

Проявление в спектре мелких пограничных состояний эффектов перколяционной проводимости короткоканальных полевых транзисторов

© Б.А. Аронзон, Д.А. Бакаушин, А.С. Веденеев, В.В. Рыльков, В.Е. Сизов

Курчатовский институт Российского научного центра,
123182 Москва, Россия

(Получена 6 марта 1997 г. Принята к печати 19 марта 1997 г.)

По методу эффекта поля в температурном интервале $T = 77 \div 300$ К исследована эффективная плотность мелких пограничных состояний N_{ss} в короткоканальных ($0.5 \div 5$ мкм) транзисторах типа Si-MNOS и полевых — на основе GaAs с повышенной (более 10^{12} см $^{-2}$) концентрацией зарядов, встроенных в подзатворном диэлектрике. Обнаружена особенность N_{ss} в виде пика, выраженная тем более отчетливо, чем ниже температура, выше концентрация встроенного заряда и короче затвор. Безотносительно к изменению перечисленных параметров, а также толщины подзатворного диэлектрика и отношения длины канала к его ширине этот пик проявляется при одних и тех же значениях проводимости каналов $G \sim q^2/h$. При этом энергетическая глубина пика плотности состояний ($\sim 40 \div 120$ мэВ) изменяется пропорционально T , что выходит за рамки представлений о пограничных состояниях, обусловленных как сильным флуктуационным потенциалом, так и дефектами и ловушками. Результаты интерпретируются в рамках перколяционной теории проводимости сильно разупорядоченных систем. Представляется, что особенность связана с переходом от проводимости двумерной эффективной среды, имеющей место в условиях электронного экранирования флуктуационного потенциала, к проводимости по квазидвумерному потенциальному желобу, образуемому в условиях сильного флуктуационного потенциала локальными областями с пониженным потенциалом.

Введение

Электронные свойства разупорядоченных систем, в частности квазидвумерных, реализуемых на границах раздела полупроводник–полупроводник и полупроводник–диэлектрик, вызывают постоянный научный и практический интерес. Следуя представлениям о масштабной миниатюризации, уменьшение размеров базовых элементов интегральной и СВЧ электроники, испытывающей потребность в транзисторах с субмикронной длиной затвора, требует резкого увеличения концентрации легирующей примеси в активных областях полупроводниковых слоев до $10^{18} \div 10^{19}$ см $^{-3}$, например, в транзисторах на основе GaAs–AlGaAs (типа НЕМТ) и структурах с δ -легированными слоями [1,2]. В свою очередь увеличение уровня легирования ведет к усилению эффектов электрической неоднородности вследствие возрастания флуктуационного потенциала (ФП), индуцируемого хаотически расположенными ионизированными примесями [3].

Согласно работам [4–7], по-видимому, наиболее ярким проявлением поверхностного ФП в системах типа МДП следует считать локализацию электронов (дырок) в окрестности минимумов (максимумов) хаотического потенциального рельефа и, как следствие, возникновение вблизи краев запрещенной зоны полупроводника так называемых хвостов плотности пограничных локализованных состояний с характерным U -образным энергетическим спектром. Спектры такого вида, полученные с использованием метода вольт-фарадных характеристик в МДП системах с высокой поверхностной концентрацией заряженных центров, как правило, неконтролируемых

встроенных зарядов в диэлектрике, подробно описаны (см., например, [8–10]). В квазидвумерных системах на базе полупроводниковых слоев с повышенным содержанием примесей рассматриваемые явления также имеют место [11,12] с той разницей, что природа ФП в этом случае известна, а основные параметры его источников (концентрация и среднее расположение по отношению к инверсионному каналу) контролируются технологически. Иными словами, системы такого рода можно рассматривать как контролируемо-разупорядоченные, допускающие описание электронных характеристик в рамках известной теории ФП [5–7].

Переходя к задачам настоящих исследований, отметим, что методы вольт-емкостной спектроскопии имеют весьма узкую область применения, ограниченную комнатными температурами и структурами с относительно большой площадью полевого электрода, на порядок превышающей площадь затвора полевых транзисторов. Вместе с тем, учитывая специфику объектов микроэлектроники, обусловленную их малыми размерами, в частности, принципиальную возможность проявления мезоскопических эффектов [13,14], следует ожидать, что электронные характеристики короткоканальных транзисторов и тестовых структур большой площади могут существенно отличаться. В этой связи представляется перспективным развитие экспериментальных подходов к определению спектра мелких пограничных состояний, формируемых ФП, в частности, по методу эффекта поля, основанному на измерениях зависимости проводимости поверхностного канала транзисторов от потенциала затвора [15]. Как показали результаты наших недавних экспериментов [12] по спектроскопии GaAs–AlGaAs–НЕМТ

с длиной затвора ~ 0.5 мкм в интервале $T = 77 \div 300$ К, эффективная плотность состояний имеет особенность в виде пика, энергетическая глубина которого изменяется с температурой, что не укладывается в рамки классических представлений о пограничных состояниях "флуктуационного" происхождения [5]. В данной работе мы показываем, что эта особенность имеет общий характер для короткоканальных транзисторных структур с высокой концентрацией заряженных центров и является следствием проявления в условиях сильного ФП перколяционного режима проводимости на ранних стадиях образования поверхностного электронного канала.

