

АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ, СОДЕРЖАЩЕЙ ТОЧЕЧНУЮ ПРИМЕСЬ

*И. А. Кокурин, В. А. Маргулис**

*Мордовский государственный университет им. Н. П. Огарева
430000, Саранск, Россия*

Теоретически исследован наведенный потоком ультразвуковых фононов постоянный электрический ток через квантовую проволоку, содержащую одиночную точечную примесь. Получено явное выражение для акустоэлектрического тока и изучена его зависимость от химического потенциала электронного газа и индукции внешнего магнитного поля. Показано, что наличие точечной примеси может приводить к частичному или полному разрушению ступенчатой структуры на зависимости акустоэлектрического тока от химического потенциала.

PACS: 72.50.+b, 73.23.Ad

В последнее десятилетие появился целый ряд как экспериментальных, так и теоретических работ по исследованию акустоэлектрического (АЭ) эффекта в наноструктурах. В связи с возможностью создания на основе данного эффекта различных наноструктур необходимо исследовать влияние на АЭ-эффект различных дефектов структуры, таких как, например, примеси, дислокации, неоднородность проводящих каналов и другие.

В большинстве теоретических работ по исследованию АЭ-эффекта для расчета использован метод, основанный на решении кинетического уравнения для электронов наноструктуры [1]. Известно, что при использовании указанного метода в случае баллистического прохождения электронов через систему АЭ-ток существует лишь при звуковых частотах ω_q , больших пороговой $\omega_{th} = 2m^*s^2/\hbar$, где m^* — эффективная масса электрона, s — скорость звука. Однако в экспериментах в квантовых каналах в гетероструктурах GaAs/Al_xGa_{1-x}As [2] АЭ-ток наблюдался и при меньших частотах. Существуют два механизма, снимающие указанное ограничение. Это примесное рассеяние внутри наноструктуры [3] и рассеяние электронов в области контакта проводящего канала и электронного резервуара [4]. Учитывая, что наличие даже одиночной точечной примеси оказывает существенное влияние на электронный транспорт [5], вплоть до разрушения ступенчатой структуры

квантования кондактанса, представляется интересным исследовать влияние такой примеси на АЭ-ток.

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию АЭ-тока через квантовую проволоку. Основное внимание уделено влиянию точечной примеси на поведение АЭ-тока. Мы рассматриваем квантовую проволоку, соединяющую два электронных резервуара с одинаковыми значениями химических потенциалов электронного газа в них, температуры в резервуарах также считаем равными. Тем самым мы исключаем из рассмотрения все транспортные эффекты кроме акустоэлектрического. Для моделирования электронного конфайнмента в квантовой проволоке мы использовали симметричный параболический потенциал

$$V(x, y) = m^* \omega_0^2 (x^2 + y^2) / 2,$$

где ω_0 — характеристическая частота потенциала, определяющая эффективный радиус проволоки $r_0 = \sqrt{\hbar/m^*\omega_0}$.

Спектр одноэлектронных бесспиновых состояний в симметричной параболической квантовой проволоке, помещенной в однородное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, имеет хорошо известный вид:

$$E_{mnk} = \frac{\hbar\omega_c}{2}m + \frac{\hbar\Omega}{2}(2n + |m| + 1) + \frac{\hbar^2k^2}{2m^*}, \quad (1)$$

где $\Omega = \sqrt{\omega_c^2 + 4\omega_0^2}$, $\omega_c = eB/m^*c$ — циклотронная частота, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; $n = 0, 1, 2, \dots$; k — вол-

*E-mail: theorphysics@mrsu.ru

новой вектор электрона в направлении магнитного поля.

Для моделирования потенциала примеси мы использовали потенциал нулевого радиуса [6]. Известно, что рассеяние на потенциале нулевого радиуса наиболее существенно, если примесь находится вблизи оси квантовой проволоки [5]. Учитывая это и исходя из соображений удобства, мы полагаем примесь лежащей в центре симметрии $\mathbf{a} = (0, 0, 0)$ квантовой проволоки длины L . В этом случае потенциалом нулевого радиуса рассеиваются только s -состояния, т.е. электронные моды с квантовым числом $m = 0$. Собственные функции одноэлектронного гамильтониана квантовой проволоки с примесью, соответствующие уровням энергии (1), в цилиндрических координатах имеют вид

$$|mnk\rangle = \frac{R_{mn}(\rho)}{\sqrt{2\pi L}} e^{im\varphi} e^{ikz} - \delta_{m0}[Q(E) + \alpha]^{-1} \times \\ \times \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} \frac{im^*}{2\pi\hbar^2 l_0^2} \sum_{l=0}^{\infty} R_{0l}(\rho) \frac{e^{ik_{0l}|z|}}{k_{0l}}, \quad (2)$$

