

Ионизационная реакция в полупроводниковых структурах при облучении рентгеновским излучением фемтосекундного лазерно-плазменного источника

А.И. Чумаков, М.П. Белова, Л.Н. Кессаринский, А.Я. Борисов, К.А. Иванов, И.Н. Цымбалов, Р.В. Волков, А.Б. Савельев, Л.И. Галанина, Н.П. Чирская, Л.С. Новиков

Проанализированы возможности применения фемтосекундного лазерно-плазменного источника рентгеновского излучения для моделирования эффектов воздействия отдельных ядерных частиц на основе принципа генерации эквивалентного заряда. Обоснованы параметры воздействия рентгеновского излучения фемтосекундной длительности для экспериментального моделирования одиночных радиационных эффектов. Описана экспериментальная установка, формирующая рентгеновское излучение. Представлены результаты сравнительного моделирования ионизационной реакции в простых электронных изделиях с помощью кодов FLUKA и GEANT.

Ключевые слова: рентгеновское излучение, фемтосекундная лазерная плазма, одиночные радиационные эффекты, микроэлектронные изделия.

1. Введение

Миниатюризация современных микроэлектронных изделий, связанная с необходимостью повышения быстродействия и плотности упаковки отдельных элементов, достигается за счет уменьшения размеров этих элементов и использования меньших токов и зарядов для обработки, передачи и хранения информации. В целом это приводит к существенному увеличению чувствительности современных микроэлектронных приборов к воздействию отдельных ядерных частиц естественного происхождения и повышает актуальность развития экспериментальных методов оценки этой чувствительности [1, 2]. Наиболее ярко необходимость подобных оценок проявляется в отношении изделий микроэлектроники, предназначенных для использования в аппаратуре космических аппаратов. Именно одиночные радиационные эффекты (ОРЭ) в результате воздействия отдельных ядерных частиц во многих случаях приводят к сбоям в функционировании космических аппаратов или даже к их потере [3].

А.И. Чумаков. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; ЭНПО «СПЭЛС», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31; e-mail: aichum@spels.ru

М.П. Белова. Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

Л.Н. Кессаринский, А.Я. Борисов. ЭНПО «СПЭЛС», Россия, 115409 Москва, Каширское ш., 31

К.А. Иванов. Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

И.Н. Цымбалов, Р.В. Волков, А.Б. Савельев. Физический факультет и Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: abst@physics.msu.ru

Л.И. Галанина, Н.П. Чирская, Л.С. Новиков. НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 17 марта 2017 г., после доработки – 11 мая 2017 г.

В связи с этим традиционно оценка вероятности и последствий ОРЭ проводится на ускорителях ионов и протонов, что в ряде случаев затрудняет интерпретацию результатов из-за стохастической природы взаимодействия ионизирующего излучения с веществом (относительно большой длительности излучения и высокого флюенса частиц). Альтернативным подходом является использование сфокусированного импульсного лазерного излучения пикосекундной длительности с энергией кванта, превышающей ширину запрещенной зоны используемого в микросхеме полупроводника [4, 5].

Основными достоинствами лазерных методов испытаний и экспериментальных исследований изделий микроэлектроники являются:

- возможность оперативной оценки чувствительности изделий микроэлектроники в лабораторных условиях без экспериментов на дорогостоящих ускорителях ионов и протонов;

- непрерывная регулировка энергии лазерного излучения, позволяющая покрыть весь необходимой диапазон изменений линейных потерь энергии (ЛПЭ) тяжелых заряженных частиц космического пространства;

- локализация чувствительных областей возникновения ОРЭ непосредственно на поверхности кристалла микросхемы;

- возможность синхронизации лазерного импульса с измеряемым сигналом, соответствующим реакции микросхемы на лазерное воздействие, что исключает влияние стохастичности при интерпретации результатов;

- отработка схемотехнических и аппаратно-алгоритмических методов минимизации последствий возникновения ОРЭ в электронной аппаратуре космического пространства и ряд других.

