

**Перенос электронов
поперечной акустоэлектрической волной типа Стоунли**

А.К. Мороча, А.С. Рожков

*Национальный исследовательский университет «МИЭТ», г.Москва,
Россия*

arnold.36@mail.ru

Эффект акустоэлектрического переноса заряда связан с возможностью усиления акустоэлектрических волн внешним электрическим полем и детально исследован для объемных и поверхностных волн. Перенос электронов поперечной акустоэлектрической волной типа Стоунли, распространяющейся вдоль границы гетероконтакта двух пьезополупроводниковых слоев, рассматривается впервые.

Получены аналитические выражения для компонент тензора акустической электропроводности, зависящие от фазовой скорости волны и дрейфовой скорости электронов во внешнем электрическом поле. Показано, что переменный акустоэлектрический ток является суммой двух поверхностных токов: дрейфового тока, который линейно зависит от внешнего электрического поля, и тока, зависящего от этого поля нелинейно. Получено выражение для акустоэлектрической подвижности электронов. Выяснено, что акустоэлектрический ток, создаваемый волной электронной плотности, неограниченно возрастает, когда дрейфовая скорость электронов становится равной фазовой скорости волны.

Полученные аналитические выражения для подвижности и плотности тока могут быть использованы при расчете вольт-амперных характеристик акустоэлектрических полевых транзисторов на волнах Стоунли.

Ключевые слова: акустический перенос зарядов; акустоэлектрическая волна типа Стоунли; фазовая скорость; параметр распространения; волновой пакет; акустоэлектрическая проводимость; акустоэлектрический ток.

Для цитирования: Мороча А.К., Рожков А.С. Перенос электронов поперечной акустоэлектрической волной типа Стоунли // Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т. 22. – № 5. – С. 413–420. DOI: 10.214151/1561-5405-2017-22-5-413-420

Transport of Electrons by Acoustoelectric Wave of Stonely Type

A.K. Morocha, A.S. Roshkov

National Research University of Electronic Technology, Moscow, Russia

arnold.36@mail.ru

The effect of the charge acoustoelectric transport is connected with the possibility of intensification of waves by electric field and has been in detail investigated for volume and surface waves. The transport of electrons by transverse acoustoelectric wave of Stonely type, spreading along the heterocontact boundary of the piezosemiconductors layers, is being considered for the first time.

The analytical expressions have been derived for the compounds of the acoustoelectric conductivity tensor, depending on the wave phase velocity and electron drift velocity in the outward electric field. It has been shown that the alternating current is the sum of two surface currents. One of them is the drift current, which linearly depends on the outward electric field and another one nonlinearly depends on this field. The expression has been derived for the acoustoelectric mobility of electrons. It has been explained that the current, created by the wave of electronic density indefinitely increases, when the drift velocity of electrons becomes equal to the wave phase velocity.

The derived analytic expressions for the mobility and the current densities may be used for calculation of the current-voltage characteristics of the Stonely wave field-effect acoustoelectric devices.

Keywords: acoustic charge transport; acoustoelectric wave of Stonely type; phase velocity; spreading parameter; wave packet; acoustoelectric conductivity; acoustoelectric current.

For citation: Morocha A.K., Roshkov A.S. Transport of Electrons by Acoustoelectric Wave of Stonely Type // Proc. of Universities. Electronics. – 2017. – Vol. 22. – № 5. – P. 413–420. DOI: 10.214151/1561-5405-2017-22-5-413-420

Введение. Электромеханическая задача распространения акустоэлектрических волн типа Стоунли вдоль границы гетероконтакта двух пьезоэлектриков без учета свободных носителей в приконтактной области решена в работе [1]. В тех случаях, когда оба пьезоэлектрика (или хотя бы один из них) имеют полупроводниковые свойства, свободные электроны и дырки могут переноситься волновыми пакетами с дрейфовой скоростью, равной фазовой скорости акустоэлектрической волны. Эффект акустического переноса заряда (АПЗ) связан с возможностью усиления акустоэлектрических волн внешним электрическим полем и детально исследован для объемных и поверхностных волн [2–5].

