

УДК 519.6; 621.382

Г.М. Заяц¹, Ф.Ф. Комаров², А.Ф. Комаров²

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ПАРАМЕТРЫ МДП-ПРИБОРОВ

Рассматривается модель, описывающая пространственно-временную эволюцию заряда, который возникает в диэлектрике структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП) при воздействии на нее ионизирующих излучений – рентгеновских и гамма-квантов. Система уравнений решается численным методом. Для реализации разностной задачи разрабатывается итерационная процедура. Представляются результаты численного моделирования.

Введение

В настоящее время в военной и космической технике широко применяются приборы, содержащие интегральные схемы различной степени интеграции. Эксплуатация таких устройств осуществляется под воздействием низкоинтенсивного ионизирующего излучения, приводящего к радиационной деградации микросхем и выходу из строя электронной аппаратуры. В этой связи создание радиационно-стойких интегральных схем является одной из актуальных задач электроники. Важнейшим инструментом при этом служит математическое моделирование, предполагающее разработку адекватных диффузионно-кинетических моделей и качественных вычислительных алгоритмов, описывающих процесс воздействия ионизирующих излучений, в частности рентгеновских и гамма-квантов, на рабочие характеристики полупроводниковых приборов.

В данной работе рассматривается МДП-структура с двумя типами ловушечных уровней, учитывающими наличие дефектов в окисле и радиационно-индуцированные поверхностные состояния. Строится физико-математическая модель процессов накопления индуцированного ионизирующей радиацией заряда в диэлектрике структуры SiO₂/Si и поверхностных состояний при облучении гамма-квантами МДП-структуры и последующей релаксации данного заряда за счет туннельной разрядки. Модель представляет собой систему уравнений [1, 2], в которую входят уравнения в частных производных для описания кинетики свободных электронов и дырок; обыкновенные дифференциальные уравнения, отражающие кинетику накопленного дырочного заряда на ловушечных уровнях; уравнение Пуассона, решение которого позволяет определить напряженность электрического поля в диэлектрике. Туннельный механизм разрядки накопленного заряда в слое диэлектрика моделируется обыкновенным дифференциальным уравнением [3]. Распределение потенциала в МДП-структуре при наличии заряда в диэлектрике и на поверхностных состояниях задается уравнением электронейтральности.

Для решения задачи предложен численный метод, основанный на разностном методе [4]. Разработаны алгоритм и итерационная процедура для реализации разностной задачи и проведено численное моделирование радиационно-индуцированного изменения порогового напряжения в зависимости от дозы радиации, распределения свободных и захваченных на ловушечные уровни зарядов в диэлектрике, распределения напряженности электрического поля МДП-структуры в процессе облучения.

1. Физико-математическая модель

В области $\Omega = \{0 < x < d, 0 < t \leq t_f\}$ рассмотрим систему уравнений, описывающую пространственно-временную эволюцию заряда, который возникает в диэлектрике толщиной d МДП-структуры при воздействии на нее ионизирующего излучения, с учетом туннельной разрядки [1–3]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial(n \cdot E)}{\partial x} - R_{n1}(n, E, P_{t1}) - R_{n2}(n, E, P_{t2}) + G(E); \quad (1)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p \frac{\partial(p \cdot E)}{\partial x} - R_{p1}(p, E, P_{t1}) - R_{p2}(p, E, P_{t2}) + G(E); \quad (2)$$

$$\frac{\partial P_{t1}}{\partial t} = R_{p1}(p, E, P_{t1}) - R_{n1}(n, E, P_{t1}), \quad \frac{\partial P_{t2}}{\partial t} = R_{p2}(p, E, P_{t2}) - R_{n2}(n, E, P_{t2}); \quad (3)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_{0x} \varepsilon_0} (P_{t1} + P_{t2} + p - n); \quad (4)$$

$$\frac{\partial P_t}{\partial t} = -\alpha_1 \exp(-\alpha_2 x) P_t; \quad (5)$$

$$V_G = \varphi_{ms} + \psi - \left(\frac{Q_{0t}}{C_{ox}} + \frac{Q_{sc}(\psi)}{C_{ox}} + \frac{Q_{ss}(\psi)}{C_{ox}} \right). \quad (6)$$

