

## МЕЗОСКОПИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ПРОВОДИМОСТИ КРЕМНИЕВЫХ ПОЛЕВЫХ ТРАНЗИСТОРОВ С ВЫСОКОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ ВСТРОЕННЫХ ЗАРЯДОВ

А. С. Бугаев, А. С. Веденеев, А. М. Козлов, П. А. Рузанов  
Институт радиотехники и электроники РАН

Получена 3 июня 2008 г.

*Проводимость  $G$  инверсионного  $n$ -канала транзисторных  $Si$ -МНОП (метал-нитрид-окисел-полупроводник) структур с высокой концентрацией встроенных зарядов ( $\geq 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ) вблизи интерфейса  $Si$ - $SiO_2$  обнаруживает в режиме эффекта поля мезоскопические флуктуации зависимости  $G$  от потенциала затвора  $V_g$  при температуре 4.2. К. Флуктуации  $G$  связываются с перестройкой конечной перколяционной сетки, образуемой точечными квантовыми контактами, возникающими в перевальных областях флуктуационного потенциала (ФП), и нелинейным вкладом точечных квантовых контактов в зависимость  $G$  от  $V_g$ . Показано, что уменьшение  $V_g$  в диапазоне  $G \leq 2e^2/h$  приводит к увеличению числа точечных квантовых контактов на одиночном пути протекания от 1 до  $\leq L/R_s$ , где  $L$  – длина затвора,  $R_s$  – радиус экранирования ФП. Мезоскопические особенности зависимости  $G$  от  $V_g$  и подходы к их анализу подтверждаются результатами численного моделирования.*

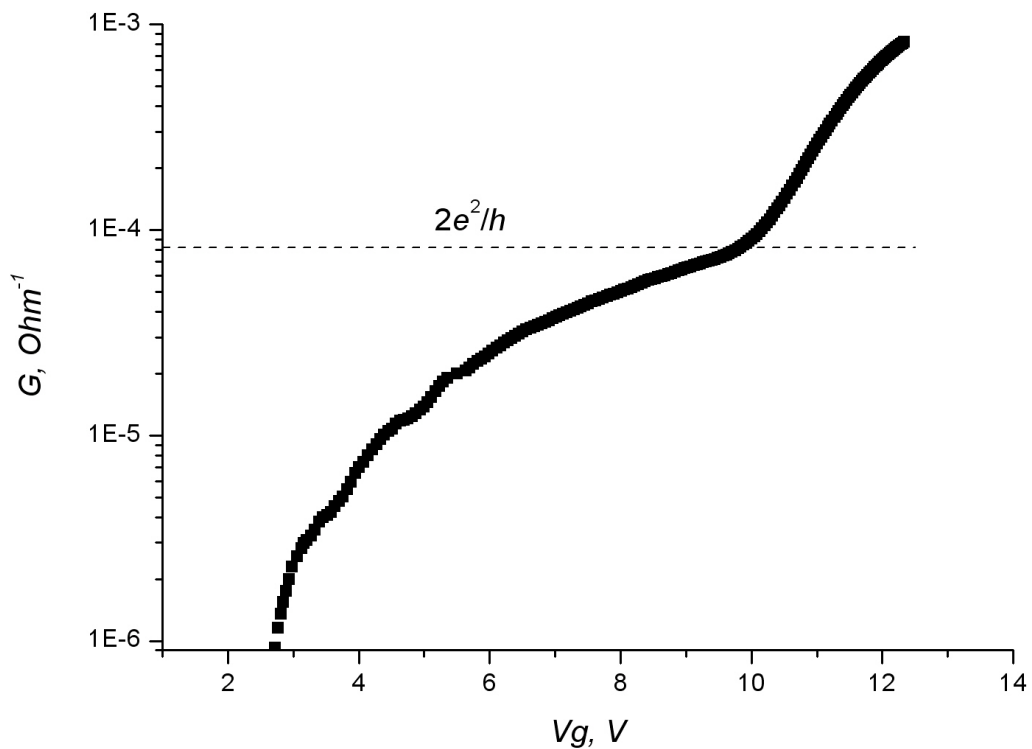
Практические структуры современной микро- и нанoeлектроники, реализуемые на базе МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) систем, в настоящее время являются типовыми представителями класса разупорядоченных электронных систем вследствие повышенного содержания встроенных (примесных) зарядов, индуцирующих флуктуационный потенциал (ФП) границы раздела полупроводник-диэлектрик. Современная практика увеличения интеграции СБИС, а также повышения быстродействия исполнительных элементов, полевых транзисторов, достигается за счет увеличения концентрации примесей в подзатворной области транзисторов и/или снижения рабочих напряжений. Например, в типовых транзисторах типа НЕМТ [1] концентрация встроенных зарядов  $N_t \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$ , а характерная амплитуда ФП  $\Delta = (e/\kappa)\sqrt{\pi N_t}$ ,  $\Delta \geq 20$  мэВ [2] превышает  $kT$  при азотных и почти комнатных температурах ( $e$  – элементарный заряд,  $\kappa$  – средняя диэлектрическая проницаемость границы раздела полупроводник-диэлектрик,  $k$  – постоянная Больцмана).