Вместе с тем, применение сфокусированного лазерного излучения оптического диапазона сталкивается с серьезными проблемами из-за наличия многослойной металлизации, покрывающей до 99% всей площади кристалла микросхемы и экранирующей лазерное излучение от проникновения сфокусированного излучения в чувствительные полупроводниковые области. Серьезным

препятствием для применения лазерного излучения является также отсутствие возможности генерации электронно-дырочных пар в диэлектрических слоях с относительно широкой (более 4 эВ) запрещенной зоной, ионизация которых лазерным излучением оптического диапазона возможна только в многофотонном режиме. Однако достижение такого режима воздействия связано с фокусировкой излучения до интенсивностей свыше 10^{13} Вт/см², что нежелательно, поскольку может приводить к разрушению материалов.

В связи с этим в последнее время возрос интерес к возможности применения для тестирования микросхем в режиме одиночных сбоев ионных, электронных и рентгеновских импульсных пучков, формируемых при воздействии мощного лазерного излучения на специальные мишени [6–9]. Использование сверхкоротких лазерных импульсов, генерируемых коммерчески доступными лазерами, обеспечивает малую (вплоть до единиц пикосекунд) длительность воздействующего на микросхему импульса и жесткую синхронизацию событий, т.е. сохраняет почти все ключевые преимущества, связанные с прямым лазерным облучением микросхем. Энергии протонов при этом могут достигать нескольких МэВ [10], электронов – 10 МэВ [11], а спектр рентгеновского излучения (РИ) простирается от единиц кэВ до нескольких МэВ [6, 7]. Вместе с тем, получение пучков протонов и электронов с энергией в десятки-сотни МэВ, достаточной для тестирования микросхем, является сложной задачей и в настоящее время реализовано лишь с использованием мощных дорогостоящих лазерных комплексов с пиковой мощностью лазерного излучения в десятки-сотни ТВт [12]. В то же время для получения мощных импульсов жесткого РИ (с энергией квантов ~ 10 кэВ) вполне достаточно небольшой лазерной системы «настоального» типа, стоимость которых в настоящее время быстро снижается, а габариты уменьшаются благодаря внедрению волоконных и лазерно-диодных технологий.

На наш взгляд, подход, основанный на использовании рентгеновского излучения лазерной плазмы, является наиболее перспективным с точки зрения его применения, в том числе и в процессе производства изделий микроэлектроники. Однако при этом необходимо решить ряд серьезных научно-технических проблем, связанных как с оптимизацией параметров сверхкоротких импульсов РИ, так и с фокусировкой этого излучения. В настоящей работе исследована возможность наблюдения реакции относительно чувствительных полупроводниковых изделий на импульсное РИ, получаемое с использованием малогабаритной фемтосекундной лазерной установки с пиковой мощностью 0.1–1 ТВт.

2. Оценка необходимых параметров излучения

Моделирование эффектов воздействия тяжелых заряженных частиц основано на принципе генерации эквивалентного заряда в чувствительном микрообъеме микросхемы, линейные размеры которого для современных СБИС лежат в диапазоне от десятков нанометров до единиц микрон. При этом длительность воздействия не должна превышать характерных времен формирования электрического отклика этого микрообъема при возникновении одиночного радиационного эффекта. В современных СБИС данное условие выполняется при дли-

тельностях импульса ионизирующего излучения менее 10 пс.

При прямом лазерном воздействии и в отсутствие металлизации и других оптических неоднородностей на поверхности кристалла интегральной схемы в целом соблюдается линейная связь между энергией сфокусированного лазерного излучения J и ЛПЭ L_z [1, 4, 13]:

$$L_z(x) \approx \alpha_0 J(1 - R)\exp(-\alpha x) \varepsilon_i / hv, \quad (1)$$

где α_0 и α – коэффициент межзонного поглощения и полный коэффициент поглощения излучения; hv – энергия квантов; R – коэффициент отражения излучения от кристалла; ε_i – энергия образования электронно-дырочной пары в полупроводнике; x – координата вдоль нормали к границе кристалла.

