

## Кулоновские осцилляции баллистического кондактанса квазиодномерной квантовой точки

В. А. Ткаченко<sup>+1)</sup>, Д. Г. Бакшеев<sup>+</sup>, О. А. Ткаченко<sup>+\*</sup>, Ч. -Т. Лианг<sup>□2)</sup>

<sup>+</sup> Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>\*</sup> Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>□</sup> Department of Physics, National Taiwan University, 106 Taipei, Taiwan

Поступила в редакцию 16 июля 2001 г.

Показана возможность зарядки локализованных состояний открытой квазиодномерной квантовой точки по механизму кулоновской блокады. Высокая чувствительность баллистического тока к одноэлектронным вариациям самосогласованного потенциала точки позволяет наблюдать новый эффект – кулоновские осцилляции баллистического кондактанса. Предложенная модель объясняет результаты эксперимента [С.-Т. Liang et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3507 (1998)].

PACS: 73.40.Gk, 73.20.Dx

Известно, что латеральная квантовая точка с затворно-управляемым входом/выходом наиболее подходит для изучения перехода между режимами кулоновской блокады [1–3] и квантовой баллистики [4–6]. Первоначально эффекты одноэлектронной зарядки наблюдались в пределе низкого кондактанса ( $G < e^2/h$ ) [3, 6], то есть в случае слабой связи между точкой и электронными резервуарами, что соответствует ортодоксальной теории кулоновской блокады [1, 2]. Возможность зарядки точки в открытом режиме исследуется теоретически и предсказано, что эффект является слабым или вовсе отсутствует [7–9]. Однако в этих работах не рассматривался случай, когда рассеяние между одномерными подзонами подавлено и баллистический транспорт через квантовую точку является одномерным. В настоящей работе мы покажем, что зарядка локализованных состояний квазиодномерной точки возможна, даже когда фоновый кондактанс составляет несколько квантов  $e^2/h$ . При этом вместо острых пиков тока последовательного туннелирования можно наблюдать новый эффект – кулоновские осцилляции баллистического кондактанса. Для описания эффекта предлагается простая модификация формулы Ландауэра и теории кулоновской блокады. Предложенная модель используется для объяснения экспериментальных результатов: частых осцилляций кондактанса квантовой точки, наблюдаемых в широком диапазоне  $0 < G < 6e^2/h$  в нулевом магнитном поле [10].

Квазиодномерная точка может рассматриваться как участок квантовой проволоки с двухбарьерным потенциалом  $U(x, y) \approx V(x) + \frac{1}{2}m^*(\omega^2 y^2)$ , допускающим разделение переменных в уравнении Шредингера. Тогда движение электронов в одномерных подзонах  $E_i(x) = V(x) + (\frac{1}{2} + i)\hbar\omega$  является независимым, и квантование по  $x$  находится из условия, что потенциал  $V(x)$  в центральной области точки имеет вид  $\frac{1}{2}m^*(\Omega^2 x^2)$ . В баллистическом транспорте квазиуровни этого квантования проявляются в виде широких резонансов одномерной интерференции Фабри-Перо [11, 12]. Кроме того, возле уровня Ферми резервуаров имеется много локализованных состояний закрытых подзон (рис.1). Из-за большого времени жизни эти состояния практически не проявляются в резонансном рассеянии, но могут захватывать и отдавать электрон резервуарам, меняя заряд точки дискретно, вследствие туннелирования через эффективный барьер остаточного межподзонного смешивания. Туннельные сопротивления таких барьеров высокие ( $R_{1,2} > h/e^2$ ) и квантовые флуктуации заряда локализованных состояний при  $G > 2e^2/h$  подавлены. Таким образом, квазиодномерность обеспечивает возможность зарядки локализованных состояний открытой точки по механизму кулоновской блокады последовательного туннелирования [1]. При подавленном смешивании токонесущих и локализованных состояний ток зарядки мал для наблюдения в нем кулоновских осцилляций. Однако зарядка вызывает одноэлектронные вариации электростатического потенциала точки, которые в соответствии с формулой Ландауэра будут приводить к изменению баллисти-

<sup>1)</sup> e-mail: vtkach@isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> С. Т. Liang.

