

ЭВОЛЮЦИЯ ПРИМЕСНОЙ ЗОНЫ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ЭФФЕКТЕ ПОЛЯ В СЛАБОКОМПЕНСИРОВАННОМ КРЕМНИИ С ВЫСОКИМ УРОВНЕМ ЛЕГИРОВАНИЯ

А.С.Веденев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан, А.Моделли*, В.В.Рыльков, Ю.Я.Ткач

Институт радиотехники и электроники РАН
141120 Фрязино, Московская обл., Россия

* А. Modelli, SGS-THOMSON Microelectronics,
20041 Agrate Brianza, Milano, ITALY

Поступила в редакцию 4 июля 1994 г.

После переработки 24 августа 1994 г.

Обнаружено, что при низкотемпературном эффекте поля в Si:B с концентрацией бора $10^{17 \div 18} \text{ см}^{-3}$ поверхностные каналы проводимости формируются при относительно высоких напряжениях полевого электрода, изменяющихся с уровнем легирования. Показано, что при обеднении поверхности Si дырками эффект связан с генерацией флуктуационного потенциала вследствие перезарядки примеси, а при обогащении – с заполнением верхней зоны Хаббарда в условиях квантования дырочного газа.

Низкотемпературные особенности формирования каналов проводимости на поверхности полупроводников при эффекте поля (ЭП) существенно связаны с проявлениями флуктуационного потенциала (ФП), в частности, с заполнением локализованных состояний, возникающих в минимумах потенциального рельефа [1,2]. Представления об эффектах ФП развиты преимущественно в отношении границы раздела "слабо легированный полупроводник – диэлектрик", потенциал которой флуктуирует вследствие хаотичности распределения заряженных центров в диэлектрике [1,3,4]. Покажем, что при высоком уровне легирования полупроводника низкотемпературный ЭП приобретает иной физический характер, определяемый существованием примесной зоны и эволюцией ее структуры вследствие квантования электронного газа и/или генерации ФП при перезарядке легирующей примеси.

В конфигурации ЭП исследовались тонкие (0,5 мкм) слои *p*-Si ($N_a \approx 1 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), снабженные двумя *p*⁺-контактами; слои формировались на (100) *n*-Si подложке ($N_d \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) ионной имплантацией бора. Полевой электрод с размерами $100 \times 100 \text{ мкм}$ из поликремния изолировался от *p*-Si слоем термического окисла толщиной 620 Å. Технология изготовления образцов описана в [5].

По методике [6] измерялась электропроводность *p*-слоя σ в функции от потенциала полевого электрода V_g . Эти зависимости (рис.1) демонстрируют возникновение при ЭП поверхностного канала обогащения ($V_g < V_{min}$), а в режиме обеднения ($V_{min} < V_g < V_I$) – канала прыжкового транспорта по примесям бора, проявляющегося в области температур $T = 6 \div 300 \text{ К}$ [7]. Здесь V_{min} – напряжение плоских зон, отвечающее минимуму кривых $\sigma(V_g) = \sigma_{min}$ [7], V_I – напряжение инверсии, которое по оценке в приближении Шоттки составляет 3 и 10 В для $N_a \approx 1 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