Другим важным параметром является сечение ОПЭ σ , определяемое как число зарегистрированных событий N_s при сканировании площади кристалла A :

$$\sigma = AN_s / N_{\text{las}}, \quad (2)$$

где N_{las} – общее число импульсов лазерного излучения при полном сканировании площади A кристалла ИС.

При наличии многослойной металлизации лазерное излучение неспособно проникнуть в объем кристалла напрямую, и засветка будет определяться дифракцией, преотражением и подобными эффектами. Следовательно, применение данного подхода в современных субмикронных СБИС с 3–10 слоями металлизации крайне затруднительно. Дополнительные сложности возникают за счет неоднородных оптических потерь энергии при сканировании кристалла, хотя частично эти эффекты могут быть учтены в методике локального облучения с измерением ионизационной реакции в каждой облучаемой точке [14].

Соотношения (1) и (2) будут корректны и для излучения, способного проникать через слои металлизации. Поскольку в современных элементах СБИС эквивалентная толщина металлического слоя может достигать 10 мкм в системах с классической алюминиевой металлизацией и 5 мкм – с медной металлизацией, необходимо излучение, способное проходить без значительных потерь сквозь слои с такой эквивалентной толщиной. Этим условиям удовлетворяет РИ с энергией квантов более 5 кэВ. При этом длительность импульса такого излучения не должна превышать 10 пс.

Оценка эквивалентной величины ЛПЭ для рентгеновского излучения может быть получена из соотношения (1) при $R = 0$:

$$L_z(x) \approx \mu_c E \exp(-\mu_1 x),$$

где μ_c – коэффициент поглощения РИ в полупроводнике; μ_1 – коэффициент его ослабления дополнительными слоями металлов и диэлектриков; E – энергия рентгеновского импульса. Таким образом, для получения эквивалентных значений ЛПЭ ~ 100 МэВ·см²/мг энергия сфокусированного РИ в импульсе для квантов с энергией 10 кэВ в случае раскорпусированного изделия должна быть не менее 0.5 нДж при толщине $x \approx 20$ мкм.

Рентгеновское излучение, возникающее при облучении плотных мишеней фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью в 10^{17} – 10^{18} Вт/см², обладает всеми необходимыми для реализации тестирования ин-

тегральных микросхем параметрами. Его появление связано со свободно-свободными и свободно-связанными переходами (тормозная и рекомбинационная компоненты, обладающие непрерывным экспоненциально спадающим с ростом энергии квантов спектром) и связанно-связанными переходами (линейчатая компонента) [15]. При определенном подборе таких параметров, как интенсивность лазерного излучения, материал мишени и др., основной вклад (до 50% от полной высвечиваемой энергии жесткого РИ) дает K_{α} -линия излучения атомов мишени. Для типичных мишеней из меди или железа энергия этих квантов составляет 5–10 кэВ, т.е. полностью соответствует рассмотренным выше требованиям. Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского импульса для K_{α} -линии излучения составляет 10^{-5} [16], т.е. с учетом телесного угла, под которым виден кристалл интегральной схемы от плазменного источника, достаточно энергии лазерного импульса ~ 10 мДж для получения необходимого потока ионизирующих квантов. Важно отметить, что длительность рентгеновского импульса, излучаемого плазмой в жестком рентгеновском диапазоне, не превышает 1–3 пс [17].

