

Оценка частоты одиночных радиационных эффектов для современных СБИС

А.В. Согоян^{1,2}, А.И. Чумаков^{1,2}, А.А. Смолин^{1,2}

¹Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, г. Москва

²АО «ЭНПО Специализированные электронные системы», г. Москва, aasmol@spels.ru

Аннотация — Предложен новый подход для прогнозирования частоты одиночных радиационных эффектов на основе оценки сечений эффектов в поле изотропного излучения тяжелых заряженных частиц. Оценка сечений одиночных эффектов в приближении изотропного излучения проводится на основе разработанных диффузионных моделей собирания заряда с трека тяжелой заряженной частицы. Проведено сравнение с существующими в настоящее время подходами. Предложены простые инженерные модели для оценки частоты одиночных радиационных эффектов при воздействии тяжелых заряженных частиц космического пространства.

Ключевые слова — Одиночные радиационные эффекты (ОРЭ), частота ОРЭ, диффузионная модель, изотропное поле.

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время существующие модели по оценке частоты одиночных радиационных эффектов (ОРЭ) в СБИС при воздействии тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) космического пространства базируются на допущениях, предложенных в 80-х годах прошлого века [1–4]. В частности, наиболее популярный подход, основанный на представлении чувствительной области в виде прямоугольного параллелепипеда, предполагает, что размеры чувствительной области постоянны, а зависимость сечений ОРЭ от значений линейных потерь энергии (ЛПЭ) объясняется изменением пороговой энергии переключения. Очевидно, что такие предположения противоречат как физическим принципам работы самих СБИС, так и механизмам формирования ионизационной реакции при воздействии тяжелой заряженной частицы. Например, в рамках этих исходных допущений невозможно объяснить многократные сбои при воздействии ТЗЧ нормально падающих на поверхность кристалла ИС, поэтому приходится дополнять модель чувствительной области другими элементами.

Выход из этой ситуации возможен, если исходные предпосылки поменять местами: энергия возникновения ОРЭ является постоянной величиной, а размеры чувствительной области зависят от ЛПЭ. Чем выше значение ЛПЭ, тем больше площадь собирания заряда или, другими словами, тем больше сечение ОРЭ. В подобной постановке задачи становится очевидным, что доминирующим механизмом собирания заряда является процесс диффузии. Таким образом, в рамках

поставленной задачи на первом этапе необходимо построить модель собирания заряда за счет процессов диффузии, на основе которой должна быть определена зависимость сечений ОРЭ от ЛПЭ L_z . Отличительной особенностью такой постановки задачи является то, что при ее решении можно реализовать модель, учитывающую угол падения иона. Это позволяет на последующем этапе получить оценки сечения ОРЭ для изотропного поля излучения ТЗЧ.

Таким образом, если удастся решить подобную задачу, то оценка частоты ОРЭ в реальных условиях эксплуатации R_{SEE} будет производиться из достаточно простого соотношения

$$R_{SEE} = \int \sigma_{is}(L_z) \cdot \varphi_z(L_z) \cdot dL_z, \quad (1)$$

где $\varphi_z(L_z)$ дифференциальная плотность потока ЛПЭ ТЗЧ, σ_{is} - сечение ОРЭ в изотропном роле ТЗЧ.

II. ДИФFUЗИОННАЯ МОДЕЛЬ

Основные закономерности формирования условий возникновения одиночных радиационных эффектов можно выявить из решения простой задачи при расположении отдельного кругового плоского p-n перехода в неограниченной подложке. На первом этапе разработанная модель была основана на приближении неоднородных граничных условий (ГУ) и ряде дополнительных допущений [5,6]:

1. Временная характеристика ионизационной реакции элементов определяется преимущественно диффузионным механизмом переноса заряда [7–12]. Это приближение достаточно хорошо выполняется при высоких значениях ЛПЭ, однако в около-пороговой области вклад дрейфовой компоненты может оказывать значительное влияние на сечение эффекта.

