

## Резонансный пробой кулоновской блокады механическими колебаниями квантовой точки

А. Г. Погосов<sup>1)</sup>, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов

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

Поступила в редакцию 10 сентября 2009 г.

Исследовано влияние вынужденных механических колебаний подвешенного одноэлектронного транзистора на электронное туннелирование через квантовую точку, ограниченное кулоновской блокадой. Показано, что механические колебания квантовой точки приводят к пробое кулоновской блокады, что проявляется в виде узких резонансных пиков на зависимости кондактанса транзистора от частоты возбуждения при частотах, соответствующих собственным модам механических колебаний. Обсуждается механизм наблюдаемого эффекта, предположительно связанный с колебаниями взаимных электрических емкостей между квантовой точкой и окружающими электродами.

PACS: 73.23.Nk, 73.63.Kv, 85.85.+j

Явление кулоновской блокады тунелирования [1] изучается обычно в одноэлектронных транзисторах, которые изготавливаются литографически внутри жесткого массива полупроводника. В последнее время, однако, началось исследование так называемых наноэлектромеханических систем [2], подвешенных над полупроводниковой подложкой. Такие системы изготавливают на основе проводящих полупроводниковых мембран (консолей), отделенных от подложки за счет селективного вытравливания жертвенного слоя, расположенного между мембраной и подложкой. Исследовались, в частности, и подвешенные одноэлектронные транзисторы [3–5]. Эти исследования показали, что такие транзисторы обладают высокой зарядовой энергией, что обусловлено отрывом квантовой точки (КТ) от высокодиэлектричной подложки, сопровождающимся существенным уменьшением емкости КТ [5].

Помимо этого, отрыв транзистора от жесткой подложки приводит к появлению дополнительных механических степеней свободы. При исследовании одноэлектронного транзистора, сформированного на подвешенной проволоке, была обнаружена так называемая упругая блокада, являющаяся дополнительной к кулоновской и обусловленная механическими деформациями проволоки, сопровождающими процесс переноса заряда через квантовую точку [5, 6]. В настоящей работе исследуется влияние вынужденных механических колебаний на перенос заряда в подвешенном одноэлектронном транзисторе.

Одноэлектронный транзистор создавался на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs с двумерным

электронным газом в слое GaAs толщиной  $100 \text{ \AA}$ , выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии поверх жертвенного слоя AlAs толщиной  $400 \text{ нм}$  и толстой арсенид-галлиевой подложки. Латеральная геометрия задавалась методом электронной литографии и последующим анизотропным плазмохимическим травлением. После этого жертвенный слой подвергался селективному травлению в водном растворе плавиковой кислоты (см. [4, 5]).

Образец представляет собой квантовую точку размером около  $700 \text{ нм}$ , соединенную с нанопроволокой шириной  $W = 300 \text{ нм}$ , толщиной  $t = 110 \text{ нм}$  и длиной  $l = 1 \text{ мкм}$ . Ширина проволоки подбиралась с тем расчетом, чтобы из-за эффекта обеднения она была непроводящей. Одноэлектронный транзистор имеет 5 боковых затворов (см. рис.1). На затвор  $G_1$  по-

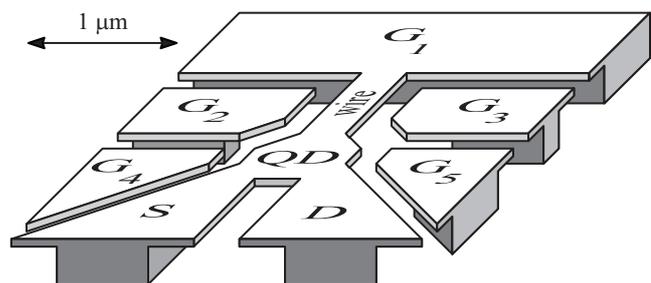


Рис.1. Латеральная геометрия одноэлектронного транзистора. Обозначения:  $G_1..G_5$  – затворы,  $S$  – исток,  $D$  – сток,  $QD$  – квантовая точка