На границе области моделирования выполняются условия

$$n(0, t) = n(d, t) = 0, \quad p(0, t) = p(d, t) = 0, \quad 0 < t \leq t_f; \quad Q_{0t}(0) = Q_{ss}(0) = 0; \quad (7)$$

$$n(x, 0) = p(x, 0) = P_{t1}(x, 0) = P_{t2}(x, 0) = 0, \quad E(x, 0) = f(\psi(0)), \quad 0 \leq x \leq d.$$

В системе уравнений (1)–(7) d – толщина диэлектрика; t_f – время моделирования; n, p – концентрации свободных электронов и дырок; E – напряженность электрического поля в диэлектрике; $P_{t1,2}$ – концентрации дырочного заряда, захваченного на «мелких» ловушках (поверхностные состояния в переходных слоях вблизи границы с полупроводником и поликремниевым затвором, индекс $t1$) и «глубоких» ловушках (расположенных в объеме диэлектрика, индекс $t2$); D_n, D_p – коэффициенты диффузии соответственно электронов и дырок; μ_n, μ_p – подвижности электронов и дырок; G – скорость генерации ионизирующим излучением электронно-дырочных пар; $R_{n1,2}, R_{p1,2}$ – скорости захвата электронов и дырок на ловушечные уровни; q – заряд электрона; ε – абсолютная диэлектрическая проницаемость диэлектрика; V_G – напряжение на затворе МДП-структуры; φ_{ms} – разность работ выхода материала затвора и полупроводника; ψ – поверхностный потенциал полупроводника; Q_{0t} – эффективный заряд в диэлектрике, захваченный на ловушечные уровни; Q_{sc} – заряд области пространственного заряда полупроводника; Q_{ss} – заряд на поверхностных состояниях; C_{ox} – емкость слоя диэлектрика; α_1, α_2 – частотный и барьерный факторы.

При моделировании принимаем во внимание следующие зависимости. Скорости захвата электронов и дырок на ловушечные уровни задаются выражениями [1]

$$R_{n1} = nP_{t1}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}), \quad R_{n2} = nP_{t2}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}),$$

$$R_{p1} = p(N_{t1} - P_{t1})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \quad R_{p2} = p(N_{t2} - P_{t2})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \quad (8)$$

где $N_{t1,2}(x)$ – концентрации ловушечных уровней (центров дырочного захвата); v_{th} – тепловая скорость носителей заряда; $\sigma_p(E)$ и $\sigma_n(E)$ – полевые зависимости сечения захвата дырки и электрона.

Скорость генерации электронно-дырочных пар ионизирующей радиацией $G(E)$ определяется мощностью радиационной дозы $\dot{D} = dD/dt$, коэффициентом генерации пар носителей k_g и вероятностью $f_y^{x-ray}(E)$ разделения этих пар электрическим полем до их рекомбинации [5, 6]:

$$G(E) = \dot{D} k_g f_y^{x-ray}(E).$$

Величины зарядов в окисле и на поверхностных состояниях описываются соответственно выражениями

$$Q_{0r} = \frac{1}{d} \int_0^d (d-x) \rho_r(x) dx \text{ и } Q_{ss} = q N_{ss} (\Phi_0 - \Psi), \quad (9)$$

где $\rho_r(x)$ – распределение накопленного дырочного заряда на ловушечных уровнях;

$N_{ss} = k_D \frac{Q_{0r}}{q\Phi_0}$ – усредненная по ширине запрещенной зоны полупроводника плотность

поверхностного состояния [7, 8] (k_D – экспериментально определяемый параметр).

Заряд области пространственного заряда полупроводника рассчитывается по формуле [9]

$$Q_{sc}(\Psi) = \varepsilon_s \varepsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \varepsilon_s \varepsilon_0 kT}{q L_D} F(\Psi, \Phi_0). \quad (10)$$

