

УДК 539.12

UDC 539.12

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ ПРИ ПРОЕКТИРОВАНИИ ЭЛЕМЕНТНОЙ БАЗЫ НА СХЕМОТЕХНИЧЕСКОМ УРОВНЕ**SIMULATION OF RADIATION EFFECT FOR DESIGNING THE ELEMENT BASE ON SCHEMATIC LEVEL**

Чевычелов Юрий Акимович
д.т.н., профессор
Воронежская государственная лесотехническая академия, Воронеж, Россия

Tchevytchelov Yury Akymovyтч
Dr.Sci.Tech., professor
Voronezh State Forest Technical Academy, Voronezh, Russia

В статье рассматриваются вопросы моделирования радиационных эффектов в САПР ИЭТ для статических видов радиации

The questions of construction of architecture for designing the universal and specialized element base, rack to influence of radiation are considered

Ключевые слова: МОДЕЛИРОВАНИЕ, РАДИАЦИЯ, ДОЗА, ГЕНЕРАЦИЯ, РЕКОМБИНАЦИЯ, ЗАРЯД, КМОП - СТРУКТУРА

Keywords: SIMULATION, RADIATION, DOSE, GENERATION, RECOMBINATION, CHARGE, CMOS-STRUCTURE

Для расчета радиационного отклика типовых элементов микросхем используются Spice подобные программы, которые используют модели транзисторов 3 уровня. Для получения этих параметров необходимо получить численное значение заряда в окисле полупроводниковой структуры в зависимости от координаты и времени [1,2].

Наиболее простым является случай квазистационарного приближения, определяющийся условием

$$\frac{\partial p}{\partial t} = 0 \quad (1)$$

где p — концентрация свободных дырок в объеме SiO_2 .

Предположение о неизменности распределения концентрации свободных дырок по толщине SiO_2 во время радиационного облучения во многих ситуациях вполне оправдано. В частности, данное состояние реализуется при исследованиях радиационной стойкости МОП-структур к поглощенной дозе статического ионизационного излучения (ИИ), которые обычно проводятся при средних и высоких значениях мощности дозы (10–1000 рад/с). Это можно показать с помощью простых оценок.

Скорость генерации электронно-дырочных пар в объеме SiO_2 для мощности дозы порядка 100 рад/с составляет $G = 8,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}/\text{с}$. Выход

заряда при стандартных для КМОП-изделий значениях рабочих напряжений составляет порядка 0,2–0,5 в зависимости от электрического режима и вида используемого источника ИИ. Таким образом, скорость введения дырок в объеме SiO_2 может быть оценена как $(1,6\text{--}4)\cdot 10^{14}$ $\text{см}^{-3}/\text{с}$. Многочисленные опубликованные результаты [3] исследований зарядовых процессов в МОП-структурах при облучении говорят о том, что величина накопленного заряда в диэлектрике при уровнях поглощенной дозы $\sim 10^6$ рад выходит на насыщение (для многих структур и при меньших дозах). Такая доза соответствует времени облучения 10^4 с. При этом концентрация заряженных ловушек в SiO_2 составляет $\sim 10^{17}$ см^{-3} . Таким образом, скорость удаления дырок $R_{\text{захв}}$, обусловленная их захватом на ловушки, может быть оценена как

$$R_{\text{захв}} \sim \frac{10^{17} \text{ см}^{-3}}{10^4 \text{ с}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}/\text{с}. \quad (2)$$

Видно, что $R_{\text{захв}}$ существенно меньше скорости введения свободных дырок при облучении. С ростом мощности дозы разница между этими скоростями будет увеличиваться. Таким образом, для данных условий облучения использование квазистационарного приближения можно считать вполне оправданным.

В случае воздействия низкоинтенсивного ИИ или короткого импульсного воздействия квазистационарное приближение скорее всего будет неприменимо. В первом случае это определяется низким значением скорости генерации электронно-дырочных пар, а во втором случае малым интервалом времени, в течение которого происходит воздействие излучения и генерация неравновесных носителей заряда.

