

КУЛОНОВСКАЯ БЛОКАДА В УСЛОВИЯХ НЕУПРУГОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

Л.В.Литвин¹⁾, В.А.Колосанов, Д.Г.Бакшеев, В.А.Ткаченко, А.Л.Асеев

Институт физики полупроводников Сибирского отделения РАН
630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2000 г.

После переработки 1 августа 2000 г.

Обнаружено, что одноэлектронные осцилляции тока на сток-затворных характеристиках одноэлектронного транзистора, изготовленного методом разрыва на ступени, затухают в несколько раз медленнее и не изменяют фазу на π при увеличении тянущего напряжения в отличие от обычного одноэлектронного транзистора. Это объясняется сильной нелинейностью вольт-амперных характеристик туннельных переходов, обусловленной неупругим характером туннелирования.

PACS: 73.23.Hk, 73.40.Rw

Одноэлектронные эффекты были открыты для туннельных переходов с прямым, упругим характером туннелирования [1–3]. Эффект кулоновской блокады для этого случая хорошо изучен, и, например, вольт-амперные характеристики (ВАХ) структуры с двумя последовательно включенными туннельными переходами могут быть численно рассчитаны. В то же время из ортодоксальной теории кулоновской блокады (КБ) следует вывод о существовании одноэлектронных эффектов в структурах с любым механизмом проводимости, обеспечивающим достаточно большую величину сопротивления перехода ($\gg h/e^2 \approx 26$ кОм) [1, 4]. Тем не менее, КБ вне условия упругого туннелирования не исследовалась. В настоящей работе экспериментально реализован и проанализирован случай неупругого туннелирования в туннельных переходах одноэлектронного транзистора (ОЭТ).

В работе [5] было обнаружено, что при увеличении толщины диэлектрической прослойки (Si) в туннельном переходе малой площади ($S \leq 1$ мкм²) от 1.3 нм до 8.3 нм наблюдается последовательная смена режимов туннелирования: (i) прямое туннелирование, (ii) резонансное и неупругое резонансное, (iii) режим, приводящий к степенному закону ВАХ. После создания теории неупругого туннелирования [6] последний режим может быть уверенно квалифицирован как неупругое туннелирование через каналы, содержащие пары локализованных состояний. При некоторой низкой температуре неупругое туннелирование полностью подавляется, уступая место упругому – прямому и резонансному. Однако с приложением тянущего напряжения неупругие каналы снова вступают в действие из-за возбуждения носителей полем, и тогда в образце сосуществуют два канала проводимости – упругий и неупругий.

Латеральные туннельные переходы в нанопроволоке из Ti изготавливались путем сквозного окисления тонких мест, которые образуются при пересечении нанопроволокой ступени, предварительно вытравленной в диэлектрической подложке Si₃N₄ (рис.1) [7]. Это одна из разновидностей метода разрыва на ступени (step edge cut off). Степень окисления в условиях атмосферы регулировалась толщиной тонкой

¹⁾ e-mail: litvin@thermo.isp.nsc.ru

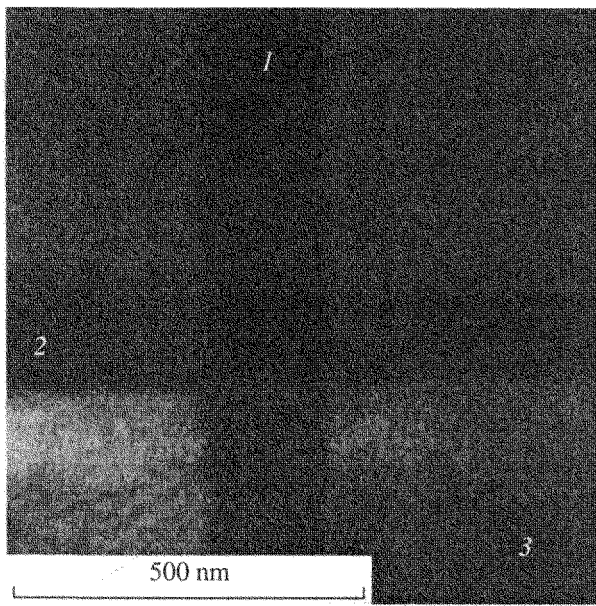


Рис.1. Изображение ОЭТ в просвечивающем электронном микроскопе (1 – выступ на поверхности Si_3N_4 , 2 – Ti нанопроволока, защищенная слоем Ge, 3 – затвор)

