

УДК 539.16

ИОНИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ТЯЖЕЛОЙ КОМПОНЕНТЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЗАЩИЩЕННЫХ МИКРОСХЕМАХ

© 2013 г. В. Я. Чуманов, А. Г. Кадменский, Н. Г. Чеченин

НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17.07.2012 г.

В статье рассматривается прохождение энергичными тяжелыми ионами галактических космических лучей через многослойную структуру – прототип интегральной схемы. Оценка индуцированного ионом числа электронно-дырочных пар в чувствительной области транзистора проведена с учетом потерь энергии в корпусе микросхемы, а также в защитных оксидных слоях, в контактах и металлизированных слоях. Проведены расчеты энергии различных частиц, вызывающих генерацию заряда, потенциально способного приводить к одиночному сбою бортовой электроники. Было показано, что имеется пространственная область, из которой тяжелые фрагменты ядерных реакций могут проникать в подзатворную область транзистора, обладая кинетической энергией, достаточной для индуцирования заряда с концентрацией выше критической.

DOI: 10.7868/S0207352813030098

ВВЕДЕНИЕ

В середине 70-х годов были обнаружены сбои в работе электроники космических аппаратов (КА), ошибки, возникающие в динамической памяти компьютеров (DRAM) и оптических приборов с зарядовой связью (CCD) из-за атмосферных нейтронов и радиационного загрязнения альфа-препаратами в процессе изготовления интегральных схем (ИС) [1–3]. Вскоре пришло осознание того, что одиночная частица радиации, пролетая через электронные приборы, основанные на кремниевой технологии, может, при определенных условиях, привести к катастрофическим последствиям для работоспособности интегральных схем, электронного прибора и даже самого космического аппарата. В настоящее время безопасность автоматического и пилотируемого КА существенно зависит от надежности работы электроники, например электронных устройств, обеспечивающих параметры условия жизни людей на корабле. Космическая радиация является, помимо других обстоятельств, важнейшей угрозой безопасности КА. Для современной электроники эффекты, сопровождающие пролет одиночной частицы, являются наиболее проблемными и опасными. Многочисленные электрические явления в целом называют событиями одиночных отказов (Single Event Effects – SEE). Эти явления классифицируются как мягкие ошибки – одиночный сбой (ОС или SEU – Single Effect Upset), и жесткие ошибки, такие как эффект защелкивания, иначе называемый тиристорным (Single Event Latchup – SEL), эффект прогорания p – n -перехода (Single

Event Burnout – SEB). В обзоре [4] обсуждались некоторые типы ОС, более полную их классификацию можно найти в монографии [5].

Прохождение быстрого тяжелого иона через ИС может привести к потере данных, к появлению большого искажающего импульса и даже к физическому повреждению материала схемы, например растрескиванию диэлектрических слоев и прожигу активных областей транзистора. Причиной таких ОС является ионизация вещества частицей, когда часть ее кинетической энергии конвертируется в электрические заряды в полупроводниках и диэлектриках. Именно движением этих зарядов под действием градиента электрического поля и/или градиентов плотности носителей заряда вызываются, в основном, все ОС. Как это ни выглядит парадоксальным, но чувствительность развивающейся технологии изготовления ИС к ОС возрастает по мере уменьшения характерных размеров чувствительных элементов (при одновременном росте плотности этих элементов в чипе) и увеличения скорости работы электрической цепи. Эффекты ОС происходят вследствие как прямой ионизации, так и ионизации вещества вторичными частицами – фрагментами ядерной реакции падающего быстрого иона с ядрами атомов ИС (или при упругих столкновениях иона с атомами). Отклик электрической цепи зависит не только от величины индуцированного в чувствительной области транзистора заряда, но и от его дальнейшей судьбы – движения носителей (электронов и/или дырок) через градиентные поля к электродам. При-

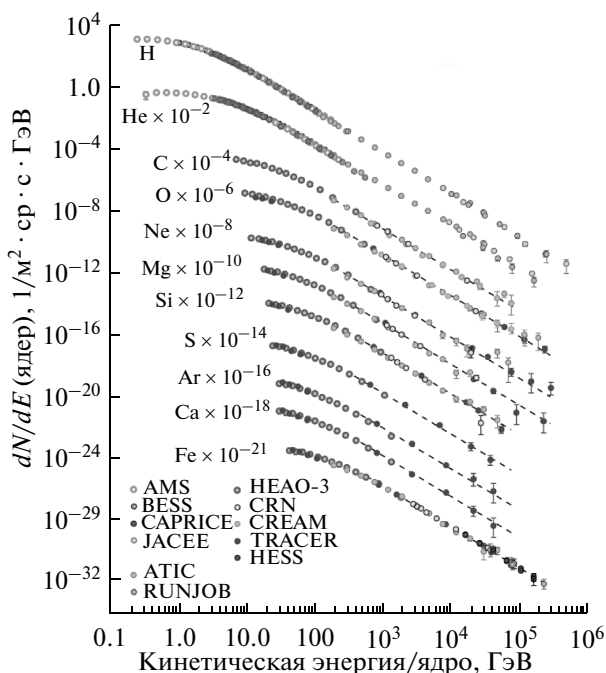


Рис. 1. Дифференциальный поток ионов ГКЛ в зависимости от их энергии [7].

