

УДК 538.931

## ПРОЯВЛЕНИЕ АНТИРЕЗОНАНСА ФАНО В ВОЛЬТ-АМПЕРНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКЕ НАНОСТРУКТУРЫ С ОДИНОЧНОЙ МАГНИТНОЙ ПРИМЕСЬЮ

© 2012 г. В. В. Вальков<sup>1,3</sup>, С. В. Аксенов<sup>1,2</sup>, Е. А. Уланов<sup>3</sup>

E-mail: vvv@iph.krasn.ru, asv86@iph.krasn.ru

Проведено теоретическое изучение квантового когерентного электронного транспорта через наноструктуру, содержащую примесный ион с нескомпенсированным магнитным моментом. Показано, что коэффициент прохождения спин-поляризованного электрона через такую структуру содержит особенность, в виде антирезонанса Фано. Этот эффект возникает в результате обменного взаимодействия спинового момента транспортируемого электрона со спиновым моментом примеси. Промонстрировано, что наличие антирезонанса Фано приводит к качественному изменению вольт-амперной характеристики структуры и индуцирует большое значение магнитосопротивления.

### ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие технологии привело к созданию в восьмидесятых годах прошлого века твердотельных структур нанометровых размеров. Этот качественно новый этап в развитии физики конденсированного состояния связан прежде всего с открытием молекулярно-лучевой эпитаксии и литографии [1, 2], а также с возможностью применения сканирующего туннельного микроскопа (СТМ) как инструмента для исследования нанообъектов [3]. Отмеченные успехи инициировали значительный интерес к исследованию физических процессов, происходящих в наноструктурах при их взаимодействии с электрическими и магнитными полями, а также с транспортируемыми через них носителями тока. Важная особенность систем, характерные масштабы которых соизмеримы с межатомными расстояниями, обусловлена тем, что их проводящие свойства существенно связаны с квантовой природой электронов. Это обстоятельство приводит к кардинальному отличию теории переноса заряда через наноструктуры от классической теории Друде для макроскопических проводников.

Другая причина активности исследования наноструктур связана с тем, что дальнейшая миниатюризация приборов и устройств современной полупроводниковой электроники, базовым элементом которой является полевой транзистор, приближается к технологическому пределу [4]. Последнее обстоятельство заставляет направлять усилия большого числа исследователей на поиски альтернативы кремниевой технологии. В этом от-

ношении низкоразмерные системы, обладая нетривиальными особенностями транспортных свойств, выступают одними из возможных базовых элементов нанoeлектроники [5]. Их делят на дву- ( $2D$ ), одно- ( $1D$ ) и нуль-мерные ( $0D$ ) системы в зависимости от того, в одном, двух или трех измерениях ограничено движение электронов. К первым относится двумерный электронный газ, образующийся в полупроводниковых наногетероструктурах [6, 7]. Примером  $1D$ - и  $0D$ -структур служат металлические квантовые проволоки, молекулы, квантовые точки [8–10].

Методы теоретического описания квантового транспорта в наноструктурах существенно зависят от того, рассеиваются транспортируемые частицы на потенциальном рельефе наноструктуры с нарушением фазы или же сбой фазы исключен. Большое число экспериментальных и теоретических работ, опубликованных в последние десятилетия и затрагивающих проблемы квантового транспорта в наноструктурах, рассматривают так называемые мезоскопические системы [11]. Подобные системы принято считать промежуточным звеном между микроскопическими объектами, такими как атомы и ядра, и макроскопическими, объемными веществами [12]. Характерной особенностью мезоскопических систем является то, что длина фазовой когерентности электронов  $l_\phi$ , т.е. расстояние, проходимое электронами без потери фазовой когерентности, больше, чем размеры системы  $L$ . В большинстве случаев фазовая когерентность теряется при неупругих взаимодействиях с другими электронами или фононами.

Другим источником сбоя фазовой когерентности может выступать рассеяние на магнитных примесях с изменением спиновой проекции электрона (спин-флип-рассеяние). Напротив, акты упругого рассеяния электронов на приме-

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск.

<sup>2</sup> Сибирский федеральный университет, Красноярск.

<sup>3</sup> Сибирский аэрокосмический университет, Красноярск.

