

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ НА ДИНАМИКУ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ТРЕКАХ, ОБРАЗУЕМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ В КРЕМНИЕВЫХ СТРУКТУРАХ МИКРОЭЛЕКТРОНИКИ

А. В. Грунин¹, С. А. Захарова²

¹ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» г. Саров Нижегородской обл.

²СарФТИ НИЯУ МИФИ, г. Саров

Актуальным является обеспечение устойчивости радиоэлектронной аппаратуры к действию ионизирующих излучений космического пространства и электро-, и ядерно-физических установок, в частности, к действию тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ). Рассмотрена эволюция трека ТЗЧ, включающая генерацию неравновесных носителей заряда, их рекомбинацию и термализацию, и передачу энергии кристаллу. Показано, что диффузионно-дрейфовая модель движения неравновесных электрон-дырочных пар в полупроводнике должна быть дополнена составляющей тока, обусловленной движением волны разгрузки от трека ТЗЧ. Рассматриваемый гидродинамический механизм является далекодействующими и может быть использован для анализа процесса возникновения многократных сбоев в соседних ячейках интегральных схем с субмикронными проектными нормами.

It is actual to ensure electronics resistance to influence of ionizing radiation of space and electro- and nuclear-physical facilities, namely the influence of heavy charged particles (HCP). There is considered the evolution of HCP track including generation of non-equilibrium charge carriers, their recombination and thermalization and power transfer to crystal. It is demonstrated that the diffusion-drift model of non-equilibrium electron-hole pairs in semiconductor should be supplemented with current component conditioned by relief wave motion from heavy charged particles. The considered hydrodynamic mechanism is a far-ranging one [2] and it can be used to analyze the process of repeated faults occurrence in the neighboring memory chip cells with submicron rules that are located at a relatively large distance from the HCP track.

Интерес к взаимодействию ТЗЧ высоких энергий с конденсированным веществом обусловлен практическими применениями в ядерной физике, космической технике и медицине. Важным физическим результатом прохождения ТЗЧ в полупроводниковых и диэлектрических структурах является формирование специфических пространственных образований, получивших наименование треков, т.к. в ряде веществ структурные изменения в поврежденной области существуют длительное время. Образование и эволюция трека связаны с интенсивным выделением энергии ТЗЧ в электронную подсистему твердого тела вблизи траектории иона, с передачей энергии решетке и в последующем с передачей энергии возбуждения в невозмущенную часть кристалла.

Трекообразованию посвящен ряд обзоров, опубликованных в последние годы, см. например [1,2]. Формирование таких областей с высокой плотностью выделенной энергии влияет также на

характер радиационного повреждения в твердых телах и распыления атомов с поверхности, и кинетика трека зависит от типа и свойств твердого тела. В настоящее время существует несколько моделей для объяснения механизмов образования трека в металлах, полупроводниках и диэлектриках и его эволюции:

1. Модель неупругого двухтемпературного термического пика [3] основана на том, что обмен энергией между электронной и ионной подсистемами происходит за счет взаимодействия электронов с коллективными колебаниями решетки (фононами), а распространение тепла описывается макроскопическим уравнением диффузии. Ионизация, разлет электронов и термическая релаксация происходят за времена $\sim 10^2$ фс [1]. При использовании макроскопических подходов для описания кинетики процессов в треке возникают принципиальные проблемы, связанные с малыми временными и пространственными масштабами.

2. Модель кулоновского взрыва основана на том, что заряженная частица, ионизуя атомы, формирует область из положительно заряженных ионов вследствие того, что возбужденные высокоэнергетические электроны удаляются из области трека. Электростатическое отталкивание таких ионов может привести к разлету ионов и образованию дефектной области. Чаще всего модель кулоновского взрыва применяется при описании процессов, происходящих на поверхности материала при его облучении быстрыми тяжелыми ионами [4] или при воздействии ультракороткого (фемтосекундного) лазерного импульса [5], так как легкие электроны быстро покидают кластер, который сильно расширяется из-за кулоновского отталкивания. Причиной выдавливания электронов из кластера являются сверхсильные электромагнитные поля.