2. Постановка задачи

С учетом (8) систему уравнений (1)–(10) перепишем в удобной для построения алгоритма решения форме:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n \frac{\partial(n \cdot E)}{\partial x} - n Q_1(E, P_{t1}, P_{t2}) + G(E); \quad (11)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \mu_p \frac{\partial(p \cdot E)}{\partial x} - p Q_2(E, P_{t1}, P_{t2}) + G(E); \quad (12)$$

$$\frac{\partial P_{t1}}{\partial t} = -P_{t1} S_1(p, n, E) + S_2(p, E) N_{t1}, \quad \frac{\partial P_{t2}}{\partial t} = -P_{t2} S_1(p, n, E) + S_2(p, E) N_{t2}; \quad (13)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon_{0x} \varepsilon_0} (P_{t1} + P_{t2} + p - n); \quad (14)$$

$$\frac{\partial P_t}{\partial t} = -P_t S_3(E); \quad (15)$$

$$-V_G + \varphi_{ms} + \Psi - \left(\frac{Q_{0r}}{C_{ox}} + \frac{Q_{sc}(\Psi)}{C_{ox}} + \frac{Q_{ss}(\Psi)}{C_{ox}} \right) = 0, \quad (16)$$

где $Q_1(E, P_{t1}, P_{t2}) = (P_{t1} + P_{t2}) \sigma_n(E) (\mu_n |E| + v_{th})$, $Q_2(E, P_{t1}, P_{t2}) = (N_{t1} - P_{t1} + N_{t2} - P_{t2}) \sigma_p(E) \times$

$$\times \left(\mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right), \quad S_1(p, n, E) = p \sigma_p(E) \left(\mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right) + n \sigma_n(\mu_n |E| + v_{th}),$$

$$S_2(p, E) = p\sigma_p(E) \left(\mu_p |E| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right), \quad S_3(E) = \alpha_1(E) \exp(-\alpha_2 x).$$

3. Алгоритм решения

Для задачи моделирования пространственно-временной эволюции заряда в диэлектрике (11)–(16) разработан итерационный алгоритм. На каждом временном шаге $t = t_j$ осуществляются итерации, состоящие из следующих этапов:

1. Решается уравнение непрерывности (11) с соответствующими граничными и начальными условиями для нахождения концентрации свободных электронов $n(x, t_j)$.

2. Находится концентрация дырок $p(x, t_j)$ из уравнения непрерывности (12) с граничными и начальными условиями с учетом этапа 1.

3. Решаются уравнения (13), отражающие кинетику накопленного дырочного заряда на ловушечных уровнях $P_{t1}(x, t_j)$, $P_{t2}(x, t_j)$, с учетом результатов этапов 1 и 2.

4. Решается уравнение (15) для учета процесса туннельной разрядки накопленного заряда в слое диэлектрика.

5. Найденные на этапах 1–4 распределения свободных носителей $n(x, t_j)$, $p(x, t_j)$ и захваченного заряда $P_{t1}(x, t_j)$, $P_{t2}(x, t_j)$ подставляются в уравнение Пуассона (14), решение которого позволяет определить распределение напряженности электрического поля в диэлектрике $E(x, t_j)$.

6. С учетом этапов 1–5 из уравнения электронейтральности (16), характеризующего электрофизические свойства МДП-структуры в целом, находится поверхностный потенциал полупроводника $\psi(t_j)$.

7. Окончание итераций на временном шаге $t = t_j$ определяется выполнением условия $\left| \psi^{s+1} - \psi^s \right| \leq \varepsilon_1 \left| \psi^s \right| + \varepsilon_2$, где $s = 0, 1, 2, \dots$ – номер итерации; $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ – некоторые эмпирические константы ($\varepsilon_1 = 0$, если $\left| \psi^s \right| < 1$, и $\varepsilon_2 = 0$, если $\left| \psi^s \right| > 1$).

Алгоритм реализован численно. Разработан численный метод, основанный на разностном методе [4].

4. Разностные схемы

В области моделирования Ω введем неравномерные расчетные сетки по пространственной переменной x :

$$\omega_h = \{x_i \in [0, d], x_i = x_0 + \sum_{k=1}^i h_k, i = 1, 2, \dots, N, x_0 = 0, x_N = d, h_k = x_k - x_{k-1}\}$$

и временной переменной t :

$$\omega_\tau = \{t_0 = 0, t_j = \sum_{k=1}^j \tau_k, j = 1, 2, \dots, j_0, \tau_k > 0\}.$$

Пусть y_1, y_2, y_3, y_4, y_6 ($y_k = y_{k,i}^j = y_k(x_i, t_j)$, $k = 1, 2, 3, 4, 6$, $i = \overline{0, N}$, $j = \overline{0, j_0}$) – сеточные функции, определенные в узлах сетки $\omega = \omega_h \times \omega_\tau$ и соответствующие функциям

$n(x,t)$, $p(x,t)$, $P_{t1}(x,t)$, $P_{t2}(x,t)$, $E(x,t)$; $y_5 = y_5^j = y_5(t_j)$ ($j = \overline{0, j_0}$) – сеточная функция, заданная на ω_τ и соответствующая функции $\psi(t)$.

