

# Кулоновская блокада в латеральной треугольной квантовой точке малых размеров

В. А. Ткаченко<sup>1)</sup>, З. Д. Квон, О. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев, О. Эстибаль<sup>+2)</sup>, Ж.-К. Портал<sup>+2)</sup>

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

<sup>+</sup>Grenoble High Magnetic Fields Laboratory, MPI-FKF and CNRS, B.P.166, F-38042 Grenoble, France

Поступила в редакцию 27 ноября 2002 г.

Теоретически и экспериментально исследована AlGaAs/GaAs латеральная квантовая точка треугольной формы, имеющая характерный размер  $L < 100$  нм (наименьший для точек такого рода) и содержащая менее 10 электронов. Измерены одноэлектронные осцилляции кондуктанса  $G$  этой точки при  $G < e^2/h$ . Обнаружено уменьшение не только амплитуды, но и периода осцилляций по мере перехода от  $G \ll e^2/h$  к  $G \approx 0.5 e^2/h$ . Расчетом электростатики показано, что этот эффект связан с изменением размеров точки под воздействием управляющих напряжений.

PACS: 73.23.Ad, 73.50.-h

Уже более десяти лет латеральные субмикронные квантовые точки являются основным объектом изучения эффектов кулоновской блокады и связанных с ними явлений [1–3]. Обычно такие точки содержат  $\sim 100$  электронов. В настоящий момент особую актуальность приобрела задача, связанная с созданием и исследованием малых латеральных точек. Вызвано это тем, что две туннельно связанные точки, содержащие по одному электрону, представляют собой одну из привлекательных систем для детектирования запутанных квантовых состояний [4–6]. Однако до последнего времени реальные латеральные квантовые точки содержали более десятка электронов [6–8] и имели характерный размер  $L > 100$  нм.

В данной работе описываются свойства латеральной квантовой точки, площадь и емкость которой могут быть минимизированы благодаря треугольной форме. Основные параметры квантовой точки найдены из моделирования трехмерной электростатики устройства с учетом особенностей его изготовления (структура исходного гетероперехода, глубина травления, наличие верхнего металлического затвора и т.д.). Экспериментально исследованы эффекты кулоновской блокады и выполнен сравнительный анализ поведения одноэлектронных осцилляций и результатов моделирования. Показано, что создание латеральной квантовой точки с четным ( $N < 10$ ) количеством электронов возможно даже при использовании электронной литографии среднего разрешения.

Изученные в данной работе квантовые точки изготавливались на основе высокоподвижного двумерного электронного газа (2D ЭГ) в гетеропереходе AlGaAs/GaAs с подвижностью  $\mu = 3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с и концентрацией электронов  $n = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>. Процедура их изготовления была следующей. Три антиточки, расположенные в вершинах равностороннего треугольника, и изолирующие разрезы к ним создавались с помощью электронной литографии и последующего плазмохимического травления. Расстояние между центрами антиточек было равно  $d = 0.4$  мкм, а их литографический диаметр  $a = 0.2$  мкм. На рис.1а представлена микрофотография структуры после указанных технологических операций. Завершающей операцией было напыление сплошного металлического TiAu затвора. Схематический разрез структуры с указанием соответствующих размеров и параметров (толщина слоев, уровень легирования, глубина травления) показан на рис.1б. Потенциал рассчитывался путем численного решения трехмерного уравнения Пуассона. Способ расчета описан в [9]. В отличие от указанной работы использовалось условие закрепления уровня Ферми в середине запрещенной зоны на гетерогранице с подложкой GaAs. Мы также полагали неизменность заряда легирующих примесей в неравновесных условиях и учли влияние флуктуаций примесного потенциала.

На рис.2 представлены результаты проделанного расчета в виде распределения плотности 2D электронов в плоскости 2D ЭГ. Рассмотрим вначале это распределение в предположении однородной плотности заряда в дельта-легированных слоях и при нулевом напряжении на верхнем затворе ( $V_g = 0$ ). На рис.2а

