

Влияние смещения на поведение МОП-структур при ионизирующем облучении

© О.В. Александров[†]

Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
197376 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 27 октября 2014 г. Принята к печати 14 ноября 2014 г.)

На основе количественной модели [6] проведен анализ литературных экспериментальных данных по влиянию смещения затвора на поведение МОП-структур при ионизирующем облучении. Показано, что наряду с водородосодержащими в образцах с малым содержанием водорода имеются безводородные дырочные ловушки; и те и другие распределены неоднородно по толщине подзатворного диэлектрика. В образовании поверхностных состояний помимо ионизованного водорода принимает участие нейтральный водород, дающий основной вклад в образование поверхностных состояний при отрицательном смещении затвора. Падение сдвига порогового напряжения при высоких полях обусловлено ростом дрейфовой составляющей стока дырок на электроды.

1. Введение

При воздействии ионизирующего облучения в диэлектрике МОП-структуры генерируются электронно-дырочные пары. Электроны, обладающие высокой подвижностью в диоксиде кремния, стекают в затвор и в полупроводниковую кремниевую подложку, а менее подвижные дырки захватываются на дырочные ловушки, образуя положительный объемный заряд (O_3) в диэлектрике. На межфазной границе раздела (МФГ) $Si-SiO_2$ образуются поверхностные состояния (ПС), которые заряжаются в зависимости от положения уровня Ферми и изгиба зон на поверхности кремния (см. монографии [1–4], обзор [5]). В работе [6] нами была разработана количественная модель поведения МОП-структур при ионизирующем облучении и на ее базе описана и проанализирована дозовая зависимость объемной и поверхностной составляющих сдвига порогового напряжения. Основными дырочными ловушками, ответственными за образование объемного заряда, полагались водородосодержащие центры типа $O_3 \equiv Si-H$, распределенные однородно по толщине подзатворного диэлектрика. Было показано, что такие центры присутствуют в пленках диоксида кремния, полученных термическим окислением в сухом кислороде, их концентрация возрастала при постокислительном отжиге в водородосодержащей среде, а при инъекции дырок, а затем электронов они превращались в E' -центры $O_3 \equiv Si\bullet$ (знак \bullet означает ненасыщенную оборванную связь кремния) с освобождением ионизованного или нейтрального атомарного водорода соответственно [7,8]. Различные варианты безводородных E' -центров, часть из которых являются эффективными дырочными ловушками, наблюдались при варьировании условий термического окисления, а также при нанесении пленок диоксида кремния из газовой фазы и другими методами [9–11]. Таким образом, тип преобладающих дырочных ловушек зависит от технологии получения диэлектрика. Распределение ловушек, а следовательно,

и объемного заряда, вызванного ионизирующим облучением, по толщине диоксида кремния не является однородным, а имеет максимум вблизи МФГ $Si-SiO_2$ и спадает при удалении от нее, величина центроида оценивается от 3 до 40 нм [1–3,12]. Было предложено описывать такое распределение спадающей экспонентой.

В модели [6] не учитывалось образование при ионизирующем облучении нейтрального водорода, поскольку сдвиг порогового напряжения сильно зависит от полярности напряжения на затворе [13,14]. Однако в работе [15] было показано существование малого, не зависящего от поля, компонента образования ПС, обусловленного нейтральным водородом.

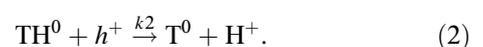
Целью данной работы — анализ влияние смещения затвора на поведение МОП-структур при ионизирующем облучении в рамках количественной модели [6], учитывающей радиолиз водорода и выше приведенные дополнительные факторы.

2. Уравнения модели

В модели [6] полагалось, что основными дырочными ловушками в подзатворном диоксиде кремния являются нейтральные водородосодержащие дефекты TN^0 , где T — дефект структуры диоксида кремния типа $O_3 \equiv Si\bullet$, обусловленный кислородной вакансией, которые при захвате дырки образуют объемный заряд:



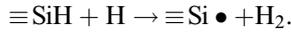
Поверхностные состояния образуются в соответствии с эмпирической моделью Мак-Лина [13] при посредстве положительного иона водорода (протона), который образуется при захвате дырки водородосодержащей ловушкой по реакции