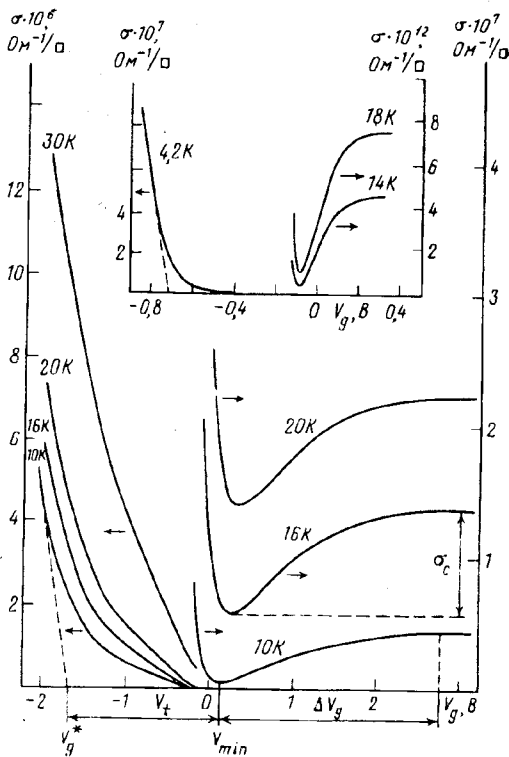


Рис.1

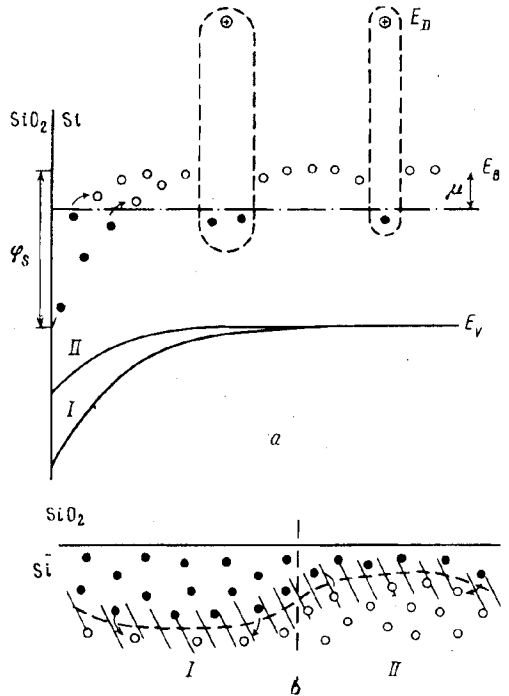


Рис.2

Рис.1. Электропроводность слоя p -Si в функции от потенциала полевого электрода при различных температурах для $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (на вставке)

Рис.2. Поверхностный слой Si в режиме обеднения: a – зонная диаграмма, b – пространственное расположение ионизированных и нейтральных атомов бора в плоскости, перпендикулярной поверхности Si; I и II – соседние области с различным поверхностным изгибом зон, заштрихованная область – канал прыжкового транспорта

Поверхностная прыжковая проводимость $\sigma_c = \sigma(V_g) - \sigma_{min}$ сначала возрастает с V_g , а затем выходит на плато. В [7] такое поведение $\sigma_c(V_g)$ объяснялось увеличением концентрации электронов на атомах бора вплоть до пересечения уровня бора с уровнем Ферми. Если следовать [7], то можно ожидать, что кривая $\sigma_c(V_g)$ выйдет на плато при поверхностном изгибе зон $\varphi_s \approx \mu + \epsilon_c$, где $\mu = 0,61q^2/R_a\kappa$ – положение уровня Ферми, отсчитанное от уровня бора в объеме Si, R_a – межпримесное расстояние, κ – диэлектрическая проницаемость Si, $\epsilon_c \approx E_F R_a$ – энергия активации σ_c , E_F – электрическое поле области пространственного заряда (ОПЗ), формируемой 2-комплексами [8] с концентрацией N_d . Поскольку концентрация зарядов в ОПЗ равна N_d при $\varphi_s < \mu$ и N_a при $\varphi_s > \mu$, то изгибу зон $\varphi_s \approx \mu + \epsilon_c$ в пределе $T \rightarrow 0$ отвечают поверхностная плотность электронов $n_s \approx (\kappa/2\pi q)^{1/2}(\epsilon_c N_a + \mu N_d)^{1/2}$ [1] и потенциал полевого электрода $V_{gs} \approx 4\pi q n_s d_0 / \kappa_0$ (κ_0 – диэлектрическая проницаемость SiO_2). Для $N_a \approx 1 \cdot 10^{17}$ и $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ имеем $V_{gs} \approx 0,16$ и $0,4 \text{ В}$, соответственно. В действительности (рис.1) область формирования ϵ_c -канала растянута по оси V_g гораздо сильнее: $\Delta V_g \approx 0,5 \text{ В}$ ($N_a \approx 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $2,5 \text{ В}$

($N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Это указывает на проявление ФП, не связанного, однако, с зарядами в окисле, поскольку ΔV_g возрастает с увеличением N_a , тогда как плотность заряда в диэлектрике для этих образцов, изготовленных по единой технологии, примерно одинакова и составляет $n_t \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ [5].

Этот ФП естественно ассоциировать с изменением зарядового состояния бора, ибо известно [8], что при наличии зарядов в полупроводнике, например из-за компенсации, уровни основной примеси распределены по энергии и образуют примесную зону. В частности, при $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $N_d \approx 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ уровни бора локализованы в энергетической полосе $W \approx 1 \text{ мЭВ}$. Очевидно, заполнение при ЭП атомов бора электронами будет приводить к возникновению ФП, то есть сопровождаться расширением энергетической полосы W , характеризующей примесную зону бора вблизи максимума ее плотности. При этом σ_c будет возрастать до тех пор, пока вся примесная зона вблизи поверхности Si не окажется под уровнем Ферми, так как при этом число состояний в области пересечения зоны с уровнем Ферми достигает максимума (см. рис.2а).

