

ОЦЕНКА ИОНИЗАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЭЛЕМЕНТОВ В ДИФфуЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ТЯЖЁЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

© А. В. Согоян, А. И. Чумаков

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» –
АО «ЭНПО СПЭЛС», 115409, г. Москва, Каширское ш., 31

Предложена аналитическая модель для оценки ионизационной реакции группы близко расположенных p-n переходов при воздействии отдельной тяжёлой заряженной частицы (ТЗЧ) в диффузионном приближении. Выявлено, что учёт неоднородных граничных условий приводит к большим значениям собранного заряда отдельной чувствительной областью, чем при оценках в классическом приближении – однородных граничных условий. Показано, что в современных субмикронных полупроводниковых структурах возможно увеличение собранного заряда за счёт усилительных свойств паразитного биполярного транзистора.

Ключевые слова: одиночные радиационные эффекты, диффузионная модель, ионизационный ток при воздействии ТЗЧ

Сведения об авторах: Согоян Армен Вагоевич, avsoq@spels.ru; Чумаков Александр Иннокентьевич, aichum@spels.ru

EVALUATION OF IONIZATION RESPONSE OF SEMICONDUCTOR ELEMENTS IN THE DIFFUSION APPROXIMATION UNDER THE INFLUENCE OF HEAVY CHARGED PARTICLES

A. V. Sogoyan, A. I. Chumakov

National research nuclear university MEPhI (Moscow Engineering Physics Institute),
JSC «Specialized Electronic Systems», 115409, Moscow, Kashirskoe shosse, 31

Analytical model for the evaluation of ionization response of the group of closely positioned p-n junctions under the influence of single heavy charged particle (HCP) in diffusion approximation is proposed. It has been discovered that nonuniform interface conditions are accounting to the higher charge accumulated by separate sensitive region, compared with traditional approximation approach using the uniform interface conditions. Research shows that accumulated charge in advanced submicron semiconductor structures could be increased by parasitic bipolar transistor amplification.

Keywords: single radiation effects, diffusion model, ionization current under the HCP

Data of authors: Sogoyan Armen Vagoevich, avsoq@spels.ru; Chumakov Alexander Innokentyevich, aichum@spels.ru

Введение

В настоящее время одной из важнейших проблем обеспечения радиационной стойкости полупроводниковых приборов (ППП) и

интегральных схем (ИС) является оценка их чувствительности к одиночным радиационным эффектам (ОРЭ). Решение этой задачи невозможно без корректного описания ио-

низационной реакции (ИР) отдельного чувствительного элемента при попадании в его окрестность тяжёлой заряженной частицы. Возможность модельного представления ИР элементов схемы актуальна как на этапе проектирования ППП и ИС, так и при проведении испытаний готовых изделий.

Наиболее корректный анализ чувствительности элементов ППП и ИС к ОРЭ может быть проведён с помощью пакетов физико-топологического моделирования, например TCAD [1]. Однако в этом случае выявление характерных зависимостей ИР от размеров элемента, расположения соседних структур, режимов работы, параметров трека и т.п. затруднено ввиду большого объёма требуемых расчётов.

В работах [2-4] были предложены аналитические модели собирания заряда отдельным $p-n$ переходом, основанные на решении уравнения диффузии. $P-n$ переход при этом представлялся в виде неограниченной плоской поверхности, на которой концентрация носителей принималась равной нулю (однородные нулевые граничные условия). Такой подход предполагает, что размеры перехода существенно превышают радиальные размеры трека. Кроме того, близкое взаимное расположение переходов не позволяет считать их изолированными. Эти факторы ограничивают применимость моделей, основанных на однородных граничных условиях (ГУ).

В работах [5-7] задача сбора заряда отдельным переходом рассмотрена в приближении смешанных (неоднородных) ГУ. Переходы, размещённые на поверхности кристалла, представляются в виде плоских областей конечных размеров, в которых задаются нулевые ГУ первого рода. На остальной поверхности кристалла задаются изолирующие условия, то есть нулевые ГУ второго рода. В работе [8] модель обобщается на случай нескольких переходов. Вместе с тем, представленный в работах [5-8] подход сформулирован в виде расчётной процедуры и не содержит замкнутых выражений для токов и собранных зарядов, что затрудняет анализ зависимости результата от параметров структуры и трека.

Целью данной работы являлось развитие аналитической модели для оценки амплитудно-временных характеристик ИР группы чувствительных элементов ППП и ИС при воздействии ТЗЧ.

Основные положения

Предлагаемая модель, как и подход [5], основана на приближении неоднородных ГУ и ряде дополнительных предположений.

1. Реальный (трёхмерный) $p-n$ переход представляется в виде двумерной круговой области с некоторым радиусом R (рис. 1). Такое допущение справедливо в ситуации, когда линейные размеры перехода сопоставимы с характерными размерами трека частицы при временах, сравнимых с временем переключения отдельного полупроводникового элемента.

2. В области перехода ($r < R$) задаются нулевые ГУ 1-го рода, за пределами области вводятся ГУ второго рода [5], соответствующие отсутствию нормальной компоненты тока.

3. Временная характеристика ИР элементов определяется преимущественно диффузионным механизмом переноса заряда [2-9]. Это обусловлено как сравнительно большими временами процесса диффузии, так и объёмом области диффузионного собирания.