3. Экспериментальная методика

Исследования проводились на экспериментальном лазерно-плазменном источнике жесткого РИ Международного учебно-научного лазерного центра МГУ им. М.В.Ломоносова. В основе комплекса лежит тераваттная лазерная система на кристалле Ti:сапфира, способная генерировать фемтосекундные импульсы (50 фс) с энергией до 100 мДж на центральной длине волны 805 нм при частоте следования 10 Гц. При фокусировке такого излучения на поверхность мишени с пиковой интенсивностью свыше 10^{16} Вт/см² происходит формирование сверхгорячей плазмы, энергия электронов в которой достигает десятков кэВ [15, 18]. В данном комплексе применяется мишень на основе расплавленного металла (галлия) при температуре около 200 °С. Подход, связанный с применением жидкой мишени, зарекомендовал себя ранее, с одной стороны, высокой стабильностью параметров источника от выстрела к выстрелу [16] и простотой его конструкции, а с другой стороны, тем фактом, что проникновение быстрых электронов в глубь тяжелой мишени приводит к генерации обильного числа тормозных рентгеновских квантов, на фоне которых происходит также возбуждение ли-

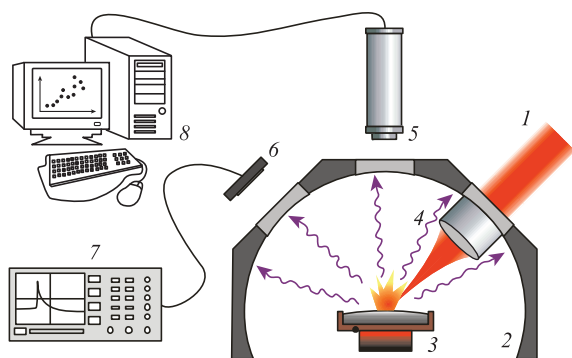


Рис.1. Экспериментальная установка:

1 – лазерное излучение; 2 – вакуумная камера; 3 – кювета с расплавленным галлием; 4 – фокусирующий объектив; 5 – рентгеновский спектрометр; 6 – исследуемый объект; 7 – осциллограф; 8 – компьютер.

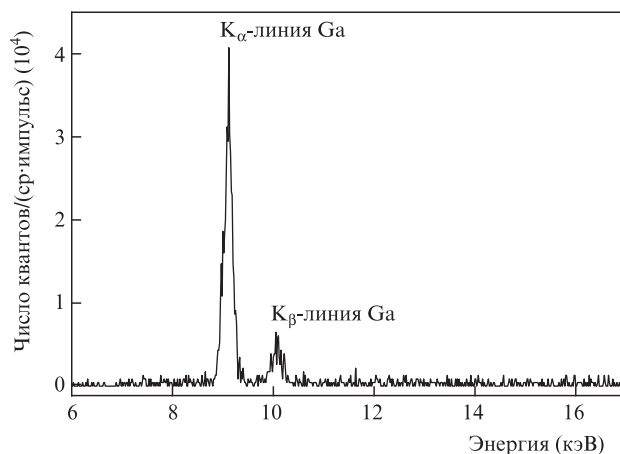


Рис.2. Спектр жесткого рентгеновского излучения лазерной плазмы в диапазоне 6–17 кэВ.

нейчатой компоненты, а именно К-линий галлия (около 10 кэВ) [16].

Экспериментальная схема представлена на рис.1. Лазерный импульс с энергией около 1 мДж фокусировался объективом с фокусным расстоянием 6 см на поверхность мишени под углом 45° к ее нормали. Диаметр перетяжки пучка составлял около 4 мкм, что обеспечивало пиковую интенсивность около 4×10^{16} Вт/см². Так как в настоящем исследовании отрабатывалась возможность применения РИ для моделирования импульсной ионизационной реакции в полупроводниковых приборах, то экспериментальные исследования проводились при однородном облучении всей поверхности исследуемого образца, который располагался внутри или вне вакуумной камеры на расстоянии 10–15 см от плазмы.

