

# Влияние неоднородности толщины диэлектрика на переключение туннельной МОП структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si при обратном смещении

© С.Э. Тягинов, М.И. Векслер, А.Ф. Шулекин<sup>¶</sup>, И.В. Грехов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 25 мая 2005 г. Принята к печати 30 июня 2005 г.)

Проведены расчеты вольт-амперных характеристик обратно смещенной МОП структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si с учетом неоднородности распределения толщины окисла по площади при номинальной толщине 1–3 нм. Известно, что в определенном диапазоне средних толщин SiO<sub>2</sub> характеристики имеют S-образную форму, свидетельствуя о бистабильности прибора. Предсказан сдвиг напряжений удержания и включения, связанный с наличием статистического разброса толщины. Под действием электрического стресса среднеквадратичное отклонение толщины SiO<sub>2</sub> увеличивается; это приводит к сдвигу напряжений переключения в сторону больших значений. Расчеты дополнены экспериментальными данными.

PACS: 73.40.Qv

## 1. Введение

В современных полевых транзисторах в качестве затворного диэлектрика могут использоваться пленки диоксида кремния со средней (номинальной) толщиной  $d_n < (2-3)$  нм [1], несмотря на протекание значительного туннельного тока. В данном диапазоне величины  $d_n$  существенное значение приобретает статистический разброс толщины  $d$ , характеризующийся среднеквадратичным отклонением  $\sigma_d$ .

Естественно ожидать, что ввиду сильной зависимости прозрачности туннельных барьеров от  $d$  ток концентрируется в наиболее тонких местах пленки SiO<sub>2</sub>. Подробная информация об изменениях туннельных токов при  $\sigma_d \neq 0$  представлена в [2–5].

Цель настоящей работы состоит в анализе одного из следствий таких изменений, а именно, влияния разброса толщины окисла на параметры S-образности вольт-амперных характеристик (ВАХ) туннельной структуры металл–окисел–полупроводник (МОП) Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si при обратном смещении („+“на Si). Бистабильность указанной структуры связана с наличием положительной обратной связи за счет оже-генерации<sup>1</sup> неосновных носителей (дырок) горячими электронами, инжектируемыми из металла [6].

Эффект бистабильности и — более широко — внутренней обратной связи по току в МОП структуре нашел применение в оже-транзисторе с туннельным МОП эмиттером и индуцированной базой [7], где дополнительная генерация неосновных носителей снижает базовый ток и повышает усиление. Этот прибор может быть использован как логический элемент; он топологически идентичен p-канальному полевому транзистору (со стоком и истоком, соединенными вместе) и, следовательно,

<sup>1</sup> Термин „оже-генерация“, как и „ударная ионизация“, означает рождение новой электронно-дырочной пары горячим электроном. Однако оже-генерация предполагает участие изначально горячего (инжектированного) электрона, а при ударной ионизации электрон разогревается полем в той же области, где пара создается.

<sup>¶</sup> E-mail: shulekin@mail.ioffe.ru  
Fax: +7(812) 2479123

совместим с МОП технологией. Другим, не менее важным, аспектом его применения является использование как инструмента для изучения туннельных токов в МОП структуре, а также параметров энергетической релаксации горячих электронов в кремнии.

Рассматриваемые в работе диодные структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si могут считаться оже-транзисторами со свободной базой. Все результаты относятся к приборам, линейные размеры которых велики в сравнении с характерной длиной изменения толщины SiO<sub>2</sub> [5].

## 2. Вольт-амперная характеристика туннельной МОП структуры с учетом распределения толщины

Для расчета ВАХ приборов, имеющих конечную величину  $\sigma_d$ , используется модель туннельной МОП структуры с однородным диэлектриком [8], объединенная со статистическим описанием распределения толщины пленки SiO<sub>2</sub>.

