

ЛИТЕРАТУРА

1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов.— М.: Мир, т. 1.
2. Горбенко Н. И., Катешов В. А., Майоров Ю. К. ППП ЭФЕС (автоматизация реше-

УДК 537.222.2

Г. В. ГАДИЯК, И. В. ТРАВКОВ

(Новосибирск)

ИНЖЕКЦИЯ И ПЕРЕНОС ЗАРЯДА В МНОП-СТРУКТУРАХ

В последнее время значительное внимание уделяется физическим исследованиям проводимости диэлектриков. В основе всех существующих моделей лежит представление о движении носителей (электронов и дырок) с дрейфовой скоростью под действием электрического поля по соответствующей зоне с последующим их захватом на систему дискретных уровней в запрещенной зоне. Локализованные носители могут активироваться с ловушек либо термически, либо туннелированием. Как показывают имеющиеся к настоящему времени экспериментальные данные, экспоненциальная зависимость проводимости диэлектриков от напряженности электрического поля E в достаточно широкой области параметров (полей и температур) обусловлена эффектом Френкеля — Пула — понижением потенциала ионизации ловушек [1].

При типичной концентрации центров захвата $N_t \sim 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³ поле накопленного на ловушках пространственного заряда $\sim 2 \cdot 10^6$ В/см становится сравнимым с внешним полем. В связи с необходимостью учета влияния указанного эффекта на проводимость диэлектрика актуально использование численных методов (ввиду сильной нелинейности задачи) для моделирования переноса заряда в МНОП-структурах.

В настоящей работе использовалась монополярная модель переноса электронов в зоне проводимости с захватом на ловушки и последующей их ионизацией, предложенная в [2]:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + v_d \frac{\partial n_c}{\partial x} = -\sigma_t n_c v_d (N_t - n_t) + v n_t \exp\left(-\frac{\Phi_t - \beta\sqrt{E}}{kT}\right) + I_0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_t}{\partial t} = \sigma_t n_c v_d (N_t - n_t) - v n_t \exp\left(-\frac{\Phi_t - \beta\sqrt{E}}{kT}\right); \quad (2)$$

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi q}{\varepsilon_N \varepsilon_0} n_t; \quad E = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}; \quad (3)$$

$$I_0 = J_{0x} E_{0x}^2 P_{0x} P_N \Theta(x); \quad \Theta(x) = \frac{\exp(-\alpha_0(\Phi_0 - \Phi_1 - \varphi(x)))}{\int_0^{d_N} \exp(-\alpha_0(\Phi_0 - \Phi_1 - \varphi(x))) dx};$$

$$P_{0x} = \exp\left(-\xi \frac{\Phi_0^{3/2} - (\Phi_0 - \varphi(0))^{3/2}}{E_{0x}}\right); \quad P_N \Rightarrow \exp\left(-\xi \frac{(\Phi_0 - \Phi_1 - \varphi(0))^{3/2}}{E_0}\right);$$

$$\xi = \frac{4}{3\hbar} \sqrt{2m^*q}; \quad Q = \int_0^{d_N} n_t(x) dx; \quad x_c = \int_0^{d_N} xn_t(x) dx / Q.$$

Начальные и граничные условия были выбраны в виде

$$n_c(0, t) = I_0(0, t); \quad n_c(x, 0) = n_t(x, 0) = 0; \quad \varphi(0) = d_{ox} \frac{e_N}{e_{ox}} E(0); \quad \varphi(d_N) = V. \quad (4)$$

Здесь n_c , n_t — концентрации свободных и захваченных электронов соответственно; σ_t , ν — сечение захвата и частотный фактор; v_d — скорость дрейфа; Φ_t — энергия центра захвата; $\Phi_0 = 3,1$ эВ, $\Phi_1 = 1,05$ эВ — высота барьеров на границах Si — SiO₂ и SiO₂ — Si₃N₄ соответственно; β — постоянная Френкеля; T — температура; k — постоянная Больцмана; I_0 — скорость инжекции носителей через контакт; φ — потенциал электрического поля; E_{ox} — напряженность поля в SiO₂; m^* , q — эффективная масса и заряд электрона; d_{ox} , d_N — толщина слоев окисла и нитрида кремния; α_0 — константа ($\alpha_0 \sim kT$); J_{ox} — константа, характеризующая ток через контакт Si — SiO₂.

