

04,03

Раннее образование поверхностных состояний в МОП-структурах при ионизирующем облучении

© О.В. Александров

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

E-mail: Aleksandr_ov@mail.ru

Поступила в Редакцию 22 февраля 2023 г.

В окончательной редакции 22 февраля 2023 г.

Принята к публикации 1 марта 2023 г.

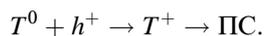
Разработана количественная модель раннего образования поверхностных состояний (ПС) в МОП-структурах при ионизирующем облучении (ИО) с лимитирующей стадией — дисперсионным переносом дырок. Согласно модели основной вклад в раннее образование ПС происходит во время микросекундного импульса ИО для тонкого подзатворного диэлектрика и после окончания импульса для толстого полевого оксида. Рост плотности ранних ПС после окончания ИО связан с наличием локализованных состояний и дисперсионным переносом дырок. Позднее образование ПС лимитируется дисперсионным транспортом ионов водорода, что затягивает процесс образования поздних ПС от ~ 0.1 с до 10^4 и более секунд.

Ключевые слова: МОП-структура, ионизирующее облучение, поверхностные состояния, дисперсионный транспорт.

DOI: 10.21883/FTT.2023.05.55492.22

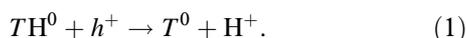
1. Введение

Принято считать, что имеются два механизма образования поверхностных состояний (ПС) после ионизирующего облучения (ИО) МОП-структур: конверсионный и водородный [1,2]. По первому механизму ПС образуются в результате захвата дырок h^+ , генерируемых ИО, дырочными ловушками T , расположенными вблизи межфазной границы (МФГ) Si–SiO₂, с последующей их трансформацией (конверсией) в ПС:

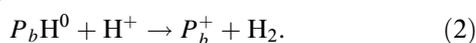


Механизм трансформации остается невыясненным [1]. В работе [3] полагается, что трансформация захваченных дырок T^+ в ПС происходит при захвате электрона из зоны проводимости или эмиссии дырки в валентную зону кремниевой подложки. В работе [4] вместо трансформации введены „граничные ловушки“ (border traps), которые расположены в оксиде на расстоянии менее 3 nm от МФГ и могут достаточно быстро обмениваться зарядами с кремниевой подложкой по туннельному механизму, что делает их похожими на ПС.

В водородном механизме ПС образуются в результате двух этапного процесса [5]. На первом этапе происходит освобождение ионов водорода H^+ при захвате дырок водородосодержащими ловушками TN^0 :



На втором этапе ионы водорода дрейфуют к МФГ Si–SiO₂, где депассивируют P_bH -центры с образованием ПС (P_b -центры):



Установлено, что имеется раннее образование ПС — за микросекунды после импульса ИО [6–8] и более

позднее образование ПС, которое начинается от 0.1–1 с и длится до 10^4 – 10^5 s [5–8]. Позднее образование ПС хорошо описывается водородным механизмом с лимитирующей стадией — транспортом водорода [5–8]. Раннее образование ПС связывали с конверсионным механизмом и лимитирующей стадией — транспортом дырок [6–8]. Доля ПС, образующихся по этому механизму, составляет 10–20% от полной плотности ПС, образующихся после ИО [1,2].

Транспорт дырок и водорода в аморфном оксиде кремния SiO₂ носит дисперсионный характер и описывается моделью случайных блужданий с непрерывным временем (continuous time random walk (CTRW)) [9–11], или моделью многократного захвата [12]. На основе модели многократного захвата нами было проведено количественное описание образования ПС по водородному механизму [13], влияние интенсивности ИО [14] и латентное накопление ПС [15]. В работе [16] было проанализировано накопление объемного заряда, связанное с дисперсионным транспортом дырочных поляронов при пониженных (80–293 K) температурах. Представляет интерес количественно описать раннее образование ПС, обусловленное транспортом и захватом дырок при обычных температурах.

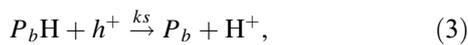
Целью настоящей работы является разработка количественной модели раннего образования ПС при ионизирующем облучении МОП-структур.