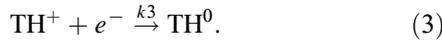
Этот положительный ион водорода мигрирует к МФГ $Si-SiO_2$, где освобождает от водорода (депассивирует)

[†] E-mail: Aleksandr_ov@mail.ru

P_b -центр ($\text{Si}_3 \equiv \text{Si} \bullet$) по реакции



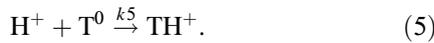
Учитывается нейтрализация положительно заряженной водородосодержащей ловушки при захвате электрона:



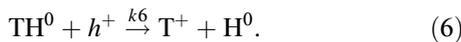
захват дырки нейтральной безводородной ловушкой:



а также возможность захвата положительного иона водорода обратно на нейтральную безводородную ловушку:



Дополнительно к выше приведенным реакциям, учитываемым в [6], введем реакцию образования нейтрального атомарного водорода при взаимодействии дырки с водородосодержащей ловушкой, предложенную в [16,17]:



Соответственно добавляются реакции захвата нейтрального водорода на нейтральную и заряженную безводородные ловушки:



Необходимо также добавить реакцию нейтрализации положительно заряженной безводородной ловушки при захвате электрона:



Система диффузионно-реакционных уравнений и уравнения Пуассона, описывающая приведенные выше процессы в диоксиде кремния, имеют вид:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial}{\partial x} (pE) + G - (k_1 + k_2 + k_6) C_{\text{TH}}^0 p - k_4 C_{\text{T}}^0 p, \quad (10)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \mu_n \frac{\partial}{\partial x} (nE) + G - k_3 C_{\text{TH}}^+ n - k_9 C_{\text{T}}^+ n, \quad (11)$$

$$\frac{\partial C_{\text{H}}^+}{\partial t} = D_{\text{H}}^+ \frac{\partial^2 C_{\text{H}}^+}{\partial x^2} - \mu_{\text{H}}^+ \frac{\partial}{\partial x} (C_{\text{H}}^+ E) + k_2 C_{\text{TH}}^0 p - k_5 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^+ k_6, \quad (12)$$

$$\frac{\partial C_{\text{H}}^0}{\partial t} = D_{\text{H}}^0 \frac{\partial^2 C_{\text{H}}^0}{\partial x^2} + k_6 C_{\text{TH}}^0 p - k_7 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^0 - k_8 C_{\text{H}}^0 C_{\text{T}}^+, \quad (13)$$

$$\frac{\partial C_{\text{TH}}^+}{\partial t} = k_1 C_{\text{TH}}^0 p - k_3 C_{\text{TH}}^+ n + k_5 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^+ + k_8 C_{\text{H}}^0 C_{\text{T}}^+, \quad (14)$$

$$\frac{\partial C_{\text{TH}}^0}{\partial t} = -(k_1 + k_2) C_{\text{TH}}^0 p + k_3 C_{\text{TH}}^+ n + k_7 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^0, \quad (15)$$

$$\frac{\partial C_{\text{T}}^0}{\partial t} = k_2 C_{\text{TH}}^0 p - k_4 C_{\text{T}}^0 p - k_5 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^+ - k_7 C_{\text{T}}^0 C_{\text{H}}^0 + k_9 C_{\text{T}}^+ n, \quad (16)$$

$$\frac{\partial C_{\text{T}}^+}{\partial t} = k_4 C_{\text{T}}^0 p + k_6 C_{\text{TH}}^0 p - k_8 C_{\text{H}}^0 C_{\text{T}}^+ - k_9 C_{\text{T}}^+ n, \quad (17)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} (C_{\text{TH}}^+ + C_{\text{T}}^+ + C_{\text{H}}^+ + p - n), \quad (18)$$

где x — координата, отсчитываемая от границы диоксида с кремнием; t — время облучения; n и p — концентрации свободных электронов и дырок соответственно; D_n и μ_n — коэффициенты диффузии и подвижность электронов ($\mu_n = 20 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ [18]); D_p и μ_p — коэффициент диффузии и подвижность дырок (принималось $D_p = 1 \cdot 10^{-7} \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, изменение D_p в широких пределах не влияло на решение); D_{H}^+ — коэффициент диффузии ионов водорода ($D_{\text{H}}^+ = 1.0 \exp(-0.76/kT) \text{ см}^2/\text{с}$ [19], k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура), μ_{H}^+ — подвижность ионов водорода; V — распределение потенциала в диоксиде кремния, E — напряженность электрического поля в диэлектрике, $E = -dV/dx$; q — заряд электрона; ε — относительная диэлектрическая проницаемость диоксида кремния ($\varepsilon = 3.9$); ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, G — темп генерации электронно-дырочных пар.