сях, расстояние между которыми называется упругой длиной свободного пробега  $l_0$ , обычно не нарушают фазовую когерентность. Значение  $l_\phi$  быстро увеличивается с уменьшением температуры, и при  $L \sim 1$  мкм открытая система становится мезоскопической ниже 100 мК [10].

При таких низких температурах между характерными длинами в мезоскопических системах выполняется следующее соотношение:

$$a_0 \sim \lambda_F \ll l_\phi \ll l_{in}, \quad (1)$$

где  $a_0$  – первый боровский радиус ( $a_0 \approx 0.5 \text{ \AA}$ );  $\lambda_F$  – фермиевская длина волны электрона;  $l_{in}$  – длина релаксации энергии. Физический смысл неравенства (1) заключается в следующем. Первое неравенство слева свидетельствует о том, что в подобных системах пренебрегается взаимодействием транспортируемого электрона с кулоновскими полями ионных остовов кристаллической решетки. Однако в процессе прохождения через мезоскопический образец электрон может претерпевать упругое рассеяние, что следует из второго и третьего неравенств. Когерентный характер электронного транспорта, обсуждавшийся выше, задается предпоследним неравенством в (1). Кроме того, в мезоскопических системах выпадает из рассмотрения рассеяние, приводящее к диссипации энергии. Данное правило определяется последним неравенством. Заметим, что неравенство  $l_0 < L$  необязательно для установления мезоскопического режима. Если оно выполняется, то говорят о диффузионном электронном транспорте, который часто рассматривался на заре мезоскопической физики. В конце 1980-х годов стало возможным создание полупроводниковых микроструктур с высокой подвижностью, для которых выполнялось условие  $l_0 > L$ . Такие системы называли баллистическими. Транспорт в них определяется электронным рассеянием не на примесях, а на границах этой структуры [10].

Теоретическое описание транспорта в мезоскопических системах основывается на нахождении коэффициента прохождения  $T$  электрона через ее (системы) потенциальный профиль. Другими словами, проблема расчета транспорта сводится к задаче о нахождении  $S$ -матрицы рассеяния. В этом состоит основная идея одночастичного формализма Ландауэра–Бюттикера [13]. Если в (1) выполняется условие  $L > l_\phi$ , то транспорт становится некогерентным. В этом случае часто используют более универсальный подход, основанный на аппарате неравновесных функций Грина (НФГ) и диаграммной технике Келдыша [14–16]. Характерным примером реализации некогерентного режима квантового транспорта служит ток через молекулы или цепочки атомов, обладающих колебательными степенями свободы [17–19]. Метод НФГ применим для описания транспорта как при наличии дисси-

пативных процессов, так и в мезоскопическом режиме [20].

Квантовый транспорт через структуры с размерами, меньшими длины когерентности транспортируемых частиц, отличается рядом интересных и перспективных эффектов. К числу таковых относятся, например, квантование проводимости, описываемое формулой Ландауэра [21] и эффект Ааронова–Бома [22].

Важный эффект, наблюдаемый в условиях мезоскопического транспорта в квантовых точках, – возникновение асимметричных резонансных пиков Фано [23] в дифференциальной проводимости [24]. Их появление обусловлено интерференционными процессами между электронными волнами, относящимися к разным каналам. В свою очередь, часть из этих каналов соответствует состояниям, сильно связанным с электродами (состояния континуума), а часть – состояниям, слабо связанным с электродами (локализованные состояния) [25].