2. Описание модели

Оценим время переноса дырок через тонкий подзатворный оксид кремния SiO₂ МОП-структуры. При толщине оксида $d = 100$ nm и дрейфовом механизме

переноса дырок в поле напряженностью $E = 1 \cdot 10^6$ В/см с подвижностью дырок $\mu_p = 2 \cdot 10^{-5}$ см²/В · с [17] это время составляет $t = d/(\mu E) \cong 0.5 \mu\text{s}$, что примерно соответствует началу появления ранних ПС. То есть, транспорт дырок действительно может являться лимитирующей стадией раннего образования ПС, как и было предложено в работах [6–8]. Конверсионный механизм, включающийся после достижения дырками МФГ Si–SiO₂, в этом случае лимитирующей стадией не является.

В ранних работах [18–20] предполагалось, что захват дырок может приводить к разрыву слабых связей Si–H и Si–OH [18,19] или напряженных связей Si–O [21] на МФГ Si–SiO₂. При инжекции дырок из кремниевой подложки наблюдалось образование как положительного заряда в объеме оксида, так и образование ПС на МФГ Si–SiO₂ [22,23]. Полагаем, что образование ранних ПС происходит путем разрыва слабой водородной связи в P_bH-центрах на МФГ Si–SiO₂ при захвате генерируемых ИО дырок h⁺ по реакции

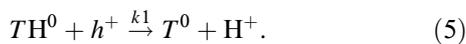


где k_s — константа скорости реакции. Водород, освобождающийся в этой реакции, образует ПС по реакции (2). Плотность ранних ПС Q_{ite} будет определяться скоростью депассивации P_bH-центров по реакции (3)

$$\frac{\partial Q_{P_b}}{\partial t} = k_s Q_{P_b\text{H}} p, \quad (4)$$

где t — время, Q_{P_bH} и Q_{P_b} — плотности пассивированных и непассивированных P_b-центров (Q_{ite} = Q_{P_b}), p — концентрации свободных дырок на МФГ Si–SiO₂.

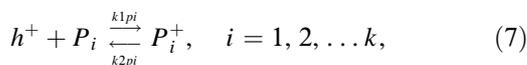
Для расчета кинетики изменения концентрации дырок во время и после ИО необходимо учитывать расход дырок в реакции освобождения водорода из водородо-содержащей ловушки



и их захват безводородными дырочными ловушками, образующимися в реакции (5):

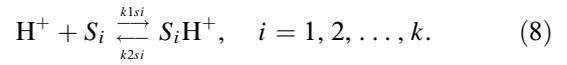


При этом необходим учет дисперсионного характера транспорта дырок в аморфном SiO₂ с образованием дырочных поляронов P_i⁺ и дисперсионного характера транспорта ионов водорода. Дисперсионный транспорт дырок описываем с помощью модели многократного захвата на локализованные состояния P_i [16]:



где k — число локализованных состояний. Дисперсионный транспорт ионов водорода описываем с помощью

модели многократного захвата на локализованные состояния S_i [13]:



Уравнения переноса дырок и ионов водорода вместе с уравнением Пуассона принимают вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = & D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial(Ep)}{\partial x} - (k_2 C_T^0 + k_1 C_{TH}^0) p \\ & - \sum_{i=1}^k k_{1pi} C_{Pi}^0 p + \sum_{i=1}^k k_{2pi} C_{Pi}^+ + G, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_H^+}{\partial t} = & D_H^+ \frac{\partial^2 C_H^+}{\partial x^2} - \mu_H^+ \frac{\partial EC_H^+}{\partial x} + k_1 C_{TH}^0 p \\ & - C_H^+ \sum_{i=1}^k k_{1si} C_{Si}^0 + \sum_{i=1}^k k_{2si} C_{SHi}^+, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{q}{\varepsilon \varepsilon_0} \left(p + C_T^+ + C_H^+ + \sum_{i=1}^k (C_{Pi}^+ + C_{SHi}^+) \right), \quad (11)$$

