

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

*С. А. Захарова, А. В. Грунин*

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

Интерес к взаимодействию тяжелых заряженных частиц (ТЗЧ) высоких энергий с конденсированным веществом обусловлен практическими применениями в ядерной физике, космической технике и медицине. Воздействие ТЗЧ на конденсированную среду приводит к ряду эффектов в полупроводниковых структурах, которые не полностью изучены. Одним из таких эффектов являются одиночные радиационные эффекты в электронной компонентной базе (ЭКБ) с малыми проектными нормами [1]. Данные эффекты являются особенно важной проблемой для космических аппаратов, поскольку иногда достаточно попадания одной частицы в чувствительный объем прибора, чтобы произошел сбой в его функционировании.

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. Однако уменьшение проектных норм менее 90 нм не дает заметного эффекта снижения сечения насыщения. Это связано с резким ростом кратности возникающих сбоев [2]. Например, для 65 нм КМОП-технологии сбой, кратностью более двух, составляют до 90 % от всех сбоев при воздействии ТЗЧ с линейными потерями энергии (ЛПЭ) более 34 МэВ·см<sup>2</sup>/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. Рис. 1 иллюстрирует зависимость вероятности многократных сбоев от ЛПЭ, построенную по данным [3].

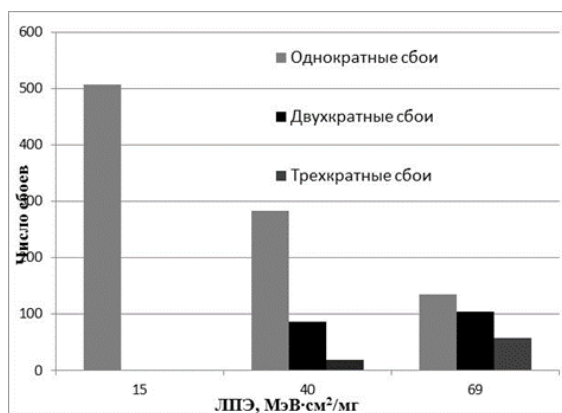


Рис. 1. Зависимость числа сбоев от ЛПЭ

Наиболее распространенной в настоящее время моделью многократных сбоев является диффузионно-дрейфовая модель, связанная с собиранием зарядов 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 [1, 4]. Однако, данная модель не учитывает механизмы, связанные с локальным выделением большой плотности энергии и мгновенным нагреванием области энерговыделения.

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. Временную эволюцию процессов в треке ТЗЧ можно представить следующим образом:

- $10^{-13}$  с – передача энергии электронной подсистеме;
- $<10^{-12}$  с – передача энергии от электронной компоненты в решетку;
- $10^{-12}$  с – остывание сердцевинки за счет передачи энергии кристаллической решетке в оболочке трека;
- $10^{-8}$  с – остывание оболочки трека.

Трекообразованию посвящен ряд обзоров, опубликованных в последние годы, см., например, [5, 6]. Формирование 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.

Разработка перспективных моделей трекообразования 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 мо-

дели, 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 квазичастиц – электронов, дырок, плазмонов, фононов. Исходя из этих представлений, в [9] построена модель, 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 [5], является дискуссионным.

Наш интерес к этой проблеме связан с тем, что широкое применение изделий ЭКБ в различных объектах ядерной и космической техники сделало актуальным обеспечение устойчивости аппаратуры к действию ионизирующих излучений, в частности к действию ТЗЧ. Диапазон энергий ТЗЧ простирается от единиц МэВ до единиц ГэВ

Взаимодействие ТЗЧ со средой характеризуется величиной энергии, теряемой частицей на единице пути – 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 тормозного излучения, упругое взаимодействие и ядерные реакции равна линейной передаче энергии электронной подсистеме кристалла. 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.

Концентрация генерированных в треке электронно-дырочных пар 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 выделенной ТЗЧ энергии и концентрации неравновесных носителей заряда.

