

## Фототок в квантовом канале с примесью

© В.А. Маргулис<sup>1</sup>, М.А. Пятаев<sup>1</sup>, С.Н. Ульянов<sup>1</sup>

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарева,  
430005 Саранск, Россия

(Получена 26 ноября 2012 г. Принята к печати 25 декабря 2012 г.)

С помощью обобщения метода Ландауэра–Бюттикера исследовано влияние электромагнитного излучения на электронный транспорт в квантовом канале, содержащем одиночную короткодействующую примесь. Показано, что при несимметричном расположении рассеивающего центра в системе возникает постоянный фототок. Исследованы зависимости фототока от химического потенциала электронов, положения примеси и частоты излучения.

### 1. Введение

Исследованию электронного транспорта в различных наноструктурах под влиянием внешнего электромагнитного излучения в последние годы посвящено значительное количество теоретических [1–9] и экспериментальных работ [10–21]. Интерес к рассматриваемой проблеме связан с попытками создания однофотонных детекторов нанометровых размеров [10–14]. Генерация фототока экспериментально наблюдалась в различных квантовых системах, например, таких как квантовые точки и гетероструктуры с ними [18], квантовые точечные контакты [15–17], спирали из InSb [14], многобарьерные фотодиодные гетероструктуры [20] и двумерные наноструктуры из GaN/AlGaN [21].

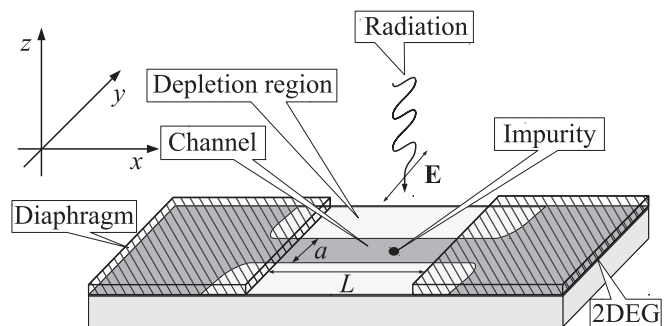
Существует множество теоретических моделей, объясняющих возникновение фототока в объемных образцах и низкоразмерных системах под влиянием микроволнового излучения [1–9]. Как хорошо известно, необходимым условием для возникновения фототока является отсутствие центра инверсии у системы. В макроскопических образцах такое нарушение симметрии, как правило, связано с асимметрией кристаллической решетки. В наноструктурах при квазибаллистическом транспортном режиме имеется новая возможность, когда нарушение симметрии может быть обусловлено геометрией системы. Отметим, в частности, возникновение фототока в искривленных наноструктурах под действием циркулярно поляризованного излучения [3,5]. Одной из наиболее простых систем, в которых возможна генерация фототока, является квантовый канал с короткодействующей примесью, расположенной несимметрично относительно торцов канала, т.е. ближе к одному из них. Цель данной работы состоит в исследовании фотогальванического эффекта в квантовом канале с поперечным удерживающим потенциалом, выбранным в виде потенциала жесткой стенки, при наличии одиночной короткодействующей примеси.

Отметим, что рассмотренный в нашей предыдущей работе [4] параболический поперечный потенциал обладает специфической особенностью — эквидистантным

набором энергетических уровней. Это приводит к существованию единственной резонансной частоты и к специфической осцилляционной зависимости фототока от химического потенциала, нетипичной для других потенциалов. Для понимания поведения фототока в различных подобных системах представляет интерес общий случай канала с неэквидистантными энергетическими уровнями поперечного квантования, который и рассматривается в данной работе.

### 2. Схема устройства и гамильтониан

В работе рассматривается квантовый канал, сформированный в двумерном электронном газе на границе гетероструктуры GaAs/AlGaAs, соединяющий два электронных резервуара. Канал содержит короткодействующий дефект, расположенный в точке с радиус-вектором  $\mathbf{r}_d$ . На систему падает плоская электромагнитная волна малой интенсивности, поляризованная перпендикулярно оси канала. Схематическое изображение исследуемой системы показано на рис. 1. Резервуары закрыты непрозрачной диафрагмой (на рисунке диафрагма обозначена штриховкой), таким образом, взаимодействие электронов со световой волной происходит только в области канала.



**Рис. 1.** Схематическое изображение квантового канала. Штриховкой показана диафрагма.  $L$  — длина канала,  $a$  — ширина канала. Области обеднения в двумерном электронном газе создаются с помощью расщепленного затвора, который на схеме не показан.