2. Используется упрощенное модельное представление задачи диффузии, при котором реальный (трехмерный) p-n переход представляется в виде двумерной круговой области с некоторым радиусом R (рис. 1). Такое приближение справедливо в случае, когда линейные размеры перехода сопоставимы с характерными размерами трека частицы при временах порядка длительности переключения элемента СБИС. При этом в области перехода задаются нулевые ГУ 1-го рода, а за пределами области вводятся ГУ второго рода [5],

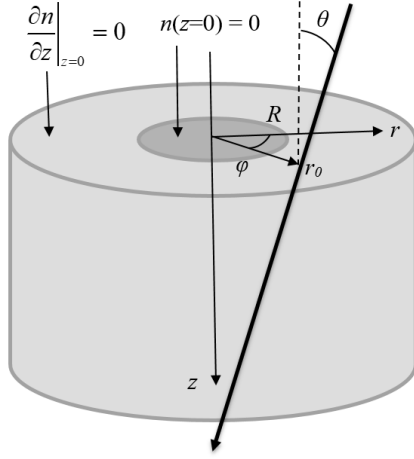


Рис. 1. Структура для оценки ионизационной реакции элемента СБИС при воздействии ТЗЧ: R - радиус чувствительной области, r_0 – расстояние от центра чувствительной области до точки попадания ТЗЧ, ϕ , θ - азимутальный и зенитный углы трека

соответствующие отсутствию нормальной компоненты тока.

3. Предполагается допустимым пренебрежение влиянием нелинейных эффектов, таких как Оже-рекомбинация, коллапс p-n перехода, зависимость подвижности от локальной концентрации носителей, вырождение полупроводника в области трека ТЗЧ.

В рамках этого приближения были получены аналитические соотношения для оценки амплитуды ионизационного тока $I(t)$ в зависимости от места попадания ТЗЧ r и траектории трека (ϕ , θ). В случае трека бесконечной длины после усреднения по азимутальному углу выражение для ионизационного тока принимает вид [13]:

$$I(t) \approx qDG_0 \frac{2}{\pi} \sec(\theta) e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^{\infty} \exp\left(-Dty^2 \left(1 + \frac{tg^2\theta}{2}\right)\right) \times \\ \times I_0\left(Dty^2 \frac{tg^2\theta}{2}\right) J_0(yr_0) \sin(Ry) dy, \quad (2)$$

где r_0 - радиальная координата точки попадания частицы в подложку, θ – зенитный угол трека, $G_0=dE/dx/\varepsilon_i$ - линейная мощность источника, dE/dx – эффективные ЛПЭ иона, ε_i – средняя энергия образования электрон-дырочной пары, D - коэффициент амбиполярной диффузии, L_d – диффузионная длина неосновных носителей в подложке, q -элементарный заряд, τ - время жизни неосновных носителей, J_0 - функция Бесселя, I_0 – модифицированная функция Бесселя.

Однако, как показали последующие результаты численного моделирования, данная модель не совсем корректно описывает процессы сбора носителей в современных структурах СБИС, так как ключевую

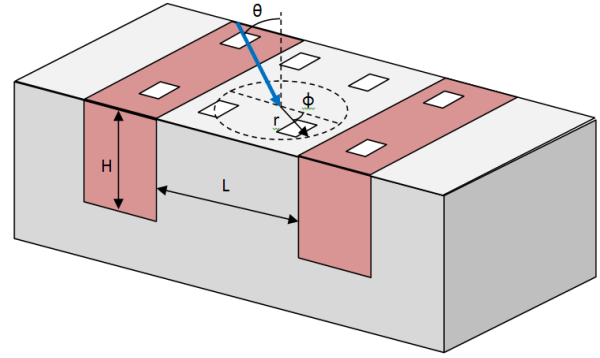


Рис. 2. Модельная геометрия КМОП СБИС, учитывающая влияние карманов; прямоугольниками показаны стоковые и истоковые переходы. Пунктиром показана область сбора

роль в формировании ионизационной реакции играет сбориение заряда глубокими переходами карман-подложка.

В связи с этим на втором этапе анализировалась модельная геометрия, представленная на рис. 2. Для данной структуры было получено решение уравнения диффузии с учетом влияния границ карманов.

Приближенное выражение для диффузионного тока перехода с центром в точке $\mathbf{r}=(x,y,0)$ при собириении заряда с трека заряженной частицы может быть представлено в виде [14]:

$$I(\mathbf{r}, t) \approx q \frac{1}{\varepsilon_i} L_z \frac{D_m R}{\pi Dt + \pi R^2/2} \left(1 + \frac{2\sqrt{4\pi Dt}}{L}\right) \times \\ \times \exp\left(-\frac{r^2(1-b^2)}{4Dt} - \frac{\pi^2}{L^2} Dt\right) \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{br}{2\sqrt{Dt}}\right)\right), \quad (3)$$

где L_z – ЛПЭ частицы, θ и ϕ – зенитный и азимутальный углы трека, соответственно (рис. 2), ϕ_0 – азимутальный угол вектора \mathbf{r} , ε_i – средняя энергия образования электрон-дырочной пары.

