

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова
Физический факультет
Кафедра физики космоса

на правах рукописи

**Чирская
Наталья Павловна**

**Математическое моделирование взаимодействия космических излучений с
гетерогенными микроструктурами**

Специальность:

01.04.20 – физика пучков заряженных частиц и ускорительная техника

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

диссертация на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физико-математических наук,
профессор
Новиков Л.С.

Москва, 2014 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Методы математического моделирования радиационных воздействий.....	13
1.1. Радиационная обстановка в околоземном пространстве	13
1.2. Общие принципы математического моделирования радиационных воздействий.....	15
1.3. Лучевые модели	17
1.4. Стохастические модели	21
1.4.1. Комплекс GEANT	21
1.4.2. MULASSIS	26
1.4.3. SRIM.....	26
1.5. Сравнение лучевых моделей и моделей, основанных на методе Монте- Карло	27
1.6. Особенности применения комплекса GEANT	30
1.6.1. Специфика построения геометрии.....	30
1.6.2. Проблемы точности	31
1.6.3. Электрическое поле	33
1.6.4. Радиационная проводимость.....	36
1.7. Современное состояние исследований	38
1.7.1. Расчетные оценки радиационных условий внутри КА.....	38
1.7.2. Детекторы излучений	40
1.7.3. Микро- и нанодозиметрия	43
1.7.4. Взаимодействие излучений с композитными материалами	45
1.8. Обобщенная схема моделирования радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА.....	47
Выводы к разделу 1	50
2. Моделирование воздействий электронов и протонов радиационных поясов Земли на материалы радиационной защиты	52
2.1. Постановка задачи	52
2.2. Композитные материалы.....	54
2.2.1. Однородные композиты.....	54
2.2.2. Роль структуры композита	56
2.3. Многослойные материалы	58
2.3.1. Взаимодействие излучений с двухслойными экранами	58
2.3.1. Анализ эффективности многослойных экранов	65
2.4. Сотовые структуры	69
2.4.1. Модель сотовой панели	69
2.4.2. Влияния конфигурации сотовой панели на ее радиационно-защитные свойства.....	69
2.4.3. Спектральные и угловые характеристики проходящего через сотовые панели излучения	72
Выводы к разделу 2	76
3. Моделирование процессов объемного заряжения многослойных структур космических аппаратов	77
3.1. Постановка задачи	77

3.2. Формирование зарядов в трехслойной цилиндрической системе	78
3.3. Объемное заряджение многослойного элемента кабельной сети.....	81
3.4. Условия возникновения электрического пробоя в диэлектриках	84
Выводы к разделу 3	89
4. Исследование характеристик детекторов космических излучений	90
4.1. Постановка задачи	90
4.2. Телескопические детекторы	90
4.3. Калориметрические детекторы	99
Выводы к разделу 4	105
5. Моделирование процессов разрушения полимерных микро- и нанокомпозитов потоком атомарного кислорода.....	106
5.1. Постановка задачи	106
5.2. Атомарный кислород в натуральных и лабораторных условиях	107
5.3. Расчетная математическая модель.....	108
5.4. Полимер с дефектом в защитном покрытии	112
5.5. Полимерные композиты	115
Выводы к разделу 5	119
Основные результаты	120
Список литературы	122

Введение

Актуальность работы. Воздействие на космические аппараты (КА) потоков электронов и ионов с энергиями выше $\sim 0,1$ МэВ, входящих в состав радиационных поясов Земли (РПЗ), солнечных космических лучей (СКЛ) и галактических космических лучей (ГКЛ), которые относят к основным составляющим ионизирующего излучения космического пространства, или космической радиации, является одной из главных причин возникновения отказов в работе бортового оборудования КА и уменьшения сроков активного существования аппаратов. На материалы и элементы оборудования, находящиеся на поверхности КА, значительное радиационное воздействие оказывают также электроны и ионы горячей магнитосферной плазмы с энергиями $\sim 1\text{--}100$ кэВ. Согласно имеющимся оценкам, воздействием космической радиации обусловлено от 30 до 50 % аномалий в работе бортового оборудования КА.

С развитием космической техники происходит усложнение бортового оборудования КА и насыщение его большим количеством элементов микроэлектроники с высокой степенью интеграции. Многие современные и перспективные КА проектируются в негерметичном исполнении, т.е. они лишены общего корпуса, защищающего внутренние отсеки с расположенным в них оборудованием от воздействия космической радиации. Важным современным направлением в развитии космической техники является создание малых КА разных классов, которые, как правило, также являются негерметичными. Все эти факторы приводят к увеличению чувствительности оборудования КА к радиационным воздействиям.

В то же время происходит повышение требований к срокам активного существования КА, которые могут устанавливаться на уровне 15–20 лет, и к надежности аппаратов.

В этих условиях важнейшую роль при проектировании КА, оценке радиационной стойкости бортового оборудования и прогнозировании сроков активного существования аппаратов начинает играть математическое моделирование воздействия различных компонентов космической радиации на

КА, позволяющее определять с высокой точностью значения поглощенных доз космической радиации в элементах оборудования и достаточно малых объемах материалов. Такой подход к оценке радиационных воздействий на КА все в большей степени заменяет широко использовавшуюся в недавнем прошлом методику расчетной оценки средних для КА значений поглощенной дозы за защитными экранами простой конфигурации.

Помимо микросхем с высокой степенью интеграции, при создании современных и перспективных КА в составе оборудования используется значительное количество разнообразных сенсоров и устройств, содержащих микроразмерные элементы, а в конструкции КА применяются новые полимерные композиты с нано- и микроразмерными наполнителями, многослойные тонкопленочные изделия и покрытия различного назначения, тонкостенные сотовые конструкции и другие новые материалы и элементы, радиационное воздействие на которые требуют детального изучения.

По мере усложнения оборудования и конструкции КА возникает необходимость доведения степени пространственной детализации расчета поглощенных доз до микронных и субмикронных масштабов.