Цель настоящей работы – изучение эффекта АПЗ акустоэлектрической волной типа Стоунли, распространяющейся вдоль границы гетероконтакта двух пьезополупроводников. В каждом из гетерослоев кроме волн механического смещения

$$u(x_1, x_3; t) = \tilde{u} \exp(-lkx_3) \cdot \exp ik(x_1 - v_s t) \quad (1)$$

и электрического потенциала

$$\varphi(x_1, x_3; t) = \tilde{\varphi} \exp(-lkx_3) \cdot \exp ik(x_1 - v_s t) \quad (2)$$

индуцируется волна электронной плотности

$$\delta n(x_1, x_3; t) = \delta \tilde{n} \cdot \exp(-lkx_3) \cdot \exp ik(x_1 - v_s t), \quad (x_3 \geq 0), \quad (3)$$

где \tilde{u} , $\tilde{\varphi}$, $\delta \tilde{n}$ – комплексные амплитуды; $l > 0$ – параметр распространения; k – волновое число; v_s – фазовая скорость поперечной волны типа Стоунли. Ось x_1 совмещена с направлением [100].

Выражения (1)–(3) относятся к верхнему гетерослою ($x_3 \geq 0$). Для нижнего гетерослоя ($x_3 < 0$) все акустоэлектрические параметры будут обозначаться штрихом, причем $l' < 0$.

Решение уравнений электромеханической задачи. Направим постоянное внешнее электрическое поле E_0 вдоль распространения волны. Тогда компоненты плотности эллиптически поляризованного тока волны с учетом диффузии можно записать в виде (нелинейный член $\approx \varphi \delta n$ опущен)

$$\begin{aligned} j_1 &= -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} - e v_d \delta n + e D_n \frac{\partial \delta n}{\partial x_1}, \\ j_3 &= -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} + e D_n \frac{\partial \delta n}{\partial x_3}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\sigma_0 = en_0 \mu_n$ – удельная электропроводность; n_0 – средняя равновесная концентрация электронов в гетерослое; μ_n – подвижность электронов; $v_d = -\mu_n E_0$ – дрейфовая скорость электронов; D_n – коэффициент диффузии.

Подставляя выражения (1)–(4) в уравнения Кристоффеля, Пуассона и уравнение непрерывности, получим замкнутую систему трех уравнений [2]:

$$\begin{aligned} C_{44} \nabla^2 u + e_{14} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_1 \partial x_3} &= \rho \ddot{u}, \\ -\sigma_0 \nabla^2 \varphi - e v_d \frac{\partial \delta n}{\partial x_1} + e D_n \nabla^2 \delta n &= e \delta \dot{n}, \\ -\varepsilon_0 \varepsilon \nabla^2 \varphi + e_{14} \frac{\partial^2 u}{\partial x_1 \partial x_3} &= -e \delta n. \end{aligned} \quad (5)$$

Система уравнений (5) приводится к трем однородным линейным уравнениям для комплексных амплитуд волн механического смещения \tilde{u} , электрического потенциала $\tilde{\varphi}$ и электронной плотности $\delta \tilde{n}$:

$$\begin{aligned} [C_{44}(1-l^2) - \rho v_s^2] \tilde{u} + i l e_{14} \tilde{\varphi} &= 0, \\ i l e_{14} \tilde{u} + \varepsilon_0 \varepsilon (1-l^2) \tilde{\varphi} + (e/k^2) \delta \tilde{n} &= 0, \\ \sigma_0 k (1-l^2) \tilde{\varphi} + e [i v_s \gamma - k D_n (1-l^2)] \delta \tilde{n} &= 0. \end{aligned} \quad (6)$$

В последнее уравнение введен параметр дрейфа $\gamma = 1 - v_d/v_s$. Из этого уравнения следует связь между комплексными амплитудами волн электронной плотности и электрического потенциала волны:

$$e\delta\tilde{n} = \frac{ik(1-l^2)(\sigma_0/v_s)\tilde{\varphi}}{\gamma + i\omega\tau_D(1-l^2)}, \quad (7)$$

где $\tau_D = D_n/v^2$ – характерное время диффузии.