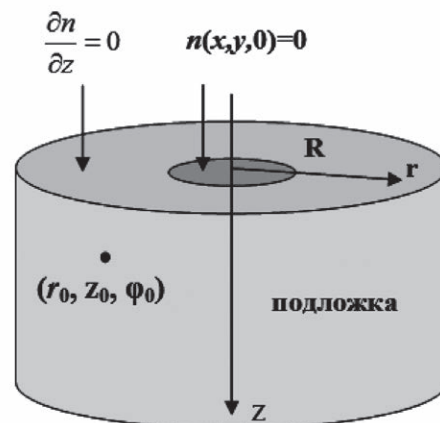


Рис. 1

Структура для оценки ИР отдельного элемента от точечного источника избыточного заряда: R – радиус чувствительной области, r – текущая радиальная координата, r_0, z_0, ϕ_0 – цилиндрические координаты мгновенного точечного источника

4. Время жизни носителей и коэффициент амбиполярной диффузии считаются постоянными. В общем случае высокая плотность электронно-дырочной плазмы в треке ТЗЧ приводит к активной рекомбинации носителей, в первую очередь – за счёт процесса Оже [4, 10]. Это обстоятельство затрудняет введение постоянного времени жизни носителей. Вместе с тем, как указано в работе [11], основная часть носителей рекомбинирует по указанному механизму преимущественно в центральной части трека за времена порядка пикосекунд и менее. При этом фактором, ограничивающим темп Оже-рекомбинации, выступает расширение трека за счёт диффузии и вызванное этим резкое падение концентрации носителей. Как указано в [11], вклад Оже-процесса в первом приближении можно учесть, вводя эффективную величину ЛПЭ с учётом доли рекомбинировавшего заряда. Дальнейшие процессы амбиполярного переноса происходят при больших концентрациях неравновесных носителей, что позволяет описывать их с помощью постоянных эффективных значений коэффициента диффузии и постоянной времени рекомбинации Шокли-Рида-Холла [6].

Важно отметить, что не все чувствительные области формируют ИР, приводящую к возникновению ОРЭ. Например, в p - n переходах открытых транзисторов ИР при воздействии ТЗЧ формируется, но она способствует подтверждению того логического состояния, в котором находится цифровой элемент. На формирование ИР, приводящей к ОРЭ, влияют, как правило, только

p - n переходы закрытых транзисторов или переходы карман-подложка. Вместе с тем, как будет показано ниже, при анализе ИР отдельного перехода оказывается необходимым учёт влияния всех близкорасположенных p - n переходов, находящихся как в открытом, так и в закрытом состояниях.

Ионизационная реакция отдельного элемента

Основные закономерности формирования условий возникновения ОРЭ можно выявить из решения простой задачи, при расположении отдельного кругового плоского p - n перехода в неограниченной подложке. Предполагается, что трек может при этом находиться в любой области пространства.

На первом этапе проводилась оценка формирования ИР от мгновенного точечного источника избыточного заряда (рис. 1). Нахождение функции отклика, вызванного действием точечного источника мощностью N_0 [9], осуществлялось методом потенциалов [12]. Исходная краевая задача в этом случае сводится к решению интегрального уравнения относительно вспомогательной функции f в области изображений Лапласа (уравнение (1): r, r', r_0 – радиус-векторы в плоскости $z=0$, S – область p - n перехода, $I(p)$ – изображение Лапласа для тока через переход, D – коэффициент амбиполярной диффузии, L_d – диффузионная длина неосновных носителей в подложке, q – элементарный заряд). Приближенное выражение для тока, протекающего через p - n переход радиусом R в цилиндрических координатах, имеет вид (2):

$$\frac{1}{2} \int_S f(r', p) \frac{\exp\left(-|r-r'| \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2}}\right)}{|r-r'|} dr' = -qN_0 \frac{\exp\left(-|r-r_0| \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2}}\right)}{|r-r_0|}, \quad (1)$$

$$I(p) = -D \frac{1}{2} \int_S f(r', p) dr'$$

$$I(r_0, z_0, t) = \frac{q DN_0}{(\sqrt{\pi Dt})^3} \int_0^R \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}} \exp\left(-\frac{r^2 + r_0^2 + z_0^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right) I_0\left(\frac{rr_0}{2Dt}\right) dr \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \quad (2)$$

$$F(x) = (I_0(x) - L_0(x))^{-1}$$

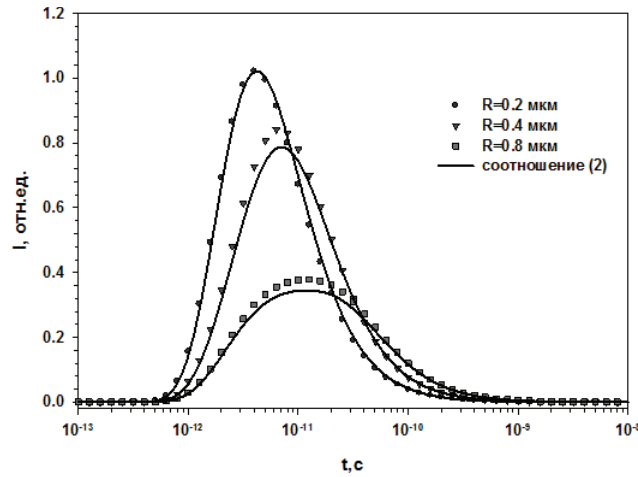


Рис. 2

ИР *p-n* перехода: численный (символы) и аналитический расчёт (кривые). При расчёте принималось: $r_0 = 0,1$ мкм, $z_0 = 0,2$ мкм, $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м²/с, $\tau \rightarrow \infty$

где τ – время жизни неосновных носителей в подложке, I_0 – модифицированная функция Бесселя 1-го рода, L_0 – модифицированная функция Струве, r_0, z_0 – радиальная и аксиальная координаты точечного источника соответственно. При $R \ll L_0 F(R/L_0) \rightarrow \infty$.