Следует отметить, что точные расчеты с высоким пространственным разрешением необходимы не только при определении значений поглощенной дозы, но также при вычислении величин объемного электрического заряда, возникающего в диэлектрических материалах КА под действием ионизирующих излучений, и спектров линейной передачи энергии, используемых при анализе одиночных радиационных сбоев в элементах микроэлектроники.

Поэтому развитие методов математического моделирования взаимодействия космических излучений с неоднородными микроструктурами, присутствующими в элементах оборудования и конструкции КА, и проведение с использованием этих методов расчетов для реальных КА является весьма актуальным для анализа широкого круга проблем, связанных с радиационными воздействиями.

Важно подчеркнуть, что в настоящей работе такой анализ проводится с единых методических позиций с использованием универсального комплекса

методов и программных средств численного моделирования. Выбранный подход позволяет успешно решать и многие смежные задачи, связанные, например, с воздействием холодной ионосферной плазмы на полимеры и полимерные композиты.

Цели и задачи работы:

Целью диссертационной работы являлось исследование расчетно-теоретическими методами процессов взаимодействия космических корпускулярных излучений с энергиями $\sim 10^5 - 10^8$ эВ и частиц ионосферной плазмы с полимерными микрокомпозитами и многослойными тонкопленочными элементами конструкции и оборудования КА с последующей выработкой рекомендаций по повышению стойкости современных и перспективных КА к воздействию космических излучений.

Для достижения указанной цели в работе решены следующие задачи:

1. проведен сопоставительный анализ современных численных методов и программных средств, используемых при моделировании процессов взаимодействия излучений с материалами и неоднородными структурами, разработана и использована при выполнении настоящей работы обобщенная схема оптимальной организации такого моделирования применительно к материалам и элементам оборудования КА с учетом их структурных особенностей и специфики энергетических спектров и угловых распределений космических излучений, дана оценка максимально достижимого пространственного разрешения при проведении расчетов с помощью рассмотренных методов, произведены расчетные оценки влияния ядерных взаимодействий на процессы ослабления потоков заряженных частиц полимерными композитами и величины локальных поглощенных доз;

2. выполнено компьютерное моделирование воздействия частиц РПЗ на полимерные композиты с микро- и наноразмерными наполнителями и тонкослойные элементы конструкции и оборудования КА, исследованы процессы накопления поглощенной дозы и электрического заряда в новых материалах и элементах конструкции и оборудования КА, впервые получены данные о

радиационно-защитных свойствах ряда новых материалов и конструкционных элементов, показано, что применение полимерных композитов с наполнителями на основе легких элементов (H, B и др.) позволяет улучшить характеристики защитных экранов за счет снижения эффективности рождения вторичных нейтронов в веществе экранов;

3. в сопоставлении с экспериментальными данными проведено моделирование процессов разрушения полимерных микрокомпозитов частицами ионосферной плазмы, установлены зависимости потерь массы композитов от размера и пространственного распределения частиц наполнителя;

4. разработана и апробирована новая методика определения метрологических характеристик телескопических детектирующих систем, основанная на расчете истинных потерь энергии регистрируемых частиц в детекторах и промежуточных поглотителях;

5. разработаны рекомендации по оптимизации параметров радиационно-защитных экранов и тонкослойных элементов оборудования, повышению стойкости полимерных композитов к воздействию космической плазмы, устранению методических ошибок при лабораторных исследованиях многослойных систем на электронных ускорителях, повышению точности измерения потоков частиц РПЗ телескопическими детектирующими системами.

Новые научные результаты и положения, выдвигаемые для публичной защиты диссертации

1. Численными методами с использованием программных комплексов GEANT, SRIM/TRIM, MULASSIS и др. исследованы радиационно-защитные свойства различных по структуре и составу полимерных микрокомпозитов и многослойных экранов. Показано, что применение полимерных композитов с наполнителями на основе легких элементов (H, B и др.) позволяет существенно улучшить характеристики защитных экранов за счет снижения эффективности образования вторичных нейтронов в веществе экранов. Установлено, что степень ослабления потока ионизирующего излучения слоистыми структурами зависит от

последовательности расположения материалов с отличающимися физическими свойствами (Al, W), но при числе слоев более 4–6 она определяется усредненными параметрами вещества экрана.

2. Рассчитаны энергетические спектры и угловые распределения заряженных частиц, прошедших через сотовые элементы конструкции КА при изотропном падении потоков электронов РПЗ с распределенными энергетическими спектрами и для моноэнергетических пучков электронов. Установлена определяющая роль процессов многократного рассеяния электронов стенками сотовой структуры в ослаблении исходного электронного потока.

3. Обнаружено и исследовано явление формирования биполярных электрических слоев в тонких (толщина слоев ~ 100 мкм) многослойных структурах типа «металл-диэлектрик-металл», характерных, например, для кабельных сетей космических аппаратов. Показано, что этот эффект обусловлен возникновением δ -электронов в материалах под действием первичного пучка электронов с энергиями 1–10 МэВ.

4. Разработана и апробирована новая методика определения эффективности регистрации электронов радиационных поясов Земли телескопическими детектирующими системами на основании истинных потерь энергии электронов в детекторах. Показаны значительные преимущества предложенной методики расчета эффективности регистрации по сравнению с традиционно применяемой методикой расчетов с применением значений средних потерь энергии.

5. С использованием полученных в НИИЯФ МГУ экспериментальных данных построена количественная модель эрозии полимерных композитов под действием пучков атомов кислорода с энергиями 5–30 эВ при плотности потока $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и значениях флюенса $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-2}$. С помощью созданной модели показано, что при фиксированном количестве вещества наполнителя потери массы полимера снижаются с уменьшением диаметра частиц наполнителя.

Личный вклад автора в работы, вошедшие в диссертацию, является определяющим при выборе расчетных методов, выполнении работ по

программированию геометрии исследуемых структур, моделировании воздействия излучений и интерпретации полученных результатов.