Подставив выражение (7) во второе уравнение системы (6), найдем связь между комплексными амплитудами механического смещения и электрического потенциала волны:

$$\tilde{\varphi} = -\frac{ile_{14}\tilde{u}}{\varepsilon_0\varepsilon(1-l^2)F(\omega,\gamma)}, \quad (8)$$

где $F(\omega,\gamma) = \text{Re } F(\omega,\gamma) + i \text{Im } F(\omega,\gamma)$ – комплексная функция экранирования пьезоэлектрического поля волны;

$$\begin{aligned} \text{Re } F(\omega,\gamma) &= 1 + \frac{\tau_D(1-l^2)}{\tau_\mu[\gamma^2 + \omega^2\tau_D^2(1-l^2)^2]}; \\ \text{Im } F(\omega,\gamma) &= \frac{\gamma}{\omega\tau_\mu[\gamma^2 + \omega^2\tau_D^2(1-l^2)^2]}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь ω – круговая частота; $\tau_\mu = \varepsilon_0\varepsilon/\sigma_0$ – максвелловское время релаксации.

Из равенства нулю определителя системы (6) находим зависимость фазовой скорости волны от параметра распространения l :

$$v_s^2 = v_t^2(1-l^2)[1 + \eta^{*2}l^2/(1-l^2)^2]. \quad (10)$$

Выражение (10) с точностью до замены квадрата коэффициента электромеханической связи $\eta^2 = e_{14}^2/\varepsilon_0C_{44}$ на $\eta^{*2}(\omega,\gamma) = \eta^2/F(\omega,\gamma)$ совпадает с решением электромеханической задачи для гетерослоев пьезоэлектриков, в которых не учитывались свободные носители заряда. Отсюда следует, что наличие волны электронной плотности [3] в пьезополупроводнике приводит к зависимости коэффициента электромеханической связи от частоты ω и через параметр дрейфа γ – от приложенного внешнего электрического поля.

В работе [1] показано, что из граничных условий непрерывности механических смещений, пьезоэлектрических напряжений и нормальных составляющих векторов электрической индукции на границе контакта пьезогетерослоев можно получить простые аналитические формулы для фазовой скорости волны типа Стоунли и параметров ее распространения:

$$v_s^2 = v_t^2 \frac{1 - (e'_{14}/e_{14})(v_t^2/v_s^2)}{1 - e'_{14}/e_{14}}, \quad (11)$$

$$l^2 = \frac{v_t^2/v_s^2 - 1}{e_{14}/e'_{14} - 1}, \quad l'^2 = \frac{v_t^2/v_s^2 - 1}{e'_{14}/e_{14} - 1}, \quad (12)$$

где $v_t = \sqrt{C_{44}/\rho}$ и $v_t' = \sqrt{C_{44}'/\rho'}$ – скорости поперечных объемных волн в каждом из гетерослоев в направлении [100].

Для гетероконтакта пьезоэлектриков [1] при выводе формул (11) и (12) в граничных условиях задачи Стоунли можно пренебречь величинами, пропорциональными η^2 . Поэтому эти формулы остаются справедливыми и для гетероконтакта пьезополупроводников.

Выясним, как влияет внешнее постоянное электрическое поле E_0 на амплитуду механического смещения и электрического потенциала акустоэлектрической волны в пьезополупроводнике. Из выражения (10) найдем зависимость волнового числа от параметра дрейфа γ и частоты ω :

$$k = k(\omega, \gamma) = \frac{1}{2}(1-l^2)^{-1/2}(\omega/v_t)[1-\eta^2 l^2/(1-l^2)^2 F(\omega, \gamma)]. \quad (13)$$

Действительную и мнимую части волнового числа в выражении (13) можно записать в виде $k = k'(\omega, \gamma) + ik''(\omega, \gamma)$. Здесь

$$\begin{aligned} k' &= \frac{1}{2}(1-l^2)^{-1/2}(\omega/v_t)[(1-\eta^2 l^2 \operatorname{Re} F(\omega, \gamma)/(1-l^2)^2 |F(\omega, \gamma)|], \\ k'' &= \frac{1}{2}(1-l^2)^{-5/2}(\omega/v_t)\eta^2 l^2 \operatorname{Im} F(\omega, \gamma)/|F(\omega, \gamma)|. \end{aligned} \quad (14)$$