Теперь с учетом уширения примесной зоны оценим потенциал полевого электрода, при котором σ_c выходит на плато. Поскольку W ограничена сверху величиной порядка кулоновской энергии взаимодействия соседних атомов бора [8], полагаем $\varphi_s \approx \mu + W_{max}$, где $W_{max} \sim a^2/R_a \kappa$. В частности, для $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ $W_{max} \approx 18 \text{ мЭВ} \gg \epsilon_c \approx 1,6 \text{ мЭВ}$ [7], то есть в этих условиях σ_c достигает плато при более сильном изгибе зон. Считая плотность распределения состояний примесной зоны в полосе W_{max} равномерной, находим $n_s \approx (\kappa/2\pi q)^{1/2} (2W_{max} N_a + \mu N_d)^{1/2}$ и потенциал полевого электрода $V_{gs} \approx 4\pi q n_s d_0 / \kappa_0 \approx 0,4 \text{ В}$ ($1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$) и $2,0 \text{ В}$ ($1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Эта оценка близка к значениям $\Delta V_g \approx 0,5$ и $2,5 \text{ В}$ (рис.1), следовательно, затягивание области формирования ϵ_c -канала по оси V_g связано с ФП, генерируемом при заполнении примесей бора электронами.

Между тем возникает вопрос о причине расхождения ϵ_c и W_{max} , поскольку обычно $\epsilon_c \approx W_{max}$ [8]. По-видимому, это – следствие характера ФП, являющегося по своей природе плавным: радиус экранирования ФП, определяемый в отсутствие свободных носителей заряда в полупроводнике толщиной диэлектрика [4], много больше межпримесного расстояния R_a . Поэтому поверхность Si естественно представить в виде совокупности макроскопических (в масштабе R_a) областей с однородным изгибом зон φ_s . При этом в соседних областях φ_s может различаться в пределах величины $\sim W_{max}$, однако энергетический барьер для прыжков электронов во всех областях приблизительно одинаков, поскольку при $\varphi_s \geq \mu$ он определяется величиной μ и концентрацией 2-комплексов [7]. Рис.2 качественно иллюстрирует рассматриваемую картину на примере двух соседних областей с различным поверхностным потенциалом: увеличение локального φ_s приводит к удалению канала прыжкового транспорта (заштрихованная область) от поверхности Si, но не влияет на электрическое поле ОПЗ на границе, разделяющей ионизированные и нейтральные атомы примеси.

Таким образом, представления об индуцируемом плавном ФП позволяют объяснить как сильное размытие области формирования ϵ_c -канала, так и малую энергию активации прыжковой проводимости.

Обратимся теперь к режиму обогащения ($V_g < V_{min}$), в котором кривые $\sigma(V_g)$ обнаруживают при низких T дополнительный порог проводимо-

сти $V_t = V_{min} - V_g^*$, где V_g^* определяется экстраполяцией линейного участка зависимости $\sigma(V_g)$, наблюдаемого в области вырождения дырочного газа, до пересечения с осью V_g (рис.1). В этих условиях, казалось бы, бор в основном нейтрален, поэтому дополнительный порог может быть обусловлен только ФП, индуцированным зарядами в окисле [4]. Учитывая, однако, что V_t зависит от N_a (рис.1), особенности формирования дырочного канала следует связать с иными эффектами, а именно, - с заполнением состояний A^+ -зоны (верхней зоны Хаббарда [8]) и квантованием дырочного газа в валентной зоне. Действительно [1], для возникновения дырочного канала обогащения необходимо, чтобы уровень Ферми приблизился к потолку квантовой подзоны (рис.3). При этом изгиб зон в слое ОПЗ, сформированном при заполнении A^+ -зоны, $\delta\varphi = (2\pi q^2/\kappa)p_s^2/N_a$, должен совпадать с энергией квантового уровня $\epsilon_0 = (\hbar^2/2m)^{1/3}[(9\pi/8)qE_s]^2/3$ [1]; здесь p_s - плотность заряда в A^+ -зоне, $E_s = (4\pi q/\kappa)p_s$ - поле на поверхности Si. Приравнявая $\delta\varphi$ к ϵ_0 , находим $p_s \approx 1,5 \cdot 10^{11}$; $8,1 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и пороговое напряжение $V_t = 4\pi q p_s d_0/\kappa_0 \approx 0,42$; $2,2 \text{ В}$ для $N_a \approx 1 \cdot 10^{17}$; $1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, соответственно, что согласуется с экспериментальными значениями V_t (рис.1).