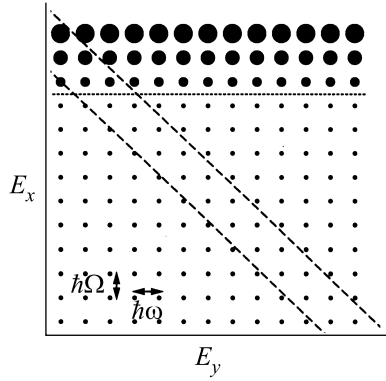


Рис.1. Схематическое изображение спектра одночастичных состояний квазиодномерной точки.  $E_x$  и  $E_y$  – составляющие энергии движения вдоль и поперек точки. Столбцы соответствуют одномерным подзонам. Интервал полной энергии  $E$ , отвечающий баллистическому транспорту, выделен штриховыми линиями. Граница между локализованными и делокализованными состояниями отмечена точками

ческого кондактанса, то есть на фоне широких резонансов Фабри-Перо появятся кулоновские осцилляции, отслеживающие число электронов в квантовой точке.

В самом деле, между событиями туннелирования система локализованных состояний квазиодномерной точки находится в одном из нескольких состояний электростатического равновесия. В первом приближении локализованные состояния образуют один бесструктурный кулоновский остров. Пусть  $P_n$  – вероятность того, что остров содержит  $n$  электронов. Стационарные распределения  $P_n$  находятся из принципа детального равновесия и золотого правила Ферми для скорости туннелирования через эффективные барьеры [1]. В нашем случае о сопротивлении этих барьеров  $R_1 = R_2 = R$  известно только то, что  $R > \hbar/e^2$ , но в этом предположении распределение  $P_n$  определяется почти однозначно. Ток зарядки локализованных состояний пропорционален  $R$ , но он мал по сравнению с баллистическим током. Описание баллистического тока требует ввести в формулу Ландауэра усреднение по зарядовым состояниям, поскольку потенциал точки  $U_n(x, y)$ , определяющий ее проницаемость, меняется в каждом событии последовательного туннелирования:

$$G = \frac{2e^2}{h} \sum_n P_n \int \sum_i T_i(E, U_n) F(E - E_F) dE, \quad (1)$$

где функция  $F(E) = (1/4k_B T) \operatorname{sech}^2(E/2k_B T)$  учитывает тепловой разброс по энергиям  $E$  падающих частиц. Вследствие квазиодномерности все вклады

$T_i$  от более высоких подзон выражаются через коэффициент прохождения для нулевой подзоны  $T_i = T_0(E - i\hbar\omega, U_n)$ . Состояния, по которым производится усреднение в (4), характеризуются разницей  $eV_b$  между уровнями Ферми кулоновского острова и резервуаров:

$$(C_1 + C_2 + C_g)V_b = ne + C_g V_g + q_0, \quad (2)$$

где  $C_1, C_2, C_g$  – емкости точки по отношению к резервуарам и затвору,  $n$  – число электронов, принадлежащих локализованным состояниям,  $V_g$  – затворное напряжение,  $q_0$  – поляризационный заряд точки, который определяет фазу кулоновских осцилляций. В теории кулоновской блокады [1]  $q_0$  считается постоянным и описывает взаимодействие заряда закрытой точки с неконтролируемыми зарядами и диполями окружающего изолятора. В случае открытой системы необходимо модифицировать теорию кулоновской блокады, поскольку заряд  $q_0$  становится переменным параметром и зависит от самогласованных вариаций  $V_b$  и заряда, принадлежащего делокализованным состояниям точки (резонансам Фабри-Перо). Для простоты определим  $q_0$  как заряд открытых одномерных подзон точки в квазиклассическом приближении:

$$q_0 = \frac{2e}{\hbar\Omega} \sum_i \frac{\Delta E_i}{1 - \exp(-\Delta E_i/k_B T)}, \quad (3)$$

где  $\Delta E_i$  – положение дна  $i$ -ой подзоны в центре барьера относительно уровня Ферми резервуаров  $E_F$ . Знаменатель учитывает возможность термически активированного попадания электрона в подзону, когда  $\Delta E_i < 0$ . Расстояние  $\hbar\Omega$  между квазидискретными уровнями продольного движения в точке считается постоянным (рис.1), и максимальный заряд на квазиуровне равен  $2e$ . Для вычисления  $q_0$  мы воспользуемся полуэмпирической аппроксимацией зависимости  $\Delta E_i(V_b, V_g)$ :

$$\Delta E_i = -\frac{eV_b}{2} + \hbar\omega_0 \frac{(V_g - V_{g0})/\delta V_g - i}{(V_g - V_{g0})/\Delta V_g + 1}. \quad (4)$$