В наших недавних работах [3,4] показано, что полевые транзисторы с повышенным содержанием встроенных зарядов проявляют мезоскопические свойства проводимости  $G$  при пониженных рабочих напряжениях. Например, в транзисторах с длиной затвора 5 - 10 мкм и инверсионным  $n$ - и  $p$ - каналом зависимость  $G$  от потенциала затвора  $V_g$  обнаруживает в режиме эффекта поля область квази-плато при  $G \approx 2e^2/h$  в области температур от 77 и вплоть до комнатных. Также показано, что в этих структурах радиус корреляции перколяционного кластера превышает длину затвора в экспериментальных условиях, что и обосновывает наблюдение мезоскопических явлений в проводимости структур микронных размеров. Квантовые особенности  $G$  связываются с тем, что при повышенной концентрации встроенных зарядов, источников ФП, проводимость приобретает перколяционный характер [6]. В ситуации, когда радиус корреляции

перколяционного кластера превышает длину затвора, электронный перенос преимущественно осуществляется по одиночному, наиболее низкоомному пути протекания и лимитирован одиночной наиболее резистивной областью этого пути - критическим элементом конечной перколяционной сетки [6], т.е. – одиночной седловой областью ФП [2]. Отметим, что при  $N_t \geq 10^{12} \text{ см}^{-2}$  перевальные области ФП проявляют свойства точечных квантовых контактов [7,8] по критерию  $\pi\hbar^2 N_t / m \geq kT$  [2,8,9] ( $m$  – эффективная масса электрона). По этой причине проводимость инверсионного канала полевых транзисторов с микронной длиной затвора проявляет квантовые  $2e^2/h$  свойства при высоких температурах, вплоть до комнатных (см.[3-5]).