Методика эксперимента

Формализм экспериментального подхода к анализу спектра пограничных электронных состояний заключается в следующем. При малом продольном напряжении $V_d \approx kT/q$ в зависимости от потенциала затвора V_g измеряется проводимость инверсионного канала полевого транзистора $G = I_d/V_d$ (I_d — сила тока в цепи исток-сток, k — постоянная Больцмана, q — элементарный заряд). Потенциал затвора связан с концентрацией поверхностного заряда в полупроводнике соотношением [8,9]

$$C_0(V_g - \varphi_s) = q(n_s + n_d), \tag{1}$$

где C_0 — удельная подзатворная емкость, φ_s — поверхностный потенциал полупроводника, $n_d \propto (\varphi_s N_0)^{1/2}$ — плотность заряда в его обедненном слое, формируемом легирующей примесью с концентрацией N_0 , n_s — концентрация носителей заряда в поверхностном канале. Эффективная плотность электронных состояний, включающая свободные и локализованные носители заряда, определяется как $N_{ss} = dn_s/d(q\varphi_s)$ [5]. Дифференцируя (1) по φ_s , находим

$$N_{ss} = (C_0/q^2)(dV_g/d\varphi_s - 1) - dn_d/d(q\varphi_s), \tag{2}$$

где слагаемое $dn_d/d(q\varphi_s) \propto (N_0/\varphi_s)^{1/2} \approx \text{const}$ — известная функция. В рассматриваемых нами случаях сильного ФП и низкого уровня легирования подложки это слагаемое вносит незначительный вклад в N_{ss} [5], поэтому далее, опуская его, будем определять эффективную плотность состояний

$$N_{ss} = (C_0/q^2)(dV_g/d\varphi_s - 1). \tag{2a}$$

В условиях сильного ФП ($\Delta \gg kT$, Δ — энергетический масштаб флуктуаций) [5–7] статистические флуктуации плотности встроенного заряда индуцируют в поверхностном слое полупроводника хаотический потенциальный рельеф, в области минимумов которого формируются локализованные (связанные) состояния. Электроны, заполняющие эти состояния, по энергии находятся ниже уровня протекания, определяемого средним поверхностным потенциалом φ_s , поэтому они не

дают вклад в электропроводность поверхностного канала, тогда как свободными остаются лишь те из них, энергия которых выше уровня протекания. В отсутствие вырождения (пока уровень Ферми не пересек среднее положение дна зоны проводимости) электроны в канале преимущественно локализованы и лишь незначительная их часть (с концентрацией $n_c \ll n_s$) определяет величину $G \propto n_c$. Иными словами, в условиях сильного ФП и в отсутствие вырождения величины N_{ss} в основном определяется локализованными электронами. В этих же условиях концентрация свободных электронов в канале изменяется по закону $n_c \propto \exp(q\varphi_s/kT)$ [5,6], что позволяет исключить в соотношении (2) неизвестный параметр и переписать выражение для N_{ss} через измеряемые величины: $G \propto n_c$ (с точностью до концентрационной зависимости подвижности электронов) и V_g

$$N_{ss} \simeq (C_0/q^2)[(q/kT)dV_g/d(\ln G) - 1]. \tag{3}$$

Экспериментальная установка, реализующая данный подход, описана в работе [16]. Результаты апробации методики на примере транзисторной тестовой структуры с инверсионным n -каналом, изготовленной по промышленной технологии (толщина подзатворного окисла 500 Å, длина затвора 5 мкм, ширина 50 мкм, подложка — слаболегированный p -Si типа КДБ-12 с ориентацией (100)), приведены на рис. 1. Кривые эффекта поля (рис. 1) демонстрируют классический механизм образования инверсионного канала [8,9]: при малых V_g проводимость G изменяется в зависимости от V_g по экспоненциальному закону, типичному для области слабой инверсии (1); с увеличением V_g зависимость $G(V_g)$ становится линейной,

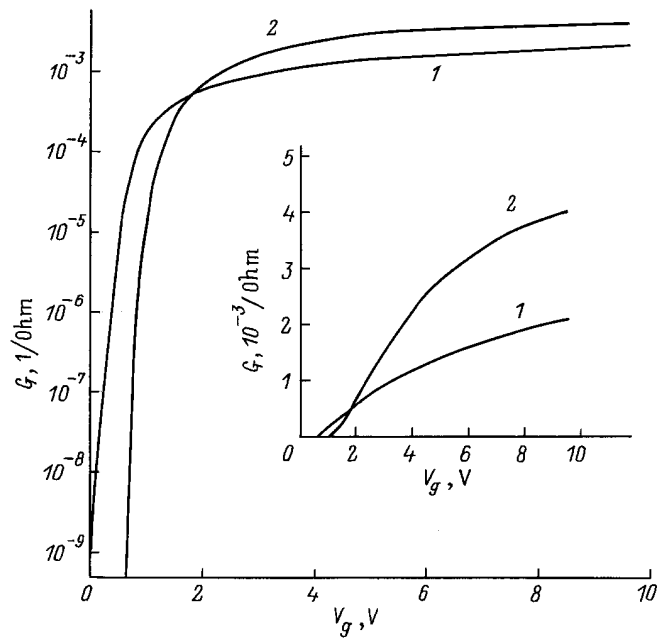


Рис. 1. Зависимость проводимости инверсионного n -канала G от потенциала затвора для полевого Si-MOS-транзистора в полулогарифмическом и линейном (на вставке) масштабах. T, K : 1 — 300, 2 — 77.