давалось переменное ВЧ напряжение, возбуждающее механические колебания проволоки. Амплитуда переменного напряжения менялась в диапазоне от 0 до  $100 \text{ мВ}$ , а частота – от  $100 \text{ кГц}$  до  $1 \text{ ГГц}$ . Затворы  $G_2$  и

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

$G_3$  использовались для управления электрохимическим потенциалом квантовой точки. В процессе измерений напряжения на них были одинаковыми, поэтому далее для простоты введем обозначение величины затворного напряжения  $V_G = V_{G2} = V_{G3}$ . Затворы  $G_4$  и  $G_5$  использовались для управления прозрачностью туннельных барьеров. Напряжения на них подбирались таким образом, что пики кулоновской блокады были наиболее выраженными. Измерения кондактанса проводились на переменном сигнале при подаче между стоком  $D$  и истоком  $S$  напряжения, осциллирующего с частотой 70 Гц при амплитуде 30 мкВ. Все измерения проводились при температуре 4.2 К.

На рис.2 изображена зависимость кондактанса одноэлектронного транзистора как функция постоянно-

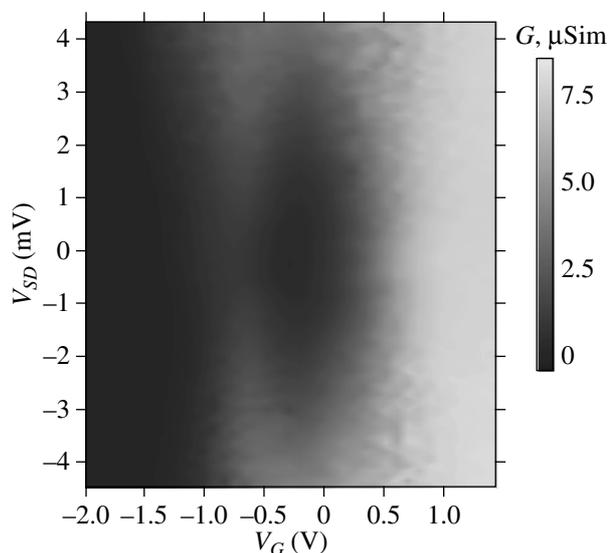


Рис.2. Кондактанс одноэлектронного  $G$  транзистора как функция затворного напряжения  $V_G$  (ось абсцисс) и напряжения исток-сток  $V_{SD}$  (ось ординат)

го напряжения  $V_G$  и постоянного напряжения между стоком и истоком  $V_{SD}$ , полученная при нулевом ВЧ поле. Видна область пониженного кондактанса вблизи точки  $V_G = -0.3$  В,  $V_{SD} = 0$  В, отвечающая режиму кулоновской блокады (центр ромба кулоновской блокады). Зарядовая энергия, определяемая как половина размера ромба вдоль оси ординат, умноженная на заряд электрона, равна 3.5 мэВ или 40 К в температурных единицах.

На рис.3 представлены зависимости кондактанса от частоты переменного напряжения  $V_{G1}$  при амплитуде ВЧ напряжения 10 мВ, соответствующие различным циклам охлаждения. Напряжение исток-сток  $V_{SD} = 0$  В. Постоянные затворные напряжения подобраны таким образом, чтобы в отсутствие ВЧ