В предположении, что максимальное значение тока (3) зависит, прежде всего, от экспоненциального члена, амплитуда ионизационного тока может быть приближенно описана выражением:

$$I_m(\mathbf{r}) \approx q \frac{1}{\varepsilon_i} L_z \frac{D_m R}{a_0^2 + \pi R^2/2} \left(1 + \frac{4a_0}{L}\right) \exp\left(-\frac{\pi r\sqrt{1-b^2}}{L}\right) \times \\ \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{2}(1-b^2)^{1/4}} \sqrt{\frac{\pi r}{L}}\right)\right), \quad (4)$$

где $a_0^2 = L \cdot r\sqrt{1-b^2}/2$; $r\sqrt{1-b^2}$ - прицельное расстояние.

Близкая к экспоненциальной зависимость амплитуды тока от расстояния до трека позволяет в некоторых случаях применять точечную модель собирания заряда [15–17].

III. СЕЧЕНИЕ ОРЭ

Важную роль в определении величины сечения эффекта играет критерий сбоя. Применение зарядовых моделей при оценке ОРЭ в современных СБИС во многих случаях приводит к некорректным результатам [18]. Действительно, при длительности импульса ионизационного тока сравнимой с характерным временем переключения элемента срабатывание элемента будет происходить не по критерию превышения критического заряда, а по достижению порогового уровня напряжения помехи на внутренней RC-цепи чувствительного элемента.

Предлагаемый в работе подход основан на геометрической трактовке сечения сбоя. В соответствии с ней сбой возникает в случае, если чувствительный p-n переход расположен в некоторой «критической области» около точки попадания частицы (рис. 2). Площадь этой области σ зависит от параметров трека и критерия сбоя. Таким образом, задача расчета сечения сводится к нахождению площади данной критической области. Данный подход позволяет учесть как однократные (площадь критической области меньше площади одной ячейки памяти), так и многократные сбои (площадь критической области больше площади одной ячейки памяти).

При использовании в качестве критерия сбоя амплитуды напряжения импульсной помехи, вызванной ТЗЧ, уравнение, описывающее границу критической области, может быть приближенно представлено в виде:

$$\frac{L_{z0}}{L_z} \approx \exp\left(-\frac{\pi r \sqrt{1-b^2}}{L}\right) \times \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{b}{\sqrt{2(1-b^2)^{1/4}} \sqrt{\frac{\pi r}{L}}}\right)\right), \quad (5)$$

где L_{z0} – параметр, имеющий смысл порогового ЛПЭ.

Это выражение принимает наиболее простую форму в случае нормального падения частицы ($\theta=0$):

$$\frac{L_{z0}}{L_z} \approx \exp\left(-\frac{\pi r}{L}\right). \quad (6)$$

Тогда в соответствии с описанной выше геометрической трактовкой сечения ОРЭ:

$$\sqrt{\sigma(L_z, 0)} = L / \sqrt{\pi} \cdot \ln\left(\frac{L_z}{L_{z0}}\right). \quad (7)$$

Выражение (7) содержит всего 2 неизвестных параметра, которые могут быть определены по эксперимен-

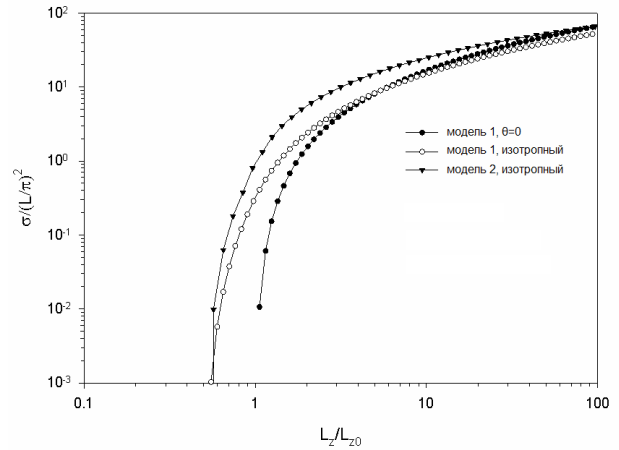


Рис. 3. Нормированная зависимость сечения эффекта от ЛПЭ для нормального ($\theta=0$) и изотропного падения ионов для аналитической (1) и точечной (2) модели