Научная новизна работы

Впервые исследованы радиационно-защитные свойства современных сотовых элементов конструкции КА для случаев облучения их изотропными потоками электронов РПЗ с распределенными энергетическими спектрами и моноэнергетическими пучками электронов.

Разработана новая методика определения эффективности регистрации электронов РПЗ телескопическими детектирующими системами с использованием истинных потерь энергии электронов в детекторах, обладающая значительными преимуществами по сравнению с традиционно применяемой методикой расчетов на основании средних потерь энергии электронов.

Впервые обнаружено и исследовано явление формирования биполярных электрических слоев в тонких (толщина слоев ~ 100 мкм) многослойных структурах типа «металл-диэлектрик-металл», обусловленное возникновением δ -электронов в материалах под действием первичного пучка электронов с энергиями 1-10 МэВ.

На основании полученных в НИИЯФ МГУ экспериментальных данных построена количественная модель эрозии полимерных материалов под действием пучков атомов кислорода с энергиями 5–30 эВ при плотности потока $\sim 10^{15} - 10^{16}$ см⁻²с⁻¹ и значениях флюенса $10^{19} - 10^{21}$ см⁻². Созданная модель применена для исследования особенностей разрушения полимерных микрокомпозитов в зависимости от размера и распределения в матрице частиц наполнителя при разных углах падения атомов кислорода.

Научная и практическая значимость работы

В диссертации на основании сопоставительного анализа методов математического моделирования разработана обобщенная схема моделирования воздействий космической радиации на материалы и элементы оборудования КА с использованием современных алгоритмов и программных комплексов. Применение совокупности выбранных расчетных методов к сформулированным в

работе задачам позволило выработать ряд практических рекомендаций по оптимизации параметров радиационно-защитных экранов и тонкослойных элементов оборудования, повышению стойкости полимерных композитов к воздействию космической плазмы.

Результаты исследования обнаруженного явления формирования биполярных электрических слоев в многослойных структурах «металл-диэлектрик-металл» позволили значительно повысить точность определения условий возникновения электростатических разрядов в элементах кабельных сетей и другого оборудования КА, а также устранить методические ошибки при проведении лабораторных испытаний подобных структур на электронных ускорителях.

Разработанная методика определения эффективности регистрации электронов телескопическими детекторами позволила повысить точность лабораторной калибровки аппаратуры КА и достоверность интерпретации результатов измерений потоков электронов с помощью КА, функционирующих на низких и высоких околоземных орбитах.

Апробация работы

Основные результаты исследований докладывались на следующих международных и всероссийских конференциях:

- 21st Annual Student Conference «Week of doctoral student 2012», Prague, 2012;
- 12th International Symposium on Materials in the Space Environment, ESA-ESTEC, Noordwijk, 2012;
- International conference on Computational modelling of nanostructured materials (ICCMNM-2013), Frankfurt am Main, 2013.
- XI Российско-Китайском Симпозиуме с элементами научной школы для молодежи «Новые материалы и технологии», Санкт-Петербург, 2011
- XVIII, XIX Международных конференциях по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям (ESACCEL), Обнинск, 2010, 2012;
- 9-й Международной конференции «Взаимодействие излучений с твердым телом», Минск, 2011;

- XIX, XXI, XXII Международных конференциях «Радиационная физика твердого тела», Севастополь, 2009, 2011, 2012;
- 2-й Всероссийской научной школе для молодежи «Концентрированные потоки энергии в индустрии наносистем материалов и живых систем», Москва, 2009;
- 1-й и 2-й Всероссийских школах-семинарах студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», Москва, 2010, 2011;
- IX, X, XII-XIV Межвузовских научных школах молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», Москва, 2008, 2009, 2011 – 2013;
- IX Курчатовской молодежной научной школе, Москва, 2011.

Публикации

Материалы диссертационной работы опубликованы в 26 печатных работах, в том числе в 7 статьях в рецензируемых журналах, включенных в перечень ВАК, в 17 статьях в сборниках трудов конференций.

Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из Введения, 5 разделов и Заключения, изложена на 129 страницах и содержит 67 рисунков, 9 таблиц и 131 библиографическую ссылку.

Во **Введении** дано обоснование актуальности темы диссертационной работы, сформулированы ее основные задачи, показана научная новизна и практическая значимость результатов, представлена структура диссертации.

В **Разделе 1** описаны современные методы математического моделирования трехмерного пространственного распределения поглощенной дозы и внедренного электрического заряда в неоднородных структурах конструкции космических аппаратов, проведен их сопоставительный анализ, рассмотрены возможности использования комплекса GEANT для решения задач диссертационной работы.

В **Разделе 2** исследованы радиационно-защитные свойства новых композиционных материалов и сотовых панелей космических аппаратов при

воздействии на них потоков электронов и протонов. Рассмотрено влияние структуры и химического состава материалов на распределение в них поглощенной дозы и на параметры прошедшего через новые материалы ионизирующего излучения.

В **Разделе 3** представлены результаты исследований процессов накопления объемного электрического заряда и условий образования электростатических разрядов в тонкослойных структурах «металл-диэлектрик-металл», характерных для элементов кабельной сети КА, под воздействием электронов.

В **Разделе 4** описана разработанная методика расчета метрологических характеристик телескопических детекторов при регистрации электронов, показаны преимущества перед аналитическими методами расчета. Представлены результаты расчетов поправочных коэффициентов, предназначенных для корректировки результатов измерения поглощенной дозы калориметрическими детекторами.

В **Разделе 5** описана математическая модель эрозии полимерных композитов под действием потока атомарного кислорода. На основе экспериментальных данных определены численные параметры математической модели, представлены полученные с их использованием зависимости степени эрозии полимера от равномерности распределения защитного наполнителя в полимерном композите.

В **Заключении** сформулированы основные результаты и выводы диссертационной работы.