существование в современных ИС металлизированных слоев с большим атомным номером — W, Au, Cu или Hf или диэлектрических стенок и колодцев, несомненно, может влиять на скорость одиночных сбоев. В работе [6] продемонстрирован пример случая множественного сбоя в КМОП (CMOS) ИС памяти, выполненной по 130-нм технологии. Протон с энергией 63 МэВ при скользящем падении на поверхность схемы в результате ядерной реакции с ядром кремния вызвал появление иона кислорода (с энергией 14 МэВ), который прошел через шесть чувствительных ячеек ИС, расположенных в плотноупакованном ряду.

Первоначальная активность в проведении расчетов вероятностей появления ОС в конкретных ИС на основе не вполне точных моделей в последнее время сместилась в сторону тестирования частоты сбоев прямым использованием пучков ионов, получаемых на ускорителях. Однако на ускорителях нельзя получить тот же набор частиц и их энергий, который существует, например, в космических лучах. Стоимость таких тестов велика, требует много времени для предварительной калибровки тестовой установки, проведения экспериментов и их анализа. Следует, вероятно, совмещать экспериментальные методы тестирования с предварительным моделированием сечения ОС, особенно для новых технологий изготовления ИС.

В данной работе рассматривается прохождение быстрых ионов галактических космических лучей (ГКЛ) через многослойную 3D-структуру — прото-

тип КМОП ИС, выполненной по технологии “кремний на изоляторе” — КНИ. Эта технология развивается уже 20 лет, с ее помощью изготавливаются радиационно-стойкие микросхемы для космической и оборонной микро- и нанoeлектроники. В этой технологии кремниевая подложка отделена скрытым оксидом от тонкого слоя кремния, в котором изготавливаются например, элементы, полевых транзисторов. Для получения скрытого оксида применяются два способа — имплантация ионов кислорода внутрь кристалла и соединение двух Si-пластин с последующим высокотемпературным отжигом (при $\sim 1100^\circ\text{C}$). Особенности проявления дозовых радиационных эффектов в КНИ-ИС обсуждаются в [5]. Мы сосредоточимся на данном этапе исследования на оценке величины заряда, индуцируемого в подзатворной области транзистора при различных условиях падения на ИС тяжелых ионов ГКЛ. Обсуждаются вопросы проникновения в активные области ИС тяжелых фрагментов реакции скалывания ядер энергичными протонами.

ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Достаточно полный подход к моделированию эффектов одиночного сбоя (ОС) предполагает необходимость корректно описывать окружающую радиационную обстановку (поток частиц, их энергию), а также такие физические процессы, как передача части энергии падающей радиации веществу ИС посредством прямой и вторичной ионизации (тяжелыми фрагментами — продуктами ядерной реакции между первичными ионами и атомными ядрами, входящими в состав электронной схемы), конверсия поглощенной энергии в электрический заряд, транспорт носителей заряда и возможная их рекомбинация в полупроводнике, моделирование работы электронного прибора, транзистора или чипа с учетом влияния индуцированного ионом тока зарядов.

В этой работе мы не будем касаться последнего пункта предполагаемой программы симулирования эффектов ОС.

Компоненты ГКЛ измерены достаточно точно. На рис. 1 показана компиляция прямых измерений дифференциального по энергии потока некоторых ионов (от протонов до ионов железа). Измерения проводились с помощью КА и высотных аэростатов. Например, указанный на рисунке проект CREAM (Cosmic Ray Energetics And Mass) выполнила NASA в 2004–2005 гг. Аэростат длиной 137 м поднялся с грузом аппаратуры весом 1800 кг на высоту ~ 38 км и совершил в течение нескольких недель три облета Южного полюса.

Спектры ионов на рис. 1 сдвинуты по оси ординат для удобства просмотра умножением данных на указанные на рисунке коэффициенты.

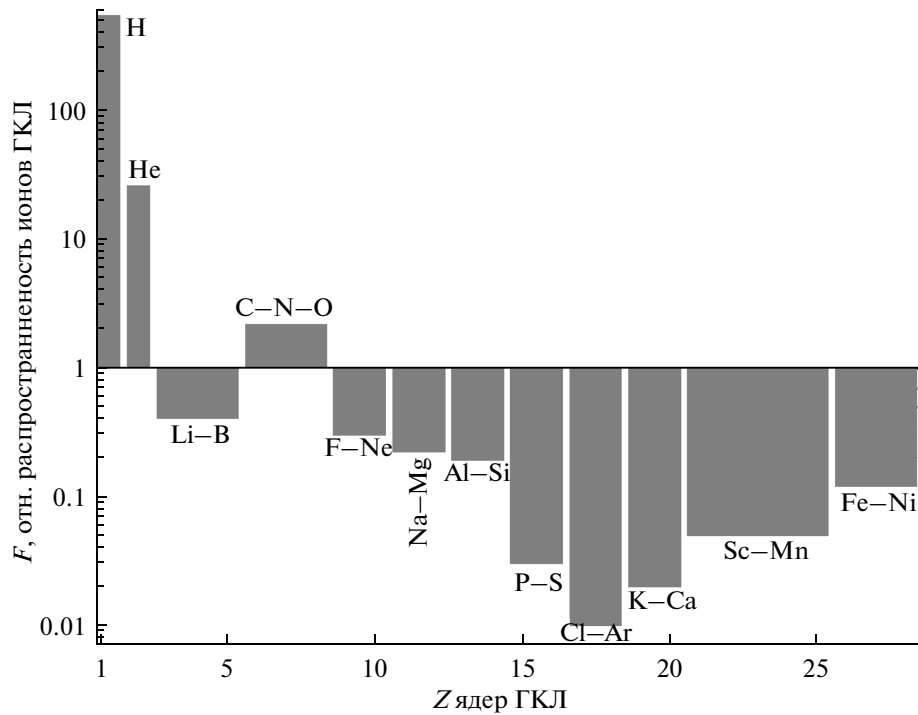


Рис. 2. Относительная распространенность ионов ГКЛ при энергии 1.6 ГэВ/нуклон. $F = 1$ соответствует потоку ионов кислорода $3.26 \times 10^{-2} \text{ (м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{ср} \cdot \text{ГэВ/нуклон)}^{-1}$. Диаграмма построена по данным [7].