На рис. 2 представлены результаты расчёта формы импульса ионизационного тока, полученные как с помощью соотношения (2), так и путём численного реше-

ния уравнения диффузии при различных соотношениях r_0/R и z_0/R . Несмотря на приближенный характер соотношения (2), наблюдается хорошее согласие численного и аналитического результатов во всём временном диапазоне. В случае однородных нулевых ГУ решение задачи может быть получено методом изображений. Выражение для тока через область радиусом R имеет вид (3):

$$I = qDN_0 \frac{2\pi}{(2\sqrt{\pi Dt})^3} \frac{z_0}{t} \exp\left(-\frac{z_0^2}{4Dt}\right) \int_0^R \exp\left(-\frac{r^2 + r_0^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right) I_0\left(\frac{rr_0}{2Dt}\right) r dr. \quad (3)$$

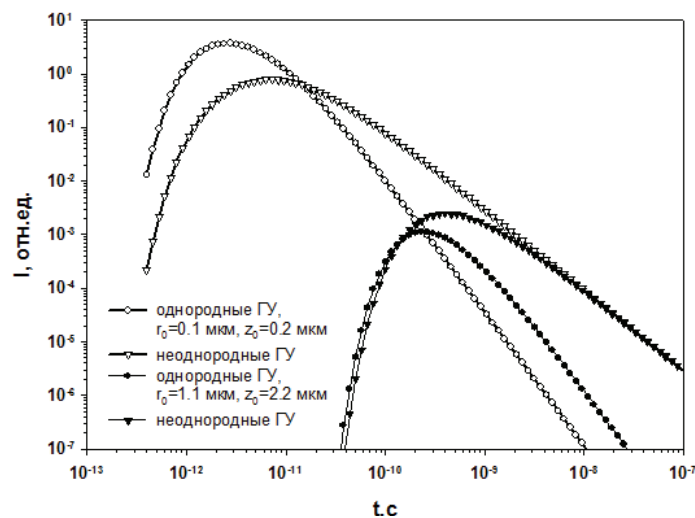


Рис. 3

ИР *p-n* перехода в приближении однородных и неоднородных ГУ. При расчёте принималось: $R = 0,4$ мкм, $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м²/с, $\tau \rightarrow \infty$

На рис. 3 приведены расчётные оценки, полученные в приближении однородных и неоднородных граничных условий. Анализ полученных результатов показывает, что решение (3) имеет иную асимптотику по времени, чем (2) (рис. 3), что, очевидно, физически связано с уходом заряда через всю границу $z = 0$. Кроме того, принципиально отличается зависимость решения от аксиальной координаты источника z_0 .

Оценка для трека длины L может быть получена интегрированием соотношения (2) по траектории частицы (формула (4): r_0 – радиальная координата точки входа частицы в мишень, θ и φ – зенитный и азимутальный углы трека соответственно, G_0 – линейная мощность источника, dE/dx – эффективная ЛПЭ иона с учётом Оже-рекомбинации, ε_i – средняя энергия образования электрон-дырочной пары. Усреднение по азимутальному углу приводит к соотношению (5а).

Для трека бесконечной длины можно получить (5б).

Заметим, что выражения (5а) и (5б) не имеют особенности при $\theta = \pi/2$.

На практике экспериментальные исследования проводятся, как правило, при нормальном падении ТЗЧ (5в).

Выражение для полного собранного заряда при воздействии точечного источника может быть получено из решения уравнения (1) при $p = 0$ (уравнение 6). При $L_d \rightarrow \infty$ (7).

Видно, что при $z_0 = 0$ и $r_0 < R$ достигается полное собирание заряда: $Q_0(r_0 < R, z = 0) = qN_0$.

Для собранного заряда, интегрируя выражение (5а), можно получить (8а). Для трека бесконечной длины (8б).

Выражения для собранного заряда (8а-8б), как и выражения для тока, не имеют особенности при $\theta = \pi/2$.

При нормальном падении частицы для трека длины L выражение для собранного заряда имеет вид (8в).

Интересно сравнить оценки для величины собранного заряда. На рис. 4 показаны зависимости величины полного собранного заряда от радиуса чувствительной области при различных координатах (r_0) нормального падения ТЗЧ. Как видно из представленных результатов, модель неоднородных

$$I(t) = \frac{qDG_0}{(\sqrt{\pi Dt})^3} \int_0^R \frac{r e^{-\frac{r^2}{4Dt}}}{\sqrt{R^2 - r^2}} \int_0^L e^{-\frac{s^2 r_0^2 - 2sr_0 \sin\theta \cos\phi}{4Dt} - \frac{t}{\tau}} I_0 \left(\frac{r \sqrt{r_0^2 + s^2 \sin^2\theta - 2sr_0 \sin\theta \cos\phi}}{2Dt} \right) ds dr \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right),$$

