

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МДП-ПРИБОРОВ

Г.М. Заяц¹⁾, А.Ф. Комаров²⁾, С.А. Мискевич²⁾

¹⁾Институт математики НАН Беларуси, ул. Сурганова, 11, Минск, 220072, Беларусь, тел. +375(17)284-19-64, e-mail: zayats@im.bas-net.by

²⁾НИИ прикладных физических проблем им. А.Н. Севченко БГУ, ул. Курчатова, 7, Минск, 220108, Беларусь, тел. +375(17)212-48-33, e-mail: komarovF@bsu.by

Рассматривается модель, описывающая пространственно-временную эволюцию заряда, возникающего в диэлектрике структуры металл-диэлектрик-полупроводник при воздействии на нее ионизирующего излучения гамма-квантов. Решение системы уравнений находится разностным методом. Представлены результаты численного моделирования.

Введение

В настоящее время в космической технике широко применяются интегральные схемы различной степени интеграции, детекторы и фото-преобразователи солнечной энергии. Специфическими условиями эксплуатации таких приборов является низкоинтенсивное воздействие ионизирующего излучения космического пространства, приводящее к радиационной деградации микросхем и выходу из строя электронной аппаратуры. Один из основных механизмов такой деградации – изменение свойств подзатворных диэлектриков в металл-диэлектрик-полупроводник (МДП)-структурах. В связи с этим актуальной задачей является разработка методов прогноза радиационной стойкости МДП-структур, при этом важнейшим, необходимым инструментом исследования служит математическое моделирование.

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 и на границе раздела SiO₂/Si МДП-структуры при облучении гамма-квантами и последующей релаксации данного заряда за счёт туннельной разрядки. Для решения задачи предложен эффективный численный метод. Разработана итерационная процедура, реализующая разностную задачу, и проведено численное моделирование радиационно-индуцированного изменения электрофизических параметров МДП-структуры в процессе облучения.

Физико-математическая модель

В области $\Omega = \{0 < x < d, 0 < t \leq t_f\}$ рассматриваем систему уравнений, описывающую пространственно-временную эволюцию заряда, возникающего в диэлектрике МДП-структуры при воздействии на нее ионизирующего излучения [1, 2]:

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

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

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

$$\frac{\partial P_{t2}}{\partial t} = R_{p2}(p, E, P_{t2}) - R_{n2}(n, E, P_{t2}),$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} (P_{t1} + P_{t2} + p - n). \quad (4)$$

Туннельный механизм разрядки накопленного в диэлектрике заряда моделируется уравнением [3]

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

Распределение потенциала в МДП-структуре при наличии заряда в диэлектрике и поверхностных состояний определяется уравнением электронеutrальности [4]

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

Здесь 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” (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_s – 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.

На границе области моделирования выполняются условия

$$\begin{aligned} n(0, t) = n(d, t) = 0, \quad p(0, t) = p(d, t) = 0, \quad 0 < t \leq t_f; \\ Q_{0t}(0) = Q_{ss}(0) = 0; \quad n(x, 0) = p(x, 0) = 0, \\ P_{t1}(x, 0) = P_{t2}(x, 0) = 0, \quad E(x, 0) = f(\psi_s(0)), \quad 0 \leq x \leq d. \end{aligned} \quad (7)$$

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

$$\begin{aligned} R_{n1} &= nP_{t1}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}), \\ R_{n2} &= nP_{t2}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}), \\ R_{p1} &= p(N_{t1} - P_{t1})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \\ R_{p2} &= p(N_{t2} - P_{t2})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \end{aligned}$$

где $N_{t1,2}(x)$ – концентрации ловушечных уровней (центров дырочного захвата); v_{th} – тепловая скорость носителей заряда.

Полевые зависимости сечения захвата дырки $\sigma_p(E)$ и электрона $\sigma_n(E)$ имеют вид [5]

$$\begin{aligned} \sigma_p(E) &= 1.4 \times \sigma_p^s (1.0 + 1.9 \times 10^{-4} E^{\sigma_p^f})^{-1} \\ \sigma_n(E) &= \sigma_n^s (1.0 + 10^{-4} E^{\sigma_n^f})^{-1} \end{aligned}$$

где $\sigma_{n,p}^{f,s}$ – варьируемые параметры, определяющие абсолютную величину и характер полевой зависимости сечений захвата.