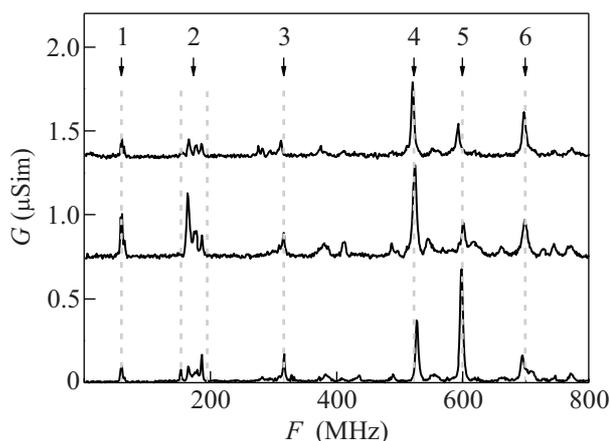


Рис.3. Зависимости кондактанса  $G$  одноэлектронного транзистора, находящегося в режиме кулоновской блокады, от частоты  $F$  переменного напряжения амплитудой 10 мВ, подаваемого на затвор  $G_1$ . Экспериментальные кривые получены в различных циклах охлаждения. Цифрами на графике обозначены пики: 1 – 60 МГц, 2 – полоса пиков 150–190 МГц, 3 – 316 МГц, 4 – 526 МГц, 5 – 600 МГц, 6 – 700 МГц. Две верхние кривые сдвинуты по оси ординат на 0.7 мкСим и 1.3 мкСим, соответственно

поля транзистор находился в режиме кулоновской блокады. Эти напряжения различны в различных циклах охлаждения. Это связано с потенциалом случайной примеси, которая, как известно, при охлаждении может находиться в разных зарядовых состояниях. Видно, что на всех представленных зависимостях при определенных значениях частоты наблюдается резонансный пробы блокады, то есть резкое увеличение кондактанса транзистора. Было обнаружено, что положение характерных пиков не меняется в различных циклах охлаждения. На графике эти пики обозначены цифрами: 1 – 60 МГц; 2 – полоса частот 150–190 МГц; 3 – 316 МГц; 4 – 526 МГц; 5 – 600 МГц; 6 – 700 МГц.

Тот факт, что резонансные частоты не меняются в различных циклах охлаждения образца, говорит в пользу того, что наблюдаемые резонансы объясняются механическими колебаниями одноэлектронного транзистора, собственные резонансные частоты которых не определяются электростатикой и, очевидно, не зависят от потенциала случайной примеси.

Были произведены оценки собственных частот различных мод продольных и поперечных колебаний нанопроволоки. Для оценки использовались параметры арсенида галлия  $E = 86$  ГПа – модуль Юнга,  $\rho = 5390$  кг/м<sup>3</sup> – плотность.

Известно, что поперечные колебания нанопроволоки делятся на 4 типа [7]: расширительные, крутильные, сдвиговые и изгибные. Расширительные

колебания соответствуют либо попеременному сжатию вдоль одного из поперечных направлений и расширению вдоль другого, либо одновременному сжатию-расширению вдоль обоих направлений. Крутильные колебания представляют собой периодическое изменение угла поворота поперечного сечения проволоки вокруг ее продольной оси без изменения его формы [9]. Сдвиговые колебания, в отличие от них, приводят к тому, что поперечное сечение проволоки принимает форму прямоугольного параллелограмма с периодически изменяющимися углами.

По нашим оценкам, в частотный диапазон измерений попадают только частоты изгибных колебательных мод (несколько сотен МГц). Будем рассматривать нанопроволоку как тонкий стержень [8]. Волны изгиба в таком стержне описываются уравнением

$$\rho S \ddot{X} = EI_y \frac{\partial^4 X}{\partial z^4},$$

где ось  $z$  направлена вдоль стержня,  $X$  – поперечное смещение,  $S = Wt$  – площадь поперечного сечения, и  $I_y = Wt^3/12$  – момент инерции сечения относительно оси  $y$ . Решая это уравнение с граничными условиями

$$X(0) = X(l) = 0, \quad \frac{\partial X}{\partial z}(0) = \frac{\partial X}{\partial z}(l) = 0,$$

получаем трансцендентное алгебраическое уравнение

$$\cos(kl)\operatorname{ch}(kl) = 1, \quad k^4 = \omega^2 \frac{\rho S}{EI_y}.$$

Решив его, получим, что частоты собственных изгибных колебаний определяются по формуле

$$\nu_n = \alpha_n \sqrt{\frac{E}{\rho}} \frac{t}{L^2},$$

где  $\alpha_1 = 1.027$ ,  $\alpha_2 = 2.83$ ,  $\alpha_3 = 3.56$  и т.д.

