

Соответственно, среднее значение $N_A = 3,1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

На рисунке 3 показаны фрагменты типичных спектров ИК поглощения (в интервале волновых чисел 800-900 см^{-1}), измеренных при 20 К (спектр 1) и 300 К (спектр 2) для аналогичных образцов Cz-Si, облученных такой же дозой быстрых электронов. При низкой температуре основная часть А-центров находится в отрицательно заряженном состоянии и в спектре доминирует полоса у 885 см^{-1} . В области комнатных температур большинство А-центров ионизовано и в спектре доминирует полоса у 830 см^{-1} . Эти результаты хорошо согласуются с данными, полученными методом эффекта Холла (см. рис. 1). Суммарная интенсивность (коэффициент поглощения α) полос VO при $T = 20 \text{ К}$ (у 836 и 885 см^{-1}) составляет около 0,09 см^{-1} , а при $T = 300 \text{ К}$ (у 830 и 877 см^{-1}) – 0,035 см^{-1} .

Сопоставление данных электрических и оптических измерений позволило получить следующие выражения для определения концентрации А-центров методом ИК поглощения: для измерений при комнатной температуре: $N_{VO} = 8,5 \times 10^{16} (\alpha_{830} + \alpha_{877}) \text{ см}^{-3}$, в случае низкотемпературных измерений $N_{VO} = 3,5 \times 10^{16} (\alpha_{836} + \alpha_{885}) \text{ см}^{-3}$.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Белорусского республиканского Фонда фундаментальных исследований (проект Т14-040).

ЛИТЕРАТУРА

1. Lindstrom, J.L. Defect engineering in Czochralski silicon by electron irradiation at different temperatures / J.L. Lindstrom [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2002. Vol. 186. P. 121.
2. Lindstrom, J.L. Vibrational absorption from vacancy-oxygen-related complexes (VO, V₂O, VO₂) in irradiated silicon / J.L. Lindstrom [et al.] // Physica B: Condensed Matter. 1999. Vols. 273-274. P.291.
3. Voronkov, V.V. Nucleation of oxide precipitates in vacancy-containing silicon / V.V. Voronkov, R. Falster // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 91, N9. P. 5802.
4. Oates, A.S. Involvement of oxygen-vacancy defects in enhancing oxygen diffusion in silicon / A.S. Oates, R.C. Newman // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49, N5. P. 262.
5. Hoffman, H.J. Defect - level analysis of semiconductors by a new differential evaluation of $n(1/T)$ - characteristics / J.H. Hoffman // Appl. Phys. 1979. Vol.19, N3. P. 307.
6. Markevich, V.P. Electrically active radiation-induced defects in Czochralski-grown Si with low carbon content / V.P. Markevich [et al.] // J. Phys.: Condens. Matter. 2005. Vol.17. P. 233.
7. Коршунов Ф.П. Об акцепторных уровнях дивакансии в кремнии / Ф.П. Коршунов, В.П. Маркевич, И.Ф. Медведева, Л.И. Мурин // ФТП. 1992. Т.26, № 11. С. 206.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ В КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ

С. А. Мискевич

Научно-исследовательское учреждение «Институт прикладных физических проблем
им. А.Н. Севченко» Белорусского государственного университета
jozef-jakubowski@rambler.ru

Создание радиационно-стойких интегральных схем в связи с использованием их в космическом пространстве является одной из актуальных задач электроники. Важным инструментом для прогнозирования радиационной стойкости является математическое моделирование работы таких устройств.

МОДЕЛЬ

В данной работе рассматривается МДП-структура, модель которой представляет собой систему уравнений [1, 2]:

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

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

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

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

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

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

На границе области моделирования выполняются условия

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

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» (с индексом $t1$) и «глубоких» (с индексом $t2$) ловушках; D_n, D_p – коэффициенты диффузии 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 – диэлектрическая проницаемость диэлектрика; V_G – напряжение на затворе; φ_{ms} – разность работ выхода материала затвора и полупроводника; ψ – поверхностный потенциал полупроводника; Q_{0t} – эффективный заряд в диэлектрике на ловушечных уровнях; 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.

Скорости захвата электронов и дырок на ловушки задаются выражениями [1]

$$\begin{aligned} R_{n1} = nP_{t1}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}), \quad R_{n2} = nP_{t2}\sigma_n(E)(\mu_n|E| + v_{th}), \\ R_{p1} = p(N_{t1} - P_{t1})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \quad R_{p2} = p(N_{t2} - P_{t2})\sigma_p(E)\left(\mu_p|E| + \frac{\mu_p}{\mu_n}v_{th}\right), \end{aligned} \quad (8)$$

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

$G(E)$ – скорость генерации электронно-дырочных пар ионизирующей радиацией. Она определяется мощностью радиационной дозы $\dot{D} = dD/dt$, коэффициентом гене-

рации пар носителей k_g и вероятностью $f_y^{x-ray}(E)$ разделения этих пар электрическим полем до их рекомбинации [3, 4]:

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

Величины зарядов в окисле и на поверхностных состояниях описываются соответственно выражениями

$$Q_{ot} = \frac{1}{d} \int_0^d (d-x) \rho_t(x) dx \quad \text{и} \quad Q_{ss} = q N_{ss} (\phi_0 - \psi), \quad (9)$$

где $\rho_t(x)$ – распределение накопленного дырочного заряда на ловушках, N_{ss} – плотность поверхностных состояний [5, 6].