Как уже отмечалось, мерой статистического разброса толщины окисла  $d$  является среднеквадратичное отклонение  $\sigma_d$ , типичные значения которого лежат в диапазоне 0.1–0.3 нм [1,4]. Мы примем, что толщина  $d$  ( $d > 0$ ) подчиняется нормальному распределению

$$\Gamma(d, d_n, \sigma_d) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_d} \exp\left[-\frac{(d - d_n)^2}{2\sigma_d^2}\right]. \quad (1)$$

В области  $d < 0$  распределение доопределено нулями; связанная с этим неточность нормировки для реальных величин  $d_n$  и  $\sigma_d$  крайне мала.

Для каждой секции прибора (с локальной толщиной  $d$ ) с помощью модели [8] при фиксированном напряжении на структуре  $V$  можно рассчитать зонную диаграмму структуры, найти токи, а также все необходимые электростатические параметры, в частности разность квазиуровней Ферми для дырок и электронов в кремнии  $qU_{bc} = E_{Fp} - E_{Fn}$  ( $q$  — заряд электрона,  $U_{bc}$  — напряжение база–коллектор).

Инверсионный слой считается эквипотенциальным, т. е. принимается, что  $p$ -канал обладает идеальной проводимостью во всех случаях, обеспечивая зарядовую связь различных секций прибора. При заданном напряжении на диоде  $V$  может существовать несколько состояний с различными значениями потенциала инверсного слоя. Эти состояния определяются из условия баланса неосновных носителей [4]:

$$\int [j_h + j_e(M - 1) + j_{th} + j_{diff}]dS = 0, \quad (2)$$

где  $j_e$  и  $j_h$  — локальные туннельные токи электронов и дырок,  $j_{th} = qwG$  — ток термогенерации в Si,  $j_{diff}$  — ток перехода база–коллектор, возникающий из-за  $U_{bc} \neq 0$ . Через  $G$  обозначен темп термогенерации (использовано  $G = 10^{18} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ), через  $w$  — ширина области обеднения,  $q$  — заряд электрона. Интегрирование ведется по площади прибора  $S$ .

Для вычисления  $j_e$  и  $j_h$  используются хорошо известные формулы (Приложение I, см. также [8]). Величины разрывов зон на границе Si/SiO<sub>2</sub> составляют  $\chi_e = 3.15$  эВ и  $\chi_h = 4.73$  эВ, а высота барьера Al/SiO<sub>2</sub> равна  $\chi_m = 3.17$  эВ. Принятые эффективные массы носителей в SiO<sub>2</sub>: для электронов  $m_{le} = 0.42m_0$  [9], для дырок  $m_{lh} = 0.32m_0$  (среднее между  $0.28m_0$  из [10] и  $0.34$ – $0.37m_0$  из [11]).

Коэффициент умножения учитывает суммарный вклад оже- и ударной ионизации:

$$M = (P + 1)(\gamma + 1). \quad (3)$$

Квантовый выход оже-процесса рассчитывается как

$$P = \frac{1}{j_e} \int \frac{dj_e}{dE} P_{\text{Auger}}(E) dE \approx P_{\text{Auger}}(E_e), \quad (4)$$

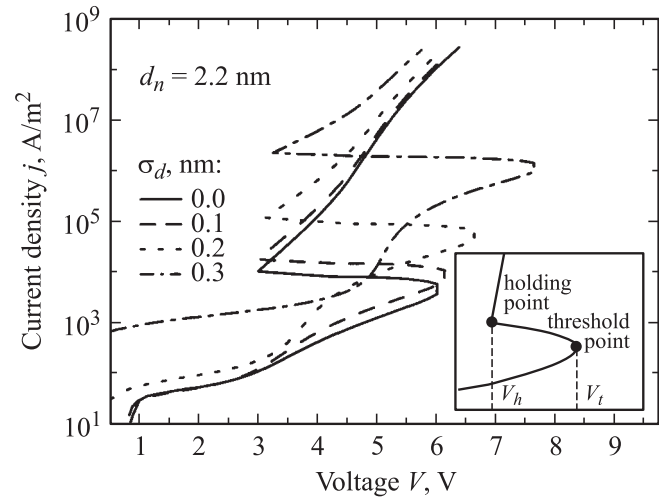
где  $E$  — энергия горячих электронов после прохождения инверсного слоя, отсчитываемая от края зоны проводимости Si. Для электрона, инжектированного с уровня Ферми металла,  $E = E_e = qU + \chi_e - \chi_m + \Delta E_{\text{inv}}$ , где  $\Delta E_{\text{inv}}$  — вклад инверсного слоя в поверхностный потенциал [8], а  $U$  — напряжение на окисле. Функция  $P_{\text{Auger}}(E_e)$  табулируется согласно [12].