Если пренебречь вкладом в накопление заряда диэлектрика процесса разрыва напряженных связей при взаимодействии с протонами, то уравнение непрерывности, описывающее изменение во времени концентрации неравновесных связей (НС), можно записать в виде [4]

$$\frac{\partial A(x,t)}{\partial t} = -(K_{\text{рел}} + 1) \frac{\partial(\Delta N_1(x,t))}{\partial t} = -(K_{\text{рел}} + 1)k_1 p A(x,t), \quad (3)$$

где k_1 — константа скорости реакций разрыва НС, при этом предполагается, что константы скорости этих процессов совпадают; ΔN_1 — концентрация дефектов типа трехвалентного кремния (E'-центров), образующихся при разрыве НС.

Уравнение (3) представляет собой дифференциальное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными. При известном исходном распределении НС по толщине области 2 оксида $A(x, 0)$, которое используется в качестве начального условия, и с учетом квазистационарного приближения решение данного уравнения записывается в виде

$$A(x,t) = A(x,0) \cdot e^{-(K_{\text{рел}}+1)k_1 p(x)t}. \quad (4)$$

Зависимость концентрации E'-центров, образующихся при разрыве НС, записывается в виде

$$\Delta N_1(x,t) = \frac{A(x,0)}{K_{\text{рел}} + 1} \cdot \left[1 - e^{-(K_{\text{рел}}+1)k_1 p(x)t} \right]. \quad (5)$$

Из выражения (5) следует, что концентрация E'-центров экспоненциально возрастает в зависимости от времени облучения и выходит на насыщение при глубоком облучении ($t \rightarrow \infty$). Данный результат качественно хорошо согласуется с многочисленными экспериментальными данными по исследованию накопления заряда диэлектрика при радиационном облучении. Уровень насыщения определяется исходным распределением по толщине оксида концентрации НС.

Скорость роста концентрации E'-центров при облучении зависит от исходного распределения НС по толщине оксида, от значения константы скорости реакций разрыва НС при захвате дырок, а также от квазистационарного распределения концентрации неравновесных дырок

по толщине оксида при облучении. Количество НС K_{rel} , релаксирующих при одном разрыве, также влияет на кинетику накопления заряда в диэлектрике. При увеличении K_{rel} возрастает скорость накопления E' -центров, т.е. зависимость $\Delta N_t(x, t)$ выходит быстрее на насыщение, однако при этом снижается уровень насыщения данной зависимости.

Разрыв соединений $\equiv Si-H$ при взаимодействии с дырками помимо образования комплексов трехвалентного кремния ведет также к высвобождению протонов, которые затем принимают участие в процессах образования поверхностных состояний (ПС). Уравнение непрерывности для этой реакции записывается в виде

$$\frac{\partial(\Delta N_2(x, t))}{\partial t} = G_{H^+} = k_2 N_{SiH}(x, t) p, \quad (6)$$

где $\Delta N_2(x, t)$ — концентрация дефектов типа трехвалентного кремния (E' -центров), образующихся при разрыве соединений $\equiv Si-H$;

G_{H^+} — скорость высвобождения протонов в данном процессе; k_2 — константа скорости реакции; $N_{SiH}(x, t)$ — концентрация соединений $\equiv Si-H$.

С учетом того, что при разрыве одного соединения $\equiv Si-H$ образуется один протон и один комплекс трехвалентного кремния, можно записать выражение

$$N_{SiH}(x, t) = N_{SiH}(x, 0) - \Delta N_2(x, t), \quad (7)$$

где $N_{SiH}(x, 0)$ — исходное распределение комплексов $\equiv Si-H$ по толщине подзатворного диоксида кремния (области 2).