Спектр рентгеновского источника на основе лазерной плазмы (рис.2) измерялся с помощью спектрометра на pin-диоде Amptek с разрешением 300 эВ. Поскольку детектор находился за пределами вакуумной камеры взаимодействия, то нижний порог по энергии регистрируемых квантов определялся толщиной и материалом вакуумного окна (100 мкм алюминия) и составил около 3–5 кэВ. В спектре на фоне тормозного излучения присутствуют также линейчатые компоненты K_{α} (9.3 кэВ) и K_{β} (10.3 кэВ). Эффективность генерации первой из них может быть оценена в $(5 \pm 2) \times 10^6$ квантов в полный телесный угол за один лазерный выстрел, что примерно совпадает с количеством тормозных квантов в диапазоне 5–30 кэВ.

Ключевой особенностью фемтосекундной лазерной плазмы является сверхкороткое время высвечивания ею рентгеновского излучения, которое определяется, как правило, термализацией неравновесной плазмы и составляет около 1 пс. Таким образом, исследуемый образец, помещаемый под излучение, подвергается мгновенному воздействию интенсивного потока квантов, который может быть оценен в 10^3 – 10^4 фотонов с энергией 10 кэВ/см² (при его расположении за пределами вакуумной камеры, в 10–15 см от источника) за один лазерный импульс. Это соответствует $L_z = 40$ – 400 МэВ·см²·мг.

Дополнительные экспериментальные исследования проводились в НОЦ «Стойкость» на базе НИЯУ МИФИ и АО ЭНПО «СПЭЛС» с использованием импульсного ускорителя электронов АРСА и лазерной установки Радон-5М [19]. Длительность импульсного воздействия в этом случае составляла около 10 нс, а доза для крем-

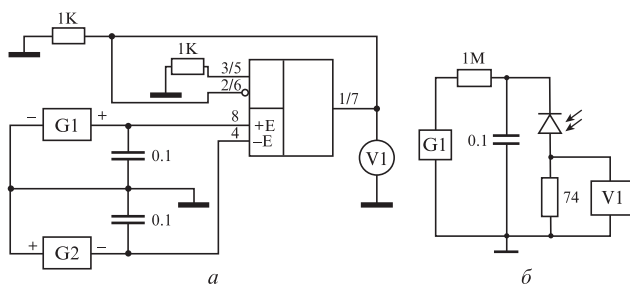


Рис.3. Электрические схемы включения операционного усилителя (а) и рin-диода (б): G1, G2 – источники напряжения; V1 – осциллограф.

ния – 10^7 рад/с. Экспериментальные исследования проводились на установках, оснащенных единым образом.

В качестве объекта исследования были выбраны относительно простые кремниевые, но чувствительные полупроводниковые приборы: рin-диод и типовой операционный усилитель, изготовленный по биполярной технологии. Схемы включения данных образцов при их исследовании приведены на рис.3. Операционный усилитель (рис.3,а) был включен в режиме повторителя напряжения, осциллограф подключен к выходу, и отслеживалось выходное напряжение. Рin-диод (рис.3,б) был включен с обратным смещением, и анализировалось изменение напряжения на токосъемном резисторе. Образцы для исключения влияния корпуса прибора предварительно корпусировались.

4. Результаты экспериментальных исследований

В ходе экспериментальных исследований была выявлена практическая идентичность амплитудно-временных характеристик ионизационной реакции для обоих образцов (рис.4 и 5) для всех трех типов радиационных воздействий. При этом можно отметить, что для рin-диодов

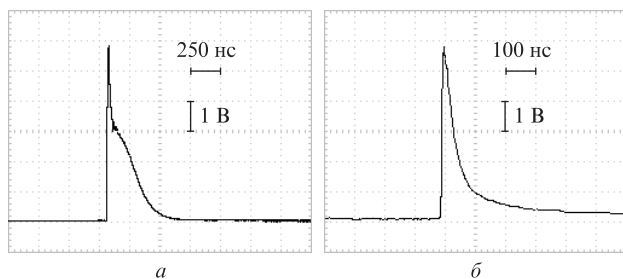


Рис.4. Осциллограммы ионизационного тока для рin-диода, полученные с помощью рентгеновского источника (а) и импульсного ускорителя АРСА (б).