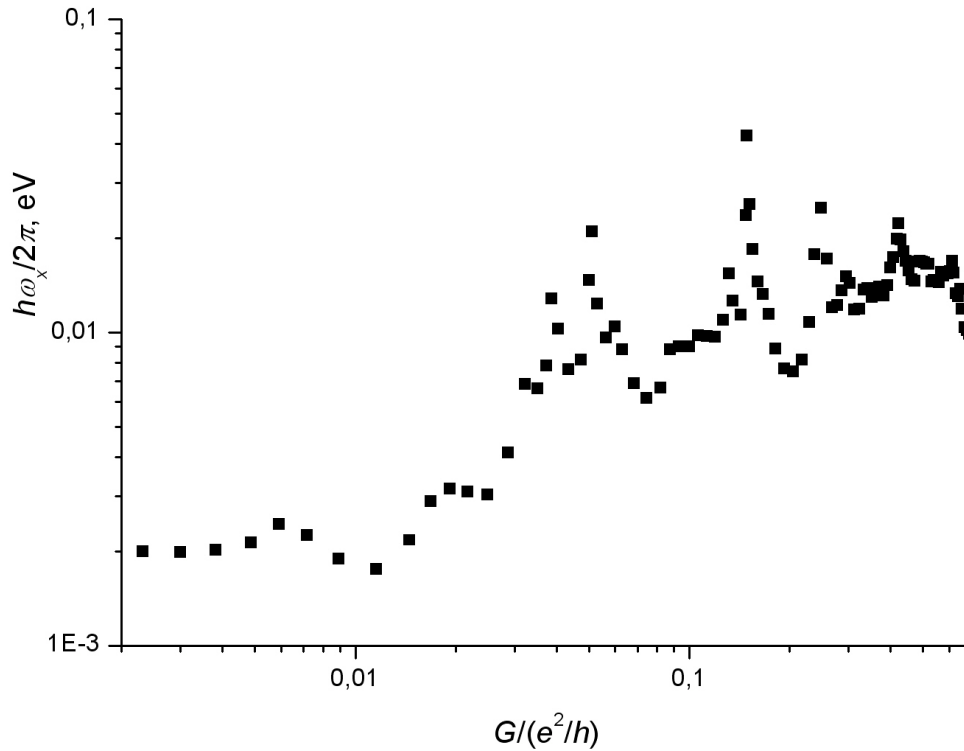
Между тем, учитывая вероятностный характер электронного переноса в рассматриваемой мезоскопической ситуации, остается неясным вопрос о структуре конечного перколяционного кластера, образуемого точечными квантовыми контактами и экспериментальном проявлении свойств этих контактов в структуре кластера. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

В режиме эффекта поля исследованы модельные Si-МНОП (метал-нитрид-окисел-полупроводник) транзисторы с инверсионным  $n$ - каналом. Длина  $L$  и ширина затвора составляли 5 и 50 мкм соответственно, толщины затворного изолятора:  $\text{Si}_3\text{N}_4$  – 350 нм,  $\text{SiO}_2$  – 25 нм. Интерес к структурам связан с тем, что область границы раздела  $\text{SiO}_2$ -  $\text{Si}_3\text{N}_4$  содержит электронные ловушки, заряд которых задается и/или изменяется путем полевой инжекции электронов из кремния при комнатных температурах и контролируется по смещению порога зависимости  $G$  от  $V_g$  [10,11]. При температуре  $T = 4.2 \text{ К}$  и малом ( $\leq 0.1 \text{ мВ}$ ) продольном напряжении по модуляционной методике исследовался кондактанс инверсионного канала структур  $G$  как синхронное отношение силы продольного тока к продольному напряжению.



**Рис.1.** Зависимость проводимости Si-МНОП транзистора от потенциала затвора для  $N_t \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$  (пунктирная линия –  $2e^2/h$ ).

На рис.1 приведена типовая зависимость  $G$  от  $V_g$  для концентрации встроенных зарядов  $N_t \approx 1.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Зависимость иллюстрирует экспоненциальное нарастание  $G$  с  $V_g$  вблизи порога проводимости [11], область квази-плато в диапазоне  $G \approx e^2/h$  [7,8] и последующий переход к квази-2D проводимости при повышенных  $V_g > eN_t/C$  [2], здесь  $C$  – удельная емкость подзатворного изолятора.