Квантовый выход ударной ионизации определяется как

$$\gamma = \frac{a_0 q N_d w^2}{b_0 \epsilon_0 \epsilon_s} \exp\left(-\frac{b_0 \epsilon_0 \epsilon_s}{q N_d w}\right), \quad (5)$$

где  $N_d$  обозначает концентрацию доноров,  $\epsilon_s$  — диэлектрическая проницаемость Si,  $\epsilon_0$  — электрическая постоянная. Используются значения коэффициентов  $a_0 = 4.05 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$  и  $b_0 = 10^6 \text{ В/см}$  (см. [13], гл. 1).

Переходя в (2) от интегрирования по площади к интегрированию по всевозможным значениям  $d$ , взвешенным



**Рис. 1.** Теоретические вольт-амперные характеристики туннельной МОП структуры при обратном смещении, рассчитанные с учетом неоднородности распределения толщины SiO<sub>2</sub> по площади.  $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . На вставке — участок ВАХ, где введены обозначения напряжения переключения  $V_t$  и напряжения удержания  $V_h$ .

с гауссовой функцией распределения (1), имеем

$$\int_0^{+\infty} \{j_h(d) + j_e(d)[M(d) - 1] + j_{th}(d) + j_{diff}(d)\} \Gamma(d, d_n, \sigma_d) \delta d = 0. \quad (6)$$

В этой формуле дифференциал обозначен символом  $\delta$  во избежание путаницы с локальной толщиной.

На рис. 1 изображено семейство S-образных ВАХ, полученных для одной номинальной толщины  $d_n = 2.2$  нм и различных значений  $\sigma_d$ . Переключение между выключенным (OFF-state) и включенным (ON-state) состояниями начинается при напряжении переключения  $V_t$  (threshold voltage). Напряжение, разделяющее нестабильную область отрицательного дифференциального сопротивления и область включенных состояний (см. вставку на рис. 1), называется напряжением удержания  $V_h$  (holding voltage). Оба эти напряжения увеличиваются с ростом  $\sigma_d$ . Например, при наибольшем из представленных на рис. 1 значениях  $\sigma_d = 0.3$  нм по сравнению с  $\sigma_d = 0$  сдвиг напряжения включения превышает 1.5 В, в то время как напряжение удержания увеличивается менее значительно — примерно на 0.25 В.

На кривых, в особенности отвечающих большим  $\sigma_d$ , заметен дополнительный излом в выключенном состоянии, который, однако, не представляет специального интереса для предмета работы. Дело в том, что при наличии разброса толщины основной вклад в полный ток дают тонкие области, а при вычислениях для меньших  $d_n$  ( $\sim 1.2$ – $1.5$  нм) и  $\sigma_d = 0$  получается такой же излом. Он отвечает началу роста напряжения на окисле  $U$  и, следовательно, резкому росту тока инжекции; при

меньших смещениях  $V$  поставка дырок внутренними источниками оказывается недостаточной для влияния на это напряжение.

### 3. Экспериментальные вольт-амперные характеристики. Анализ результатов

В данной работе были использованы туннельные МОП диоды Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si, изготовленные на подложке из легированного фосфором n-Si. Тонкий слой SiO<sub>2</sub> был выращен в сухой смеси O<sub>2</sub> (20%) и N<sub>2</sub> при температуре 700°C; средняя толщина окисла составляла 2.0–2.5 нм, а  $\sigma_d \approx 0.2$  нм (измерения с помощью просвечивающего электронного микроскопа). Круглые Al-контакты площадью  $S = 1.26 \cdot 10^{-3}$  см<sup>2</sup> наносились при 200°C.