где x — координата, отсчитываемая от МФГ с кремниевой подложкой при x = 0 до МФГ с затвором при x = d, d — толщина диэлектрика; C_T⁰ и C_{TH}⁰ — концентрации нейтральных безводородных и водородосодержащих дырочных ловушек, C_T⁺ и C_H⁺ — концентрация положительно заряженных ловушек и свободных ионов водорода, C_{Pi}⁰ и C_{Pi}⁺ — концентрации i-тых пустых и заполненных поляроновых состояний, соответственно; C_{Si}⁰ и C_{SHi}⁺ — концентрации i-тых пустых и заполненных водородных состояний, соответственно; D_p и μ_p — коэффициент диффузии и подвижность дырок, соответственно (μ_p = 2 · 10⁻⁵ см²/В · с [17], D_p = k_BTμ_p, k_B — постоянная Больцмана, T — температура, T = 300 К); D_H⁺ и μ_H⁺ — коэффициент диффузии и подвижность свободных ионов водорода, соответственно (D_H⁺ = 1 exp(-0.73/(k_BT)) см²/с [24], μ_H⁺ = D_H⁺/(k_BT)); V — потенциал, E — напряженность электрического поля, E = -dV/dx, q — заряд электрона; ε — относительная диэлектрическая проницаемость оксида кремния (ε = 3.9), ε₀ — электрическая постоянная. Темп генерации электронно-дырочных пар G определяется мощностью радиационной дозы F, коэффициентом генерации электронно-дырочных пар k_g и вероятностью разделения пар электрическим полем f_y(E): G(E) = Fk_gf_y(E), где k_g(SiO₂) = 8.1 · 10¹² см⁻³/рад. Для f_y(E) использовалась аппроксимация [25]:

$$f_y(E) = \left[\frac{0.27}{(E + 0.084)} + 1 \right]^{-1},$$

где E в MV/cm.

Уравнения (9)–(11) решаются совместно с кинетическими уравнениями для неподвижных компонентов реакций.

Распределение плотности локализованных состояний для дырок имеет экспоненциальный вид по энергии, характерный для некристаллических материалов [26], а также по координате

$$C_{P_i}^0(E_{P_i}) = N_P^0 \exp\left(-\frac{E_{P_i}}{E_{PP}}\right) \exp\left(-\frac{x}{L_P}\right), \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (12)$$

где N_P^0 — полная концентрация пустых и заполненных дырочных поляронных состояний, $N_P^0 = C_P^0 + C_P^+$, $C_P^0 = \sum_{i=1}^k C_{P_i}^0$, $C_P^+ = \sum_{i=1}^k C_{P_i}^+$; E_{P_i} — энергия уровня i -го поляронного состояния, E_{PP} — характеристическая энергия поляронов, связанная с дисперсионным дырочным параметром α_P соотношением $\alpha_P = k_B T / E_{PP}$, L_P — ширина распределения (полагалось $L_P = 10$ nm).

Распределение плотности локализованных состояний для ионов водорода имеет экспоненциальный вид по энергии и равномерный по координате

$$C_{S_i}^0(E_{S_i}) = N_S^0 \exp\left(-\frac{E_{S_i}}{E_{SS}}\right), \quad i = 1, 2, \dots, k, \quad (13)$$

где N_S^0 — полная концентрация пустых и заполненных водородных состояний, $N_S^0 = C_S^0 + C_{SH}^+$, $C_S^0 = \sum_{i=1}^k C_{S_i}^0$, $C_{SH}^+ = \sum_{i=1}^k C_{SH_i}^+$; E_{S_i} — энергия уровня i -го поляронного состояния; E_{SS} — характеристическая энергия, связанная с дисперсионным водородным параметром α_S соотношением $\alpha_S = k_B T / E_{SS}$.