$$G_0 = -\frac{1}{\varepsilon_i} \frac{dE}{dx} \tag{4}$$

$$I(t) = qDG_0 \frac{2Dt}{(\sqrt{\pi Dt})^3} e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^L \exp\left(-\frac{s^2 \cos^2\theta}{4Dt}\right) \cdot \int_0^\infty \exp(-Dty^2) J_0(yr_0) J_0(y \sin\theta) \sin(Ry) dy ds \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right),$$

$$\tag{5a}$$

$$I(t) = qDG_0 \frac{2}{\pi} \sec(\theta) e^{-\frac{t}{\tau}} \int_0^\infty \exp\left(-ty^2 \left(1 + \frac{\text{tg}^2\theta}{2}\right)\right) I_0\left(ty^2 \frac{\text{tg}^2\theta}{2}\right) J_0(yr_0) \sin(Ry) dy \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \tag{5б}$$

$$I(t) = \frac{qG_0}{\pi t} \text{erf}\left(\frac{L}{2\sqrt{Dt}}\right) \int_0^R \frac{r}{\sqrt{R^2 - r^2}} \exp\left(-\frac{r^2 + r_0^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right) I_0\left(\frac{rr_0}{2Dt}\right) dr \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \tag{5в}$$

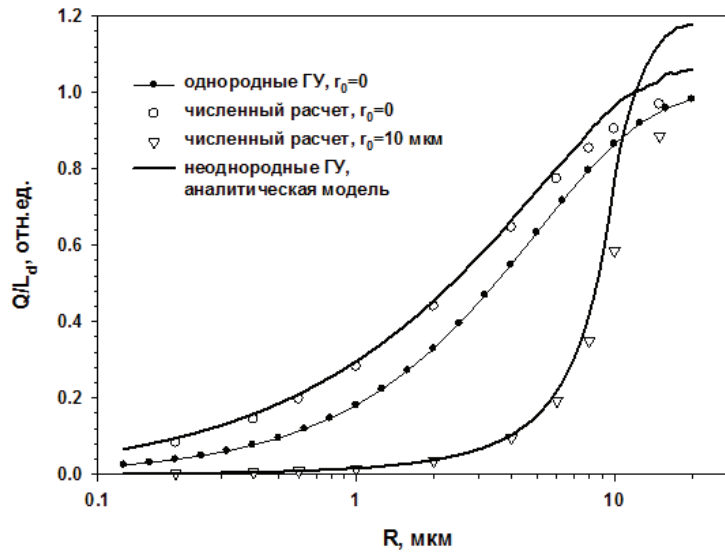


Рис. 4

Зависимости величины полного собранного заряда от радиуса чувствительной области при различных координатах (r_0) нормального падения ТЗЧ. Расчёт проводился при $L_d=5$ мкм

$$Q_0(r_0, z_0) = qN_0 \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{e^{-z_0 \sqrt{\eta^2 + \frac{1}{L_d^2}}}}{\sqrt{\eta^2 + \frac{1}{L_d^2}}} J_0(r_0 \eta) \sin(R \eta) d\eta \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \quad (6)$$

$$Q_0(r_0, z_0) = qN_0 \frac{2}{\pi} \arcsin\left(\frac{2R}{\sqrt{z_0^2 + (R-r_0)^2} + \sqrt{z_0^2 + (R+r_0)^2}}\right), \quad (7)$$

$$Q_L = qG_0 \frac{2}{\pi} \int_0^L \int_0^\infty \frac{\exp\left(-s \cdot \cos\theta \sqrt{\frac{1}{L_d^2} + y^2}\right)}{\sqrt{\frac{1}{L_d^2} + y^2}} J_0(yr_0) J_0(ys \sin\theta) \sin(Ry) dy ds \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \quad (8a)$$

$$Q_L = qG_0 \frac{2}{\pi} L_d \sec\theta \int_0^\infty \frac{1}{\sqrt{(1+y^2)(1+y^2 \sec^2\theta)}} J_0\left(y \frac{r_0}{L_d}\right) \sin\left(\frac{R}{L_d} y\right) dy \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right), \quad (8b)$$

$$Q_{L0}(r_0) = qG_0 \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{1 - e^{-L \sqrt{\eta^2 + \frac{1}{L_d^2}}}}{\eta^2 + \frac{1}{L_d^2}} J_0(r_0 \eta) \sin(R \eta) d\eta \cdot F\left(\frac{R}{L_d}\right). \quad (8b)$$

ГУ с учётом поправочной функции F хорошо согласуется с численным расчётом при $R < (1...2)L_d$. При $R/L_d < 0,1$, что обычно реализуется на практике, можно полагать $F = 1$.

Ионизационная реакция отдельного элемента в составе группы

В реальных ППП и ИС чувствительные элементы расположены на небольших рас-

стояниях друг от друга и их нельзя считать изолированными, как это делалось выше. Поэтому необходимо анализировать случай расположения отдельного чувствительного элемента, окружённого другими.

Рассмотрим исходную краевую задачу с неоднородными условиями для n p - n переходов. Применяя метод потенциалов, для k -го перехода получим ГУ в виде (9), r_{ok} , r_{ik} – радиус-векторы от центра k -го перехода до мгновенного точечного источника и точки внутри i -го перехода соответственно. Нахождение приближенного решения системы интегральных уравнений (9) можно свести к решению системы линейных алгебраических уравнений в области изображений Лапласа (при $R/L_d < 1$).

Для случая вертикального трека длины L выражение (10в) преобразуется в (10г).