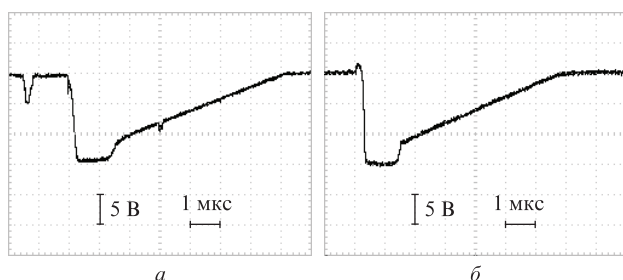


Рис.5. Осциллограммы изменений выходного напряжения для операционного усилителя, полученные с помощью рентгеновского источника (а) и импульсного ускорителя АРСА (б).

имеются небольшие отличия на начальной стадии импульсной реакции. Подобное расхождение объясняется влиянием длительностей импульсов. При воздействии РИ можно рассматривать импульс во времени как δ -функцию, тогда как воздействие тормозного излучения установки АРСА с длительностью импульса чуть менее 10 нс этому условию уже не удовлетворяет.

Если же отклик полупроводникового изделия существенно больше 10 нс, то в этом случае отличий в амплитудно-временных характеристиках не должно наблюдаться. Именно такое поведение имеет место при воздействии импульсным ионизирующим излучением на операционный усилитель (рис.5). К сожалению, для этого случая невозможно провести количественных оценок, так как воздействие оказалось слишком большим и ввело операционный усилитель в область ограничения (амплитуда сигнала ограничена напряжением питания). Некоторые несущественные отличия в формах сигналов могут быть связаны с отличиями в уровнях воздействия.

Некоторые оценки по возможности применения РИ для моделирования ОРЭ могут быть проведены из анализа ионизационной реакции рin-диода. Из сравнения амплитуд сигналов, которые практически равны между собой, нетрудно заметить, что эквивалентный уровень воздействия РИ для кремния составляет 0.1 рад. Другими словами, если все это излучение удалось бы сфокусировать в пятно с диаметром около 1 мкм, то удалось бы получить значения ЛПЭ на уровне $10^3 - 10^4$ МэВ·см²/мг. При этом возможные потери излучения в рентгенооптической фокусирующей системе могут составить два порядка, и максимальный уровень ЛПЭ в образце достигнет требуемой величины в 100 МэВ·см²/мг.

5. Моделирование воздействия потока рентгеновских квантов на рin-диод

Для иллюстрации процессов, происходящих в материале микросхемы под действием падающего рентгеновского импульса, было проведено математическое моделирование взаимодействия рентгеновского импульса с фотодиодом. Поскольку процесс накопления энергии является стохастическим, для его математического моделирования естественно использовать метод статистических испытаний – метод Монте-Карло. Результат моделирования зависит от физических моделей, заложенных в код, однако для электромагнитного взаимодействия эти модели определены достаточно однозначно. При рассматриваемых энергиях рентгеновских квантов (меньше 50 кэВ) основным механизмом их взаимодействия с кремнием является фотоэффект (образование электронно-дырочной пары); кроме того, существенен вклад комптоновского рассеяния и вторичных электронов.

Существенными факторами, влияющими на адекватность применяемой физической модели, являются используемые в программах пороговые значения энергий прохождения и рождения частиц. При моделировании использовались открытые коды FLUKA [20, 21] и GEANT [22].

Для проведения моделирования необходимы следующие данные:

- плотность энергетического распределения частиц в импульсе, нормированная на 1;
- количество частиц в импульсе и их пространственное распределение в источнике;
- геометрия фотодиода.