Темп генерации электронно-дырочных пар G определяется мощностью радиационной дозы F , коэффициентом генерации электронно-дырочных пар k_g и вероятностью $f_y(E)$ разделения пар электрическим полем до их начальной рекомбинации: $G = F k_g f_y(E)$. Темп генерации рассчитывался по [20] при коэффициенте генерации электронно-дырочных пар γ -излучением, $k_g = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ Кл} \cdot \text{см}^{-3}/\text{рад}$.

Уравнения (10), (11) решались при граничных условиях, соответствующих бесконечно большой скорости захвата свободных носителей на обеих границах:

$$n(0, t) = n(d, t) = p(0, t) = p(d, t) = 0, \quad (19)$$

где $x = 0$ соответствует границе оксида с кремнием, а $x = d$ соответствует границе оксида с затвором (d — толщина диэлектрика). Для уравнений (12), (13) полагаем МФГ Si-SiO₂ поглощающей:

$$C_{\text{H}}^+(0, t) = C_{\text{H}}^0(0, t) = 0, \quad (20)$$

а МФГ SiO₂ с затвором отражающей:

$$\partial C_{\text{H}}^+(0, t)/\partial x = \partial C_{\text{H}}^0(0, t)/\partial x = 0. \quad (21)$$

К затвору относительно подложки приложено напряжение V_g :

$$V(0, t) = 0, \quad V(0, d) = V_g. \quad (22)$$

Полагаем, что в начальный момент времени концентрации всех компонентов нулевые:

$$\begin{aligned} n(x, 0) = p(x, 0) = C_{\text{H}}^+(x, 0) = C_{\text{TH}}^+(x, 0) \\ = C_{\text{T}}^0(x, 0) = C_{\text{T}}^+(x, 0) = 0, \end{aligned} \quad (23)$$

кроме исходных концентраций нейтральных водородосодержащих и безводородных дырочных ловушек, распределение которых по толщине оксида в общем случае полагается неоднородным:

$$C_{\text{TH}}^0(x, 0) = C_{\text{TH0}}^0(x); \quad C_{\text{T}}^0(x, 0) = C_{\text{T0}}^0(x). \quad (24)$$

Сдвиг порогового напряжения под действием облучения (ΔV_{th}) складывается из объемной (ΔV_{ot}) и поверхностной (ΔV_{it}) составляющих:

$$\Delta V_{\text{th}} = \Delta V_{\text{ot}} + \Delta V_{\text{it}} = (Q_{\text{ot}} + Q_{\text{it}})/C_{\text{ox}}, \quad (25)$$

где Q_{ot} — эффективный объемный заряд; Q_{it} — заряд на ПС; C_{ox} — удельная емкость диэлектрика, $C_{\text{ox}} = \epsilon\epsilon_0/d$. Эффективный объемный заряд рассчитывается по формуле

$$Q_{\text{ot}} = q \int_0^d \rho(1 - x/d) dx, \quad (26)$$

где ρ — плотность объемного заряда, $\rho = C_{\text{TH}}^+ + C_{\text{T}}^+ + C_{\text{H}}^+ + p - n$. Полагаем, что количество ПС, образующихся при облучении, определяется суммарным потоком ионизованного и нейтрального водорода на МФГ Si—SiO₂, т.е. каждый ион или атом водорода, стекающий на МФГ Si—SiO₂, приводит к депассивации одного ПС:

$$N_{\text{it}} = \int_0^t [j_{\text{H}}^+(0, t) + j_{\text{H}}^0(0, t)] dt, \quad (27)$$

где $j_{\text{H}}^+(0, t)$ и $j_{\text{H}}^0(0, t)$ — потоки ионизованного и нейтрального водорода на межфазную границу Si—SiO₂ (при $x = 0$):

$$j_{\text{H}}^+ = -D_{\text{H}}^+ \frac{\partial C_{\text{H}}^+}{\partial x} + \mu_{\text{H}}^+ C_{\text{H}}^+ E; \quad j_{\text{H}}^0 = -D_{\text{H}}^0 \frac{\partial C_{\text{H}}^0}{\partial x}.$$