Для численного решения (1) — (3) по неявной схеме использовался итерационный метод Ньютона, который был реализован с помощью матричной прогонки. Применение указанных методов позволило значительно снизить требуемое машинное время для расчета одного варианта зарядки МНОП-структуры (до 1,5 мин на БЭСМ-6). При моделировании деполаризаций диэлектриков в отсутствие внешнего поля оказалась существенным учет зависимости скорости движения носителей от напряженности электрического поля $v_d \sim \mu E$ (при этом $\mu \sim 10$ В/см² · с) ввиду наличия внутри пленки нитрида кремния областей малых полей.

Поляризация МНОП-структур. На основании численных расчетов в рамках изложенной выше математической модели построена качественная картина поляризации МНОП-структур. Эволюцию такой структуры после приложения к ней разности потенциалов можно разделить на четыре стадии.

I. На первой стадии, продолжающейся с момента включения внешнего напряжения ($t = 0$) до $t_1 \sim 10^{-8}$ с, никаких изменений тока не происходит. Это обусловлено тем, что величина заряда, инжектированного за столь малые времена в объем нитрида кремния, слишком мала, чтобы обеспечить заметную экранировку контакта SiO₂ — Si₃N₄. Длительность первого этапа определяется сечением захвата свободных носителей ловушками, их концентрацией N_t , а также инжектирующей способностью контакта.

II. В течение времени $t_1 < t < t_2$ продолжается накопление заряда на локализованных центрах захвата, причем на этой стадии скорость накопления падает. Это происходит, во-первых, из-за того, что собственное электрическое поле захваченного заряда все в большей степени экранирует область контакта (поле на границе SiO₂ — Si₃N₄ уменьшается: $E \sim E(t=0) - C \ln(Bt)$, что влечет за собой снижение уровня инжекции), а во-вторых, из-за уменьшения числа незаполненных ловушек. При этом ток в цепи падает: $j(t) \sim j_0/t$. Эта стадия длится до момента времени t_2 — начала активации локализованных носителей. Очевидно, что t_2 и величина накопленного на второй стадии заряда зависят от параметров ловушек Φ_t и ν , величины внешнего поля, температуры и инжектирующей способности контакта.

III. Как только начинается активация захваченных носителей, обусловленная термополевой ионизацией Френкеля — Пула или туннельной эмиссией Фаулера — Нордгейма, происходит перераспределение заряда из узкой области вблизи катода на весь объем диэлектрика. Такое «размытие» начального (достигнутого к концу второй стадии) распределения будет продолжаться до момента времени t_3 , при котором темп захвата электронов на каждую ловушку в объеме Si₃N₄ сравняется со скоростью

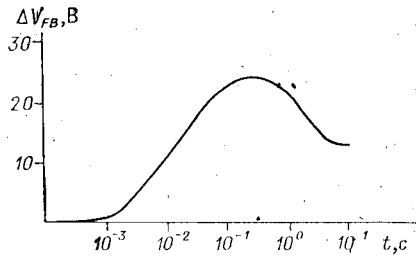


Рис. 1. Зависимость сдвига потенциала плоских зон от времени при поляризации МНОИ-структуры:

$$d_{\text{ок}} = 5 \text{ нм}; d_N = 200 \text{ нм}; V = 75 \text{ В}; \\ \Phi_t = 1,5 \text{ эВ}; N_t = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}; \\ \sigma_t = 5 \cdot 10^{-13} \text{ см}^2; v = 10^7 \text{ с}^{-1}; T = 600 \text{ К}$$