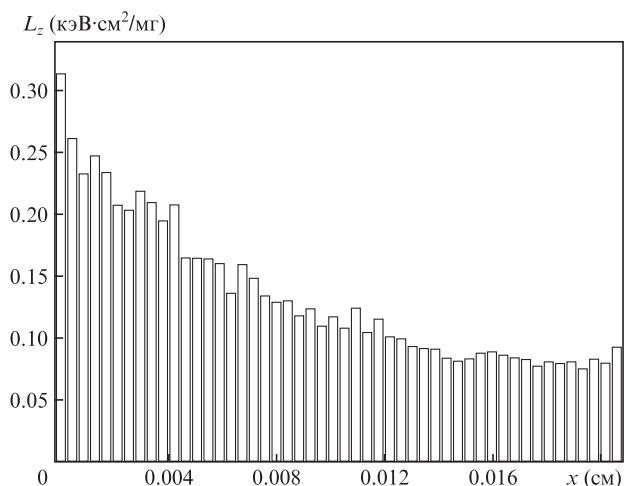


Рис.6. Плотность выделенной в кремнии энергии в зависимости от глубины, рассчитанная по коду FLUKA.

Источник, для ускорения расчетов располагавшийся на расстоянии 1 см от диода, предполагался точечным и изотропным (энергетический спектр РИ представлен на рис.2). Количество частиц N_d , попадающих на диод, определяется соотношением $N_d = NS/(4\pi r^2)$, где r – расстояние от источника до диода и S – площадь диода. Фотодиод был представлен в виде кремниевой пластины с размерами $0.014 \times 0.014 \times 0.21$ мм с защитным слоем меди толщиной 35 мкм. Параметры обрезания по энергии были выбраны равными 1 кэВ при расчетах по FLUKA и 16.7 эВ – по GEANT. Приведенные ниже результаты расчетов нормированы на один падающий гамма-квант.

Оба транспортных кода дали практически одинаковые результаты по количеству гамма-квантов, прошедших зону кремния без взаимодействия, по количеству фотопоглощений и по энергии, выделенной в кремнии (6.38 кэВ/фотон – FLUKA и 6.24 кэВ/фотон – GEANT). Соответствующее максимальное количество образующихся электронов в кремниевой зоне составляет ~ 1700 электрон/фотон. С учетом полного числа рентгеновских квантов, попадающих в апертуру диода за один лазерный импульс, получаем оценку для выходного напряжения на фотодиоде около 1 В, что находится в разумном согласии с экспериментальными результатами.

На рис.6 представлена зависимость плотности выделенной в кремнии энергии от глубины, рассчитанная по коду FLUKA. Анализ рис.6 показывает, что средняя ЛПЭ в расчете на один квант излучения с энергией 10 кэВ в нашем случае составляет 5–7 кэВ·см²/мг, что с учетом площади диода и экспериментально оцененного потока квантов дает полную ЛПЭ, равную 100 МэВ·см²/мг. Эта величина также находится в разумном согласии с экспериментально оцененными величинами.

6. Заключение

Проведенные расчетно-экспериментальные исследования по воздействию рентгеновского излучения лазерной плазмы показали, что на тераваттном фемтосекундном лазерном комплексе можно обеспечить эквивалентные уровни ЛПЭ для кремния до 10^4 МэВ·см²/мг за импульс.

Подобная величина позволяет потенциально использовать данное излучение для моделирования ОРЭ с учетом фокусировки этого излучения в пятно размером в несколько микрометров. Поэтому на следующем этапе необходимо решить техническую задачу фокусировки рентгеновского облучения до микронных размеров, обеспечивая при этом потери энергии рентгеновского излучения не более двух порядков.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 14-29-09244 офи_м и 15-32-20417_мол-а-вед). Работа К.А.Иванова поддержана стипендией Президента РФ молодым ученым и аспирантам, осуществляющим перспективные научные исследования и разработки по приоритетным направлениям модернизации российской экономики, на 2017–2018 годы.