(4–20 нм) высокоомной пленки Ge, напыленной поверх Ti в едином вакуумном цикле. Нанопроволока имела ширину около 100 нм, толщину 4–9 нм и пересекала две ступени, полученные плазменным травлением Si_3N_4 через металлическую маску на глубину около 15 нм. Ступени отстояли друг от друга приблизительно на 100 нм и формировали в нанопроволоке кулоновский остров площадью примерно 100×100 нм. Боковой затвор располагался в 150 нм от кулоновского острова. Исходные металлические пленки Ti-Ge имели сопротивление 0.6–1 кОм/□, которое увеличивалось при охлаждении образца до 4.2 К на 10–20%. Одновременно с напылением нанопроволок (технология «lift-off»), пересекающих ступени, напылялись просто нанопроволоки с такими же размерами для того, чтобы при комнатной температуре разделять вклады в сопротивление структуры от самих туннельных переходов и от нанопроволоки с контактами. Сопротивления переходов имели значения от десятков килоом до сотен мегаом, могли варьироваться путем подбора толщин слоев Ti и Ge и обладали сильной температурной зависимостью. Результаты, изложенные в настоящем сообщении, получены для образцов, имевших сопротивление 50–300 кОм при комнатной температуре. В трех образцах из 34 приготовленных мы обнаружили периодические, одноэлектронные осцилляции на зависимостях $I(U_G)$ от напряжения на затворе, о чем сообщали в работах [7, 9]. Это означает, что в них имелось по два туннельных перехода с сопротивлением $\gg h/e^2$. Такое событие является довольно редким из-за участия в формировании туннельного перехода случайных процессов (утонение, окисление), а также из-за мезоскопических флуктуаций сопротивления переходов. В образцах без одноэлектронных осцилляций один из туннельных переходов либо закорочен, либо имеет сопротивление, меньшее h/e^2 . Вольт-амперная характеристика такого образца с достаточной степенью точности есть характеристика одиночного туннельного перехода при условии, что сопротивление образца $\gg h/e^2$.

Зависимости тока от тянущего напряжения $I(U_{SD})$ одиночных туннельных переходов при $T = 4.2$ К были нелинейными при прикладываемых напряжениях $|U_{SD}| \leq 40$ мВ. Условно их можно разделить на две группы: с высокой степенью

симметрии (будем называть их симметричными) и несимметричные (рис.2а, кривые 1 и 2, соответственно). Симметричные ВАХ преимущественно встречаются в низкоомных переходах с сопротивлением $R = (dI/dU_{SD})^{-1} \Big|_{U_{SD}=0} \leq 3 \text{ МОм}$ при $T = 4.2 \text{ К}$, тогда как несимметричные – в высокоомных, $R \geq 10 \text{ МОм}$. Температурные зависимости сопротивления обоих типов переходов в основном состоят из участков, описываемых степенным законом $R^{-1} \propto T^{4/3}$ (рис.2б). Этот закон характерен для неупругого туннелирования через цепочки, содержащие пары локализованных