При больших энергиях спектры следуют степенной зависимости $dN/dE \sim E^{-\gamma}$, где спектральный индекс $\gamma \cong 2.7$. Для энергий $10^{14} - 10^{20}$ эВ проводились косвенные измерения с наблюдением адронно-электромагнитных каскадов вторичных частиц, рожденных в атмосфере Земли первичными космическими ионами. Такие измерения проводятся в обсерваториях ШАЛ (широких атмосферных ливней). Недавно обсерватория им. П. Оже в Аргентине зафиксировала несколько частиц с рекордной энергией $\sim 2 \times 10^{20}$ эВ.

Отметим, что согласно рис. 1, максимум потока протонов и ионов гелия ГКЛ приходится на значения энергии 300–600 МэВ. В обзоре [4] было продемонстрировано, что продукты солнечного ветра, захваченные земной магнитосферой, существенно маскируют истинные потоки галактической радиации. В среднем максимум протонного потока приходится на энергетический диапазон 1–2 ГэВ. Галактическая часть потока вблизи 1 ГэВ (рис. 1) составляет порядка одного протона, проходящего через площадку в 1 см^2 в секунду. Интересно, что при энергии 100 ГэВ один протон в секунду падает уже на 1 м^2 , а при энергии 5×10^{14} эВ (правая граница спектра водорода) лишь ~ 5 протонов падает за сутки на площадь в 1 км^2 .

На рис. 2 показана относительная доля ионов ГКЛ (от протонов до ионов железа) при энергии лучей 10.6 ГэВ/нуклон. Предполагается, что H, He, C, O, Fe (может быть и N, Ne, Mg, Si) – это

первичные ядра ГКЛ, наработанные при нуклеосинтезе в звездах и выброшенные в галактическую среду при взрыве сверхновых двух типов. Остальные ядра – Li, Be, B и от Sc до V – вторичные, они образуются в результате расщепления ядер вещества межзвездной среды первичными лучами.

Из рис. 2 следует, что 95% галактического излучения – это протоны, 4.5% – ионы гелия, и лишь 0.5% – все тяжелые ионы ($s A > 4$). Однако ионизационная способность тяжелых ионов выше, чем легких, вследствие Z^2 -зависимости от атомного номера иона. Ионы передают свою кинетическую энергию атомам вещества ИС благодаря упругим и, в основном, неупругим столкновениям, поэтому тормозятся. Торможение при высокой энергии ионов происходит за счет возбуждения электронов атомов, т.е. в процессе ионизации, сечение которого зависит от скорости частицы. На рис. 3. показана зависимость тормозной способности золота для протонов [8, 9]. Кривая имеет характерный максимум, называемый пиком Брэгга, и неприятный сильный разброс экспериментальных данных в области малых значений энергии. Этот разброс можно связать с перезарядкой ионов на поверхности мишени, с ее плохой структурой (шероховатостью) и различными экспериментальными условиями (малым телесным углом детектора, геометрией измерений и пр.). В расчетах обычно используются аппроксимирую-

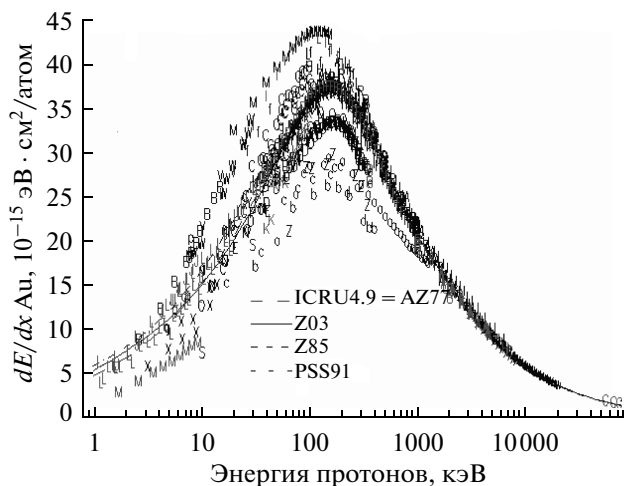


Рис. 3. Тормозная способность dE/dx золота для протонов в диапазоне энергии 1 кэВ–80 МэВ. Данные различных экспериментов показаны отдельными символами. Линии – аппроксимации данных.

шие кривые, сглаживающие экспериментальный разброс. Пик Брэгга для тяжелых ионов в различных веществах, в основном, наблюдается вблизи энергии 1 МэВ/нуклон.

Если ион с начальной энергией E_0 пролетает через многослойную структуру со слоями атомов Z_1 , Z_2 и т.д. и размерами $(0, x_1)$, (x_1, x_2) и т.д., то его текущая энергия E описывается выражением (в котором dE/dx иона зависит от его энергии и

вещества слоя): $E = E_0 - (\int_0^{x_1} dE/dx(E, Z_1) dx + \int_{x_1}^{x_2} dE/dx(E, Z_2) dx + \dots)$. Знание тормозной способности веществ для ионов позволяет легко вычислить, какую часть кинетической энергии частицы поглощает тот или иной слой структуры.