Нахождение оригинала решения системы (10) для нескольких переходов достаточно трудоёмко. Как показывает анализ, в большинстве случаев приближённую временную зависимость тока через k -й переход $I_k(t)$ можно представить в виде (11), где Q_k – k -я компонента решения системы (10) при $p = 0$; $b_k(0)$ определяется выражением (10г) и имеет смысл полного заряда, собранного k -м переходом без учёта влияния ИР реакции при прохождении ТЗЧ, которая проводилась для модельной геометрии, представленной на рис. 5. Отдельные чувствительные области расположены на поверхности кристалла с шагом a по горизон-

$$\sum_i \frac{1}{2} \int_{S_i} f_i(\mathbf{r}'_{ik}, p) \frac{\exp\left(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_{ik}| \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2}}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'_{ik}|} d\mathbf{r}'_{ik} = -qN_0 \frac{\exp\left(-|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ok}| \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2}}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{ok}|}, \quad (9)$$

$$\sum_i c_{ki}(p) I_i(p) = b_k(p), \quad (10a)$$

$$c_{ki} = \begin{cases} 1, & i = k \\ \frac{2}{\pi} \frac{R_k}{r_{ik}} \exp\left(-r_{ik} \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2}}\right), & i \neq k, \end{cases} \quad (10б)$$

$$b_k(p) = qN_0 \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{\exp\left(-z_0 \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2} + \eta^2}\right)}{\sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2} + \eta^2}} J_0(r_{ok}\eta) \sin(R_k\eta) d\eta, \quad (10в)$$

$$b_k(p) = qG_0 \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{1 - \exp\left(-L \sqrt{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2} + \eta^2}\right)}{\frac{p}{D} + \frac{1}{L_d^2} + \eta^2} J_0(r_{ok}\eta) \sin(R_k\eta) d\eta, \quad (10г)$$

$$I_k(t) \approx qG_0 \frac{Q_k}{b_k(0)} \frac{1}{\pi t} \operatorname{erf}\left(\frac{L}{2\sqrt{Dt}}\right) \int_0^{R_k} \frac{r}{\sqrt{R_k^2 - r^2}} \exp\left(-\frac{r^2 + r_{ok}^2}{4Dt} - \frac{t}{\tau}\right) I_0\left(\frac{rr_{ok}}{2Dt}\right) dr, \quad (11)$$

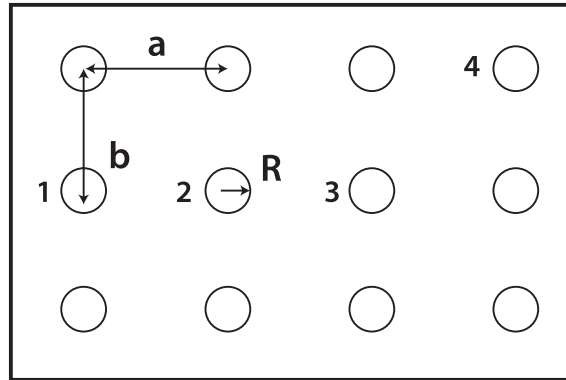


Рис. 5

Модельная структура для оценки ионизационной реакции группы элементов при воздействии отдельной ТЗЧ: $R = 0,25$ мкм, $a = b = 2,5$ мкм

тали и b – по вертикали. Сами чувствительные области представляли собой круговые p - n переходы с одинаковым радиусом R , на поверхности которых концентрация неосновных носителей заряда равна нулю. Между чувствительными элементами находятся пассивные области, в которых нормальная к поверхности компонента тока равна нулю.

На рис. 6 представлены амплитудно-временные характеристики импульсов ионизационного тока для четырёх соседних элементов (1-4 на рис. 5) при попадании ТЗЧ в центр элемента 1 и в точку посередине между 1-м и 2-м элементами. Как видно, приближение (11) наиболее существенно отличается от численного решения при малых временах, однако эта временная область

оказывает слабое влияние на формирование ОРЭ.

Большинство современных моделей для оценки ОРЭ в ППП и ИС используют зарядовое приближение. На рис. 7 показаны диаграммы распределения полного заряда, собранного переходами при прохождении ТЗЧ. В рассматриваемой задаче ошибка предложенной модели не превышает 10 %. Анализ показывает, что даже при достаточном удалении переходов друг от друга ($a = b = 10 R$) их взаимное влияние оказывается существенным: в рассмотренной задаче собранные заряды Q_k отличаются от аналогичных величин без учета коллективных эффектов на 20-50 % (рис. 8).