Существует ряд моделей, связанных с образованием поляронов, экситонов и структурно-фазовых превращений в треках ТЗЧ для объяснения эволюции возмущенной области твердого тела. Но в качестве первичных механизмов образования трека обычно рассматриваются первые две модели. Для описания начальных стадий возбуждения и релаксации электронной подсистемы используются модели, использующие статистический метод Монте-Карло, учитывающий большую часть каналов взаимодействия заряженных частиц и гамма-квантов. Количество требуемых вычислительных ресурсов в настоящее время не является ограничением. Основным недостатком расчетных методик является отсутствие надежных сечений взаимодействий с твердым телом, определяющие потери энергий, и данные по свободным пробегам для электронов с энергией до $\sim 10^2$ эВ, так как они должны учитывать динамические свойства пространственной структуры кристалла и оболочек атомов [6].

Разработка перспективных моделей естественным образом сочетает различные механизмы на разных стадиях возбуждения и релаксации электронной и ионной подсистем кристалла, см., например гибридную модель [7]. Методика построения функции энергетических потерь ТЗЧ в модели, основанной на теории комплексной диэлектрической функции, учитывает реакцию электронной системы кристалла на вносимое возбуждение [8]. Обратная мнимая часть комплексной диэлектрической функции материала (функция энергетических потерь) содержит информацию о диссипации и перераспределении энергии квази-частиц – электронов, дырок, плазмонов, фононов. В рамках этого формализма в [9] построена мо-

дель, описывающая возбуждение и релаксацию электронной и ионной подсистем Al_2O_3 в треке ТЗЧ и методами молекулярной динамики рассчитаны структурные изменения. Механизм трекообразования до сих пор, по мнению Ф. Ф. Комарова [1], является дискуссионным.

Наш интерес к этой проблеме связан с тем, что широкое применение изделий электронной компонентной базы (ЭКБ) в различных объектах ядерной и космической техники сделало актуальным обеспечение устойчивости аппаратуры к действию ионизирующих излучений, в частности к действию тяжелых заряженных частиц. Источниками вторичных ТЗЧ являются высокоэнергетические ионы и протоны космического пространства [10], электрофизических установок, а также тормозное (ТИ) и нейтронное излучения высокой энергии, генерируемое электро-, и ядернофизическими установками. Диапазон энергий ТЗЧ простирается от единиц МэВ до единиц ГэВ.

Специфическая особенность воздействия ТЗЧ на конденсированную среду с формированием треков и локальным выделением кинетической энергии в электронную подсистему приводит к ряду эффектов в полупроводниковых структурах, которые на сегодняшний день слабо изучены. Одним из таких эффектов являются одиночные радиационные эффекты (ОРЭ) в ЭКБ с малыми проектными нормами [11]. По мере уменьшения проектных норм при разработке ЭКБ, сечение насыщения сбоев при воздействии отдельных ядерных частиц снижается за счет уменьшения площади, занимаемой чувствительными областями в ячейке памяти. Уровень ЛПЭ для сбоев порядка (1–3) МэВ·см²/мг для радиационно-стойких КМОП, КНИ технологий (топологические нормы 0,35, 0,25, 0,18 мкм, а уровень ЛПЭ для катастрофических отказов не менее 40–60 МэВ·см²/мг.

Однако уменьшение проектных норм менее 90 нм не дает заметного эффекта снижения сечения насыщения. Это связано с резким ростом кратности возникающих сбоев [12]. Например, для 65 нм КМОП-технологии сбои, кратностью более двух, составляют до 90 % от всех сбоев при воздействии ТЗЧ с линейными потерями энергии (ЛПЭ) > 34 МэВ·см²/мг. Рост кратности сбоев обусловлен как уменьшением величины критического заряда, требуемого для переключения ячейки памяти, так и уменьшением расстояний между чувствительными областями соседних ячеек памяти. Рисунок 1 иллюстрирует зависимость вероятности многократных сбоев от ЛПЭ, построенную по данным [13].