Заряд на поверхностных состояниях зависит от поверхностного потенциала, уровня и типа легирования кремниевой подложки, а также от распределения ПС по энергиям. Последнее полагалось равномерным по ширине запрещенной зоны кремния. В модели учитывалось зарядение ПС в процессе облучения:

$$Q'_{\text{it}} = -qN_{\text{it}}(\varphi_s - \varphi_b)/E_g, \quad (28)$$

где φ_s — поверхностный потенциал, φ_b — объемный потенциал, $\varphi_b = kT \ln(N/n_i)$, N — уровень легирования кремниевой подложки, n_i — собственная концентрация носителей в кремнии ($n_i = 1.4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ при 300 К), E_g — ширина запрещенной зоны Si ($E_g = 1.12 \text{ эВ}$

при 300 К). Поверхностный потенциал в процессе облучения находился из условия

$$V_g = \varphi_s - \varphi_{\text{ms}} - (Q_{\text{ot}} + Q'_{\text{it}})/C_{\text{ox}}, \quad (29)$$

φ_{ms} — контактная разность потенциалов металл—полупроводник. При измерении порогового напряжения МОП-транзистора (условие сильной инверсии, $\varphi_s = 2\varphi_b$) выражение для поверхностного заряда имеет вид

$$Q_{\text{it}} = -qN_{\text{it}}\varphi_b/E_g. \quad (30)$$

Параметрами модели, помимо исходной концентрации водородосодержащих и безводородных дырочных ловушек $C_{\text{TH0}}^0(x)$ и $C_{\text{T0}}^0(x)$, являются константы скоростей реакций (1)–(9), которые при диффузионном ограничении определяются коэффициентами диффузии подвижных компонентов: $k_i = \sigma_{pi}V_{\text{th}}D_p/D_n$, $i = 1, 2, 4, 6$; $k_{3,9} = \sigma_{n3,9}V_{\text{th}}$ (σ_p и σ_n — сечения захвата дырок и электронов соответственно, V_{th} — тепловая скорость электронов, $V_{\text{th}} \cong 10^7 \text{ см/с}$), $k_5 = 4\pi r_5 D_{\text{H}}^+$, $k_{7,8} = 4\pi r_{7,8} D_{\text{H}}^0$, где r_5 и $r_{7,8}$ — радиусы захвата ионов и атомов водорода соответственно. Учитывалась зависимость от напряженности электрического поля сечений захвата дырок в виде [21]

$$\sigma_p(E) = \sigma_{p0}(1 + 1.9 \cdot 10^{-4} E^{0.55})^{-1} \quad (31)$$

и сечений захвата электронов в виде [22]

$$\begin{aligned} \sigma_n(E) = \sigma_{n0}(1 + 8.3 \cdot 10^{-9} E^{1.5})^{-1} \quad \text{при } E \leq 7 \cdot 10^5 \text{ В/см,} \\ \sigma_n(E) = \sigma_{n0}(1 + 8.7 \cdot 10^{-17} E^{2.865})^{-1} \quad \text{при } E > 7 \cdot 10^5 \text{ В/см,} \end{aligned} \quad (32)$$

где σ_{p0} и σ_{n0} — сечения захвата дырок и электронов соответственно в слабых полях. В расчетах приближенно принимались одинаковые значения сечений захвата дырок на нейтральные ловушки в реакциях (1), (2), (4), (6): $\sigma_{p0} = 1.4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ и сечений захвата электронов на положительно заряженные кулоновские ловушки в реакциях (3), (9): $\sigma_{n0} = 1.6 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2$ [21]. Учет реакций захвата ионов и атомов водорода на заряженные и нейтральные водородосодержащие и безводородные ловушки при реальных значениях радиусов захвата (0.1–1.0 нм) оказывал слабое влияние на решение, поэтому приближенно считалось $r_5 = r_7 = r_8 = 0$.

3. Расчеты по модели

Система уравнений модели (10)–(18) с граничными условиями (19)–(22), начальными условиями (23), (24), с учетом (25)–(32) решалась численно с использованием неявной разностной схемы при задании различных напряжений на затворе. Решения сравнивались с экспериментальными зависимостями сдвига поверхностной ΔU_{it} и объемной ΔU_{ot} составляющих сдвига порогового напряжения от смещения затвора (или напряженности электрического поля) в процессе ионизирующего облучения, приведенными в работах [23,24].