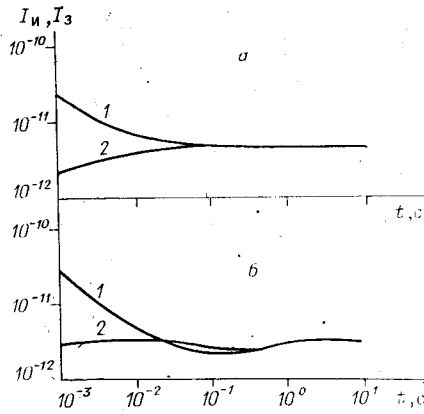


Рис. 2. Зависимость средней скорости захвата электронов на ловушки (кривая 1,

$$I_3 = \frac{1}{d_N} \int_0^{d_N} n_c v_d \sigma_t (N_t - n_t) dx \text{ и средней скорости ионизации (кривая 2, } I_{и} = \\ = \frac{1}{d_N} \int_0^{d_N} n_t v \exp\left(-\frac{\Phi_t - \beta \sqrt{E}}{kT}\right) dx \text{ от времени при поляризации структуры:}$$

$$a - N_t = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}; b - N_t = 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}; \text{ остальные параметры аналогично рис. 1}$$

ее ионизации. При этом интегральные характеристики достигнут стационарных значений. В эксперименте данная стадия проявляется в росте тока, что вызывается ослаблением экранировки катода из-за перемещения части заряда в глубь диэлектрика.

IV. $t_3 < t < t_{\text{пр}}$. Следующая стадия, которую в рамках используемой модели описать не удалось, в экспериментах начинается с фазы более медленного спадания тока по закону $j(t) \sim j_0/t^\alpha$; $\alpha < 1$. Процесс медленной релаксации тока длится несколько так называемых временных декад (декада — изменение в 10 раз, см., например, рис. 1), переходит в участок возрастания и заканчивается пробоем (при $t \approx t_{\text{пр}}$).

В настоящей работе проводилось детальное исследование влияния характеристик МНОИ-структур и величины внешнего поля и температуры на эволюцию тока. Расчеты показали, что при определенных параметрах возможен «аномальный» режим (см. рис. 1), имитирующий биполярную проводимость. Этот режим реализуется в том случае, если на третьей стадии скорость опустошения ловушек превышает темпы захвата (рис. 2). Причиной, вызывающей такое поведение системы, может быть, во-первых, высокая скорость активации ловушек (например, при больших температурах), а во-вторых, низкий уровень инжекции при большой концентрации центров захвата: с ростом N_t величина накопленного заряда к концу второй стадии растет и в результате поле в приконтактной области значительно снижается. Поскольку вероятность туннелирования через потенциальный барьер на контакте имеет более сильную зависимость от напряженности электрического поля, чем вероятность ионизации ловушки, количество локализованных носителей в данной области уменьшается. Следует отметить, что снижение сдвига потенциала плоских зон может быть вызвано не только перераспределением захваченных электронов по всей толщине (увеличение X_c), но и уменьшением величины накопленного заряда Q . Длительность такого процесса зависит от толщины слоя диэлектрика d_N . В случае, если темпы захвата на третьей стадии превышают скорость опустошения, наблюдается «нормальная» релаксация тока, которая достаточно подробно исследовалась в предыдущих работах.

