

Блокада туннелирования в подвешенном одноэлектронном транзисторе

А. Г. Погосов^{*+1)}, М. В. Буданцев*, А. А. Шевырин^{*+}, А. Е. Плотников*, А. К. Бакаров*, А. И. Торопов*

** Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

+ Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 20 декабря 2007 г.

В одноэлектронном транзисторе с квантовой точкой, сформированной на узкой GaAs/AlGaAs квантовой проволоке, подвешенной над подложкой, исследовано туннелирование электронов, ограниченное эффектом кулоновской блокады. С помощью прямого сравнительного эксперимента выявлены особенности туннелирования, связанные с отрывом квантовой точки от подложки. Помимо увеличения зарядовой энергии (кулоновской щели), которая достигла 170 К в температурных единицах, обнаружена также ее зависимость от числа электронов на квантовой точке, которое изменялось от 0 до 4, что можно объяснить изменением эффективного размера точки под влиянием обедняющего затворного напряжения. Кроме того, обнаружена дополнительная, не связанная с кулоновской, блокада туннелирования, специфичная для подвешенных структур. Показано, что эта блокада не связана с динамическим эффектом возбуждения локальных фононных мод и может быть объяснена с учетом изменения статических упругих деформаций квантовой проволоки, сопровождающих туннелирование электрона в/из квантовой точки.

PACS: 72.20.Pa, 73.23.Nk, 73.63.Kv

Туннельный электронный транспорт через двухбарьерную структуру с квантовой точкой определяется хорошо известным эффектом кулоновской блокады [1]. Этот эффект является основой работы одноэлектронных транзисторов, интерес к изучению которых обусловлен в том числе перспективами их практического применения. В большинстве работ, посвященных изучению кулоновской блокады, рассматриваются “жесткие” структуры, находящиеся в массиве полупроводника. Однако современная технология позволяет создавать одноэлектронные транзисторы, оторванные от подложки [2, 3]. В отличие от своих “жестких” аналогов, такие “подвешенные” структуры обладают дополнительными механическими степенями свободы. Сочетание одноэлектронного туннелирования, кулоновской блокады и механических деформаций открывает возможность создания целой серии наноустройств – так называемых нано-электромеханических систем [4, 5]. С физической точки зрения интерес представляет само явление туннелирования через подвешенную квантовую точку, которое, как показывают последние работы, обладает рядом особенностей. Так, например, показано, что в отличие от “жесткой” структуры, туннелирование через подвешенную квантовую точку сопровождается дополнительной блокадой, которую

можно связать с возбуждением локальных фононных мод [2, 6]. Кроме того, отрыв квантовой точки от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью, приводит к уменьшению ее емкости, а значит, к увеличению зарядовой энергии и критической температуры работы транзистора [3]. Настоящая работа посвящена изучению особенностей переноса заряда в подвешенном одноэлектронном транзисторе с кулоновской блокадой, а также прямому экспериментальному сравнению переноса заряда в подвешенном и неподвешенном транзисторах, выполненных на основе одной и той же структуры.

Одноэлектронный транзистор создавался на основе мембраны, оторванной от подложки и представляющей собой гетероструктуру GaAs/AlGaAs с двумерным электронным газом в слое GaAs толщиной 10 нм. Толщина мембраны составляла 110 нм. Мембрана была выращена поверх жертвенного слоя AlAs толщиной 400 нм. Латеральная геометрия образца задавалась с помощью электронной литографии с последующим анизотропным плазмохимическим травлением на глубину равную толщине мембраны. После задания латеральной геометрии образца жертвенный слой селективно вытравливался в водном растворе плавиковой кислоты. Квантовая точка задавалась на проволоке шириной 600 нм двумя сужениями, располагающимися на расстоянии 600 нм друг от друга. На расстоянии 300 нм от квантовой проволоки с обе-

¹⁾ e-mail: pogosov@isp.nsc.ru

их сторон от нее располагались каналы двумерного электронного газа, используемые в качестве боковых затворов (рис.1). Более подробно изготовление образ-

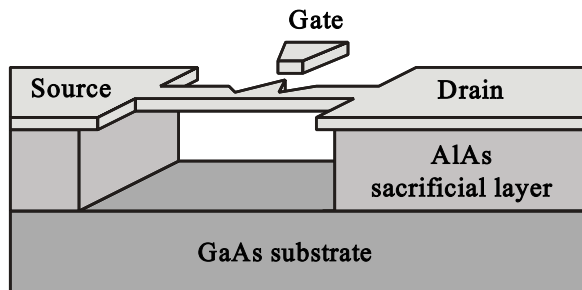


Рис.1. Схематическое изображение подвешенного одноэлектронного транзистора. Квантовая точка определена на узкой проволоке и имеет вид треугольника с линейными размерами около 600 нм. Рядом с квантовой точкой симметрично относительно проволоки расположены два боковых затвора (на рисунке показан один из них)

ца описано в работе [3].