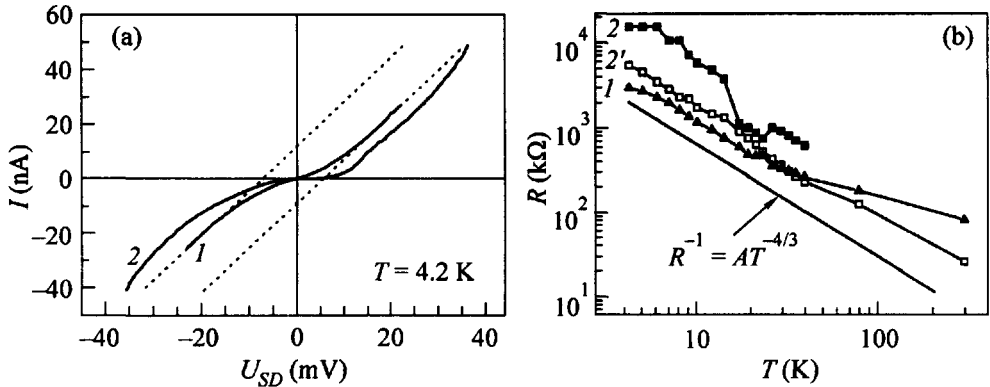


Рис.2. (а) Два типа ВАХ, встречающихся в одиночных туннельных переходах и показанных на примере переходов 1 и 2. (б) – температурные зависимости сопротивления туннельных переходов 1 и 2 (зависимости 2 и 2' записаны последовательно и смещены относительно друг друга в результате переключения)

состояний [6]. В случае такого механизма проводимости ВАХ туннельного перехода описывается зависимостью $I(U) \propto U^{7/3}$ [6] при условии, что площадь туннельного перехода достаточно велика, вследствие чего вклады отдельных каналов усредняются. В эксперименте, как правило, одна из двух ветвей ВАХ (при $U_{SD} < 0$ или при $U_{SD} > 0$) хорошо аппроксимируется степенной функцией с показателем, близким к $7/3$; например, кривая 2 на рис.2а имеет показатель 2.01 при $U_{SD} < 0$, тогда как противоположная ветвь имеет более сложную зависимость с изломом. Принимая во внимание малую площадь туннельного перехода, равную произведению ширины T_i полоски (100 нм) на толщину T_i на склоне ступени ($\approx 3 \text{ нм}$), и фиксированную плотность локализованных состояний в диэлектрике, близкое расположение по энергиям двух локализованных состояний в проводящей цепочке маловероятно, то есть при $T = 4.2 \text{ К}$ наиболее вероятно условие $|E_i - E_j| > kT$, где E_i и E_j – энергии локализованных состояний (источники локализованных состояний – дефекты структуры и границ раздела). В этих условиях туннелирование с испусканием фонона, возможное только для одной из полярностей приложенного напряжения, становится более энергетически выгодным [10]. Для противоположной полярности приложенного напряжения рост тока через данную двупримесную цепочку будет затруднен и с увеличением напряжения вероятно смена проводящей цепочки, а следовательно, и появление излома на ВАХ [8]. Наблюдение симметричных ВАХ (рис.2а, кривая 1) легко объясняется включением сопротивления $R_S(U_{SD}) = \text{const}$ последовательно с переходом: касательные, проведенные из обоих концов ВАХ 1 на рис.2а, оказываются параллельными ($R_S = 621 \text{ кОм}$ при $T = 4.2 \text{ К}$). Таким же образом можно

объяснить ослабление зависимости $R(T)$ с повышением температуры для перехода 1 (рис.2b, кривая х). Так как $R(293\text{ K}) \approx 100\text{ кОм}$ для перехода 1, то, вероятно, сопротивление R_S зависит от температуры. В качестве R_S может выступать сопротивление переходной области между металлом и диэлектриком, так как кристалл TiO_x – полупроводник с запрещенной зоной 0.1, 0.02 и 3 эВ для $x = 1, 1.5$ и 2, соответственно [9]. Ослабление зависимостей $R(T)$ при $T \rightarrow 4.2\text{ K}$ (кривые х и 1 на рис.2b), на наш взгляд, является следствием подавления неупругого туннелирования с уменьшением температуры. Отметим, что затворные зависимости $I(U_G)$ двух туннельных переходов, чьи ВАХ изображены на рис.2а, очень слабые и могут считаться $I(U_G) = \text{const}$ в пределах точности 10%. Изложенные экспериментальные результаты позволяют сделать вывод о неупругом характере туннелирования в созданных туннельных переходах.