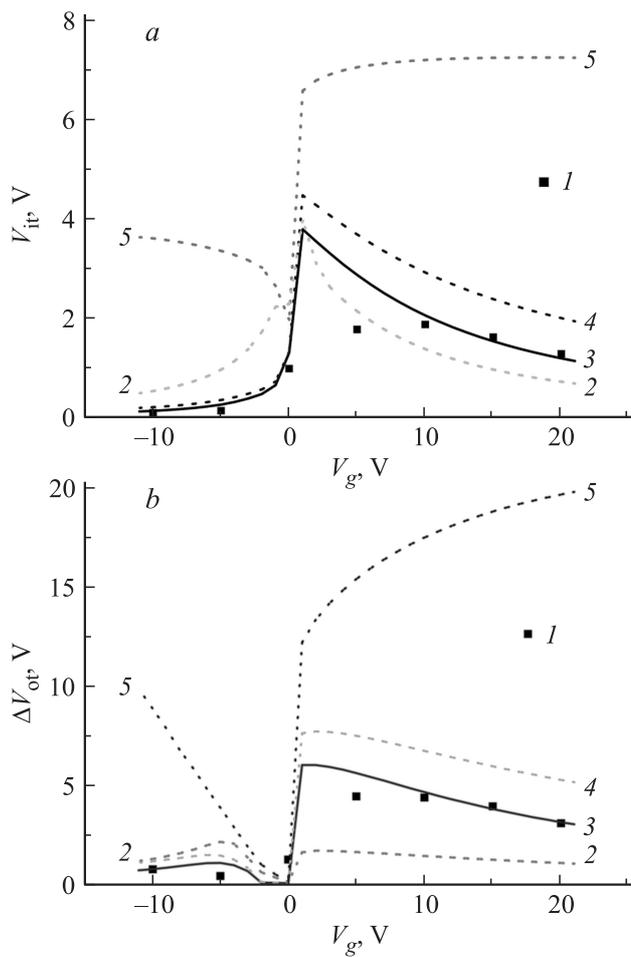


Рис. 1. Поверхностная (а) и объемная (b) составляющие сдвига порогового напряжения в зависимости от напряжения на затворе ($d = 48$ нм, $D = 10^6$ рад): 1 — эксперимент [23]; 2 — расчет при однородном распределении, $C_{\text{ТНО}}^0 = 7.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$; 3 — расчет при экспоненциальном распределении, $N_{\text{ТНО}}^0 = 7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $l = 5$ нм; 4 — расчет при $\sigma_{pi}(E) = \sigma_{p0} = \text{const}$ ($i = 1, 2, 4, 6$); 5 — расчет при $\mu_p = 0$.

В работе [23] МОП-конденсаторы на n -Si подложке с поликремниевым затвором и толщиной подзатворного термического SiO_2 $d = 48$ нм и подвергались γ -облучению Co^{60} с дозой $D = 1 \cdot 10^6$ рад. Экспериментальные зависимости ΔV_{it} и ΔV_{ot} от напряжения на затворе V_g (точки 1 на рис. 1 а, b) показывают рост при переходе от отрицательной полярности к положительной и дальнейший спад при полях свыше примерно 1–2 МВ/см ($V_g > 5$ –10 В). Пунктирными линиями (2) показан расчет при однородном начальном распределении водородосодержащих ловушек $C_{\text{ТНО}}^0 = 7.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (количество ловушек в диэлектрике $3.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Как видно из рисунка, решение при однородном распределении ловушек дает более высокие значения ΔV_{ot} и ΔV_{it} при $V_g < 0$ и более низкие значения ΔV_{ot} и ΔV_{it} при $V_g > 0$. Поэтому был проведен расчет при неоднородном — экспоненциальном распределении ловушек по глубине диэлектрика

с тем же их количеством: $C_{\text{ТНО}}^0(x) = N_{\text{ТНО}}^0 \exp(-x/l)$, $N_{\text{ТНО}}^0 = 7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $l = 5$ нм (сплошные кривые 3 на рис. 1, а, b). Как видно, в этом случае достигается более удовлетворительно соответствие с экспериментальными данными.