Изучение кулоновской блокады проводилось путем измерения дифференциального кондактанса образца как функции затворных напряжений и тянущего напряжения, прикладываемого между истоком и стоком. Кондактанс измерялся методом синхронного детектирования на переменном сигнале частотой 70 Гц и амплитудой 30 мкВ. Следует отметить, что сложность изготовления подвешенных структур накладывает определенные ограничения на их возможную геометрию. В частности, изучаемые транзисторы не имеют достаточного количества управляющих затворов, которые в обычных одноэлектронных транзисторах, как правило, создаются с помощью технологии расщепленного затвора. Как следствие, изменение затворного напряжения в изучаемых структурах влияет одновременно на потенциал квантовой точки и на прозрачность туннельных барьеров, что ограничивает диапазон рабочих затворных напряжений и, таким образом, число наблюдаемых пиков кулоновской блокады. Наличие дополнительного бокового затвора несколько улучшает ситуацию. На этом затворе подбиралось оптимальное (по числу наблюдаемых пиков кулоновской блокады) значение напряжения и в дальнейшем кондактанс измерялся как функция напряжения на другом затворе. Во время проведения эксперимента образец находился в жидком гелии при температуре 4.2 К.

Для изучения влияния отрыва транзистора от подложки на перенос заряда был проведен прямой сравнительный эксперимент. Сразу после электрон-

ной литографии и плазмохимического травления, задающих латеральную геометрию транзистора, была проведена серия измерений кондактанса G в зависимости от тянущего, V_{sd} , и затворного, V_g , напряжений. Затем проводилось селективное травление жертвенного слоя, отделяющего транзистор от подложки, и повторялась серия измерений кондактанса.

Зависимость $G(V_g, V_{sd})$ кондактанса транзистора, находящегося в массиве полупроводника, от затворного напряжения и напряжения исток–сток представлена на рис.2. На рисунке видна область нуле-

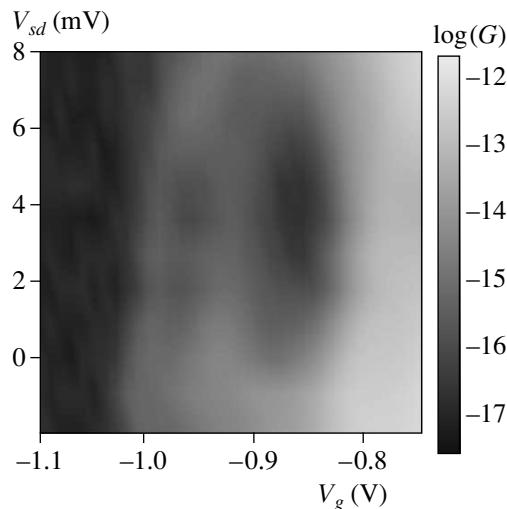


Рис.2. Кондактанс G одноэлектронного транзистора, находящегося в массиве полупроводника, как функция затворного напряжения V_g и напряжения исток–сток V_{sd} . Тоновый график приведен в логарифмическом масштабе. Видна область нулевого кондактанса, соответствующая кулоновской блокаде. Зарядовая энергия $E_c \approx 3$ мэВ

вого кондактанса вблизи точки $V_g = -0.85$ В, $V_{sd} = 4$ мВ, соответствующая режиму кулоновской блокады. Необходимо отметить, что для любого значения тянущего напряжения можно перейти в область ненулевого кондактанса из области кулоновской блокады путем изменения затворного напряжения, то есть при некоторых затворных напряжениях транзистор находится в открытом состоянии. Для неподвешенного образца зарядовая энергия $E_c = e^2/C$ (где C – полная емкость квантовой точки), измеренная по пороговому значению тянущего напряжения, равна $E_c \approx 3$ мэВ, что соответствует температуре $T_c = E_c/k = 35$ К.