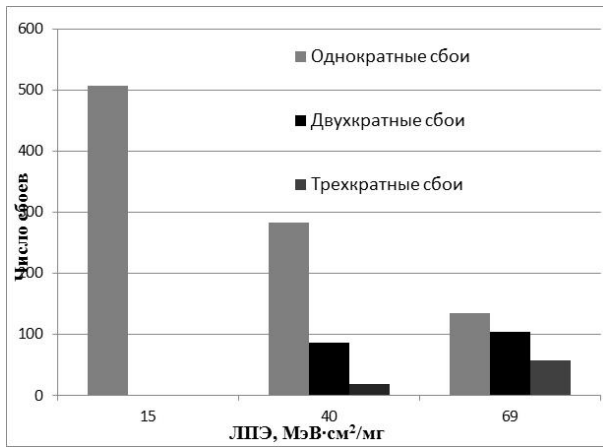


Рис. 1. Зависимость числа сбоев от ЛПЭ

Наиболее распространенной моделью множественных сбоев является диффузионно-дрейфовая, связанная с собиранием зарядов соседними элементами с трека частицы. Оценка ионизационного тока через отдельный переход радиуса R при нормальном падении иона может быть получена из решения уравнения диффузии при учете различных граничных условий на поверхности кристалла [11, 14]. Концентрация генерированных электронно-дырочных пар проводимости зависит от таких свойств полупроводника как степень идеальности кристаллической решетки, ширина запрещенной зоны, время электрон-фононной релаксации. Однако на первом этапе важную роль играет пространственное распределение энергии.

Взаимодействие ТЗЧ со средой характеризуется величиной энергии, теряемой частицей на единице пути – линейной потерей энергии (ЛПЭ), которая в нерелятивистском случае прямо пропорциональна квадрату атомного номера частицы и обратно-пропорциональна ее энергии (формула Бете-Блоха). ЛПЭ за вычетом энергии на генерацию ТИ, упругое взаимодействие и ядерные реакции равна линейной передаче энергии электронной подсистеме кристалла. Процесс неупругого взаимодействия ионов с электронными оболочками атомов сопровождается передачей энергии ΔW . Основная область трека ТЗЧ формируется за счет малоуглового рассеяния с передачей электронам энергии до 10^2 эВ, расстояние от частицы до ионизованного атома ~ 8 нм.

В программном коде Geant 4 используется следующее выражение для спектра δ -электронов [1]:

$$\frac{d\sigma}{dE} = \frac{2\pi r_0^2 m_0 c^2 Z_2 Z_{1,eff}^2}{\beta^2 E} \left[1 - \frac{\beta^2 E}{E_{max}} + \frac{E^2}{E_{max}^2} \right], \quad (1)$$

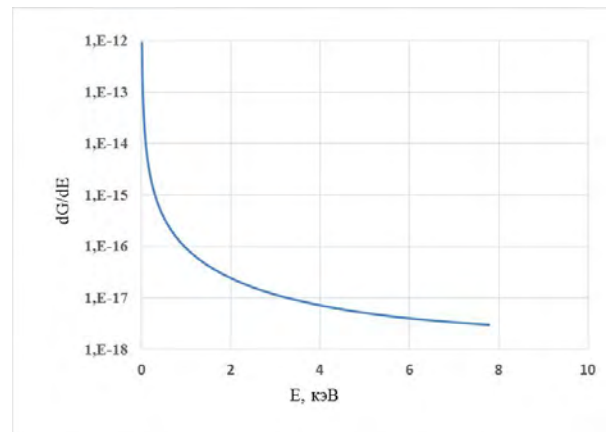
где $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона, m_0 – масса покоя электрона,

$$Z_{1,eff} = Z_1 \left[1 - \exp\left(-125\beta Z_1^{-2/3}\right) \right],$$

$$\beta = \frac{\left[E_{ion} (E_{ion} + 1876,6) \right]^{1/2}}{E_{ion} + 938,3},$$

E_{ion} – энергия иона в МэВ а.е.м.⁻¹, Z_1 – атомный номер иона, Z_2 – атомный номер мишени, E_{max} – максимальная энергия δ -электронов, которая выводится из кинематики лобовых электрон-ионных столкновений в твердом теле и рассчитывается по формуле: $E_{max} = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E_{ion} \approx 2mv^2$, v – скорость иона.

На рис. 2 приведен рассчитанный по (1) спектр δ -электронов в кремнии при прохождении иона Ar^{40} ($Z_1 = 14,56$) с энергией 156 МэВ с ЛПЭ 15 МэВ см²/мг. Средняя энергия δ -электронов равна 47 эВ, а максимальная энергия составляет 7,8 кэВ. В кремнии пробег электронов с таким значением максимальной энергии превышает 1 мкм.