В начальный момент времени концентрации дырок, ионов водорода и их заполненных состояний нулевые

$$p(x, 0) = 0, \quad C_H^+(x, 0) = 0, \quad C_{P_i}^+(x, 0) = 0, \\ C_{S_i}^+(x, 0) = 0, \quad i = 1, 2, \dots, k. \quad (14)$$

Концентрация нейтральных водородосодержащих ловушек полагалась однородной по глубине

$$C_{TH}^0(x, 0) = C_{TH0}^0. \quad (15)$$

Граничное условие для свободных дырок при $x = 0$ определяются скоростью стока дырок на МФГ Si–SiO₂ в соответствии с (4):

$$j_p = \frac{\partial Q_{P_b}}{\partial t}, \quad (16)$$

где j_p — поток дырок, $j_p = -D_p \frac{\partial p}{\partial x} + \mu_p p E$. При $x = d$ полагаем для дырок поглощающую границу, также как и для свободных ионов водорода на обеих МФГ Si–SiO₂ и SiO₂ — затвор

$$p(d, t) = C_H^+(0, t) = C_H^+(d, t) = 0. \quad (17)$$

К затвору при $x = d$ приложено напряжение V_G :

$$V(0, t) = 0, \quad V(d, t) = V_G. \quad (18)$$

Образование поздних ПС происходит после освобождения ионов H⁺ из водородосодержащих ловушек по реакции (5) и последующей депассивации P_bH-центров по реакции (2). Так что плотность поздних ПС Q_{itl} определяется интегральным потоком ионов водорода j_H^+ на МФГ:

$$Q_{itl} = \int_0^t j_H^+(0, t) dt. \quad (19)$$

При расчете подбирались параметры: концентрация нейтральных водородосодержащих дырочных ловушек C_{TH0}^0 и константа скорости k_S реакции (3). Значения остальных параметров брались из определенных ранее для транспорта дырок в [16]: $N_P^0 = 2.2 \cdot 10^{19}$ cm⁻³, $E_{P1} = 0.26$ eV, $E_{Pk} = 0.55$ eV, $E_{PP} = 0.2$ eV (при $T = 300$ K, $E = 1$ МВ/см) и для транспорта ионов водорода в [13,14]: $N_S^0 = 6 \cdot 10^{22}$ cm⁻³, $E_{S1} = 0.65$ eV, $E_{Sk} = 0.98$ eV, $E_{SS} = 0.07$ eV.

3. Результаты расчетов

Уравнения (9)–(11) решались численно по неявной разностной схеме с начальными условиями (12)–(15) и граничными условиями (16)–(18). Расчет плотности ранних ПС осуществлялся по (4), а поздних — по (19).

На рис. 1 показаны временные зависимости интегральных концентраций свободных дырок $Q_P = \int_0^d p dx$ (кривая 1), дырок, захваченных на дырочные локализованные состояния $Q_P^+ = \int_0^d C_P^+ dx$ (кривая 2), а также свободных ионов водорода $Q_H^+ = \int_0^d C_H^+ dx$ (кривая 4) и ионов водорода, захваченных на водородные локализованные состояния $Q_{SH}^+ = \int_0^d C_{SH}^+ dx$ (кривая 6).

Как видно из рис. 1, во время импульса ИО происходит рост количества свободных дырок Q_P (кривая 1) вплоть до насыщения при $t \sim 0.3$ μs, а также рост количества дырок, захваченных на локализованные состояния Q_P^+ (кривая 2). После окончания импульса количество свободных дырок (кривая 1) падает сначала резко вследствие прекращения генерации дырок, а затем более плавно вследствие стока дырок на МФГ. Количество дырок накопленных на локализованных состояниях (кривая 2) спадает после окончания импульса значительно более медленно, чем количество свободных дырок, подпитывая рост ранних ПС. Плотность ранних ПС Q_{ite} (кривая 3) растет быстро во время импульса и более медленно после окончания импульса вплоть до насыщения при ~ 0.1 s. Количество свободных ионов водорода Q_H^+ (кривая 4) быстро растет при ИО, почти не меняется после ИО вплоть до ~ 1 ms, а затем падает, вследствие стока ионов H⁺ на МФГ, давая рост поздним ПС Q_{itl} (кривая 5). Количество водорода, накопленного