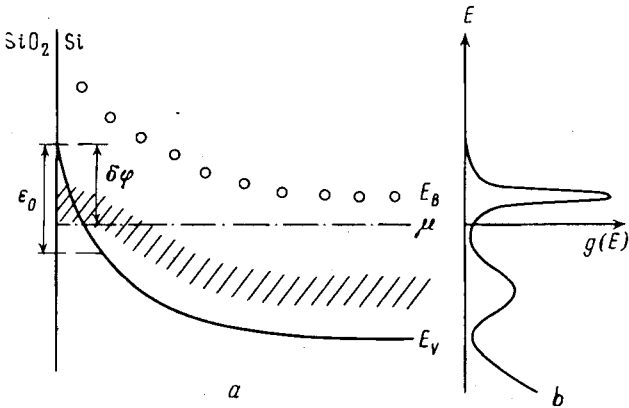


Рис.3. Зонная диаграмма ОПЗ в режиме обогащения (а) и плотность состояний в объеме Si (б); штрихпунктирная линия - уровень Ферми, сплошная линия - ход потенциала ОПЗ, пунктирная линия - потолок дырочной квантовой подзоны, заштрихованная область - состояния A^+ -зоны

Зависимость $\sigma(V_g)$ подтверждает справедливость нашего подхода. Для возникновения порогового напряжения $V_t \approx 2 \text{ В}$ (образец с $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$) необходим заряд в окисле с плотностью $n_t \approx 8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, индуцирующей ФП с энергетическим масштабом $\Delta \approx 20 \text{ мэВ} \gg kT$, при котором следует ожидать экспоненциальную зависимость σ от V_g в допороговой области [2,4,9]. Фактически же (рис.1) при $V_g > -2 \text{ В}$ σ изменяется с V_g линейно, что характерно для проявлений слабого ФП ($0,5 < \Delta/kT < 2$, $\Delta < 1 \text{ мэВ}$) [2,9], которому отвечает $V_t < 0,4 \text{ В}$. С другой стороны, при $N_a \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ существует полоса делокализованных A^+ -состояний [10], проводимость по которой может доминировать при низких температурах и малых изгибах зон. В этих условиях зависимость $\sigma(V_g)$ в допороговой области должна быть линейной, а ее наклон определяется подвижностью дырок в A^+ -зоне. В образце с $N_a \approx 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ при $T = 6,3 \text{ К}$ эффективная подвижность дырок, $(d\sigma/dV_g)(4\pi d_0/\kappa_0) \approx 11 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, близка к их подвижности в A^+ -зоне ($\approx 13 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$), найденной в [10] по температурной зависимости ϵ_2 -проводимости Si:B с тем же уровнем легирования.

Отметим в заключение, что поведение $\sigma(V_g)$ свидетельствует о влиянии квантования дырочного газа в валентной зоне на энергетическое положение A^+ -состояний бора. В этом случае A^+ -уровни на поверхности Si, как и в

объеме, остаются "мелкими", то есть близкими к потолку квантовой подзоны, а не следуют за ходом потенциала ОПЗ (рис.3). В противном случае, из-за высокой энергии квантования ($\epsilon_0 \simeq 50$ мэВ для $N_a \simeq 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$), проводимость по A^+ -зоне с изменением V_g выходила бы на плато, характерное для проводимости по нижней зоне Хаббарда.

-
1. Т.Андо, Ф.Фаулер, Ф.Стерн. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985 (T.Ando, A.Fowler, and F.Stern, Rev. Mod. Phys. **54**, 437 (1982)).
 2. А.С.Веденеев, В.А.Гергель, А.Г.Ждан, В.Е.Сизов, Письма в ЖЭТФ **58**, 368 (1993).
 3. J.R.Brews, J. Appl. Phys. **46**, 2181 (1974).
 4. В.А.Гергель, Р.А.Сурис, ЖЭТФ **84**, 719 (1983).
 5. S.Manzini and A.Modelli, J. Appl. Phys. **65**, 2361 (1989).
 6. А.С.Веденеев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан, ПТЭ **2**, 246 (1992).
 7. А.С.Веденеев, А.Г.Гайворонский, А.Г.Ждан и др., Письма в ЖЭТФ **57**, 641 (1993).
 8. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных полупроводников. М.: Наука, 1979.
 9. В.А.Гергель, Г.В.Шпатаковская, ЖЭТФ **84**, 719 (1992).
 10. Ф.М.Исмагилова, Л.Б.Литвак-Горская, Г.Я.Луговая и др., ФТП **25**, 255 (1991).