

УДК 621.3.049.77: 539.16.04

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ РАДИАЦИОННОГО ЗАРЯДА В МОП-СТРУКТУРАХ

© 2003 М. Н. Левин, В. Р. Гитлин, А. В. Татаринцев, В. А. Макаренко, Т. Г. Меньшикова

Воронежский государственный университет

Представлен анализ кинетики релаксационных процессов радиационного заряда в структуре металл—окисел—полупроводник в диапазоне неразрушающих термических воздействий и излучений с энергиями квантов меньше ширины запрещенной зоны подзатворного окисла. Анализ основан на численном решении системы уравнений, описывающих процессы туннелирования и термоэмиссии заряда в диэлектрических слоях с различным распределением ловушечных уровней, а также процесс фотоэмиссии электронов из полупроводника в слой диэлектрика. Проведен анализ эволюции радиационного заряда в диэлектрике при комплексном воздействии на МОП-структуру ионизирующего воздействия, повышенных температур и фотоэмиссионных токов. Показана зависимость процессов релаксации от электрофизических характеристик и структурных параметров подзатворных окислов.

ВВЕДЕНИЕ

Считается, что релаксация накопленного дырочного заряда в окисле после прекращения радиационного воздействия, обусловлена туннелированием электронов из кремниевой подложки [1, 2]. О туннельном механизме разрядки объемного радиационного заряда свидетельствует логарифмический характер временной зависимости релаксации Q_{ot} [3, 4]. При отрицательном напряжении на затворе V_g , обеспечивающем наличие свободных дырок в ОПЗ кремния (состояний, куда может туннелировать электрон), возможно туннелирование электрона обратно в подложку с восстановлением положительно заряженного E' -центра. Существование порогового значения V_g для такого “обратного отжига” свидетельствует о том, что туннелирование происходит в валентную зону кремния. Это означает, что центры в окисле, с которых происходит туннелирование электронов, расположены ниже запрещенной зоны кремния. Такой вывод подтверждается данными рентгеновской спектроскопии и фотопоглощения о том, что положение E' -центра характеризуется уровнем $E_v - \alpha T + 3,6$ эВ, где $\alpha = 2 \cdot 10^{-3}$ эВ \cdot k^{-1} [5]. Темп релаксации радиационного дырочного заряда в окисле резко возрастает при $T > 400$ К. Это связывается с туннелированием свободных электронов из полупроводника

на центры, расположенные выше запрещенной зоны кремния ($E_c + 1,3$ эВ) [5—7]. Температурная зависимость этого эффекта обусловлена увеличением концентрации свободных электронов при нагреве (при > 400 К достигается собственная проводимость Si). Таким образом, имеются две группы уровней, ответственных за нейтрализацию заряда при туннелировании электронов, относящихся к основному (нижний уровень) и возбужденному (верхний уровень) состояниям E' -центра [6].

При достаточно высоких температурах отжиг положительного заряда в диэлектрике может происходить и за счет термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону. Авторы [6] предложили обобщенную модель релаксации радиационно-индуцированного заряда в диэлектрические МДП-структуры, учитывающую механизмы туннелирования и термоэмиссии. В этой модели используются понятия фронта туннелирования и фронта термоэмиссии. Вероятность туннельной разрядки дырочного центра экспоненциально спадает с расстоянием от границы раздела и имеет вид:

$$P_{tun} = \alpha \cdot \exp(-\beta \cdot x), \quad (1)$$

где α и β — частотный и барьерный факторы, соответственно ($\alpha \equiv \hbar / 16m^* \sigma_p$); $\beta \equiv m^* \cdot \Delta E_t / 2\hbar$; ΔE_t — высота барьера, m^* — эффективная масса электрона.

Скорость разрядки за счет туннелирования определяется уравнением:

$$\frac{\partial P_t(x, t)}{\partial t} = -\alpha \cdot \exp(-\beta \cdot x) P_t(x, t), \quad (2)$$

где $P_t(x, t)$ — распределение плотности захваченных дырок в окисле.

