Письма в ЖЭТФ, том 58, вып.1, стр.44 - 47 ©1993 г. 10 июля

СПИН-ЗАВИСЯЩИЕ ФЛУКТУАЦИИ ТОКА В КВАНТОВЫХ ЯМАХ

С.Н.Молотков

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 25 мая 1993 г.

Предсказывается новый тип спинового шума в наноструктурах, находящихся в магнитном поле.

Электронный транспорт в наноструктурах (квантовых ямах, проводах, точках) обладает рядом особенностей. Наиболее яркое явление – возникновение ступенек на вольт-амперных характеристиках. Ступеньки отражают дискретный характер электронного спектра либо за счет размерных эффектов [1], либо за счет межэлектронного взаимодействия (кулоновская блокада) [2]. Очевидно, что особенности электронного спектра должны проявляться и в спектре флуктуаций тока (шума) в подобных наноструктурах. Низкочастотный шум может быть описан (так же как и транспорт) в терминах коэффициента прохождения. Особенности в коэффициенте прохождения наиболее ярко проявляются в подавлении шума при величинах тока, отвечающих области плато на вольт-амперных характеристиках [3,4]. Долгоживущие состояния в наноструктурах (локальные фононы, спиновые степени свободы) также должны проявляться как особенности в спектре шума на соответствующих частотах [5,6].

В данной работе мы хотим обратить внимание на специфический спиновый шум (при наличии постоянного магнитного поля), который проявляется на частоте зеемановского расщепления. Такой спиновый шум носит достаточно общий характер и должен проявляться как в отсутствие межэлектронного взаимодействия, так и в режиме кулоновской блокады. Физическая причина шума состоит в следующем. Рассмотрим для примера квантовую яму с двумя барьерами, примыкающими к металлическим электродам. Пусть в яме имеется один размерноквантованный уровень (такая ситуация типична для состояний зоны проводимости в квантовых ямах на основе $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$, при $x = 0,3$ и ширине ямы ~ 40 Å [7]). В отсутствие магнитного поля уровень двукратно вырожден. В постоянном магнитном поле вырождение для состояний спин-вверх и спин-вниз снимается. Если в металлических берегах отсутствует спин-орбитальное взаимодействие, то при туннелировании из состояний со спином вверх и вниз спин электрона не изменяется и в электродах. При наличии спин-орбитального взаимодействия состояния со спином вверх в яме разваливается на компоненты со спином вверх и вниз в электроде. Аналогично для состояния со спином вниз в яме. После развала состояний в электроде имеются компоненты со спином вверх и вниз, отстоящие на величину зеемановской энергии, которые "интерферируют" на конечной частоте, что и должно проявиться как особенность в спектре флуктуаций тока.

В ряде тяжелых металлов, используемых в качестве контактов (Au, W, Pt, Pb), спин-орбитальное взаимодействие не мало ($\lambda_{so} \sim 1$ эВ), и эффект не будет иметь специальной малости.

Нашей целью будет вычисление спектра флуктуаций тока, который выражается через фурье-образ корреляционной функции тока:

$$S(\Omega) = \int dt\, e^{i\Omega t} \langle \hat{I}(t)\hat{I}(0) + \hat{I}(0)\hat{I}(t)\rangle \tag{1}$$

($\hat{I}(t)$ – оператор тока). Гамильтониан системы, учитывающий основные особенности задачи, имеет вид

$$\hat{H} = \sum_{k\sigma}(\epsilon_{Rk\sigma} b^+_{k\sigma} b_{k\sigma} + \epsilon_{Lk\sigma} a^+_{k\sigma} a_{k\sigma}) + \sum_{\sigma} \epsilon_{0\sigma} c^+_\sigma c_\sigma +$$

$$+ \sum_{k\sigma}(T_{kL} c^+_\sigma a_{k\sigma} + T_{kR} c^+_\sigma b_{k\sigma} + \text{э.с.}) + \sum_{k,k} \lambda^{\sigma-\sigma}_{so}(k,k') a^+_{k\sigma} a_{k-\sigma}, \tag{2}$$

где c^+_σ, $a^+_{k\sigma}$, $b^+_{k\sigma}$ – операторы рождения электронов в яме, правого и левого электродов; $\epsilon_{L,Rk\sigma} = \epsilon_{L,Rk} + \sigma g_{0,L,R}\mu_B H$ и $g_{0,L,R}$ – g-факторы электронов в яме и в контактах, соответственно. Спин-орбитальное взаимодействие $\lambda^{\sigma-\sigma}_{so}(k,k')$ для определенности учитываем в правом электроде. Магнитное поле H считаем достаточно слабым для того, чтобы не принимать во внимание орбитальных эффектов. Третий член в гамильтониане описывает туннельную связь с берегами.