В этом выражении первый член отражает уменьшение потенциала в центре барьера на  $eV_b/2$  под действием напряжения  $V_b$ . Множитель  $\hbar\omega_0$  отвечает началу заполнения нулевой подзоны. Числитель дроби учитывает обычное для квазиодномерных каналов допущение, что подзоны открываются с равным шагом  $\delta V_g$ , начиная с  $V_{g0}$ . Знаменатель передает тот факт, что расстояние между одномерными подзонами  $\hbar\omega$  уменьшается в два раза на некотором отрезке  $\Delta V_g$ . Подразумевается, что  $V_g$  управляет величиной

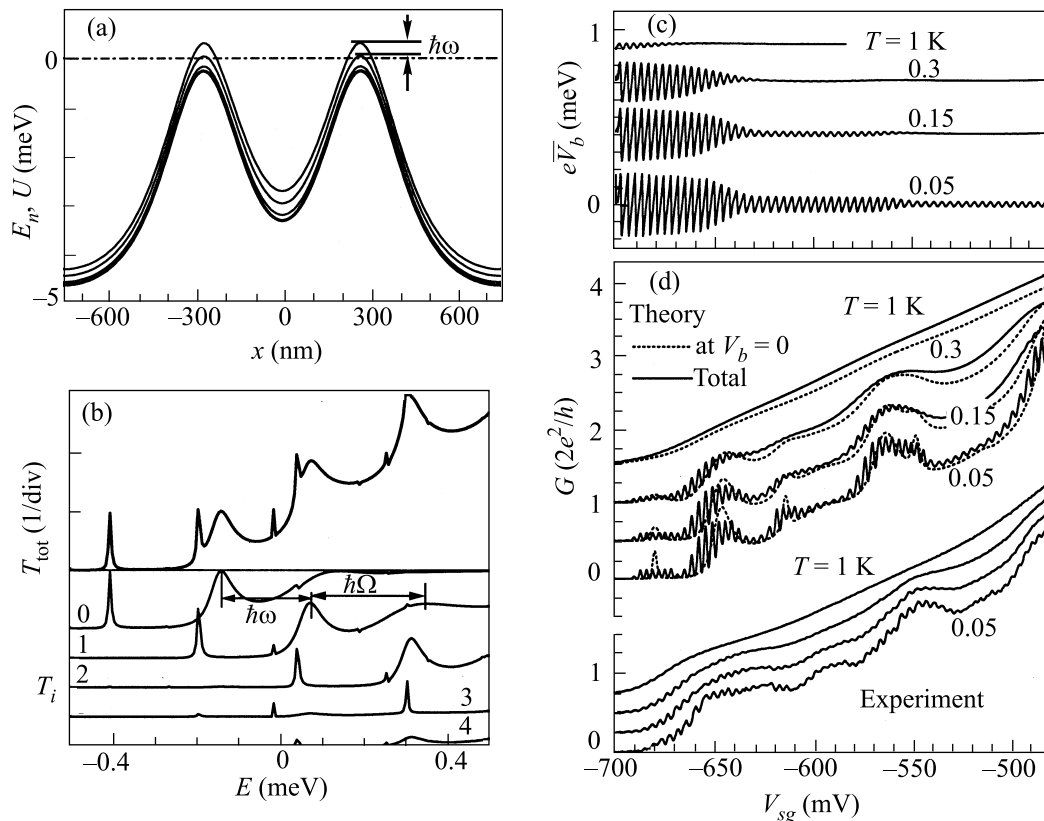


Рис.2. Моделирование одноэлектронной зарядки и кулоновских осцилляций баллистического контактанса квазиодномерной квантовой точки. Параметры модели:  $C_1 = C_2 = 150$  аФ,  $C_g = 44$  аФ,  $C_{\text{open}} = 1000$  аФ,  $\hbar\omega_0 = 0.5$  мэВ,  $V_{g0} = -640$  мВ,  $\Delta V_g = 2\delta V_g = 170$  мВ. (а) Продольный потенциал  $U(x, y = 0)$  и три первые одномерные подзоны  $E_i(x)$ , полученные при некоторых напряжениях на затворах расчетом трехмерной электростатики. (б) Полный коэффициент прохождения в зависимости от энергии падающих частиц и вклады 0–4 подзон для ситуации из (а). (с) Пилообразная зависимость напряжения точка – резервуары от затворного напряжения. (д) Вычисленный и измеренный контактанс точки. Кривые для разных температур смещены по вертикали. Пунктирные линии показывают контактанс без учета одноэлектронных осцилляций потенциала точки ( $V_b = 0$ )

$\hbar\omega$  и почти не влияет на профиль потенциала вдоль точки [11]. Введенные соотношения (2) и (3) замыкают описание электростатики квантовой точки и позволяют найти  $P_n$ .