В качестве макета прототипа КМОП-ИС взята структура типовой коммерческой микросхемы с многослойной металлизацией Al или Cu, произвольно дополненная элементом КНИ – скрытым слоем оксида на подложке. На рис. 4 (из сборника [10]) показана схематическая конструкция логического элемента ИС и указаны два направления пролета ионов через структуру – нормально к затвору транзистора и под углом 45° . Логический КМОП-элемент, показанный на рисунке, содержит несколько надзатворных изолирующих областей SiO_2 толщиной ~ 1 мкм со слоями металлизации толщиной 0.5–1 мкм (Cu), затворные структуры, область скрытого изолирующего оксида на подложке p -Si и корпусную крышку из сплава железа толщиной 100 мкм. Ионы при нормальном падении проходят к затвору лишь через корпус и изолирующие слои, в отличие от случая падения под углом.

На рис. 5 показан расчет потерь энергии ионов ^{56}Fe в различных слоях модельной 3D-структуры. Угол падения ионов с начальной энергией 100 МэВ/нуклон – 45° к нормали чипа. Линейные потери энергии иона (ЛПЭ) составили $\text{LET}(\text{Si}) = (dE/dx)\rho^{-1} \sim 4.2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$, здесь ρ – плотность кремния. Если толщина подза-

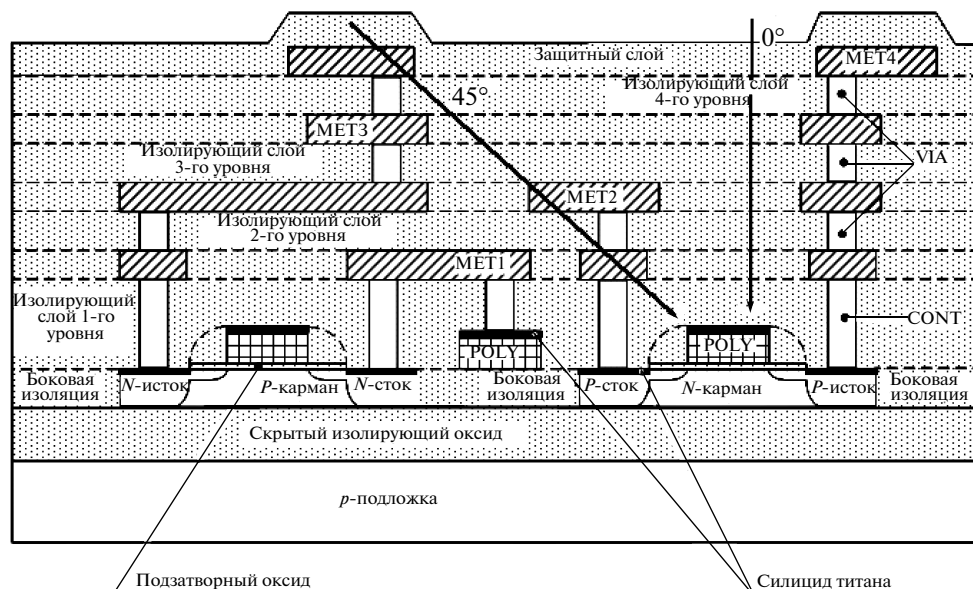


Рис. 4. Структура микросхемы с многослойной металлизацией (схематическое изображение). Стрелками показаны 2 направления падения ионов на затвор полевого транзистора.

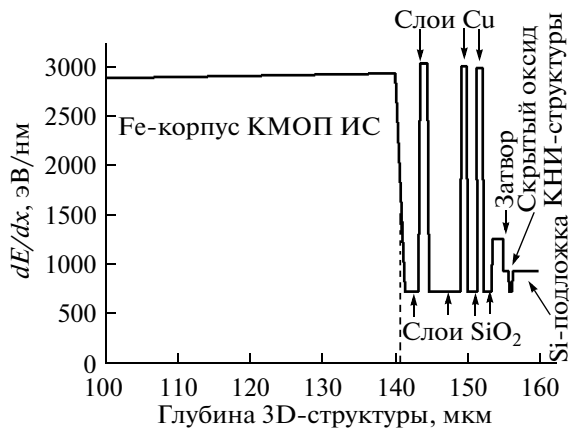


Рис. 5. Зависимость ионизационных потерь энергии ионов ⁵⁶Fe, проходящих через многослойную структуру КМОП-ИС, от глубины проникновения. Энергия ионов железа $E_{Fe} = 100$ МэВ/нуклон. Угол падения $\sim 45^\circ$ к нормали ИС.

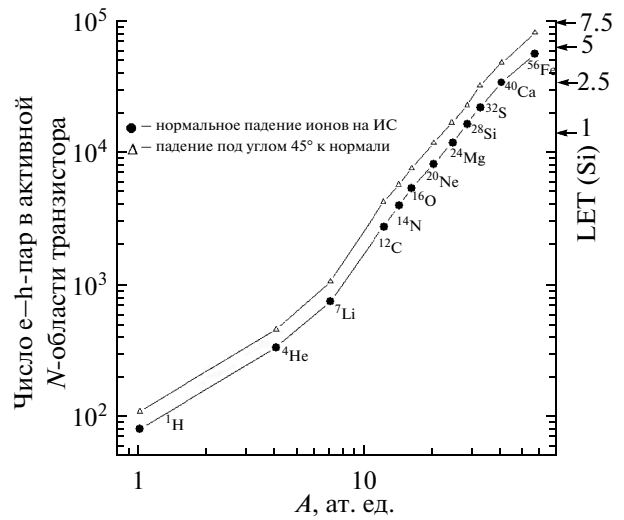


Рис. 6. Число электронно-дырочных пар, индуцированных ионами с энергией 100 МэВ/нуклон в активной N -области транзистора ($t = 200$ нм) при двух углах падения на ИС. Стрелки справа показывают количество $e-h$ -пар (при нормальном падении ионов), соответствующее указанному значению ЛПЭ (LET(Si) в единицах МэВ · см²/мг) в чувствительной (подзатворной) области.