1. Методы математического моделирования радиационных воздействий

1.1. Радиационная обстановка в околоземном пространстве

В полете КА подвергаются воздействию различных неблагоприятных факторов космического пространства. Одним из наиболее опасных факторов, приводящих к повреждению или ухудшению свойств материалов, а также к сбоям в работе бортового оборудования, является космическая радиация [1–5].

За пределами магнитосферы главными факторами, оказывающими радиационное воздействие на КА, являются ГКЛ и СКЛ. Энергия частиц ГКЛ заключена в диапазоне $\sim 10^8 - 10^{20}$ эВ, СКЛ – в диапазоне $\sim 10^6 - 10^{10}$ эВ. Внутри магнитосферы основным фактором, оказывающим радиационное воздействие на КА, являются частицы РПЗ – захваченные геомагнитным полем электроны, протоны и более тяжелые ионы, первичными источниками которых являются плазма солнечного ветра, ионизованные частицы верхней атмосферы (ионосферы) и частицы альбедо. Характерные значения энергии электронов и протонов РПЗ лежат в диапазоне $\sim 10^5 - 10^8$ эВ [6]. В настоящее время при проведении различных расчетов для описания потоков заряженных частиц РПЗ используются главным образом международные справочные модели AE8 и AP8, первая из которых предназначена для описания потоков электронов, а вторая – потоков протонов [7,8]. Обе модели построены на основании в некоторой степени устаревших экспериментальных данных, и не описывают достаточно короткопериодические (на протяжении нескольких суток и даже месяцев) вариации потоков частиц РПЗ, связанные с изменениями солнечной и геомагнитной активности. При расчете внедренных электрических зарядов используются полученные для различных орбит энергетические спектры электронов РПЗ для «наихудшего случая» [9].

На менее высоких орбитах существенным становится воздействие горячей магнитосферной плазмы с энергиями $\sim 10^2 - 10^5$ эВ. В магнитосфере Земли горячая плазма присутствует в основном в плазменном слое на высотах порядка нескольких десятков тысяч километров. На высоких широтах в области

авроральной радиации электроны горячей магнитосферной плазмы с энергиями $\sim 1\text{--}50$ кэВ могут проникать в нижние слои ионосферы. Воздействие частиц горячей магнитосферной плазмы на КА проявляется, прежде всего, в электризации поверхностей КА и накоплении электрического заряда в приповерхностных слоях материалов толщиной $\sim 10\text{--}100$ мкм [10]. Усредненные параметры потоков частиц космической радиации представлены в таблице 1.1 [11].

На низких околоземных орбитах преобладающим является воздействие холодной ионосферной плазмы. На высотах примерно от 200 до 800 км в составе ионосферной плазмы преобладают ионы O^+ [12]. Температура ионосферной плазмы составляет $\sim 10^3$ К, что соответствует кинетической энергии $\sim 0,1$ эВ. С учетом орбитальной скорости движения КА энергия налетающих на аппарат ионов кислорода возрастает до ~ 5 эВ. Таким образом, высокая химическая активность атомарного кислорода (АК) усиливается энергией столкновения с КА, что приводит к интенсивному распылению материалов с поверхности. В результате воздействия АК на материалы могут также значительно изменяться их оптические, механические и электрофизические свойства. Наиболее сильно химическому распылению АК подвержены полимерные материалы [13,14].

Таблица 1.1. – Усредненные параметры потоков частиц космической радиации [11]

Вид корпускулярного излучения	Состав	Энергия частиц, эВ	Плотность потока, $\text{м}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$
ГКЛ	протоны ядра гелия более тяжелые ядра	$10^8\text{--}10^{23}$ (для всех групп ядер)	$1,5\cdot 10^4$ $1,0\cdot 10^3$ $1,2\cdot 10^1$
СКЛ	протоны	$10^6\text{--}10^{10}$	$10^7\text{--}10^8$
РПЗ	протоны электроны	$\sim 10^5\text{--}10^8$	$2\cdot 10^8\text{--}3\cdot 10^{11}$ $10^{10}\text{--}10^{12}$
Горячая магнитосферная плазма	протоны электроны	$\sim 10^2\text{--}10^5$	$10^{11}\text{--}10^{14}$

Эффекты, оказывающие негативное влияние на материалы и элементы оборудования КА при воздействии космической радиации, можно разделить на два класса: эффекты, обусловленные суммарной поглощенной дозой радиации и эффекты, обусловленные мощностью поглощенной дозы [15]. Дозовые эффекты проявляются в постепенной деградации материалов, в первую очередь полупроводниковых и диэлектрических. К эффектам, обусловленным мощностью дозы, также можно отнести эффекты от попадания в элемент оборудования одиночных заряженных частиц. Наличие одиночного сбоя определяется линейными потерями энергии (ЛПЭ) частицы в объеме чувствительного элемента. В рамках данной работы специальное рассмотрение одиночных сбоев не проводится, однако используемые расчетные методы позволяют вычислять спектры ЛПЭ и исследовать эффекты воздействия одиночных частиц.

Помимо дозовых эффектов существует и другой механизм воздействия космической радиации, связанный с накоплением объемного заряда в диэлектрических элементах конструкции КА. Накопление объемного электрического заряда в диэлектрических конструкциях КА и, следовательно, электрический пробой диэлектрика могут стать причиной сбоя электроники КА, нарушения передачи сигналов и т.д.

1.2. Общие принципы математического моделирования радиационных воздействий

Существуют две основные группы математических моделей для решения задач, связанных с расчетом трехмерного пространственного распределения поглощенной дозы и внедренного электрического заряда в неоднородных структурах конструкции КА. В большинстве случаев геометрическая модель КА представляет собой совокупность блоков, некоторые из которых вложены в другие. Расчет проводится для выбранного элементарного объема, расположенного внутри модели КА.