В момент времени t скорость разрядки максимальна для дырочных центров, расположенных в плоскости, координата которой x_m находится из условия равенства нулю второй производной $P_t(x, t)$ по времени:

$$x_m(t) = \beta^{-1} \cdot \ln(\alpha \cdot t). \quad (3)$$

Плоскость $x_m(t)$, отделяющая разряженные к моменту времени t центры от заполненных, называется фронтом туннелирования. Заметим, что при величине энергетического барьера в 3,1 эВ логарифмическая скорость движения туннельного фронта составляет 0,2 нм/декада. Пользуясь понятием фронта туннелирования изменение напряжения $\Delta V_{ot}(t)$ за счет релаксации объемного заряда можно выразить в виде:

$$\Delta V_{mg}(t) = - \int_{x_m(t)}^{\infty} \frac{(t_{ox} - x) \cdot q \cdot P_t(0, x)}{\epsilon_i} \cdot dx. \quad (4)$$

Вероятность термической разрядки дырочного центра экспоненциально спадает с увеличением энергии дырочного центра:

$$P_{em} = AT^2 \cdot \exp(-E_t / kT), \quad (5)$$

где T — абсолютная температура, k — константа Больцмана, E_t — энергия дырочного центра, A — феноменологический параметр, который зависит от природы дырочного центра.

Скорость разрядки за счет термоэмиссии определяется уравнением:

$$\frac{\partial P_t(E_t, t)}{\partial t} = -AT^2 \cdot \exp(-E_t / kT) P_t(E_t, t), \quad (6)$$

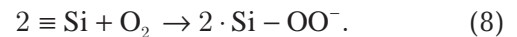
где $P_t(E_t, t)$ — распределение плотности захваченных дырок в окисле.

Аналогично фронту туннелирования вводится понятие фронта термоэмиссии. Фронт термоэмиссии — это энергетический уровень дырочных центров, для которых скорость термической разрядки максимальна и находится и из условия равенства нулю второй производной $P_t(E_t, t)$ по времени:

$$E_t(t) = kT \cdot \ln(AT^2 t). \quad (7)$$

Представленная модель носит общий характер и не связана с конкретным типом центров дырочного захвата в диэлектрике. Что касается радиационно-индуцированного заряда в беспримесных стехиометрических слоях SiO_2 кремниевых МДП-структур, то он полностью отжигается в интервале температур до 725 К [8]. Энергии активации термоотжига, определенные по термостимулированным токам, имеют значения $E_a \approx 1,3$ эВ и $E_a \approx 0,8 \div 1,1$ эВ для сухого и пирогенного окислов [5, 6], соответственно.

Термоотжиг Q_{ot} может быть обусловлен также химическими процессами, ограниченными диффузией реагентов [9]. Этими реагентами считаются молекулярный кислород в “сухом” окисле и молекулы H_2O во “влажном”. В работах [9, 10] исследовалось отжиги E' -центров в облученных образцах с различным содержанием растворенного кислорода в окисле. Спад концентрации E' -центров по данным ЭПР сопровождался повышением концентрации $\equiv \text{Si} - \text{OO}^-$ -центров (перекисный радикал), причем суммарная концентрация E' - и $\equiv \text{Si} - \text{OO}^-$ -центров сохранялась. Это позволило авторам [9] записать реакцию, ответственную за термоотжиг E' -центров в сухом окисле:



Во “влажном” окисле отжиг E' -центров происходит в результате реакции:



Вклад реакций (8—9) в процесс отжига радиационного заряда зависит от содержания растворенного кислорода и воды в исходном окисле. Существенно то, что согласно приведенным реакциям низкотемпературный отжиг ($T < 725$ К) E' -центров не является восстановлением исходного состояния окисла, а связан с образованием новых дефектных комплексов.

Следует отметить, что туннельная разрядка (компенсация) радиационно-индуцированного заряда Q_{ot} происходит не только после, но и в процессе облучения, что приводит к зависимости кинетики накопления Q_{ot} от мощности дозы.