Из предложенной модели можно сделать несколько выводов. Ниже порога открытия нулевой подзоны квантовая точка находится в закрытом состоянии и ее заряд квантован с шагом  $e$  по  $C_g V_g$ . По формуле (1) при нулевой температуре это дает пилообразную зависимость  $e\bar{V}_b(C_g V_g)$  с амплитудой в пределах энергии зарядки  $E_Q = e^2/2C_\Sigma$ ,  $C_\Sigma = C_1 + C_2 + C_g$ . Для состояний с  $N$  открытыми подзонами, которые разделяются по напряжению на затворе, емкости состояний открытых подзон  $C_{\text{open}} = e^2/\hbar\Omega$  по формуле (2) складываются и  $q_0 = -NV_b C_{\text{open}}$ . Подстановка этого выражения в (1) дает ступенчатую перенормировку эффективной зарядовой энергии  $E_{Q_{\text{eff}}} = e^2/2(C_\Sigma + NC_{\text{open}})$ . Таким образом, с ростом  $N$  уменьшаются

амплитуда осцилляций  $e\bar{V}_b$  и критическая температура  $k_B T_c = E_{Q_{\text{eff}}}$ , при которой исчезает квантование заряда локализованных состояний, и во всей системе устанавливается общий уровень Ферми. Осцилляции  $e\bar{V}_b$  в открытом режиме говорят о различии уровней Ферми делокализованных и локализованных электронов точки. Для усиления эффекта и создания баллистического одноэлектронного транзистора нужно уменьшать продольный размер квазиодномерной точки, что приведет к увеличению  $\hbar\Omega$  и уменьшению емкости  $C_{\text{open}}$ . Отметим, что наибольшая чувствительность  $T_i(E)$  к вариациям потенциала относится к моментам открытия очередных одномерных подзон, где и следует ожидать наибольших кулоновских осцилляций баллистического контактанса. Поскольку эти осцилляции являются результатом непрерывного преобразования пилы и сглаженной функции  $\bar{V}_b(V_g)$  по формуле (4), они будут иметь более размытую

форму, чем обычные острые пики кулоновской блокады тока последовательного туннелирования. Мы полагаем, что зарядка квантовых точек [6, 3] в открытом режиме обычно не наблюдается из-за сильного межмодового смешивания одномерных подзон, вследствие которого локализованные состояния с энергией выше высоты барьеров превращаются в распадные. В коэффициенте прохождения эти состояния проявляются в виде резонансов Фано [11], и их уже нельзя отнести к конкретным подзонам.

Используем предложенный подход для моделирования кондактанса квантовой точки нового типа, созданной двухслойной системой металлических затворов в ультра-чистом канале гетероструктуры GaAs/AlGaAs [10]. Расщепленный затвор, лежащий на поверхности полупроводника, формирует одномерный канал, а три узких сплошных пальцевых затвора, отделенные от нижнего затвора слоем резиста (ПММА) и лежащие поперек канала, создают барьеры между квантовой точкой и резервуарами. В этом устройстве были обнаружены непрерывные периодические осцилляции по затворному напряжению при изменении фонового кондактанса в диапазоне  $0 < G < 6e^2/h$  (нижняя часть рис.2). На основе расчетов трехмерного электростатического потенциала и решения задачи двумерного рассеяния [11] нами было выяснено, что основным отличием данного устройства от других является квазиодномерность, то есть подавление смешивания одномерных подзон (рис.2а,б). Определив емкость точки по отношению к затворам и резервуарам с двумерным газом, мы подтвердили, что период осцилляций соответствует добавлению к точке одного электрона. Ниже в моделировании кондактанса мы используем значения емкостей  $C_1$ ,  $C_2$ ,  $C_g$  и квантов  $\hbar\Omega$ ,  $\hbar\omega$ , вычисленные в работе [11] для обсуждаемой квантовой точки.