На рис. 2 представлены измеренные ВАХ МОП структур — характеристики до и после повреждения диэлектрика. Повреждение слоя SiO<sub>2</sub> преднамеренно вызывалось кратковременной перегрузкой образца по току. На качественном уровне вольт-амперные кривые для приборов до перегрузки полностью соответствовали ранее опубликованным результатам для аналогичных структур [6].

На рис. 2 приведена также характеристика, рассчитанная в рамках предложенной модели. Вычисления проведены для  $d_n = 2.05$  нм и  $\sigma_d = 0.2$  нм; значение средней толщины окисла  $d_n$  в данном образце установлено путем подгонки расчетной кривой (с  $\sigma_d = 0.2$  нм) к экспериментальной (до повреждения) в режиме аккумуляции. В этом режиме (область  $V < 0$  на рис. 2) описание структуры относительно несложно [14].

Экспериментальные характеристики, как и теоретические, имеют S-образную форму (рис. 1, 2). Напряжения удержания ( $V_h$ ) и переключения ( $V_i$ ) неповрежденного прибора находятся в хорошем соответствии с напряжениями, полученными с помощью моделирования для соответствующего уровня легирования  $N_d$  (рис. 2). В то же время форма измеренной ВАХ вблизи точки удержания заметно отличается от предсказываемой расчетом. Укажем, однако, что как раз вблизи  $V_i$ , в отличие от остальной области напряжений, наблюдалось различие характеристик от образца к образцу и в некоторых случаях соответствие с теоретической формой было лучше. На некоторых образцах наблюдался также излом в выключенном состоянии, упомянутый в конце разд. 2.

После повреждения окисла оба напряжения  $V_h$  и  $V_i$  увеличились (рис. 2). Такое поведение легко объяснимо, если учесть, что повреждение диэлектрика означает рост величины  $\sigma_d$ , а возрастание дисперсии толщины, как следует из рис. 1, приводит к сдвигу  $V_h$  и  $V_i$  именно в сторону больших напряжений. Это объяснение, однако, не может быть дополнено расчетом. После перегрузки SiO<sub>2</sub> распределение величины  $d$  заведомо отличается от нормального, так что было бы неправильным пытаться аппроксимировать изменившуюся характеристику

образца теоретической кривой с прежней номинальной толщиной  $d_n$ , но большим значением  $\sigma_d$  в рамках нормального распределения (1).

Отметим, что вызванное деградацией окисла увеличение тока выключенного состояния значительно меньше изменений тока во включенном состоянии (рис. 2). Дело в том, что в выключенном состоянии инверсия мала, проводимость кремния в непосредственной близости к SiO<sub>2</sub> может быть ограниченной, поэтому условие эквивалентности  $p$ -канала, принятое в модели, может выполняться плохо. Поэтому влияние образующихся при деградации дефектных областей вполне может носить локальный характер в данном режиме.

С целью более тщательного выяснения причины сдвига напряжений  $V_i$ ,  $V_h$  на рис. 1 и 2 необходимо

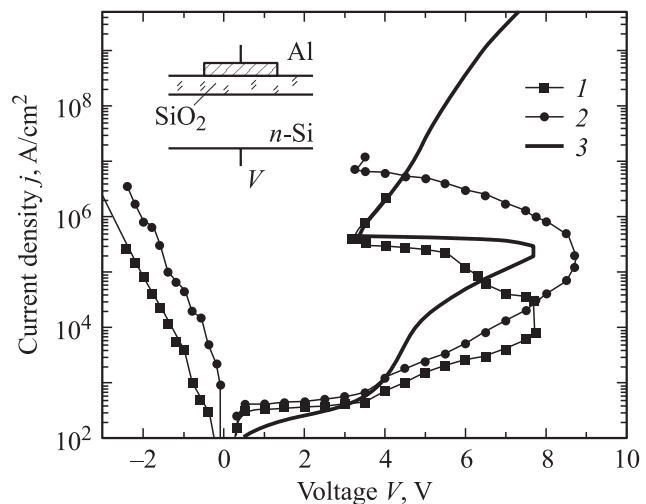


Рис. 2. Экспериментальные вольт-амперные характеристики обратно смещенной структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si до (1) и после (2) перегрузки. Кривая до повреждения приблизительно воспроизводится расчетом с  $d_n = 2.05$  нм и  $\sigma_d = 0.2$  нм (3).