Серия измерений кондактанса $G(V_g, V_{sd})$ подвешенного транзистора, полученная после проведения операции селективного травления, представлена на

рис.3а. Из рисунка видно, что структура кондактанса имеет вид ромбов, характерный для кулоновской блокады. Одной из особенностей полученной зависимости является то, что величина зарядовой энергии зависит от затворного напряжения и меняется для последовательных пиков (ромбов) кулоновской блокады от 4 мэВ до 15 мэВ (рис.3б). Максимальное значение зарядовой энергии соответствует критической температуре ~ 170 К. Одно из возможных объясне-

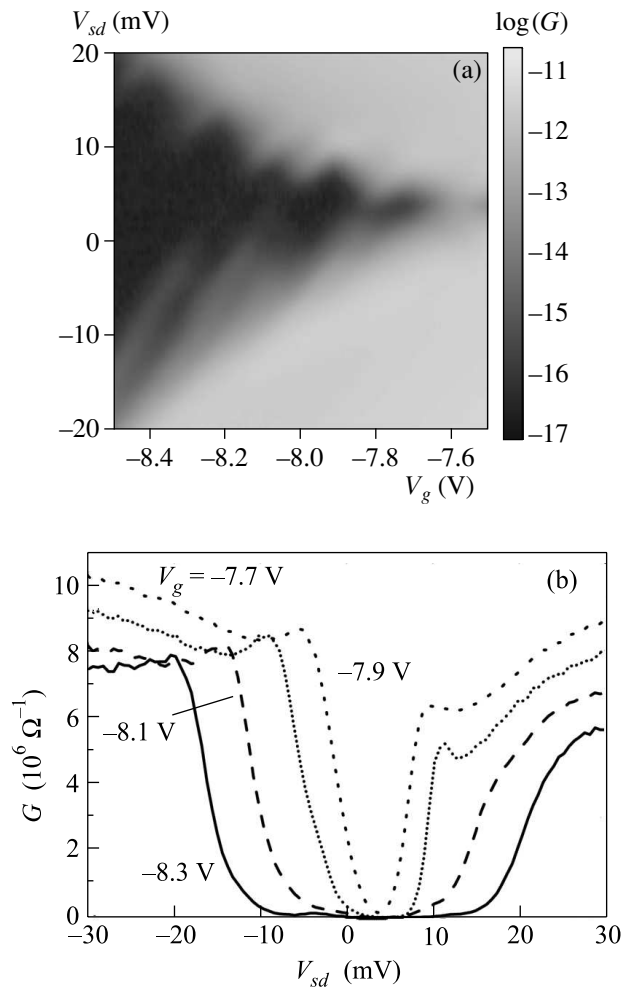


Рис.3. (а) Зависимость кондактанса подвешенного одноэлектронного транзистора G от затворного напряжения V_g и напряжения исток – сток V_{sd} . Видна ромбовидная структура зависимости, характерная для кулоновской блокады. Однако ромбы не разделены интервалами V_g , соответствующими ненулевому кондактансу (“слипание” ромбов), то есть наблюдается блокада, дополнительная к кулоновской. (б) Серия зависимостей $G(V_{sd})$ при различных затворных напряжениях. Зарядовая энергия изменяется от 4 до 15 мэВ

ний непостоянства зарядовой энергии как функции затворного напряжения заключается в том, что эф-

фективные размеры квантовой точки уменьшаются при увеличении абсолютной величины обедняющего потенциала, что приводит к уменьшению емкости системы и, следовательно, к увеличению зарядовой энергии. Размер квантовой точки a можно оценить из величины зарядовой энергии e^2/C , положив емкость точки C равной емкости плоского диска радиуса a : $C = 8\epsilon_0 a$. Полученная таким образом зависимость линейного размера квантовой точки a от величины напряжения на затворе V_g приведена на рис.4. Видно, что размер монотонно уменьшается