Для аппроксимации уравнений (11), (12) с соответствующими краевыми условиями используем неявную разностную схему

$$\begin{aligned} \frac{y_i^j - y_i^{j-1}}{\tau_j} = D \frac{1}{h_i} \left(\frac{y_{i+1}^j - y_i^j}{h_{i+1}} - \frac{y_i^j - y_{i-1}^j}{h_i} \right) + \\ + 0,5\mu \left(\frac{y_{6,i+1}^j y_{i+1}^j - y_{6,i}^j y_i^j}{h_{i+1}} + \frac{y_{6,i-1}^j y_{i-1}^j - y_{6,i}^j y_{k,i}^j}{h_i} \right) - y_i^j Q_i^j + G_i^j, \quad i = \overline{1, N-1}, \\ y_0^j = 0, \quad y_N^j = 0, \quad j = \overline{1, j_0}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $G_i^j = G(x_i, t_j)$, $h_i = 1/2(h_{i+1} + h_i)$; $y_i^j = y_{1,i}^j$, $D = D_n$, $\mu = \mu_n$, $Q_i^j = (y_{3,i}^j + y_{4,i}^j) \sigma_n(y_{6,i}^j) (\mu_n |y_{6,i}^j| + v_{th})$ при аппроксимации уравнения (11); $y_i^j = y_{2,i}^j$, $D = D_p$, $\mu = \mu_p$, $Q_i^j = (N_{t1} + N_{t2} - y_{3,i}^j - y_{4,i}^j) \sigma_p(y_{6,i}^j) \left(\mu_p |y_{6,i}^j| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right)$ в случае аппроксимации уравнения (12).

Дифференциальные уравнения (13), (15) аппроксимируем неявной разностной схемой

$$\frac{y_i^j - y_i^{j-1}}{\tau_j} = -y_i^j S_{1,i}^j + S_{2,i}^j N_t, \quad j = \overline{1, j_0}, \quad i = \overline{0, N}, \quad (18)$$

где при аппроксимации уравнений (13) $S_{1,i}^j = S_{1,i}^j(y_{1,i}^j, y_{2,i}^j, y_{6,i}^j) = y_{2,i}^j \sigma_p(y_{6,i}^j) \left(\mu_p |y_{6,i}^j| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right) + y_{1,i}^j \sigma_n(y_{6,i}^j) (\mu_n |y_{6,i}^j| + v_{th})$, $S_{2,i}^j = S_{2,i}^j(y_{2,i}^j, y_{6,i}^j) = y_{2,i}^j \sigma_p(y_{6,i}^j) \left(\mu_p |y_{6,i}^j| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right)$, $N_t = N_{t1}$ для первого уравнения из (13) и $N_t = N_{t2}$ для второго уравнения; при аппроксимации уравнения (15) $S_{1,i}^j = S_{3,i}^j(y_{6,i}^j) = \alpha_1(y_{6,i}^j) \exp(-\alpha_2 x_i)$, $S_{2,i}^j = 0$.

Дифференциальную задачу для уравнения Пуассона (14) заменяем разностной задачей

$$\frac{y_{6,i+1}^j - y_{6,i}^j}{h_{i+1}} = \frac{q}{\varepsilon_{0x} \varepsilon_0} (y_{4,i}^j + y_{3,i}^j + y_{2,i}^j - y_{1,i}^j), \quad i = \overline{N-1, 0}, \quad y_{6,N}^j = E_N^j(y_5^j) = E(y_5^j), \quad j = \overline{1, j_0}. \quad (19)$$

Уравнение электронейтральности аппроксимируем уравнением

$$-V_G + \Phi_{ms} + y_5^j - \left(\frac{Q_{0t}}{C_{ox}} + \frac{Q_{sc}(y_5^j)}{C_{ox}} + \frac{Q_{ss}(y_5^j)}{C_{ox}} \right) = 0. \quad (20)$$

5. Численное решение

В соответствии с алгоритмом, представленным в разд. 3, построен итерационный численный алгоритм для реализации разностной задачи (17)–(20), состоящий из следующих шагов.