В программном коде Geant 4 используется следующее выражение для спектра  $\delta$ - электронов [5]:

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

где  $r_0 = 2,818 \cdot 10^{-13}$  см – классический радиус электрона,  $m_0$  – масса покоя электрона,  $Z_{1,eff} = Z_1 \left[ 1 - \exp \left( -125\beta Z_1^{-\frac{2}{3}} \right) \right]$ ,  $\beta = \frac{[E_{ion}(E_{ion} + 1876,6)]^{1/2}}{E_{ion} + 938,3}$ ,

$E_{ion}$  – энергия иона в МэВ а.е.м.<sup>-1</sup>,  $Z_1$  – атомный номер иона,  $Z_2$  – атомный номер мишени,  $E_{max}$  –

максимальная энергия  $\delta$ -электронов, которая выводится из кинематики лобовых электрон-ионных столкновений в твердом теле и рассчитывается по формуле:

$$E_{max} = \frac{4Mm}{(M+m)^2} E_{ion} \approx 2mv^2, \quad v - \text{скорость иона.}$$

На рис. 2 приведен рассчитанный по (1) спектр  $\delta$ -электронов в кремнии при прохождении иона  $Ag^{40}$  ( $Z_{1,eff} = 14,56$ ) с энергией 156 МэВ с ЛПЭ 15 МэВ см<sup>2</sup>/мг. Средняя энергия  $\delta$ -электронов равна 47 эВ, а максимальная энергия составляет 7,8 кэВ. В кремнии пробег электронов с таким значением максимальной энергии не превышает 1 мкм.

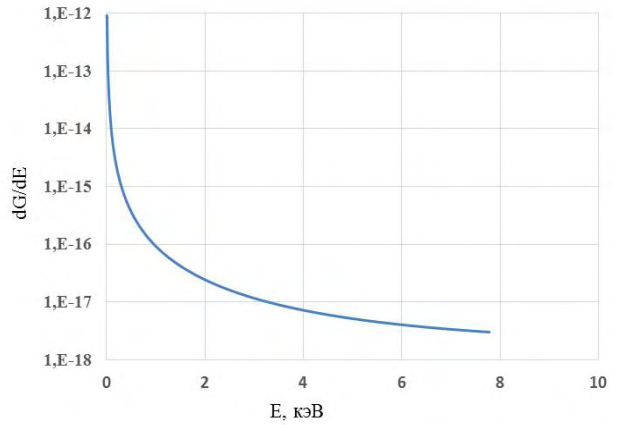


Рис. 2. Спектр  $\delta$ -электронов в кремнии при прохождении иона  $Ag^{40}$

Для расчета трековой структуры в [8] на основе теории диэлектрической функции предложена аналитическая зависимость распределения выделенных доз, описывающая результаты расчетов по методу Монте-Карло:

$$\varepsilon(r) = C_1(E) f(r) r^{-2,308} Z_{1,eff}^2 \quad \text{для } 0,16 \leq r < 10 \text{ нм,}$$

$$\varepsilon(r) = C_2(E) r^{-2,005} Z_{1,eff}^2 \quad \text{для } 10 \leq r < 100 \text{ нм,}$$

где  $r$  – радиальное расстояние, зависит от траектории ТЗЧ –  $Z_{1,eff}$ ,  $E$  – кинетическая энергия ТЗЧ,

$$C_1(E) = 1,421 \cdot 10^5 E^{-0,913}, \quad C_2 = 9,137 \cdot 10^4 E^{-0,9404},$$

$$f(r) = 1,124 - 0,223r + 0,03656r^2 - 0,00156r^3. \quad Z_{1,eff}$$

и  $\beta$  определены выше.

На рис. 3 приведено рассчитанное по этой зависимости энерговыделение в кремнии при прохождении иона  $Ag^{40}$  с начальной энергией 156 МэВ для двух диапазонов радиусов  $r$  – до 9 и 100 нм. При этом не менее 90 % кинетической энергии ТЗЧ выделяется в сердцевине трека радиусом  $\approx(4-5)$  нм, что всего на порядок превышает межатомные расстояния в полупроводниковых материалах, используемых в микроэлектронике.