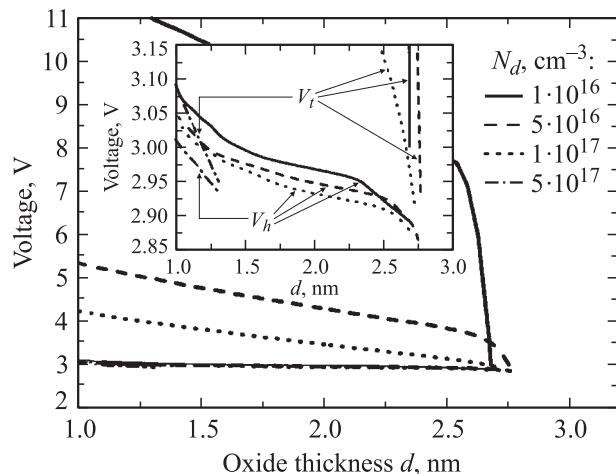
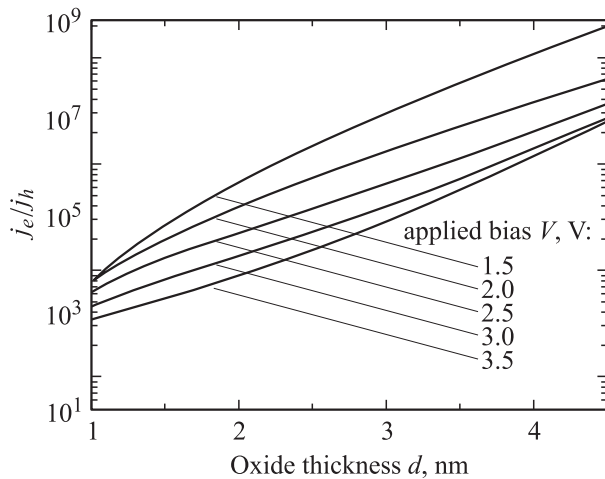


Рис. 3. Зависимости напряжений удержания  $V_h$  и включения  $V_i$  от локальной толщины окисла при различном уровне легирования  $N_d$  с однородным слоем SiO<sub>2</sub> ( $\sigma_d = 0$ ). На вставке — те же зависимости в увеличенном по шкале напряжений масштабе.



**Рис. 4.** Отношение электронной и дырочной составляющих туннельного тока  $j_e/j_h$  как функция локальной толщины окисла ( $\sigma_d = 0$ ).  $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

рассмотреть поведение этих напряжений при  $\sigma_d = 0$ . На рис. 3 построены зависимости  $V_t$  и  $V_h$  от  $d$  для нескольких значений концентрации доноров  $N_d$ ; при этом  $d \equiv d_n$ . Видно, что оба напряжения убывают с ростом  $d$  при всех  $N_d$ . Природа подобного изменения  $V_t$  и  $V_h$  при  $\sigma_d = 0$  становится ясной, если проследить за отношением электронной компоненты туннельного тока к дырочной  $j_e/j_h$  в МОП структуре. На рис. 4 представлена зависимость этого отношения от толщины  $d$ ; при расчете для определенности полагалось  $U_{bc} = 0$  ( $E_{Fn} = E_{Fp}$ ). Наблюдается снижение  $j_e/j_h$  с уменьшением  $d$ . Хотя связь между токами в туннельной МОП структуре и параметрами  $V_t$ ,  $V_h$  весьма сложна, в грубом приближении можно сказать, что переход во включенное состояние возможен при  $j_e/j_h \sim M^{-1}$ . Поэтому при уменьшении отношения токов для переключения требуется большее значение  $M$ . Увеличение  $M$  достигается за счет роста напряжения на подложке (усиливается ударная ионизация, т.е.  $\gamma$ ) или напряжения на окисле (увеличивается энергия инжекции  $E_e$  и, следовательно, квантовый выход  $P$ ) — формула (3).