тальным данным при нормальном падении. Особенностью выражения (14) является его универсальный характер. Зависимость сечения от ЛПЭ (7) должна иметь вид прямой в специальных линеаризующих координатах ($\ln(LET)$, $\sqrt{\sigma}$), что является критерием применимости модели.

Аналогичное соотношение можно получить и в приближении точечной модели [7]. Анализ показывает, что в рамках этого приближения сечение ОРЭ в функции ЛПЭ имеет вид:

$$\sigma(L_z, 0) \cong 10 \cdot l_c^2 \left[\ln\left(\frac{L_z}{L_{z0}}\right) \right]^{1.5}, \quad (8)$$

где l_c – характерная длина собирания заряда.

Зависимость сечений ОРЭ в функции ЛПЭ и угла падения ТЗЧ записывается в виде:

$$\sigma(L_z, \theta) = \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} \Theta[L_z g(r, \theta, \phi) - L_{z0}] r dr d\phi, \quad (9)$$

где $\Theta(x)$ – функция Хэвисайда, и $g(r, \theta, \phi)$ задается правой частью уравнения (5).

Тогда при воздействии изотропного поля излучения выражение для сечения будет выглядеть следующим образом:

$$\sigma_{is}(L_z) = \int_0^{\pi/2} \sigma(L_z, \theta) \sin(\theta) \cos(\theta) d\theta \quad (10)$$

На рис. 3 показаны зависимости сечения эффекта от ЛПЭ для нормального ($\theta=0$) и изотропного падения ионов, рассчитанные в соответствии с (10). Можно отметить, что обе модели прогнозируют уменьшение эффективного порогового ЛПЭ в 2 раза по сравнению со случаем нормального падения.

Представленные на рис. 3 зависимости имеют универсальный характер и, соответственно, могут быть легко связаны с экспериментальными данными, полученными при облучении ИС при нормальном падении ионов. В частности, можно использовать следующие простые аппроксимации по аналогии с соотношениями (7) и (8):

$$\sigma_{is}(L_z) \approx 0.1L^2 \left[\ln \left(\frac{2L_z}{L_{z0}} \right) \right]^{2.42} \quad (11)$$

для аналитической модели (5) и

$$\sigma_{is}(L_z) \approx 0.26 \cdot l_c^2 \left[\ln \left(\frac{2L_z}{L_{z0}} \right) \right]^2 \quad (12)$$

для точечной модели.

Необходимо также отметить, что вследствие допущений, использованных при выводе модели, для нее характерна несколько большая неопределенность в оценке сечения ОРЭ в около-пороговой области значений ЛПЭ.

IV. ЧАСТОТА ОРЭ

В настоящее время на практике для оценки частоты ОРЭ широко используется модель интегрального прямоугольного параллелепипеда (IRPP) и ее модификации [3, 4]. Ее применение требует определения параметров чувствительного объема и экстракции параметров кривой Вейбулла, описывающих экспериментальную зависимость сечения от ЛПЭ. Наличие большого числа независимых параметров (степеней свободы) делает невозможным их однозначное определение на основе экспериментальных данных и требует принятия дополнительных субъективных решений при экстракции. В то же время, даже незначительный разброс в значениях параметров может приводить к существенным различиям в итоговых оценках частоты ОРЭ.

На рис. 4 показан пример экстракции параметров кривой Вейбулла по некоторому виртуальному набору экспериментальных данных, а в таблице 1 – полученные значения параметров и оценки частоты ОРЭ, рассчитанные на их основе с помощью пакета OMERE [19] для спектра ГКЛ. Два набора параметров зависимости Вейбулла дают весьма близкое описание экспериментальных данных, визуально практически не различимых, однако расчетные частоты отличаются на два порядка. Учитывая, что параметр c (глубина чувствительной области) определяется фактически произвольно, различие в прогнозе частоты SEE методом IRPP достигает 3-х и более порядков в области относительно больших пороговых значений ЛПЭ. Кроме того, в большинстве случаев рассматривается чувствительная область квадратной формы, что практически никогда не выполняется в реальных СБИС.