Возможность управления спиновыми степенями свободы носителей, а также наноструктур выдвинула спиновую электронику в качестве одного из авангардных направлений в современной физике твердого тела [26]. При этом для спинтронных приложений актуально не только изучение магнитных сред [27, 28], но и систем, размеры которых составляют десятки и даже единицы ангстрем. На сегодняшний день развитый инструментарий позволяет широко исследовать особенности спин-зависящего транспорта через отдельные магнитные атомы, молекулы и комплексы из небольшого их числа [8, 29, 30]. В частности, в последнее десятилетие появился ряд работ по изучению магнитных свойств и проводимости систем на основе магнитных элементов: марганца, кобальта, железа – привлекательных еще и с позиции квантовых вычислений [31–33]. В таких системах атомы или одиночные магнитные молекулы связаны друг с другом обменной связью антиферромагнитного типа, образуя димеры, тримеры и т.д. Их свойства могут быть описаны модельными спиновыми гамилтонианами, включающими спин-спиновое взаимодействие, магнитокристаллическую анизотропию и зеemanовскую энергию спинов в магнитном поле. Обладая набором квантово-механических состояний, классифицируемых по полному спину и его проекции, подобная магнитная наноструктура может возбуждаться в процессе транспорта спинполяризованных частиц в результате  $s$ - $f$ -обменного взаимодействия. Этот неупругий эффект отражается на ее проводящих свойствах, что позволяет рассматривать подобное влияние в качестве механизма контроля за спиновым состоянием нанобъекта [34, 35].

Среди отмеченных нанобъектов следует выделить одиночные атомы и молекулы, обладаю-

шие магнитной анизотропией. Эта анизотропия позволяет поддерживать спиновую конфигурацию наноструктуры стабильной при низких температурах [36, 37]. Значительная анизотропия отдельных атомов интересна в качестве возможности уменьшения магнитных битов ниже размеров, при которых домены сегодняшних тонкопленочных магнитных материалов становятся неустойчивыми при комнатных температурах.

В настоящей статье будет показано, что транспорт спин-поляризованного электрона через одиночный магнитный атом, проявляющий в магнитном отношении анизотропные свойства, характеризуется резонансными явлениями Фано. Эти особенности непосредственно проявляются в проводящих свойствах устройства, активная область которого представлена атомом с магнитной анизотропией.

### НЕУПРУГИЙ СПИН-ЗАВИСЯЩИЙ ОДНОЭЛЕКТРОННЫЙ ТРАНСПОРТ ЧЕРЕЗ ОДИНОЧНУЮ МАГНИТНУЮ ПРИМЕСЬ

Рассматриваемая структура состоит из металлических полубесконечных контактов в виде одномерных цепочек ионов, разделенных одиночной магнитной примесью, представляющей собой магнитный атом со спином, равным 1, во внешнем магнитном поле (см. рис. 1). В соответствии с формализмом Ландауэра–Бюттикера электроды предполагаются идеальными и соединенными с макроскопическими контактами, которые необходимы для термализации поступающих электронов. В дальнейшем предполагается, что эти контакты безотражательные. Таким образом, электроны после попадания в контакт приобретают температуру и химический потенциал этого контакта.

Решение задачи квантового транспорта проводили в приближении сильной связи. При этом расстояние между узлами в цепочке считали неизменным и равным  $a$ . Гамильтониан системы записывался в виде

$$H = H_L + H_R + H_{TR} + H_{le} + H_I + H_{sf} - eV(n), \quad (2)$$

где электронные гамильтонианы левого  $L$  и правого  $R$  электродов в представлении вторичного квантования имеют вид

$$H_L = \sum_{\sigma, n=-\infty}^0 \left[ \varepsilon_{L\sigma} \hat{n}_{n\sigma} + t_L (c_{n\sigma}^+ c_{n-1,\sigma} + c_{n-1,\sigma}^+ c_{n\sigma}) \right],$$

$$H_R = \sum_{\sigma, n=2}^{\infty} \left[ \varepsilon_{R\sigma} \hat{n}_{n\sigma} + t_R (c_{n+1,\sigma}^+ c_{n,\sigma} + c_{n,\sigma}^+ c_{n+1,\sigma}) \right],$$

$c_{n\sigma} (c_{n\sigma}^+)$  – оператор уничтожения (рождения) электрона на узле  $n$  с проекцией спинового момента  $\sigma$ ,  $\hat{n}_{n\sigma} = c_{n\sigma}^+ c_{n\sigma}$  – оператор числа электронов на узле

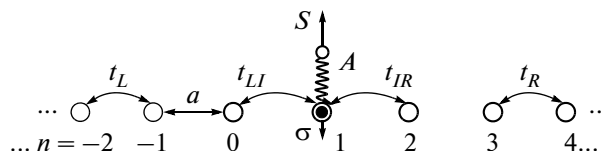


Рис. 1. Две полубесконечные металлические цепочки, разделенные магнитной примесью.