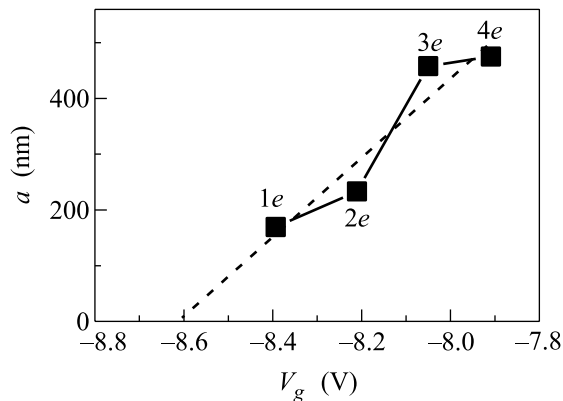


Рис.4. Зависимость эффективного линейного размера квантовой точки a от затворного напряжения. Квадраты – экспериментальные значения, пунктир – линейная аппроксимация. Пары точек, отвечающие примерно одинаковым размерам, соответствуют парам электронов с противоположными спинами

при увеличении абсолютной величины обедняющего потенциала, не превышая литографического размера квантовой точки. Линейно аппроксимируя полученную зависимость, можно видеть, что размер квантовой точки, соответствующий следующему ромбу кулоновской блокады ($V_g \approx -8.6$ В), будет нулевым. Это дает основания полагать, что число электронов на квантовой точке меняется от 1 до 4. Следует отметить, что экспериментальные точки на графике образуют пары, соответствующие примерно одному и тому же размеру. Это отражает тот факт, что каждый энергетический уровень двукратно вырожден по спину, то есть парам электронов с противоположными спинами соответствует одна и та же координатная часть волновой функции.

Необходимо также отметить, что после подвешивания транзистора зарядовая энергия увеличилась в 4 раза, что связано с резким понижением емкости квантовой точки, обусловленным отрывом образца от подложки, обладающей высокой диэлектрической проницаемостью $\epsilon \approx 12$. Ожидаемое значение это-

го увеличения в предельном случае, когда расстояние от подложки до квантовой точки (равное толщине жертвенного слоя) много больше ее размеров, что соответствует вынесению квантовой точки из массива полупроводника в вакуум, составляет ε раз. В обратном предельном случае, соответствующем квантовой точке, расположенной на границе полупроводник – вакуум, это увеличение равно $(\varepsilon + 1)/2 \approx 6$ раз. Характерные размеры исследуемой квантовой точки сравнимы с толщиной жертвенного слоя. Кроме того, вблизи квантовой точки расположены области истока и стока, выполненные из материала подложки, обладающего тем же ε , что увеличивает емкость и уменьшает величину наблюдаемого выигрыша в зарядовой энергии.

Еще одной важной особенностью полученной зависимости кондактанса $G(V_g, V_{sd})$ для подвешенного транзистора является наличие дополнительной блокады туннелирования, наблюдаемой при значениях V_g , соответствующих точкам смыкания ромбов кулоновской блокады, то есть в состояниях, когда с точки зрения обычной теории кулоновской блокады транзистор должен быть открытым при любых значениях V_{sd} . Подавление этой блокады требует приложения тянущего напряжения V_{sd} с характерным пороговым значением V_{th} , так что в интервале тянущих напряжений $[V_{th}^-, V_{th}^+]$ туннелирование заблокировано, причем величина этого интервала растет при уменьшении затворного напряжения. На рис.3а этот эффект виден как “слипание” ромбов кулоновской блокады. Заметим, что описываемый эффект специфичен для подвешенных структур и, как было отмечено выше, не наблюдается в транзисторе, находящемся в массиве полупроводника.

Блокада туннелирования некулоновской природы наблюдалась ранее в работе [2], где она объяснялась тем, что акт туннелирования электрона из истока в подвешенную квантовую точку сопровождается возбуждением локальной изгибной (flexural) фононной моды вследствие эффекта “отдачи”. Это уменьшает энергию электрона и препятствует его дальнейшему туннелированию в область стока (фононная блокада туннелирования). Этот эффект также специфичен для подвешенных структур, поскольку в массиве полупроводника импульс отдачи передается всей решетке, обладающей большой массой, и энергия электрона сохраняется (подобно эффекту Мессбауэра). В цитируемой работе экспериментально показано, что при температуре около 350 мК, сравнимой с энергией соответствующей локальной фононной моды $T \sim \hbar\Omega_{ph}/k$, данный эффект пропадает. В нашем случае исследуемая дополнительная блокада

туннелирования наблюдается при температуре 4.2 К и несомненно требует иного объяснения. Действительно, характерный масштаб энергий фононов есть $\hbar\Omega_{ph} = \hbar c_L/b$, где $c_L = 4.77 \cdot 10^5$ см/с – продольная скорость звука в GaAs, $b = 110$ нм – толщина полупроводниковой мембраны. В температурных единицах это составляет величину порядка 330 мК, то есть при $T = 4.2$ К фононные моды данного вида уже температурно возбуждены.