Предложенный в данной работе подход к оценке частоты ОРЭ не имеет данной проблемы с неопределенностью в экстракции параметров. Соотношения

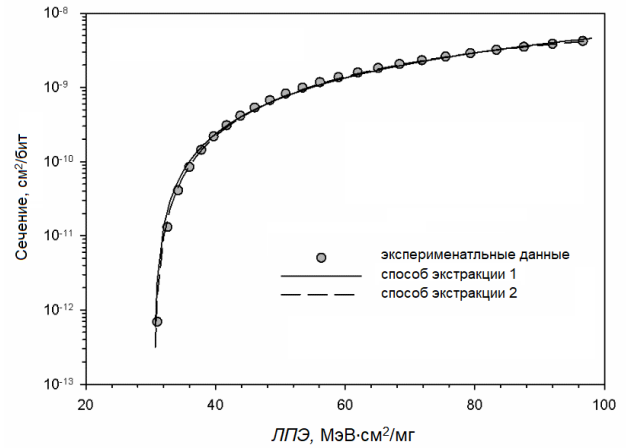


Рис. 4. Пример экстракции параметров кривой Вейбулла по некоторому набору эмпирических данных (кружки) двумя способами

(11, 12) содержат только два неизвестных параметра ($L(l_c)$, L_{z0}), подлежащих определению из эксперимента при нормальном падении ионов. Сечение эффектов в изотропном поле определяется выражением (10), после чего частота событий оценивается из соотношения (1). При этом экстракция параметров может проводиться в рамках линейной модели (11, 12), что минимизирует ошибку.

На рис. 5 в качестве примера представлены результаты оценки частоты ОРЭ в изотропном поле спектра галактических космических лучей (ГКЛ) (GCR ISO 15390 для геостационарной орбиты [19]). Символы на графике обозначают значения, полученные с использованием модели IRPP в пакете OMERE. Расчет частоты ОРЭ для каждого значения L_{z0} основывался на одном и том же наборе виртуальных экспериментальных данных для зависимости сечения эффекта от ЛПЭ, но отличался способом подгонки, используемым для определения параметров функции Вейбулла, и значением параметра c модели IRPP. Параметры для аналитических моделей ($L(l_c)$, L_{z0}) были получены с использованием того же набора данных. Результаты, полученные с использованием аналитических моделей, близки к одному из расчетов OMERE (№1 на рис. 5). Однако для пороговых ЛПЭ больше 20 МэВ см²/мг результаты расчетов с использованием OMERE имеют разброс в 3...5 порядков в зависимости от способа экстракции параметров и значения глубины чувствительной области.

Необходимо отметить, что представленные на рис. 5 результаты носят универсальный характер и могут быть применены фактически для любой орбиты. Более того, нормированный спектр СКЛ очень близок к спектру ГКЛ, за исключением части, относящейся к большим значениям ЛПЭ (более 60 МэВ см²/мг). Поэтому можно также использовать унифицированную зависимость частоты ОРЭ от пороговых ЛПЭ (рис. 5).

V. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагаемый в настоящей работе подход к оценке частоты ОРЭ при воздействии ТЗЧ космического пространства в реальных условиях эксплуатации основан на диффузионном приближении собирания заряда элементом ИС. Представленная модель получена в результате решения уравнения диффузии с учетом влияния карманов и описывает угловую зависимость ионизационного тока и собираемого заряда в p-n переходе. Особенностью модели является ее зависимость только от двух параметров, которые могут быть определены экспериментально при нормальном падении ионов.

Используемые в настоящее время методы оценки частоты ОРЭ, основанные на модели IRPP, требуют определения большого числа параметров. Представленные нами результаты демонстрируют, что неопределенность в экстракции параметров зависимости Вейбулла при оценке частоты ОРЭ по методу IRPP может приводить к разбросу в несколько порядков величины. Предлагаемый в работе подход требует экспериментального определения всего двух параметров, что существенно упрощает процедуру и повышает устойчивость прогноза.