<sup>1</sup> E-mail: pyataevma@math.mrsu.ru

<sup>1</sup> E-mail: ulyanovsn@mail.ru

<sup>1</sup> E-mail: theorphysics@mrsu.ru

В работе канал моделируется удерживающим потенциалом жесткой стенки, а примесь — с помощью потенциала нулевого радиуса [22–25]. Влияние электромагнитного возмущения учитывается в рамках однофотонного приближения. Для нахождения тока используется описанный в литературе подход, основанный на обобщении [1–3] метода Ландауэра–Бюттикера. Аналогичный метод нахождения фототока в системе использовался в нашей предыдущей работе [4].

Движение электрона в канале описывается гамильтонианом  $\hat{H}_0$

$$\hat{H}_0 = \frac{\hat{p}_x^2}{2m^*} + \frac{\hat{p}_y^2}{2m^*} + U(y), \quad (1)$$

где  $m^*$  — эффективная масса электрона (при расчетах использовалась  $m^* = 0.067m_e$ ),  $\hat{p}_x$  и  $\hat{p}_y$  — проекции оператора импульса на координатные оси,  $U(y)$  — потенциал жесткой стенки ( $0 < y < a$ ,  $a$  — ширина канала). Важным отличием потенциала жесткой стенки от параболического потенциала, рассмотренного в [4], является неэквидистантность энергетических уровней, которая приводит к принципиальному изменению зависимости фототока от химического потенциала и наличию множества резонансных частот.

Спектр гамильтониана  $\hat{H}_0$  определяется известным выражением:

$$E_{n,p_x} = \frac{p_x^2}{2m^*} + E_n, \quad (2)$$

где  $E_n = \varepsilon n^2$ ,  $\varepsilon = \pi^2 \hbar^2 / 2m^* a^2$ , а квантовое число  $n$  принимает целые значения от 1 до  $\infty$ . Собственные функции гамильтониана  $\hat{H}_0$  также хорошо известны:

$$\phi_{n,p_x}(\mathbf{r}) = \Phi_n(y) \exp(ip_x x / \hbar), \quad (3)$$

$$\Phi_n(y) = \sqrt{2/a} \sin(\pi n y / a). \quad (4)$$

Так как в работе примесь считается точечной, то гамильтониан  $\hat{H}_d$  канала с примесью является точечным возмущением гамильтониана  $\hat{H}_0$ . Согласно теории потенциалов нулевого радиуса [22–25], такое возмущение определяется граничными условиями для волновой функции в точке нахождения примеси.

Считая, что электрон взаимодействует с электромагнитным полем падающей волны только на протяжении участка канала длины  $L$ , оператор взаимодействия можно записать в виде

$$\hat{V}(t) = \hat{V}_0(e^{i\omega t} + e^{-i\omega t}),$$

где не зависящая от времени часть оператора возмущения

$$\hat{V}_0 = \frac{e\epsilon \hat{p}_y}{m^* \omega} [\theta(x) - \theta(x - L)]. \quad (5)$$

Здесь  $\epsilon$  — амплитуда электрического поля,  $\omega$  — частота излучения,  $\theta(x)$  — ступенчатая функция Хевисайда.

Используя обобщение метода Ландауэра–Бюттикера [1–4], ток в присутствии излучения запишем в виде

$$I = \frac{e}{\pi \hbar} \sum_{n,n',l} \int_0^\infty \left[ T_{n'n}^{\text{RL}}(E + l\hbar\omega, E) f_L(E) - T_{n'n}^{\text{LR}}(E + l\hbar\omega, E) f_R(E) \right] dE, \quad (6)$$

где  $T_{n'n}^{\text{RL}}(E + l\hbar\omega, E)$  — вероятность прохождения электрона через канал из состояния с энергией  $E$  и квантовым числом  $n$  вблизи левого резервуара в состояние с энергией  $E + l\hbar\omega$  и квантовым числом  $n'$  вблизи правого резервуара,  $f_L$  и  $f_R$  — функции распределения Ферми для левого и правого резервуаров соответственно,  $l$  — количество поглощенных фотонов (отрицательное значение соответствует испусканию). В приближении однофотонных процессов  $l = -1, 0, 1$ .