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

<sup>2)</sup>O. Estibals, J. C. Portal

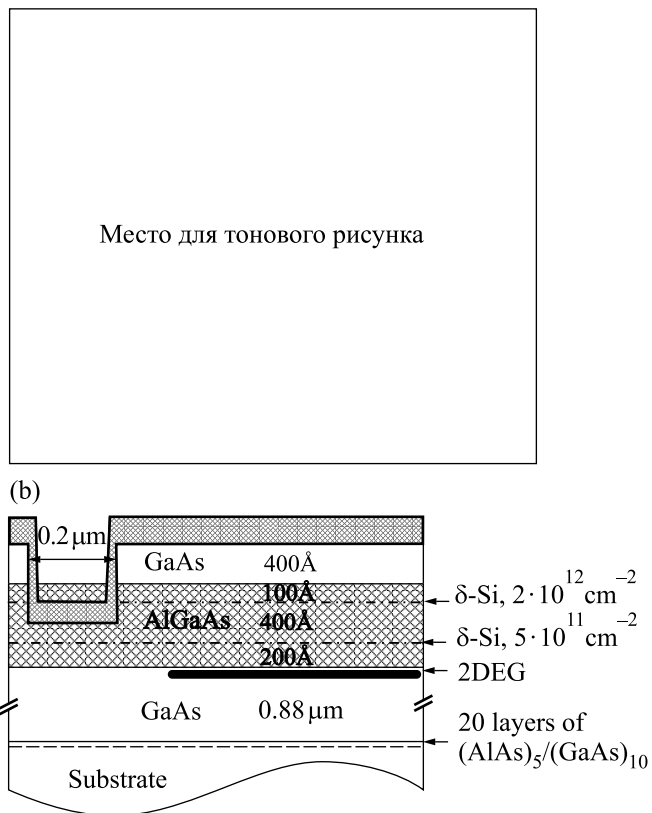


Рис.1. (а) – Изображение структуры в сканирующем электронном микроскопе. (б) – Схематический разрез исходного гетеперехода

хорошо видна квантовая точка приблизительно треугольной формы. Она образована границами областей обеднения вокруг антиточек. Три вершины этого “треугольника” представляют собой седловые точки, через которые квантовая точка соединяется с соответствующими 2D резервуарами. В описываемых условиях точка является открытой: в местах сужения уровень Ферми лежит выше дна зоны проводимости. Уже в этом состоянии площадь квантовой точки мала:  $S \approx (6 \div 8) \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$ , максимальная концентрация электронов (в центре точки) оказывается существенно (в полтора раза) меньшей, чем в исходном 2D ЭГ и быстро убывает к границам точки. Видно, что изолинии повышенной плотности имеют идеальную треугольную форму. Оценка числа электронов внутри этих изолиний дает  $N = 10 \div 15$ , а полное число электронов равно  $20 \div 25$ . Таким образом, квантовая точка, созданная предложенным способом, имеет малый размер и уже при  $V_g = 0$  содержит небольшое число электронов. Однако границы квантовой точки в открытом состоянии довольно условны. Проанализируем теперь ситуацию, когда точка переводится в закрытый режим, характерный для на-

блюдения эффектов кулоновской блокады. Картина распределения плотности электронов для одного из закрытых состояний точки ( $V_g = -150 \text{ мВ}$ ) показана на рис.2б. Отрицательное напряжение на верхнем затворе расширяет области обеднения и уменьшает концентрацию электронов. Закрытое состояние означает, что уровень Ферми лежит очень близко или даже ниже седловых точек потенциала и границы квантовой точки хорошо определены. По сравнению с открытым состоянием площадь треугольной точки становится заметно меньше, а полное число электронов в точке убывает до  $N \approx 8$ .

Рис.2а,б показывают, что при симметрии относительно вертикальной линии квантовая точка сильнее связана с нижним резервуаром, чем с боковыми. На самом деле допуски технологии и флуктуационный потенциал искажают идеальную форму треугольной точки и седловых потенциалов. Это может привести к сильному разбросу сопротивлений трех входов-выходов 2D резервуар-точка, а также к уменьшению числа электронов в точке. Такая ситуация показана на рис.2с для  $V_g = 0$ . Полезно сравнить ее с идеальным случаем из рис.2а. Видно, что один из входов-выходов оказался закрыт, тогда как два оставшихся открыты и имеют различные сопротивления. При этом полное число электронов в точке уменьшилось в два раза. Указанное свойство структур было использовано в эксперименте для реализации малого одноэлектронного транзистора. В этом транзисторе самый высокоомный вход в точку был использован в качестве бокового управляющего затвора, меняющего число электронов в точке, а верхний металлический затвор использовался для изменения сопротивления двух остальных входов-выходов. Принципиальная схема измерений показана на рис.3. На нем цифрами 1 и 2 отмечены входы-выходы, через которые измерялся двухточечный кондактанс точки  $G_{1212}$ , а цифрой 3 – вход-выход, к которому прикладывалось боковое затворное напряжение  $V_{jg}$ . Измерения проводились при температуре 50 мК на основе четырехточечной схемы на частоте 7.5 Гц и при токах  $0.1 \div 1 \text{ нА}$ .