творной активной области (N -карман) выбиралась равной $t = 200$ нм, то ион терял в ней ~ 272 кэВ на генерацию электронно-дырочных пар ($e-h$ -пар). Поскольку в кремнии средняя энергия образования одной $e-h$ -пары составляет примерно 3.6 эВ, то ион, пролетая в N -кармане путь $l' = t/\cos 45^\circ$, генерирует вдоль трека ~ 75550 $e-h$ -пар.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Прежде всего, чтобы получить наглядную картину передачи части энергии ионов на ионизацию материала активной области N -полевого транзистора комплементарной ячейки ИС, мы провели расчеты, результаты которых показаны на рис. 6. Основные ионы ГКЛ (от протонов до ионов железа) с одинаковой начальной энергией на один нуклон ядер (именно 100 МэВ/нуклон) падали вдоль нормали к поверхности чипа и под углом 45° к ней (рис. 4). Энергия торможения ионов в 3D-надзатворных областях и корпусе чипа подсчитывалась, поэтому в N -карман транзистора ионы влетали с различной, определяемой их траекторией в ИС, кинетической энергией. На рис. 6 представлено количество $N e-h$ -пар в зависимости от атомного номера иона. С достаточно хорошей точностью выполняется соотношение $N_{ion}/N_p \sim Z_{ion}^2$ для ионов от азота до железа при нормальном падении, что согласуется с квадратичной зависимостью сечения торможения от заряда иона. При влете иона под углом к поверхности корпуса возрастает длина его трека в ИС как до затвора, так и в собственно чувствительной области транзистора.

По этим двум причинам возрастает число электронно-дырочных пар, генерируемых ионом

в N -кармане при падении под углом. Сложно сказать, насколько возрастет число $e-h$ -пар при дальнейшем увеличении угла падения, поскольку в нашем случае неизвестна площадь активной области транзисторов. Следует пояснить, что если чувствительная область транзистора представляет собой параллелепипед, то длина пути частицы в нем возрастает при наклоне до некоторой величины (как и количество генерируемых $e-h$ -пар), а при дальнейшем наклоне может как упасть, так и возрасти, в зависимости от положения геометрической фигуры в пространстве. Если же мы интересуемся вероятностью попадания частицы в чувствительную область, то с наклоном она уменьшается как косинус угла наклона входной плоскости. Дальнейшее изменение этой вероятности при наклоне будет связано с положением и формой активной области транзистора. Интересно, что в двойном логарифмическом масштабе зависимость $N(A)$ на рис. 6 выглядит, как прямая линия для всех ионов, кроме протонов, что полезно для упрощения расчетов сечений ОС.

Стрелки на рис. 6 справа указывают на число пар носителей заряда, соответствующее значениям ЛПЭ в стандартных единицах МэВ · см²/мг (для нормального падения ионов). Ион Si, падая на чип с энергией 2.8 ГэВ, имеет в нашем случае ЛПЭ в кремнии ~ 1 МэВ · см²/мг. Согласно рис. 1 поток таких ионов ГКЛ порядка одной частицы в с на м². Если предположить, что площадь N -кармана транзистора — 1 мкм², то нетрудно показать,

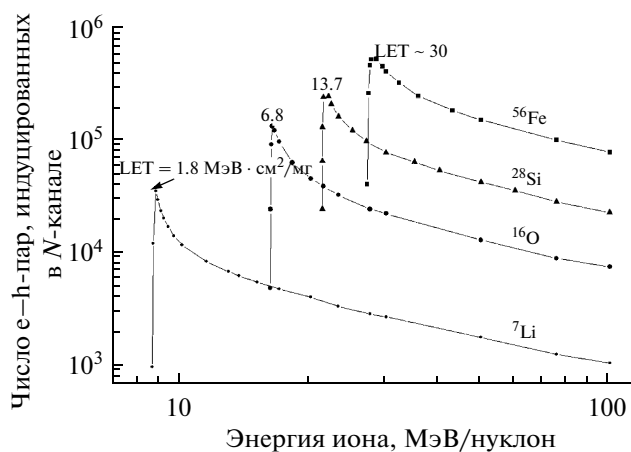


Рис. 7. Зависимость числа $e-h$ -пар, индуцированных в активной области n -транзистора ($t = 200$ нм) ионами ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$, от энергии частиц. Угол падения ионов -45° к нормали чипа. Значения LET(Si) ионов указаны для энергии максимального торможения (пик Брэгга).

что ИС, содержащая 15000 комплементарных логических пар транзисторов, будет раз в год испытывать обратимый ОС (типа SEU) с различными ЛПЭ, зависящими от угла падения на чип.

В книге [5] разобран пример оценки концентрации неравновесных носителей, образующихся при воздействии тяжелого иона с ЛПЭ, равными LET(Si) = 1 МэВ · см²/мг, в предположении, что радиус трека равен 100 нм. Согласно оценке, концентрация носителей составляет 2.2×10^{18} см⁻³, а заряд -10.4 аКл/нм (10.4×10^{-18} Кл/нм). Утверждается, что это высокий уровень инжекции заряда в чувствительную область транзистора.