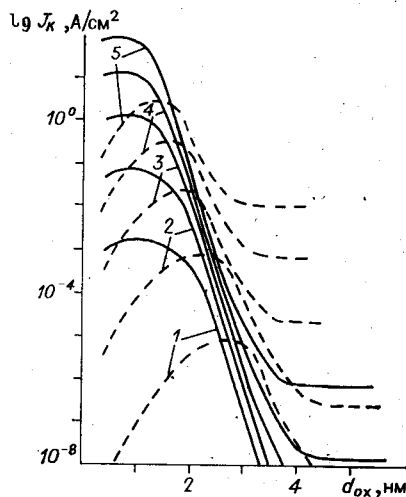


Рис. 3. Ток электронов (штриховая кривая) и дырок (сплошная) через барьер на контакте Si—SiO₂ в зависимости от толщины слоя SiO₂ для различных величин E_{ox} :

1 — $E_{ox} = 6 \cdot 10^6$ В/см; 2 — $7 \cdot 10^6$ В/см; 3 — $8 \cdot 10^6$ В/см; 4 — $9 \cdot 10^6$ В/см; 5 — 10^7 В/см

по сечению Si₃N₄, которые, в свою очередь, определяют установившийся ток и другие характеристики МНОП-прибора.

Один из параметров барьера на контакте, который оказывает существенное влияние на работу МНОП-структур, — толщина слоя окисла между Si и Si₃N₄. Структура при эксплуатации подвергается многократным переключениям (изменениям знака потенциала на металле). Если $V > 0$, имеет место инжекция электронов из кремния, в случае $V < 0$ — дырок. Поскольку параметры потенциальных барьеров для них неодинаковы, то и интенсивность эмиссии носителей заряда разного знака из контакта в объем нитрида кремния значительно различается. Это приводит к тому, что после нескольких переключений в Si₃N₄ накапливается «запирающий» заряд, и перезарядки не происходит. Указанный недостаток можно преодолеть, уравнив скорости инжекции дырок и электронов из контакта за счет выбора оптимальной величины толщины слоя окисла (рис. 3).

Деполяризация МНОП-структур. Для анализа экспериментов по деполяризации предварительно заряженной структуры ранее использовались упрощенные модели, позволяющие без помощи ЭВМ оценить параметры центров захвата и описать кинетику растекания заряда. Так, в [3, 4] предполагалось, что захваченные носители сосредоточены внутри области, прилегающей к границе SiO₂ — Si₃N₄. Считалось, что электроны покидают объем нитрида кремния без перезарядки. В этих работах также пренебрегалось влиянием на скорость разрядки изменений локальных полей. Решение уравнений Пуассона и кинетики заполнения ловушек в случае, когда собственное поле локализованных носителей мало по сравнению с внешним

$$\frac{4\pi q}{\epsilon_N \epsilon_0} \int_0^{d_N} n_t(x) dx \ll \bar{E}; \quad \bar{E} = \frac{V}{d_N + \frac{\epsilon_N}{\epsilon_{ox}} d_{ox}}, \quad (5)$$

даст для сдвига потенциала плоских зон

$$\Delta V_{FB}(t) = \Delta V_{FB}^0 \exp(-t/\tau_0); \quad \tau_0 = v^{-1} \exp\left(\frac{\Phi_t - \beta V \bar{E}}{kT}\right). \quad (6)$$

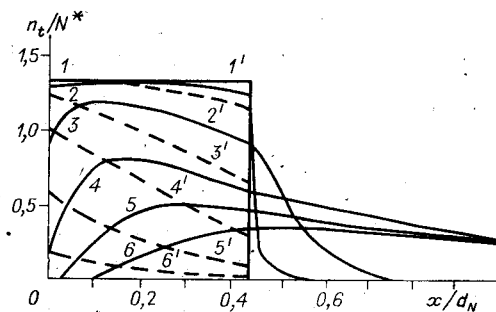


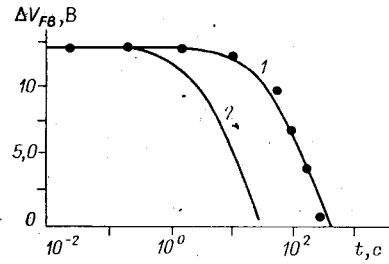
Рис. 4. Распределение плотности захваченных электронов по толщине пленки Si₃N₄ в различные моменты времени при изотермической деполяризации образца:

$d_{ox} = 10$ нм; $d_N = 180$ нм; $V = 50$ В; $\Phi_t = 1,4$ эВ; $N_t = 6 \cdot 10^{18}$ см⁻³; $v = 10^8$ с⁻¹; $T = 453$ К; с учетом перезарядки (сплошная линия); $\sigma_t = 5 \cdot 10^{-13}$ см²; 1 — $t = 0$ с; 2 — $t = 1,6$ с; 3 — $t = 22$ с; 4 — $t = 104$ с; 5 — $t = 203$ с; 6 — $t = 303$ с; без учета перезарядки (штриховая линия); $\sigma_t = 0$; 1' — $t = 0$ с; 2' — $t = 0,48$ с; 3' — $t = 2,9$ с; 4' — $t = 6,76$ с; 5' — $t = 14,4$ с; 6' — $t = 25,9$ с

Отметим, что именно эмиссия из области контакта задает величину накопленного заряда и его распределение

Рис. 5. Зависимость сдвига потенциала плоских зон от времени при изотермической деполяризации структуры:

экспериментальные данные (точки); 1 с учетом и 2 без учета перезахвата; остальные параметры аналогично рис. 4



Как показывают результаты наших расчетов, профиль захваченного заряда $n_t(x)$ существенно изменяется со временем, причем в процессе деполяризации область максимального заполнения ловушек перемещается в сторону металлического контакта (рис. 4). Этот эффект обусловлен сильным влиянием перезахвата. Следует отметить, что характерное

время термополевой ионизации ловушек $\left(\tau_{\text{и}} \sim v^{-1} \exp\left(\frac{\Phi_t - \beta V \sqrt{E}}{kT}\right)\right)$

примерно на 10 порядков больше времени пролета носителей $\tau_{\text{др}} = \frac{d_N}{v_d} \sim 10^{-12}$ с и времени захвата $\tau_3 \sim (N_t \sigma_t v_d)^{-1} \sim 10^{-14}$ с. Поэтому данный процесс является лимитирующим, и в целом кинетика растекания заряда удовлетворительно описывается эффектом Френкеля — Пула.

Поскольку, как указывалось выше, характерные времена дрейфа и захвата носителей на ловушки значительно меньше времени ионизации, тогда как соответствующие члены уравнений (1), (2) сравнимы по абсолютной величине, можно приближенно решить систему (1) — (3). Такой анализ дает (с учетом (5))

$$\frac{\partial \Delta V_{FB}}{\partial t} = -\Delta V_{FB} v \exp\left(-\frac{\Phi_t - \beta V \sqrt{E}}{kT}\right) \left(1 - \frac{\sigma_t N_t d_N - \sigma_t \int_0^{d_N} n_t dx}{1 + \sigma_t N_t d_N - \sigma_t \int_0^{d_N} n_t dx} e^{-at+1}\right), \quad (7)$$

здесь $a = \frac{v_d}{d_N} + \sigma_t N_t v_d - \frac{\sigma_t v_d}{d_N} \int_0^{d_N} n_t dx = 1/\tau_{\text{др}} + 1/\tau_3$. Видно, что при $t > \tau_{\text{др}}, \tau_3$ экспонентой в правой части (7) можно пренебречь. Пусть для оценки $\sigma_t N_t d_N \gg \sigma_t \int_0^{d_N} n_t dx$, т. е. плотность локализованных носителей много меньше концентрации ловушек. Тогда легко получить

$$\Delta V_{FB}(t) \simeq \Delta V_{FB}^0 \exp(-t/\tau_1); \quad \tau_1 = \tau_0 \gamma; \quad \gamma = 1 - \frac{\sigma_t N_t d_N}{1 + \sigma_t N_t d_N} = \frac{1}{1 + \frac{\tau_{\text{др}}}{\tau_3}}. \quad (8)$$

Таким образом, учет перезахвата носителей на ловушки приводит к появлению в (6) множителя γ . В случае толстой пленки нитрида кремния ($d_N \sim 200$ нм) и высокой концентрации центров захвата величина частотного фактора ν , определенная по формуле (6), уменьшается в $\gamma^{-1} \sim 100$ раз. С проведенным анализом и оценкой (8) хорошо согласуются результаты численного моделирования деполяризации с учетом перезахвата и без него (рис. 5).