Оператор туннельного тока имеет стандартный вид:

$$\hat{I}(t) = -\frac{ie}{2} \sum_{k\sigma}(T_{kL} c^+_\sigma a_{k\sigma} + T_{kR} c^+_\sigma b_{k\sigma} - \text{э.с.}). \tag{3}$$

Спектр флуктуаций тока может быть выражен, аналогично [8], через келдышевские функции Грина (ФГ), следующим образом:

$$S(\Omega) = \frac{e^2}{4} \int \mathrm{Sp}\{(\hat{A} + \hat{B})(\omega + \Omega)\hat{G}(\omega) + \hat{G}(\omega + \Omega)(\hat{A} + \hat{B})(\omega) +$$

$$+\hat{G}(\omega+\Omega)[(\hat{A} - \hat{B})(\omega)\hat{G}(\omega)(\hat{A} - \hat{B})(\omega)] + [(\hat{A} - \hat{B})(\omega+\Omega)\hat{G}(\omega+\Omega)(\hat{A} - \hat{B})(\omega+\Omega)]\hat{G}(\omega) -$$

$$-[(\hat{A} - \hat{B})(\omega + \Omega)\hat{G}(\omega + \Omega)][(\hat{A} - \hat{B})(\omega)]\hat{G}(\omega) -$$

$$-[\hat{G}(\omega + \Omega)(\hat{A} - \hat{B})(\omega + \Omega)][\hat{G}(\omega)(\hat{A} - \hat{B})(\omega)]\}d\omega/2\pi. \tag{4}$$

След в формуле (4) означает суммирование по спиновым и келдышевским индексам ФГ. По келдышевским индексам в корреляторе он понимается следующим образом:

$$\mathrm{Sp}\{[\hat{A}...][\hat{G}...]\} = [\hat{A}...]^{++}[\hat{G}...]^{++} + [\hat{A}...]^{-+}[\hat{G}...]^{+-} +$$

$$+[\hat{A}...]^{+-}[\hat{G}...]^{-+} + [\hat{A}...]^{--}[\hat{G}...]^{--}. \tag{5}$$

ФГ, фигурирующие в формуле (4), имеют вид (в отсутствие спин-орбитального взаимодействия, которое будет далее учтено по теории возмущений)

$$A^{R,A}(\omega) = \sum_k |T_k|^2/(\omega - \epsilon_k \pm i0),$$

$$A(\omega) = \gamma_L \begin{cases} f_L(\omega) \\ f_L(\omega) - 1 \end{cases}, \qquad \gamma_L = \pi \sum_k |T_k|^2 \delta(\omega - \epsilon_k). \tag{6}$$

Аналогично для ФГ правого берега. В пределе постоянной плотности состояний в окрестности уровня Ферми в электродах константы затухания, описывающие скорость ухода в берега γ_L и γ_R, можно считать не зависящими от энергии.

ФГ электронов в яме имеют следующий вид:

$$G^{R,A}(\omega) = 1/(\omega - \epsilon_0 \pm i0), \quad \gamma = \gamma_L + \gamma_R, \quad G^{<}_{\sigma}(\omega) = i\rho_\sigma(\omega) \begin{cases} F(\omega) \\ F(\omega) - 1 \end{cases}:$$

$$F(\omega) = (\gamma_L f_L(\omega) + \gamma_R f_R(\omega))/\gamma, \qquad \rho_\sigma(\omega) = \gamma/((\omega - \epsilon_{0\sigma})^2 + \gamma^2). \tag{7}$$

При $\Omega \to 0$ формула (4) переходит в формулу Найквиста для спектра шума, который выражается через статическую проводимость ($H = 0$, $f_L(\omega) = f_R(\omega) = f_(\omega)$ – равновесная функция распределения Ферми)

$$\sigma = (e^2 \gamma_L \gamma_R / \pi\gamma) \int df(\omega)/d\omega \rho(\omega) d\omega. \tag{8}$$

При наличии смещения на электродах из формулы (4) следует выражение для дробового шума, плотность которого пропорциональна току [8]:

$$S(\Omega) = \frac{e^2 \gamma_L \gamma_R}{\pi\gamma} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{4\gamma_L \gamma_R}{\Omega^2 + \gamma^2} \right\}. \tag{9}$$