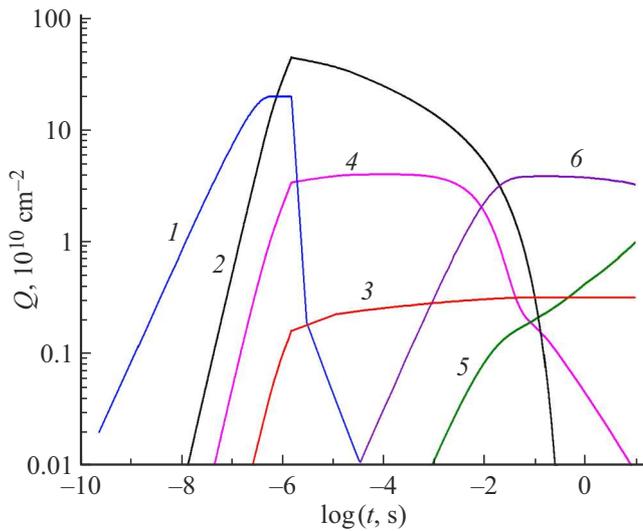


Рис. 1. Временные зависимости Q_p (1), Q_p^+ (2), Q_{ite} (3), Q_H^+ (4), Q_{itl} (5) и Q_{SH}^+ (6). (Параметры расчета как для рис. 2).

на локализованных состояниях Q_{SH}^+ (кривая 6) после окончания импульса сначала растет, а затем, начиная от ~ 0.1 с, медленно падает, подпитывая рост поздних ПС.

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными [8] по облучению МОП-структур с тонким подзатворным оксидом ($d = 42$ nm) импульсом электронов с энергией 40 MeV эквивалентной дозой 46.6 krad длительностью 1.5 μ s. К затвору прикладывалось напряжение $V_G = +4.2$ В ($E = 1$ MV/cm). На рис. 2 показаны экспериментальные данные [8] (значки 1) и расчетные зависимости ранней Q_{ite} (кривая 2), поздней Q_{itl} (кривая 3) и суммарной $Q_{it} = Q_{ite} + Q_{itl}$ (кривая 4) плотности ПС во время и после окончания импульса длительностью 1.5 μ s (значок * на зависимости $Q_{ite}(t)$).

Результаты расчетов сравнивались также с экспериментальными данными [27] по облучению МОП-структур с толстым полевым оксидом ($d = 800$ nm) импульсом электронов с энергией 40 MeV эквивалентной дозой 10 krad длительностью 4 μ s. К затвору прикладывалось напряжение $V_G = +160$ В ($E = 2$ MV/cm). В [27] определялась энергетическая плотность ПС D_{it} в области максимума поверхностного потенциала. Полагаем, что интегральная плотность ПС $Q_{it} \cong 0.1 D_{it} E_G$, где E_G — ширина запрещенной зоны кремния.

На рис. 3 показаны экспериментальные данные [27] (значки 1) и расчетные зависимости ранней Q_{ite} (кривая 2), поздней Q_{itl} (кривая 3) и суммарной $Q_{it} = Q_{ite} + Q_{itl}$ (кривая 4) плотности ПС во время и после окончания импульса длительностью 4 μ s (значок * на зависимости $Q_{ite}(t)$).

Количество ранних ПС Q_{ite} определяется количеством свободных дырок, образовавшихся при генерации во время ИО, сечением захвата дырок в константе скорости реакции (3), а также количеством дырок, накопленных

на локализованных дырочных состояниях Q_p^+ . Количество поздних ПС Q_{itl} определяется количеством свободных ионов водорода, освободившихся во время ИО по реакции (5) и стекших на МФГ Si-SiO₂, а также количеством водорода, накопленного на локализованных водородных состояниях Q_H^+ .

Отметим, что в случае толстого оксида значительная доля ранних ПС образуется после окончания импульса, что связано с более длительным дисперсионным транспортом дырок из объема оксида к МФГ с кремниевой подложкой. Дырки, накопленные на локализованных дырочных состояниях, затягивают выход зависимости $Q_{ite}(t)$ на насыщение. Подобным образом водород, на-