$n$  с заданной проекцией спинового момента,  $t_L(t_R)$  – интеграл перескока в левом (правом) электроде,  $\varepsilon_{L\sigma}(\varepsilon_{R\sigma})$  – одноузельные энергии для левого (правого) электрода. Третье слагаемое описывает перескоки электрона проводимости между устройством и контактами

$$H_{TR} = \sum_{\sigma} \left[ t_{LI} (c_{1\sigma}^+ c_{0\sigma} + c_{0\sigma}^+ c_{1\sigma}) + t_{IR} (c_{2\sigma}^+ c_{1\sigma} + c_{1\sigma}^+ c_{2\sigma}) \right]$$

Гамильтониан электрона проводимости в устройстве имеет вид

$$H_{le} = \sum_{\sigma} \varepsilon_{I\sigma} n_{I\sigma},$$

$\varepsilon_{i\sigma} = \varepsilon_i - g_e \mu_B H \sigma$  – одноэлектронная спин-зависящая энергия на узле ( $i = L, I, R$ ) во внешнем магнитном поле  $H$ , отсчитанная от энергии Ферми.

Неупругий характер транспорта электронов связан с наличием слагаемого  $H_{sf}$ , которое отвечает за  $s$ - $f$ -обменное взаимодействие между спиновым моментом электрона проводимости и спином примеси:

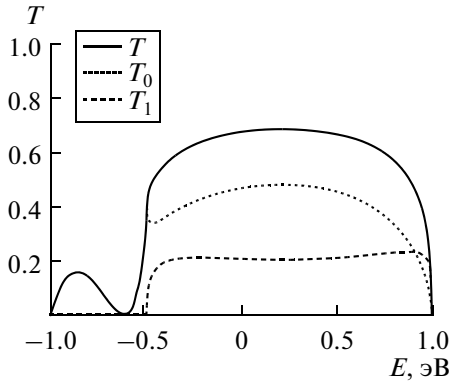
$$H_{sf} = \frac{A}{2} \left[ c_{1\uparrow}^+ c_{1\downarrow} S^- + c_{1\downarrow}^+ c_{1\uparrow} S^+ + (c_{1\uparrow}^+ c_{1\uparrow} - c_{1\downarrow}^+ c_{1\downarrow}) S^z \right], \quad (3)$$

где  $A$  – параметр  $s$ - $f$ -обменного взаимодействия;  $S^+$ ,  $S^-$ ,  $S^z$  – спиновые операторы примеси на узле  $n$ . Оператор  $H_I$  представляет собой спиновый гамильтониан примесного иона в магнитном поле  $H$ ,

$$H_I = D(S^z)^2 - g_I \mu_B H S^z,$$

где  $D > 0$  – параметр анизотропии. Из вида  $H_I$  следует, что энергия основного состояния магнитной примеси (волновая функция  $\chi_0$  соответствует синглетному состоянию) равна нулю. Кроме того, имеются возбужденные состояния с проекциями спинов 1 ( $\chi_1$ ) и  $-1$  ( $\chi_{-1}$ ), их энергии равны  $E_1 = D - g_I \mu_B H$  и  $E_{-1} = D + g_I \mu_B H$  соответственно. В дальнейшем предполагается, что магнитное поле мало ( $g_I \mu_B H < D$ ), при этом в качестве основного состояния выступает состояние с проекцией спина, равной нулю.

Последний член в гамильтониане характеризует потенциальную энергию электронов во внешнем электрическом поле, обусловленном разностью потенциалов  $V$  на контактах. Известно, что вид ВАХ существенно зависит от конкретного профиля потенциала в области между электродами. Для простоты мы ограничимся рассмотрением транспорта в предположении, что потенциал изменяется линей-



**Рис. 2.** Зависимость общего  $T$  и парциальных компонент  $T_0$  и  $T_1$  от энергии налетающего слева электрона,  $t = -0.5$  эВ,  $\mu_B H = 2.5$  мэВ,  $D = 0.5$  эВ,  $A = 1$  эВ,  $g_I = 1$ .