К первой группе математических методов относятся модели, в которых расчет величины поглощенной дозы или внедренного электрического заряда в

любой точке внутри КА основывается на вычислении эквивалентной толщины защитного экрана для этой точки. При проведении расчетов поверхность окружающей модель КА сферы разбивается на элементарные площадки, из которых строятся лучи в направлении выбранной расчетной точки. Далее вычисляются толщины защитных экранов по каждому лучу с учетом конфигурации пересекаемых им элементов конструкции КА и физических свойств материалов этих элементов. К этой группе относятся такие программы, как разработанная в НИИЯФ МГУ компьютерная модель RDOSE [16], созданная в ГKB «Южное» модель LOCAL [17], программные коды HZETRN [18] и UPROP [19] и др. Последние два представителя группы лучевых методов предназначены для моделирования воздействия частиц СКЛ и ГКЛ.

Вторая группа методов включает модели, базирующиеся на методах численного моделирования. Обычно в таких моделях используется различные варианты статистического метода Монте-Карло. Методом Монте-Карло называются численные методы решения математических задач при помощи моделирования случайных величин [20]. В случае применения этого метода к моделированию процессов взаимодействия излучения с веществом, с помощью генератора случайных чисел происходит розыгрыш параметров процессов взаимодействия. В начале каждого события задаются или разыгрываются стартовая точка, начальная энергия и три компоненты импульса частицы.

Длина свободного пробега частицы разыгрывается на основе известных сечений взаимодействия частицы с атомами вещества:

$$\lambda(E) \equiv \frac{1}{\Sigma(E)} = \frac{1}{\Sigma_{elm} [n_{elm} \sigma(Z_{elm}, E)]}, \quad (1.1)$$

где $\sigma(Z_{elm}, E)$ – полное сечение взаимодействия для одного атома, Σ_{elm} – суммарное сечение взаимодействия для всех атомов вещества. Затем находится точка, в которой частица оказывается после свободного пробега, и вычисляются потери энергии частицы в данном объеме. На основе соотношения сечений возможных реакций разыгрываются энергии всех продуктов реакции и направления, под которыми они вылетают. Аналогичным образом происходит расчет для

вторичных частиц и следующих событий.

К моделям этой группы относятся разработанный в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) пакет компьютерных программ GEANT [21,22], MULASSIS [23], программный код FLUKA [24,25] а также пакет TIGER [26], разработанный в Sandia National Laboratories, США, и предназначенный для моделирования электронно-фотонных каскадов в материалах в диапазоне энергий от 1 кэВ до 1ГэВ.

Подход, реализованный в лучевых моделях, предназначен прежде всего для инженерных расчетов. Для проведения более подробных расчетов и получения дополнительной информации, например, данных об изменении характеристик излучения при прохождении через объем модели, необходимо использовать метод Монте-Карло.

1.3. Лучевые модели

В качестве примера моделей первой группы рассмотрим более подробно созданную в НИИЯФ МГУ компьютерную модель RDOSE, предназначенную для проведения инженерных расчетов пространственного распределения поглощенной дозы и внедренного электрического заряда в материалах и элементах конструкции реальных КА [27]. Для проведения расчетов с помощью программы RDOSE должна быть создана геометрическая модель КА, отражающая особенности его конструкции и физические свойства материалов. Модель КА представляет собой совокупность базовых геометрических элементов, таких как цилиндр, сфера, конус, плоскость и т.д., объединенных в иерархическую структуру. Для каждого элемента КА задаются тип материала и его физические характеристики.

Принципы расчета с помощью модели RDOSE показаны на рисунке 1.1а [27]. Вокруг модели КА строится сфера с равномерной сеткой точек, из которых на КА падают потоки частиц. На элементарных площадках окружающей сферы задаются энергетические спектры падающих заряженных частиц. Из каждой точки в центре элементарной площадки dS в направлении точки расчета испускается луч, по пути которого вычисляется эквивалентная толщина защиты D_i .

Вычисление суммарной дозы в рассматриваемой точке производится путем интегрирования по поверхности окружающей сферы. Для вычисления величины суммарной дозы используются предварительно рассчитанные с помощью программы SHIELDOSE [28] таблицы зависимости ослабления дозы от толщины защитного экрана.

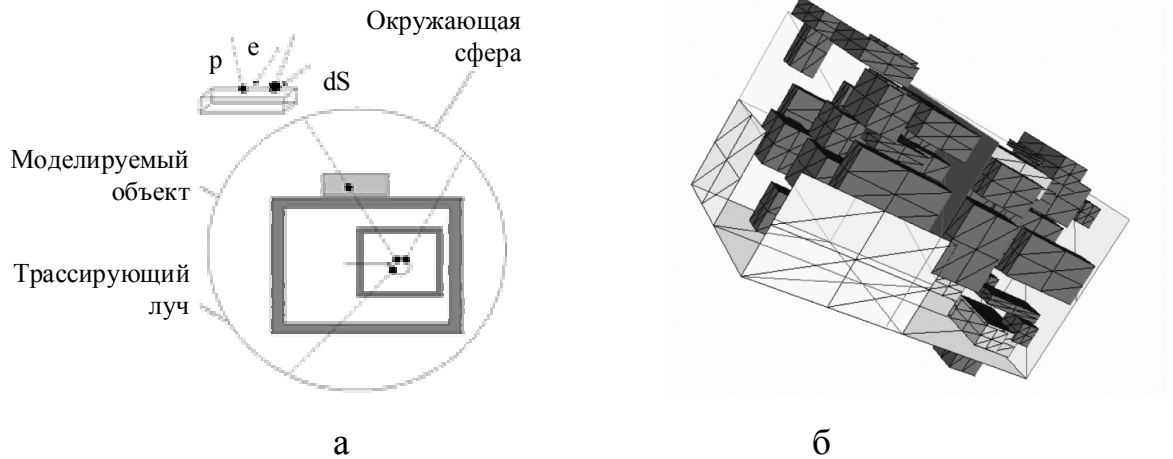
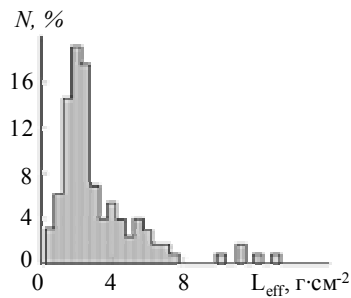