На рис.4 представлены результаты эксперимента. Рис.4а показывает зависимости кондактанса  $G_{1212}$  точки от  $V_{jg}$  при различных величинах напряжения на верхнем затворе  $V_g$  и, соответственно, для разных значений кондактанса в закрытом состоянии. Хорошо видно, что они представляют собой эквидистантные по  $V_{jg}$  осцилляции, характерные для транзисторных структур, работающих на основе эффекта кулоновской блокады. Таким образом, каждая осцилляция связана с добавлением или удалением одного

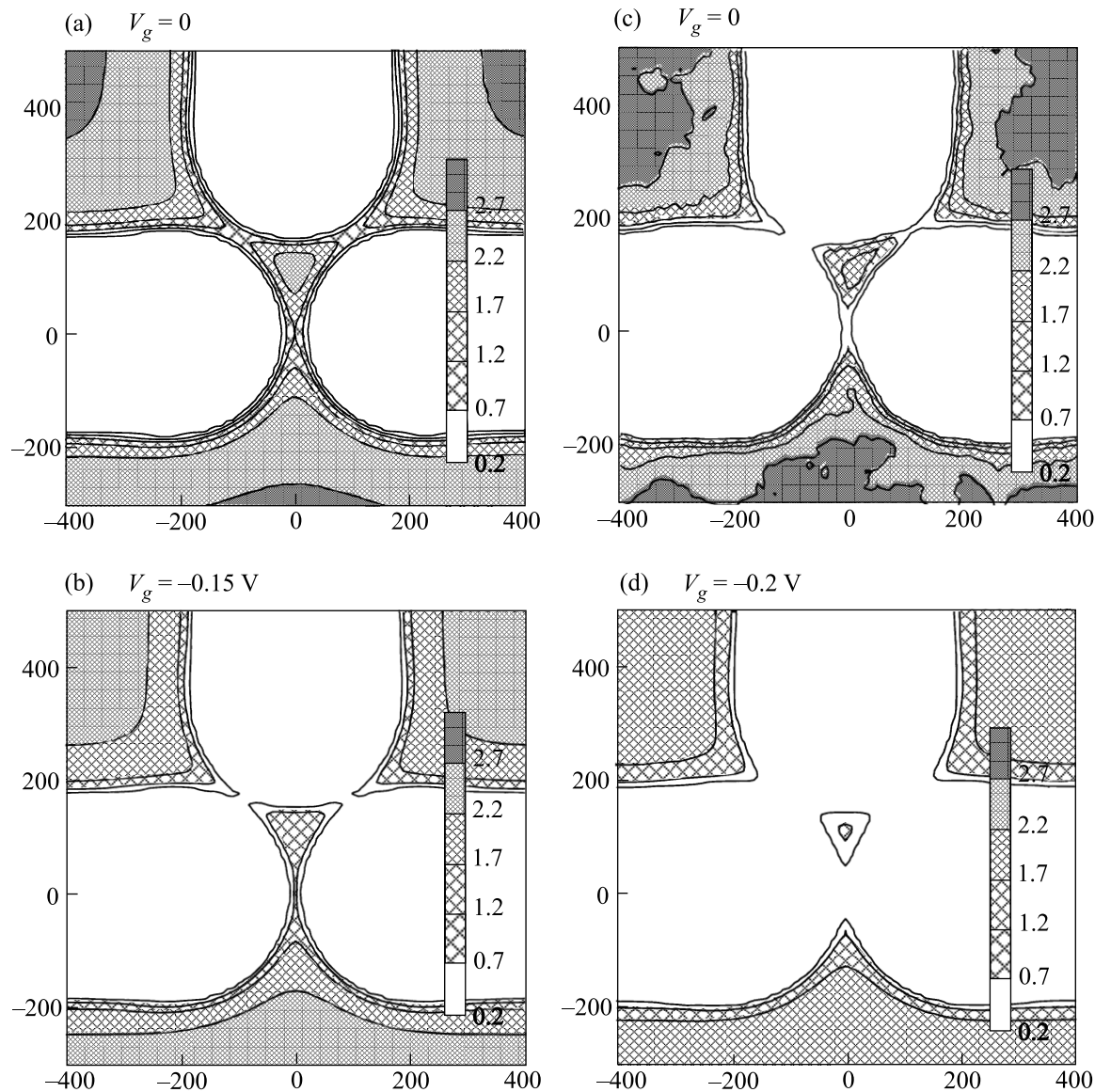


Рис.2. Контурные карты электронной плотности  $n[10^{-3} \text{ нм}^{-2}]$  для открытой (а,с) и закрытой (b,d) треугольной квантовой точки. (с) –Результат влияния флуктуационного потенциала дельта-легированных слоев. (d) – Состояние точки с двумя электронами и кондактансом  $< 10^{-10} e^2/h$  (туннельные барьеры имеют высоту  $> 10 \text{ мэВ}$  и ширину  $150 \text{ нм}$ )