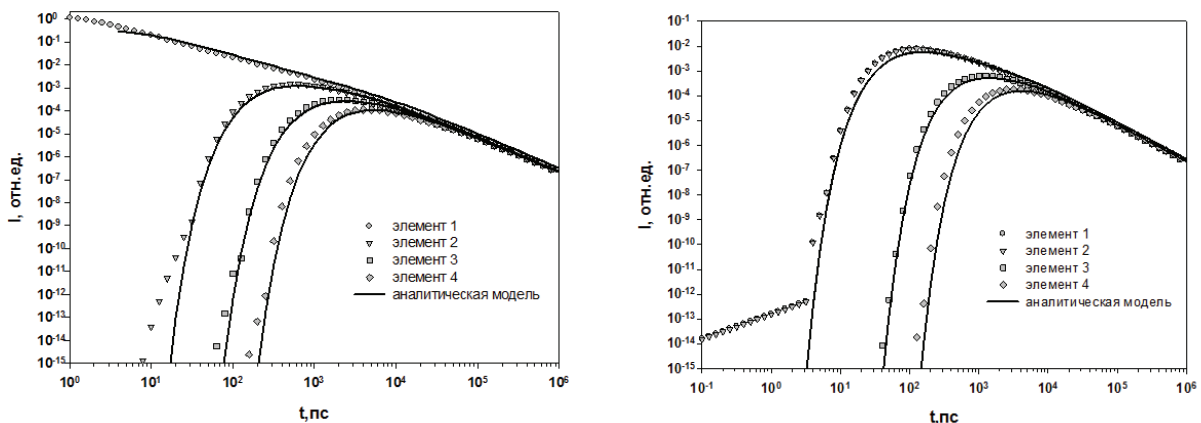


Рис. 6

Амплитудно-временные характеристики импульсов ионизационного тока при попадании ТЗЧ в центр элемента 1 (а) и в точку посередине между 1-м и 2-м элементами (б). Фигуры – численное решение, линии – аналитическая модель (11). При расчёте принималось: $R = 0,25$ мкм,

$$D = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}, L = 10 \text{ мкм}, L_d \rightarrow \infty$$

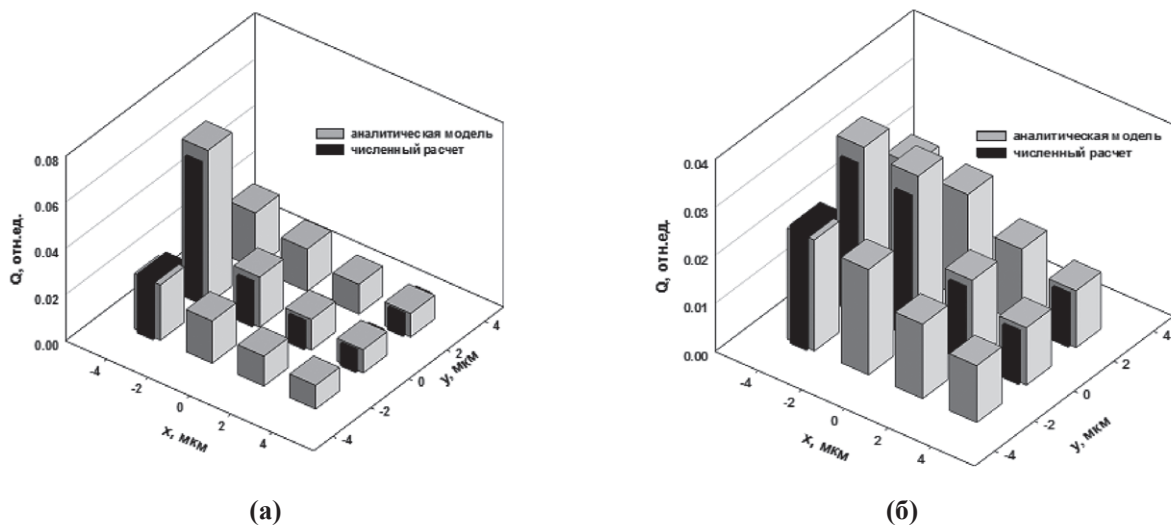


Рис. 7

Распределения полного заряда, собранного переходами при попадании ТЗЧ в центр элемента 1 (а) и в точку посередине между 1-м и 2-м элементами (б). При расчёте принималось: $R = 0,25 \text{ мкм}$, $D = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2/\text{с}$, $L = 10 \text{ мкм}$

Представленные выше результаты учитывали диффузионный перенос без взаимного влияния возможных паразитных структур. В частности, так как в реальных ППП и ИС встречаются открытые и закрытые $p-n$ переходы, то не исключено образование паразитных горизонтальных биполярных структур по аналогии с имеющимися в объёмных КМОП БИС четырёхслойными тиристорными структурами [13, 14]. Роль подобных структур

может быть достаточно сильна, на что указывает повышенная чувствительность субмикронных ППП и ИС к тиристорному эффекту при воздействии ТЗЧ.

В общем случае получить аналитические расчёты для оценки влияния паразитного биполярного транзистора на процессы собирания заряда чувствительной областью не представляется возможным. Действительно, процессы переноса заряда в подобных структурах необходимо

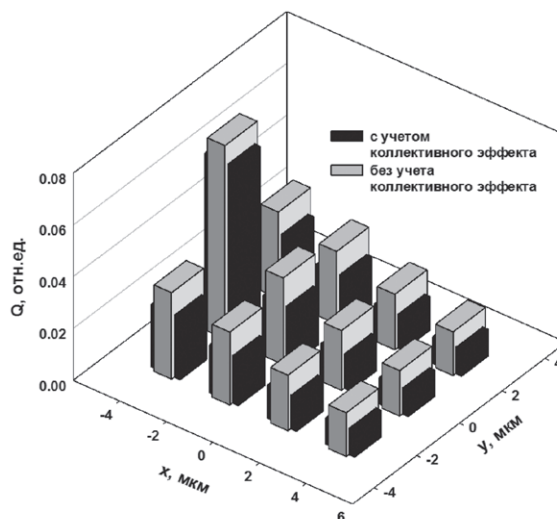


Рис. 8

Распределения полного заряда, собранного переходами при попадании ТЗЧ в центр элемента 1 с учётом и без учёта взаимного влияния переходов. Влияние паразитного биполярного транзистора

