

10. Dellow M W et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1754 (1992); Geim A K et al. *Phys. Rev. Lett.* **72** 2061 (1994); McDonnell P J et al. *Physica B* **211** 433 (1995)
11. Tewardt M et al. *Phys. Rev. B* **46** 3948 (1992); *Phys. Rev. B* **45** 14407 (1992); Schmidt T et al. *Phys. Rev. B* **51** 5570 (1995)
12. Deshpande et al. *Phys. Rev. Lett.* **76** 1328 (1996); Sleight J W et al. *Phys. Rev. B* **53** 15727 (1996); *Semicond. Sci. Technol.* **9** 1919 (1994)
13. Schmidt T et al. *Europhys. Lett.* **36** 61 (1996)
14. Sivan U et al. *Europhys. Lett.* **25** 605 (1994)
15. Глазман Л И, Матвеев К А *Письма в ЖЭТФ* **48** 445 (1988); Chen L Y, Ting C S *Phys. Rev. B* **44** 5916 (1991)
16. Чаплик А, Энтин М *ЖЭТФ* **67** 208 (1974) [*Sov. Phys. JETP* **40** 106 (1974)]; Azbel M *Solid State Commun.* **45** 527 (1983); Xue W, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **38** 3913 (1988)
17. Thouless D *Phys. Rev. Lett.* **39** 1167 (1977)
18. Falko V *Phys. Rev. B* **56** 1049 (1997)
19. Альтшулер Б Л, Хмельницкий Д Е *Письма в ЖЭТФ* **42** 291 (1985)
20. Xiong S, Stone A D *Phys. Rev. Lett.* **68** 3757 (1992)
21. Geim A K et al. *Phys. Rev. Lett.* **67** 3014 (1991); *Phys. Rev. Lett.* **69** 1248 (1992)
22. Maslov D, Loss D *Phys. Rev. Lett.* **71** 4222 (1993); Khmel'nitskiĭ D E, Yosefin M *Surf. Sci.* **305** 507 (1994)

## Резонансное туннелирование через одноэлектронный транзистор

Ю. Кёниг, Х. Шёллер, Г. Шён

### 1. Введение

На электронный транспорт через мезоскопические металлические острова и квантовые точки сильное влияние оказывает большая электростатическая энергия  $E_C = e^2/2C$ , связанная с малой емкостью  $C$  системы [1–3]. Прототипом этих систем является "одноэлектронный транзистор", в котором малый островок через туннельные переходы соединен с подводящими электродами и через конденсатор — с источником напряжения на затворе. При низких температурах  $T \ll E_C$  наблюдаются разнообразные одноэлектронные явления, включая кулоновскую блокаду и осцилляции кондактанса в зависимости от напряжения на затворе.

Детальные особенности транспортных свойств зависят от характеристик островка. В настоящей работе рассматриваются два противоположных предельных случая. В первом случае энергетические состояния островка представляют собой континуум, а туннельные переходы "широкие", с большим количеством поперечных каналов. Этот случай обычно реализуется в металлических гранулах. Если безразмерный туннельный кондактанс переходов между островком и подводящими электродами

$$\alpha_t \equiv \frac{R_K}{4\pi^2 R_t}, \quad (1)$$

мал относительно масштаба, задаваемого квантовым сопротивлением  $R_K = h/e^2 \simeq 25,8$  кОм, то заряд острова является хорошо определенным.

Во втором случае рассматривается экстремальный случай острова, у которого в представляющем интерес диапазоне энергий имеется один вырожденный по спину уровень. Это объясняет явления кулоновской блокады в системах нулевой размерности, таких как двухбарьерные резонансно-туннельные структуры [4, 5], квантовые точки в структурах с расщепленным затвором [6–8],

квантовые точечные контакты с однозарядными ловушками [9] и сверхмалые металлические туннельные контакты [10] с частицами диаметром меньше 10 нм. В таких островках возможно разрешение дискретного спектра с расстоянием между уровнями  $\delta$ , которое может превышать  $T$  и  $eV$ . При этом в случае невзаимодействующих частиц связь между островком и подводящими электродами характеризуется внутренним уширением уровней  $\Gamma$ .

Для  $\alpha_t \ll 1$  в металлических островах или для  $\Gamma \ll T$  в квантовых точках последовательное одноэлектронное туннелирование можно исследовать с помощью теории возмущений [1, 3, 11–15]. С другой стороны, в недавних экспериментах по сильному туннелированию обнаружены расхождения с классическим описанием. В металлическом случае наблюдалось уширение пиков кондактанса, существенно превышающее температуру [16, 17] и свидетельствующее о влиянии квантовых флуктуаций и когерентных процессов высших порядков. В нескольких теоретических работах [18–24] была рассмотрена задача о процессах высших порядков. К ним относится "неупругое котуннелирование" [25, 24], когда в процессе второго порядка по  $\alpha_t$  электроны туннелируют через виртуальное состояние на островке. (Термин "неупругое" означает, что вероятность того, что различные электронные состояния участвуют на разных этапах в коррелированных процессах, очень велика.) Обобщение этого процесса, которое становится существенным вблизи резонансов, — "неупругое резонансное туннелирование" [20, 23], процесс, при котором электроны туннелируют произвольное число раз между резервуарами и островками.