Вероятности прохождения  $T_{n'n}^{ij}(E + l\hbar\omega, E)$  выражаются через амплитуды прохождения  $t_{n'n}^{ij}(E + l\hbar\omega, E)$  (индексы  $i, j$  означают левый (L) или правый (R) резервуар):

$$T_{n'n}^{ij}(E + l\hbar\omega, E) = \frac{k_n^l}{k_n^0} |t_{n'n}^{ij}(E + l\hbar\omega, E)|^2, \quad (7)$$

где волновое число

$$k_n^l = \sqrt{2m^*(E - E_n + l\hbar\omega)} / \hbar.$$

### 3. Фототок

В линейном по напряжению приближении ток может быть представлен в виде

$$I = I_{\text{ph}} + G\Delta\varphi, \quad (8)$$

где  $I_{\text{ph}}$  — фототок, который существует и при отсутствии напряжения смещения;  $G$  — проводимость системы;  $\Delta\varphi$  — напряжение смещения.

При отсутствии напряжения смещения выражение для тока принимает вид [4]

$$I_{\text{ph}} = \frac{e}{\pi \hbar} \int_0^\infty f(E) \Delta T(E) dE, \quad (9)$$

где функция

$$\Delta T(E) = \sum_{l=\pm 1} \sum_{m'} \left[ T_{n'n}^{\text{RL}}(E + l\hbar\omega, E) - T_{n'n}^{\text{LR}}(E + l\hbar\omega, E) \right]. \quad (10)$$

Для нахождения вероятностей прохождения в настоящей работе используется концепция квазиэнергетических состояний [26]. Так как гамильтониан системы периодически зависит от времени, волновая функция

электронов может быть представлена в виде суперпозиции гармоник:

$$\Psi(\mathbf{r}, t) = \sum_l \psi_l(\mathbf{r}) \exp[-i(F + l\hbar\omega)t/\hbar], \quad (11)$$

где квазиэнергия  $F = E + i\Gamma$ . Мнимая часть квазиэнергии учитывает процессы релаксации и может быть связана со временем релаксации  $\tau$  простым соотношением  $\Gamma = \hbar/\tau$ . Подставляя волновую функцию вида (11) в уравнение Шрёдингера, получим систему бесконечного числа уравнений:

$$[\hat{H}_d - (F + l\hbar\omega)]\psi_l(\mathbf{r}) + \hat{V}_0\psi_{l+1}(\mathbf{r}) + \hat{V}_0\psi_{l-1}(\mathbf{r}) = 0.$$

Ограничиваясь рассмотрением однофотонных процессов  $l = -1, 0, 1$ , из уравнения Шрёдингера получим выражение для волновых функций возбужденных состояний:

$$\psi_{\pm 1}(\mathbf{r}) = - \int G_d(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; F \pm \hbar\omega) \hat{V}_0\psi_0(\mathbf{r}') d^2r', \quad (12)$$

где  $G_d(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E)$  — функция Грина для гамильтониана  $\hat{H}_d$ ;  $\psi_0(\mathbf{r})$  — волновая функция нерассеянного состояния, за которую может быть взята собственная функция  $\psi_{n,p_x}(\mathbf{r})$  гамильтониана канала с примесью. Последняя, согласно теории потенциалов нулевого радиуса [24,25], имеет вид

$$\psi_{n,p_x}(\mathbf{r}) = \phi_{n,p_x}(\mathbf{r}; E) - \frac{\phi_{n,p_x}(\mathbf{r}_d; E)}{Q(\mathbf{r}_d; E) - P} G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; E), \quad (13)$$

где  $\phi_{n,p_x}(\mathbf{r}; E)$  — падающая волна, описываемая формулой (3);  $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E)$  — функция Грина для гамильтониана  $\hat{H}_0$ ;  $Q(\mathbf{r}_d; E)$  —  $Q$ -функция Крейна, т.е. перенормированная функция Грина, получающаяся из  $G_0$  вычитанием логарифмической особенности при  $\mathbf{r} \rightarrow \mathbf{r}'$ ;  $P$  — параметр, характеризующий силу точечного потенциала примеси.

Функция Грина  $G_d(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E)$ , согласно формуле Крейна для резольвент [23,24], имеет вид

$$G_d(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) - \frac{G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}_d; E)G_0(\mathbf{r}_d, \mathbf{r}'; E)}{Q(\mathbf{r}_d; E) - P}. \quad (14)$$

Для невозмущенного Гамильтониана  $\hat{H}_0$  функция Грина  $G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E)$  определяется выражением

$$G_0(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; E) = \frac{im^*}{\hbar^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Phi_n(y)\Phi_n(y')}{k_n^0} e^{ik_n^0|x-x'|}, \quad (15)$$

где  $\text{Re } k_n^0 \geq 0$  и  $\text{Im } k_n^0 \geq 0$ .