Поскольку при наличии неоднородности толщины окисла наибольший вклад в полный ток дают области с  $d < d_n$ , с ростом  $\sigma_d$  происходит именно увеличение  $V_t$  и  $V_h$ .

Анализируя рис. 3 сам по себе, без прямой связи с вопросом о влиянии  $\sigma_d$ , легко заметить, что область толщин, в которой туннельные МОП диоды бистабильны, ограничена сверху некоторой величиной  $d_{\max}$ , зависящей от  $N_d$ : например  $d_{\max} \approx 2.72 \text{ нм}$  при  $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . При  $d > d_{\max}$ , благодаря совместной поставке дырок термо- и оже-генерацией, распределение приложенного смещения  $V$  в приборе становится почти таким же, как в „толстой“ МОП структуре, в которой имеет место квазиравновесие между инверсным слоем и толщей Si, а туннельная утечка неосновных носителей мала

(см. [13], гл. 7). Величина  $d_{\max}$  чувствительна к темпу термогенерации  $G$ : например, в гипотетическом пределе  $G \rightarrow 0$  она увеличивается до 3.9 нм ( $N_d = 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ). Очевидно, что с уменьшением  $G$  напряжение  $V_t$  растет, а ток в выключенном состоянии снижается. Темп генерации  $G$  отражает общий уровень технологии. При моделировании величина  $G$  взята такой, чтобы расчет корректно воспроизвел токи утечки, измеряемые в приборах различных типов, изготавливаемых на аналогичных подложках в наших технологических установках.

## 4. Заключение

В работе исследовано влияние пространственной неоднородности распределения толщины окисла на обратные вольт-амперные характеристики туннельной МОП структуры Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si, которые имеют S-образную форму. Показано, что наличие разброса толщины SiO<sub>2</sub> повышает напряжение включения  $V_t$  и напряжение удержания  $V_h$ . Сдвиг этих напряжений в сторону больших значений наблюдался также после перегрузки структуры и связан с увеличением дисперсии толщины при деградации окисла. Разработана модель, учитывающая дисперсию толщины SiO<sub>2</sub> и предполагающая эквипотенциальность инверсного слоя.

Рост напряжений переключения и удержания при  $\sigma_d \neq 0$  объясняется следующим образом. Ввиду ухудшения инжекционной способности туннельной МОП структуры при снижении толщины SiO<sub>2</sub> величины  $V_h$  и  $V_t$  (для приборов с фиксированной  $d$ ) повышаются с уменьшением толщины. Это повышение необходимо для усиления интенсивности процессов оже-генерации и ударной ионизации, которые компенсируют снижение коэффициента инжекции. Наличие статистического разброса толщины SiO<sub>2</sub> делает МОП структуру эффективно более тонкой, и, следовательно, для такой структуры характерны более высокие  $V_h$  и  $V_t$ , чем это было бы при той же номинальной толщине  $d_n$ , но  $\sigma_d = 0$ .

Авторы благодарны Программе поддержки научных школ, Российскому фонду фундаментальных исследований, Фонду содействия отечественной науке и КЦФЕ (Санкт-Петербург) за участие в финансировании данной работы.