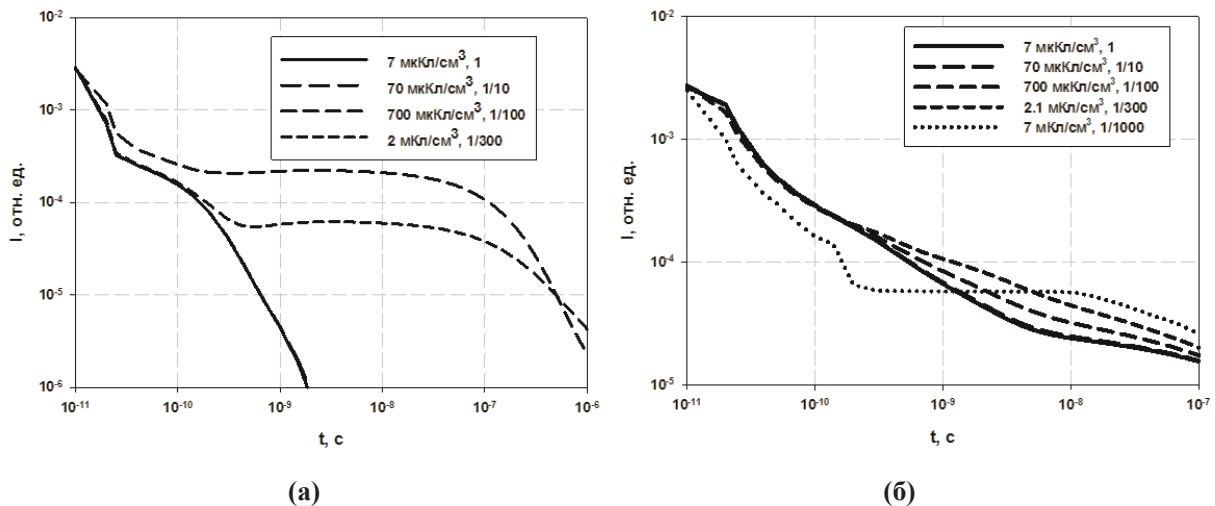


Рис. 9

Нормированные ионизационные токи в горизонтальных паразитных *n-p-n* структурах. Коэффициенты нормировки указаны на рисунках в виде дробных чисел

анализировать в трёхмерной геометрии с учётом эффектов высоких уровней инжекции и места расположения трека. Некоторые качественные выводы могут быть получены по результатам численного двумерного моделирования типовых структур.

На рис. 9 представлены результаты численного моделирования формирования импульсов ионизационного тока при мгновенной однородной ионизации чувствительной области при разных плотностях введённого избыточного заряда. Структуры представляют собой двухмерные горизонтальные *n-p-n* области. В первом случае моделируется отдельный паразитный биполярный транзистор с оборванной базой толщиной около 2 мкм (рис. 9а), а во втором – транзистор расположен в эпитаксиальном слое толщиной базы около 0.6 мкм (рис. 9б). Потенциал подключен к шине земли на удалении несколько микрон от чувствительных областей.

Представленные результаты свидетельствуют о включении паразитного биполярного транзистора в обоих случаях. При этом величина собранного заряда за счёт включения паразитного биполярного транзистора с оборванной базой может превышать величину собранного заряда без учёта этого эффекта более чем на порядок [15,16], тогда как во втором случае только в 2 раза.

Заключение

Предложенная модель на основе решения уравнения диффузии позволяет получить простые аналитические оценки ИР группы чувствительных элементов в составе ППП и ИС с учётом их взаимного влияния. По результатам моделирования выявлено, что отличия в величинах собранного заряда с трека ядерной частицы могут достигать двух раз по сравнению с оценками на основе традиционного подхода, использующего однородные граничные условия. Показана также возможность существенного увеличения величины заряда, собираемого переходами при прохождении ТЗЧ, за счёт включения паразитных горизонтальных биполярных структур. Рассмотренный подход может найти применение в САПР радиационно стойких ППП и ИС для экспресс-оценки их уровня устойчивости.

Литература

1. Режим доступа: <http://www.synopsys.com/tools/tcad> (дата обращения: 20.05.2016).
2. Kirkpatrick S. Modeling diffusion and collection of charge from ionizing radiation in silicon devices // IEEE Trans. Electron Devices, 1979, vol. 26, pp. 1742-1753.
3. Smith E. C., Stassinopoulos E. G., LaBel K., Brucker G. and Seidlick C. M. Application of a diffusion model to