Из асимптотики выражения (12) для волновой функции  $\psi_{\pm 1}(\mathbf{r})$  при  $x \rightarrow \infty$  находим амплитуды вероятности прохождения

$$t_{n'n}^{jj}(E + l\hbar\omega, E) = A e^{ik_{n'}^l L} [t^{(1)} + t^{(2)} + t^{(3)} + t^{(4)}],$$

где

$$t^{(1)} = \frac{1}{ak_{n'}^l} C_{n'n} J_1(k_n^0, -k_{n'}^l), \quad (16)$$

$$t^{(2)} = \frac{i\alpha^-(n', l)}{ak_{n'}^l} \sum_{m=1}^{\infty} C_{mn} f_m^l J_2(k_n^0, k_m^l), \quad (17)$$

$$t^{(3)} = \frac{i\alpha^+(n, 0)}{ak_{n'}^l} \sum_{m=1}^{\infty} C_{n'm} f_m^0 J_2(-k_{n'}^l, k_m^0), \quad (18)$$

$$t^{(4)} = -\frac{\alpha^-(n', l)\alpha^+(n, 0)}{ak_{n'}^l} \sum_{m,m'=1}^{\infty} C_{m'm} f_m^l f_{m'}^0 J_3(k_{m'}^l, k_m^0). \quad (19)$$

Здесь введены обозначения

$$A = \frac{e\epsilon a}{\hbar\omega}, \quad f_n^l = \frac{\Phi_n(y_d)}{k_n^l},$$

$$\alpha^{\pm}(n, l) = -\frac{m^*}{\hbar^2} \frac{\Phi_n(y_d) \exp(\pm ik_n^l x_d)}{Q(\mathbf{r}_d; E + l\hbar\omega) - P},$$

$$C_{mn} = \begin{cases} \frac{2mn}{m^2 - n^2} [1 - (-1)^{m-n}], & m \neq n, \\ 0, & m = n. \end{cases}$$

Участвующие в выражениях (16)–(19) элементарные интегралы имеют вид

$$J_1(k_1, k_2) = \frac{1}{a} \int_0^L e^{i(k_1+k_2)x} dx,$$

$$J_2(k_1, k_2) = \frac{1}{a} \int_0^L e^{ik_1 x + ik_2 |x-x_d|} dx,$$

$$J_3(k_1, k_2) = \frac{1}{a} \int_0^L e^{i(k_1+k_2)|x-x_d|} dx.$$

Заметим, что для всех уровней дискретного спектра коэффициент  $C_{mn}$  равен нулю, когда число  $|m - n|$  четное, т.е. в дискретном спектре разрешены только переходы из состояний с нечетными номерами в состояния с четными или наоборот. Используя формулу (2), можно получить следующее выражение для резонансных частот в системе:

$$\Omega_{\text{НК}}^{\text{res}} = \frac{\epsilon}{\hbar} (2N + 2K - 1)(2K - 1), \quad N, K \in \mathbb{N}. \quad (20)$$

Частота  $\Omega_{\text{НК}}^{\text{res}}$  соответствует расстоянию между уровнями  $E_N$  и  $E_{N+2K-1}$  дискретной части спектра.

Отметим, что характерная энергия системы  $\epsilon$  определяется шириной канала, что позволяет управлять резонансными частотами путем изменения геометрии системы. В частности, при ширине канала  $a = 20$  нм характерная энергия  $\epsilon$  равна 14 мэВ, что соответствует резонансным частотам, лежащим в области 10–30 ТГц.