В начальный момент времени $t = t_0 = 0$:

Шаг 1°. С учетом начальных условий (7) методом деления отрезка пополам решаем уравнение электронейтральности (20) и находим значение сеточной функции $y_5^0 = y_5(0)$.

Шаг 2°. Из соотношения $y_{6,N}^0 = \pm \frac{Q_{sc}(y_5^0)}{\epsilon_{ox}\epsilon_o}$ находим граничное условие для уравнения Пуассона в диэлектрике, решаем разностную задачу (19) и находим значения сеточной функции $y_{6,i}^0, i = \overline{0, N}$.

В момент времени $t = t_j (j = \overline{1, j_0})$:

Шаг 1. Полагаем $s = 0$ (s – номер итерации). В качестве значений искомых функций на нулевой итерации ($s = 0$) выбираем значения данных функций, полученные на предыдущем временном слое: $y_{k,i}^{j,s=0} = y_{k,i}^{j-1} (i = \overline{0, N}, k = 1, 2, 3, 4, 6), y_5^{j,s=0} = y_5^{j-1}, j = \overline{2, j_0}$. При $j = 1$ – это начальные условия задачи: $y_{k,i}^{1,s=0} = y_{k,i}^0 (i = \overline{0, N}, k = 1, 2, 3, 4, 6), y_5^{1,s=0} = y_5^0$.

Шаг 2. Находим значения сеточных функций $y_{1,i}^{j,s+1}$ и $y_{2,i}^{j,s+1} (i = \overline{0, N})$ на $(s+1)$ -й итерации, решая разностные задачи

$$\frac{y_{k,i}^{j,s+1} - y_{k,i}^{j-1}}{\tau_j} = D_k \frac{1}{h_i} \left(\frac{y_{k,i+1}^{j,s+1} - y_{k,i}^{j,s+1}}{h_{i+1}} - \frac{y_{k,i}^{j,s+1} - y_{k,i-1}^{j,s+1}}{h_i} \right) +$$

$$+ 0,5\mu_k \left(\frac{y_{6,i+1}^{j,s} y_{k,i+1}^{j,s+1} - y_{6,i}^{j,s} y_{k,i}^{j,s+1}}{h_{i+1}} + \frac{y_{6,i-1}^{j,s} y_{k,i-1}^{j,s+1} - y_{6,i}^{j,s} y_{k,i}^{j,s+1}}{h_i} \right) - y_{k,i}^{j,s} Q_{k,i}^j + G_i^j, i = 1, \dots, N-1,$$

$$y_{k,0}^{j,s+1} = 0, y_{k,N}^{j,s+1} = 0, k = 1, 2,$$

где

$$Q_{1,i}^j = \left(y_{3,i}^j + y_{4,i}^j \right) \sigma_n (y_{6,i}^j) \left(\mu_n |y_{6,i}^j| + v_{th} \right), Q_{2,i}^j = \left(N_{t1} + N_{t2} - y_{3,i}^j - y_{4,i}^j \right) \sigma_p (y_{6,i}^j) \left(\mu_p |y_{6,i}^j| + \frac{\mu_p}{\mu_n} v_{th} \right).$$

Для фиксированного $j (j = \overline{1, j_0})$ система алгебраических уравнений (21) решается методом прогонки [4].

Шаг 3. Используя рассчитанные на шаге 2 значения $y_{1,i}^{j,s+1}$ и $y_{2,i}^{j,s+1} (i = \overline{0, N})$, из разностной задачи (18) определяем функции $y_{3,i}^{j,s+1}$ и $y_{4,i}^{j,s+1} (i = \overline{0, N})$:

$$y_{k,i}^{j,s+1} = \frac{y_{k,i}^{j-1} + \tau_j S_{2,i}^j (y_{2,i}^{j,s+1}, y_{6,i}^j) N_{tk-2}}{1 + \tau_j S_{1,i}^j (y_{1,i}^{j,s+1}, y_{2,i}^{j,s+1}, y_{6,i}^j)}, j = \overline{1, j_0}, y_{k,i}^{0,s+1} = 0, i = \overline{0, N}, k = 3, 4. \quad (22)$$