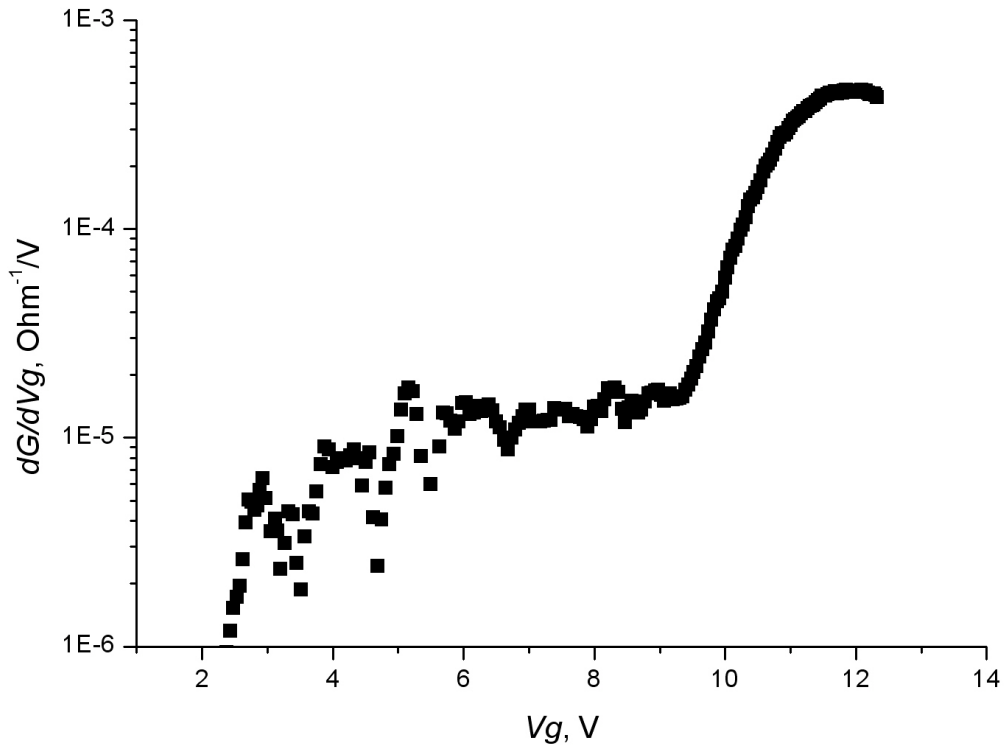


**Рис.2.** Параметр  $\hbar\omega_x$  в зависимости от нормированной проводимости.

Рис.2 иллюстрирует поведение параметра  $\hbar\omega_x$ , определенного по [3],

$$\hbar\omega_x = 2\pi(C/eD)(d \ln(g_*)/dV_g)^{-1}, \quad (1)$$

характеризующего кривизну одиночной перевальной (седловой) области ФП в направлении движения электронов [7] (здесь  $D = 2m/\pi\hbar^2$  – плотность состояний в 2-D электронном канале,  $g_* = G/(2e/h - G)$ ). Значение  $\hbar\omega_x \sim 10$  мэВ в области плато ( $G \approx e^2/h$ ) хорошо совпадает с результатами расчета по методике [4], а спад  $\hbar\omega_x$  с уменьшением  $V_g$  в диапазоне  $G \leq e^2/h$  связывался в [4] с отличием распределения потенциала в седловой области ФП от параболического закона и уменьшением плотности электронных состояний в «хвосте» флуктуационных состояний [2].



**Рис.3.** Производная  $dG/dV_g$  в зависимости от  $V_g$ .

Покажем, что спад анализируемого параметра  $\hbar\omega_x$  при  $G \leq e^2/h$  может иметь иную природу и, в частности, быть связанным с перестройкой одиночного пути протекания под действием эффекта поля. Обращаясь к экспериментальной зависимости производной  $dG/dV_g$  от  $V_g$  (рис.3) отметим ее регулярные флуктуации в области  $G < e^2/h$ . Будем считать, что эти флуктуации имеют мезоскопическую природу и обусловлены перестройкой одиночного пути протекания под действием эффекта поля.