В работе [24] γ -облучению Co^{60} с дозой $D = 1 \cdot 10^5$ рад подвергались МОП-конденсаторы на n -Si подложке с поликремниевым затвором и подзатворным термическим оксидом кремния толщиной SiO_2 ($d = 100$ нм). Образцы имели разное содержание водорода, что достигалось специальными технологическими обработками. Экспериментальные результаты показаны точками 1–3 на рис. 2, а, b. Для образца 1 с максимальным количеством водорода удовлетворительное соответствие расчета с экспериментом достигается при экспоненциальном начальном распределении водородосодержащих ловушек с параметрами: $N_{\text{ТНО}}^0 = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $l = 10$ нм (сплошные кривые 1' на рис. 2, а, b). Для

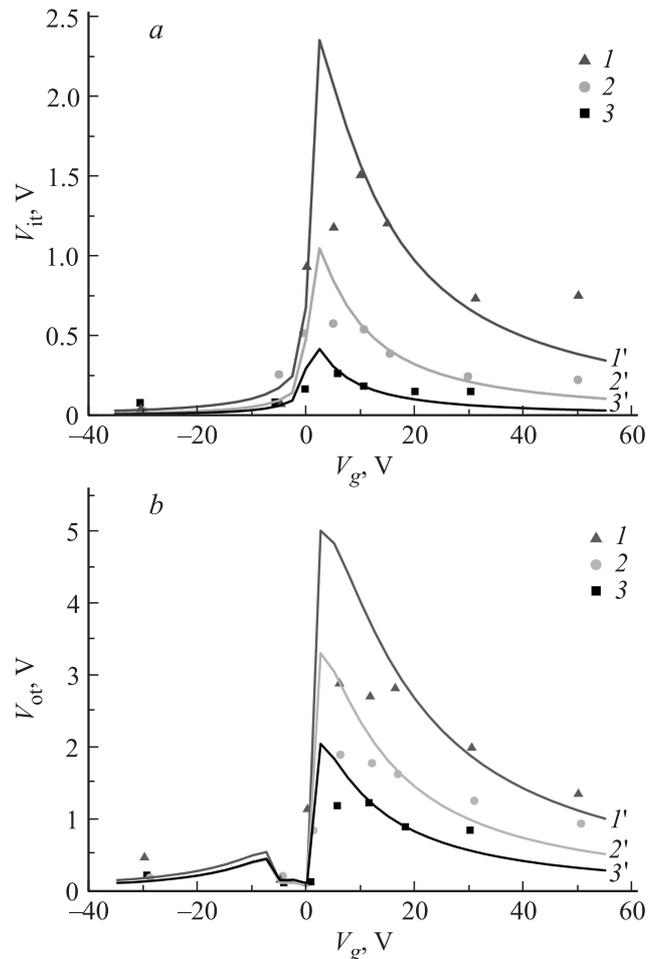


Рис. 2. Поверхностная (а) и объемная (b) составляющие сдвига порогового напряжения в зависимости от напряжения на затворе ($d = 100$ нм, $D = 10^5$ рад): 1–3 — эксперимент [24]; 1' — расчет при $N_{\text{ТНО}}^0 = 2.8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $l = 10$ нм; 2' — расчет при $N_{\text{ТНО}}^0 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{ТО}}^0 = 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 15$ нм; 3' — расчет при $N_{\text{ТНО}}^0 = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{ТО}}^0 = 5.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 30$ нм.

образцов 2, 3 с меньшим содержанием водорода соответствие с экспериментом может быть достигнуто при введении начальных безводородных ловушек, распределенных по такому же экспоненциальному закону с параметрами: $N_{\text{TH}^0}^0 = 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{T}^0}^0 = 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 15 \text{ нм}$ для образца 2 и $N_{\text{TH}^0}^0 = 1.1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{\text{T}^0}^0 = 5.7 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $l = 30 \text{ нм}$ для образца 3 (сплошные кривые 2' и 3' соответственно, на рис. 2а, б). Как видно, в образцах 2, 3 с малым содержанием водорода преобладают начальные безводородные ловушки.