- SEE cross sections of modern devices // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1995, vol. 42, pp. 1772-1779.
4. Чумаков А. И. Действие космической радиации на ИС. – М.: Радио и связь, 2004. – 320 с.
 5. Patterson J. D.; Edmonds L. D. Modeling the contribution of diffusion to device-upset cross sections // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Dec 2002, vol. 49, no. 6, pp. 3067-3074.
 6. Edmonds L. D. A theoretical analysis of steady-state charge collection in simple diodes under high-injection conditions // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2010, vol. 57, no. 2, pp. 818-830.
 7. Edmonds L. D. A proposed transient version of the ADC charge-collection model tested against TCAD // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2011, vol. 58, no. 1, pp. 296-304.
 8. Edmonds L. D. Extension of the ADC Charge-Collection Model to Include Multiple Junctions // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Dec 2011, vol. 58, no. 6, pp. 3333-3342.
 9. Чумаков А. И. Оценка многократных сбоев в интегральных схемах от воздействия тяжелых заряженных частиц // Микроэлектроника. – 2014. – Т. 43, № 2. – С. 83-87.
 10. Nikiforov A. Y., Skorobogatov P. K. Physical principles of laser simulation for the transient radiation response of semiconductor structures, active circuit elements and circuit: A nonlinear model // Russian Microelectronics, 2006, vol. 35, № 3, pp. 138-149.
 11. Edmonds L. D. Theoretical prediction of the impact of Auger recombination on charge collection from an ion track // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Oct 1991, vol. 38, no. 5, pp. 999-1004.
 12. Карташов Э. М. Аналитические методы в теории теплопроводности твёрдых тел. – М.: Высшая школа, 1985. – 480 с.
 13. Chumakov A. I., Nikiforov A. Y., Mavritsky O. B., Egorov A. N., Yanenko A. V. Single Event Latchup Threshold Estimation Based on Laser Dose Rate Test Results // IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1997, vol. NS-44, no. 6, pp. 2034-2039.
 14. Чумаков А. И., Печенкин А. А., Егоров А. Н., Маврицкий О. Б., Баранов С. В., Васильев А. Л., Яненко А. В. Методика оценки параметров чувствительности ИС к тиристорному эффекту при воздействии отдельных ядерных частиц // Микроэлектроника. – 2008. – Т. 37, № 1. – С. 45-51.
 15. Boruzdina A. B., Grigor'ev N. G. and Ulanova A. V. Effect of topological placement of memory cells in memory chips on multiplicity of cell upsets from heavy charged particles // Russian Microelectronics, 2014, vol. 43, no. 2, pp. 96-101.
 16. Boruzdina A. B., Sogoyan A. V., Smolin A. A., Ulanova A. V., Gorbunov M. S., Chumakov A. I. and Boychenko D. V. Temperature Dependence of MCU Sensitivity in 65 nm CMOS SRAM // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2015, vol. 62, no. 6, pp. 2860-2866.

References

1. URL: <http://www.synopsys.com/tools/tcad> (accessed 20 May 2016).
2. Kirkpatrick S. Modeling diffusion and collection of charge from ionizing radiation in silicon devices // IEEE Trans. Electron Devices, 1979, vol. 26, pp. 1742-1753.
3. Smith E. C., Stassinopoulos E. G., LaBel K., Brucker G. and Seidlick C. M. Application of a diffusion model to SEE cross sections of modern devices // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1995, vol. 42, pp. 1772-1779.
4. Chumakov A. I. *Deystvie kosmicheskoy radiatsii na IS* [Space radiation influence on IC]. Moscow, Radio i Svyaz Publ., 2004, 320 p.
5. Patterson J. D.; Edmonds L. D. Modeling the contribution of diffusion to device-upset cross sections // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Dec 2002, vol. 49, no. 6, pp. 3067-3074.
6. Edmonds L. D. A theoretical analysis of steady-state charge collection in simple diodes under high-injection conditions // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2010, vol. 57, no. 2, pp. 818-830.
7. Edmonds L. D. A proposed transient version of the ADC charge-collection model tested against TCAD // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2011, vol. 58, no. 1, pp. 296-304.
8. Edmonds L. D. Extension of the ADC Charge-Collection Model to Include Multiple Junctions // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Dec. 2011, vol. 58, no. 6, pp. 3333-3342.
9. Chumakov A. I. Evaluation of numerous failures of integrated circuits caused by heavy charged particles. *Mikroelektronika* [Microelectronics], 2014, vol. 43, № 2, pp. 83-87.
10. Nikiforov A. Y., Skorobogatov P. K. Physical principles of laser simulation for the transient radiation response of semiconductor structures, active circuit elements and circuit: A nonlinear model // Russian Microelectronics, 2006., vol. 35, № 3, pp. 138-149.
11. Edmonds L. D. Theoretical prediction of the impact of Auger recombination on charge collection from an ion track // Nuclear Science, IEEE Transactions on, Oct 1991, vol. 38, no. 5, pp. 999-1004.
12. Kartashov E. M. *Analiticheskie metody v teorii teploprovodnosti tverdykh tel* [Analytical methods in

- solid-state thermal conductivity]. Moscow, High School Publ., 1985, 480 p.
13. Chumakov A. I., Nikiforov A. Y., Mavritsky O. B., Egorov A. N., Yanenko A. V. Single Event Latchup Threshold Estimation Based on Laser Dose Rate Test Results // IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1997, vol. NS-44, no. 6, pp. 2034-2039.
 14. Chumakov A. I., Pechenkin A. A., Egorov A. N., Mavritskiy O. B., Baranov S. V., Vasilyev A. L., Yanenko A. V. Estimation of IC sensitivity to thyristor effect under the influence of single nuclear particles. *Mikroelektronika* [Microelectronics], 2008, vol. 37, № 1, pp. 45-51.
 15. Boruzdina A. B., Grigor'ev N. G. and Ulanova A. V. Effect of topological placement of memory cells in memory chips on multiplicity of cell upsets from heavy charged particles // Russian Microelectronics, 2014, vol. 43, no. 2, pp. 96-101.
 16. Boruzdina A. B., Sogoyan A. V., Smolin A. A., Ulanova A. V., Gorbunov M. S., Chumakov A. I. and Boychenko D. V. Temperature Dependence of MCU Sensitivity in 65 nm CMOS SRAM // IEEE Trans. Nucl. Sci., 2015, vol. 62, no. 6, pp. 2860-2866.