электрона в точку. Заметим, что в отличие от ранее изученных точек [3–5] наблюдаемые нами одноэлектронные осцилляции не имеют при  $G \ll e^2/h$  вида дельтаобразных пиков с широкими областями практически нулевого кондактанса, а имеют форму, близкую к синусоидальной. Это может быть связано с тем, что один из входов в точку, например второй на рис.3, почти открыт. Для проверки этой гипотезы мы усилили связь точки с 2D резервуарами. На рис.4b показана зависимость  $G_{1212}(V_{jg})$  для  $V_g = -50 \text{ мВ}$  и  $-60 \text{ мВ}$ . Хорошо видно, что фоновый кондактанс увеличился до значений  $G \approx 0.5 e^2/h$

и осцилляции ведут себя иначе. Во-первых, виден минимум кондактанса, расположенный при нулевом смещении  $V_{jg}$  ( $V_g = -50 \text{ мВ}$ ) и при  $V_{jg} = 10 \text{ мВ}$  для  $V_g = -60 \text{ мВ}$ . Во-вторых, наблюдается практически полное подавление кулоновских осцилляций. Первый эффект можно связать с влиянием бокового смещения на высоту барьера, так как в описываемом состоянии величина барьера уже достаточно мала. Второй и более важный эффект наблюдался ранее [10] для больших квантовых точек и связан с подавлением кулоновской блокады при переходе точки из закрытого ( $G \ll e^2/h$ ) в открытое ( $G > e^2/h$ ) состояние.

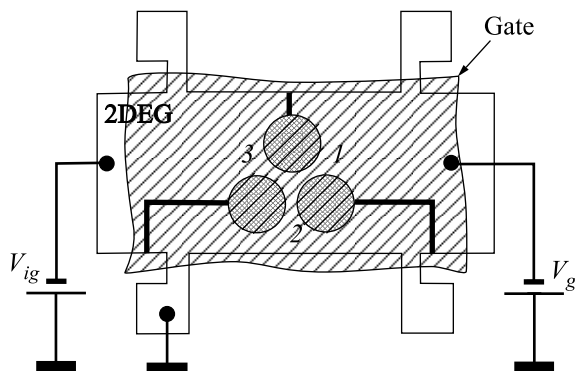


Рис.3. Схематическое изображение холлового мостика с одноэлектронным транзистором на основе треугольной квантовой точки

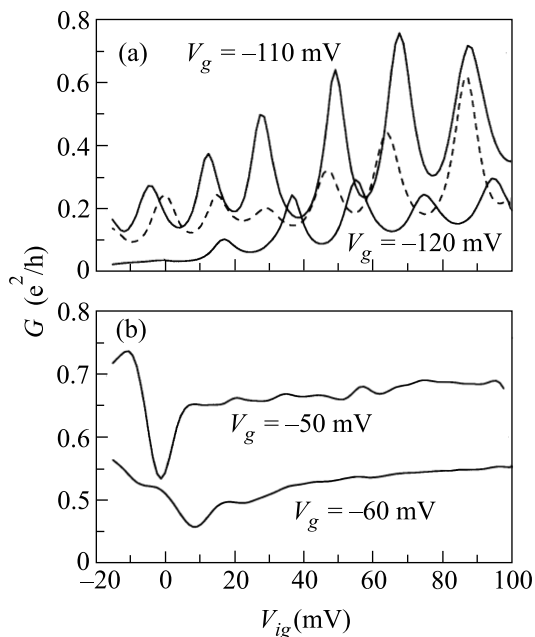


Рис.4. Зависимость кондуктанса  $G_{1212}(V_{jg})$  при разных напряжениях на верхнем затворе  $V_g$ : выраженные (a) и подавленные (b) кулоновские осцилляции ( $V_g = -115$  мВ для пунктирной кривой)

Сравнение рисунков 4а и 4б показывает, что наряду с резким уменьшением амплитуды одноэлектронных осцилляций наблюдается также уменьшение их периода по боковому затвору. Уменьшение периода можно связать с тем, что вследствие малости данной точки изменение ее состояния управляющими затворными напряжениями приводит также к заметному изменению ее размеров (рис.2). Для более точного сравнения расчета и эксперимента в работе была рассчитана емкость  $C_{jg}$  между 2D резервуаром и точкой в зависимости от напряжения верхнего затвора. Результаты расчета дают для закры-