Облучение квантами с энергией меньше ширины запрещенной зоны SiO_2 , вызывает протекание надбарьерного фотоэмиссионного тока через диэлектрик МДП-структуры. В

кремниевых МДП-структурах электронная компонента тока внутренней фотоэмиссии существенно (на два порядка) превышает дырочную. При наличии в слое SiO₂ центров электронного захвата протекание фотоэлектронного тока сопровождается накоплением отрицательного заряда в диэлектрике, что проявляется в сдвиге порогового напряжения МДП-транзистора в сторону положительных потенциалов.

Подобное излучение (УФ кванты с энергией ближнего спектра) в МДП-структуре распространяется в слое подзатворного окисла, который служит для него световодом, и направленно вдоль границы раздела окисел—полупроводник. Оно вызывает надбарьерную фотоэмиссию электронов из валентной зоны подложки в зону проводимости окисла. Инжектируемые электроны нейтрализуют положительно заряженные центры электронного захвата в подзатворном диэлектрике, что приводит к сдвигу радиационно-измененных Q_{ot} в сторону положительных потенциалов вплоть до исходных значений. Следует отметить, что воздействие УФ ближнего спектра не изменяет зарядового состояния диэлектрика, не подвергшегося радиационной обработке, а процесс УФ-релаксации радиационно-индуцированного заряда в МДП-структуре не влияет на его термостабильность.

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ
РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ
В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ—
ДИЭЛЕКТРИК—ПОЛУПРОВОДНИК**

Туннельный механизм разрядки накопленного заряда в слое диэлектрика описывается решением уравнения (2):

$$P_t(x, t) = P(0, t) \cdot \exp(-\alpha \cdot \exp(-\beta \cdot x) \cdot t), \quad (10)$$

где α и β — частотный и барьерный факторы, соответственно ($\alpha \equiv \hbar / 16m^* \sigma_p$); $\beta \equiv m^* \cdot \Delta E_t / 2\hbar$; ΔE_t — высота барьера, m^* — эффективная масса электрона.

Процесс термического отжига захваченного заряда описывается решением уравнения (6) и имеет вид:

$$P_t(E_t, t) = P(E_t, 0) \cdot \exp(-AT^2 \cdot \exp(-E_t / kT) \cdot t), \quad (11)$$

где T — абсолютная температура, k — константа Больцмана, E_t — энергия дырочного

центра, A — феноменологический параметр, который зависит от природы дырочного центра. Процесс релаксации накопленного радиационно-индуцированного заряда под действием УФ излучения описывается следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial(n \cdot E)}{\partial x} + G_{uv} - R_n(E), \quad (12)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \mu_p \frac{\partial(p \cdot E)}{\partial x} - R_p(E), \quad (13)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} (P_t + p - n), \quad (14)$$

$$\frac{\partial P_{t_1}}{\partial t} = R_{p_1} - R_{n_1}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial P_{t_2}}{\partial t} = R_{p_2} - R_{n_2}, \quad (16)$$

$$R_{n_1} = n \cdot P_{t_1} \cdot \sigma_n \cdot (\mu_n \cdot |E| + V_{th}), \quad (17)$$

$$R_{n_2} = n \cdot P_{t_2} \cdot \sigma_n \cdot (\mu_n \cdot |E| + V_{th}), \quad (18)$$

$$R_{p_1} = p \cdot (N_{t_1} - P_{t_1}) \cdot \sigma_p \cdot \left(\mu_p \cdot |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} V_{th} \right), \quad (19)$$

$$R_{p_2} = p \cdot (N_{t_2} - P_{t_2}) \cdot \sigma_p \cdot \left(\mu_p \cdot |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} V_{th} \right). \quad (20)$$

Эта система содержит уравнения непрерывности для свободных электронов (12) и дырок (13), уравнение Пуассона (14) и уравнения (15, 16), описывающие кинетику накопления дырочного заряда на ловушечных центрах, отжигаемого и неотжигаемого уровней.

Здесь D_n, D_p , и μ_n, μ_p — коэффициенты диффузии и подвижности электронов и дырок, соответственно; G_{uv} — темп генерации электронов УФ излучением; $R_{n_1}, R_{p_1}, R_{n_2}, R_{p_2}$ — скорости захвата электронов и дырок на ловушечных уровнях; E — электрическое поле в диэлектрике; n, p — концентрации электронов и дырок; N_{t_i} и P_{t_i} — концентрации ловушечных уровней (центров дырочного захвата) и дырочного заряда, захваченного на ловушках.