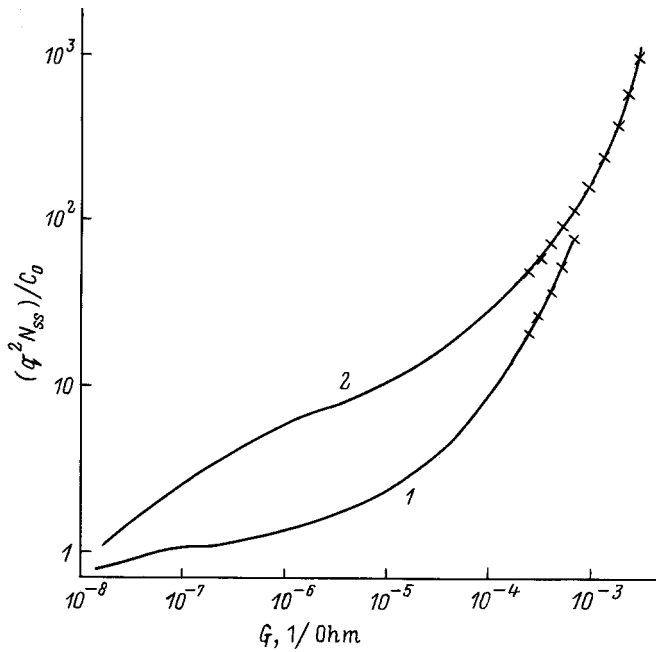


Рис. 2. Эффективная плотность пограничных состояний в зависимости от G по данным рис. 1. T, K : 1 — 300, 2 — 77. Здесь и далее на рис. 3, 4, 6, 8, 9 экспериментальные точки (обозначенные крестиками) совпадают с зависимостями, приведенными сплошными линиями, в области малых значений аргумента.

что свидетельствует о переходе к сильной инверсии ($dn_c/dV_g = C_0/q$). Функция $N_{ss}(G)$ (рис. 2) иллюстрирует при 300 К вклад свободных электронов и примесей из области пространственного заряда полупроводника в эффективную плотность состояний (3), а при 77 К — дополнительно возникновение хвоста плотности мелких локализованных состояний, обусловленных эффектами ФП, усиливающимися с понижением температуры.

Объекты и результаты исследований

В качестве объектов исследований мы выбрали структуры трех типов: транзисторные структуры Si-MNOS, изготовленные по технологии интегральных схем (ППЗУ СБИС), селективно-легированные GaAs-AlGaAs-HEMT и полевые транзисторы на основе GaAs с управляющим барьером Шоттки (ПТШ). Общим для этих систем является высокая концентрация встроенных зарядов — электронов, захваченных ловушками на границе раздела $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$, а также ионизованных примесей в донорном слое AlGaAs-HEMT и в барьерном слое ПТШ. Преимущество структур Si-MNOS как модельных объектов состоит в том, что в них посредством контролируемой инжекции электронов можно изменять концентрацию встроенного заряда в широких пределах. Для всех систем в температурном интервале 77 ÷ 300 К были измерены зависимости $G(V_g)$ и определена функция плотности пограничных состояний (3).

MNOS-системы (подзатворный диэлектрик — слой Si_3N_4 и SiO_2 толщиной 350 и 30 Å соответственно) с инверсионным n -каналом были выполнены в виде "коротких" (затвор длиной 5 мкм и шириной 50 мкм) и "длинных" (длиной 150 мкм и шириной 20 мкм) транзисторов на тех же подложках, что и транзисторы Si-MOS (рис. 1, 2). На рис. 3–6 приведены полевые зависимости проводимости канала, измеренные при фиксированном

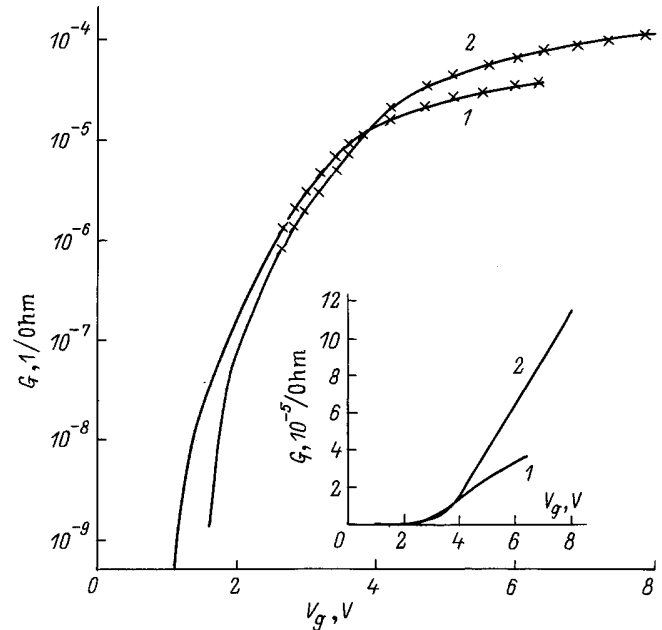


Рис. 3. Зависимость от V_g проводимости инверсионного n -канала "длинного" ($150 \times 20 \text{ мкм}^2$) Si-MNOS-транзистора в полулогарифмическом и линейном (на вставке) масштабах. T, K : 1 — 300, 2 — 77.

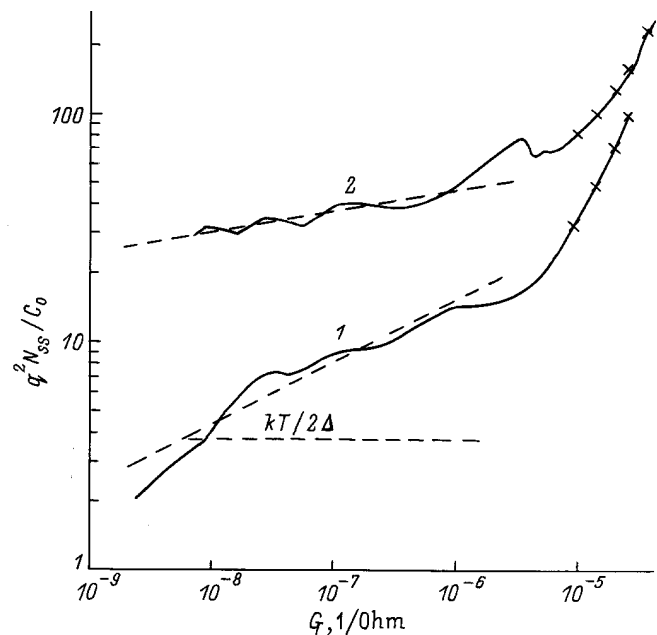


Рис. 4. Эффективная плотность пограничных состояний N_{ss} в зависимости от G по данным рис. 3. T, K : 1 — 300, 2 — 77.

