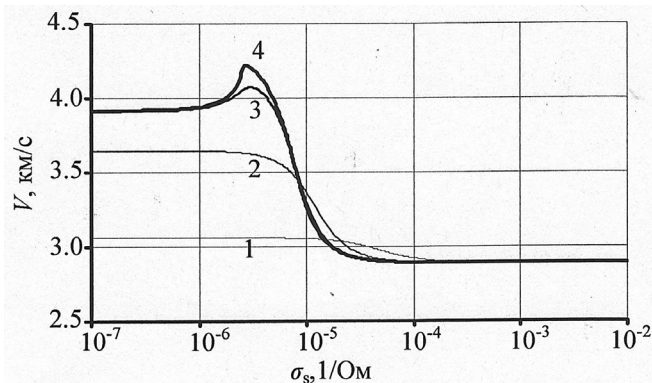


Рис. 5: Зависимости скорости волны Гуляева–Блюстейна в структуре «УХ ниобат калия–слой с произвольной проводимостью–воздушный зазор–идеально проводящий экран» от проводимости слоя при $d/\lambda = 10^{-4}$ (1), 10^{-3} (2), 10^{-2} (3), 10^{-1} (4)

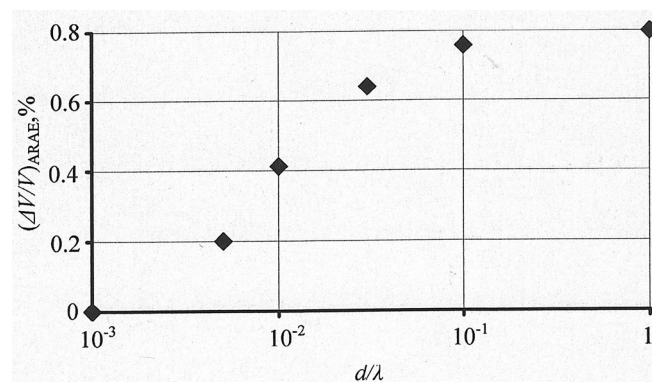


Рис. 6: Зависимость максимального положительного относительного изменения скорости волны Гуляева–Блюстейна в структуре «УХ ниобат калия–слой с произвольной проводимостью–воздушный зазор–идеально проводящий экран» при увеличении проводимости слоя от d/λ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье рассмотрено влияние различных электрических граничных условий на особенности существования аномального резисто–акустического эффекта. Определены геометрические параметры структур, при которых он существует и исчезает. Показано, что при удалении слоя с произвольной проводимостью

от поверхности пьезоэлектрика величина аномально-го резисто-акустического эффекта уменьшается. При удалении от структуры «пьезоэлектрик–слой с произвольной проводимостью» идеально проводящего экрана данный эффект увеличивается. Результаты работы полезны для более глубокого понимания физических ос-

нов распространения слабонеоднородных пьезоактивных акустических волн.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 13–02–00596–а) и Программы поддержки ведущих научных школ (грант НШ–4841.2014.9)

-
- [1] Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Joshi S.G. JAP. **86**, P. 6868. (1999).
- [2] Зайцев Б.Д., Кузнецова И.Е., Джоши С.Г. ЖТФ. **71**, № 6. С. 127. (2001).
- [3] Zaitsev B.D., Kuznetsova I.E., Teplykh A.A. JAP. **97**, P. 046102. (2005).
- [4] Yamanouchi K., Odagawa H., Kojima T., Matsumura T. Electron. Lett. 1997. **33**, N3. P. 193. (1997).
- [5] Nakamura K., Oshiki M., Kitazume H. IEEE Int. Ultras. Symp. P. 1305. (1998).
- [6] Zgonik M., Schlessner R., Biaggio I., Tscherry J., Gunter P., Voit E. JAP. **74**, N 2. P. 1287. (1993).
- [7] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах. (М.: Наука, 1982).
- [8] Auld B.A. Acoustic fields and waves in solids. V.2. (Wiley. New York., 1973).
- [9] Олинер А. Поверхностные акустические волны. Гл.2. (М.: Мир, 1981).
- [10] Zaitsev B.D., Joshi S.G., Kuznetsova I.E. Smart Material & Structures. **6**, P. 739. (1997).

The influence of electrical boundary conditions on the occurrence of anomalous resisto–acoustic effect

I. E. Kuznetsova^{1,2,a}, B. D. Zaitsev^{3,b}

¹Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Moscow 125009, Russia

²Department of Physics, Faculty of Electronics, Moscow State Technical University of Radio Engineering, Electronics and automatics, Moscow 119454, Russia

³Saratov Department, Kotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics of RAS, Saratov 410019, Russia
E-mail: ^akuziren@yandex.ru, ^bzai-boris@yandex.ru

As known, anomalous resisto–acoustic effect is a fundamental property for weakly inhomogeneous piezoactive waves (Bleustein–Gulyaev, Love, and some leaky waves). It consists in that the velocity of aforementioned waves first increases, achieves its maximum, and only then decreases with growing conductance of a layer placed at the surface of piezoelectric half-space. In this paper we continue to study the peculiarities of the effect occurrence and the influence of different electrical boundary conditions on its characteristics. Conditions have been found under which the said effect occurs and, respectively, disappears. The magnitude of positive change in velocity with growing layer conductance is demonstrated to be reduced up to zero as a layer with arbitrary conductance has been removed from the piezoelectric surface. The positive change in velocity is, respectively, increased with removing an perfectly conducting screen from the «piezoelectric half-space–conducting layer» structure. As piezoelectric the potassium niobate has been used. The obtained results are useful for a more deep understanding the physical bases of propagation of weakly inhomogeneous piezoactive acoustic waves.

PACS: 72.50.+b

Keywords: anomalous resisto–acoustic effect, potassium niobate, piezoelectrics, Gulyaev–Bleustein wave, electrical boundary condition.

Received 22.10.2014.

Сведения об авторах

- Кузнецова Ирен Евгеньевна — докт. физ.-мат. наук, доцент, ведущий научный сотрудник, профессор; тел.: (915) 237-98-80, e-mail:kuziren@yandex.ru.
- Зайцев Борис Давыдович — докт. физ.-мат. наук, профессор; тел.: (8452) 27-73-23, e-mail: zai-boris@yandex.ru.