Заряд области пространственного заряда полупроводника [7]:

$$Q_{sc}(\psi) = \epsilon_s \epsilon_0 E_s = \pm \frac{\sqrt{2} \epsilon_s \epsilon_0 kT}{q L_D} F(\psi, \phi_0). \quad (10)$$

Для задачи моделирования пространственно-временной эволюции заряда в диэлектрике разработан итерационный алгоритм.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

При расчётах полагали, что интегральная доза ионизирующего излучения $D=5 \cdot 10^5$ Р, мощность радиационной дозы $\dot{D} = dD/dt = 10^2$ Р/с, концентрация легирующей примеси в кремнии $N_B = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, температура $T = 300^\circ \text{ К}$, $\phi_{ms} = -0,5$ 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 $k_g = 8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3} \text{ рад}^{-1}$ [8], $\epsilon_{ox} = 1,6$, $\epsilon_s = 11,5$.

На рис. 1 показано изменение порогового напряжения МДП-структуры в процессе облучения в зависимости от толщины диэлектрика.

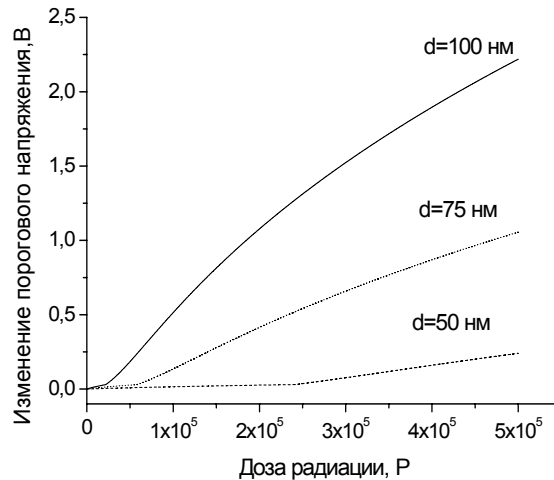


Рис. 1. Дозовая зависимость изменения порогового напряжения МДП-структуры при различной толщине диэлектрика

Уменьшение результирующего изменения порогового напряжения в процессе облучения МДП-структуры с уменьшением толщины диэлектрика обуславливается

уменьшением концентрации накопленного дырочного заряда в нем, а также распределением его на «мелких» и «глубоких» ловушечных уровнях данного диэлектрика.

В нашем случае уменьшение толщины подзатворного окисла на 25 нм (с 75 нм до 50 нм) приводит к снижению величины порогового напряжения на 1,0 В при интегральной дозе облучения $D=5 \times 10^5$ Р рентгеновскими квантами с энергией 20 КэВ и мощностью дозы $dD/dt=10^2$ Р/с.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Левин, М.Н.* Моделирование процессов рентгеновской корректировки пороговых напряжений МДП-интегральных схем / М.Н. Левин [и др.] // Микроэлектроника. 2006. Т. 35, № 5. С. 382–391.
2. *Заяц Г.М.* Численное моделирование влияния низкоинтенсивного ионизирующего излучения космического пространства на параметры МДП-приборов: XI Белорусская математическая конференция: Тез. докл. Междунар. науч. конф. / Г.М. Заяц. 5-9 ноября 2012 г. Часть 3. Мн.: Институт математики НАН Беларуси, 2012. С. 42–43.
3. *Ausman, G.A.* Electron-hole pair creation energy in SiO / G.A. Ausman, F.B. McLean // Appl. Phys. Lett. – 1975. – № 26. – P. 173.
4. *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, № 6. – P. 1318–1323.
5. Релаксационные процессы в МДП-элементах интегральных схем, вызванные ионизирующим излучением и импульсным магнитным полем / Кадменский А.Г. [и др.] // Письма в ЖТФ. – 1993. – Т. 19, № 3. – С. 43–45.
6. *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. – V. 90, № 12. – P. 813–816.
7. *Гуртов, В.А.* Твердотельная электроника: Учеб. пособие / В.А. Гуртов. – Петрозаводск, 2004. – 312 с.
8. Поверхностные радиационные эффекты в интегральных схемах / Согоян 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.

ЛОКАЛЬНЫЕ КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ МОДЫ КОМПЛЕКСОВ СОБСТВЕННЫХ МЕЖДОУЗЕЛЬНЫХ АТОМОВ С УГЛЕРОДОМ И КИСЛОРОДОМ В КРЕМНИИ

Л. И. Мурин

ГНПО «Научно-практический центр НАН Беларуси по материаловедению»
murin@iftp.bas-net.by

Наряду с кислородом, углерод является одной из основных фоновых примесей в кристаллах Si, выращенных методом Чохральского (Cz-Si), в которых он присутствует обычно в концентрациях порядка 10^{15} – 5×10^{16} см⁻³. Присутствие углерода оказывает существенное влияние на процессы радиационного дефектообразования [1, 2]. При облучении углерод замещения (C_s) является основной ловушкой для собственных междоузельных атомов Si (I) в кремнии *n*-типа. Междоузельные атомы углерода (C_i), генерируемые по механизму замещения Уоткинса, становятся подвижными уже при комнатных температурах и могут взаимодействовать с другими дефектами и примесями. В Cz-Si основным стоком для подвижных атомов C_i является междоузельный кислород (O_i), в результате чего генерируется один из доминирующих радиационных дефектов — комплекс C_iO_i (C3 дефект) [1-3]. Комплекс C_iO_i , в свою