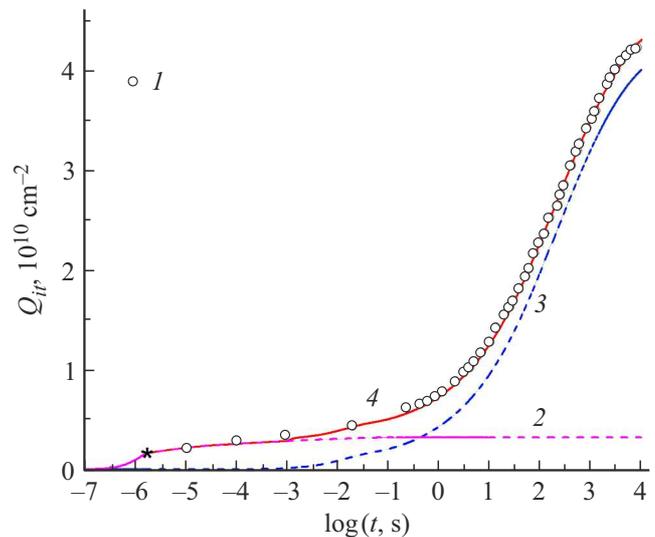


Рис. 2. Временные зависимости плотности ПС: 1 — эксперимент [8], 2–4 — расчет: 2 — Q_{ite} , 3 — Q_{itl} , 4 — Q_{it} ($d = 42$ nm, $C_{THO}^0 = 3.2 \cdot 10^{18}$ cm⁻², $k_S = 6 \cdot 10^{-15}$ cm³/s).

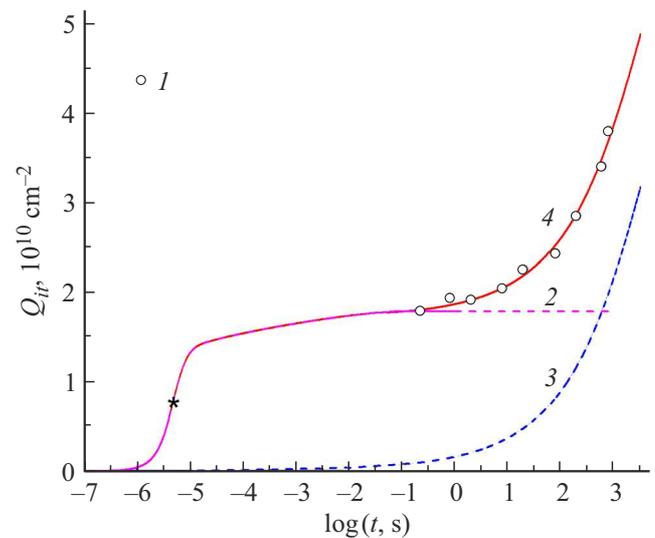


Рис. 3. Временные зависимости плотности ПС: 1 — эксперимент [27], 2–4 — расчет: 2 — Q_{ite} , 3 — Q_{itl} , 4 — Q_{it} ($d = 800$ nm, $C_{THO}^0 = 4.7 \cdot 10^{17}$ cm⁻², $k_S = 2 \cdot 10^{-14}$ cm³/s).

копленный на локализованных водородных состояниях, затягивает процесс роста $Q_{iil}(t)$.

Отметим, что константа скорости образования ранних ПС для толстого полевого оксида в ~ 3 раза больше, чем для тонкого подзатворного. Это объясняется более высокой напряженностью электрического поля и соответственно большей энергией дырок в реакции (3) для полевого оксида. Полагая, что константа скорости образования ранних ПС определяется дрейфовой скоростью дырок, $k_s = \sigma_p \mu_p E$, получаем для сечения захвата дырок на P_bN центры: $\sigma_p = 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ для тонкого подзатворного оксида и $\sigma_p = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ для толстого полевого оксида.

Количество водородосодержащих дырочных ловушек как в подзатворном, так и в полевым оксидах ($Q_{THO}^0 = C_{THO}^0 d = 1.3 \cdot 10^{13}$ и $3.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$, соответственно) достаточно велико по сравнению с количеством дырок, генерируемых при ИО ($Q_p = Gt = 1.3 \cdot 10^{12}$ и $5.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ соответственно). Поэтому при достаточно больших временах после ИО плотность поздних ПС становится больше плотности ранних ПС как в тонком подзатворном, так и в толстом полевым оксидах.