Действительно, одиночный путь протекания представляет собой последовательность флуктуационных потенциальных ям, заполненных электронами, связанных перевальными областями ФП [2,6] как точечными квантовыми контактами [8]. Эти квантовые контакты разбросаны по энергии в меру характерной амплитуды ФП  $\Delta \approx (e^2/\kappa)(\pi N_t)^{1/2}$  [2], а их число  $N \sim L/R_s$ , где  $R_s$  – радиус экранирования ФП [2]. В нашем случае  $\Delta \approx 100$  мэВ, а  $N \sim 50$ . Следуя [6] очевидно, что «глубокие» контакты, расположенные по энергии существенно ниже уровня протекания, не вносят заметной вклад в  $G$  в силу малого локального сопротивление, а действующими оказываются лишь контакты, попадающие в энергетическую полосу  $\approx \hbar\omega_x/2\pi$  ниже уровня протекания (см.[6,8]). Соответственно,

$$N \sim (L/R_s)(\hbar\omega_x/2\pi\Delta) \sim (L/\sim 10), \quad (2)$$

а суммарное сопротивление структуры  $R$ , нормированное на величину  $h/2e^2$ , суть

$$R = \sum_{i=1}^N R_i, \quad (3)$$

где нормированное сопротивление  $i$ -ого контакта

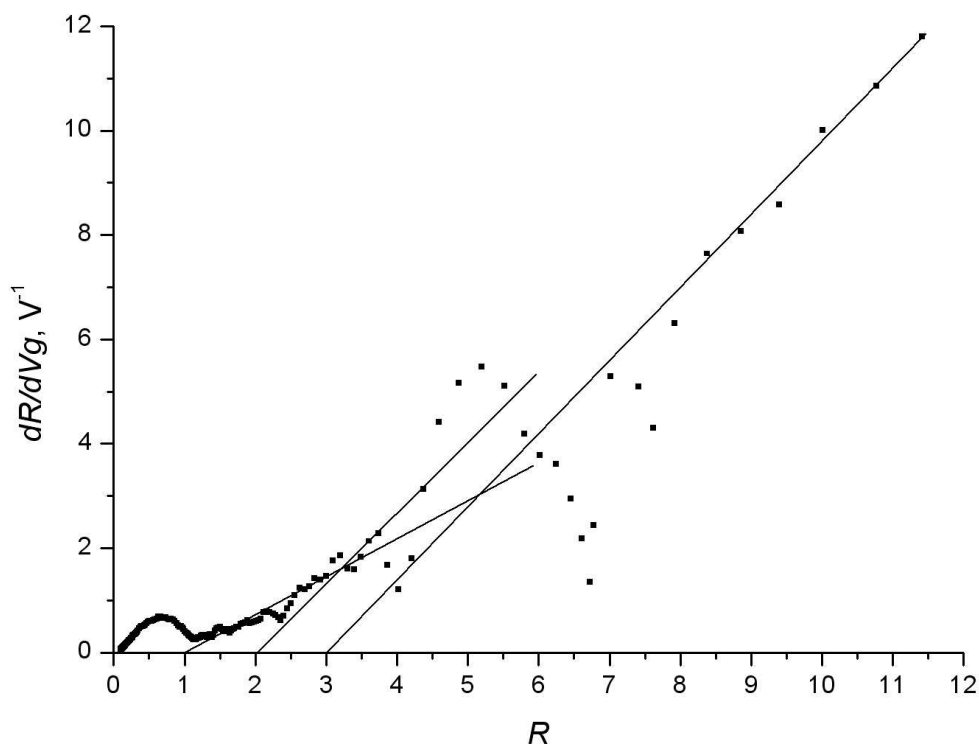
$$R_i = 1 + \exp\left(-2\pi \frac{\varepsilon_F - V_i - \hbar\omega_y/2}{\hbar\omega_x}\right), \quad (4)$$

$\varepsilon_F$  - энергия Ферми,  $V_i$  - энергетический уровень  $i$ -ой седловой точки ФП,  $\hbar\omega_y$  - параметр, характеризующий кривизну перевальной области ФП в направлении, поперечном движению электронов [7].