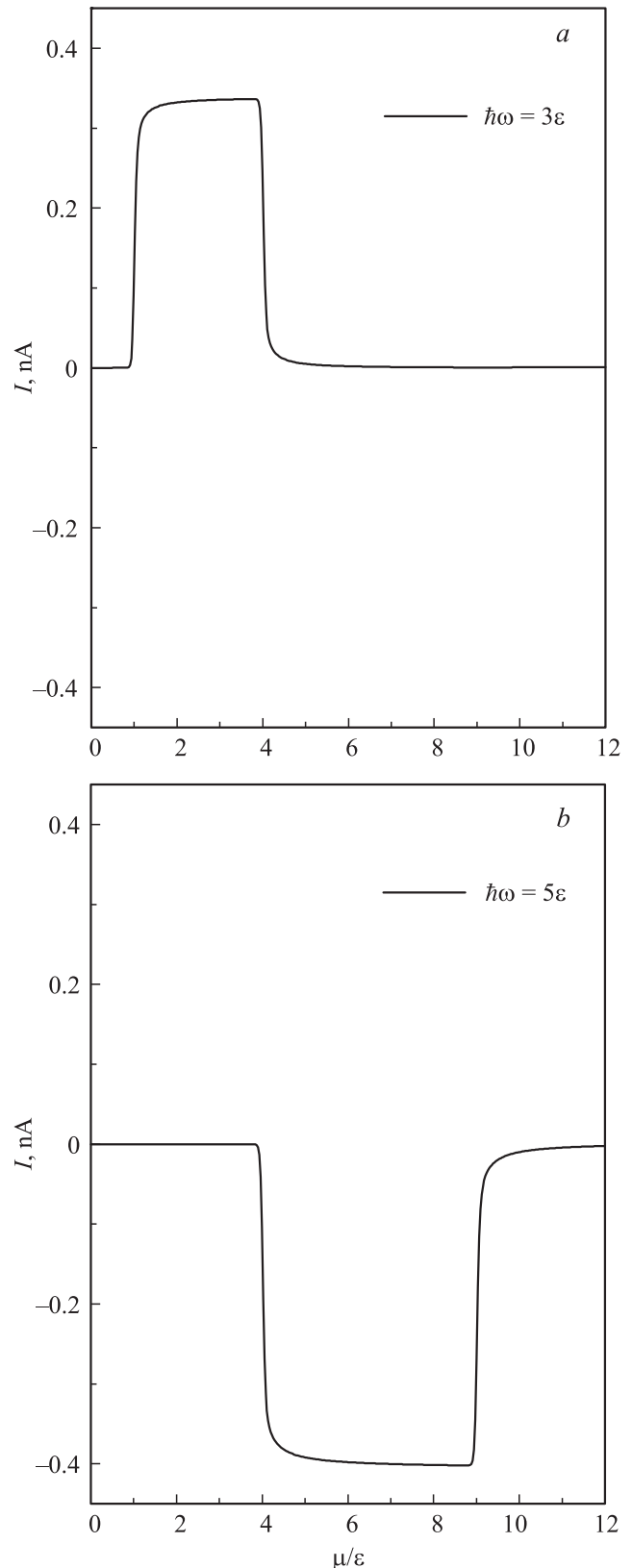
#### 4. Обсуждение результатов

Зависимость фототока от химического потенциала при различных резонансных частотах падающего излучения показана на рис. 2. Как видно из рисунка, резкое изменение фототока происходит вблизи дискретных составляющих энергии электрона в проволоке. Возникновение фототока в системе связано с тем, что при переходе из состояний с четными значениями номера подзоны  $n$  в состояния с нечетными  $n$  изменяется вероятность прохождения электрона через участок, содержащий примесь. Вероятность оптических переходов до того, как электрон провзаимодействовал с примесью, зависит от расстояния между примесью и торцом канала и различна для электронов, движущихся в разных направлениях. Чем большее время электрон движется в поле световой волны до взаимодействия с примесью, тем больше вероятность перехода. Наиболее просто возникновение фототока объясняется при расположении примеси на оси канала. В таком случае состояния с четными значениями квантового числа  $n$  не рассеиваются примесью, поскольку плотность вероятности нахождения электрона в точке расположения примеси равна нулю. Поэтому переходы в состояния с четными  $n$  увеличивают вероятность прохождения, а обратные переходы — уменьшают.