Уравнения непрерывности для электронов (12) и дырок (13) решаются при следующих граничных условиях:

$$P(0, t) = p(d, t) = n(0, t) = 0, \quad (21)$$

и начальных условиях:

$$P(x, 0) = n(x, 0); E(x, 0) = E_0 = -V / d, \quad (22)$$

где x — координата, t — время, V — напряжение на МДП-структуре, d — толщина диэлектрика.

Поток фотоэмиссионных электронов в диэлектрик определяется интенсивностью УФ излучения, которая отражается в параметре B , энергией УФ квантов $h\nu$, высотой потенциального барьера Φ и расстоянием от границы x :

$$\begin{aligned} G_{uv} &= B(h\nu - \Phi)^2, \text{ при } x = 0 \\ G_{uv} &= 0, \text{ при } x \neq 0 \end{aligned} \quad (23)$$

где d — толщина диэлектрика.

Полевые зависимости сечения захвата дырки на нейтральной ловушке $\sigma_p(E)$ и электрона на кулоновском центре (захваченной дырке) $\sigma_n(E)$ имеют вид:

$$\sigma_p(E) = 1.4 \cdot 10^{-14} (1.0 + 1.9 \cdot 10^{-4} E^{0.55})^{-1}, \quad (24)$$

$$\sigma_n(E) = 1.6 \cdot 10^{-12} (1.0 + 10^{-4} E^{1.51})^{-1}. \quad (25)$$

Уравнения непрерывности с выбранными граничными и начальными условиями представляют собой краевую задачу, численное решение которой находится методом “прогонки”.

Полученные из решения уравнений непрерывности распределения концентрации свободных носителей n и p , подставляются в уравнения кинетики дырочного захвата (15, 16) для нахождения пространственного распределения концентрации захваченных дырок P_{h_1} и P_{h_2} для отжигаемого и неотжигаемого уровней соответственно. Найденные распределения свободных носителей и захваченного заряда подставляются в уравнение Пуассона (14), решение которого позволяет определить распределение напряженности электрического поля в диэлектрике E .

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Расчеты показывают, что учет туннелирования ведет к существенному снижению положительного радиационно-индуцированного заряда диэлектрика около границ на расстояниях порядка 70 \AA (рис. 1, кривая 1). Для сравнения для сравнения на рис. 1 показана плотность захваченного радиационно-индуцированного заряда без учета туннелирования (кривая 2).

Ловушечные уровни в диэлектрике МДП-структуры можно разделить на отжигаемые и неотжигаемые, каждый из которых распределен определенным образом. В расчетах предполагалось, что в диэлектрике МДП-структуры существуют ловушечные уровни только двух энергий (в середине запрещенной зоны и у дна запрещенной зоны), и распределены эти ловушки равномерно. Заряд, накопленный на ловушках у дна запрещенной зоны («мелких»), может отжигаться за счет электронов из валентной зоны двуокиси кремния (отжигаемый уровень); заряд, накопленный на ловушках в середине запрещенной зоны («глубоких»), практически не отжигается (неотжигаемый уровень). Мелкие ловушки связаны с напряженными связями внутри диэлектрика МДП-структуры и могут быть отожжены в рабочем диапазоне температур. Глубокие ловушки связаны с атомами фосфора, изоморфно замещающих кремний в узлах сетки SiO_2 не могут быть отожжены термическим воздействием вплоть до максимальных значений неразрушающих структуру температур.

Сечения захвата электронов и сечения захвата дырок для отжигаемого и неотжигаемого уровней предполагаются одинаково зависящими от напряженности электрического поля и не зависящими от энергии ловушечного уровня.