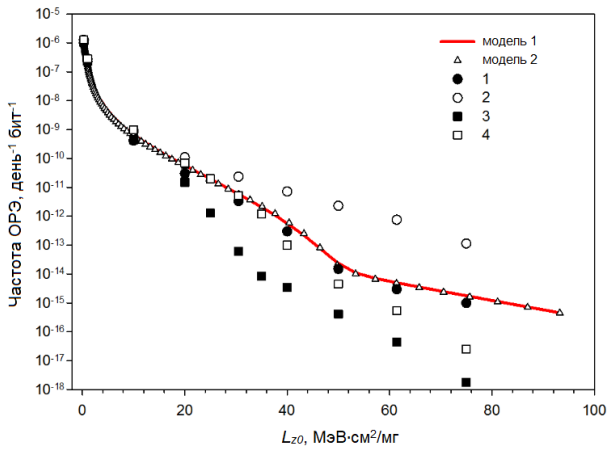


Рис. 5. Изменение частоты ОРЭ в зависимости от пороговых значений ЛПЭ. Кривые: 1 – аналитическая диффузионная модель; 2 – точечная модель; символы - вычисления OMERE: 1- способ подгонки 1, $c=1$ мкм; 2- способ подгонки 2, $c=1$ мкм; 3- способ подгонки 1, $c=0.5$ мкм; 4- способ подгонки 2, $c=0.5$ мкм.

Таблица 1

Результаты оценки частоты ОРЭ

| Параметр | Способ подгонки | |
|---|----------------------|----------------------|
| | 1 | 2 |
| W, МэВ·см ² /мг | 225 | 75 |
| s | 1.55 | 1.7 |
| σ_{\max} , см ² | $3.2 \cdot 10^{-8}$ | $7.5 \cdot 10^{-9}$ |
| LET_{th} , МэВ·см ² /мг | 30.5 | 30.5 |
| c, мкм | 0.5 | 1.0 |
| R, день ⁻¹ бит ⁻¹ | $3.2 \cdot 10^{-11}$ | $5.8 \cdot 10^{-12}$ |

Другими словами, частота ОРЭ при воздействии ионов ТЗЧ и СКЛ для любой ИС и произвольной орбите может быть оценена следующим образом:

$$R_a(L_{z0}) \approx R_b(L_{z0}) \left(\frac{L_a}{L_b} \right)^2 \left[\frac{F_{a_GCR}(L_{zb})}{F_{b_GCR}(L_{zb})} + \frac{F_{a_SCR}(L_{zb})}{F_{b_GCR}(L_{zb})} \right] \quad (13)$$

где индекс b относится к базовому расчету, представленному на рис. 5, а индекс a к расчету для выбранной ИС, L_{zb} - значение ЛПЭ при котором происходит привязка всех спектров (оно может быть произвольным из диапазона 4...40 МэВ.см²/мг), $L_a = 1$ мкм (использовался при расчетах, представленных на рис. 5), L_{z0} и L_b - параметры модели, которые определяются из результатов экспериментов, проведенных при облучении ИС при нормальном падении ионов.

Таким образом, представленные результаты позволяют просто проводить оценку частоты ОРЭ при воздействии ТЗЧ космического пространства фактически для любой орбиты.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Petersen E.L. et al. Rate prediction for single event effects-a critique // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1992. Vol. 39, № 6. P. 1577–1599.
- [2] Letaw J.R. Single event effects rate predictions in space // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 1991. Vol. 56–57. P. 1260–1262.
- [3] Bradford J.N. Geometric Analysis of Soft Errors and Oxide Damage Produced by Heavy Cosmic Rays and Alpha Particles // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1980. Vol. 27, № 1. P. 941–947.
- [4] Чумаков А.И. и др. Оценка показателей стойкости интегральных схем при воздействии тяжелых заряженных частиц с использованием различных моделей // Безопасность информационных технологий. 2017. № 1. С. 73–84.
- [5] Сокоян А.В., Чумаков А.И. Диффузионная модель ионизационной реакции элементов БИС при воздействии ТЗЧ // Микроэлектроника. 2017. Т. 46, № 4. С. 305–312.
- [6] Сокоян А.В., Чумаков А.И. Оценка ионизационной реакции полупроводниковых элементов в диффузионном приближении при воздействии тяжелых заряженных частиц // Электронная техника. Серия 2 Полупроводниковые приборы. 2016. Т. 241, № 2. С. 46–57.
- [7] Чумаков А.И. Оценка многократных сбоев в интегральных схемах от воздействия тяжелых заряженных частиц // Микроэлектроника. 2014. Т. 43, № 2. С. 83–87.
- [8] Kirkpatrick S. Modeling diffusion and collection of charge from ionizing radiation in silicon devices // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1979. Vol. 26, № 11. P. 1742–1753.
- [9] Smith E.C. et al. Application of a diffusion model to SEE cross sections of modern devices [DRAMs] // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1995. Vol. 42, № 6. P. 1772–1779.