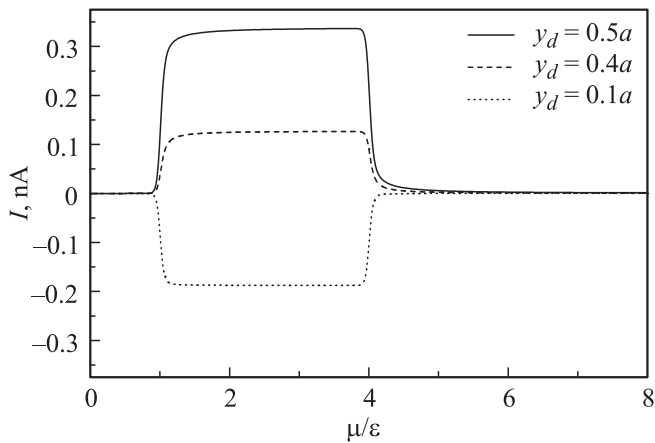
Как показывает анализ, наибольший вклад в фототок вносят медленные электроны, поскольку для них время взаимодействия со световой волной больше и, как следствие этого, больше вероятность оптического перехода. Поэтому фототок имеет наибольшую величину, когда энергия фотона равна расстоянию между дискретными составляющими энергетического спектра электрона в канале, соответствующими уровням с разной четностью. Наибольшая величина тока соответствует химическому потенциалу, расположенному между резонансными уровнями (рис. 2). Поскольку уровни в прямоугольной потенциальной яме неэквидистантны, в системе имеется множество резонансных частот, причем направление тока зависит от четности уровней, между которыми осуществляется резонансный переход (рис. 2). Этим рассматриваемая система принципиально отличается от канала с параболическим потенциалом конфайнмента [4], в котором условие резонанса выполняется одновременно для всех уровней, и зависимость фототока от химического потенциала имеет осцилляционный характер.

Полученное выражение для тока позволяет исследовать его зависимость от различных параметров системы, таких как, например, частота излучения, положение примеси и химический потенциал. Анализ показывает, что наибольшие значения фототока достигаются в случае резонанса  $\omega = \Omega_{NK}^{\text{res}}$ . В случае, когда примесь находится на оси канала, можно получить оценку для  $\Delta T(E)$  в окрестности точки  $E_N$ :

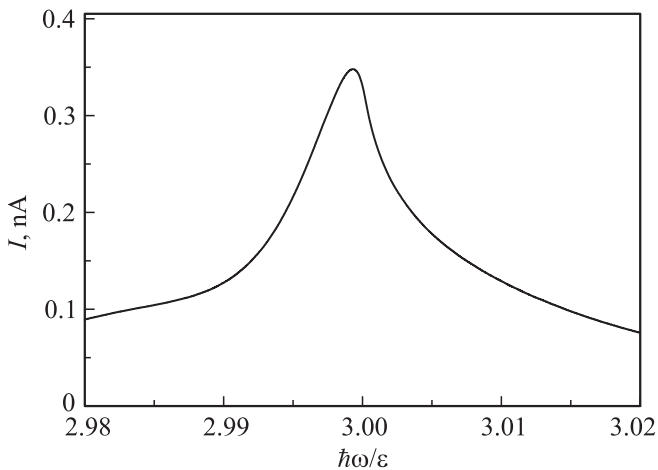
$$\Delta T(E) \approx D_{NK} \frac{\varepsilon \theta(E - E_N)}{\sqrt{(E - E_N)^2 + \Gamma^2}}, \quad (21)$$



**Рис. 2.** Зависимости фототока от химического потенциала при различных резонансных частотах:  $a$  —  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ ,  $b$  —  $\hbar\omega = E_3 - E_2$ . Интенсивность излучения  $I = 0.5 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ , температура  $T = 4 \text{ К}$ , длина  $L = 0.4 \text{ мкм}$ , ширина  $a = 20 \text{ нм}$ , время релаксации  $\tau = 20 \text{ пкс}$ . Примесь находится на оси канала:  $y_d = 0.5a$ ,  $x_d = 0.6L$ .



**Рис. 3.** Зависимости фототока от химического потенциала при различных поперечных смещениях примеси. Сплошная линия —  $y_d = 0.5a$ , штриховая линия —  $y_d = 0.4a$ , пунктирная линия —  $y_d = 0.1a$ . Остальные параметры такие же, как на рис. 2, а.



**Рис. 4.** Зависимость фототока от частоты падающего излучения при  $\mu = 2.5\epsilon$ . Все параметры, кроме  $\omega$ , такие же, как на рис. 2.

где

$$D_{NK} = (-1)^N \frac{N^2(N + 2K - 1)^2}{(N + K - 1/2)^4(K - 1/2)^4} \frac{J}{J_0} \frac{L\Delta x}{a^2} \times \exp(-2 \operatorname{Im} k_N^0 L), \quad (22)$$

$$\Delta x = x_d - L/2, \quad J_0 = \frac{c\pi\epsilon^2}{e^2 a^2}. \quad (23)$$

Аналогичное выражение, но с противоположным знаком, получается для окрестности точки  $E_{N+2K-1}$ . Поэтому, когда химический потенциал находится вблизи  $E_N$ , фототок возрастает по величине до своего амплитудного значения, а в окрестности  $E_{N+2K-1}$  фототок с той же скоростью падает почти до нуля.