## Приложение I

### Формулы для туннельных токов

Для расчета тока электронов из металла в зону проводимости Si используется выражение

$$j_e = \frac{4\pi q v_e m_{e\perp}}{h^3} \int_0^{+\infty} T(E_z) \ln \left( 1 + \exp \frac{E_{Fm} - E_z}{k_B T} \right) dE_z, \quad (\text{П. 1})$$

где  $E_{Fm}$  — положение уровня Ферми в металле,  $E_z$  — энергия, ассоциируемая с движением частицы в

направлении туннелирования,  $v_e m_e \perp = 2.04 m_0$ ,  $t$  — температура,  $k_B$  — постоянная Больцмана. Ток дырок из валентной зоны в металл записывается иначе — с учетом квантования:

$$j_h = q N_s \tau^{-1} T (-E_{gSi} - E_0). \quad (\text{П. 2})$$

Здесь  $N_s$  обозначает концентрацию дырок в  $p$ -канале, а  $\tau$  — время между соударениями дырки со стенкой квантовой ямы, равное  $24m_{hz}/\hbar b^2$ , где  $b$  — вариационный параметр волновой функции Фэнга–Ховарда  $\Psi_{FH} = (b^3/2)^{1/2} z \exp(-bz/2)$  основного состояния в яме. Полагается, что все дырки сосредоточены на основном уровне  $E_0$ . Для расчета прозрачности барьеров  $T$ , входящей в формулы, используется квазиклассическое приближение.

## Список литературы

- [1] H.S. Momose, S. Nakamura, T. Ohguro, T. Yoshitomi, E. Morifuji, T. Morimoto, Y. Katsumata, H. Iwai. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-45** (3), 691 (1998).
- [2] B. Majkusiak, A. Strojwas. J. Appl. Phys., **74** (9), 5638 (1993).
- [3] M. Houssa, T. Nigam, P.W. Mertens, M.M. Heyns. Sol. St. Electron., **43** (1), 159 (1999).
- [4] M.I. Vexler, A.F. Shulekin, Ch. Dieker, V. Zaporozhtschenko, H. Zimmermann, W. Jäger, I.V. Grekhov, P. Seegebrecht. Sol. St. Electron., **45** (1), 19 (2001).
- [5] С.Э. Тягинов, М.И. Векслер, А.Ф. Шулекин, И.В. Грехов. Письма ЖТФ, **3** (24), 6 (2004).
- [6] S.K. Lai, P.V. Dressendorfer, T.P. Ma, R.C. Barker. Appl. Phys. Lett., **38** (1), 41 (1981).
- [7] I.V. Grekhov, A.F. Shulekin, M.I. Vexler. Sol. St. Electron., **38** (8), 1533 (1995).
- [8] A.F. Shulekin, M.I. Vexler, H. Zimmermann. Semicond. Sci. Technol., **14** (5), 470 (1999).
- [9] A. Schenk, G. Heiser. J. Appl. Phys., **81** (12), 7900 (1997).
- [10] M.G. Ancona, Z. Yu, R.W. Dutton, P.J. Vande Voorde, M. Cao, D. Vook. IEEE Trans. Electron. Dev., **ED-47** (12), 2310 (2000).
- [11] A. Haque, K. Alam. Appl. Phys. Lett., **81** (4), 667 (2002).
- [12] W.E. Drummond, J.L. Moll. J. Appl. Phys., **42** (13), 5556 (1971).
- [13] С. Зи. *Физика полупроводниковых приборов* (М., Мир, 1984).
- [14] M.I. Vexler. Sol. St. Electron., **47** (8), 1283 (2003).

Редактор Л.В. Шаронова

## The insulator thickness non-uniformity and the bistable behavior of an Al/SiO<sub>2</sub>/n-Si MOS tunnel structure under reverse bias conditions

S.E. Tyaginov, M.I. Vexler, A.F. Shulekin, I.V. Grekhov

Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** Current-voltage characteristics of the reversely-biased Al/1–3 nm SiO<sub>2</sub>/n-Si MOS tunnel structures are calculated, taking the non-uniformity of the oxide thickness distribution over the device area into account. Within a certain range of the average SiO<sub>2</sub> thickness, the structures are known to be bistable that is revealed in the S-shape form of curves. A displacement of the holding and threshold points due to the presence of statistical thickness variations is predicted. The increase of the standard deviation of SiO<sub>2</sub> thickness may be provoked by an electric stress, which leads to the shift of the turn-on and holding voltages toward higher values. The results of simulations are confirmed by the experimental data.