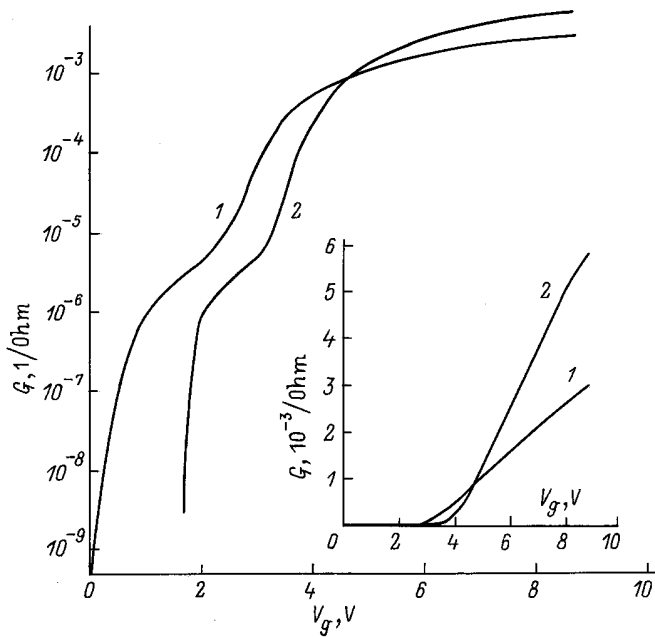


Рис. 5. Зависимость от V_g проводимости инверсионного n -канала "короткого" (5×50 мкм²) Si-MNOS-транзистора в полулогарифмическом и линейном (на вставке) масштабах. T, K : 1 — 300, 2 — 77.

зарядовом состоянии границы раздела $SiO_2-Si_3N_4$, а также отвечающая им функция плотности состояний для длинного (рис. 3, 4) и короткого (рис. 5, 6) транзисторов.

Обратимся сначала к длинному транзистору, Кривые эффекта поля (рис. 3) качественно подобны рассмотренным ранее для транзисторов Si-MOS (рис. 1) — в области слабой инверсии они имеют участок экспоненциального нарастания G , переходящий в линейную зависимость в области сильной инверсии. Между тем из сопоставления данных рис. 1, 2 и 3, 4 видно, что заряд, встроенный в подзатворный диэлектрик MNOS структуры, приводит к заметному "выполаживанию" зависимости $G(V_g)$ вследствие существенной локализации электронов в сильном флуктуационном потенциале поверхности Si-SiO₂. Действительно, согласно [4-7], энергетический масштаб ФП

$$\Delta = (q^2/\chi)(\pi n_t)^{1/2}, \tag{4}$$

где χ — средняя диэлектрическая проницаемость полупроводника и подзатворного диэлектрика, n_t — поверхностная концентрация встроенного заряда. Для экспериментальных данных (рис. 3) плотность заряда, захваченного на границе SiO₂-Si₃N₄, найденная по смещению порогового напряжения, составляет примерно $5 \cdot 10^{12}$ см⁻², что отвечает величине $\Delta \approx 40$ мэВ, превышающей kT даже при комнатных температурах.

Характер поведения функции $N_{ss}(G)$ в условиях сильного ФП ($\Delta \gg kT$) рассмотрен в работах [5,6], где, в частности, показано, что в практических случаях

($n_s \geq n_t^{1/2}/d$, где d — толщина подзатворного диэлектрика) реализуется режим нелинейного электронного экранирования, в котором

$$n_s \propto \exp(q\phi_s/2\Delta) \propto n_c^{kT/2\Delta}. \tag{5}$$

Учитывая, что $N_{ss} = dn_s/d(q\phi_s)$, с использованием (5) имеем

$$N_{ss} = n_s/2\Delta \propto n_c^{kT/2\Delta} \propto G^{kT/2\Delta}. \tag{6}$$

С увеличением концентрации электронов усиливается экранирование ФП, в итоге при $n_s \approx n_t$ он исчезает. В этих условиях электроны в канале преимущественно свободны ($n_c \approx n_s$) и с учетом Больцмановской статистики

$$N_{ss} \approx n_c/kT \propto G. \tag{7}$$

Данный участок, в частности, отчетливо выражен на графике функции $N_{ss}(G)$, приведенной на рис. 2. Отметим также, что выражение (7) является частным случаем (3) для области сильной инверсии, в которой $dn_c/dV_g \approx C_0/q$.

Таким образом, по существующим представлениям N_{ss} изменяется с G по степенному закону с показателем степени $\alpha = kT/2\Delta \ll 1$ в области слабо открытого канала (режим нелинейного экранирования ФП) и $\alpha \approx 1$ в режиме, когда ФП сильно экранирован.

Плотность состояний в рассматриваемой структуре Si-MNOS (рис. 4) на порядок превышает значения N_{ss} в случае транзистора Si-MOS (рис. 2) и изменяется с G в соответствии с изложенной теорией ФП: показатель степени в области слабой инверсии пропорционален T и дает величину $\Delta \approx 38$ мэВ, согласующуюся с ее оценкой по смещению порогового напряжения при зарядке ловушек на границе SiO₂-Si₃N₄.