Квантовая точка описывается примесной моделью Андерсона, в которой уровень связан с электронными резервуарами через туннельные барьеры. Сильное кулоновское отталкивание на одном узле подавляет возможность двойного заполнения уровня точки. Из теории сильно коррелированных фермионов [26] известно, что в равновесии в спектральной плотности точки может проявляться резонанс Кондо на уровне Ферми, который приводит к увеличению линейного кондактанса (туннелирование, усиленное эффектом Кондо) [27, 28]. Более выраженная особенность наблюдалась в поведении нелинейного кондактанса, у которого даже при температурах выше температуры Кондо имеется максимум при нулевом напряжении смещения [29, 30].

Настоящая работа посвящена вычислению кондактанса одноэлектронного транзистора в ситуации, когда представления о последовательном туннелировании недостаточно. Поскольку сильное кулоновское взаимодействие между электронами островка не описывается в обычной теории возмущений, мы будем явно учитывать только степени свободы, ответственные за это взаимодействие, без учета всех других степеней свободы. Получающаяся в результате приведенная матрица плотности характеризует временную эволюцию системы. Металлический случай более сложен, поскольку островок содержит большое число электронов. В этом случае в преобразовании Хаббарда–Стратоновича вводится коллективная переменная, заменяющая взаимодействие между электронами. Приводится вывод диаграммного разложения, в котором процессы последовательного котуннелирования и резонансного туннелирования отождествляются с определенными классами диаграмм.

Предложены различные приближенные схемы для расчета спектральной функции и кондактанса системы.

## 2. Металлический островок

Рассмотрим металлический островок, соединенный туннельными контактами с двумя электродами L и R и связанный емкостной связью с внешним напряжением на затворе  $V_g$ . Приложенное транспортное напряжение  $V = V_L - V_R$  вызывает ток. Микроскопическое описание такого одноэлектронного транзистора основано на гамильтониане  $H = H_L + H_R + H_I + H_{ch} + H_{t,L} + H_{t,R}$ . Здесь

$$H_\Gamma = \sum_{k\sigma} \epsilon_{k\sigma\Gamma} a_{k\sigma}^\dagger a_{k\sigma}$$

описывает невзаимодействующие электроны в левом и правом резервуарах  $\Gamma = L, R$ , а

$$H_I = \sum_{q\sigma} \epsilon_{q\sigma} c_{q\sigma}^\dagger c_{q\sigma}$$

описывает состояния островка. Кулоновское взаимодействие учитывается с помощью емкостной модели:

$$H_{ch} = E_C \left( \sum_{q\sigma} c_{q\sigma}^\dagger c_{q\sigma} - n_g \right)^2.$$

Кулоновская энергия транзистора  $E_C \equiv e^2/2C$  зависит от полной емкости островка  $C = C_L + C_R + C_g$ , которая определяется двумя туннельными контактами и емкостью затвора. Электростатическая энергия может изменяться непрерывно в зависимости от "заряда затвора"  $en_g = C_L V_L + C_R V_R + C_g V_g$ . Туннельный гамильтониан

$$H_{t,\Gamma} = \sum_{kq\sigma} (T^{\sigma\Gamma} a_{k\sigma}^\dagger c_{q\sigma} + \text{H.c.})$$

описывает туннелирование между островком и электродами. Матричные элементы связаны с туннельным кондактансом соотношением

$$R_\Gamma^{-1} = \frac{e^2}{h} \sum_\sigma N_\Gamma^\sigma(0) N_\Gamma^\sigma(0) |T^{\sigma\Gamma}|^2,$$

где через  $N(0)$  обозначены плотности состояний островка и электродов соответственно. Рассматриваются "широкие" металлические контакты с числом поперечных каналов  $N \gg 1$ . Обобщая понятие суммирования по спинам, их можно пронумеровать индексом  $\sigma = 1, \dots, N$ . Далее всюду принимается  $\hbar = 1$ .

Цель этого раздела — исследовать временную эволюцию приведенной матрицы плотности. Обрисуем кратко основные шаги при выводе соответствующего описания.

1. При рассмотрении временной эволюции матрицы плотности вводятся прямой и обратный пропагаторы, которые зацепляются при исключении электронных степеней свободы резервуара. Эта процедура известна из работы Калдейры и Леггетта [31], которые, обобщив раннюю работу Фейнмана и Вернона, исследовали влияние омической диссипации на квантовую систему. Аналогичное описание ее влияния на электронное туннелирование для отдельного туннельного перехода приведено в работах [32, 2].

2. Чтобы описать кулоновское взаимодействие между электронами, с помощью преобразования Хаббарда – Стратоновича вводится электрический потенциал островка  $V(t)$  как некоторое макроскопическое поле, т.е. взаимодействие между электронами заменяется взаимодействием с коллективной переменной.

3. Подводящие электроды, а также электроны островка рассматриваются как большие резервуары, находящиеся в равновесии, при этом электроды имеют фиксированные электрохимические потенциалы  $\mu_\Gamma = -eV_\Gamma$  ( $\Gamma = L, R$ ). Флуктуирующее напряжение островка  $V(t) \equiv -\dot{\varphi}(t)/e$  связано с фазой  $\varphi(t)$ . Квантовомеханически сопряженное к ней — число избыточных электронов  $n(t)$  на островке. Поскольку оно не зависит от микроскопических степеней свободы, описываемых операторами  $c_{q\sigma}$  и  $c_{q\sigma}^\dagger$ , по ним можно провести усреднение.