При подстановке данного выражения в уравнение непрерывности (6) последнее превращается в дифференциальное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными, решение которого при использовании квазистационарного приближения и начального условия $\Delta N_2(x, 0) = 0$ записывается в виде

$$\Delta N_2(x, t) = N_{SiH}(x, 0) \cdot \left(1 - e^{-k_2 P(x)t}\right). \quad (8)$$

Из выражения (8) следует экспоненциальный характер накопления E'-центров в зависимости от времени облучения с выходом на насыщение, уровень которого определяется исходным распределением концентрации комплексов $\equiv Si-H$.

Уравнение непрерывности, описывающее кинетику реакции $Si-OH + h^+ \rightarrow \equiv Si^+ + \bullet OH$, записывается в виде

$$\frac{\partial(\Delta N_3(x, t))}{\partial t} = k_2 N_{SiOH}(x, t) P, \quad (9)$$

где $\Delta N_3(x, t)$ — концентрация дефектов типа трехвалентного кремния (E'-центров), образующихся при разрыве соединений $\equiv Si-OH$; k_3 — константа скорости реакции; $N_{SiOH}(x, t)$ — концентрация соединений $\equiv Si-OH$ в области 2 оксида.

Уравнение (8) представляет собой дифференциальное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными. Его решение записывается в виде

$$\Delta N_3(x, t) = N_{SiOH}(x, 0) \cdot \left(1 - e^{-k_3 P(x)t}\right), \quad (10)$$

где $N_{SiOH}(x, 0)$ исходное распределение концентрации соединений $\equiv Si-OH$.

Из выражения (10) следует экспоненциальный характер накопления E'-центров в зависимости от времени облучения с выходом на насыщение, уровень которого определяется исходным распределением концентрации комплексов $\equiv Si-OH$.

Общее изменение концентрации E'-центров определяется суммой рассмотренных вкладов:

$$\Delta N_{ot}(x, t) = \sum_{i=1}^3 \Delta N_i(x, t). \quad (11)$$

$$\Delta N_{ot}(x,t) = a \cdot (1 - e^{-bt}). \quad (12)$$

Параметр a в (12) соответствует уровню насыщения зависимости $\Delta N_{ot}(x, t)$. При $t \rightarrow \infty$ величина данного параметра может быть определена как

$$a = \frac{A(x,0)}{K_{rel} + 1} + N_{SiH}(x,0) + N_{SiOH}(x,0). \quad (13)$$

Заряд, накопленный в диэлектрике при облучении, рассчитывается по формуле

$$\Delta Q_{ot} = q_0 \int_{x_1}^{t_{ox}} \Delta N_{ot}(x) dx, \quad (14)$$

где x_1 — координата, соответствующая границе области накопления заряда; q_0 — элементарный заряд.

Дозовая зависимость накопленного при облучении заряда будет подчиняться закону, аналогичному (12), где в качестве аргумента будет выступать поглощенная доза. Такой характер зависимости согласуется с многочисленными результатами экспериментальных исследований накопления зарядов в МОП-структурах при радиационном облучении.

Концентрация дырок находится из решения уравнения непрерывности

$$\frac{\partial p(x,t)}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_p p(x,t) E(x,t) - \varphi_T \mu_p \frac{\partial p(x,t)}{\partial x} \right) + f(E) g_0 P - (k_1 A(x,t) + k_2 N_{SiH}(x,t) + k_3 N_{SiOH}(x,t)) p(x,t), \quad (15)$$

где μ_p — подвижность дырок в SiO_2 ; $\varphi_T = kT / q_0$ — тепловой потенциал; $E(x, t)$ — распределение напряженности электрического поля в SiO_2 .

Первое слагаемое в правой части (15) определяет диффузионно-дрейфовый перенос дырок через SiO₂. Второе слагаемое представляет собой скорость генерации электронно-дырочных пар, умноженную на выход заряда. По сути дела, данное слагаемое учитывает начальную частичную рекомбинацию электронно-дырочных пар. Третье слагаемое представляет собой скорость захвата дырок на различные ловушки, в результате чего образуются E'-центры.