В образцах с двумя туннельными переходами зависимости $I(U_{SD})$ и $I(U_G)$ (рис.3) существенно отличаются от аналогичных зависимостей, получаемых моделированием

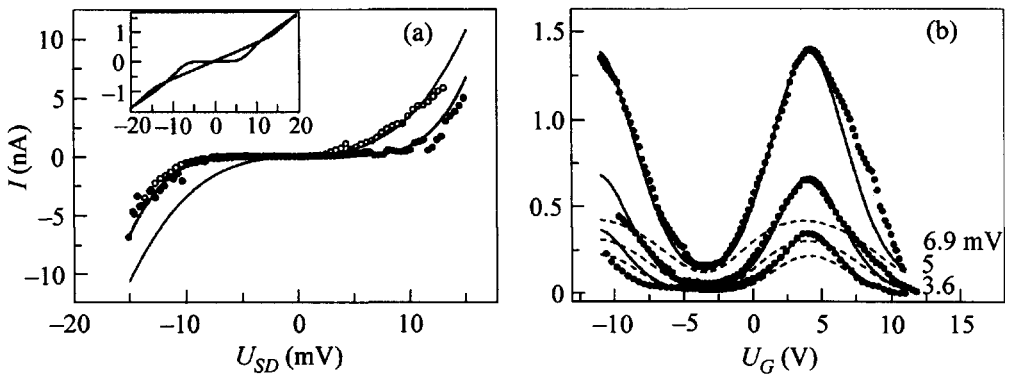


рис.3. Экспериментальные (точки) и вычисленные (сплошные линии) ВАХ ОЭТ в условиях неупругого туннелирования с параметрами $T = 4.2\text{ K}$, $R_{01} = 5\text{ МОм}$, $R_{02} = 3.3\text{ МОм}$, $C_1 = C_2 = 11\text{ аФ}$, $C_g = 0.0105\text{ аФ}$, $\Delta E_{01} = \Delta E_{02} = 2.3\text{ мэВ}$, $\gamma_1 = \gamma_2 = 2$. (а) Сток-истоковые ВАХ; для экспериментальной ВАХ (белые точки) имело место случайное переключение поляризационного заряда при $U_{SD} > 0$ с $Q_0 = 0$ на $Q_0 = e/2$, модельные кривые приведены для случаев $Q_0 = 0$ и $Q_0 = e/2$. (б) Затворные характеристики; тянущие напряжения указаны на рис., а величина $Q_0 = -0.21\text{ e}$. На вставке к рис.2а и штриховыми линиями на рис.2б приведены смоделированные ВАХ одноэлектронного транзистора, в котором туннелирование носит упругий характер ($R_1, R_2 = \text{const}$), при тех же параметрах

ем на основе ортодоксальной теории КБ (вставка к рис.3а, штриховые линии на рис.3б). Сток-истоковые ВАХ, соответствующие поляризационным зарядам $Q_0 = 0$ и $Q_0 = e/2$ (рис.3а), не пересекаются при $U_{SD} = 11\text{ мВ}$ (напряжение, определяемое конкретным набором параметров, обеспечивающим совпадение модельных кривых с экспериментальными), как в случае упругого туннелирования (вставка к рис.3а). Максимумы на сток-затворных ВАХ приобретают заостренную форму (сравните штриховые и сплошные кривые на рис.3б). Одноэлектронные осцилляции тока $I(U_G)$ наблюдаются в широком диапазоне тянущих напряжений U_{SD} без смены их фазы на π при $U_{SD} = 11\text{ мВ}$ (рис.4).