Рис. 2. Спектр δ -электронов в кремнии при прохождении иона Ar^{40}

Для расчета трековой структуры в [8] на основе теории диэлектрической функции предложена аналитическая зависимость распределения выделенных доз, описывающая результаты расчетов по методу Монте-Карло. Гистограмма выделенных доз, в зависимости от радиального расстояния r от траектории иона зависит от эффективного заряда ТЗЧ Z_1 и ее кинетической энергии E :

$$\varepsilon(r) = C_1(E) f(r) r^{-2,308} \cdot Z_{1,eff}^2$$

для $0,16 \text{ нм} \leq r < 10 \text{ нм}$;

$$\varepsilon(r) = C_2(E)r^{-2,005} \cdot Z_{1,eff}^2$$

для $10 \text{ нм} \leq r < 100 \text{ нм}$.

где $C_1(E) = 1,421 \cdot 10^5 E^{-0,913}$, $C_2 = 9,137 \cdot 10^4 E^{-0,9404}$,
 $f(r) = 1,124 - 0,223r + 0,03656r^2 - 0,00156r^3$. $Z_{1,eff}$
и β определены ранее.

На рис. 3 приведена рассчитанное по этой зависимости энерговыделение в кремнии при прохождении иона Ar^{40} с начальной энергией 156 МэВ для двух диапазонов радиусов r – до 9 нм и 100 нм. Радиус сердцевины трека (4–5) нм на порядок превышает межатомные расстояния решетки в полупроводниковых материалах, используемых в микроэлектронике.

Необходимо отметить, что в момент передачи энергии (рассеяния) неопределенность в энергии ΔW связана с неопределенностью Δx в положении частицы. Для нерелятивистских частиц, имеющих скорость v по принципу неопределенностей Гейзенберга $\Delta x \geq h\nu/2\pi\Delta W$. Для иона Ar^{40} с кинетической энергией 156 МэВ неопределенность в месте поглощения энергии $\Delta W \approx 10 \text{ эВ}$ для кремния составляет $\sim 2 \text{ нм}$, что сравнимо с радиусом трека и охватывает несколько атомов. Это свидетельствует об ограниченности существующих оценок поперечных размеров трека ТЗЧ во время образования вторичных электронов ($\sim 10^{-13} \text{ с}$). В дальнейшем оценки приводятся для радиуса сердцевины трека ТЗЧ, равного 4 нм.

Носители заряда в твердом теле (квазичастицы электрон и дырка) рождаются или рекомбинируют парами в одной точке пространства. За время жизни до рекомбинации генерированные электрон

и дырка успевают разделиться в пространстве. В диффузионно-дрейфовой модели кинетики носителей заряда в полупроводниках и диэлектриках радиус Онзагера $r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon\epsilon_0 kT}$ считается расстоя-

нием, в пределах которого электрон-дырочная пара с большой вероятностью исчезает в результате геминальной рекомбинации (e – заряд электрона, ϵ – диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, k – постоянная Больцмана, T – температура). Влияние рекомбинации носителей подтверждается нелинейными зависимостями сечения сбоя от ЛПЭ и во многих случаях сечение сбоя $\sim \sqrt{\text{ЛПЭ}}$.

В табл. 1 приведены формально рассчитанные значения радиуса Онзагера для некоторых полупроводниковых и диэлектрических материалов в диапазоне температур от 300 К до $2,5 \cdot 10^4 \text{ К}$. При $T = 300 \text{ К}$ (вне трека ТЗЧ) $r_c = (4,8-12) \text{ нм}$. Уже для температуры $\approx 10^3$ использование значений, равных всего нескольким межатомным расстояниям, является проблематичным.

Кремний и германий относятся к структурам, в которых нижний минимум валентной зоны и верхний максимум зоны проводимости не находятся в одной и той же точке зоны Бриллюэна, поэтому являются непрямозонными. С этим связаны сложности описания кинетики релаксации неравновесных носителей заряда с участием фононов [15]. Скорость рекомбинации зона-зона мала и существенны механизмы, связанные с неидеальностью решетки и возникновением дополнительных к примесям локализованных состояний (ловушек для электронов и дырок).