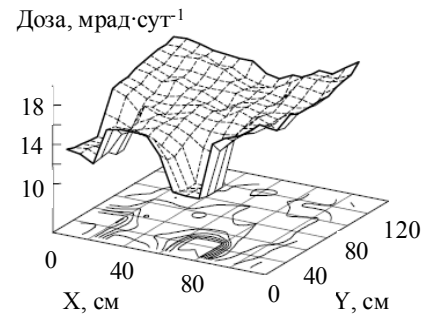
Рисунок 1.1: а – схема расчета с помощью RDOSE; б – геометрическая модель фрагмента КА [27]

На рисунке 1.1б показана модель фрагмента КА, отражающая особенности его конфигурации, расположение элементов конструкции и блоков оборудования.

Для проведения расчетов необходимо оценить вариации величины эквивалентной толщины защиты для разных лучей, проведенных к рассматриваемой точке от сферической поверхности. Результаты расчетов для некоторой точки, выбранной внутри модуля, представлены на рисунке 1.2а. Гистограмма на этом рисунке показывает относительное значение (в процентах) числа лучей N , соответствующих определенным значениям толщины эквивалентной защиты L_{eff} . Видно, что типичные толщины защитных экранов составляют $\sim 2 \text{ г}\cdot\text{см}^{-2}$. Результаты расчета распределения поглощенной дозы внутри модуля КА (рисунок 1.1б) с помощью программы RDOSE показаны на рисунке 1.2б. В нижней части рисунка показаны изолинии величины дозы.



а



б

Рисунок 1.2: а – распределение толщины эквивалентной защиты по лучам; б – распределение суточной поглощенной дозы космической радиации в выбранном сечении внутри модели фрагмента КА (рисунок 1.16) [27]

В программе SSAT (Sector Shielding Analysis Tool) [29] проекта SPENVIS [30] лучевой метод расчета поглощенных доз реализован с использованием метода Монте-Карло и библиотек комплекса GEANT4. Как и в программе RDOSE, на первом этапе проводится расчет эквивалентных толщин защиты, однако в роли трассирующих лучей выступают частицы «geantino» – модельные частицы программы GEANT4, не взаимодействующие с веществом. Источник частиц помещается в точку, где необходимо провести расчет дозы. Затем модельные частицы испускаются из расчетной точки в направлении подверженного облучению сектора модели, размер которого задается пользователем. В результате расчета пользователь получает угловые распределения средних толщин защиты. Полученные распределения эквивалентных толщин защиты затем используются для расчета дозы излучения за экраном с помощью программы SHIELDOSE. Еще одно отличие от RDOSE, в которой также используются таблицы ослабления дозы из SHIELDOSE, заключается в методе задания геометрической модели. В SSAT отсутствует универсальный пользовательский интерфейс – геометрическая модель исследуемой структуры задается с помощью стандартных инструментов проекта SPENVIS или описывается программным кодом GEANT4. В первом случае модель может быть построена лишь из ограниченного количества стандартных геометрических элементов (куб, сфера и др.). При создании геометрической модели с помощью кода GEANT4 она может содержать любое количество элементов, однако процедура написания кода требует более высокой

квалификации пользователя.

Лучевые модели переноса ионов и нейтронов в веществе основаны на численном решении уравнений транспорта частиц в веществе. При этом для фиксированных входных данных выдается уникальный и предопределённый результат. К таким программным кодам относятся HZETRN (High Z and Energy TRaNsport) [31], созданный в NASA, и UPROP (Universal Heavy-Ion Propagation Code, Severn Communications Corporation, 1989), разработанный в Военно-морской исследовательской лаборатории США. Эти программы предназначены для моделирования процессов взаимодействия нейтронов, протонов и более тяжелых ионов СКЛ и ГКЛ с веществом.

Программный код HZETRN [31–34] включает в себя моделирование взаимодействия и транспорта ионов от протонов до никеля, а также нейтронов. В последней версии HZETRN добавлен транспорт фотонов, лептонов и мезонов. В программе используется приближение «прямо-вперед» для процесса ядерной фрагментации, т.е. предполагается, что фрагменты ядер не меняют направление своего движения по отношению к изначальному направлению движения ядра. Для трехмерных радиационных полей и геометрии с помощью алгоритма трассировки лучей в этой модели может быть использован одномерный транспорт. В этом алгоритме происходит расчет распределения длин пробега (и материального состава) по большому числу лучей в полном телесном угле, а затем объединение соответствующих результатов одномерного расчета по каждому лучу. В последних версиях HZETRN рассмотрение нейтронов [32–34] выходит за пределы приближения «прямо-вперед», поскольку содержит прямые и обратные сечения образования нейтронов. Таким образом, последние версии дают возможность моделировать обратное рассеяние нейтронов.

Программный код UPROP также является лучевой моделью транспорта космического излучения, использующей приближение «прямо вперед» для процесса ядерной фрагментации [35]. При расчете с помощью данной программы проводится численное решение одномерного уравнения движения в предположении, что все фрагменты сохраняют такое же направление и энергию

на нуклон, как и первичное ядро-снаряд. Модель не включает образование или распространение нейтронов, лептонов и мезонов. Код UPROP уступает другим программным кодам в точности моделирования и не нашел широкого применения.

1.4. Стохастические модели

1.4.1. Комплекс GEANT

Метод Монте-Карло, основные положения которого описаны выше, применяется в программном комплексе GEANT. Изначально комплекс GEANT был создан для решения фундаментальных задач в области физики высоких энергий. Однако сейчас он активно используется и в других областях: для решения задач медицины, биологии, астрофизики, радиационной защиты, а также для анализа воздействия космических излучений на элементы оборудования и материалы КА.