Учитывая экспоненциальный характер зависимости  $R$  от  $\varepsilon_F$ , а также то обстоятельство, что  $\varepsilon_F$  в анализируемых условиях практически линейно изменяется с  $V_g$ , получаем

$$-dR/dV_g \propto R - N \quad (5)$$

то есть  $dR/dV_g$  является линейной функцией  $R$ , а результат ее экстраполяции к оси аргумента определяет величину  $N$ .

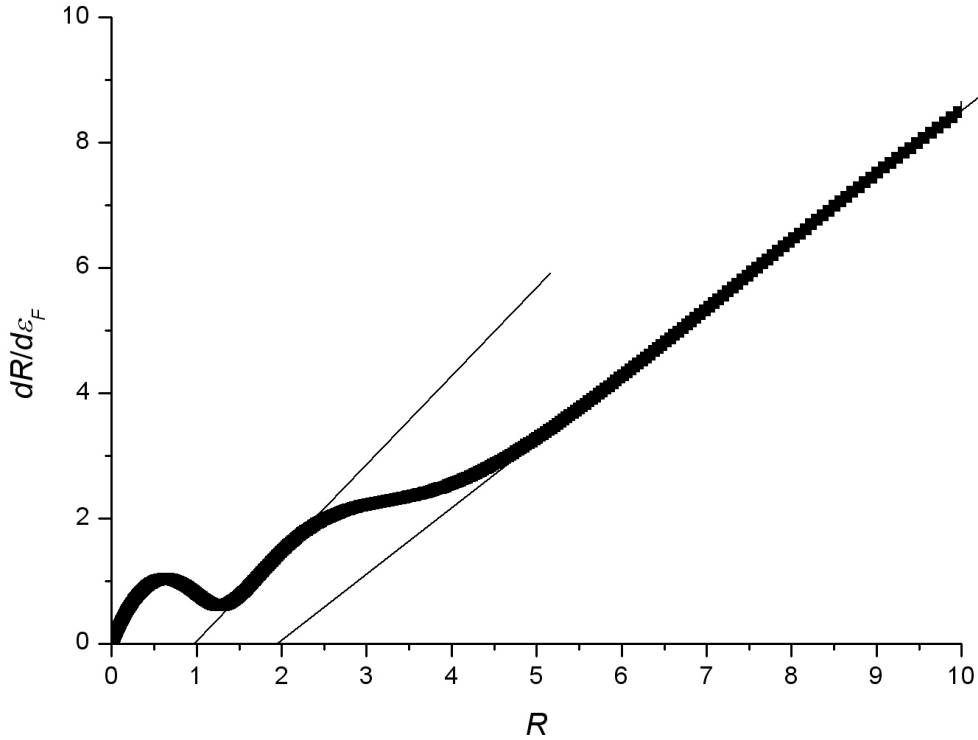


**Рис.4.** Начальный участок зависимости  $dR/dV_g$  от  $R$ .

Начальный участок экспериментальной зависимости  $dR/dV_g$  от  $R$  приведен на рис. 4. В соответствии с (4) функция имеет выраженные линейные участки, однако результат экстраполяции этих участков к оси аргумента отчетливо демонстрирует изменение числа действующих квантовых контактов  $N$  с  $V_g$ : если  $N = 1$  при  $G \approx e^2/h$  то с уменьшением  $V_g$  число  $N$  возрастает до  $\approx 8$ .