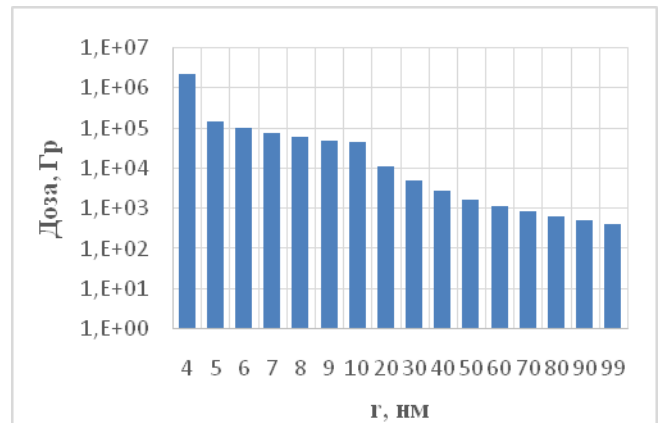


Рис. 3. Гистограмма поглощенных доз в кремнии

Таблица 1

Радиус Онзагера для некоторых полупроводниковых и диэлектрических материалов, нм

Материал	ϵ	Температура, К		
		300	1000	25000
Si	11,6	4,8	1,4	0,06
Ge	16,2	3,4	1	0,04
GaAs	12,9	4,3	1,3	0,05
SiO ₂	4,5	12	3,7	0,1
Al ₂ O ₃	9,4	5,9	1,8	0,07

Так как локализованные состояния в соответствии с принципом неопределенности не могут характеризоваться определенным квазиимпульсом, законы сохранения энергии и импульса не должны выполняться в точности. После прохождения частицы электронно-дырочная плазма термализуется в течение пикосекунд внутри трека цилиндрической формы с радиусом шубы около 0,1 мкм. При ЛПЭ 40 МэВ см²/мг мощность поглощенной дозы в сердцевине трека достигает $3 \cdot 10^{15}$ Гр/с, а концентрация электронно-дырочных пар после завершения образования каскада δ -электронов достигает $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и $6 \cdot 10^{20}$ см⁻³ в SiO₂ и Si соответственно. Рекомбинация электрона и дырки в кремнии представляется в виде каскада генерации фононов при спуске на рекомбинационный уровень. Возможно, рекомбинация электрон-дырочных пар происходит. В горячем состоянии, т. к. электроны с энергией ~1 эВ не термализуются и их распределение не будет Больцмановским.

После образования трек постепенно начинает остывать. Оценки показали, что цилиндрическая область вблизи трека (шуба радиусом 1 мкм) остынет до температуры окружающей трек среды за время порядка 60 нс. Область сердцевины трека (4 нм) остывает до температуры окружающей решетки за время ~5 пс. По-видимому использование макроскопических подходов в описании для наноразмерного трека ТЗЧ является грубым приближением. Точность этой оценки является важной, т.к. вынос энергии может осуществляться не только диффузией фононного газа в решетке.

Известно, что формирование областей с локально высокой плотностью энергии может быть источником ударной волны. По мнению авторов одной из первых работ по гидродинамическому эффекту [16], рассмотревших прохождение осколка деления урана в воде, давление, развивающееся в окрестности трека осколка, увеличивается как

куб плотности. В. И. Гольданский и др. показали, что диссипация энергии от трека осколка деления урана более эффективна через гидродинамический механизм, чем через термодинамический. Применимость механизма волновой разгрузки трека связана с тем, что характерные линейные размеры области возмущения в треке ТЗЧ превышают межмолекулярные расстояния.

Величину теплового давления можно оценить, используя приближение Ми – Грюнайзена. Данная модель предполагает линейную зависимость давления от энерговыделения. Коэффициент пропорциональности между этими двумя величинами получил название параметра Грюнайзена, Γ . В модели Грюнайзена коэффициент Γ не зависит от температуры и является константой. Таким образом, формула для вычисления давления в приближении Грюнайзена имеет следующий вид [17]:

$$P = \Gamma \cdot \rho \cdot W, \quad (2)$$

где Γ – параметр Грюнайзена, ρ – плотность вещества, W – удельное энерговыделение (поглощенная доза).