В настоящее время существует две версии комплекса GEANT, имеющих в основе общие физические модели и алгоритмы: GEANT3 [21] и GEANT4 [22]. Программный комплекс GEANT4, созданный на основе языка C++ с использованием методов объектно-ориентированного программирования, в настоящее время применяется для моделирования большинством специалистов. Однако продолжает использоваться и его предшественник, GEANT3, написанный на языке FORTRAN и имеющий несколько меньшие возможности по сравнению с GEANT4.

Развитой аппарат описания геометрии позволяет на базе простых элементов создавать сложные модели трехмерных объектов в широком диапазоне масштабов. Материалы, из которых состоят модели, могут быть простыми веществами с атомными номерами $Z = 1 - 100$ или составными материалами, описываемыми как смесь атомов. При этом в расчетах прохождения через материал первичных и вторичных частиц используются среднее для сложного материала зарядовое число и плотность.

Комплекс GEANT позволяет рассматривать взаимодействия с веществом

элементарных частиц в диапазоне энергий, практически важном для задач взаимодействия космической радиации с КА. Полный диапазон энергий, доступный для расчетов в GEANT4 – от 250 эВ до 10 ТэВ. При моделировании прохождения первичных и вторичных частиц в этой программе учитываются непрерывные ионизационные потери заряженных частиц, процессы упругого и неупругого рассеяния заряженных частиц на атомах, ионизации атомов с образованием вторичных электронов, рождения фотонов, прохождения и поглощения тормозного излучения, сильного взаимодействия адронов с ядрами. GEANT позволяет проводить расчеты для излучений с любыми энергетическими спектрами и угловыми распределениями.

Перечисленные процессы электромагнитного взаимодействия описываются хорошо известными соотношениями, наиболее важными из которых являются формулы Бете-Блоха. Для ионизационных потерь ионов частиц формула имеет вид [36]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4}{m_e} \frac{z^2}{v^2} n_{el} Z \left[\ln \left(\frac{2m_e v^2}{I^2(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (1.2)$$

где m_e – масса электрона, n_{el} – плотность электронов в материале, I – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, Z – атомный номер материала, z – заряд частицы в единицах заряда электрона, v – скорость частицы, $\beta = v/c$, члены δ и U учитывают эффекты плотности и связанности электронов К- и L-оболочек. Ионизационные потери электронов задаются формулой:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_e = \frac{2\pi e^4}{m_e v^2} n_{el} \left[\ln \frac{m_e v^2 T_e}{2I^2(1-\beta^2)} - \ln 2(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) - 1 + \beta^2 + \frac{1}{8} \left(1 - \sqrt{1-\beta^2} \right)^2 \right], \quad (1.3)$$

где T_e – релятивистская кинетическая энергия электрона. При энергиях протонов ниже 2 МэВ точность формулы Бете-Блоха значительно снижается, поэтому для расчетов в этом диапазоне энергий в GEANT4 используются параметрические модели, построенные на основе экспериментальных данных.

Для протонов и ионов с энергиями выше 10 МэВ/нуклон, входящих в состав РПЗ, СКЛ и ГКЛ, необходимо учитывать также ядерные процессы

взаимодействия. Полное сечение ядерной реакции (σ_T) складывается из сечения неупругих каналов реакции (σ_R) и сечения упругого рассеяния (σ_{el}) [37]:

$$\sigma_T = \sigma_R + \sigma_{el} \quad (1.4)$$

В случае, когда налетающими частицами являются протоны, преобладающими каналами ядерных реакций являются процессы упругого и неупругого рассеяния с образованием легких ядер: (p,p'), (p,n), (p,d), (p, α). Механизм ядерной реакции не описывается в рамках единственной модели, а является совокупностью моделей прямых ядерных реакций, процессов с образованием составного ядра, предравновесных процессов и др. [38].

В комплексе GEANT4 сечения упругого рассеяния адронов на ядрах при энергиях выше 1 ГэВ рассчитываются с помощью модели Глаубера. Сечения упругого рассеяния протонов на протонах и нейтронах с энергиями 10–1200 МэВ вычисляются с помощью дифференциальных сечений из базы экспериментальных данных SAID (Scattering Analysis Interactive Dialin).

Неупругое взаимодействие протонов и нейтронов с ядрами вещества в диапазоне энергий до ~ 10 ГэВ описывается в рамках моделей внутриядерных каскадов. В программе GEANT4 существует два варианта каскадных моделей: внутриядерный каскад Bertini [39] и бинарный каскад [37]. Обе модели описывают взаимодействие налетающей частицы с одним из нуклонов ядра-мишени. После завершения каскадной части взаимодействия включаются модель предравновесных процессов, модель фрагментации ядра, испарительная модель и модель снятия возбуждения [37].

Для расчета сечения неупругого ядерного взаимодействия легких ионов с энергиями от ~ 10 МэВ/нуклон используется модифицированная формула Трипати (Tripathi) [37]:

$$\sigma_R = \pi r_0^2 [A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + \delta_E]^2 (1 - R_C \frac{B}{E_{CM}}) X_m, \quad (1.5)$$

здесь A_t и A_p – массовые числа ядра-мишени и налетающей частицы, $r_0 = 1,1$ фм, параметр B учитывает кулоновский барьер:

$$B = \frac{1,44Z_t Z_p}{R}, \quad (1.6)$$

$$R = r_p + r_t + \frac{1,2(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{E_{CM}^{1/3}}, \quad (1.7)$$

где Z_t и Z_p – зарядовые числа ядра мишени и налетающей частицы, r_p, r_t – радиусы эквивалентных сфер налетающей частицы и ядра мишени, E_{CM} – энергия центра масс системы; R_{CM} – кулоновский коэффициент коррекции для легких ядер. δ_E описывает зависимость сечения от энергии при энергиях налетающей частицы выше 100 МэВ/нуклон:

$$\delta_E = 1,85S + (0,16S / E_{CM}^{1/3}) - C_{KE} + [0,91(A_t - 2Z_t)Z_p / (A_p A_t)], \quad (1.8)$$