На рис. 7 показана энергетическая зависимость числа электронно-дырочных пар, генерированных в чувствительной области транзистора ($t = 200$ нм) ионами ${}^7\text{Li}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$. Приведены значения ЛПЭ при энергии максимального торможения ионов (в пике Брэгга). Частицы падают на ИС под углом 45° . Зависимость $N(E_{\text{ion}})$ имеет типичную форму кривой Брэгга, которую впервые измеряли при торможении α -частиц в воздухе почти 100 лет назад. Величина ЛПЭ плавно возрастает до максимального значения по мере торможения иона и резко падает до нуля при полной остановке частицы. Например, ион ${}^{56}\text{Fe}$ с начальной энергией 100 МэВ/нуклон имел LET(Si) = 4.2 МэВ · см²/мг, а при начальной энергии ~ 27 МэВ/нуклон имеет LET(Si) = 30 МэВ · см²/мг. Следует иметь в виду, что ион в последнем случае двигался в N -кармане с энергией ~ 2 МэВ/нуклон.

Протоны являются основной частью ГКЛ и солнечного ветра. Максимум тормозной способности элементарных веществ для протонов приходится на энергию 50–200 кэВ, а наибольший

поток протонного космического излучения имеет в среднем энергию 1–2 ГэВ, и такие ядра, обладающая большой проникающей способностью, достаточно мало ионизируют атомы кремния. С определенной вероятностью проходят ядерные реакции между протонами и ядрами атомов, имеющих в ИС. При этом больше известны экспериментальные и теоретические сведения о сечениях реакций, чем такие дифференциальные характеристики, как энергетические спектры продуктов реакций и их угловые зависимости. Вклад ядерных процессов в ОС анализируется в обзоре [11]. В развитие этого анализа на рис. 8, в качестве примера представлены результаты анализа возможности конвергенции большой энергии протона, имеющего слабую ионизирующую способность, в большую ионизацию более тяжелого ядра-фрагмента ядерной реакции на кремнии. В работе [12] проведены расчеты энергетических спектров остаточных ядер в реакции $p + {}^{28}\text{Si} \Rightarrow {}^{24}\text{Mg}_r + X$ при двух значениях энергии протонов -50 и 100 МэВ. Расчеты проводились по программе Empire, v.2.19 [13], спектры ядер-фрагментов ${}^{24}\text{Mg}_r$ показаны на врезке рис. 8.

Проекционные пробеги R_p ионов Mg в Si описываются линейной функцией $R_p = 1.4216 + 0.397E_{\text{Mg}}$ (МэВ) [8, 9], из которой следует, что пробег ионов магния с энергиями, соответствующими максимальным сечениям в спектрах, не превышает 1.55 мкм. Следовательно, ионизацию в N -кармане транзистора могут произвести лишь ионы-фрагменты, образованные в изолирующем слое первого уровня, в поликремнии затворной структуры или в самом N -кармане (рис. 4). На рис. 8 показано количество $e-h$ -пар, индуцированных первичными протонами двух энергий и ионами магния. Видно, что протон с энергией 100 МэВ произвел в активной области транзистора 100 $e-h$ -пар, а ионы Mg с энергией от 1 до 10 МэВ инжектировали в подзатворной области в 550–2000 раз большее количество неравновесных носителей заряда. Платой за полученную конверсию служит, однако, малая вероятность подобных событий. С учетом потока протонов ГКЛ, сечения ядерной реакции, указанного на вставке, и размера области кремния и SiO₂ можно сделать грубую оценку, что вероятность ОС за счет ядер-фрагментов ${}^{24}\text{Mg}$ в чипе, содержащем 15000 пар транзисторов с размером затвора 1 мкм², составляет 10^{-3} – 10^{-4} событий в год. Вероятность случая, что протон с энергией 100 МэВ произведет скалывание ядра ${}^{56}\text{Fe}$ в железном корпусе ИС с образованием ядер ${}^{24}\text{Mg}$ с энергией 15–40 МэВ значительно выше по причине большей реакционной толщины (100 мкм, рис. 5). По оценке, ион Mg с LET(Si) ~ 10 МэВсм²/мг вызовет один ОС за год в ИС с 15000 комплементарными парами транзисторов с затворами в 1 мкм². Увеличение количества транзисторов в чипе ведет к