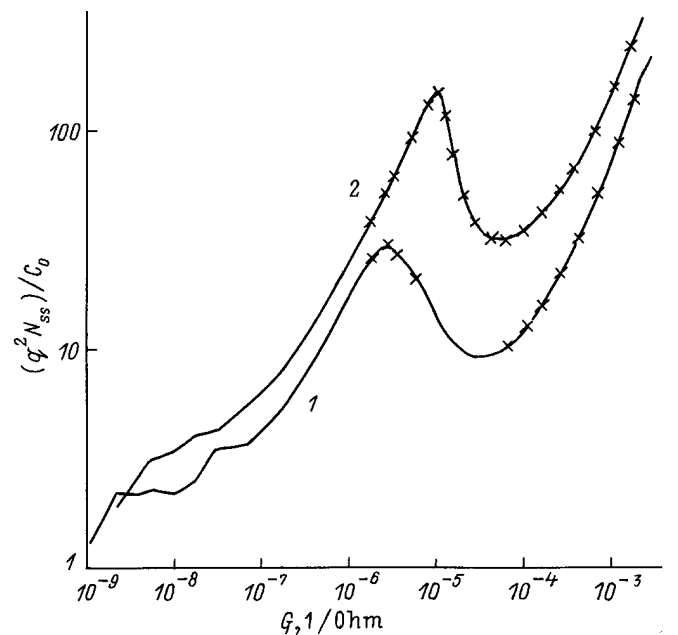


Рис. 6. Эффективная плотность пограничных состояний N_{ss} в зависимости от G по данным рис. 5. T, K : 1 — 300, 2 — 77.

Что касается коротких транзисторов MNOS (рис. 5, 6), то в них кривые эффекта поля, а также функция $N_{ss}(G)$ в области слабой инверсии имеют иной характер, в частности, плотность состояний обнаруживает отчетливо выраженную особенность в виде пика. Примечательно, что положение пика на оси G практически не зависит от температуры. В условиях Больцмановской статистики это означает, что энергетическое положение максимума N_{ss} изменяется по отношению к дну зоны проводимости пропорционально T , следовательно, пик не может быть связан с перезарядкой в условиях эффекта поля пограничных ловушек или дефектов. Отметим, что его появление также не может быть обусловлено концентрационной зависимостью подвижности электронов в инверсионном канале $\mu_c(n_c)$, которую мы полагаем слабой: измерения эффекта Холла показали, что при $T \geq 77$ К в режиме слабой инверсии μ_c определяется смешанным рассеянием электронов на фонах и заряженных поверхностных центрах, и поэтому слабо изменяется с n_c [17]. Иными словами, особенность плотности состояний в короткоканальном MNOS транзисторе не описывается в терминах пограничных состояний как "флуктуационного" происхождения [5], так и связанных с конкретными поверхностными центрами [8]. Особо подчеркнем то обстоятельство, что увеличение (примерно в 2 раза) концентрации встроенного заряда практически не влияет ни на положение пика N_{ss} на оси G , ни на характер зависимости проводимости канала от потенциала затвора, оказывающейся в области слабо открытого канала не экспоненциальной, а линейной (см. рис. 7).

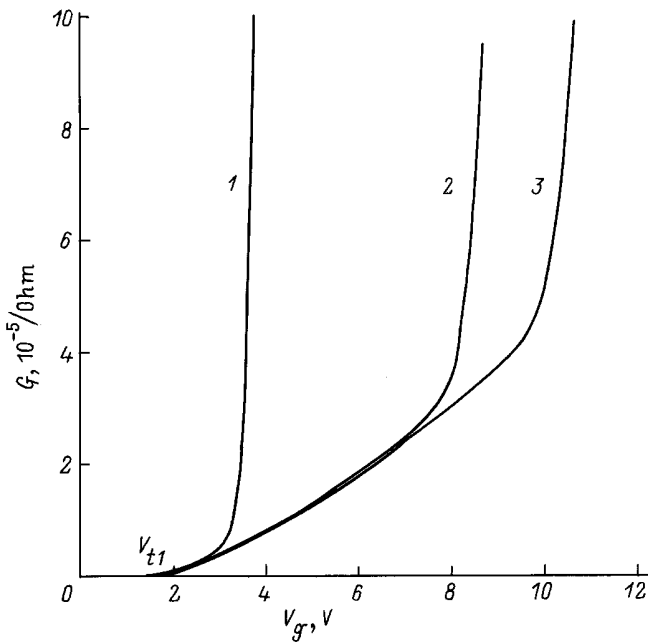


Рис. 7. Зависимость $G(V_g)$ для короткого Si-MNOS-транзистора при 77 К в условиях различного зарядового состояния границы раздела $\text{SiO}_2\text{-Si}_3\text{N}_4$ при $n_t, 10^{12} \text{ см}^{-2}$: 1 — 2.5, 2 — 5.3, 3 — 6.5.