Шаг 4. Для учета процесса туннельной разрядки полагаем $z_{3,i}^{j-1} = y_{3,i}^{j,s+1}, z_{4,i}^{j-1} = y_{4,i}^{j,s+1}$ и, используя схему (18), определяем «уточненные» функции $y_{3,i}^{j,s+1}$ и $y_{4,i}^{j,s+1} (i = \overline{0, N})$:

$$y_{k,i}^{j,s+1} = \frac{z_{k,i}^{j-1}}{1 + \tau_j S_{3,i}^j (y_{6,i}^j)}, j = \overline{1, j_0}, y_{k,i}^{0,s+1} = 0, i = \overline{0, N}, k = 3, 4. \quad (23)$$

Шаг 5. Учитывая полученные на шагах 2–4 значения функций $y_{k,i}^{j,s+1}$ ($k=1, 2, 3, 4, i=\overline{0, N}$), методом деления отрезка пополам решаем уравнение (20) и определяем значение $y_5^{j,s+1}$.

Шаг 6. Проверяем условие сходимости итераций:

$$\left| y_5^{j,s+1} - y_5^{j,s} \right| \leq \varepsilon_1 \left| y_5^{j,s} \right| + \varepsilon_2 \quad (\varepsilon_1 = 0, \text{ если } \left| y_5^{j,s} \right| < 1, \text{ и } \varepsilon_2 = 0, \text{ если } \left| y_5^{j,s} \right| > 1). \quad (24)$$

Шаг 7. В случае выполнения условия (24) находим граничное условие для разностной задачи (19), затем решаем задачу (19) и находим значения сеточной функции $y_{6,i}^{j,s+1}$, $i=\overline{0, N}$. Вычисляем характеристики МДП-структуры в момент времени $t=t_j$. Полагаем $j=j+1$ и переходим к шагу 1 для решения задачи на следующем временном слое.

Шаг 8. Если условие (24) не выполняется, полагаем $y_{k,i}^{j,s} = y_{k,i}^{j,s+1}$, $i=\overline{0, N}$ ($k=1, 2, 3, 4, 6$), $y_5^{j,s} = y_5^{j,s+1}$ ($k=5$), $s=s+1$ и переходим к шагу 2 для выполнения новой итерации.

6. Результаты численного моделирования

На основе предложенного алгоритма проведено численное моделирование радиационно-индуцированного изменения характеристик МДП-структуры в процессе ее облучения гамма-квантами в зависимости от дозы радиации. Некоторые результаты моделирования показаны на рис. 1–3. При расчетах полагали, что интегральная доза ионизирующего излучения $D = 5 \cdot 10^5 \text{P}$, мощность радиационной дозы $\dot{D} = dD/dt = 10^2 \text{P/c}$, концентрация легирующей примеси в кремнии $N_B = 10^{15} \text{см}^{-3}$, температура $T = 300^\circ \text{K}$, $\varphi_{ms} = -0,5 \text{ В}$, подвижность электронов в диэлектрике $\mu_n = 10^2 \text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$, дырок $\mu_p = 0,6 \cdot 10^{-3} \text{см}^2 \text{В}^{-1} \text{с}^{-1}$. Коэффициент генерации электронно-дырочных пар рентгеновским излучением в SiO_2 равен $k_g = 8 \times 10^{12} \text{см}^{-3} \text{рад}^{-1} \text{ пар}$ [10], $\varepsilon_{ox} = 1,6$, $\varepsilon_s = 11,5$.