4. Таким образом, временную эволюцию приведенной матрицы плотности  $\rho(t; \varphi_1, \varphi_2)$  можно выразить через двойной континуальный интеграл по фазам, соответствующим прямому и обратному пропагаторам  $\varphi_j$  ( $j = 1, 2$ ). Два интегрирования объединяются в единый интеграл вдоль контура Келдыша  $K$ , который распространяется от  $t_i$  к  $t_f$  и обратно вдоль оси реального времени. Приведенный пропагатор  $\Pi$  при этом имеет вид

$$\begin{aligned} \Pi &= \text{tr} \left[ \rho_0 T_K \exp \left( -i \int_K dt H(t) \right) \right] \\ &= \int D[\varphi(t)] \exp \left\{ i(S_{ch}[\varphi(t)] + S_t[\varphi(t)]) \right\}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь коллективная переменная  $\varphi(t)$  и интеграл по времени определены на контуре Келдыша, и оператор хронологического упорядочения  $T_K$ , соответственно, упорядочивает последующие операторы.

Первый член эффективного действия для пропагатора, отвечает электростатической энергии:

$$S_{ch}[\varphi(t)] = \int_K dt \left\{ \frac{C}{2} \left[ \frac{\dot{\varphi}(t)}{e} \right]^2 + n_g \dot{\varphi}(t) \right\}.$$

Туннелирование электрона описывается членом  $S_t[\varphi(t)]$ , который в случае широких металлических контактов выражается с помощью простейшей электронной петли, связывающей два времени:

$$\begin{aligned} S_t[\varphi(t)] &= 2\pi i \sum_{\Gamma=L,R} \int_K dt \times \\ &\times \int_K dt' \alpha_\Gamma^K(t, t') \exp[i\varphi(t)] \exp[-i\varphi(t')]. \end{aligned} \quad (3)$$

Ядра  $\alpha_\Gamma^K(t, t') = \alpha_\Gamma^\pm(t - t')$  для  $t < t'$  ( $t > t'$ ) зависят от порядка времен вдоль контура Келдыша. Их фурье-образы имеют вид [2, 20, 23]

$$\alpha_\Gamma^\pm(\omega) = \pm \alpha_{t,\Gamma} \frac{\omega - \mu_\Gamma}{\exp[\pm(\omega - \mu_\Gamma)/T] - 1}, \quad (4)$$

где  $\alpha_{t,\Gamma} = h/(4\pi^2 e^2 R_\Gamma)$ . В дальнейшем будут использоваться обозначения  $\alpha_\Gamma(\omega) = \alpha_\Gamma^+(\omega) + \alpha_\Gamma^-(\omega)$  и  $\alpha(\omega) = \sum_\Gamma \alpha_\Gamma(\omega)$ .

Перейдем от фазы к зарядовому представлению. Тогда временная эволюция матрицы плотности будет определяться прямым пропагатором от  $n_1$  к  $n_1'$  и обрат-

ным пропагатором от  $n'_2$  к  $n_2$ , с матричными элементами [23]

$$\begin{aligned} \Pi_{n_2, n'_2}^{n_1, n'_1} &= \int d\varphi_1 \int d\varphi'_1 \int d\varphi'_2 \int d\varphi_2 \times \\ &\times \int_{\varphi_2, \varphi'_2}^{\varphi_1, \varphi'_1} D[\varphi(t)] \int D[n(t)] \exp(in_1\varphi_1) \exp(-in'_1\varphi'_1) \times \\ &\times \exp(in'_2\varphi'_2) \exp(-in_2\varphi_2) \times \\ &\times \exp\left(-iS_{\text{ch}}[n(t)] + iS_t[\varphi(t)] + i \int_K dt n(t)\dot{\varphi}(t)\right), \end{aligned} \quad (5)$$

где  $S_{\text{ch}}[n(t)] = \int_K dt E_C [n(t) - n_g]^2$ .

### 3. Разложение по туннельному кондактансу

Чтобы получить диаграммное описание, разложим туннельный член  $\exp(iS_t[\varphi(t)])$  в уравнении (5). Экспоненты  $\exp[\pm i\varphi(t)]$  описывают туннелирование электрона при времени  $t$ . Эти процессы происходят попарно в обоих переходах  $\Gamma = L, R$  и соединены линиями туннелирования  $\alpha_r^K(t, t')$ . Каждый член разложения можно изобразить в виде диаграммы. Некоторые примеры показаны на рис. 1. Диаграмма вычисляется в соответствии с правилами, которые следуют из разложения (5) (детали см. в [23]).

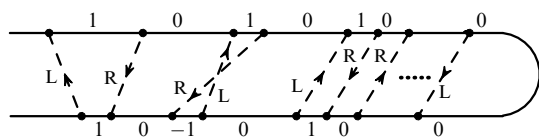


Рис. 1. Слева направо: диаграммное представление для процессов последовательного туннелирования в левом и правом контактах, котуннелирования и резонансного туннелирования.