4. Обсуждение

Падение ΔV_{it} и ΔV_{ot} с ростом V_g при высоких полях авторы работ [23,25] связывали с полевой зависимостью сечения захвата дырок $\sigma_p(E) \propto E^{-0.5}$ (см. выражение (31)). На этом основании Шанифелт с соавт. [25] предложили качественную HT^2 (hole-trapping / hydrogen transport) модель образования поверхностных состояний, в которой ключевую роль играет захват дырок на ловушки вблизи МФГ с кремнием (при $V_g > 0$) или вблизи МФГ с затвором (при $V_g < 0$). Однако в рамках настоящей модели исключение полевой зависимости $\sigma_p(E) = \sigma_{p0} = \text{const}$ не устраняет падение ΔV_{it} и ΔV_{ot} с ростом V_g (кривые 4 на рис. 1, а, б). Анализ решения показал, что падение ΔV_{it} и ΔV_{ot} с ростом V_g вызвано уменьшением концентрации дырок в диэлектрике, которое в свою очередь происходит из-за роста дрейфового члена в стоке дырок на обе межфазные границы. При $\mu_p = 0$ в дрейфовом члене и сохранении D_p в диффузионном члене уравнения (10) уменьшение концентрации дырок и падение ΔV_{it} и ΔV_{ot} с ростом V_g исчезали (кривые 5 на рис. 1, а, б).

Отметим, что на всех расчетных зависимостях ΔV_{it} , и особенно ΔV_{ot} , имеется острый максимум при малых положительных напряжениях на затворе, превышающий экспериментальные значения. Появление максимума ΔV_{ot} обусловлено началом дрейфа дырок к кремниевой подложке с захватом их на ловушки, расположенные вблизи МФГ Si–SiO₂, и соответствующим вкладом в образование объемного заряда. Появление максимума ΔV_{it} обусловлено началом дрейфа положительно заряженных ионов водорода к МФГ Si–SiO₂, где они депассивируют P_b -центры, давая рост ПС. Оба эффекта усилены ростом вероятности разделения электронно-дырочных пар $f_y(E)$ в области полей $2 \cdot 10^4 - 10^6 \text{ В/см}$. Падение ΔV_{it} и ΔV_{ot} с ростом V_g обусловлено, как было показано выше, уменьшением концентрации дырок в диэлектрике вследствие роста дрейфового члена в стоке дырок. Сглаживание этого максимума на экспериментальных зависимостях при малых полях может быть связано с неоднородным распределением электрического поля по площади МОП-структур, обусловленного краевыми эффектами, а также флуктуациями распределения исходного заряда диэлектрика и поверхностного потенциала полупроводника (см. [4]).

5. Заключение

Как видно из сравнения расчетных зависимостей с экспериментальными данными, данная количественная модель позволяет удовлетворительно описать зависимости поверхностной и объемной составляющих сдвига порогового напряжения МОП-структур от напряжения на затворе при ионизирующем облучении. Анализ экспериментальных полевых зависимостей составляющих сдвига порогового напряжения МОП-структур в рамках настоящей модели позволил установить ряд закономерностей.

1. В образцах с высоким содержанием водорода (образец 1 на рис. 2, а, б) преобладают исходные водородосодержащие дырочные ловушки TH^0 , тогда как в образцах с низким содержанием водорода (образцы 2, 3 на рис. 2, а, б) преобладают исходные безводородные дырочные ловушки T^0 .

2. Оба типа дырочных ловушек распределены неоднородно по толщине подзатворного диэлектрика с максимумом концентрации ($1 \cdot 10^{18} - 7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$) на МФГ Si–SiO₂ и характеристической длиной экспоненциального распределения 5–30 нм.

3. В образовании ПС помимо ионизованного водорода H^+ принимают участие нейтральный водород H^0 , дающий основной вклад в поверхностную составляющую сдвига порогового напряжения при отрицательном смещении затвора.

4. Спад поверхностной и объемной составляющих сдвига порогового напряжения МОП-структур, наблюдаемый при высоких полях ($E > 1 - 2 \text{ МВ/см}$), обусловлен ростом дрейфовой составляющей стока дырок, а не полевой зависимостью сечения захвата дырок (см. кривые 4, 5 на рис. 1, а, б).

5. Используемые в настоящей модели параметры: значения сечений захвата в слабых полях дырок на нейтральные ловушки ($\sigma_{p0} = 1.4 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$) и электронов на кулоновские ловушки ($\sigma_{n0} = 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ см}^2$) в диоксиде кремния соответствуют литературным данным, а найденные концентрации и характеристические длины распределения дырочных ловушек лежат в интервале литературных данных.