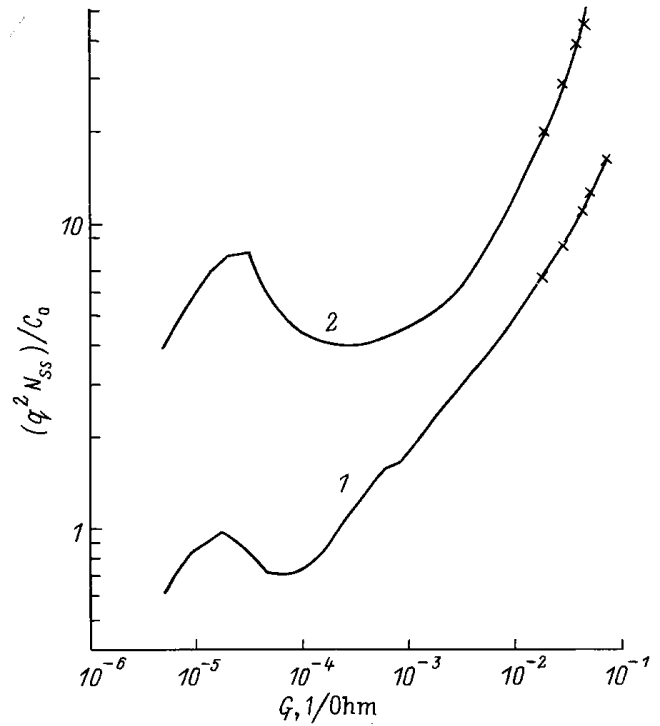


Рис. 8. Эффективная плотность состояний N_{ss} в зависимости от G для GaAs-AlGaAs-HEMT. $T, \text{ К}$: 1 — 300, 2 — 77.

Другим примером короткоканальных транзисторов с повышенной концентрацией заряженных центров вблизи электронного канала являются GaAs-AlGaAs-HEMT с тонким ($\approx 30 \text{ \AA}$) спейсером, в которых поверхностный ФП индуцируют ионизированные доноры слоя $n\text{-AlGaAs}$ (типичная их концентрация $N_d \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$). В рассматриваемых условиях $n_t \approx N_d^{2/3}$ [11], откуда $\Delta \approx 18 \text{ мэВ}$. На рис. 8 показана зависимость $N_{ss}(G)$ для HEMT с длиной затвора 0.6 мкм (ширина затвора 60 мкм, расстояние между истоком и стоком 3 мкм), изготовленных методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Как и в случае короткоканального транзистора Si-MNOS, функция плотности состояний обнаруживает пик в том же диапазоне значений $G \approx 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, отчетливо проявляющийся при 77 К ($\Delta \gg kT$) и слабо выраженный при комнатной температуре ($\Delta \approx kT$).

Несколько неожиданным оказалось обнаружение аналогичной особенности эффективной плотности состояний в полевых транзисторах с управляющим барьером Шоттки на основе GaAs (ПТШ), в которых канал формируется в легированном слое $n\text{-GaAs}$ и проводимость в общем случае имеет трехмерный характер. Между тем в ряде работ (см. [2]) отмечалось, что при достаточно больших обедняющих напряжениях подзатворная область канального слоя практически полностью обеднена электронами, за исключением границы его раздела с полупроводниковой подложкой, у которой и возникает квазидвумерный электронный канал. При этом электронный перенос осуществляется во флуктуацион-

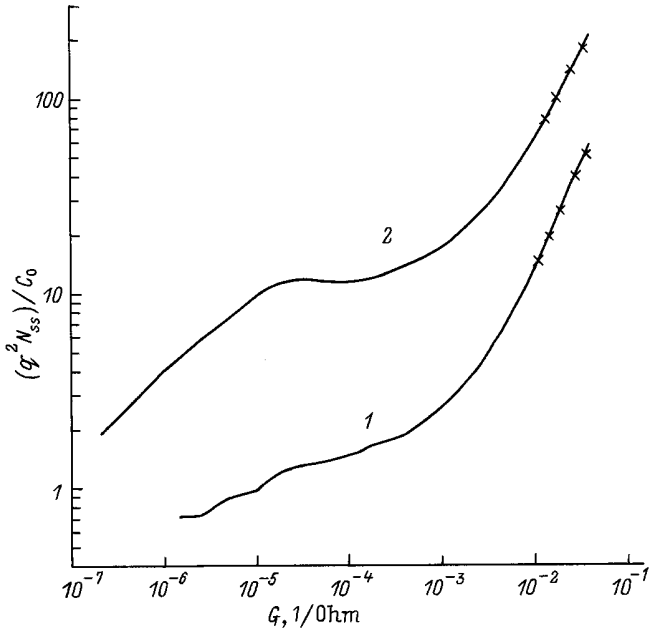


Рис. 9. То же, что и на рис. 8, но для полевого транзистора с барьером Шоттки на основе GaAs. *T, К:* 1 — 300, 2 — 77.

ном потенциале ионизированных доноров барьерного слоя, удовлетворяющего при 77 К и малых n_s критерию сильного ФП [18]. На рис. 9 приведена зависимость плотности состояний $N_{ss}(G)$ для GaAs-ПТШ (толщина канального слоя n -GaAs:Si — 0.15 мкм, концентрация доноров — $N_d \approx 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, длина затвора 0.8 мкм, ширина 200 мкм, расстояние между истоком и стоком 3 мкм). Она обнаруживает при 77 К отмеченную выше особенность в диапазоне $G \approx 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$, исчезающую при 300 К в условиях температурного перехода от сильного ФП к слабому.

Обсуждение результатов и выводы

Суммируем изложенное. За исключением двух случаев — слабого ФП (рис. 1, 2) и структур с большой длиной затвора (рис. 3, 4), в транзисторных структурах с повышенной концентрацией заряда в подзатворном диэлектрике возникает особенность в виде пика эффективной плотности состояний. Эта особенность выражена тем более отчетливо, чем ниже температура, выше концентрация встроенного заряда и короче канал. Безотносительно к изменению перечисленных параметров, а также толщины подзатворного диэлектрика и отношения длины затвора к его ширине этот пик наблюдается в одном и том же диапазоне значений $G \approx 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ Ом}^{-1} \approx q^2/h$, что приводит к выводу о проявлении квантовой природы проводимости короткоканальных транзисторов в условиях сильного ФП. Подтверждением этого вывода, в частности, является независимость проводимости слабо открытого инверсионного канала транзисторов Si-MNOS от концентрации

встроенного заряда (рис. 7), тогда как в классическом режиме проводимость G пропорциональна подвижности электронов, которая из-за рассеяния на поверхностных заряженных центрах падает с увеличением n_t [19]. Иными словами, в этом режиме следовало бы ожидать уменьшения наклона соответствующих зависимостей в области слабой инверсии.