но вдоль центральной области. Это означает, что  $V(n \in L) = 0$ ,  $V(n \in I) = 0.5 V$ ,  $V(n \in R) = V$ . Решение уравнения Шрёдингера ищется в виде

$$|\Psi_L\rangle = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{w_{n\uparrow} c_{n\uparrow}^+ \chi_0 + u_{n\downarrow} c_{n\downarrow}^+ \chi_1\} |0\rangle, \quad (4)$$

где индекс  $L$  означает, что электрон приближается к примеси из левого электрода. Тогда

$$\begin{aligned} n \leq 0 : w_{n\uparrow} &= e^{ik_L n} + r_0 e^{-ik_L n}, & u_{n\downarrow} &= r_1 e^{-iq_L n}; \\ n \geq 2 : w_{n\uparrow} &= t_0 e^{ik_R n}, & u_{n\downarrow} &= t_1 e^{iq_R n}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $r_0, r_1$  – амплитуды отражения от примесного иона,  $t_0, t_1$  – аналогичные амплитуды прохождения электрона;  $k_L, k_R, q_L, q_R$  – волновые векторы. Введенные волновые векторы связаны с энергией электрона в левом и правом контактах посредством дисперсионных соотношений

$$\begin{aligned} E &= \varepsilon_L + 2t_L \cos k_L, & E &= \\ &= \varepsilon_L + D + (2 - g_I) \mu_B H + 2t_L \cos q_L, & (6) \\ E &= \varepsilon_R - eV + 2t_R \cos k_R, & E &= \varepsilon_R - eV + \\ &+ D + (2 - g_I) \mu_B H + 2t_R \cos q_R. \end{aligned}$$

В выражениях (6) проведена ренормировка энергии  $E = E + \mu_B H$ . После решения системы линейных уравнений получаем коэффициент прохождения

$$\begin{aligned} T &= |j_{tr}|/|j_{inc}| = \begin{cases} T_0 + T_1, & 0 < k_R, \quad q_R < \pi, \\ T_0, & 0 < k_R < \pi, \end{cases} \\ T_0 &= \frac{|t_R| \sin k_R}{|t_L| \sin k_L} |t_0|^2, & T_1 &= \frac{|t_R| \sin q_R}{|t_L| \sin k_L} |t_1|^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Для расчета ВАХ необходимо знать коэффициент прохождения, когда электронная волна

падает из правого электрода. Для этого случая получаем

$$\begin{aligned} T' &= |j'_{tr}|/|j'_{inc}| = \begin{cases} T'_0 + T'_1, & 0 < k_R, \quad q_L < \pi, \\ T'_1, & 0 < k_L < \pi, \end{cases} \\ T'_0 &= \frac{|t_L| \sin k_L}{|t_R| \sin k_R} |t'_0|^2, & T'_1 &= \frac{|t_L| \sin q_L}{|t_R| \sin k_R} |t'_1|^2. \end{aligned} \quad (8)$$

На рис. 2 представлены зависимости общего коэффициента прохождения  $T$  и его парциальных вкладов  $T_0$  и  $T_1$  от энергии налетающего слева электрона, когда  $t_L = t_R = t_{LI} = t_{IR} = t$ ,  $\varepsilon_L = \varepsilon_I = \varepsilon_R = 0$ ,  $V = 0$ . Из приведенного графика видно, что коэффициент  $T$  проявляет разное поведение в зависимости от величины энергии налетающего электрона. В области низких энергий, когда заброс в верхнее возбужденное состояние пренебрежимо мал, коэффициент прохождения в основном определяется тем, что система находится в основном состоянии  $c_{n\uparrow}^+ \chi_0 |0\rangle$ , ( $n \in R$ ), т.е.  $T = T_0$ . При этом зависимость коэффициента прохождения характеризуется наличием минимума. В диапазоне высоких энергий ( $E > D + (2 - g_I) \mu_B H$ ) вклад от возбужденного состояния  $T_1$  играет существенную роль, и зависимость  $T(E)$  не содержит особенностей.