Пропагатор от диагонального состояния  $n$  к другому диагональному состоянию  $n'$  обозначается как  $\Pi_{n, n'}$ . Это сумма всех диаграмм с данными конечными состояниями, и ее можно выразить через неприводимую собственнo-энергетическую часть  $\Sigma_{n, n'}$ , которая определяется как сумма всех диаграмм, для которых любая проходящая через них вертикальная линия пересекает не менее одной линии туннелирования. Тогда для пропагатора может быть записано уравнение Дайсона:

$$\Pi_{n, n'} = \Pi_n^{(0)} \delta_{n, n'} + \sum_{n''} \Pi_{n, n''} \Sigma_{n'', n'} \Pi_{n''}^{(0)}.$$

Член  $\Pi^{(0)}$  описывает распространение без туннелирования. Вероятность для состояния  $n$  можно получить из

$$P_n = \sum_{n'} P_{n'}^{(0)} \Pi_{n', n}$$

(здесь  $P_n^{(0)}$  — исходное распределение). На основании введенных диаграммных правил получаем

$$\frac{d}{dt} P_n = -i \sum_{n' \neq n} [P_n \Sigma_{n, n'} - P_{n'} \Sigma_{n', n}]. \quad (6)$$

Таким образом, получено кинетическое уравнение со скоростями переходов, задаваемыми  $\Sigma_{n', n}$ . В общем случае неприводимая собственнo-энергетическая часть

$\Sigma$  дает скорости всех возможных коррелированных туннельных процессов. Хорошо известные частоты одноэлектронного туннелирования воспроизводятся в нашем случае путем расчета всех диаграмм, которые не содержат пересекающихся линий туннелирования. Аналогично котуннелирование описывается диаграммами, в которых две линии туннелирования пересекаются во времени, как показано на рис. 1.

Ток  $I_r$ , втекающий в резервуар  $\Gamma = L, R$ , вычисляется путем добавления в гамильтониан члена с источником и последующего функционального дифференцирования приведенного пропагатора по источнику. Полученный в результате ток

$$I_r = -ie \int d\omega \{ \alpha_r^+(\omega) C^>(\omega) + \alpha_r^-(\omega) C^<(\omega) \}$$

выражается через корреляционные функции

$$\begin{aligned} C^>(t, t') &= -i \langle \exp[-i\varphi(t)] \exp[i\varphi(t')] \rangle, \\ C^<(t, t') &= i \langle \exp[i\varphi(t')] \exp[-i\varphi(t)] \rangle. \end{aligned}$$

Эти функции связаны со спектральной плотностью выражением  $2\pi i A(\omega) = C^<(\omega) - C^>(\omega)$ .

Для последовательного туннелирования выражение для тока сводится к

$$I_r = \frac{4\pi^2 e}{h} \int d\omega \sum_{r'} \frac{\alpha_{r'}(\omega) \alpha_r(\omega)}{\alpha(\omega)} A(\omega) [f_{r'}(\omega) - f_r(\omega)]. \quad (7)$$

Здесь

$$A^{(0)}(\omega) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} [P_n + P_{n+1}] \delta(\omega - \Delta_n)$$

и  $\Delta_n = E_{\text{ch}}(n+1) - E_{\text{ch}}(n) = E_C [1 + 2(n - n_g)]$ , а вероятности находятся из соотношения  $P_n \alpha^+(\Delta_n) - P_{n+1} \alpha^-(\Delta_n) = 0$ .

Чтобы двигаться дальше, необходимо иметь систематический критерий отбора существенных вкладов более высоких порядков. Одна возможность заключается в учете всех членов второго порядка (котуннелирование). В минимуме кулоновских осцилляций система находится в режиме кулоновской блокады, и процессы котуннелирования дают основной вклад в кондактанс. Детальный анализ нашего диаграммного разложения показывает, что в нем не только воспроизводятся известные предельные случаи [25], но и обеспечивается необходимая регуляризация расходимостей. Более того, в нем возникают новые члены, описывающие перенормировку параметров системы, которая является существенной при резонансе. Эти результаты приводятся в [24].

Чем сильнее квантовые флуктуации, будь то по причине большого  $\alpha_i$  или низкой температуры, тем важнее становятся вклады более высокого порядка. Эти процессы можно просуммировать, если ограничиться матрицами плотности не более чем с двумя недиагональными матричными элементами [23]. Далее, если рассматривать только два соседних зарядовых состояния  $n = 0, 1$ , что оправданно, когда разность энергий этих состояний  $\Delta_0$ , напряжение смещения  $eV = eV_L - eV_R$  и температура  $T$  малы по сравнению с  $E_C$ , то можно аналитически вычислить неприводимую собственнo-

энергетическую функцию. Следующие результаты выведены в этом пределе.