Обсудим влияние неупругого туннелирования на КБ. В ортодоксальной теории кулоновской блокады [10] считается, что электрон термализуется после каждого акта туннелирования. Поэтому случаи упругого и неупругого туннелирования в

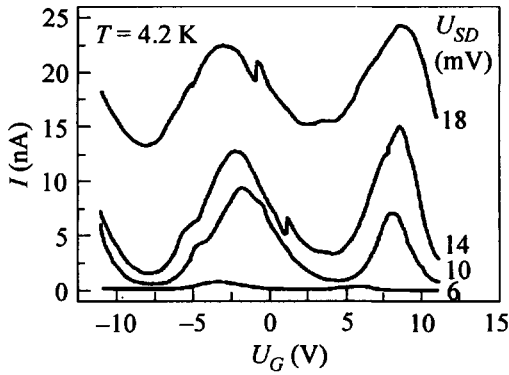


Рис.4. Одноэлектронные осцилляции на экспериментальных зависимостях $I(U_G)$ в широком диапазоне тянущих напряжений. Величины емкостей переходов, извлеченные из размера кулоновской щели на зависимостях $I(U_{SD})$, составили $C_1 = C_2 = 10$ аФ [7]

этой теории неразличимы. Отметим также, что присутствие локализованных состояний внутри туннельного барьера не влияет на емкости созданной структуры, а следовательно, и на энергетические характеристики ОЭТ. Наиболее существенным следствием неупругого туннелирования, проявляющимся в эксперименте, является увеличение проницаемости барьера с увеличением приложенного напряжения. Из этого следует вывод о возможности моделирования характеристик ОЭТ в условиях неупругого туннелирования в рамках ортодоксальной теории путем введения зависящих от U_{SD} сопротивлений туннельных переходов. Для неупругого туннелирования характерны степенные зависимости $\langle G_n \rangle = \langle R_n^{-1} \rangle \propto U^{n-2/(n+1)}$, где n – число локализованных электронных состояний в цепочке, а U – напряжение, приложенное к переходу [6]. Так как в ОЭТ ток I при фиксированном U_{SD} суммируется по нескольким состояниям кулоновского острова, определяемым числом электронов на нем, то в качестве eU разумно использовать выигрыш энергии электрона при туннелировании ΔE через каждое состояние. Подобный способ использовался ранее для ОЭТ, в которых ВАХ туннельных переходов нелинейны [14]. Мы использовали для сопротивлений переходов R_i ($i = 1, 2$) зависимость вида $R_i = R_{0i}/[1 + (\Delta E_i/\Delta E_{0i})^{\gamma_i}]$, причем $\Delta E_i = 0$ в этой формуле, если туннелирование энергетически невыгодно. Два слагаемых в знаменателе отражают две компоненты тока через переход: упругую и неупругую. Физический смысл ΔE_{0i} в том, что при напряжениях, меньших $\Delta E_{0i}/e$, доминирует упругий канал, а при больших – неупругий. Результаты моделирования представлены на рис.3 сплошными линиями; видно хорошее совпадение с экспериментом. Экспериментальные зависимости на рис.4 не удается промоделировать с такой же высокой точностью, что для рис.3б, так как в этом образце сильны мезоскопические искажения характеристик переходов $I(U_{SD})$, которые не описываются простой степенной зависимостью. Период одноэлектронных осцилляций на рис.3б и рис.4 отличается в 1.5 раза, вероятно, из-за имевшего место разброса литографической ширины нанопроволок от 80 до 150 нм.

В обычном ОЭТ фаза одноэлектронных осцилляций на зависимости $I(U_G)$ различается на π по разные стороны от точки пересечения двух ВАХ ОЭТ $I(U_{SD})$, отвечающих закрытому и открытому состоянию транзистора. Пересечение ВАХ при $U_{SD} = 11$ мВ (вставка к рис.3а) есть результат того, что в открытом состоянии ОЭТ проводимость осуществляется через одно из двух равновозможных состояний кулоновского острова, а в закрытом состоянии – через два из трех возможных состояний. С ростом U_{SD} суммарное число состояний, участвующих в проводимости,