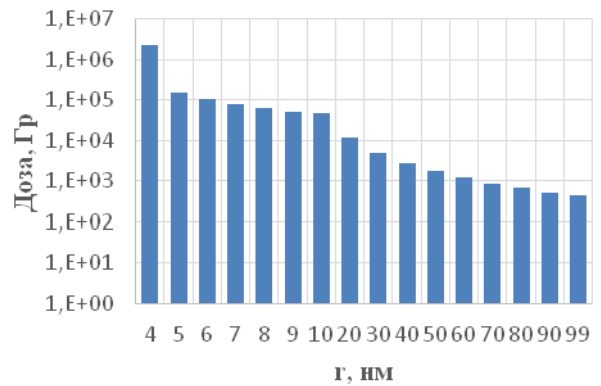
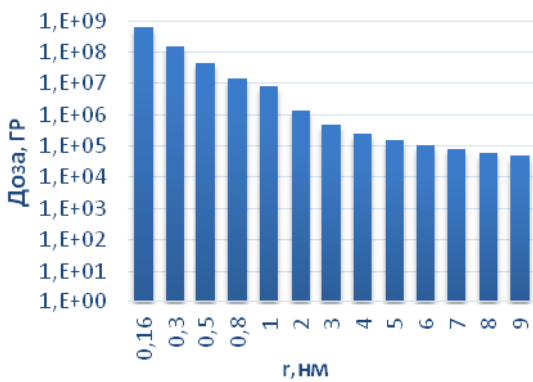


Рис. 3. Зависимость энерговыделения иона  $Ag^{40}$  в кремнии

Необходимо отметить, что в момент передачи энергии (рассеяния) неопределенность в энергии  $\Delta W$  связана с неопределенностью  $\Delta x$  в положении частицы. Для нерелятивистских частиц, имеющих скорость  $v$ , по принципу неопределенностей Гейзенберга  $\Delta x \geq \hbar v / 2\pi \Delta W$ . Для иона  $Ag^{40}$  с кинетической энергией 156 МэВ неопределенность в месте поглощения энергии  $\Delta W \approx 10$  эВ для кремния составляет  $\sim 2$  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 ( $\sim 10^{-13}$  с). Для определенности в дальнейшем оценки энерговыделения 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 расстоянием, в пределах

которого электрон-дырочная пара с большой вероятностью исчезает в результате геминальной рекомбинации ( $e$  – заряд электрона,  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon_0$  – диэлектрическая проницаемость вакуума,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура). Влияние рекомбинации носителей подтверждается нелинейными зависимостями сечения сбоя от ЛПЭ и во многих случаях сечение сбоя  $\sim \sqrt{\text{ЛПЭ}}$ . При значениях энергии ионов, характерных для циклотрона У-400М ОИЯИ (г. Дубна), начальная концентрация электронно-дырочных пар в треке достигает  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $10^{20} \text{ см}^{-3}$  для  $SiO_2$  и Si соответственно, поэтому значительная часть носителей в сердцевине трека рекомбинирует уже на этапе термализации.

В табл. 1 приведены формально рассчитанные значения радиуса Онзагера для некоторых полупроводниковых и диэлектрических материалов в диапазоне температур от 300 К до  $2,5 \cdot 10^4$  К. При  $T = 300$  К

(вне трека ТЗЧ)  $r_c = (4,8 - 12)$  нм. Уже для температуры  $\approx 10^3$  К 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 [10]. Скорость рекомбинации зона-зона мала, и существенны механизмы, связанные с неидеальностью решетки и возникновением дополнительных к примесям локализованных состояний (ловушек для электронов и дырок).