4. Заключение

Разработана количественная модель раннего образования ПС в МОП-структурах при ИО с лимитирующей стадией — дисперсионным переносом дырок. Согласно этой (дырочной) модели основной вклад в раннее образование ПС происходит во время микросекундного импульса ИО для тонкого подзатворного диэлектрика и после окончания импульса для толстого полевого оксида. Рост плотности ранних ПС после окончания ИО связан с наличием локализованных состояний и дисперсионным транспортом дырок. Позднее образование ПС лимитируется дисперсионным переносом ионов водорода. Наличие водородных локализованных состояний затягивает процесс позднего образования ПС от ~ 0.1 с до 10^4 и более секунд. Расчет плотности ПС согласуется с экспериментами [8,27] при основных параметрах, определенных ранее для дырок в [16] и для ионов водорода в [13,14].

Конфликт интересов

Автор не имеет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] T.R. Oldham, F.B. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci. **50**, 3, 483 (2003).
- [2] К.И. Таперо, В.Н. Улимов, А.М. Членов. Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. БИНОМ, М. (2012). 304 с.
- [3] В.С. Першенков, Д.В. Савченков, А.С. Бакеренков, В.Н. Улимов. Микроэлектроника **39**, 2, 102 (2010).
- [4] D.M. Fleetwood. IEEE NS-**39**, 2, 269 (1992).
- [5] F.B. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci. **27**, 6, 1651 (1980).
- [6] 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. **33**, 6, 1178 (1986).
- [7] H.E. Boesch. IEEE Trans. Nucl. Sci. **35**, 6, 1160 (1988).
- [8] N.S. Saks, C.M. Dozier, D.B. Brown. IEEE Trans. Nucl. Sci. **35**, 6, 1168 (1988).
- [9] F.B. McLean, N.E. Boesch, J.M. McGarrity. IEEE Trans. Nucl. Sci. **23**, 6, 1506 (1976).
- [10] N.E. Boesch, J.M. McGarrity, F.B. McLean. IEEE Trans. Nucl. Sci. **25**, 3, 1012 (1978).
- [11] N.E. Boesch, F.B. McLean, J.M. McGarrity, P.S. Winokur. IEEE Trans. Nucl. Sci. **25**, 6, 1239 (1978).
- [12] O.L. Curtis, J.R. Srour. J. Appl. Phys., **48**, 9, 3819 (1977).
- [13] О.В. Александров. ФТП **54**, 10, 1029 (2020).
- [14] О.В. Александров. ФТП **55**, 2, 152 (2021).
- [15] О.В. Александров. ФТП **55**, 7, 559 (2021).
- [16] О.В. Александров. ФТП **56**, 12, 1154 (2022).
- [17] R.C. Hughes. Phys. Rev. **B15**, 4, 2012 (1977).
- [18] A.G. Revesz. J. Electrochem. Soc. **126**, 1, 122 (1979).
- [19] P.S. Winokur, H.E. Boesch, J.M. McGarrity, F.B. McLean. J. Appl. Phys. **50**, 5, 3492 (1979).
- [20] S.K. Lai. J. Appl. Phys. **54**, 5, 2540 (1983).
- [21] F.J. Grunthaler, P.J. Grunthaler. Mater. Sci. Rep. **1**, 65 (1986).
- [22] Q.D. Khosru, N. Yasuda, K. Taniguchi, C. Hamaguchi. Appl. Phys. Lett. **63**, 18, 2537 (1993).
- [23] G. Van den Bosch, G. Groeseneken, H.E. Maes, R.B. Klein, N.S. Saks. J. Appl. Phys. **75**, 4, 2073 (1994).
- [24] S.R. Hofstein. IEEE Trans. El. Dev. **14**, 11, 749 (1967).
- [25] J.M. Benedetto, H.E. Boesch. IEEE Trans. Nucl. Sci. **33**, 6, 1318 (1986).
- [26] V.I. Arkhipov, A.I. Rudenko. Phil. Mag. B **45**, 2, 189, 209 (1982).
- [27] N.E. Boesch, T.L. Taylor. IEEE Trans. Nucl. Sci. **31**, 6, 1273 (1984).

Редактор Ю.Э. Кутаев