Энергия, при которой возникает антирезонанс в низкоэнергетической области, определяется из условия обращения в нуль коэффициента прохождения для низкоэнергетической области

$$T_F = \frac{(2\sqrt{\cos^2 qa - 1} + A_1)^2 \sin^2 k}{(2\sqrt{\cos^2 q - 1} + A_1)^2 \sin^2 k + A_1^4}, \quad (9)$$

где  $A_1 = A/2t$ . Видно, что антирезонанс возникает только при условии  $A_1 < 0$ , а его энергия

$$E_0 = D + (2 - g_I) \mu_B H - \sqrt{A^2 + 16t^2}/2. \quad (10)$$

Легко видеть, что выражение (9) соответствует частному случаю формулы Фано [23]. Таким образом, антирезонанс в исследуемой системе возникает вследствие интерференционных процессов, индуцируемых  $s$ - $f$ -взаимодействием, приводящим к примешиванию возбужденного состояния примесной подсистемы. По аналогичному механизму происходит индуцирование магнитным полем асимметричных пиков с близко расположенными минимумом ( $T = 0$ ) и максимумом ( $T = 1$ ) коэффициента прохождения при одноэлектронном транспорте через спиновый димер, четырехспиновую цепочку и шестиспиновый кластер, которые рассматривались ранее [38, 39]. В этих системах набор возбужденных состояний обусловлен наличием антиферромагнитной обменной связи между спиновыми моментами структуры.

Вольт-амперная характеристика устройства, где одиночная магнитная примесь выступает ак-

тивным элементом, была рассчитана в рамках формализма Ландауэра–Бюттикера [40]

$$I = \frac{e}{2\pi\hbar} \int (Tf(E - \mu_L) - Tf(E - \mu_R)) dE, \quad (11)$$

где  $\mu_L = \varepsilon_F$ ,  $\mu_R = \varepsilon_F - eV$  – электрохимические потенциалы левого и правого контактов. Результаты численных расчетов ВАХ в нулевом (штриховая кривая) и ненулевом магнитных полях (сплошная кривая) представлены на рис. 3. Изломы у обеих кривых связаны с влиянием антирезонанса Фано, который находится правее при  $H \neq 0$ , как это следует из формулы (10). Энергия Ферми выбрана таким образом, что в нулевом магнитном поле при низких напряжениях токнесущими являются состояния в окрестности антирезонанса коэффициента прохождения, что приводит к малым значениям дифференциальной проводимости или кондактанса  $G = dI/dV$  (штриховая кривая на рис. 4). При увеличении разности потенциалов вклад в ток начинают давать состояния, для которых вероятность прохождения через структуру становится существенно отличной от нуля в сравнении с энергиями в окрестности антирезонанса Фано. Следовательно, резко увеличивается кондактанс. Наоборот, в ненулевом магнитном поле при малых напряжениях ток определяется значениями коэффициента прохождения, близкими к единице. Значительное ослабление роста тока вызвано смещением влево антирезонанса Фано и его попаданием в окно между электрохимическими потенциалами контактов (сплошные кривые на рис. 3 и 4). При  $|V| > 0.2$  мВ ВАХ и для  $H \neq 0$  и  $H = 0$  имеют близкие значения. Заметим, что превышение кондактанса величины кванта проводимости  $G_0 = e^2/h$  при  $|V| > 0.2$  мВ вызвано включением дополнительного канала, относящегося к возбужденному состоянию  $c_{n\downarrow\chi_1}^+ |0\rangle$ . Основываясь на различии в поведении кондактанса в области  $|V| < 0.2$  мВ, можно сделать вывод о наличии магнитосопротивления у устройства с одиночной магнитной примесью в качестве активного элемента, вызванного антирезонансом Фано. На рис. 5 приведено магнитосопротивление, рассчитанное по следующей формуле [37]:

$$MR = \left( \frac{G(H)}{G(0)} - 1 \right) \times 100\%,$$

где  $G(H)$  и  $G(0)$  – дифференциальная проводимость в ненулевом и нулевом магнитных полях. Из графика следует, что знак  $MR$  может быть как положительным, так и отрицательным, а величина может достигать гигантских значений. При расчетах ВАХ, кондактанса и магнитосопротивления величины обменного взаимодействия  $A$ , параметра анизотропии  $D$  и магнитного поля  $H$  по порядку величин брались такими же, как и в аналогичных экспериментальных и теоретических работах [41, 42]. Возможность реализации