При наличии спин-орбитального взаимодействия достаточно учесть поправки к ФГ $\hat{A}$, недиагональные по спину, и не учитывать этих поправок в уравнениях ФГ для ямы, поскольку такие поправки содержат дополнительную степень (T^2) туннельного матричного элемента. Добавка к спектральной плотности избыточного шума при учете спин-орбитального взаимодействия и постоянного магнитного поля имеет вид

$$\delta S(\Omega) = (|\gamma_{\uparrow\downarrow}|^2/\pi) \int \mathrm{Im}[G^R_\uparrow(\omega)] \mathrm{Im}[G^R_\downarrow(\omega + \Omega)] \cdot$$
$$\cdot [F(\omega)(1 - F(\omega + \Omega)) + F(\omega + \Omega)(1 - F(\omega))]/(d\omega/2\pi) \approx$$
$$\approx (e^2 \gamma_L \gamma_R |\gamma_{\uparrow\downarrow}|^2)/\{\gamma\pi[(\Omega - \omega_L)^2 + \gamma^2]\}, \tag{10}$$

$$\gamma_{\uparrow\downarrow} = \frac{1}{\pi} \mathrm{Im}\{\hat{A}_\uparrow(\omega) \hat{\lambda}_{\uparrow\downarrow} \hat{A}(\omega)_\downarrow\} \tag{11}$$

– энергия зеемановского расщепления, $\omega_L = g_0 \mu_B H$. При выводе (10) считалось, что при внешнем напряжении на берегах химпотенциал в одном из берегов лежит выше уровня $\epsilon_{0\pm\sigma}$, а в другом – ниже (температура принималась равной нулю). Считаем также, что величина напряжения больше ширины уровня в яме. В отсутствие внешнего напряжения спиновый шум должен быть мал, так как уровень в яме лежит либо ниже, либо выше обоих химпотенциалов в берегах, и $\delta S(\Omega)$ содержит экспоненциальный параметр малости ($\exp\{-(\mu - \epsilon_0)/T\}$ при $\mu > \epsilon_0$). Величина спин-зависящего вклада по отношению к избыточному шуму, как следует из (10), определяется при $\Omega = \omega_L$ отношением $|\gamma_{\uparrow\downarrow}|^2/\gamma^2$, оценку которого можно сделать из формулы (11):

$$|\gamma_{\uparrow\downarrow}|^2/\gamma^2 \approx (\lambda_{so}/w)^2, \tag{12}$$

где w – ширина разрешенной зоны в электроде. Для тяжелых металлов, таких как W, Au, Pt, величина $w \approx 5$ эВ, а спин-орбитальное взаимодействие $\lambda_{so} \approx 1$ эВ (для d-электронов $\lambda_{so}/w \approx 1/5$). Спин-зависящий вклад для упомянутых металлов на фоне обычного дробового шума определяется величиной из формулы (12), и $\delta S(\omega_L)/S(\omega_L)$ составляет несколько процентов.

Таким образом, в спектре шума квантовой ямы в магнитном поле на частоте соответствующей зеемановской энергии должен наблюдаться резкий максимум. Отметим, что природа шума имеет одночастичный характер и не связана с межэлектронным взаимодействием, в отличие от спинового шума, рассмотренного ранее в работе [6]. Данный вклад в шум остается и в режиме, когда существенно отталкивание электронов в яме (кулоновской блокады). При этом в вычислениях вместо одноэлектронных ФГ в (4) необходимо подставить ФГ с учетом кулоновского взаимодействия, как это делается при вычислении динамической проводимости [9].

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Soros Foundation Grant. Выражаю также благодарность С.С.Назину за полезные обсуждения.

---

1. B.J.van Wees, H. van Houtem et al. Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
2. D.V.Averin and K.K.Likharev, in Mesoscopic Phenomena in Solids, ed. by B.L.Alshuler, P.Lee, and R.A.Webb, Elsevier Amsterdam, 1991, p.169.
3. Г.Б.Лесовик, Письма в ЖЭТФ **49**, 594 (1989).
4. M.Buttiker, Phys. Rev. Lett. **65**, 2901 (1990).
5. С.Н.Молотков, Письма в ЖЭТФ **56**, 480 (1992).
6. S.N.Molotkov, Surface Science, **264**, 235 (1992).
7. J.N.Luscombe, J.N.Randall, and A.M.Bouchard, Proc. IEEE **79**, 1117 (1991).
8. L.Y.Chen and C.S.Ting, Phys. Rev. **43**, 4534 (1991).
9. С.Н.Молотков, С.С.Назин, Письма в ЖЭТФ **57**, 304 (1993).