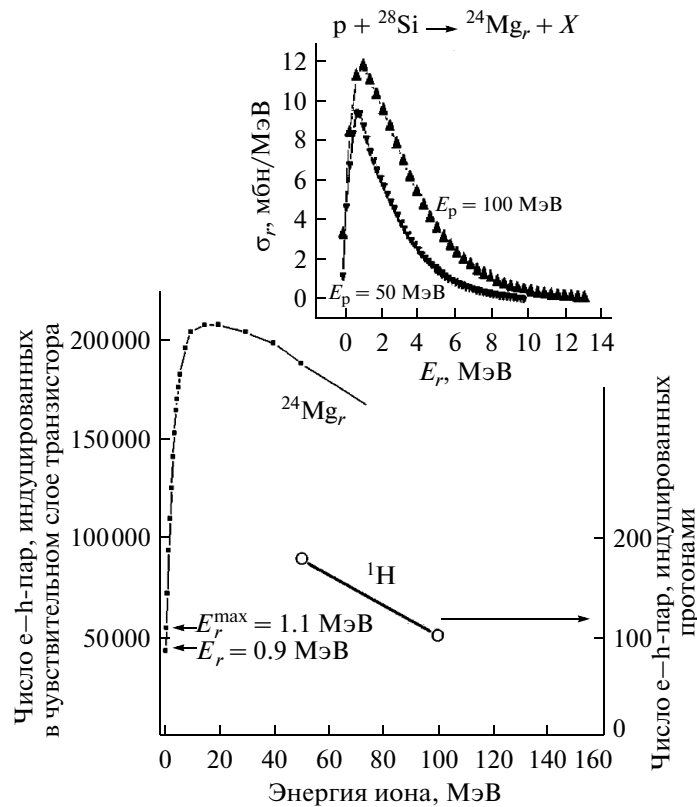


Рис. 8. Энергетические зависимости числа e–h-пар, индуцированных в *N*-кармане транзистора ячейки КМОП протонами (шкала справа) и ионами ^{24}Mg – фрагментами ядерной реакции $p + ^{28}\text{Si} \Rightarrow ^{24}\text{Mg}_r + X$, проходящей вблизи затвора транзистора (шкала слева). На врезке показаны энергетические спектры ионов Mg (усредненные по углу вылета) для двух значений энергии протонов – 50 и 100 МэВ.

росту вероятности ОС. К сожалению, нам в данное время не известны экспериментальные литературные данные о спектре фрагментов в реакции $p + \text{Fe}$, но имеются косвенные сведения о таком эксперименте.

На рис. 9 представлены результаты измерения энергетических спектров ионов-фрагментов реакции скалывания $p(1.9 \text{ ГэВ}) + \text{Ni}^{\text{nat}}$, полученные с помощью спектроскопии брэгговской кривой [14]. Ионы из реакции попадают в пропорциональную газовую камеру, с помощью которой отслеживается резкий спад ионизации в камере в конце трека иона перед его остановкой (рис. 7, брэгговские кривые для ионов в кремнии) и при этом происходит регистрация амплитуды сигнала максимального тока электронов на анод и местоположение этого анода. По положению пика Брэгга в камере определяется первоначальная энергия иона. По величине сигнала от пика Брэгга получается дополнительная информация о заряде иона, а в дополнительной времяпролетной схеме определяется и масса иона. Каждая точка на графике показывает примерное место остановки иона. Плотность точек указывает на пиковую форму спектра, по крайней мере, на склоне больших значений энергии. Разрешение спектромет-

ра позволило обнаружить два изотопа Be (видны две горизонтальные линии). Из результатов спектрометрии следует, что ионы Mg имеют энергию $>50 \text{ МэВ}$. Более тяжелые, чем магний, фрагменты имеют энергию $<50 \text{ МэВ}$.

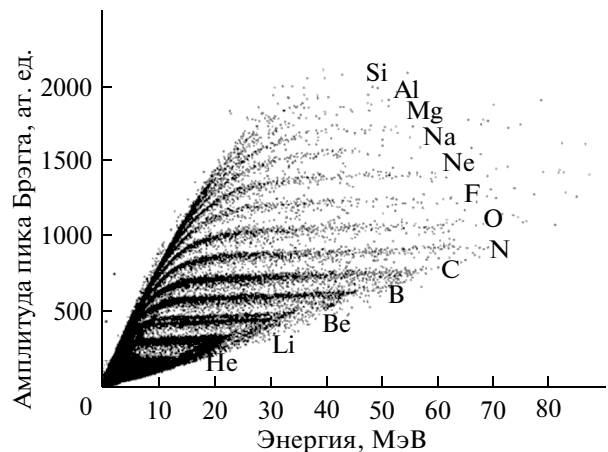


Рис. 9. Энергетические спектры ионов-фрагментов (от He до Si) продуктов реакции скалывания $p(1.9 \text{ ГэВ}) + \text{Ni}^{\text{nat}}$, зарегистрированные под углом 15° с помощью спектрометра брэгговской кривой [14].

Современная модель скалывания тяжелых ядер протонами предполагает, что на первом этапе происходит внутриядерный каскадный процесс, затем горячее возбужденное ядро отдачи либо остывает, испаряя легкие нуклонные кластеры, либо делится на неравные части. Расчеты энергии возбуждения, переданные ядру на первом этапе, показали [15, 16], что протон с энергией 1.9 ГэВ передает ядру ^{56}Fe лишь 130 МэВ, а с энергией 250 МэВ — ядру алюминия 25 МэВ, т.е. ядру-остатку достается значительно меньше половины энергии внутриядерного каскада.

Несколько замечаний относительно количества вычисленных выше в различных условиях электронно-дырочных пар. Эти значения N_{eh} — лишь начальный этап моделирования работы транзистора или всей ИС с учетом влияния индуцированного ионом тока зарядов. При большой инжекции неравновесных носителей в обедненную зону происходит рекомбинация электронов и дырок, в основном путем оже-процесса. Электрон, выбитый ионом в зону проводимости кремния, через некоторое время возвращается в валентную зону, рекомбинируя с дыркой, и при этом передает свою избыточную энергию другому электрону зоны проводимости. Такой переход также может быть излучательным, когда энергия передается фотону, уносящему энергию в виде трека иона, или безизлучательным, когда энергия передается фонону, т.е. происходит локальный нагрев. Под действием электрического поля происходит дрейф носителей, имеющих часто неравную подвижность (дрейфуют прежде всего основные носители), а затем их диффузия под действием градиентов плотности. Не всегда наблюдается полное собирание заряда $e-h$ -пары, схема внешней цепи, в принципе, может и не собрать один из носителей, тогда заряд пары оказывается половинным. Моделирование инжектированного тока в активной области — достаточно сложная задача, требующая использование специальных программ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере модели прототипа конкретной многослойной структуры КМОП ИС, выполнен расчет количества электронно-дырочных пар, индуцированных в активной области транзистора пролетающими через нее тяжелыми ионами ГКЛ. Наибольшее количество заряда в рассмотренном дизайне чипа выделяется при подборе начальной энергии иона таким образом, чтобы максимально возможное торможение иона происходило в активной области. Иными словами, пик Брэгга должен приходиться на подзатворную область транзистора, чтобы вероятность ОС была максимальной. Показано, что ионы железа и кремния могут иметь значение ЛПЭ, достаточное для появления