Электроны, образующиеся вследствие ионизации, исключаются из рассмотрения, поскольку они очень быстро (в течение пикосекунд) покидают диэлектрик, следовательно, можно пренебречь их возможным участием в зарядовых процессах. Влияние электронов на кинетику накопления зарядов в неявном виде учитывается только во втором слагаемом правой части уравнения (15): выход заряда $f(E)$, учитывает быструю начальную рекомбинацию части электронно-дырочных пар, генерированных излучением.

При средних и высоких значениях мощности дозы ИИ скорость генерации электронно-дырочных пар (уже с учетом выхода заряда) существенно превосходит скорость захвата носителей на различные ловушки [5]. В этом случае, во-первых, можно воспользоваться квазистационарным приближением (1), а во-вторых, пренебречь последним слагаемым в правой части (15). Тогда уравнение (15) значительно упрощается и принимает вид

$$-\frac{\partial}{\partial x} \left(\mu_p p(x) E(x) - \Phi_T \mu_p \frac{\partial p(x)}{\partial x} \right) + f(E) g_0 P = 0. \quad (16)$$

Напряженность электрического поля рассчитывается через электрический потенциал ϕ по формуле

$$E(x, t) = -\frac{\partial \phi(x, t)}{\partial x}. \quad (17)$$

Распределение потенциала по толщине подзатворного диэлектрика определяется приложенным смещением, а также распределением заряженных частиц и дефектов по толщине оксида. Уравнение Пуассона для распределения потенциала в оксиде имеет вид

$$\frac{\partial^2 j(x,t)}{\partial x^2} = -\frac{\partial E(x,t)}{\partial x} = -\frac{q_0}{\epsilon\epsilon_0} \left(N_{ot}(x,t) + p(x,t) - n(x,t) + N_{H^+}(x,t) \right), \quad (18)$$

где $N_{ot}(x,t)$ — распределение концентрации заряженных E'-центров по толщине оксида в момент времени t ; $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14}$ Ф/см — диэлектрическая константа; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость оксида; $n(x,t)$ — распределение свободных электронов по толщине оксида в момент времени t ; $N_{H^+}(x,t)$ — распределение концентрации протонов по толщине оксида в момент времени t .

Если справедливо квазистационарное приближение для дырок, то можно пренебречь распределением электронов по оксиду, считая, что они практически мгновенно удаляются из диэлектрика, а также пренебречь концентрацией заряженных E'-центров и протонов по сравнению с концентрацией дырок. В этом случае уравнение (18) упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial^2 \varphi(x)}{\partial x^2} = -\frac{\partial E(x)}{\partial x} = -\frac{q_0}{\epsilon\epsilon_0} p(x), \quad (19)$$

где $\varphi(x)$ и $E(x)$ — квазистационарные распределения потенциала и напряженности электрического поля по толщине оксида соответственно.

Таким образом, объединив уравнения (16) и (19) и добавив граничные условия

$$\frac{\partial p(x_1)}{\partial x} = 0; \quad p(t_{ox}) = 0; \quad (20)$$

$$\varphi(x_1) = 0; \varphi(t_{ox}) = V_g, \quad (21)$$

можно получить краевую задачу для квазистационарных распределений по толщине оксида концентрации дырок, потенциала и электрического поля.

При задании граничных условий (21) предполагалось, что все электрическое поле сосредоточено внутри оксида, а величиной поверхностного потенциала можно пренебречь. Данное приближение нельзя использовать, например, при моделировании работы МОП-транзистора или при расчете вольт-фарадной характеристики МОП-структуры. Однако оно не внесет существенной погрешности в результаты моделирования радиационного накопления заряда в диэлектрике, и при этом оно существенно облегчит решаемую задачу.