Найдено, что ток выражается уравнением (7), но со спектральной плотностью

$$A(\omega) = \frac{\alpha(\omega)}{[\omega - \Delta_0 - \text{Re } \sigma(\omega)]^2 + [\text{Im } \sigma(\omega)]^2}. \quad (8)$$

Перенормировка энергии и уширение за счет конечного времени жизни выражаются соответственно реальной и мнимой частями комплексной собственнo-энергетической части  $\sigma(\omega)$ :

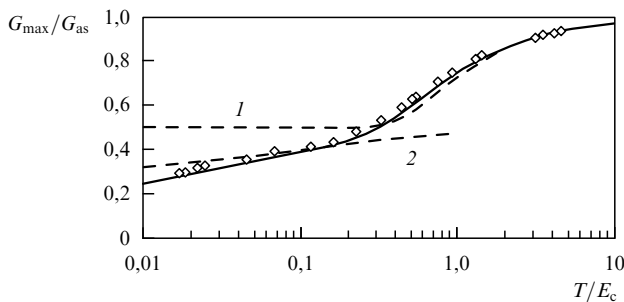
$$\begin{aligned} \text{Re } \sigma(\omega) &= -2 \sum_r \alpha_{l,r}(\omega - \mu_r) \times \\ &\times \left[ \ln \left( \frac{E_C}{2\pi T} \right) - \text{Re } \Psi \left( \frac{i(\omega - \mu_r)}{2\pi T} \right) \right], \\ \text{Im } \sigma(\omega) &= -\pi \alpha(\omega). \end{aligned}$$

Квантовые флуктуации оказывают заметное влияние на дифференциальный кондактанс  $G = \partial I / \partial V$ . На рисунке 2 представлены наши результаты для максимального дифференциального кондактанса в режиме линейного отклика ( $V = 0$ ). Асимптотический высокотемпературный кондактанс есть  $G_{as} = 1/(R_L + R_R)$ . При низких температурах, когда заняты только два соседних зарядовых состояния, максимальный кондактанс, обусловленный последовательным (низшего порядка) туннелированием, при насыщении достигает величины, равной половине значения при высоких температурах (штриховая линия 1). Ситуация изменяется, когда принимаются во внимание процессы более высоких порядков. Для приближения резонансного туннелирования (линия 2) найдено, что максимальный кондактанс перенормируется логарифмически зависящим от температуры множителем Z:

$$Z = \left\{ 1 + 2\alpha_l \ln \left[ \frac{E_C}{\max\{eV/2, 2\pi T\}} \right] \right\}^{-1}, \quad (9)$$

т.е. высота пика кондактанса уменьшается при понижении температуры.

Кроме того, приведены результаты для котуннелирования (сплошная линия), т.е. для процессов порядка  $\alpha_l^2$ , но с учетом всех существенных в данном случае зарядо-



**Рис. 2.** Линейный дифференциальный кондактанс, нормированный на высокотемпературный предел в случае последовательного туннелирования (штриховая линия 1), последовательного туннелирования вместе с котуннелированием (сплошная линия) и резонансного туннелирования (линия 2) для  $\alpha_l = 0,063$ . Точками изображены экспериментальные результаты из [16].

вых состояний, что охватывает весь температурный диапазон. Уже на этом уровне обнаруживается логарифмическое поведение, указывающее на перенормировку кондактанса. В экспериментах [16] кондактанс  $\alpha_l$  не очень велик, и эта теория котуннелирования оказывается вполне удовлетворительной. На рисунке 2 видно хорошее согласие теории и эксперимента.

#### 4. Квантовая точка

Описанную диаграммную технику можно применить также к квантовым точкам [33]. Основное внимание здесь будет уделено предельному случаю единичного уровня. Этот уровень или вырожден по спине, или может расщепляться магнитным полем. В этом случае гамильтониан, введенный выше, сводится к модели Андерсона  $H = H_L + H_R + H_D + H_{l,L} + H_{l,R}$

$$H_D = \sum_{\sigma} \epsilon_{\sigma} c_{\sigma}^{\dagger} c_{\sigma} + E_C n_{\uparrow} n_{\downarrow}.$$

Туннельная часть представляется как

$$H_{l,r} = \sum_{k\sigma} (T^{\sigma r} a_{k\sigma}^{\dagger} c_{\sigma} + \text{H.c.}).$$

Скорости туннелирования внутрь точки и из нее в резервуар  $r$  в низшем порядке теории возмущений в фурье-пространстве выражаются как

$$\gamma_r^{\pm}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \Gamma_r(\omega) f^{\pm}(\omega - \mu_r),$$

где

$$\Gamma_r(\omega) = 2\pi \sum_k |T^{\sigma r}|^2 \delta(\omega - \epsilon_{k\sigma r}),$$

$$f^+(\omega) = f(\omega), \quad f^-(\omega) = 1 - f(\omega).$$

Взаимодействие в системе описывается несколькими степенями свободы, тогда как по переменным резервуаров может быть проведено интегрирование с помощью теоремы Вика. Таким способом можно получить приведенную матрицу плотности, в которой явно учитываются только состояния квантовой точки. Разложение по туннельной части приводит к диаграммному представлению, которое аналогично представлению в металлическом случае. Основная разница заключается в том, что линии туннелирования (представляющие скорости  $\gamma_r^{\pm}(\omega)$ ) и состояния точки теперь несут информацию о спине электрона.

Для описания поведения типа Кондо в квантовой точке необходимо выйти за пределы теории возмущений конечного порядка. Разумно применить приближение, использованное для металлического случая, т.е. учитывать недиагональные матричные элементы полной матрицы плотности с точностью до возбуждения в резервуарах одной электронно-дырочной пары. Другим обоснованием для этой процедуры является то, что для системы с бесспиновыми электронами ( $N = 1$ ) эта схема является точной, поскольку отброшенная часть сводится к нулю.