где

$$R_{mn}(\rho) = c_{mn} \rho^{|m|} \exp(-\rho^2/4l_0^2) L_n^{|m|}(\rho^2/2l_0^2),$$

$$c_{mn} = (1/l_0^{|m|+1}) \sqrt{n!/2^{|m|}(n+|m|)!},$$

$L_n^k(x)$ — обобщенные полиномы Лагерра,

$$\hbar k_{0n} = \sqrt{2m^*[E - \hbar\Omega(n + 1/2)]},$$

$$Q(E) = (m^*/2\sqrt{2\pi\hbar^2 l_0}) \zeta(1/2; 1/2 - E/\hbar\Omega)$$

— Q -функция Крейна (перенормированная функция Грина невозмущенного гамильтониана), $\zeta(s; x)$ — обобщенная дзета-функция Римана, $l_0 = \sqrt{\hbar/m^*\Omega}$, α — параметр примеси, связанный с длиной рассеяния a соотношением

$$\alpha = m^*/2\pi\hbar^2 a.$$

Для вычисления АЭ-тока воспользуемся стандартным подходом

$$J = 2e \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} \int \frac{dk}{2\pi} v \Delta f_{mnk}(z). \quad (3)$$

Здесь Δf — неравновесная часть электронной функции распределения, определяемая из кинетического уравнения [1]

$$v \frac{\partial \Delta f}{\partial z} = I[f]$$

с граничными условиями $\Delta f = 0$ при $z = \mp L/2$ (для $k > 0$ ($k < 0$)),

$$v = \frac{\partial E_{mnk}}{\partial(\hbar k)}$$

— скорость электрона. Звуковая волна в этом случае рассматривается как поток монохроматических акустических фононов с неравновесным распределением [3]

$$N_{\mathbf{q}} = N_0 \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{q}_0},$$

где $N_0 = SV_0/\hbar s^2 q_0$, S — интенсивность звука, V_0 — нормировочный объем. Считаем фононный пучок распространяющимся вдоль оси системы, $\mathbf{q}_0 = (0, 0, q_0)$. Матричные элементы оператора электрон-фононного взаимодействия, определяющие интеграл столкновений $I[f]$, имеют стандартный вид:

$$M_{mnk, m'n'k'}^{\pm q} = C_{\mathbf{q}} (N_{\mathbf{q}} + 1/2 \mp 1/2)^{1/2} \times \\ \times \langle m'n'k' | e^{\pm i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} | mnk \rangle, \quad (4)$$

но в качестве $|mnk\rangle$ мы использовали непосредственно собственные функции (2). Здесь $C_{\mathbf{q}}$ — постоянная электрон-фононного взаимодействия, которая для случая пьезоэлектрического (ПЭ) взаимодействия и деформационного потенциала (ДП) имеет вид

$$C_{\mathbf{q}}^{PE} = M_{\lambda}(\mathbf{e}_q) \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V_0 \omega_{\mathbf{q}}}}, \quad (5)$$

$$C_{\mathbf{q}}^{DP} = D \sqrt{\frac{\hbar q^2}{2\rho_0 V_0 \omega_{\mathbf{q}}}},$$

где ρ_0 — массовая плотность, $M_{\lambda}(\mathbf{e}_q)$ — тензор ПЭ-взаимодействия, который зависит от направления распространения \mathbf{e}_q и поляризации λ фононов и в нашем случае является константой, D — константа ДП. Для соответствующих экспериментальной ситуации [2] значений частот ультразвука (1–3 ГГц) доминирующим является ПЭ-взаимодействие, в то время как взаимодействие, связанное с ДП, становится существенным лишь при достаточно больших частотах.