В качестве длины стержня  $l$  возьмем длину нанопроволоки вместе с частью квантовой точки  $l = 1.5$  мкм, а в качестве ширины – среднюю ширину колеблющейся части системы  $W = 350$  нм. Частоты изгибных колебаний  $\nu_1^t = 200$  МГц,  $\nu_2^t = 550$  МГц,  $\nu_3^t = 700$  МГц,  $\nu_1^W = 640$  МГц, где индексы  $t$  и  $W$  отвечают колебаниям соответственно вдоль толщины и вдоль ширины. Полученные в результате оценок частоты хорошо согласуются с наблюдаемыми в эксперименте (см. рис.3).

Отдельно следует обсудить резонанс на частоте  $\nu = 60$  МГц (см. пик 1 на рис.3). В процессе селективного травления жертвенный слой неизбежно удаляется не только под областью квантовой точки и нанопроволоки, но также подтравленными оказываются

края затворов, стока и истока. Мы предполагаем, что резонансу на частоте  $\nu = 60$  МГц соответствуют колебания квантовой точки, “висящей” на мембранах, формирующих области истока и стока. Оценочное значение частоты этих колебаний можно получить, рассчитав частоту колебаний бесконечного подтравленного края подвешенной мембраны. Оценки частот производятся аналогично приведенным выше [8] с граничными условиями

$$X(0) = 0, \quad \frac{\partial X}{\partial z}(0) = 0,$$

$$\frac{\partial^2 X}{\partial z^2}(l_{et}) = \frac{\partial^3 X}{\partial z^3}(l_{et}) = 0$$

для мембраны с одним закрепленным краем и вторым свободным. Ширина подтравленной области у края мембраны обозначена  $l_{et}$ . Частоте 60 МГц соответствует  $l_{et} \approx 2.7$  мкм. Эта величина хорошо согласуется с экспериментом, так как  $l_{et}$  составляет величину порядка 2 мкм, однако к ней следует прибавить размер квантовой точки 0.7 мкм.

Пробой кулоновской блокады механическими колебаниями можно объяснить следующим образом. При нулевом напряжении исток-сток контактанс одноэлектронного транзистора определяется электрохимическим потенциалом квантовой точки. Последний задается напряжением на затворе  $V_G$  и емкостями между каждым из электродов и КТ. При постоянных емкостях транзистор можно перевести из закрытого состояния в открытое, изменяя напряжение на затворе –  $\Delta V_G$ . При постоянных же напряжениях на электродах этого можно добиться соответствующим изменением емкостей. К такому изменению емкостей и приводят механические колебания транзистора. При этом изменяются главным образом емкости КТ-затвор и КТ-подложка, а емкости КТ-исток и КТ-сток остаются практически неизменными, так как исток и сток жестко связаны с КТ и колеблются синхронно. В качестве грубой оценки можно принять, что изменение затворной емкости приводит к такому же изменению контактанса, как и изменение затворного напряжения  $\Delta C_G/C_G \sim \Delta V_G/V_G$ . Для приведенного эксперимента это соответствует  $\Delta C_G/C_G \approx 1$ . Такое вполне возможно, если квантовая проволока колеблется почти с максимальной амплитудой, ограничиваемой расстоянием до подложки, что вполне разумно предположить для колебаний на резонансных частотах.

На рис.4 приведена серия зависимостей  $G(V_G)$ , измеренных при подаче ВЧ напряжения различной амплитуды. Из рисунка видно, что помимо обсуждаемого эффекта пробоя кулоновской блокады при-