увеличивается как в закрытом, так и в открытом состоянии ОЭТ, поэтому разница в одно состояние между ними становится все менее существенной и одноэлектронные осцилляции тока затухают. Зависимость сопротивления туннельного перехода от напряжения приводит к обужению распределения вероятности нахождения n избыточных электронов на кулоновском острове p_n . Так, в закрытом состоянии ОЭТ при $U_{SD} = 11$ мВ и прочих параметрах, указанных в подписи к рис.3, вероятности состояний $n = -1, 0, 1$ в случае $R_1 = R_2 = \text{const}$ есть соответственно $1/7, 5/7$ и $1/7$. В случае $R_1 = R_2 = R(\Delta E)$ эти вероятности есть соответственно $1/50, 48/50$ и $1/50$. Видно, что в последнем случае основную роль играет одно состояние, $n = 0$, и добавление второго канала тока (через состояние $n = -1$ или $n = 1$) несущественно. Поэтому в точке $U_{SD} = 11$ мВ исчезает пересечение кривых $I(U_{SD})$, снятых при различных U_G , и фаза одноэлектронных осцилляций на зависимости $I(U_G)$ становится не зависящей от U_{SD} . Кроме того, обужение распределения p_n препятствует выравниванию тока через открытое и закрытое состояния ОЭТ в условиях роста U_{SD} за счет увеличения суммарного числа каналов тока (n) в каждом из этих двух состояний ОЭТ. А это приводит к более глубокому проникновению одноэлектронных осцилляций в область высоких U_{SD} .

Таким образом, неупругое туннелирование качественно меняет картину проявления КБ в ОЭТ при условии, что сопротивления обоих туннельных переходов слабо отличаются по величине ($R_{01} \approx R_{02}$). Область проявления одноэлектронных осцилляций тока расширяется в несколько раз по тянущему напряжению, а их форма изменяется. К такому же результату приведут любые другие нелинейности туннельных переходов, например нелинейности, вызванные малой высотой туннельного барьера, если они обеспечивают существенный рост тока через переход при напряжениях порядка полуширины кулоновской щели.

Авторы благодарят проф. З.Д.Квона и А.И.Якимова за полезное обсуждение настоящей работы. Работа выполнялась при поддержке СО РАН в виде молодежного гранта, а также программ МНТП ФТНС (# 98-1102), программ “Университеты России – фундаментальные исследования” (# 1994) и МНТП “Микро- и наноэлектроника” (грант # 02.04.5.1).

-
1. Д.В.Аверин, К.К.Лихарев, ЖЭТФ **90**, 733 (1987).
 2. Л.С.Кузьмин, К.К.Лихарев, Письма в ЖЭТФ **45**, 389 (1987).
 3. T.A.Fulton and G.J.Dolan, Phys. Rev. Lett. **59**, 109 (1987).
 4. К.К.Likharev, NATO ASI Series, Series B: Physics **251**, 371 (1991).
 5. M.Naito and M.R.Beasley, Phys. Rev. **B35**, 2548 (1987).
 6. Л.И.Глазман, К.А.Матвеев, ЖЭТФ **94**, 332 (1988).
 7. Л.В.Литвин, В.А.Колосанов, К.П.Могильников и др., Микроэлектроника **29**, 189 (2000).
 8. S.Altmeyer, B.Spangenberg, and H.Kurz, Appl. Phys. Lett. **67**, 569 (1995).
 9. З.Д.Квон, Л.В.Литвин, В.А.Ткаченко, А.Л.Асеев, УФН **169**, 471 (1999).
 10. Б.И.Шкловский, ФТП **10**, 1440 (1976).
 11. А.О.Орлов, А.К.Савченко, ЖЭТФ **47**, 393 (1988).
 12. И.С.Григорьев, Е.З.Мейлихова, *Физические величины*, М.: Энергоиздат, 1991.
 13. К.К.Likharev, IBM J. Res. Develop. **32**, 144 (1988).
 14. A.N.Korotkov and Yu.V.Nazarov, Physica **B173**, 217 (1991).