опасного ОС; более легкие ионы, вероятно, вызывают более мягкую ошибку. В то же время протоны, составляющие наиболее значительную фракцию ГКЛ, обладают значительной проникающей способностью, но не вызывают большой ионизации атомов кремния. Показан пример конверсии кинетической энергии протонов через ядерную реакцию с ядрами ИС в большую ионизационную способность тяжелых ядер-фрагментов. Проведены приближенные оценки вероятностей разных событий, возможно, приводящих к ОС в микросхемах.

Для более точных оценок вероятностей ОС необходимы детальные знания о структурных особенностях ИС — плотности чувствительных областей, их размеров. Для исследования переноса неравновесных носителей в активных областях необходимо знать технологическую геометрию областей изоляции и примесную дефектность полупроводника.

К сожалению, имеется мало литературных сведений о проведенных экспериментальных и теоретических исследованиях дифференциальных спектров продуктов ядерных реакций под действием быстрых протонов. Знание спектров фрагментов реакций, рождающихся по многим возможным каналам, необходимо для будущих, более корректных расчетов вероятностей одиночных сбоев.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Binder D., Smith E.C., Holman A.B.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1975. V. 22. № 6. P. 2675.
2. *May T.C., Woods M.H.* // IEEE Transactions on Electron Devices. 1979. V. 26. № 1. P. 2.
3. *Ziegler J.F., Lanford W.A.* // Science. 1979. V. 206. № 4420. P. 776.
4. *Чеченин Н.Г., Кадменский А.Г., Мотавех Х.А., Панасюк М.И.* // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2012. № 4. С. 1.
5. *Танеро К.И., Улимов В.Н., Членов А.М.* Радиационные эффекты в кремниевых интегральных схемах космического применения. М.: Изд-во Бином. Лаборатория знаний, 2012. С. 304.
6. *Schrimpf R.D., Weller R.A., Mendenhall M.H., Reed R.A., Massengill L.W.* // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. B. 2007. V. 261. P. 1133.
7. *Nakamura K., (Particle Data Group), Hagiwara K., Hikasa K., Murayama H., Tanabashi M., Watari T., Amsler C., Antonelli M., Asner D.M., Baer H., Band H.R., Barnett R.M. et al.* // Rev. Part. Phys. Part. 24. Cosmic Rays. // J. Phys. 2010. G 37. P. 269.
8. *Ziegler J.F., Biersack J.P., Littmark U.* The Stopping and Range of Ions in Solids. V. 1. New York: Pergamon Press, 1984. P. 321. (New Edition in Late 1996).
9. *Ziegler J.F.* Данные по тормозным способностям элементов для различных ионов и по пробегам ионов доступны на сайте: <http://www.srim.org>

10. Данилов В.П., Ульяненок Р.В., Слободчиков С.С., Потапенко А.И. // Научно-техн. сб. Радиационная стойкость электронных систем. Стойкость-2008. М.: МИФИ, 2008. С. 93.
11. Chechenin N.G. // J. Nucl. Eng. Technol. 2012. V. 2. Iss. 1. P. 22.
12. Chechenin N.G., Chuvilskaya T.V., Shirokova A.A., Kadmenskii A.G. // Bul. Russian Acad. of Sci.: Phys. 2010. V. 74. № 11. P. 1595.
13. Herman M., Capote R., Carlson B., Oblozinsky P., Sin M., Trkov A., Zerkin V. // EMPIRE. Nuclear Reaction Model Code. Version 2.19. <http://www-nds.iaea.org/empire/>
14. Bollini V., Bubak A., Budzanowski A., Cugnon J. // Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A. 2006. V. 562. P. 733.
15. Cugnon J., Volant C., Vuillier S. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 729.
16. Новиков Л.С., Милеев В.Н., Воронина Е.Н. и др. // Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтрон. исслед. 2009. № 3. С. 32.

Ionization Effects of Heavy Components of Cosmic Radiation in the Protected Chips

V. Ya. Chumanov, A. G. Kadmenskii, N. G. Chechenin

The article is devoted to the passage of energetic heavy ions of galactic cosmic rays through the multi-layer structure – the prototype of the 3D integrated circuit. Evaluation of the induced ion number of electron-hole pairs in the sensitive area of transistor is drawn taking into account ion energy losses in a body of chip, as well as in protective oxide layers, in contacts and metallized layers. We have performed the calculations of the energy of various particles that cause the generation of charge, potentially capable to lead to a failure of the on-board electronics. It is shown that a spatial region, from which the heavy fragments of nuclear reactions can penetrate into transistor's sensitive areas with kinetic energy sufficient to induce charge with a concentration above the critical one.