- [10] Patterson J.D., Edmonds L.D. Modeling the contribution of diffusion to device-upset cross sections // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2002. Vol. 49, № 6. P. 3067–3074.
- [11] Edmonds L.D. A Theoretical Analysis of Steady-State Charge Collection in Simple Diodes Under High-Injection Conditions // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2010. Vol. 57, № 2. P. 818–830.
- [12] Edmonds L. D. Extension of the ADC Charge-Collection Model to Include Multiple Junctions // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2011. Vol. 58, № 6. P. 3333–3342.
- [13] Sogoyan A. V et al. A simple analytical model of single-event upsets in bulk CMOS // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 2017. Vol. 400. P. 31–36.
- [14] Sogoyan A. V, Chumakov A.I., Smolin A.A. SEE rate estimation based on diffusion approximation of charge collection // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 2018. Vol. 418. P. 87–93.
- [15] Chumakov A.I. An evaluation of the sensitivity of integrated circuits to single event effects for the point charge collection area // Russ. Microelectron. 2015. Vol. 44, № 1. P. 27–32.
- [16] Чумаков А.И. Двухпараметрическая модель для оценки чувствительности СБИС к воздействию тяжелых заряженных частиц // Проблемы разработки перспективных микро- и нанoeлектронных систем (МЭС). 2016. С. 139–144.
- [17] Chumakov A.I. Modified Charge Collection Model by Point Node for SEE Sensitivity Estimation // 2015 15th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS). 2015.
- [18] Смолин А.А. и др. Схемотехническое моделирование одиночных эффектов при воздействии тяжелых заряженных частиц в КМОП СБИС с суб-100-нм проектными нормами // Известия высших учебных заведений. 2017. Т. 22, № 5. С. 447–459.
- [19] OMERE Software. URL: <http://www.trad.fr/OMERE-Software.html>.

Single Event Rate Evaluation for Modern VLSIs

A.V. Sogoyan^{1,2}, A.I. Chumakov^{1,2}, A.A. Smolin^{1,2}

¹National Research Nuclear University MEPhI, Moscow

²Specialized Electronic Systems, Moscow, aasmol@spels.ru

Abstract — The classical concept of total charge collection within a limited sensitive volume (typically a rectangular parallelepiped) to this day remains the basis of the majority of approaches to single-event-effect (SEE) rate (SER) prediction. However, the applicability of this concept to modern VLSIs is impaired by a growing number of issues, including an increased role of multiple cell upsets (MCUs) and the uncertainty in extraction of a large set of parameters that no longer correspond to any physical parameters of the device.

The goal of this work is to propose an alternative simple physics-based approach to SER estimation that can serve as a direct replacement of the integral rectangular parallelepiped (IRPP) method. To that end, we have built a model describing SEE cross section dependence on LET based on physically valid assumptions. This model accounts for the influence of well borders and the angular dependence of cross-section allowing us to correlate the cross-section $\sigma_{is}(LET)$ in an isotropic particle field with the experiment. It should be noted, however, that there is high uncertainty in estimating SEE cross-sections in the near-threshold region.

The results presented in the paper indicate that uncertainty in the extraction of Weibull parameters and arbitrary assignment of the sensitive volume thickness can lead to a spread of several orders of magnitude in subsequently calculated SER. In contrast, the model proposed in this paper contains only two parameters, which are uniquely determined from experimental data for normal ion incidence. This feature greatly simplifies the calculation procedure and increases the robustness of the forecast.

Keywords — Single event effects, single event rate, CMOS, diffusion charge collection, isotropic field.