Рассмотрим экспериментальные данные, относящиеся к транзистору Si-MNOS (рис. 5, 6), в котором из-за высокой концентрации встроенного заряда обнаруженные эффекты проявляются даже при комнатной температуре. Зависимость N_{ss} на левом склоне пика изменяется с G по степенному закону с показателем степени $\alpha \approx 1$ (т.е. $G \propto V_g + \text{const}$), что характерно для сильной инверсии, когда ФП практически полностью экранирован (7). Иными словами, левый склон пика как бы является параллельным переносом зависимости $N_{ss}(G)$ из области сильной инверсии ($G \geq 10^{-4} \text{ Ом}^{-1}$) в область слабой ($G \leq 10^{-5} \text{ Ом}^{-1}$). Такая ситуация может наблюдаться при параллельном подключении 2 транзисторов с одинаковой длиной затвора, первый из которых имеет более низкое пороговое напряжение V_{t1} (рис. 7) и более узкий (примерно в 200 раз) канал по данным рис. 5, 6. Именно появление такого дополнительного канала с пониженным напряжением порога обуславливает особенность эффективной плотности состояний, тем более отчетливую, чем сильнее разнесены пороги этих каналов.

Физическая картина возникновения дополнительного канала проводимости выглядит, на наш взгляд, следующим образом. В условиях сильного ФП ($\Delta \gg kT$) подзатворная поверхность полупроводника представляет собой совокупность микроскопических областей размером порядка радиуса экранирования флуктуаций потенциала $R_s \approx \min\{d; (n_t/\pi)^{1/2}/n_s\}$ [5–7]. Каждая из областей характеризуется некоторым значением локального потенциала, флуктуирующим от области к области в пределах амплитуды ФП, оценку которой дает среднеквадратичное отклонение потенциала от средней величины

$$\delta\varphi = (\Delta/q) [\ln(1 + R_s^2 z^2)]^{1/2}, \quad (8)$$

где z — среднее расстояние между плоскостями электронного канала и встроенного заряда; для системы MNOS $z \approx 30 \text{ \AA}$ — толщина слоя SiO_2 . На практике, например, при малых n_s , $R_s \approx d$ и на порядки превышает длину волны электронов, поэтому области можно характеризовать локальной электропроводностью σ , имеющей экспоненциально сильный разброс по поверхности канала: $\delta(\ln \sigma) \approx q\delta\varphi/kT \gg 1$. В этих условиях проводимость оказывается перколяционной [3], т.е. существуют стационарные траектории электронного переноса, образующие в системах неограниченных размеров так называемый бесконечный перколяционный кластер, в нашем случае — двумерную сетку, характерный размер ячеек которой определяется корреляционной длиной

$$L_c \approx R_s(q\delta\varphi/kT) \gg R. \quad (9)$$

Очевидно, что образец можно рассматривать как неограниченный лишь в ситуации, когда его размеры много больше L_c . Как показывает оценка, величина L_c для структур MNOS приближается к единицам мкм, что соизмеримо с длиной затвора транзисторов (5 мкм), следовательно, в их проводимости могут проявиться мезоскопические эффекты.

Особо отметим, что ширина рассматриваемых объектов много больше их длины. Согласно результатам работ, посвященных изучению мезоскопии в полупроводниковых структурах малой длины,¹ в этой ситуации доминирующую роль в проводимости играют относительно редкие случайные низкоомные цепи, образуемые соседствующими областями с проводимостью, существенно превышающей проводимость неограниченного образца, которые закорачивают промежуток между токовыми электродами (исток и сток).

Мы полагаем, что именно этот механизм определяет в нашем случае проводимость транзисторов в условиях сильного ФП, в частности — возникновение дополнительного канала с низким пороговым напряжением. Представляется, что статистические флуктуации плотности встроенных зарядов образуют в канале транзисторов области с пониженным локальным потенциалом, объединяющиеся в низкоомную цепь — потенциальный желоб. Звенья этой цепи соединены посредством перевалов, расположенных по энергии гораздо ниже (в единицах kT), чем уровень среднего поверхностного потенциала, определяющий перколяционный уровень в неограниченном образце. На ранних стадиях формирования инверсионного канала, когда концентрация электронов на уровне энергии, отвечающем среднему поверхностному потенциалу, экспоненциально мала, проводимость такого желоба на порядок превышает проводимость бесконечного перколяционного кластера. Электроны, заполняющие в режиме предельно слабой инверсии наиболее глубокие потенциальные ямы, в том числе те из них, которые образуют данный желоб, естественно увеличивают его проводимость, лимитируемую энергетическим положением самой высокой области его дна. Если размеры этой области соизмеримы с длиной волны электронов, то в условиях вырождения ее проводимость $G_* = 2q^2/h$ [21], а в отсутствие вырождения она определяется вероятностью заселения соответствующего уровня и, следовательно, имеет активационный характер $G \approx G_* \exp(-\varepsilon/kT)$, где ε — энергетический зазор между данным уровнем и уровнем Ферми. В этой ситуации, очевидно, зависимость $G(V_g)$ в определенном смысле является универсальной.