Релаксация накопленного дырочного заряда в диэлектрике обусловлена процессами туннелирования электронов из кремниевой подложки, а также за счет термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону. Одновременное действие механизмов туннелирования

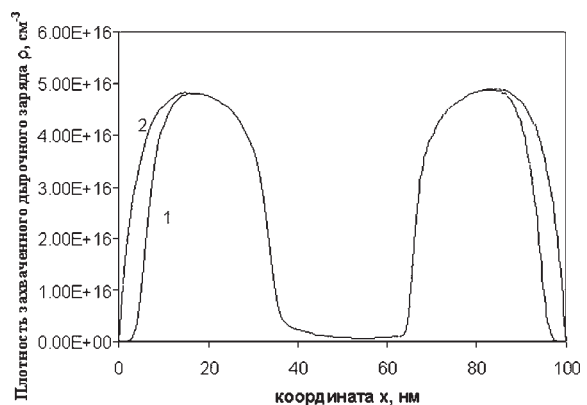


Рис. 1. Распределение плотности радиационно-индуцированного дырочного заряда по толщине подзатворного диэлектрика МДП-структуры. Кривая 1 — с учетом туннелирования, 2 — без учета туннелирования электронов в окисел

и термоэмиссии иллюстрируется зонной диаграммой диэлектрика МДП-структуры на рис. 2 на котором показано движение в диэлектрике туннельного и термоэмиссионного фронтов.

На рис. 3 показан характер зависимости накопленного положительно заряда от времени термического воздействия. Выход на пологий участок кривой свидетельствует о полном отжигании заряда, накопленного на уровне мелких ловушек.

Влияние примеси фосфора на термостабильную часть радиационного заряда представлено на рис. 4 расчетными зависимостями значений накопленного термостабильного

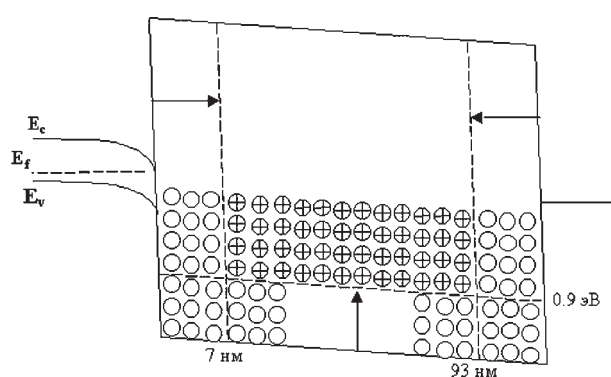


Рис. 2. Зонная диаграмма диэлектрика МДП-структуры. Горизонтальными стрелками показано движение фронтов тунnelирования, вертикальной — фронта термоэмиссии. E_f — уровень Ферми, E_v — потолок валентной зоны, E_c — дно зоны проводимости. \oplus — захваченная дырка, \circ — разряженный центр

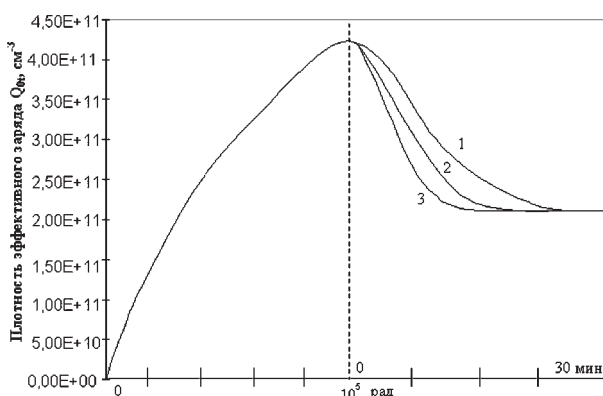


Рис. 3. Изменение радиационно-индуцированного дырочного заряда при различных температурных воздействиях. Температура отжига: 1 — 700 К, 2 — 650 К, 3 — 600 К

заряда от концентраций примеси фосфора в диэлектрике МДП-структуры (концентрация мелких ловушечных уровней $N_{t1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация глубоких ловушечных уровней $N_{t2} = 10^{18}; 3 \cdot 10^{18}; 5 \cdot 10^{18}; 7 \cdot 10^{18}; 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для кривых 1, 2, 3, 4, 5 соответственно). Следует отметить линейный характер зависимости термостабильного заряда от концентрации фосфора в диэлектрике в технологическом диапазоне имплантируемых доз.