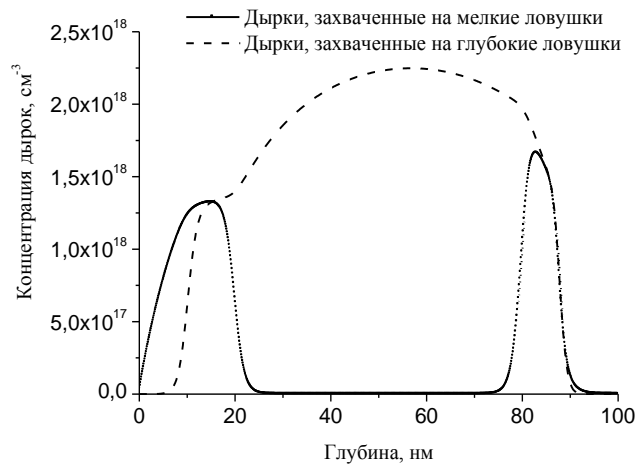


Рис. 1. Распределение дырочного заряда на ловушечных уровнях после облучения

Рис. 1 иллюстрирует распределение дырочного заряда на «мелких» и «глубоких» ловушечных уровнях в диэлектрике толщиной $d = 100 \text{ нм}$, рассчитанное в предположении, что $V_G = -0,9 \text{ В}$, $k_D = 1,03$, распределение по толщине диэлектрика «мелких» N_{l1} и «глубоких» N_{l2} ловушечных уровней имеет вид [1] $N_{l1} = 5 \times 10^{18} \left((e^{(x-20)} + 1)^{-1} + (e^{(80-x)} + 1)^{-1} \right)$, $N_{l2} = 5 \times 10^{18} \left((e^{(x-90)} + 1)^{-1} - (e^{(x-10)} + 1)^{-1} \right)$.

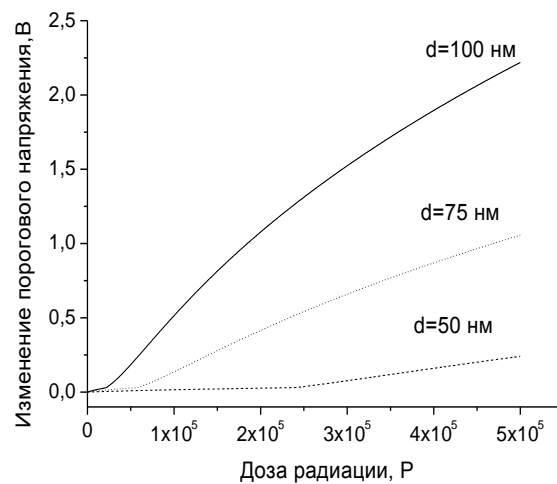


Рис. 2. Дозовая зависимость изменения порогового напряжения МДП-структуры при различной толщине диэлектрика

На рис. 2 и 3 представлены результаты моделирования в предположении, что $V_G = -1,0$ В, $k_D = 1,15$, распределение по толщине диэлектрика «мелких» N_{t1} и «глубоких» N_{t2} ловушечных уровней равномерное, $N_{t1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{t2} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Рис. 2 иллюстрирует изменение порогового напряжения МДП-структуры в процессе облучения гамма-квантами в зависимости от толщины диэлектрика. Уменьшение результирующего изменения порогового напряжения в процессе облучения МДП-структуры с уменьшением толщины диэлектрика обусловливается уменьшением концентрации накопленного дырочного заряда в нем, а также распределением его на «мелких» и «глубоких» ловушечных уровнях данного диэлектрика. В рассматриваемом случае уменьшение толщины подзатворного окисла на 25 нм (с 75 до 50 нм) приводит к снижению величины порогового напряжения на 1,0 В при интегральной дозе облучения $D = 5 \cdot 10^5$ Р рентгеновскими квантами с энергией 20 КэВ и мощностью дозы $dD/dt = 10^2$ Р/с.

На рис. 3 изображено распределение дырочного заряда на «мелких» и «глубоких» ловушечных уровнях в диэлектрике различной толщины.

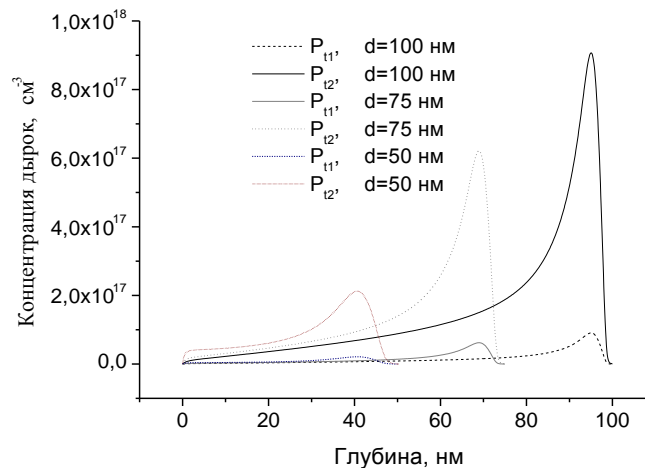


Рис. 3. Распределение дырочного заряда на ловушечных уровнях в зависимости от толщины диэлектрика