Ток выражается через спектральную плотность  $A_{\sigma}(\omega)$ :

$$I_r = \frac{2\pi e}{h} \int d\omega \sum_{\sigma, r'} \frac{\gamma_{r'}^+(\omega) \gamma_r^-(\omega)}{\gamma(\omega)} A_{\sigma}(\omega) [f_{r'}(\omega) - f_r(\omega)]. \quad (10)$$

Соответствующие корреляционные функции  $C_\sigma^>(t, t') = -i\langle c_\sigma(t)c_\sigma^\dagger(t') \rangle$  и  $C_\sigma^<(t, t') = i\langle c_\sigma^\dagger(t')c_\sigma(t) \rangle$  в основном определяются резольвентой  $|\omega - \epsilon_\sigma - \sigma^\sigma(\omega)|^{-1}$ , где

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \sigma^\sigma(\omega) &= \sum_{\mathbf{R}} \frac{\Gamma_{\mathbf{r}}}{2\pi} \sum_{\sigma' \neq \sigma} \left[ \ln \left( \frac{E_C}{2} \right) - \right. \\ &\quad \left. - \operatorname{Re} \Psi \left( \frac{1}{2} + \frac{i(\omega + \epsilon_{\sigma'} - \epsilon_\sigma - \mu_{\mathbf{R}})}{2\pi T} \right) \right], \\ \operatorname{Im} \sigma^\sigma(\omega) &= -\pi \left[ \gamma^-(\omega) + \sum_{\sigma'} \gamma^+(\omega + \epsilon_{\sigma'} - \epsilon_\sigma) \right]. \end{aligned}$$

В нулевом магнитном поле, т.е. при  $\epsilon_\sigma = \epsilon_{\sigma'}$ , можно выполнить пересуммирование аналитически и найти

$$A(\omega) = \frac{\gamma^+(\omega) + \gamma^-(\omega)}{[\omega - \epsilon - \operatorname{Re} \sigma(\omega)]^2 + [\operatorname{Im} \sigma(\omega)]^2}. \quad (11)$$

Помимо перенормировки уровня, при низкой температуре вблизи уровней Ферми резервуаров возникают новые резонансы, а именно, кондо-резонансы. Это обусловлено логарифмической расходимостью в  $\operatorname{Re} \sigma(\omega)$ .

Резонансы в спектральной плотности заметно влияют на зависимость нелинейного дифференциального контактанса от напряжения смещения  $V$ , как показано на рис. 3 для случая  $\epsilon < 0$ . В нашем рассмотрении возникает максимум при нулевом напряжении смещения [30, 34], который наблюдался в экспериментах [9]. Он возникает, потому что расщепление кондо-пика при возрастании напряжения приводит к общему уменьшению спектральной плотности в энергетическом диапазоне  $|\omega| < eV$  (см. вставку на рис. 3)).

При приложении магнитного поля зеемановская энергия снимает вырождение по спину. Для этого случая спектральные плотности были определены численно. Влияние собственной энергии  $\sigma^\sigma(\omega)$  на спектральную плотность  $A_\sigma(\omega)$  приводит к кондовским резонансам при энергиях  $\omega = \mu_{\mathbf{r}} + \epsilon_\sigma - \epsilon_{\sigma'}$  с  $\sigma' \neq \sigma$ . Из уравнения (10) видно, что при низком транспортном напряжении нет туннелирования, сопровождаемого эффектом Кондо, но оно начинается, когда транспортное напряжение по

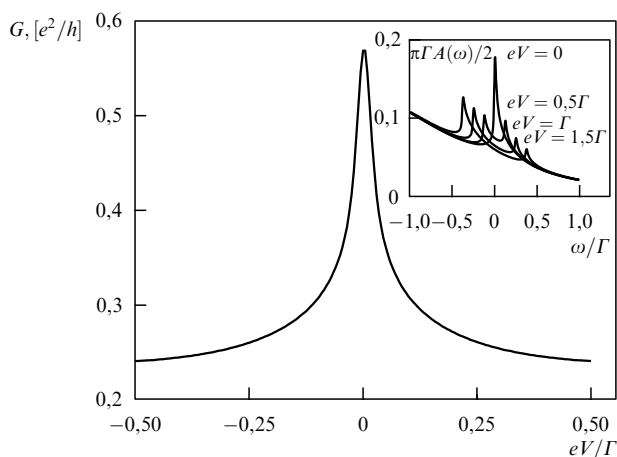


Рис. 3. Зависимость дифференциального контактанса от напряжения смещения для  $T = 0,005\Gamma$ ,  $\epsilon = -2\Gamma$  и  $E_C = 50\Gamma$ . На кривых виден максимум при нулевом смещении. Вставка: возрастание напряжения приводит к общему уменьшению спектральной плотности в диапазоне  $|E| < eV$ .

величине становится равным расщеплению уровней. Поэтому теперь для низколежащих уровней пик контактанса при нулевом смещении, описанный в предыдущем разделе, расщепляется на два пика, разделенных промежутком, равным удвоенному расстоянию между уровнями [30] (рис. 4).