Было проведено моделирование процесса накопления радиационного заряда в диэлектрике при многократном повторении цикла облучение—отжиг. На рис. 5 показана кине-

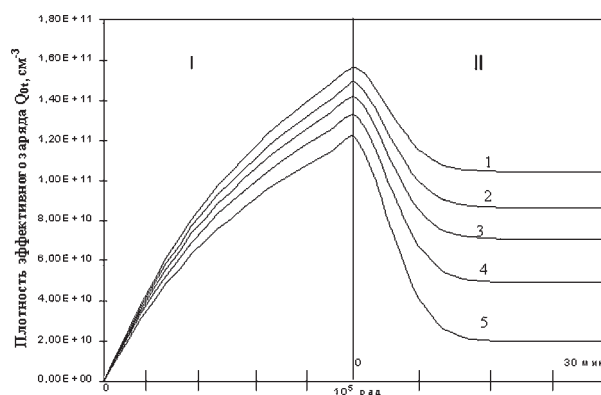


Рис. 4. Зависимость плотности эффективного заряда от дозы радиации (участок I) и от времени термического отжига (участок II) для различных концентраций ловушечных уровней в диэлектрике МДП-структуры. Концентрация мелких ловушечных уровней $N_{t1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация глубоких ловушечных уровней $N_{t2} = 10^{18}; 3 \cdot 10^{18}; 5 \cdot 10^{18}; 7 \cdot 10^{18}; 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для кривых 1, 2, 3, 4, 5 соответственно. Температура отжига $T_{отж} = 700 \text{ К}$

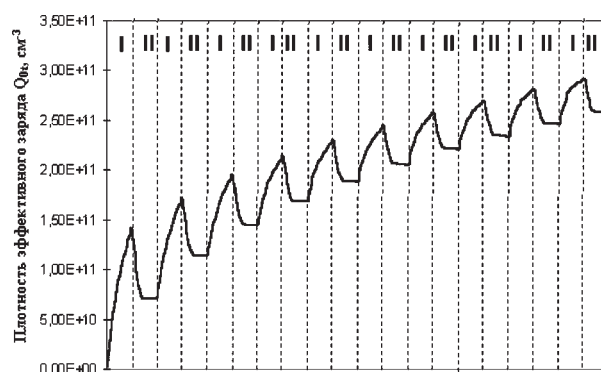


Рис. 5. Зависимость величины радиационно-индуцированного заряда в диэлектрике МДП-структуры при повторении цикла облучение (I) — отжиг (II). Цикл содержит облучение дозой $D = 10^5 \text{ рад}$ с энергией квантов 20 кэВ и последующий термический отжиг при температуре 700 К в течение 30 мин

тика этого процесса. Рассчитывалось воздействие 10-ти циклов облучение—отжиг с поглощенной дозой в 1-ом цикле $D = 10^5$ рад и последующим отжигом при температуре 700 К в течение 30 минут. Отмечается увеличение накопленного термостабильного радиационно-индуцированного заряда по сравнению с однократным воздействием цикла облучение—отжиг при одинаковых значениях полной поглощенной дозы. Этот эффект объясняется тем, что промежуточный отжиг освобождает диэлектрик МДП-структуры от заряда, накопленного на мелких ловушечных уровнях, которые при последующем облучении не создают поля и не мешают накоплению положительного заряда на глубоких ловушечных уровнях.

При стремлении длительности цикла «облучение—отжиг» к нулю в предельном случае получаем модель облучения при повышенной температуре. В данном случае любой положительный заряд, захваченный на мелких ловушечных уровнях, сразу же отжигается и процесс накопления радиационно-индуцированного заряда осуществляется только на глубоких ловушечных уровнях. На рис. 6 показана зависимость накопленного при температуре (кривая 1) и при ее отсутствии (кривая 2) положительного заряда от полной поглощенной дозы (участок I). На участке II показано последующее действие температуры на облученные образцы. Следует отметить,