Параметр Грюнайзена Γ характеризует ангармонизм колебаний атомов кристаллической решетки и определяется изменением частоты колебаний решетки в зависимости от изменения объема системы. Для оценки температуры трека учитывалась ее линейная связь с удельным энерговыделением W через удельную теплоемкость: $W = C_V \cdot T$. Модель Грюнайзена предполагает, что величина удельной теплоемкости не зависит от температуры и имеет постоянное значение, т. е. температура превышает Дебаевскую температуру, при которой возбуждаются все уровни колебания атомов в узлах кристаллической решетки.

В табл. 2 приведены результаты оценок температуры решетки и теплового давления в треках некоторых ионов, характерных для испытаний на циклотроне У-400 М для ряда материалов микроэлектроники. Использовались следующие коэффициенты Грюнайзена: 0,4 для Si, 0,5 для Ge, 2 для Al₂O₃, 2 для SiO₂.

Избыточное давление, возникшее в треке из-за нагревания, приводит к формированию акустической волны разгрузки, движущейся вначале со скоростью звука. Исходя из того, что трек ТЗЧ имеет вид цилиндра, можно считать, что волна разгрузки имеет осевую структуру и двигается от сердцевины трека к периферии. Направленное действие такой волны на электронную и ионную подрешетки кристалла могут привести к ряду важных эффектов.

Результаты оценок температуры нагрева и теплового давления в треке ТЗЧ для сердцевины радиусом 4 нм

Тип иона	Энергия, МэВ/ ЛПЭ, МэВ·см ² /мг	Si		Ge		Al ₂ O ₃		SiO ₂	
		T, К	P, кбар	T, К	P, кбар	T, К	P, кбар	T, К	P, кбар
Ne ²²	76/6	2,8·10 ³	20	4,6·10 ³	40	2,8·10 ³	200	3,4·10 ³	130
Ar ⁴⁰	156/15	6,3·10 ³	50	9,9·10 ³	88	6·10 ³	430	7,3·10 ³	290
Kr ⁸⁴	282/40	1,3·10 ⁴	100	2·10 ⁴	170	1,2·10 ⁴	890	1,5·10 ⁴	590
Xe ¹³²	393/69	1,9·10 ⁴	150	2,9·10 ⁴	260	1,8·10 ⁴	1300	2,2·10 ⁴	890
Bi ²⁰⁹	710/99	2,7·10 ⁴	200	4,2·10 ⁴	370	2,1·10 ⁴	1500	3,1·10 ⁴	1200

1. Увлечение электронов фононами. Распространяясь в полупроводнике, акустическая волна взаимодействует с электронами и дырками, создавая их направленное движение – акусто-электронный ток. При этом волна рассеивается и теряет свою энергию. Максимальная энергия акустических фононов в кремнии равна 0,06 эВ при частоте $8,4 \cdot 10^{13}$ Гц. При температуре трека $6 \cdot 10^3$ К полное число фононов составляет $2,8 \cdot 10^9$, и каждый из этих фононов несет энергию и импульс. Плотность акусто-электронного тока достигает $7 \cdot 10^9$ А/м² при концентрации носителей заряда в зоне проводимости 10^{16} см⁻³.

Необходимо отметить, что такие давления в волне разгрузки приводят к быстрому сжатию и повышению температуры в окружающем трек пространстве. Известно, что фронт волны способствует росту концентрации носителей заряда [18]. В [19] приводятся данные, что для плавленого кварца электропроводность увеличивается на несколько порядков и достигает $0,1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ при давлении 35 ГПа и расчетной температуре 2800 К.

2. Кристаллы, в которых отсутствует центр симметрии, при механических воздействиях изменяют свои свойства. В них под действием внешних механических сил возникает электрическая поляризация. Прямой пьезоэффект – поляризация решетки кристалла при механических напряжениях, на поверхности кристалла образуются связанные электрические заряды разных знаков. К рассмотренным полупроводниковым материалам, обладающим пьезоэффектом, относятся двуокись кремния и сапфир. Волна разгрузки, возникшая в треке ТЗЧ в структуре КМОП, оказывает воздействие на подзатворный диэлектрик, вызывая пьезоэффект.