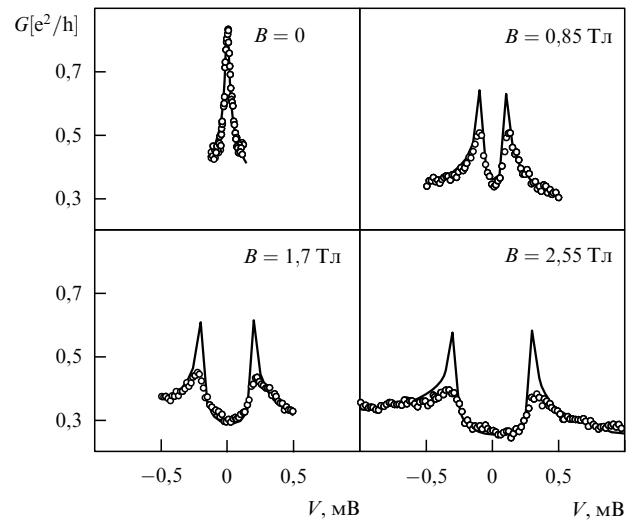


Рис. 4. Зависимость дифференциального контактанса от напряжения смещения для  $T = 4,3$  мкэВ,  $\epsilon_\sigma(B=0) = -5,2$  мэВ,  $\Gamma = 3,4$  мэВ,  $a_C = (C_L - C_R)/C = 0,33$  и  $E_C = 30$  мэВ. Кружками обозначены экспериментальные данные работы [9].

Дальнейшее обсуждение эффектов, связанных с двойным заполнением уровня в квантовой точке, влиянием флуктуирующей среды, а также туннелирования через систему двух квантовых точек, приведено в [33, 35].

## 5. Заключение

Предложено описание одноэлектронного туннелирования в системах с сильными электростатическими эффектами, выходящее за рамки теории возмущений по туннельному контактансу. С этой целью была рассмотрена эволюция приведенной матрицы плотности системы в реальном времени. Использование систематического диаграммного разложения позволило идентифицировать различные вклады в ток. Ограничиваясь диаграммами, соответствующими как максимум двум недиагональным элементам матрицы плотности, можно сформулировать самосогласованное пересуммирование диаграмм. Если при низких температурах ограничить рассмотрение двумя соседними зарядовыми состояниями, это позволяет вычислить сумму в замкнутой форме. Наиболее важные полученные результаты — перенормировка параметров системы и уширение пиков контактанса за счет времени жизни для металлического островка, а также поведение кондовского типа в квантовой яме.

## Список литературы

1. Averin D V, Likharev K K, in *Mesoscopic Phenomena in Solids* (Eds B L Altshuler, P A Lee, R A Webb) (Amsterdam: Elsevier, 1991) p. 173
2. Schön G, Zaikin A D *Phys. Rep.* **198** 237 (1990)
3. *Single Charge Tunneling, NATO ASI Series Vol. 294* (Eds H Grabert, M H Devoret) (1992)

4. Su B, Goldman V J, Cunningham J E *Science* **255** 313 (1992)
5. Gueret P et al. *Phys. Rev. Lett.* **68** 1896 (1992)
6. Johnson A T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 1592 (1992)
7. Foxman E B et al. *Phys. Rev. B* **47** 10020 (1993)
8. Weis J et al. *Phys. Rev. B* **46** 12837 (1992)
9. Ralph D C, Buhrman R A *Phys. Rev. Lett.* **72** 3401 (1994)
10. Ralph D C, Black C T, Tinkham M *Phys. Rev. Lett.* **74** 3241 (1995)
11. Averin D V, Korotkov A N, Likharev K K *Phys. Rev. B* **44** 6199 (1991)
12. Beenakker C W J *Phys. Rev. B* **44** 1646 (1991)
13. Weinmann D et al. *Europhys. Lett.* **26** 467 (1994)
14. Bruder C, Schoeller H *Phys. Rev. Lett.* **72** 1076 (1994)
15. Глазман Л И, Матвеев К А *Письма в ЖЭТФ* **48** 403 (1988) [*JETP Lett.* **48** 445 (1988)]
16. Joyez P et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1349 (1997)
17. Chouvaev D et al., in preparation
18. Матвеев К А *ЖЭТФ* **99** 1598 (1991)
19. Golubev D S, Zaikin A D *Phys. Rev. B* **50** 8736 (1994)
20. Schoeller H, Schön G *Phys. Rev. B* **50** 18436 (1994)
21. Grabert H *Phys. Rev. B* **50** 17364 (1994)
22. Falci G, Schön G, Zimanyi G T *Phys. Rev. Lett.* **74** 3257 (1995)
23. König J, Schoeller H, Schön G *Europhys. Lett.* **31** 31 (1995); König J et al., in *Quantum Dynamics of Submicron Structures, NATO ASI Series E* (Eds H A Cerdeira et al.) (Dordrecht: Kluwer, 1995) Vol. 291, p. 221
24. König J, Schoeller H, Schön G *Phys. Rev. Lett.* **78** 4482 (1997)
25. Averin D V, Nazarov Yu V, in Ref. [3]
26. Bickers N E *Rev. Mod. Phys.* **59** 845 (1987)
27. Ng T K, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **61** 1768 (1988)
28. Глазман Л И, Райх М Е *Письма в ЖЭТФ* **47** 378 (1988) [*JETP Lett.* **47** 452 (1988)]
29. Hershfield S, Davies J H, Wilkins J W *Phys. Rev. Lett.* **67** 3720 (1991); *Phys. Rev. B* **46** 7046 (1992)
30. Meir Y, Wingreen N S, Lee P A *Phys. Rev. Lett.* **70** 2601 (1993); Wingreen N S, Meir Y *Phys. Rev. B* **49** 11040 (1994)
31. Caldeira A O, Leggett A J *Ann. Phys. (N.Y.)* **149** 374 (1983)
32. Eckern U, Schön G, Ambegaokar V *Phys. Rev. B* **30** 6419 (1984)
33. König J, Schoeller H, Schön G *Phys. Rev. Lett.* **76** 1715 (1996); König J et al. *Phys. Rev. B* **54** 16820 (1996)
34. Hettler M H, Schoeller H *Phys. Rev. Lett.* **74** 4907 (1995)
35. Pohjola T et al. submitted to *Europhys. Lett.*