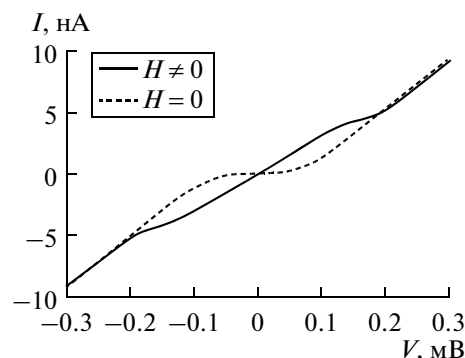


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика устройства с магнитной примесью в качестве активного элемента.  $t = -0.02$  эВ,  $\mu_B H = 0.1$  эВ,  $A = D = 5$  мэВ,  $g_I = 1$ ,  $E_F \approx -0.035$  эВ,  $T \approx 3$  мК.

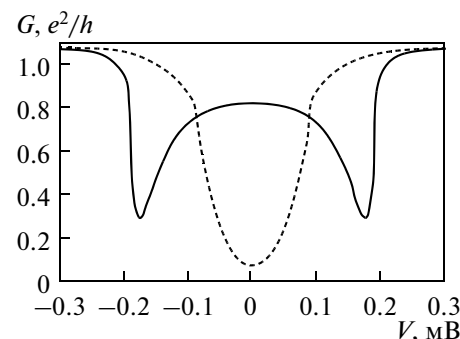


Рис. 4. Кондактанс для параметров рис. 3.

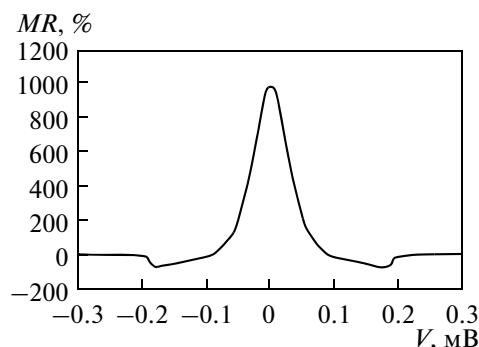


Рис. 5. Магнитосопротивление для параметров рис. 3.

аномально высокого магнитосопротивления за счет эффекта Фано была продемонстрирована ранее на примере устройства со спиновым димером в качестве активного элемента [43, 44].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе метода сильной связи проведен расчет неупругого спин-зависящего одноэлектронного транспорта через одиночную примесь, обладаю-

шую магнитной анизотропией. Наличие в системе электрон + примесь состояний непрерывного и дискретного спектра привело к появлению в низкоэнергетической области антирезонанса Фано. Этот антирезонанс возникает только при антиферромагнитном типе  $s$ - $f$ -обменного взаимодействия. Внешнее магнитное поле приводит к количественным изменениям характеристик антирезонанса. Показано, что эта особенность есть причина возникновения нелинейных участков в ВАХ, определяемой в рамках подхода Ландауэра–Бюттикера. Отмечено, что, интерференция по механизму Фано индуцирует аномально высокое магнитосопротивление устройства, содержащего магнитную примесь в качестве активного элемента.