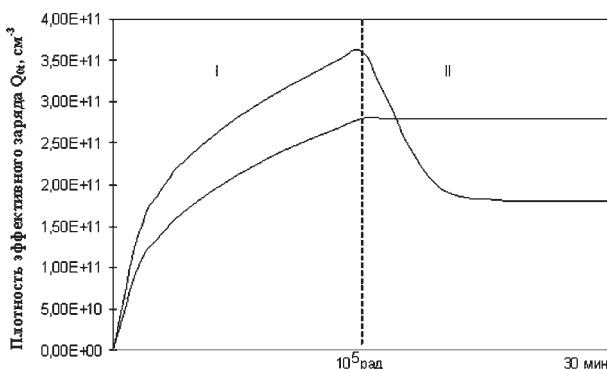


Рис. 6. Зависимость радиационного заряда в диэлектрике МДП-структуры от дозы радиации (участок I) и от времени термического отжига (участок II). Кривая 1 — облучение при температуре 700 К, кривая 2 — при температуре 300 К. Температура термического отжига (участок II) — 700 К. Энергия квантов облучения 20 кэВ

что при одновременном воздействии облучения и температуры значение накопленного заряда выше, чем при последовательном действии облучения и термического отжига, при одинаковых поглощенных дозах.

Релаксация радиационно-индуцированного заряда в подзатворном диэлектрике под воздействием УФ-квантов ближнего спектра. На рис. 7 показана зависимость значения радиационно-индуцированного заряда от поглощенной дозы (участок I) и от времени УФ облучения (участок III). Снижение до нуля захваченного положительно заряда под действием УФ облучения свидетельствует о полном восстановлении исходных значений концентраций ловушечных уровней в диэлектрике. Термостабильность, оставшейся после УФ-обработки, части радиационного заряда иллюстрируется участком IV рис. 7. Фотоэмиссионные электроны из подложки нейтрализуют положительный заряд на глубоких ловушечных уровнях не меняя природу самих ловушек.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Термическая релаксация накопленного дырочного заряда в диэлектрике обусловлена процессами туннелирования электронов из кремниевой подложки, а также процессами термоэмиссии захваченных дырок в валентную зону.

Эффект термической разрядки связан с наличием двух типов ловушечных уровней в

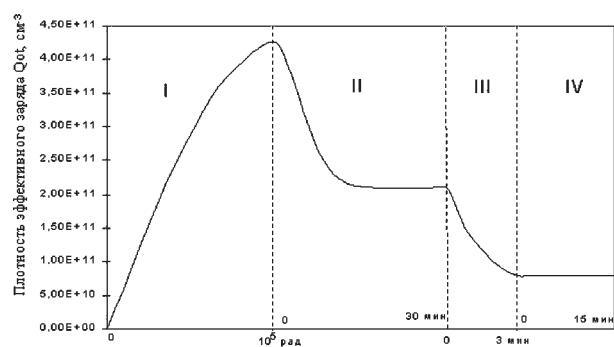


Рис. 7. Зависимость плотности эффективного заряда от дозы радиации (участок I), от времени термического отжига (участок II), от времени УФ облучения квантами ближнего спектра (участок III) и последующего термического отжига (участок IV). Температура отжигов $T_{\text{отж}} = 700$ К. Концентрация мелких ловушечных уровней $N_{t1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, концентрация глубоких ловушечных уровней $N_{t2} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, энергия УФ-квантов < 6 эВ

диэлектрике МДП-структуры. Упрощенная схема предполагает существование в диэлектрике МДП-структуры ловушечных уровней только двух энергий (в середине запрещенной зоны и у дна запрещенной зоны) с равномерным распределением ловушек. Заряд, накопленный на ловушках у дна запрещенной зоны, может отжигаться за счет электронов из валентной зоны двуокиси кремния (отжигаемый уровень); заряд, накопленный на ловушках в середине запрещенной зоны, практически не отжигается (неотжигаемый уровень). Сечения захвата электронов и сечения захвата дырок для отжигаемого и неотжигаемого уровней одинаково зависят от напряженности электрического поля и не зависят от энергии ловушечного уровня.