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 [6, 7]:

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

при этом полевая зависимость вероятности разделения генерируемых пар имеет вид [7]:

$$f_y^{x-ray}(E) = \left(\frac{1.30}{|E|/10^6 + 0.113} + 1 \right)^{-1}.$$

Численное моделирование

Для решения задачи (1) – (7) разработан алгоритм, согласно которому на каждом временном шаге решаются уравнения непрерывности (1), (2) с соответствующими граничными и начальными условиями. Полученные при этом распределения концентрации свободных носителей n и p подставляются в уравнения кинетики дырочного захвата (3) для нахождения пространственного распределения концентрации дырочного заряда P_{t1} и P_{t2} с последующим учетом процесса туннельной разрядки с помощью уравнения (5). Найденные распределения свободных носителей и захваченного заряда подставляются в уравнение Пуассона (4), решение которого позволяет найти распределение напряженности электрического поля в диэлектрике. При этом на каждом временном шаге должно выполняться уравнение электронейтральности (6) для всей МДП-структуры.

Для предложенного алгоритма разработан численный метод, основанный на разностном методе [8], разработана итерационная процедура реализации построенных разностных схем.

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 приведены на рисунках 1, 2.

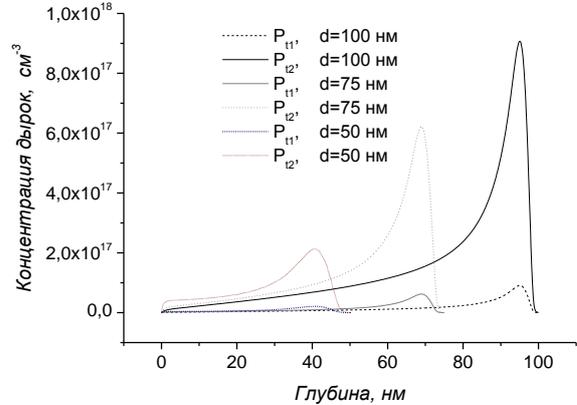


Рис. 1. Распределение дырочного заряда на ловушечных уровнях в зависимости от толщины диэлектрика

При расчётах полагали, что интегральная доза ионизирующего излучения $D=5 \cdot 10^5$ P, мощность радиационной дозы $\dot{D} = dD/dt = 10^2$ P/c, концентрация легирующей примеси в кремнии $N_B=10^{15}$ см⁻³, температура $T=300^\circ K$, $V_G=-1.0$ В, $\phi_{ms}=-0.5$ В, подвижность электронов в диэлектрике $\mu_n=10^2$ см²В⁻¹с⁻¹, дырок $\mu_p=0,6 \cdot 10^3$ см²В⁻¹с⁻¹, $L_D=24$ мкм, $\sigma_p^s=10^{-13}$, $\sigma_p^f=0,3$, $\sigma_n^s=10^{-12}$, $\sigma_n^f=1,1$, $\epsilon_{ox}=1,6$, $\epsilon_s=11,5$,

$k_g = 8 \times 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ рад}^{-1}$ пар [9]. Распределение по толщине диэлектрика “мелких” N_{t1} и “глубоких” N_{t2} ловушечных уровней равномерное и равное $N_{t1} = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $N_{t2} = 10^{19} \text{ см}^{-3}$.

На рисунке 1 отражено распределение дырочного заряда на “мелких” и “глубоких” ловушечных уровнях в диэлектрике различной толщины.

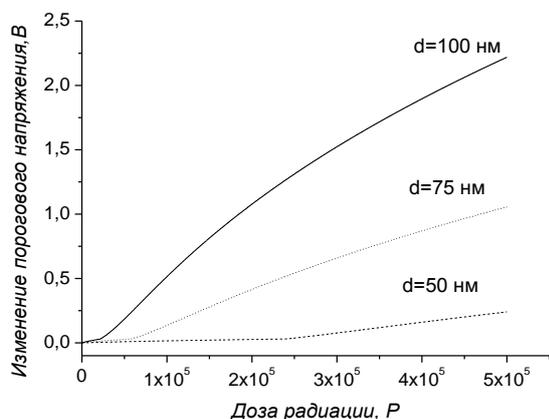


Рис. 2. Зависимость изменения порогового напряжения МДП-структуры от толщины диэлектрика