Мы связываем обнаруженное изменение числа  $N$  с нелинейностью системы точечных квантовых контактов по отношению к эффекту поля. Действительно, обращаясь к рис.1, отметим две области, соответствующие различному характеру электронного переноса. В первой из них, при  $G \leq e^2/h$ , преобладает туннелирование электронов через точечный кантовый контакт, тогда как во второй области основной вклад в проводимость вносят свободные электроны, о чем, например, свидетельствует возникновение эффекта

Холла при  $G \geq e^2/h$  [3]. Такое пороговое поведение проводимости естественно связывать с тем, что квантовый контакт [7] проявляет свое сопротивление (4) лишь при энергиях, близких к положению седловой точки  $V_i$ , тогда как при  $\varepsilon_F \geq V_i + \Delta$  электроны оказываются в области квази-непрерывного спектра [2], а локальное сопротивление контакта  $R_i$  практически обращается в нуль. Энергия Ферми, изменяющаяся при эффекте, поочередно пересекает пороги перехода перевальных областей ФП от одного режима проводимости к другому, что и приводит к изменению числа действующих квантовых контактов на пути протекания.



**Рис.5.** Начальный участок расчетной зависимости  $dR/d\varepsilon_F$  от  $R$ .

Вывод о нелинейном поведении системы точечных квантовых контактов подтверждают результаты численного моделирования. На рис.5 приведена расчетная зависимость  $dR/d\varepsilon_F$  для цепочки из четырех точечных квантовых контактов, сопротивление которых, в отличие от (4) задавалось в виде

$$R_i = \left[ 1 + \exp\left(-2\pi \frac{\varepsilon_F - V_i - \hbar\omega_y/2}{\hbar\omega_x}\right) \right] \left[ 1 + \exp\left(-\frac{\varepsilon_F - V_i - \hbar\omega_y/2 - \delta_1}{\delta_2}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  – параметры. Из сравнения данных рис.4 и 5 видно согласие характера поведения расчетной и экспериментальной функций, что и подтверждает вывод о природе обнаруженных мезоскопических флуктуаций проводимости. Из рис.4 и 5 также следует, что определение  $\hbar\omega_x$  по (1) без учета отличия числа  $N$  от единицы приводит к занижению этого параметра в диапазоне  $G < e^2/h$ .

Таким образом, обнаруженные мезоскопические флуктуации проводимости инверсионного канала полевых транзисторов с высокой концентрацией встроенных зарядов связан с нелинейным поведением системы точечных квантовых контактов при

эффекте поля. С этим механизмом также частично связан наблюдаемый спад параметра  $\hbar\omega_x$  с уменьшением потенциала затвора  $V_g$ .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (06-02-17529-а) и РНП (2.1.4639).

## Литература

1. М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991). [Пер. с англ.: M.Shur. *GaAs Devices and Circuits* (Plenum Press, N.Y.-London, 1987)].
2. В.А.Гергель, Р.А.Сулис. *ЖЭТФ*, **84**, 719 (1987).
3. Б.А.Аронзон, Д.А.Бакаушин, А.С.Веденеев и др. *ФТП*, **35**, 448 (2001).
4. А.Б.Давыдов, Б.А.Аронзон, Д.А.Бакаушин, А.С.Веденеев. *ФТП*, **36**, 1241 (2002).
5. А.С.Веденеев, М.А.Феклисов. *ФТП*, **40**, 1069 (2006).
6. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
7. M.Buttiker. *Phys.Rev.B*, **41**, 906 (1990).
8. Y.Meir. *Phys.Rev.Lett.*, **83**, 3506 (1999).
9. Й Имри. *Введение в мезоскопическую физику* (М., Физматлит, 2002). [Пер. с англ.: Y.Imry. *Introduction to Mesoscopic Physics* (Oxford, University Press, 2002)].
10. Т.Андо, А.Фаулер, Ф.Стерн. *Электронные свойства двумерных систем* (М., Мир, 1985). [Пер. с англ.: T.Ando, A.Fauler, F.Stern. *Rev.Mod.Phys.*, **54**, 437 (1982)].
11. С.Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984). [Пер. с англ.: S.M.Sze. *Physics of Semiconductor Devices* (J.Willey & Sons, N.Y., 1981)].