REFERENCES

- [1] Petersen E.L. et al. Rate prediction for single event effects—a critique // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1992. Vol. 39, № 6. P. 1577–1599.
- [2] Letaw J.R. Single event effects rate predictions in space // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 1991. Vol. 56–57. P. 1260–1262.
- [3] Bradford J.N. Geometric Analysis of Soft Errors and Oxide Damage Produced by Heavy Cosmic Rays and Alpha Particles // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1980. Vol. 27, № 1. P. 941–947.
- [4] Chumakov A.I. et al. Otsenka pokazatelej stojkosti integralnyh skhem pri vozdeystvii tyazhelyh zaryazhennyh chastits s ispolzovaniem razlichnyh modelej (Evaluation of hardness parameters of ICs under heavy ion irradiation using various models) // Bezopasnost informatsionnyh tekhnologij. 2017. № 1. P. 73–84.
- [5] Sogoyan A. V, Chumakov A.I. Diffuzionnaya model ionizatsionnoj reaksii elementov BIS pri vozdeystvii TZCH (Diffusion model of the ionization response of LSI elements under exposure to heavy charged particles) // Mikroelektronika. 2017. V. 46, № 4. P. 305–312.
- [6] Sogoyan A. V, Chumakov A.I. Otsenka ionizatsionnoj reaksii poluprovodnikovyyh elementov v diffuzionnom priblizhenii pri vozdeystvii tyazhelyh zaryazhennyh chastits (Evaluation of ionization response of semiconductor devices under exposure to heavy charged particles using diffusion approximation) // Elektronnaya tekhnika. Seriya

- 2: Poluprovodnikovye pribory. 2016. V. 241, № 2. P. 46–57.
- [7] Chumakov A.I. Otsenka mnogokratnyh sboev v integralnyh skhemah ot vozdeystviya tyazhelyh zaryazhennyh chastits (Evaluation of multibit upsets in integrated circuits under heavy charged particles) // Mikroelektronika. 2014. V. 43, № 2. P. 83–87.
- [8] Kirkpatrick S. Modeling diffusion and collection of charge from ionizing radiation in silicon devices // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1979. Vol. 26, № 11. P. 1742–1753.
- [9] Smith E.C. et al. Application of a diffusion model to SEE cross sections of modern devices [DRAMs] // IEEE Transactions on Nuclear Science. 1995. Vol. 42, № 6. P. 1772–1779.
- [10] Patterson J.D., Edmonds L.D. Modeling the contribution of diffusion to device-upset cross sections // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2002. Vol. 49, № 6. P. 3067–3074.
- [11] Edmonds L.D. A Theoretical Analysis of Steady-State Charge Collection in Simple Diodes Under High-Injection Conditions // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2010. Vol. 57, № 2. P. 818–830.
- [12] Edmonds L. D. Extension of the ADC Charge-Collection Model to Include Multiple Junctions // IEEE Transactions on Nuclear Science. 2011. Vol. 58, № 6. P. 3333–3342.
- [13] Sogoyan A. V et al. A simple analytical model of single-event upsets in bulk CMOS // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 2017. Vol. 400. P. 31–36.
- [14] Sogoyan A. V, Chumakov A.I., Smolin A.A. SEE rate estimation based on diffusion approximation of charge collection // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. 2018. Vol. 418. P. 87–93.
- [15] Chumakov A.I. An evaluation of the sensitivity of integrated circuits to single event effects for the point charge collection area // Russ. Microelectron. 2015. Vol. 44, № 1. P. 27–32.
- [16] Chumakov A.I. Dvuhparametricheskaya model dlya otsenki chuvstvitelnosti SBIS k vozdeystviyu tyazhelyh zaryazhennyh chastits (Two-parameter model for SEE sensitivity evaluations of ICs under heavy charged particles irradiation) // Problemy razrabotki perspektivnyh mikro- i nanoelektronnyh sistem (MES). 2016. P. 139–144.
- [17] Chumakov A.I. Modified Charge Collection Model by Point Node for SEE Sensitivity Estimation // 2015 15th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and Systems (RADECS). 2015.
- [18] Smolin A.A. et al. Skhemitekhnicheskoe modelirovanie odinochnykh effektov pri vozdeystvii tyazhelyh zaryazhennyh chastits v KMOP SBIS s sub-100-nm proektnymi normami (Circuit Engineering Modeling of Single Event Effects under Impact of Heavy-Charged Particles in sub-100 NM CMOS ICs) // Izvestiya vysshih uchebnyh zavedenij. 2017. V. 22, № 5. P. 447–459.
- [19] OMERE Software. URL: <http://www.trad.fr/OMERE-Software.html>.