Из формул (21)–(23) видно, что амплитуды резонансов линейно зависят от величины продольного сме-

щения  $\Delta x$  примеси вдоль оси и от интенсивности  $J$  падающего излучения. Кроме того, из формул (21)–(23) следует, что фототок слабо изменяется с увеличением номера  $N$ , низшего из резонансных уровней, но быстро убывает с увеличением индекса  $K$ . Последнее свойство позволяет утверждать, что наибольшие значения фототока будут достигаться при резонансных частотах серии  $\Omega_{N1}^{\text{res}} = (2N + 1)\epsilon/\hbar$ , связанной с переходами между соседними уровнями прямоугольной ямы.

Численный анализ показывает, что при смещении примеси относительно оси канала может происходить изменение знака фототока, связанное с чередованием максимумов и минимумом электронной плотности в поперечном сечении канала. В частности, если химический потенциал лежит между уровнями с  $n = 1$  и  $n = 2$ , а частота излучения соответствует резонансу между этими уровнями, то при удалении примеси от оси канала фототок сначала уменьшается, затем меняет знак, а затем снова стремится к нулю при расположении примеси на границе канала. Зависимости фототока от химического потенциала при различных поперечных смещениях показана на рис. 3.

Частотная характеристика зависимости фототока от химического потенциала показана на рис. 4. Как видно из рисунка, поведение фототока в зависимости от частоты имеет резонансный характер, причем резонансный пик имеет асимметричную форму.

Численный анализ температурной зависимости показывает, что амплитуда фототока медленно убывает с ростом температуры. Однако очевидно, что рассмотренная теория остается справедливой лишь до тех пор, пока транспортный режим может считаться баллистическим, т.е. пока можно пренебречь рассеянием электронов на фононах в канале.

## 5. Заключение

С помощью обобщения метода Ландауэра–Бюттикера найдены аналитические выражения для фототока в квантовом канале с одиночной короткодействующей примесью. Выяснена причина возникновения фототока. Исследована зависимость фототока от химического потенциала, положения примеси и частоты падающего излучения. Показано, что фототок имеет наибольшую величину, когда энергия фотона равна расстоянию между дискретными составляющими энергетического спектра электрона в канале, а химический потенциал лежит между этими составляющими. При этом амплитуда фототока максимальна для частот, соответствующих переходам между соседними подзонами размерного квантовая. Знак фототока определяется положением примеси и частотой падающей электромагнитной волны. Амплитуда фототока достаточно медленно убывает с ростом температуры в области баллистического транспортного режима.

Отметим, что полученная в работе зависимость фототока от химического потенциала является типичной для

потенциальных профилей с неэквидистантными уровнями поперечного квантования в отличие от изученного ранее [4] случая параболического потенциала, который является в определенном смысле исключительным. Наличие единственной резонансной частоты у параболической ямы приводит к специфической осцилляционной зависимости фототока от химического потенциала. Отметим, что рассмотренный в настоящей работе подход применим для анализа различных потенциальных профилей канала. Знание энергетического спектра и волновых функций невозмущенного гамильтониана позволяет предсказать основные черты поведения фототока в системе. В частности, можно утверждать, что наибольший вклад в фототок будут вносить оптические электронные переходы, при которых существенным образом меняется плотность вероятности нахождения электрона в области примеси. Так, при нахождении примеси вблизи узла волновой функции коэффициент прохождения соответствующей электронной моды будет близок к единице. В таком случае переходы в другие состояния, разрешенные правилами отбора, могут существенно уменьшить коэффициент прохождения электрона, что в свою очередь приведет к возникновению фототока. Наибольшие значения фототока будут наблюдаться при совпадении энергии фотона с разностью энергетических уровней поперечного квантования при нахождении химического потенциала между резонансными уровнями.

Рассмотренная в работе наноструктура может быть использована для регистрации единичных фотонов терагерцового или инфракрасного диапазона спектра. Изменяя химический потенциал и ширину канала, можно управлять положением уровней в яме, а следовательно, менять спектральную чувствительность фотодетектора.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 11-02-00699-а) и Министерства образования и науки РФ (госконтракт 11.519.11.3023).