С увеличением V_g проводимость желоба возрастает, асимптотически стремясь к величине G_* , достигаемой в условиях вырождения. В этой ситуации, однако, из-за возрастания концентрации электронов в силу вступают эффекты нелинейного экранирования, обуславливающие резкое уменьшение радиуса экранирования R_c

¹ Как правило, в режиме прыжковой проводимости (см., например, [3,13,14,20] и библиографию к ним).

и амплитуды ФП (8), что сопровождается уменьшением корреляционной длины (9). В результате система постепенно трансформируется из перколяционной в эффективную, проводимость которой определяется концентрацией электронов на уровне среднего поверхностного потенциала [5], что в условиях экспериментов отвечает переходу от левой возрастающей ветви функции $N_{ss}(G)$ к аналогичной правой. В этом, на наш взгляд, заключается основная причина того обстоятельства, что обнаруженная особенность наблюдается в различных образцах в одном и том же диапазоне $G \approx G_*$ безотносительно к геометрии, температуре и величине n_t .

Отметим, в заключение, что идентичность кривых эффекта поля для слабо открытых каналов (рис. 7), т.е. независимость функции $G(V_g)$ от концентрации встроенного заряда, приводит к выводу о принципиальной возможности создания нового класса воспроизводимых радиационно стойких короткоканальных транзисторов на основе электронных систем пониженной размерности с экстремально сильным флуктуационным потенциалом.

Авторы признательны Е.З. Мейлихову и А.А. Снарскому за дискуссии.

Работа выполнена при поддержке Межотраслевой научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-052), фонда Международной Ассоциации INTAS (грант 93-1403) и Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-18429-а).

Список литературы

- [1] А.А. Кальфа, А.С. Тагер. В кн.: *Многослойные полупроводниковые структуры и сверхрешетки* (Горький 1985).
- [2] М. Шур. *Современные приборы на основе арсенида галлия* (М., Мир, 1991).
- [3] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Мир, 1979).
- [4] J.R. Brews. *J. Appl. Phys.*, **46**, 2181 (1975).
- [5] В.А. Гергель, Р.А. Сурис. *ЖЭТФ*, **84**, 719 (1983).
- [6] В.А. Гергель, Г.В. Шпатаковская. *ЖЭТФ*, **102**, 640 (1992).
- [7] A.L. Efros, F.G. Pikus, V.G. Burnett. *Phys. Rev. B*, **47**, 2233 (1993).
- [8] E.N. Nicollian, J.R. Brews. *MOS Physics and Technology* (N. Y., Williy, 1982).
- [9] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984) т. 1.
- [10] В.А. Гергель, А.Н. Соляков. *ФТП*, **17**, 1016 (1983).
- [11] А.С. Веденеев, В.А. Гергель, А.Г. Ждан, В.Е. Сизов. *Письма ЖЭТФ*, **58**, 368 (1993).
- [12] Б.А. Аронзон, А.С. Веденеев, А.Г. Ждан, В.В. Рыльков. *Микроэлектроника*, **24**, 452 (1995).
- [13] A.O. Orlov, M.E. Raikh, I.M. Ruzin, A.K. Savchenko. *Sol. St. Commun.*, **72**, 169 (1989).
- [14] A.S. Rylik, A.O. Orlov, E.I. Laiko. *Phys. Low-Dim. Structur.*, № 3, 67 (1994).
- [15] А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан. *ФТП*, **26**, 2017 (1992).

- [16] А.С. Веденеев, А.Г. Гайворонский, А.Г. Ждан. ПТЭ, № 2, 246 (1992).
- [17] М.А. Байрамов, А.С. Веденеев, А.Г. Ждан, Б.С. Шамхалова. ФТП, **23**, 1618 (1989).
- [18] А.В. Орлов, А.К. Савченко, Б.И. Шкловский. ФТП, **23**, 1334 (1989).
- [19] М.А. Байрамов, А.С. Веденеев, А.Г. Ждан. ФТП, **23**, 2122 (1989).
- [20] A.I. Yakimov, N.P. Stepina, A.V. Dvurechenskii. Phys. Low-Dim. Structur., № 6, 75 (1994).
- [21] Л.И. Глазман, Л.И. Лесовик, Д.Е. Хмельницкий, Р.И. Шехтер. Письма ЖЭТФ, **48**, 239 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Manifestation of percolation conductivity of short-channel field-effect transistors in spectrum of shallow interface states

B.A. Aronzon, D.A. Bakaushin, A.S. Vedeneev,
V.V.Ryl'kov, V.E. Sizov

Kurchatov's Institute,
123182 Moscow, Russia

Abstract The effective density of shallow interface States N_{ss} was investigated in temperature range $T = 77 \div 300$ K using the field effect method in short-channel ($0.5 \div 5 \mu\text{m}$) Si-MNOS and GaAs FETs with high (more then 10^{12} cm^{-2}) concentration of built-in charge at the under-gate insulator. A peak-shape peculiarity of the N_{ss} was found, which manifests itself more distinctly if the T is lower, concentration of the built-in charge is higher, and the gate length is shorter. The peak was observed at the channel conductance $G \sim q^2/h$ regardless of variation of these parameters as to variation of the under-gate insulator thickness and the channel length to width ratio. It means that the peak energy depth ($\sim 40 \div 120$ meV) varies with the T proportionally to the last, that contradicts to understanding of the interface states caused by both the fluctuation potential (FP), and surface defects or traps. The results are interpreted in frames of the percolation theory applied to conductivity of strongly disordered systems. The N_{ss} peculiarity is associated with transition from conductivity of the 2D effective solid taking place when the FP is strongly screened by surface electrons to the one over a quasi — 1D potential trough organized by local regions with reduced surface potential taking place when the FP becomes strong.