## Мезоскопические флуктуации проводимости кулоновского типа в двумерном электронном газе вблизи фактора заполнения $\nu = 1/2$

З.Д. Квон, Е.Б. Ольшанецкий, Г.М. Гусев, Дж.С. Портал, Д.К. Мауд

Дробный квантовый эффект Холла (ДКЭХ) остается в центре внимания физики твердого тела с момента своего открытия уже более десяти лет. Недавно был предложен новый подход к ДКЭХ — теория композитных фермионов [1, 2]. Согласно этому подходу, сильно взаимодействующие 2D-электроны могут рассматриваться при дробном заполнении первого уровня Ландау как газ новых слабо взаимодействующих квазичастиц, так называемых композитных фермионов (КФ), которые имеют перенормированную эффективную массу и, как ожидается, обладают рядом квазиклассических свойств. При этом ДКЭХ для электронов объясняется как целочисленный квантовый эффект Холла (ЦКЭХ) для композитных фермионов, движущихся в эффективном магнитном поле  $B_{\text{eff}} = B - B_{1/2}$ , где  $B$  — это приложенное магнитное поле, а  $B_{1/2}$  — магнитное поле, соответствующее наполовину заполненному первому уровню Ландау. Отметим, что как было показано в многочисленных и разнообразных

экспериментах, все основные предсказания теории КФ, в основном, верны [3–10]. Описанный подход к ДКЭХ породил ряд вопросов, касающихся квантовой интерференции, в частности природы и свойств универсальных флуктуаций проводимости при дробном заполнении уровня Ландау. Недавно была предложена теория [11], которая рассматривает эти флуктуации в присутствии случайного магнитного поля. Результаты этой теории были использованы, чтобы описать поведение газа КФ в системе с флуктуациями случайного потенциала. В работе [11] сделан вывод, что в случае КФ зависимость этих флуктуаций от ферми-энергии принципиально отличается от подобной зависимости для электронов при  $B = 0$ . Было предсказано, что зависимость проводимости КФ от затворного напряжения при  $\nu = 1/2$  в некотором отношении аналогична аперриодическим осцилляциям кулоновского типа с эффективным зарядом  $e/2$ .

По-видимому, первое наблюдение флуктуаций магнитосопротивления вблизи  $\nu = 1/2$  было проведено с помощью баллистического микромоста в [12]. Однако из-за отсутствия анализа этих флуктуаций в работе [12] трудно совсем исключить возможность того, что эти флуктуации являются каким-либо шумом. Более детальное экспериментальное исследование флуктуаций магнитосопротивления вблизи  $\nu = 1/2$  было недавно представлено в [13]. Авторы провели сравнительный анализ этих флуктуаций и универсальных флуктуаций кондактанса вблизи  $B = 0$  и пришли к выводу, что флуктуации, наблюдаемые при  $\nu = 1/2$ , могут быть действительно описаны как универсальные флуктуации проводимости для композитных фермионов. Однако последний эксперимент был ограничен изучением зависимостей магнитосопротивления для проверки вышеуказанного теоретического предсказания [11] и требуется проведение измерений кондактанса КФ в зависимости от энергии Ферми.

В настоящей работе мы исследовали поведение мезоскопических образцов в окрестности наполовину заполненного первого уровня Ландау. Вблизи  $\nu = 1/2$  были изучены зависимости мезоскопических флуктуаций как от магнитного поля, так и от затворного напряжения. Найдено, что в противоположность случаю мезоскопических флуктуаций в слабых магнитных полях в окрестности  $\nu = 1/2$  существует определенное соотношение между флуктуациями в зависимостях сопротивления  $R_{xx}$  от магнитного поля и от напряжения. А именно, оказалось, что отношение корреляционного магнитного поля к корреляционной электронной плотности с хорошей точностью равно  $2\Phi_0$  (где  $\Phi_0$  — квант магнитного потока), т.е. определяется только фактором заполнения уровня Ландау. По нашему мнению, это экспериментальное доказательство подтверждает предсказание [11], и мезоскопические флуктуации проводимости вблизи  $\nu = 1/2$  можно действительно рассматривать как аперриодические флуктуации кулоновского типа с соответствующим эффективным зарядом  $e/2$ .

Два образца, исследованных в нашем эксперименте, — это микромосты с литографической длиной  $L = 2$  мкм и литографической шириной  $W = 1$  мкм. Действительная ширина микромостов, определенная из данных по осцилляциям Шубникова – де Гааза в слабом магнитном поле, составляла (0,3–0,5) мкм. Микромосты были созданы путем электронной микролитографии и химического травления плазмой на верхней части 2D-электрон-