Из выражений (14) видно, что $k' \cong \frac{1}{2}(1-l^2)^{-1/2}(\omega/v_t)$, поэтому дисперсией можно пренебречь и для фазовой скорости волны типа Стоунли использовать формулу (11). Выражение для k'' связано с изменением амплитуды акустоэлектрической волны в направлении распространения. Оно пропорционально $\operatorname{Im} F(\omega, \gamma)/|F(\omega, \gamma)|$ и, согласно зависимости (14), является нечетной функцией параметра дрейфа γ . Амплитуда волны вследствие взаимодействия с электронами проводимости экспоненциально убывает при $\gamma > 0$. В электрическом поле, в котором дрейфовая скорость электронов превосходит скорость акустоэлектрической волны ($\gamma < 0$), ее амплитуда начинает экспоненциально расти. Этот эффект усиления объемных и поверхностных волн хорошо изучен.

Уравнения для комплексных амплитуд компонент плотности акустоэлектрического тока (5) удобно переписать в виде

$$\begin{aligned} \tilde{j}_1 &= -ik\sigma_0\tilde{\varphi} + (ikD_n - v_d)e\delta\tilde{n}, \\ \tilde{j}_3 &= -lk\sigma_0\tilde{\varphi} + lkD_n e\delta\tilde{n}. \end{aligned} \quad (15)$$

Подставляя в (15) выражение для комплексной амплитуды плотности заряда (7), получим закон Ома для комплексных амплитуд акустоэлектрического тока:

$$\begin{aligned} \tilde{j}_1 &= \sigma_{11}(\omega, \gamma)\tilde{E}_1, \\ \tilde{j}_3 &= \sigma_{33}(\omega, \gamma)\tilde{E}_3, \end{aligned}$$

где компоненты диагонального тензора акустоэлектрической проводимости (АЭП) равны

$$\begin{aligned} \sigma_{11}(\omega, \gamma) &= \frac{\sigma_0(1-l^2(1-\gamma))}{\gamma + i\omega\tau_D(1-l^2)}, \\ \sigma_{33}(\omega, \gamma) &= \frac{\sigma_0\gamma}{\gamma + i\omega\tau_D(1-l^2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Если не учитывать диффузионное размывание волновых пакетов, то вкладом диффузионного тока в статическую электропроводность можно пренебречь. Тогда формулы (16) существенно упрощаются:

$$\sigma_{11}(\gamma) = \sigma(\gamma)[(1-l^2)(1-\gamma)], \quad \sigma(\gamma) = \sigma_0/\gamma, \quad \sigma_{33} = \sigma_0. \quad (17)$$

Компонента тензора $\sigma_{11}(\gamma)$ соответствует АЭП эллиптически поляризованного тока в направлении распространения волны и является суммой двух слагаемых σ_0 и $\sigma(\gamma)(1-l^2)$. Поэтому переменный акустоэлектрический ток есть сумма двух поверхностных токов: дрейфового тока, который линейно зависит от внешнего электрического поля, и тока, возникающего вследствие пьезоэффекта и зависящего от этого поля нелинейно.

Если $\tilde{\varphi}^* < 0$ – максимальная по модулю амплитуда волнового пакета пьезопотенциала, движущегося с фазовой скоростью акустоэлектрической волны, и $-e\tilde{\varphi}^* < kT$, то заряд электронов не может быть удержан волновым пакетом. В этом случае должен наблюдаться перенос электронов с дрейфовой скоростью v_d в постоянном электрическом поле E_0 с электропроводностью σ_0 . Если $-e\tilde{\varphi}^* > kT$, то волновой пакет пьезопотенциала удерживает в единице объема заряд $Q = -en_0(1-l^2)$ и переносит его с фазовой скоростью волны v_s в направлении ее распространения, создавая постоянный акустоэлектрический ток плотности