В заключение авторы выражают благодарность В. А. Гриценко за предоставленные экспериментальные данные по изотермической деполяризации МНОП-структур, а также за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Френкель Я. И. О теории электрического пробоя диэлектриков и полупроводников.— ЖТФ, 1938, т. 5, с. 685.
2. Arnett P. C. Transient conduction in insulators at high fields.— J. Appl. Phys., 1975, v. 46, N 12, p. 5236.
3. Efimov V. M., Kolosanov V. A., Sinitza S. P. Electron and hole conduction in silicon nitride at moderate electric fields.— Phys. Stat. Sol. (a), 1978, v. 49, p. 217.
4. Efimov V. M. Study of thin silicon nitride films by isothermal depolarization of MNOS structures.— Phys. Stat. Sol. (a), 1984, v. 65, p. 177.

Поступила в редакцию 11 ноября 1985 г.

УДК 621.382.82.001

С. Г. МУЛЯРЧИК, В. Г. СОЛОВЬЕВ

(Минск)

РАСЧЕТ ТОКОВ ПРИ МОДЕЛИРОВАНИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

Для расчета токов в универсальных программах моделирования полупроводниковых структур удобно использовать интегрирование плотностей токов по площади контактов. Плотности токов в полупроводниковых средах вычисляются на основе решения системы уравнений Пуассона и непрерывности для дырок и электронов при соответствующих граничных условиях, называемой в дальнейшем ФСУ (фундаментальная система уравнений) [1]. На таком естественном пути, как отмечается в работах ряда авторов [2—5], встречаются значительные трудности, в частности необходимость решения самосогласованной задачи с высокой точностью. Чтобы обойти эту трудность, на практике пользуются различными искусственными приемами. Например, интегрируют плотность тока по некоторому окаймляющему контакт сечению, в окрестности которого наблюдается заметное изменение квазиуровней Ферми [2], или, как в [4, 5], переходят к специальным переменным, для которых расчет токов является хорошо обусловленной задачей. Однако перечисленные искусственные приемы расчета токов не могут быть положены в основу универсальных программ моделирования, так как имеют ограниченную область применения.

В статье проводится дальнейшее исследование методики расчета токов. Исходя из требуемой точности расчета плотности токов, оценивается допустимая погрешность решения систем линейных алгебраических уравнений (СЛАУ), формируемых в базисе ψ , Φ_n , Φ_p на основе формулировки Шарфеттера — Гуммеля [6]. Здесь ψ — электростатический потенциал; $\Phi_n = \exp(-\varphi_n)$; $\Phi_p = \exp(\varphi_p)$; φ_p , φ_n — квазиуровни Ферми дырок и электронов (все величины в статье приведены в безразмерном виде). На задаче двумерного моделирования характерных структур биполярного транзистора сравниваются эффективности таких численных методов решения СЛАУ, как метод последовательной верхней релаксации (ПВР), Стоуна с нулевыми ускоряющими параметрами [7], сопряженных градиентов с неполной LL^T -факторизацией [8]. Следует отметить, что использование базиса Φ_n , Φ_p , ψ ограничивает возможный диапазон прикладываемых к приборам напряжений (0—4 В). Однако в диапазоне небольших управляющих напряжений работает основная часть биполярных приборов (биполярные транзисторы, инжекционная логика и др.), для которых указанное ограничение не является критическим.

Перейдем теперь к оценке погрешности расчета тока. Плотность дырочного тока в соответствии с формулировкой Шарфеттера — Гуммеля в