Таблица 1

Радиус Онзагера для некоторых полупроводниковых и диэлектрических материалов, нм

Материал	$\epsilon$	Температура, К		
		300	1000	25000
Si	11,6	4,8	1,4	0,06
Ge	16,2	3,4	1,0	0,04
GaAs	12,9	4,3	1,3	0,05
$SiO_2$	4,5	12,0	3,7	0,1
$Al_2O_3$	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 оболочки около 0,1 мкм. При ЛПЭ 40 МэВ  $\text{см}^2/\text{мг}$  мощность поглощенной дозы в сердцевине трека достигает  $3 \cdot 10^{15}$  Гр/с, а концентрация электронно-дырочных пар после завершения образования каскада  $\delta$ -электронов достигает  $2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и  $6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  в  $SiO_2$  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, так как электроны с энергией  $\sim 1$  эВ не термализуются и их распределение не будет Больцмановским.

После образования трек постепенно начинает остывать. Оценки показали, что цилиндрическая область вблизи трека (оболочка радиусом 1 мкм) остывает до температуры окружающей среды за время порядка 60 нс. Область сердцевины трека (4 нм) остывает значительно быстрее за счет передачи энергии кристаллической решетке в шубе трека за время  $\sim 5$  пс. Необходимо отметить, что использование макроскопических подходов (уравнение Фурье) в описании переноса энергии для наноразмерного трека ТЗЧ является грубым приближением. Точность этой оценки является важной, так как 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 [11], 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 коэффициента Грюнайзена,  $\Gamma$ . В модели Грюнайзена

коэффициент  $\Gamma$  не зависит от температуры и является константой. Таким образом, формула для вычисления давления в приближении Грюнайзена имеет следующий вид [12]:

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

где  $\rho$  – плотность вещества,  $W$  – удельное энерговыделение, которое вычислялось с учетом ЛПЭ ТЗЧ.

Коэффициент Грюнайзена  $\Gamma$  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:  $W = C_V T$ . 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. В результате передачи кинетической энергии электронов температура решетки за времена  $\approx 10^{-12}$  с достигает  $\approx 2 \cdot 10^4$  К, что приводит к возникновению в треке теплового давления до  $2 \cdot 10^{10}$  Па. Использовались следующие коэффициенты Грюнайзена: 0,4 для Si, 0,5 для Ge, 2 для  $Al_2O_3$  и  $SiO_2$ . Избыточное давление, возникшее в треке, приводит к формированию акустической волны разгрузки, движущейся вначале со скоростью звука  $V_{зв}$ .

Волна разгрузки имеет осевую структуру и движется от сердцевины трека к периферии. Направленное действие такой волны на электронную и ионную подрешетки кристалла могут привести к ряду эффектов.

Таблица 2

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

Тип иона	Энергия, МэВ/ЛПЭ в Si, МэВ·см <sup>2</sup> /мг	Si $C_V = 0,8 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$ $V_{зв} = 2,2 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ $\Gamma = 0,4$		Ge $C_V = 0,3 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$ $V_{зв} = 5,4 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ $\Gamma = 0,5$		$Al_2O_3$ $C_V = 0,9 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$ $V_{зв} = 11 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ $\Gamma = 2$		$SiO_2$ $C_V = 0,75 \text{ Дж}/(\text{г} \cdot \text{К})$ $V_{зв} = 5,7 \cdot 10^3 \text{ м/с}$ $\Gamma = 2$	
		$T, \text{ К}$	$P, \cdot 10^9 \text{ Па}$	$T, \text{ К}$	$P, \cdot 10^9 \text{ Па}$	$T, \text{ К}$	$P, \cdot 10^9 \text{ Па}$	$T, \text{ К}$	$P, \cdot 10^9 \text{ Па}$
Ne <sup>22</sup>	76/6	$2,8 \cdot 10^3$	2	$4,6 \cdot 10^3$	4	$2,8 \cdot 10^3$	20	$3,4 \cdot 10^3$	13
Ar <sup>40</sup>	156/15	$6,3 \cdot 10^3$	5	$9,9 \cdot 10^3$	9	$6 \cdot 10^3$	43	$7,3 \cdot 10^3$	29
Kr <sup>84</sup>	282/40	$1,3 \cdot 10^4$	10	$2 \cdot 10^4$	17	$1,2 \cdot 10^4$	89	$1,5 \cdot 10^4$	59
Xe <sup>132</sup>	393/69	$1,9 \cdot 10^4$	15	$2,9 \cdot 10^4$	26	$1,8 \cdot 10^4$	130	$2,2 \cdot 10^4$	89
Bi <sup>209</sup>	710/99	$2,7 \cdot 10^4$	20	$4,2 \cdot 10^4$	37	$2,1 \cdot 10^4$	150	$3,1 \cdot 10^4$	120