1. Чумаков А.И. *Действие космической радиации на ИС* (М.: Радио и связь, 2004).
2. Mangere R. *SEE radiation hardness confirmation procedure of electronic components and systems in Europe/USA, RADECS 2015* (Moscow, 2015).
3. Ecoffet R. *Spacecraft Anomalies Associated with Radiation, RADECS 2013* (Oxford, GB, 2013).
4. Чумаков А.И. *Микроэлектроника*, **40** (3), 163 (2011).
5. Fouillat P., Pouget V., McMorrow D., Darracq F., Buchner S., Lewis D., in *Radiation Effects Embedded Systems* (Amsterdam: Springer, 2007, pp 121–141).
6. Hidding B., Koningstein T., Willi O., Rosenzweig J.B., Nakajima K., Pretzler G. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A*, **636** (1), 31 (2011).
7. Koningstein T., Karger O., Pretzler G., Rosenzweig J.B., Hidding B., *J. Plasma Phys.*, **78** (4), 383 (2012).
8. Цымбалов И.Н., Иванов К.А., Волков Р.В., Савельев А.Б., Новиков Л.С., Галанина Л.И., Чирская Н.П., Быченков В.Ю., Чумаков А.И. *Физика и химия обработки материалов*, № 1–2, 25 (2016).
9. Ivanov K.A., Brantov A.V., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Gozhev D.A., Volkov R.V., Ionin A.A., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Laser Phys. Lett.*, **12** (4), 046005 (2015).
10. Шуляпов С.А., Мордвинцев И.М., Иванов К.А., Волков Р.В., Зарубин П.И., Амброзова И., Турек К., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **46** (5), 432 (2016) [*Quantum Electron.*, **46** (5), 432 (2016)].
11. Shulyapov S.A., Ivanov K.A., Tsybmalov I.N., Krestovskikh D.A., Savel'ev A.B., Ksenofontov P.A., Brantov A.V., Bychenkov V.Yu. *J. Phys.: Conf. Series*, **653** (3), 012007 (2015).
12. Ledingham K.W.D., Galster W. *New J. Phys.*, **12**, 045005 (2010).
13. Маврицкий О.Б., Чумаков А.И., Егоров А.Н., Печенкин А.А., Никифоров А.Ю. *ИТЭ*, № 5, 5 (2016).
14. Chumakov A.I., Pechenkin A.A., Savchenkov D.V., Tararaksin A.S., Vasil'ev A.L., Yanenko A.V. *Proc. 12th European Conf. on Radiation and its Effects on Components and Systems, RADECS 2011* (Sevillia, Spain, 2011, pp 449–453).
15. Gibbon P., Forster R. *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **38**, 769 (1996).
16. Ivanov K.A., Uryupina D.S., Volkov R.V., Shkurinov A.P., Ozheredov I.A., Paskhalov A.A., Eremin N.V., Savel'ev A.B. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., A*, **653**, 58 (2011).
17. Giulietti D., Gizzi L.A. *La Rivista del Nuovo Cimento*, **21**, 1 (1998).
18. Bochkarev S.G., Golovin G.V., Uryupina D.S., Shulyapov S.A., Andriyash A.V., Bychenkov V.Yu., Savel'ev A.B. *Phys. Plasmas*, **19** (10), 103101 (2012).
19. Чумаков А.И., Никифоров А.Ю., Телец В.А. и др. *Радиационная стойкость изделий ЭКБ* (М.: НИЯУ МИФИ, 2015).
20. Böhlen T.T., Cerutti F., Chin M.P.W., Fasso A., Ferrari A., Ortega P.G., Mairani A., Sala P.R., Smirnov G., Vlachoudis V. *Nuclear Data Sheets*, **120**, 211 (2014).
21. <http://slac.stanford.edu/pubs/slacreports/reports16/slac-r-773.pdf>.
22. <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.