## Список литературы

- [1] F.A. Maa, L.Y. Gorelik. Phys. Rev. B, **53**, 15 885 (1996).
- [2] Y.V. Pershin, C. Piermarocchi. Phys. Rev. B, **72**, 245 331 (2005).
- [3] Y.V. Pershin, C. Piermarocchi. Phys. Rev. B, **75**, 035 326 (2007).
- [4] M.A. Pyataev, S.N. Ulyanov. Phys. Rev. B, **79**, 235 428 (2009).
- [5] Л.И. Магарилл, М.В. Энтин. Письма ЖЭТФ, **78**, 249 (2003).
- [6] A. Fedorov, Y.V. Pershin, C. Piermarocchi. Phys. Rev. B, **72**, 245 327 (2005).
- [7] M. Cook, V. Apalkov. Phys. Rev. B, **74**, 193 305 (2006).
- [8] V.M. Apalkov. Phys. Rev. B, **75**, 035 339 (2007).
- [9] S.V. Syzranov, M.V. Fistul, K.B. Efetov. Phys. Rev. B, **78**, 045 407 (2008).
- [10] H. Kosaka, D.S. Rao, H.D. Robinson, P. Bandaru, K. Makita, E. Yablonovitch. Phys. Rev. B, **67**, 045 104 (2003).
- [11] H. Kosaka, D.S. Rao, H.D. Robinson, P. Bandaru, T. Sakamoto, E. Yablonovitch. Phys. Rev. B, **65**, 201 307(R) (2002).
- [12] M.A. Rowe, E.J. Gansen, M. Greene, R.H. Hadfield, T.E. Harvey, M.Y. Su, S.W. Nam, R.P. Mirin, D. Rosenberg. Appl. Phys. Lett., **89**, 253 505 (2008).
- [13] D.S. Rao, T. Szkopek, H.D. Robinson, E. Yablonovitch, H.-W. Jiang. J. Appl. Phys., **98**, 114 507 (2005).
- [14] Ю.Б. Васильев, А.А. Усикова, Н.Д. Ильинская, П.В. Петров, Ю.Л. Иванов. ФТП, **42**, 1253 (2008).
- [15] R.A. Wyss, C.C. Eugster, J.A. del Alamo, Q. Hu. Appl. Phys. Lett., **62**, 1522 (1993).
- [16] R.A. Wyss, C.C. Eugster, J.A. del Alamo, Q. Hu, M.J. Rooks, M.R. Melloch. Appl. Phys. Lett., **66**, 1144 (1995).
- [17] R. Wirtz, R. Newbury, J.T. Nicholls, W.R. Tribe, M.Y. Simmons, M. Pepper. Phys. Rev. B, **65**, 233 316 (2002).
- [18] А.В. Савельев, М.В. Максимов, В.М. Устинов, Р.П. Сейсян. ФТП, **40**, 88 (2006).
- [19] В.А. Кульбачинский, В.А. Рогозин, В.Г. Кытин, Р.А. Лунин, Б.Н. Звонков, З.М. Дашевский, В.А. Касиян. ФТП, **40**, 215 (2006).
- [20] А.В. Каримов, Д.М. Ёдгорова. ФТП, **44**, 674 (2010).
- [21] W. Weber, L.E. Golub, S.N. Danilov, J. Karch, C. Reitmaier, B. Wittmann, V.V. Bel'kov, E.L. Ivchenko, Z.D. Kvon, N.Q. Vinh, A.F.G. van der Meer, B. Murdin, S.D. Ganichev. Phys. Rev. B, **77**, 245 304 (2008).
- [22] Ю.Н. Демков, В.Н. Островский. *Метод потенциалов нулевого радиуса в атомной физике*. (Л., Изд-во ЛГУ, 1975).
- [23] S. Albeverio, F. Gesztesy, R. Höegh-Krohn, H. Holden. *Solvable Models in Quantum Mechanics*. (Berlin, Springer Verlag, 1988).
- [24] В.А. Гейлер, В.А. Маргулис, М.А. Пятаев. ЖЭТФ, **124**, 851 (2003).
- [25] V. Margulis, M. Pyataev. Phys. Rev. B, **76**, 085 411 (2007).
- [26] Я.Б. Зельдович. УФН, **110**, 139 (1973).

Редактор Т.А. Полянская

## Photocurrent in a quantum channel with an impurity

V.A. Margulis, M.A. Pyataev, S.N. Ulyanov

Mordovian State University,  
430005 Saransk, Russia

**Abstract** The influence of electromagnetic radiation on the electron transport in a quantum channel with a single short-range impurity has been studied using the generalization of the Landauer–Büttiker method. We have shown that direct photocurrent arises in the system in the case of asymmetric impurity location. The dependence of the photocurrent on electron chemical potential, position of the impurity and frequency of radiation was studied.