того состояния величину  $e/C_{jg}$ , равную  $18 \div 20$  мВ при  $V_g = -150$  мВ, что хорошо согласуется с измеренным периодом осцилляций кондуктанса на рис.4а. Они также дают уменьшение  $e/C_{jg}$  до  $14 \div 15$  мВ при напряжении  $V_g = -75$  мВ, которое в модели отвечает переходу в открытое состояние точки. Осцилляции с таким периодом видны на рис.4б. Подобное согласие расчета и эксперимента указывает, что компьютерная модель наноструктуры, исследованной в данной работе, дает вполне адекватное отражение ее свойств.

Построенная модель говорит о том, что одноэлектронные осцилляции должны прекратиться в районе  $V_g \sim -120 \dots -220$  мВ, поскольку и туннельный кондуктанс и число электронов точки уменьшаются практически до нуля (рис.2d). Это предсказание подтверждается экспериментальным поведением кулоновских осцилляций. На зависимостях  $G_{1212}(V_{jg})$  положительный знак соответствует добавлению электронов в точку, отрицательный – их удалению. Анализ зависимостей  $G_{1212}(V_{jg})$  (рис.4а) вблизи наименьших значений  $V_g$  показывает, что при прохождении через точку  $V_{jg} = 0$  для  $V_g > -120$  мВ наблюдается относительная симметрия в поведении  $G_{1212}(V_{jg})$ : хорошо видно появление новых пиков при  $V_{jg} < 0$ . На зависимости же  $G_{1212}(V_{jg}, V_g = -120$  мВ) наблюдается резкая асимметрия: при  $V_{jg} < 0$  не наблюдается никаких пиков кондуктанса и  $G \rightarrow 0$ . Необходимо отметить, что пороговые напряжения сильно зависят от неконтролируемых факторов, таких как заряд легирующих примесей и состояний на поверхности AlGaAs/GaAs, подвергнутой плазмохимическому травлению. Например, если пренебречь емкостью этих состояний и флуктуационным потенциалом, то одноэлектронное состояние точки находится на границе экспериментального диапазона  $V_g = -120$  мВ. Напротив, если эта емкость очень большая, то зарядка вводимых поверхностных состояний полностью экранирует изменение напряжения  $V_g$  на металле, покрывающем участки травления. Приведенные выше результаты моделирования относятся именно к этому случаю и для него точка имеет один электрон при  $V_g = -220$  мВ. Флуктуационный потенциал может сдвинуть пороги в сторону экспериментального диапазона, поскольку амплитуда флуктуаций  $\sim 1$  мВ соизмерима с глубиной потенциальной ямы в квантовой точке. С учетом отмеченной неопределенности  $\Delta V_g \sim 100$  мВ, расчетное положение одноэлектронного состояния точки находится в удовлетворительном согласии с измеренным порогом исчезновения осцилляций. Однако приведенные выше факты не позволяют утверждать, что в эксперименте достигается одноэлектронное состоя-

ние точки, так как отмеченная асимметрия зависимости  $G_{1212}(V_{jg})$  при  $V_g = -120$  мВ (рис.4а) может быть связана с резким увеличением потенциального барьера между точкой и 2D резервуаром (рис.2b,d).

Таким образом, результаты данной работы свидетельствуют о реализации одноэлектронного транзистора на латеральной треугольной точке малых размеров со счетным числом электронов. Расчетом показана возможность получения одноэлектронного состояния квантовой точки, созданной на основе 2D ЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 16516), Миннауки (программы “ФОКВТ” и “ФТНС”), ИНТАС (грант # 01-0014) и РАН (программы “Квантовая макрофизика” и “Низкоразмерные квантовые структуры”).

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. M. A. Kastner, Rev. Mod. Phys. **64**, 849 (1992).
4. D. Loss and D. P. DiVincenzo, Phys. Rev. **A57**, 120 (1998).
5. D. Loss and E. Sukhorukov, Phys. Rev. Lett. **84**, 1035 (2000).
6. A. W. Holleitner et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 256802 (2001).
7. D. S. Duncun et al., Appl. Phys. Lett. **77**, 2183 (2000).
8. V. Zozoulenko et al., Phys. Rev. Lett. **83**, 1838 (1999).
9. О. А. Ткаченко, В. А. Ткаченко, Д. Г. Бакшеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 366 (2000).
10. A. Pasquier et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 69 (1993).