При нахождении вероятностей индуцированных фононами переходов мы напрямую пользовались волновыми функциями (2) возмущенного потенциалом нулевого радиуса гамильтониана. Это позволяет отделить компоненту АЭ-тока J^i , обусловленную наличием примеси, от баллистической компоненты J^b , определяемой переходами между состояниями невозмущенного примесью гамильтониана. Полный ток J определяется суммой двух указанных слагаемых:

$$J = J^b + J^i.$$

Для баллистической компоненты АЭ-тока имеем

$$\frac{J^b}{J_0} = \theta(\omega_{\mathbf{q}} - \omega_{th}) \sum_{m,n} [f^F(E_{mn}^-) - f^F(E_{mn}^+)], \quad (6)$$

где

$$J_0 = 2em^*L|C_{\mathbf{q}0}|^2N_0/\hbar^3q_0,$$

$f^F(\varepsilon)$ — функция распределения Ферми, $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда,

$$E_{mn}^{\pm} = E_{mn} + (m^*s \pm \hbar q_0/2)^2/2m^*,$$

E_{mn} — дискретная часть спектра (1). Поведение баллистического АЭ-тока (6) было детально исследовано в работе [7].

Примесную компоненту АЭ-тока J^i можно представить в виде суммы парциальных токов,

$$J^i = \sum_j J_j^i.$$

При этом дающая основной вклад в примесный ток компонента J_1^i , аналогично J^b , отлична от нуля лишь для звуковых частот, больших пороговой, но имеет противоположное направление:

$$\begin{aligned} \frac{J_1^i}{J_0} = & -\theta(\omega_{\mathbf{q}} - \omega_{th}) \sum_n [f^F(E_{0n}^-) - f^F(E_{0n}^+)] \times \\ & \times \left[\frac{1}{\sqrt{\delta^-}} \frac{\gamma^2 \text{Im} \zeta_n^-}{(\gamma \text{Re} \zeta_n^- + 1)^2 + \gamma^2 \text{Im}^2 \zeta_n^-} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sqrt{\delta^+}} \frac{\gamma^2 \text{Im} \zeta_n^+}{(\gamma \text{Re} \zeta_n^+ + 1)^2 + \gamma^2 \text{Im}^2 \zeta_n^+} \right], \quad (7) \end{aligned}$$

где

$$\delta^{\pm} = \frac{(m^*s \pm \hbar q_0/2)^2}{2m^*\hbar\Omega}, \quad \gamma = \frac{a}{\sqrt{2}l_0}.$$

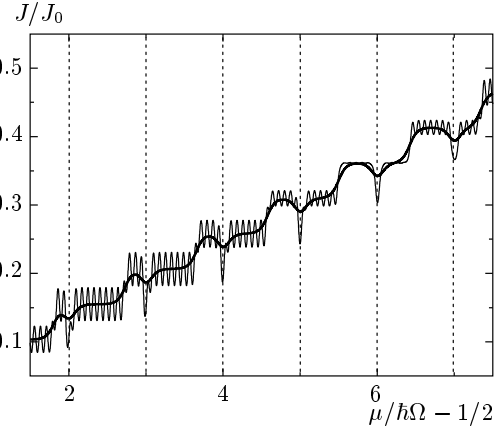
Для краткости записи введено обозначение

$$\zeta_n^{\pm} = \zeta(1/2; 1/2 - E_{0n}^{\pm}/\hbar\Omega) = \zeta(1/2; -n - \delta^{\pm}).$$

Мнимая и действительная части дзета-функции определены согласно [5]. Для частот звука, меньших пороговой, основной вклад в примесный ток вносит следующее слагаемое:

$$\begin{aligned} \frac{J_2^i}{J_0} = & \frac{1}{8} \sum_n [f^F(E_{0n}^-) - f^F(E_{0n}^+)] \times \\ & \times \left[\frac{1}{\delta^-} \frac{\gamma^2}{(\gamma \text{Re} \zeta_n^- + 1)^2 + \gamma^2 \text{Im}^2 \zeta_n^-} + \right. \\ & \left. + \text{sgn}(\omega_{\mathbf{q}} - \omega_{th}) \frac{1}{\delta^+} \frac{\gamma^2}{(\gamma \text{Re} \zeta_n^+ + 1)^2 + \gamma^2 \text{Im}^2 \zeta_n^+} \right]. \quad (8) \end{aligned}$$

Ток J_2^i отличен от нуля для всех $\omega_{\mathbf{q}}$ и имеет то же направление, что и J^b .