Нестабильная (отжигаемая) часть радиационно-индуцированного заряда обусловлена захватом дырок на напряженные Si—O и/или Si—Si связи, а стабильная (неотжигаемая) часть радиационно-индуцированного заряда представляет собой заряд ионизированных атомов пентавалентной примеси (например, фосфора) изоморфно заместивших атомы кремния в кислородных тетраэдрах, формирующих сетку стеклообразной двуокиси кремния. В отличие от захвата дырок на напряженные Si—O связи, разрушающие кислородные тетраэдры сетки SiO₂, ионизация пентавалентной примеси в кислородных тетраэдрах происходит без нарушения стеклообразной сетки. Заряженные примесно-кислородные тетраэдры (PO₄⁺-центры) встроены в сетку SiO₂ и неподвижны, что обеспечивает высокую термодинамическую стабильность этого заряда.

Особым механизмом релаксации радиационного дырочного заряда является фотоэлектронная эмиссия из приповерхностной области подложки в подзатворный окисел под воздействием квантов с энергией меньше ширины запрещенной зоны SiO₂ (УФ кванты ближнего спектра). Облучение УФ квантами вызывает протекание надбарьерного фотоэмиссионного тока через диэлектрик МДП-структуры. Прохождение излучения в подзатворную область обусловлено тем, что слои окисла в МДП-структурах являются световодами для УФ квантов.

В отличие от термических отжигов, воздействие УФ-излучения может обеспечить полное восстановление исходного зарядового состояния диэлектрика. При этом радиационный за-

ряд остается термостабильным независимо от дозы УФ-излучения. Сохранение термостабильности после УФ-воздействия объясняется тем, что индуцированная этим воздействием надбарьерная фотоэмиссия электронов из валентной зоны кремния в зону проводимости SiO₂ приводит к захвату эмитируемых электронов на положительно заряженные PO₄⁺-центры, лишь уменьшая величину радиационно-индуцированного заряда, не меняя его природу.

Расширение диапазона накопленного радиационно-индуцированного заряда может быть реализовано при многократном повторении цикла облучение—отжиг за счет аддитивного накопления термостабильного заряда в каждом цикле, либо при совмещении процесса облучения структур и термического отжига.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Dressendorfer P.V. Electron and hole transport and tunneling in SiO₂. — In: Structure and Bonding in Non-Crystalline Solids. New York: Plenum Press / Ed. G. E. Walrafen, A. G. Revesz, 1986, P. 485—507.
2. Schwank J.R., Dawes W.R. Irradiated silicon gate MOS device bias annealing. — IEEE Trans. Nuclear Physics, 1983, V. 30, № 6, P. 4100—4104.
3. Schwank J.R., Winokur P.S., McWroter P.J., Dressendorfer et al. Physical mechanisms contributing to device “rebound”. — IEEE Trans. Nuclear Physics, 1984, V. 31, № 6, P. 1434—1438.
4. Oldham T.R., Lelis A.J., McLean F.B. Spatial dependence of trapped holes determined from tunneling analysis and measured annealing. — IEEE Trans. Nuclear Physics, 1986, V. 33, № 6, P. 1203—1209.
5. Lelis A.J., Oldham T.R., Boesch H.E., McLean F.B. The nature of the trapped hole annealing process. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1989, V. 36, № 6, P. 1808—1815.
6. Mc Whorter P.J., Miller S.L., Miller W.M. Modeling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment. — IEEE Trans. Nuclear Physics, 1990, V. 37, № 6, P. 1682—1689.
7. Lelis A.J., Boesch H.E., Oldham T.R., McLean F.B. Reversibility of trapped hole annealing. — IEEE Trans. Nuclear Physics, 1988, V. 35, № 6, P. 1186—1191.
8. Ma T.P., Dressendorfer P.V. Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. — New York: J.Wiley, 1989. — 670 p.
9. Pfeffer R.L. Molecular diffusion in α-SiO₂: its role in annealing radiation-induced defect centers. — In: Structure and Bonding in Non-Crystalline Solids. New York: Plenum Press. / Ed. G. E. Walrafen, A. G. Revesz. 1986, P. 169—176.
10. Shanfield Z., Moriwaki M.M. Characteristics of hole traps in dry and pyrogenic gate oxides. — IEEE Trans. Nucl. Sci., 1984, V. 31, № 6, P. 1242—1247.