Список литературы

- [1] В.С. Першенков, В.Д. Попов, А.В. Шальнов. *Поверхностные радиационные эффекты в ИМС* (М., Энергоатомиздат, 1988).
- [2] Ф.П. Коршунов, Ю.В. Богатырев, В.А. Вавилов. *Воздействие радиации на интегральные микросхемы* (Минск, Наука и техника, 1986).
- [3] А.П. Барабан, В.В. Булавинов, П.П. Коноров. *Электроника слоев SiO₂ на кремнии* (Л., 1988).
- [4] В.А. Гуртов. *Твердотельная электроника* (М.: Техносфера, 2008) с. 67.
- [5] T.R. Oldham. *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-50 (3), 483 (2003).
- [6] О.В. Александров. *ФТП*, **48** (4), 523 (2014).

- [7] V.V. Afanas'ev, A.J. Stesmans. Phys.: Condens. Matter, **12**, 2285 (2000).
- [8] V.V. Afanas'ev, A.J. Stesmans. Europhys. Lett. **53**, 233 (2001).
- [9] J.F. Conley, P.M. Lenahan, Y.L. Evans, R.K. Lowry, T.J. Morthorst. J. Appl. Phys., **76**, 2872 (1994).
- [10] M.E. Zvanut, F.J. Feigl, W.B. Fowler, J.K. Rudra, P.J. Caplan, E.H. Poindexter, J.D. Zook. Appl. Phys. Lett., **54**, 2118 (1989).
- [11] D. Herve, J.-L. Leray, R.A. Devine. J. Appl. Phys., **72**, 3634 (1992).
- [12] V.K. Adamchuk, V.V. Afanas'ev. Progr. Surf. Sci., **41**, 111 (1992).
- [13] F.B. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-27 (6), 1651 (1980).
- [14] N.S. Saks, D.B. Brown. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-36 (6), 1848 (1989).
- [15] N.S. Saks, R.B. Klein, D.L. Griscom. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-35 (6), 1234 (1988).
- [16] C.M. Swenson. In The Physics of SiO₂ and its Interfaces. Ed. by S.T. Pantelides (Pergamon, N. Y., 1978) p. 328.
- [17] B.J. Mrstik, R.W. Rendell. J. Appl. Phys. **59**, 3012 (1991).
- [18] R.C. Huges. Phys. Rev. Lett., **30**, 1333 (1973).
- [19] S.R. Hofstein. IEEE Trans. Electron Dev., ED-11 (11), 749 (1967).
- [20] J.M. Benedetto, H.E. Boesch. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33 (6), 1318 (1986).
- [21] R.J. Krantz, L.W. Aukerman, T.C. Zietlow. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34 (6), 1196 (1987).
- [22] H.E. Boesch, F.B. McLean, J.M. Benedetto, J.M. McGarrity. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33 (6), 1191 (1986).
- [23] J.R. Schwank, P.S. Winokur, F.W. Sexton, D.M. Fleetwood, J.H. Perry, P.V. Dressendorfer, D.T. Sanders, D.C. Turpin. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-33 (6), 1178 (1986).
- [24] J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, P.V. Dressendorfer, D.C. Turpin, D.T. Sanders. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-34 (6), 1152 (1987).
- [25] M.R. Scaneyfelt, J.R. Schwank, D.M. Fleetwood, P.S. Winokur, K.L. Hughes, F.W. Sexton. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-37 (6), 1632 (1990).

Редактор Т.А. Полянская

The effect of bias on behavior of MOS-structures at ionizing irradiation

O.V. Aleksandrov

St. Petersburg State Electrotechnical University „LETI“,
197376 St. Petersburg, Russia

Abstract On the basis of quantitative model [6] the analysis of literary experimental data on effect of gate bias on behaviour of MOS-structures at an ionizing irradiation is carried out. It is shown that along with hydrogen-containing hole traps in samples with the small content of hydrogen there are hydrogen-free hole traps; both that and others are non-uniform distributed across the thickness of the gate dielectric. In addition to ionized hydrogen the neutral hydrogen takes part in formation of surface states and gives the main contribution at a negative gate. The falling of a threshold shift at high fields is caused due to the growth of a drift component of hole drain to the electrodes.