Другой механизм блокады туннелирования, отличный от динамического эффекта возбуждения локальных фононных мод и обусловленный особенностями поведения упругих деформаций подвешенной проволоки, содержащей квантовую точку, при прохождении электрона по ней, предсказывается в работе [7]. Электростатическое взаимодействие заряженных затвора и проволоки приводит к изгибу последней, причем туннелирование электрона из области истока в квантовую точку, расположенную в центре проволоки, переносит точку приложения силы, действующей на этот электрон со стороны затвора, из закрепленного края проволоки в ее центр, что изменяет величину упругой деформации и, как следствие, затворную емкость (данный эффект можно было бы назвать “упругой блокадой” туннелирования). Эту блокаду можно преодолеть приложением тянущего напряжения V_{sd} с пороговым значением V_{th} , определяемым новой затворной емкостью. Согласно [7], наиболее сильно этот эффект проявляется при затворных напряжениях, близких к некоторому значению V_{cr} , при котором проволока прилипает к затвору, причем функциональная зависимость порогового напряжения V_{th} от напряжения на затворе дается следующим выражением:

$$V_{th} \propto \frac{V_g}{\sqrt{1 - (V_g/V_{cr})^2}}.$$

Прямое сравнение с этим выражением в нашем случае невозможно из-за наличия дополнительного вспомогательного затвора, который также заряжен. Его воздействие, однако, можно учесть качественно, заметив, что рассматриваемый в [7] эффект пропадает при нулевом затворном напряжении, когда проволока не изогнута. В нашем случае это соответствует равенству сил, действующих со стороны обоих затворов. Анализ экспериментальных результатов показывает (см. рис.3а), что рассматриваемый эффект блокады пропадает при напряжении на рабочем затворе $V_g^0 \approx -7.6$ В. Следовательно, искомое выражение можно получить, заменив в вышеприведенном выражении V_g на $\tilde{V}_g = V_g - V_g^0$. Из рис.5 видно, что измеренные значения пороговых напряжений V_{th} хо-

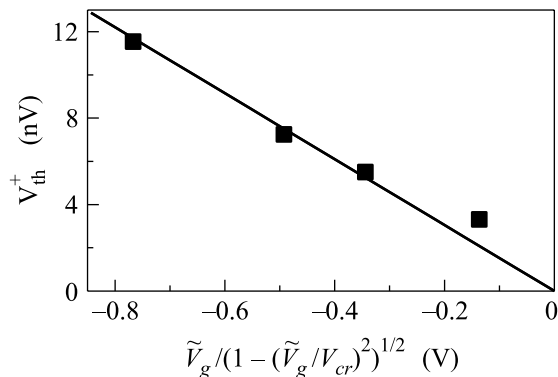


Рис.5. Зависимость порогового смещения исток – сток V_{th}^+ от затворного напряжения \tilde{V}_g (см. пояснения в тексте). Критическое значение напряжения, при котором проволока прилипает к затвору, выбрано равным $V_{cr} = -1$ В

рошо описываются полученной функциональной зависимостью при величине подгоночного параметра $V_{cr} = -1$ В. Более подробное теоретическое описание данного эффекта при наличии двух боковых затворов

требует детального рассмотрения баланса сил с учетом также прямоугольного сечения проволоки и двух возможных направлений изгибных деформаций.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант # 07-02-01277).

1. D. V. Averin and K. K Likharev, J. Temperature Physics **62**, 345 (1986).
2. E. M. Weig, R. H. Blick, T. Brandes et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 046804 (2004).
3. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров и др., Письма в ЖЭТФ **83**, 152 (2006).
4. J. Kirschbaum, E. M. Hohenberger, and R. H. Blick, Appl. Phys. Lett. **81**, 280 (2002).
5. R. H. Blick, A. Erbe, L. Pescini et al., J. Phys.: Cond. Matter **14**, R905–R945 (2002).
6. S. Sarmaz, P. Jarillo-Herrero, Ya. M. Blanter et al., Phys. Rev. Lett. **96**, 026801 (2006).
7. Norihiko Nishiguchi, Phys. Rev. B **68**, 121305 (2003).