$$j_a = Qv_s = (1-\gamma)Qv_d/\gamma = \sigma(\gamma)\tilde{E}_1. \quad (18)$$

Выражение (18) можно переписать в виде

$$j_a = \mu_n^*(\gamma)|Q|\tilde{E}_1^*,$$

где акустоэлектрическая подвижность, которая через параметр дрейфа γ зависит от внешнего электрического поля, равна

$$\mu_n^*(\gamma) = \mu_n(1-l^2)/\gamma.$$

Если дрейфовая скорость во внешнем поле становится равной фазовой скорости акустоэлектрической волны, то параметр дрейфа $\gamma \rightarrow 0$. При этом акустоэлектрическая подвижность $\mu_n^* \rightarrow \infty$. АЭП также стремится к бесконечности, а удельное сопротивление контакта стремится к нулю.

Если постоянное поле E_0 направить ортогонально волновому вектору (вдоль x_3), то для компонент плотности акустоэлектрического тока вместо выражений (4) получим

$$\begin{aligned} j_1 &= -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_1} + eD_n \frac{\partial \delta n}{\partial x_1}, \\ j_3 &= -\sigma_0 \frac{\partial \varphi}{\partial x_3} - ev_d \delta n + eD_n \frac{\partial \delta n}{\partial x_3}. \end{aligned} \quad (19)$$

В этом случае изменится и последнее уравнение системы (11), из которого для комплексной амплитуды плотности заряда получим

$$e\delta\tilde{n} = \frac{ik(\sigma_0/\nu)(1-l^2)\tilde{\phi}}{1+il\gamma_{\perp}+i\omega\tau_D(1-l^2)} \cong \frac{ik(\sigma_0/\nu)(1-l^2)\tilde{\phi}}{1+il\gamma_{\perp}}. \quad (20)$$

Запишем уравнения (19) для комплексных амплитуд:

$$\begin{aligned}\tilde{j}_1 &= -ik\sigma_0\tilde{\phi} + ikD_n e\delta\tilde{n}, \\ \tilde{j}_3 &= -lk\sigma_0\tilde{\phi} + (lkD_n - \nu_d) e\delta\tilde{n}.\end{aligned}$$

Используя выражение (20), запишем закон Ома для комплексных амплитуд тока, пренебрегая диффузионным током:

$$\begin{aligned}\tilde{j}_1 &= \sigma_{11}(\gamma_{\perp})\tilde{E}_1, \\ \tilde{j}_3 &= \sigma_{33}(\gamma_{\perp})\tilde{E}_3,\end{aligned} \quad (21)$$

где $\sigma_{11}(\gamma_{\perp}) = \frac{\sigma_0\gamma_{\perp}(\gamma_{\perp}+i)}{1+\gamma_{\perp}^2}$; $\sigma_{33}(\gamma_{\perp}) = \sigma_0\left(1 - \frac{2i\gamma_{\perp}}{1+\gamma_{\perp}^2}\right)$; $\gamma_{\perp} = l(\nu_d/\nu_s)$ – параметр дрейфа в поперечном поле.

Заключение. Ток акустического переноса заряда акустоэлектрической волной типа Стоунли стремится к сверхпроводящему, если дрейфовая скорость электронов в одном из контактирующих пьезополупроводниковых гетерослоев становится равной фазовой скорости волны. Из-за разных подвижностей μ_n^* и $\mu_{n'}^*$ сверхпроводящее свойство гетероконтакта соответствует двум разным значениям параметров распространения γ и γ' в каждом слое. Поэтому электрическое сопротивление контакта ничтожно мало при двух разных напряженностях внешнего электрического поля: E_0 и E'_0 . Если постоянное поле E_0 ортогонально направлению распространения волны и в нем электроны достигают дрейфовой скорости, равной фазовой скорости акустоэлектрической волны, обе компоненты тензора АЭП остаются конечными комплексными величинами. Соответствующие им удельные сопротивления, согласно выражению (21), имеют активную и реактивную составляющие, причем реактивная составляющая тензора АЭП достигает максимального значения.