Работа выполнена при финансовой поддержке ОФН РАН “Сильные электронные корреляции”, РФФИ № 10-02-00251, РФФИ р\_сибирь № 11-02-98007, Междисциплинарного Интеграционного проекта СО РАН № 53, а также ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” на 2009–2013 годы. Один из авторов (С.В. Аксенов) выражает благодарность за поддержку исследований, оказываемую в рамках гранта Президента РФ МК-1300.2011.2.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Cho A.Y., Arthur J.R.* // Prog. Solid State Chem. 1975. V. 10. P. 157.
2. *Kern D.P.* // Springer ser. Solid State Sci. 1993. V. 111. P. 1.
3. *Wiesendanger R.* Scanning probe microscopy and spectroscopy. Cambridge: Univ. Press, 1994.
4. *Kish L.B.* // Phys. Lett. A. 2002. V. 305. P. 144.
5. *Buot F.A.* // Phys. Rep. 1993. V. 234. P. 73.
6. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* // Rev. Mod. Phys. 1982. V. 54. P. 437.
7. *Weisbuch C., Vinter B.* Quantum semiconductor structures: fundamentals and applications. L.: Acad. Press, 1991.
8. *Agraït N., Yeyatib A.L., van Ruitenbeek J.M.* // Phys. Rep. 2003. V. 377. P. 81.
9. *Seminario J.M.* Molecular and nano electronics: analysis, design and simulation. Oxford: Elsevier, 2007.
10. *Alhassid Y.* // Rev. Mod. Phys. 2000. V. 72. P. 895.
11. *van Kampen N.G.* Stochastic processes in physics and chemistry. Amsterdam: North-Holland, 1981.
12. *Akkermans E., Montambaux G., Pichard J.-L., Zinn-Justin J.* Mesoscopic quantum physics. Amsterdam: North-Holland, 1995.
13. *Datta S.* Electronic transport in mesoscopic systems. Cambridge: Univ. Press, 1995.
14. *Келдыш Л.В.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1515.
15. *Kadanoff L.P., Baym G.* Quantum statistical mechanics; Green's function methods in equilibrium and non-equilibrium. N.Y.: W.A. Benjamin, 1962.
16. *Meir Y., Wingreen N.S.* // Phys. Rev. Lett. 1992. V. 68. P. 2512.
17. *Арсеев П.И., Маслова Н.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2007. Т. 85. С. 304.
18. *Арсеев П.И., Маслова Н.С.* // УФН. 2010. Т. 180. С. 1197.
19. *Tikhodeev S.G., Ueba H.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 246101.
20. *Датта С.* Квантовый транспорт: от атома к транзистору. Москва–Ижевск: НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”, 2009.
21. *van Wees B.J., van Houten H., Beenakker C.W.J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 848; *Wharham D.A., Thornton T.J., Newbury R. et al.* // J. Phys. C. 1988. V. 21. P. L209.
22. *Aharonov Y., Bohm D.* // Phys. Rev. 1959. V. 115. P. 485.
23. *Fano U.* // Phys. Rev. 1961. V. 124. P. 1866.
24. *Gores J., Goldhaber-Gordon D., Heemeyer S. et al.* // Phys. Rev. B. 2000. V. 62. P. 2188.
25. *Aikawa H., Kobayashi K., Sano A. et al.* // J. Phys. Soc. Jpn. 2004. V. 73. P. 3235.
26. *Ферт А.* // УФН. 2008. Т. 178. С. 1336.
27. *Фраерман А.А., Удалов О.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. С. 187.
28. *Караштин Е.А., Удалов О.Г., Фраерман А.А.* // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. С. 1127.
29. *Akkerman H.B., de Boer B.* // J. Phys.: Condens. Matter. 2008. V. 20. 013001.
30. *Bogani L., Wernsdorfer W.* // Nature Mater. 2008. V. 7. P. 179.
31. *Tiron R., Wernsdorfer W., Foguet-Albiol D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2003. V. 91. P. 227203.
32. *Hirjibehedin C.F., Lutz C.P., Heinrich A.J.* // Science. 2006. V. 312. P. 1021.
33. *Chen X., Fu Y.-S., Ji S.-H. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 101. P. 187208.
34. *Loth S., von Bergmann K., Ternes M.* // Nature Phys. 2010. V. 6. P. 340.
35. *Fernandez-Rossier J.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. P. 256802.
36. *Hirjibehedin C.F., Lin C.-Y., Otte A.F. et al.* // Science. 2007. V. 317. P. 1199.
37. *Tsukahara N., Noto K., Ohara M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102. 167203.
38. *Вальков В.В., Аксенов С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. № 1. С. 6.
39. *Вальков В.В., Аксенов С.В.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2010. Т. 74. С. 763.
40. *Bruus H., Flensberg K.* Many-body quantum theory in condensed matter physics: an introduction. Copenhagen: Oxford Univ. Press, 2004.
41. *Misiorny M., Weymann I., Barnas J.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. 126602.
42. *Zutic I., Fabian J., Das Sarma S.* // Rev. Mod. Phys. 2004. V. 76. P. 323.
43. *Вальков В.В., Аксенов С.В.* // ЖЭТФ. 2011. Т. 140. Вып. 2. № 8. С. 305.
44. *Val'kov V.V., Aksenov S.V.* // arXiv:1109.0391v1. 2011.