На рис.2с,д приведены вычисленные зависимости среднего напряжения точка – резервуары  $\bar{V}_b(V_g)$  и кондактанса  $G(V_g)$  для разных температур. Видно, что при  $T = 0.05$  К весь диапазон рабочих напряжений на расщепленном затворе заполнен одноэлектронными осцилляциями  $\bar{V}_b(V_g)$  и  $G(V_g)$ . Амплитуда осцилляций  $\bar{V}_b(V_g)$  уменьшается ступенчатым образом с открытием новых одномерных подзон (рис.2д). В данном устройстве расстояние между одномерными подзонами  $\hbar\omega$  (рис.2а) сопоставимо с энергией зарядки  $\hbar\omega \approx E_Q = 0.2$  мэВ, поэтому вариации  $V_b$ , сопровождающие события туннелирования электрона через локализованные состояния закрытых подзон, должны вызывать сильные изменения коэффициента прохождения (рис.2с). В результате появляются кулоновские осцилляции баллистического то-

ка, которые особенно заметны возле крупномасштабных особенностей резонансного прохождения. Чтобы упростить расчеты по формуле (4), мы использовали приближение  $T_i(E, U_n) \approx T_0(E - \Delta E_i)$  и взяли в качестве  $T_0(E)$  численную зависимость, полученную при некотором характерном  $U(x, y)$  (рис.2б). Дополнительным одинаковым сглаживанием окончательных кривых по текущей средней мы учли присутствие факторов, обеспечивающих нетепловое размытие зубьев пилы  $\bar{V}_b(V_g)$ , узких резонансных особенностей  $G(V_g, V_b = 0)$  и кулоновских осцилляций баллистического кондактанса. Итоговая картина получается близкой к тому, что наблюдается в эксперименте (нижняя часть рис.2д). Расчет воспроизводит существенные черты реального поведения фона и осцилляций при изменении затворного напряжения  $V_g$  и температуры  $T$ . Необходимо подчеркнуть, что даже при  $G < e^2/h$  осцилляции проявляются в баллистическом кондактансе, а не в токе последовательного туннелирования, который учтен в расчетах, но мал. Заметим, что близкий эффект уже наблюдался в системе параллельно размещенных квантовой точки и одномерного канала, связанных только электростатическим взаимодействием [13]. Одномерный баллистический канал при  $G < e^2/h$  использовался как детектор, регистрирующий изменения электростатического потенциала, вызванные процессами одноэлектронной зарядки квантовой точки. При этом оказалось, что сигнал детектора продолжает демонстрировать одноэлектронные осцилляции, даже когда обычные кулоновские пики тока последовательного туннелирования через квантовую точку становятся слишком малы для измерений.

В заключение мы показали, что в квазиодномерной квантовой точке могут наблюдаться кулоновские осцилляции баллистического кондактанса, которые предсказывает простая модификация теории кулоновской блокады и формулы Ландауэра. Причиной осцилляций является отклик коэффициента прохождения баллистических электронов на вариации потенциала точки, вызванные одноэлектронной зарядкой локализованных состояний. Найдено, что осцилляции данного типа могут охватывать диапазон от порога до нескольких квантов кондактанса со ступенчатым уменьшением критической температуры при открытии новых подзон.

Авторы благодарят З. Д. Квона за обсуждение. Работа выполнялась при поддержке МНТП ФТНС (грант # 98-1102), МНТП “Микро- и нанoeлектроника” (грант # 02.04.5.1) и программы «Университеты России – фундаментальные исследования» (1994).

1. K. K. Likharev, IBM J. Res. Develop. **32**, 144 (1988).
2. L. I. Glazman and R. I. Shekhter, J. Phys. Condens. Matter **1**, 5811 (1989).
3. U. Meirav, M. A. Kastner, and S. J. Wind, Phys. Rev. Lett. **65**, 771 (1990).
4. R. Landauer, in *Localization, Interaction and Transport Phenomena*, Eds. G. Bergmann et al., Springer-Verlag, 1985.
5. D. A. Wharam et al., J. Phys. **C21**, L209 (1988); B. J. van Wees et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
6. C. G. Smith et al., J. Phys. **C21**, L893 (1988).
7. K. A. Matveev, Phys. Rev. **B51**, 1743 (1995).
8. Y. V. Nazarov, Phys. Rev. Lett. **82**, 1245 (1999).
9. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, Phys. Rev. **B57**, 9608 (1998).
10. C.-T. Liang et al., Phys. Rev. Lett. **81**, 3507 (1998).
11. D. G. Baksheyev, O. A. Tkachenko, V. A. Tkachenko, and Physica E **6**, 414 (2000).
12. З. Д. Квон, Л. В. Литвин, В. А. Ткаченко, А. Л. Асеев, УФН **169**, 471 (1999).
13. J. Cooper, C. G. Smith, D. A. Ritchie et al., Physica **E6**, 457 (2000).