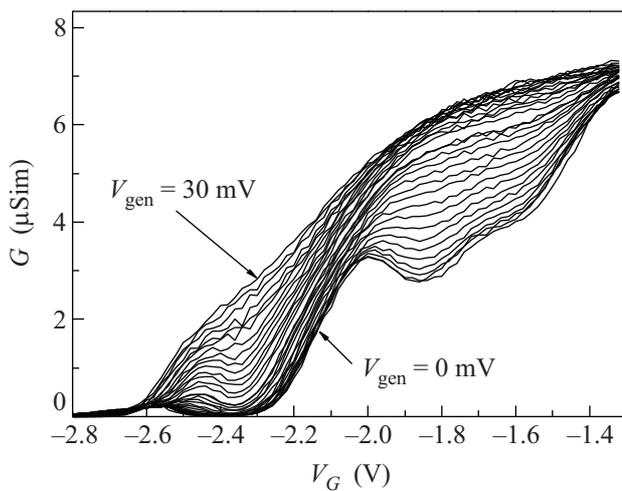


Рис.4. Серия зависимостей кондактанса транзистора от напряжения  $V_G$  при подаче ВЧ напряжения различной амплитуды (частота соответствует пику 4 на рис.3). Различные кривые отвечают различным значениям амплитуды переменного ВЧ поля затвора, нижняя – отсутствию переменного ВЧ поля затвора, верхняя кривая – 30 мВ

ложение возбуждающего ВЧ напряжения достаточно высокой амплитуды (более 10 мВ) приводит к смещению пиков кулоновской блокады в сторону нулевого затворного напряжения. Такое поведение можно объяснить тем, что при механических колебаниях подвешенной квантовой точки емкости КТ-затвор и КТ-подложка изменяются нелинейно по смещению проволоки. Это приводит к тому, что среднее по периоду значение этих емкостей изменяется с увеличением амплитуды колебаний, что приводит к перенормировке шкал затворных напряжений.

Высокая чувствительность кондактанса квантовой точки в режиме кулоновской блокады к механическим колебаниям указывает на возможное использование подвешенных одноэлектронных транзисторов для измерения малых механических смещений. Обычно измерения малых смещений кантилеверов основаны на регистрации отклонения лазерного луча, отраженного от них, что во многих случаях громоздко и неудобно. Сообщается также о регистрации смещений на основе измерений импеданса кантилевер-подложка [10]. Однако эти измерения требуют высокочувствительной измерительной ап-

паратуры. Представленные же измерения кулоновской блокады в одноэлектронном транзисторе, расположенном на кантилевере, свободны от этих недостатков. Кроме того, механические колебания изучаемой системы характеризуются довольно высокой добротностью  $Q \approx 100$ , и это не предел. В частности, в работе [10] добротность превышала  $10^4$ . Это открывает перспективу создания масс-спектрометра для измерения веса биомолекул на основе подвешенного одноэлектронного транзистора [11].

При подготовке настоящей работы к печати мы узнали о недавней работе [12], в которой также изучается связь между кулоновской блокадой и механическими колебаниями, однако в качестве колеблющейся проволоки используется углеродная нанотрубка.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 07-02-01277) и в рамках программы фундаментальных научных исследований ОНИТ РАН (проект 4.2).

1. D. V. Averin and K. K. Likharev, *J. Low-Temp. Phys.* **62**, 345 (1986).
2. H. X. Tang, X. M. H. Huang, M. L. Roukes et al., *Appl. Phys. Lett.* **81**, 3879 (2002).
3. E. M. Weig, R. H. Blick, T. Brandes et al., *Phys. Rev. Lett.* **92**, 046804 (2004).
4. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, Р. А. Лавров и др., *Письма в ЖЭТФ* **83**, 152 (2006).
5. А. Г. Погосов, М. В. Буданцев, А. А. Шевырин и др., *Письма в ЖЭТФ* **87**, 176 (2008).
6. N. Nishiguchi, *Phys. Rev. B* **68**, 121305 (2003).
7. N. Nishiguchi, Y. Ando, and M. N. Wybourne, *J. Phys.: Cond. Matt.* **5751** (1997).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика: Учеб. пособ. для ВУЗов*. В 10 т. Т. VII. *Теория упругости*, М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
9. С. П. Тимошенко, Дж. Гудьер, *Теория упругости*, М.: Наука, 1975.
10. K. L. Ekinici, Y. T. Yang, X. M. H. Huang, and M. L. Roukes, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 2253 (2002).
11. A. K. Naik, M. S. Hanay, W. K. Hiebert et al., *Nature Nanotechnology* **4**, 445 (2009).
12. G. A. Steele, A. K. Hüttel, B. Witkamp et al., *Science Express* 1176076 (2009).