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 0,05 эВ при частоте  $8,1 \cdot 10^{13}$  Гц, в германии – 0,03 эВ, при частоте  $4,8 \cdot 10^{13}$  Гц. При температуре трека  $6 \cdot 10^3$  К возбуждены все колебательные степени решетки и каждый фонон несёт определенную энергию и импульс. Плотность акусто-электронного тока в кристалле достигает  $7 \cdot 10^9$  А/м<sup>2</sup> при концентрации носителей заряда в зоне проводимости кремния *n*-типа  $10^{16}$  см<sup>-3</sup>. Движением дырок в кремнии *n*-типа можно пренебречь в связи с их меньшей концентрацией.

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 [13]. В [14] приводятся данные, что для плавленого кварца электропроводность увеличивается на несколько порядков и достигает  $0,1 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$  при давлении  $35 \cdot 10^9$  Па и расчетной температуре 2800 К.

2. В кристаллах, в которых отсутствует центр симметрии, под действием внешних механических сил возникает электрическая поляризация. К материалам, обладающим пьезоэффектом, относятся двуокись кремния и сапфир. Волна разгрузки, возникшая в треке ТЗЧ в структуре КМОП, может изменить распределение электрического поля в диэлектрических слоях.

3. При быстром остывании сердцевины трека возможна аморфизация кристаллической решетки, что может уменьшить дрейфовую подвижность и время жизни неравновесных носителей заряда.

4. Актуальным является анализ возможности динамического разрушения полупроводниковых материалов вследствие взаимодействия волны разгрузки трека ТЗЧ и волн, отраженных от акустических неоднородностей.

Авторы надеются, что данная работа заинтересует исследователей гидродинамическими механизмами релаксации энергии в треке ТЗЧ и будет полезна при анализе процесса возникновения однократных и многократных сбоев в соседних ячейках микросхемы памяти с субмикронными проектными нормами, расположенных на относительно большом расстоянии от трека ТЗЧ.

## Литература

1. Чумаков А. И. Действие космической радиации на интегральные схемы. М.: Радио и связь, 2004. С. 320.

2. 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. Vol. 55, N 4. P. 2048–2054.

3. 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.

4. Зебрев Г. И. Моделирование дозовых и одиночных радиационных эффектов в кремниевых микро- и нанoeлектронных структурах для целей проектирования и прогнозирования: Диссертация на соискание ученой степени доктора техн. наук. Москва. 2009.

5. Комаров Ф.Ф. Нано- и микроструктурирование твердых тел быстрыми тяжелыми ионами // Успехи Физических Наук. 2017. Т.187, № 5. С.465–504.

6. Митерев А.М. Теоретические представления о формировании и эволюции треков заряженных частиц // Успехи Физических Наук. 2002. Т. 172, № 10. С. 1131–1164.

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: Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. Дубна. 2018.

10. Галкин Г. Н. Рекомбинационные процессы в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения // Труды ордена Ленина физического института им. П. Н. Лебедева. 1981. Т. 128.

11. 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.

12. Степовик А. П. Термомеханические эффекты в компонентах радиоэлектронной аппаратуры при воздействии импульсов рентгеновского и электронного излучений. Снежинск: ФГУП «РФЯЦ-ВНИИТФ», 2010.

13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. С. 688.

14. Горшков М. М., Заикин В. Т., Лобачев С. В. Об электропроводности горных пород при ударном сжатии // ПМТФ. 2001. Т. 42, № 2. С. 16.