Полученная краевая задача может быть решена методом конечных разностей. Для этого необходимо знать мощность дозы и вид ИИ, который будет определять выход заряда, толщину оксида и приложенное к затвору смещение. Результатом решения данной задачи будет квазистационарное распределение дырок по толщине оксида, которое затем используется в выражениях (5), (8), (10) для расчета концентрации E'-центров, образующихся при радиационном облучении. При этом необходимо задаться исходными распределениями концентрации напряженных связей, соединений SiH и SiOH. Кроме того, решение данной задачи дает распределение потенциала по области 2 оксида, которое будет использовано для нахождения концентрации протонов.

Распределение концентрации протонов $N_{H^+}(x,t)$, можно найти, решив для них уравнение непрерывности

$$\frac{\partial N_{H^+}(x,t)}{\partial t} = j_t m_{H^+} \frac{\partial^2 N_{H^+}(x,t)}{\partial x^2} - m_{H^+} \frac{\partial(N_{H^+}(x,t)E(x,t))}{\partial x} + k_2 N_{SiH}(x,t) p(x,t), \quad (22)$$

где μ_{H^+} — подвижность протонов в SiO_2 .

Первое слагаемое в правой части (22) отвечает за диффузионный перенос протонов в SiO_2 , второе слагаемое — за дрейф протонов к границе Si/SiO₂.

Граничные условия для свободных протонов можно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial N_{H^+}(x_1, t)}{\partial t} = 0; N_{H^+}(t_{ox}, t) = 0. \quad (23)$$

Граничные условия для протонов (23) записываются аналогично граничным условиям для дырок (10). Здесь предполагается, что потоки протонов и дырок направлены к границе раздела Si/SiO₂. Граница затвор-диэлектрик является отражающей, а граница полупроводник-диэлектрик — прозрачной для протонов и дырок.

Начальные условия для протонов имеют вид

$$N_{H^+}(x, 0) = 0, \quad (24)$$

т.е. свободные протоны отсутствуют в SiO₂ до облучения.

Использование квазистационарного приближения позволило существенно упростить моделирование накопления заряда в диэлектрике и сделать его «полуаналитическим». Кроме того, процесс моделирования удалось разделить на несколько отдельных задач: расчет распределений дырок и потенциала, расчет распределения концентрации протонов, вычисление концентрации заряженных E'-центров и определение значения накопленного в диэлектрике заряда.

Используя полученную модель, прогнозируется изменение параметров элементов при схемотехническом моделировании для соответствующей дозы. Далее в стандартные модели элементов устанавливаются новые параметры соответствующие определенной дозы. Затем осуществляется процесс моделирования на схемотехническом

уровне. И это фактически будет моделирование поведения микросхемы в условиях поглощения дозы излучения.

Библиографический список

1. П.Р.Машевич Современная методика и средства автоматизации проектирования микроэлектронных компонентов / П.Р.Машевич, В.Н.Ачкасов, В.М.Антимиров, // Информационные ресурсы России. 2005. – №1. – С34 - 35.
2. Ачкасов В.Н. Проектирование радиационно-стойких БИС./ В.Н.Ачкасов, В.К.Зольников, Ю.К.Фортинский // Материалы Российской конференции «Стойкость-2005». – Москва: МИФИ. - 2005.- С.43-44.
3. Зольников В.К Расчетно-экспериментальная оценка стойкости кмоп ис к ионизирующим излучениям Зольников В.К., Крюков В.П // Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2002. № 4. С. 104.
4. Зольников В.К Создание отечественной проектной среды разработки микроэлектронных систем / Зольников В.К., Ачкасов В.Н., Машевич П.Р., Потапов И.П.// Вестник Воронежского государственного технического университета. 2006. Т. 2. № 3. С. 9-11.
5. Зольников В.К Проектирование микросхем с учетом радиационного воздействия / Зольников В.К., Крюков В.П., Яньков А.И //Вопросы атомной науки и техники. Серия: Физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2009. № 02. С. 28-30.