Заключение

Модель описывает процессы зарядовой деградации кремниевых структур под действием ионизирующего излучения различной интенсивности. Разработанный на основе предло-

женного численного алгоритма программный модуль позволяет находить изменение порогового напряжения МДП-структуры в зависимости от ряда параметров: концентрации ловушек в окисле, их распределения по толщине окисла, величин подвижностей и сечений захвата для электронов и дырок, а также рассчитывать распределение свободных и захваченных на ловушечные уровни зарядов в диэлектрике, распределение напряженности электрического поля, изменение поверхностного потенциала на границе диэлектрик-полупроводник в процессе облучения МДП-структуры.

Сравнение полученных результатов с результатами работ [1, 11] свидетельствует о достаточной степени адекватности выбранной модели и об эффективности разработанного численного метода.

Список литературы

1. Моделирование процессов рентгеновской корректировки пороговых напряжений МДП-интегральных схем / М.Н. Левин [и др.] // Микроэлектроника. – 2006. – Т. 35, № 5. – С. 382–391.
2. Численное моделирование влияния низкоинтенсивного ионизирующего излучения космического пространства на параметры МДП-приборов / Г.М. Заяц [и др.] // XI Белорусская математическая конф. : тез. докл. Междунар. науч. конф. Минск, 5–9 ноября 2012 г. Ч. 3. – Минск : Институт математики НАН Беларуси, 2012. – С. 42–43.
3. MCWhorter, P.J. Modelling the anneal of radiation-induced trapped holes in a varying thermal environment / P.J. MCWhorter, S.L. Miller, W.M. Miller // IEEE Trans. Nuclear Physics. – 1990. – Vol. 37, no. 6. – P. 1682–1689.
4. Самарский, А.А. Теория разностных схем / А.А. Самарский. – М. : Наука, 1989. – 616 с.
5. Ausman, G.A. Electron-hole pair creation energy in SiO / G.A. Ausman, F.B. McLean // Appl. Phys. Lett. – 1975. – No. 26. – P. 173.
6. Benedetto, J.M. The relationship between Co₆₀ and 10-keV X-ray damage in MOS devices / J.M. Benedetto, H.E. Boesch // IEEE Trans. Nuclear Science. – 1986. – NS-33, no. 6. – P. 1318–1323.
7. Релаксационные процессы в МДП-элементах интегральных схем, вызванные ионизирующим излучением и импульсным магнитным полем / А.Г. Кадменский [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19, № 3. – С. 43–45.
8. Levin, M.N. Relaxation processes induced in Si–SiO₂ systems by ionizing radiation and pulsed magnetic field treating / M.N. Levin, V.M. Maslovsky // Solid State Communication. – 1994. – Vol. 90, no. 12. – P. 813–816.
9. Гуртов, В.А. Твердотельная электроника : учеб. пособие / В.А. Гуртов. – Петрозаводск : ПетрГУ, 2004. – 312 с.
10. Поверхностные радиационные эффекты в интегральных схемах / Сокоян А.В. [и др.] // Модель космоса : в 2 т. / Моск. гос. ун-т им. М. В. Ломоносова, Науч.-исслед. ин-т ядерной физики им. Д. В. Скобельцына. – 8-е изд. – М. : КДУ, 2007. – Т. 2. – С. 466–493.
11. Прогнозирование радиационной стойкости МОП ИС в условиях низкоинтенсивного облучения / М.Н. Левин [и др.] // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2010. – Т. 12, № 3. – С. 226–232.

Поступила 14.03.2014

¹Институт математики НАН Беларуси,
Минск, Сурганова, 11
e-mail: zayats@im.bas-net.by

²НИИ прикладных физических проблем
им. А.Н. Севченко БГУ,
Минск, ул. Курчатова, 7
e-mail: KomarAF@bsu.by

G.M. Zayats, F.F. Komarov, A.F. Komarov

**NUMERICAL SIMULATION OF THE INFLUENCE OF RADIATION
ON THE MOS DEVICES PARAMETERS**

A model describing the space-time evolution of the charge which arises in the dielectric structure of metal-insulator-semiconductor under ionizing radiation of X-ray and gamma-rays is considered. The system of equations is solved by the numerical method. For realization of the difference problem an iterative algorithm is developed. The results of numerical modeling are presented.