Выводы

Показано, что диффузионно-дрейфовая модель движения неравновесных электрон-дырочных пар в материалах микроэлектроники должна быть дополнена составляющей тока, обусловленной движением волны разгрузки от трека ТЗЧ. Рассматриваемый гидродинамический механизм является дальнедействующими и может быть использован для анализа процесса возникновения многократных сбоев в соседних ячейках микросхемы памяти с субмикронными проектными нормами, расположенных на относительно большом расстоянии от трека ТЗЧ. Авторы надеются, что данная работа стимулирует интерес исследователей к данному механизму и будет полезна при анализе экспериментальных результатов.

Список литературы

1. Комаров Ф. Ф. Нано- и микроструктурирование твердых тел быстрыми тяжелыми ионами // Успехи Физических Наук. 2017. Т. 187, № 5. С. 465–504.
2. Митерев А. М. Теоретические представления о формировании и эволюции треков заряженных частиц // Успехи Физических Наук, 2002. Т. 172, № 10. С. 1131–1164.
3. Каганов М.И., Лифшиц И.М., Танатаров Л.В.. Релаксация между электронами и решеткой // ЖЭТФ. 1956, Т. 31, № 2, С. 232–237.
4. Баранов Я.А., Мартыненко Ю.В., Цепелевич С.О. и др Неупругое распыление твердых тел ионами // Успехи физических наук. 1988. Т. 156. Вып. 3. С. 477.

5. Рухадзе А. А., Рухадзе К. З., Тараканов В. П. Результаты моделирования кулоновского взрыва металла // ЖТФ. 2008, Т.78, Вып.2, с. 123–126.
6. Akkerman A., Boutboul T., Breskin A. et al. Inelastic Electron Interactions in the Energy Range 50 eV to 10 keV in Insulators: Alkali Halides and Metal Oxides // Phys. Status Solidi .1996.Vol. 198. P. 769–784.
7. Osmani O., Medvedev N., Schleberger M., Rethfeld D. Energy dissipation in dielectrics after swift heavy-ion impact: A hybrid model // Phys. Rev. 2011. Vol. 84. P. 214105.
8. Akkerman A., Barak J., Emfietzoglou D. Ion and electron track-structure and its effects in silicon: model and calculations // Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms. 2005.Vol. 227 . P. 319–336
9. Рымжанов Р. А. Моделирование процессов возбуждения и релаксации электронной подсистемы монокристаллов оксидов, облучаемых быстрыми тяжелыми ионами: Дисс. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Дубна. 2018.
10. Панасюк М. И. и др. Модель космоса. Т. 1. Физические условия в космическом пространстве. М.: КДУ, 2007. С. 852.
11. Чумаков А.И. Действие космической радиации на интегральные схемы. – М.: Радио и связь, 2004. С. 320.
12. Giot D., Roche P., Gasiot G. et al. Heavy Ion Testing and 3_D Simulations of Multiple Cell Upset in 65 nm Standard SRAMs // IEEE Trans. Nucl. Sci. Aug. 2008. V. 55. № 4. P. 2048–2054.
13. Боруздина А. Б., Григорьев Н. Г., Уланова А. В. Влияние топологического размещения ячеек в микросхемах памяти на кратность сбоев от ТЗЧ // Микроэлектроника, 2014. Т. 43, № 2. С. 88–93.
14. Г.И. Зебрев Моделирование дозовых и одиночных радиационных эффектов в кремниевых микро-и нанoeлектронных структурах для целей проектирования и прогнозирования: дисс. на соискание ученой степени доктора техн. наук. Москва. 2009.
15. Галкин Г. Н. Рекомбинационные процессы в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения // Труды ордена Ленина физического института им. П. Н. Лебедева. 1981. Т. 128.
16. Гольдманский В. И., Ланцбург Е. Я., Ямпольский П. А. О гидродинамическом эффекте при прохождении осколков деления через конденсированное вещество // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 21, Вып. 6. С. 365–367.
17. Степовик А. П. Термомеханические эффекты в компонентах радиоэлектронной аппаратуры при воздействии импульсов рентгеновского и электронного излучений. – Снежинск: Изд-во РФЯЦ-ВНИИТФ, 2010.
18. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. С. 688.
19. Горшков М. М., Заикин В. Т., Лобачев С. В. Об электропроводности горных пород при ударном сжатии // ПМТФ. 2001, т. 42, № 2, С. 16.