АЭ-ток через квантовую проволоку как функция химического потенциала; $\omega_0 = 10^{13} \text{ с}^{-1}$, $B = 12 \text{ Тл}$, $\gamma = -0.1$, $\omega_{\mathbf{q}} = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$, $s = 5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $m^* = 0.067m_0$, $T = 5 \text{ К}$ (тонкая линия), $T = 15 \text{ К}$ (жирная линия). Точечными линиями отмечены положения примесных антирезонансов

Из выражений (7) и (8) следует, что J^i , как и J^b , проявляет в общем случае осцилляционную зависимость от химического потенциала, однако амплитуда примесных осцилляций сильно зависит как от длины рассеяния, так и от частоты звука.

Примесная компонента тока J^i как функция химического потенциала μ испытывает осцилляции с периодом $\Delta\mu = \hbar\Omega$. Для звуковых частот, больших пороговой, J^i имеет направление, противоположное J^b , при этом величина примесного эффекта может достигать по порядку баллистического (в зависимости от частоты звука и длины рассеяния). При $\omega_{\mathbf{q}} < \omega_{th}$ вклад в ток вносит только примесная компонента J_2^i , а величина эффекта в этом случае на один-два порядка меньше, чем J^b . Амплитуда осцилляций J^i максимальна при частотах звука, близких к ω_{th} , и значительно уменьшается с ростом $\omega_{\mathbf{q}}$. Влияние температуры сводится к сглаживанию осцилляций и уменьшению их амплитуды.

Известно, что зависимость $J^b(\mu)$ может иметь как осцилляционный, так и ступенчатый, аналогичный квантованию кондактанса, вид [7]. В первом случае наличие отрицательной примесной компоненты приводит к уменьшению амплитуды осцилляционных пиков, соответствующих включению в проводимость электронных мод с $m = 0$. Ступенчатая структура АЭ-тока в случае симметричной квантовой проволоки возможна лишь в достаточно сильных магнитных полях ($\omega_c \gtrsim \omega_0$). При низких температурах (около 5 К) ступенчатая зависимость $J(\mu)$

может иметь тонкую структуру в виде осцилляций с периодом $\Delta\mu = \hbar(\Omega - \omega_c)/2$, которые под действием примеси редуцируются аналогично описанной выше осцилляционной картине (см. рисунок, тонкая линия). При более высоких температурах, соответствующих размытию осцилляций тонкой структуры, наличие примеси может приводить к частичному (см. рисунок, жирная линия), либо полному разрушению ступенчатой структуры АЭ-тока.

Положение примесных антирезонансов на кривой $J(\mu)$ определяется из условия

$$\mu/\hbar\Omega - 1/2 = N,$$

где $N = 0, 1, 2, \dots$, в то время как положение ступеней АЭ-тока определяется из условия

$$2\mu/\hbar(\Omega + \omega_c) - 1/2 = N.$$

Отсюда следует, что с увеличением индукции магнитного поля происходит сближение порогов ступеней и соответствующих примесных антирезонансов на зависимости $J(\mu)$.

В сверхсильных магнитных полях ($\omega_c \gg \omega_0$) происходит линейный относительно магнитного поля рост высоты ступеней АЭ-тока, в то время как амплитуда примесных антирезонансов увеличивается гораздо медленнее. Это приводит к относительному уменьшению амплитуды примесных пиков с ростом

индукции магнитного поля, т. е. можно говорить о подавлении примесного эффекта в сильных магнитных полях.

Авторы выражают благодарность М. А. Пятаеву за оказанную помощь. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-16145).

ЛИТЕРАТУРА

1. V. L. Gurevich, V. B. Pevzner, and G. J. Iafrate, Phys. Rev. Lett. **77**, 3881 (1996).
2. J. M. Shilton, V. I. Talyanskii, M. Pepper et al., J. Phys.: Condens. Matter **8**, L531 (1996).
3. Ø. L. Vø, H. Totland and Yu. Galperin, J. Phys.: Condens. Matter **9**, 8381 (1997).
4. V. L. Gurevich, V. I. Kozub, and V. B. Pevzner, Phys. Rev. B **58**, 13088 (1998).
5. В. А. Гейлер, В. А. Маргулис, ЖЭТФ **111**, 2215 (1997).
6. Ю. Н. Демков, В. Н. Островский, *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике*, Изд-во ЛГУ, Ленинград (1975).
7. В. А. Маргулис, М. П. Трушин, А. В. Шорохов, ЖЭТФ **121**, 1352 (2002).