Изменение порогового напряжения МДП-структуры в зависимости от толщины диэлектрика в процессе облучения гамма-квантами представлено на рисунке 2. Как видим из рисунков 1 и 2, уменьшение результирующего изменения порогового напряжения в процессе облучения МДП-структуры с тонким диэлектриком обуславливается изменившимся в результате уменьшения толщины окисла распределением захваченного заряда. Толщина диэлектрика, при которой может быть эффективно использована рентгеновская корректировка пороговых напряжений, должна составлять не менее 40–50 нм.

Заключение

Разработанная модель позволяет моделировать процессы зарядовой деградации кремниевых структур под действием ионизирующего излучения различной интенсивности, а также дает возможность определить изменение порогового

напряжения МДП-структуры в процессе облучения, распределение свободных и захваченных на ловушечные уровни зарядов в диэлектрике, распределение напряжённости электрического поля. Вид дозовой зависимости изменения порогового напряжения МДП-структуры определяется рядом параметров: концентрацией ловушек в окисле, их распределением по толщине окисла, величинами подвижностей и сечений захвата для электронов и дырок, характером зависимости этих параметров от напряжённости электрического поля в окисле.

Сравнение полученных результатов с результатами работ [1, 10, 11] свидетельствует о достаточной степени адекватности описания выбранной моделью процессов накопления индуцированных ионизирующей радиацией зарядов в диэлектрике структуры SiO_2/Si и об эффективности разработанного численного метода.

Список литературы

1. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Макаренко В.А., Гитлин В.Р. // Микроэлектроника. – 2006. – 35, 5. – С. 382 – 391.
2. Заяц Г.М., Комаров Ф.Ф., Комаров А.Ф., Мискевич С.А. // XI Белорусская математическая конференция: Тез. докл. Междунар. науч. конф. Минск, 5-9 ноября 2012 г. Часть 3. – Мн.: Институт математики НАН Беларуси. – 2012. – С. 42 – 43.
3. MCWhorter P.J., Miller S.L., Miller W.M. // IEEE Trans. Nuclear Physics. – 1990. – 37, 6. – P. 1682 – 1689.
4. Гуртов В.А. Твердотельная электроника. – Петрозаводск, 2004. – 312 с.
5. Benedetto J.M., Boesch H.E., Oldham T.R., Brown G.A. // IEEE Trans. Nuclear Science. – 1987. – 34, 6. – P. 1540–1543.
6. Ausman G.A., McLean F.B. // Appl. Phys. Lett. – 1975. – 26. – P. 173.
7. Benedetto J.M., Boesch H.E. // IEEE Trans. Nuclear Science. – 1986. – NS-33, 6. – P. 1318–1323.
8. Самарский А. А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1977. – 656 с.
9. Согоян А. В. Зебров Г. И., Никифоров А. Ю., Першенков В. С., Чумаков А. И. // Модель космоса: Т. 2. – 2007. – С. 466–493.
10. Левин М.Н., Татаринцев А.В., Бондаренко Е.В., Бормонтов А.Е., Гитлин В.Р. // Конденсированные среды и межфазные границы. – 2010. – 12, 3. – С. 226 – 232.
11. Бондаренко Е.В. Автореф. дис. ...канд. физ.-мат. наук: 01.04.10. – Воронеж, 2010. – 16 с.

SIMULATION OF INFLUENCE OF THE LOW-INTENSITY SPACE IONIZING RADIATION ON CHARACTERISTICS OF MIS DEVICES

G.M. Zayats¹⁾, A.F. Komarov²⁾, G.M. Miskiewicz²⁾

¹⁾Institute of Mathematics, Academy of Sciences of Belarus, 11 Surganova Street, Minsk, Belarus 220072, e-mail: zayats@im.bas-net.by

²⁾Institute of Applied Physics Problems, Belarusian State University, 7 Kurchatov Street, Minsk, Belarus 220064, e-mail: KomarovF@bsu.by

A model describing the space-time evolution of the charge appearing in the dielectric of MIS under ionizing gamma radiation is considered. The solution of the equation system is obtained by a difference method. Numerical simulation results are presented.