Полученные аналитические выражения для подвижности и плотности тока могут быть использованы при расчете вольт-амперных характеристик акустоэлектрических полевых транзисторов на волнах Стоунли.

Литература

1. Мороча А.К., Рожков А.С. О существовании поперечных акустоэлектрических волн типа Стоунли и возможности их применения в акустонанoeлектронике // Изв. вузов. Электроника. – 2017. – Т. 22. – №1. – С. 7–14.
2. Hoskins M.J., Marcos H., Hunsiger. Charge transport by surface acoustic waves in GaAs // Appl. Phys. Lett. – 1982. – Vol. 41. – P. 332–336.
3. Heterostructure acoustic charge transport devices on molecular beam epitaxial grown GaAs/AlGaAs epitaxial layers / W.J. Tanski, R.N. Sacks, S.W. Marrit et al. // J. of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures. – 1990. – Vol. 8. – No. 1, 2. – P. 352–354.
4. Бугаев А.С., Гуляев Ю.В., Сухацкий И.И. Приборы с акустическим переносом заряда // Зарубежная радиоэлектроника. – 1991. – №3. – С. 23–35.
5. Мороча А.К. Новые типы поверхностных акустоэлектрических волн и акустический перенос заряда в кристаллах GaAs // Изв. вузов. Электроника. – 2014. – №2(106). – С. 3–15.

Поступила 20.03.2017 г.; принята к публикации 13.06.2017 г.

Мороча Арнольд Климентьевич – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры квантовой физики и наноэлектроники Национального исследовательского университета «МИЭТ» (Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1), Arnold.36@mail.ru

Рожков Александр Сергеевич – аспирант кафедры квантовой физики и наноэлектроники Национального исследовательского университета «МИЭТ» (Россия, 124498, г. Москва, г. Зеленоград, пл. Шокина, 1), rozhkov.mgt@yandex.ru

References

1. Morocha A.K., Rozhkov A.S. O sushchestvovanii poperechnykh akustoelektricheskikh voln tipa Stounli i vozmozhnosti ih primeneniya v akustonanoehlektronike [On Existents of Transversal Acoustoelectric Waves of Stoneley Type and Possibility of their Application in Acustonanoelectronics]. *Izvestiya vuzov. Elektronika – Proceedings of Universities. Electronics*, 2017, vol. 22, no. 1, pp. 7–14. (in Russian).
2. Morocha A.K. Novye tipy poverhnostnykh akustoelektricheskikh voln i akusticheskij perenos zaryada v kristallakh GaAs [New Types of Surface Acoustoelectric Waves and Acoustic Charge Transport in GaAs Crystals]. *Izvestiya vuzov. Elektronika – Proceedings of Universities. Electronics*, 2013, no. 2, pp. 3–15. (in Russian).
3. Hoskins M.J., Marcos H., Hunsiger. Charge transport by surface acoustic waves in GaAs. *Appl. Phys. Lett.*, 1982, vol.41, pp. 332–336.
4. Tanski W.J., Sacks R.N., Marrit S.W. et al. Heterostructure acoustic charge transport devices on molecular beam epitaxial grown GaAs/AlGaAs epitaxial layers. *J. of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 1990, vol. 8, no. 1, 2, pp. 352–354.
5. Bugaev A.S., Gulyaev Yu.V., Suhackij I.I. Pribory s akusticheskimi perenosom zaryada [Acoustic Charge Transport Devices]. *Zarubezhnaya radioelektronika – Foreign Radio electronic*, 1991, no. 3, pp. 23–35. (in Russian).

Submitted 20.03.2017; accepted 13.06.2017.

Morocha Arnold K. – PhD of physico-mathematical sciences, associate professor of the Quantum Physic and Nanoelectronic Department, National Research University of Electronic Technology (Russia, 124498, Moscow, Zelenograd, Shokin sq., 1), arnold.36@mail.ru

Rozhkov Alekandr S. – PhD student of the Quantum Physic and Nanoelectronic Department, National Research University of Electronic Technology (Russia, 124498, Moscow, Zelenograd, Shokin sq., 1), rozhkov.mgt@yandex.ru