параметр C_{KE} описывает зависимость прозрачности ядра от энергии налетающей частицы, а S – параметр массовой асимметрии

$$S = \frac{A_p^{1/3} A_t^{1/3}}{A_p^{1/3} + A_t^{1/3}}. \quad (1.9)$$

$$X_m = 1 - X_1 \exp\left(-\frac{E}{X_1 S_L}\right), \quad (1.10)$$

где:

$$X_1 = 2,83 - (3,1 \times 10^{-2})A_T + (1,7 \times 10^{-4})A_T^2, \quad (1.11)$$

$$S_L = 1,2 + 1,6 \left[1 - \exp\left(-\frac{E}{15}\right) \right]. \quad (1.12)$$

Для сечения неупругой реакции при воздействии на мишень тяжелых ионов с энергией выше 10 МэВ/нуклон наиболее точна параметрическая формула Шена (Shen) [37]:

$$\sigma_R = 10\pi R^2 \left[1 - \frac{B}{E_{CM}} \right]. \quad (1.13)$$

Радиус взаимодействия R задается соотношением:

$$R = r_0 [A_t^{1/3} + A_p^{1/3} + 1,85 \frac{A_t^{1/3} A_p^{1/3}}{A_t^{1/3} + A_p^{1/3}} - C] + \alpha \frac{5(A_t - Z_t)Z_p}{A_p A_r} + \beta E_{CM}^{-1/3} \frac{A_t^{1/3} A_p^{1/3}}{A_t^{1/3} + A_p^{1/3}}, \quad (1.14)$$

где $\alpha = 1$ фм, $\beta = 0,176$ МэВ^{-1/3}·фм, $r_0 = 1,1$ фм, параметр C учитывает зависимость прозрачности ядра-мишени от энергии налетающей частицы. Параметр B описывает кулоновский барьер нуклон-нуклонного взаимодействия:

$$B = \frac{1,44Z_t Z_p}{r} - b \frac{R_t R_p}{R_t + R_p} (\text{МэВ}), \quad (1.15)$$

$$r = R_t + R_p + 3,2\phi m, \quad (1.16)$$

$$R_i = 1,12A_i^{1/3} + 0,94A_i^{-1/3} (i = t, p). \quad (1.17)$$

Модели Трипати и Шена могут использоваться и при энергиях ниже 10 МэВ/нуклон, однако их точность в этом случае значительно снижается. Следует подчеркнуть, что для ионов с энергиями в диапазоне ~0,1–10 МэВ основную роль при прохождении через вещество играют электромагнитные процессы взаимодействия. Проведенные в рамках данной работы с помощью программного комплекса GEANT4 оценочные расчеты показали, что при полном поглощении пучка протонов в мишени из алюминия энергия нейтронов и ядер отдачи, образовавшихся в результате ядерной реакции, составляет ~1,5% от полного потока энергии при исходной энергии протонов 50 МэВ и ~0,12% при исходной энергии протонов 10 МэВ. Для мишени из полиэтилена эти величины составляют ~1,2% и ~0,06% соответственно. При увеличении энергии налетающих протонов до 100 МэВ энергия образовавшихся нейтронов и ядер отдачи составляет ~4,5% от полного потока энергии для мишени из алюминия и ~4,4% для мишени из полиэтилена. Несмотря на малый вклад ядерных взаимодействий в ослабление пучка протонов необходимо отметить, что они могут играть весьма важную роль в процессах, определяемой величиной локального энерговыделения в материале мишени, например, в возникновении одиночных сбоев в элементах микроэлектроники [40].

При энергиях выше 30 МэВ/нуклон для вычисления сечений неупругого ядерного взаимодействия также может использоваться параметрическая формула Кокса (Кох), а при энергиях выше 100 МэВ/нуклон – формула Сихвера (Sihver) [37].

Ограничения применения комплекса GEANT связаны с принципиальным отсутствием алгоритмов описания процессов диффузии и взаимодействия между молекулами и атомами среды, имеющих большое значение в задачах моделирования радиационного воздействия на микро и наноструктуры. Более

подробно особенности применения программного комплекса GEANT к решению различных задач будут описаны в разделе 1.6.

1.4.2. MULASSIS

Еще одним представителем группы стохастических моделей является MULASSIS (Multi-Layered Shielding Simulation Software) [23]. MULASSIS – программа, созданная на основе GEANT4 для анализа дозы и потока излучения при использовании радиационных экранов. Программный код разработан в рамках онлайн-проекта SPENVIS [30] Европейского космического агентства и создавался в качестве инструмента для инженерных работников, не владеющих комплексом GEANT4. Таким образом, MULASSIS достаточно прост в использовании, однако его возможности сильно ограничены по сравнению с GEANT4.

Пользователь может создавать плоские или сферические многослойные (до 26 слоев) экраны из различных материалов, выбирая их химический состав и плотность. Моделируемое излучение может быть любым, используемым в GEANT4, что включает в себя электроны, протоны, нейтроны, фотоны и ионы. Пользователь может задавать угловое распределение и спектр потока излучения. Кроме того, при использовании MULASSIS в системе проекта SPENVIS могут быть использованы радиационные спектры, созданные другими приложениями проекта. В качестве выходных данных могут быть получены распределения потока, ионизационной дозы, полных и неионизационных потерь энергии по слоям модели, а также некоторые другие характеристики. Результаты расчетов выводятся в виде текстовых файлов или гистограмм.

1.4.3. SRIM

Комплекс SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter) [41] – группа программ, предназначенных для моделирования движения ионов с энергией от 10 эВ до 2 ГэВ/нуклон в веществе с помощью квантово-механического рассмотрения ионно-атомных столкновений (движущийся атом называется «ионом», а все

атомы мишени – «атомами»). Расчеты можно проводить только для плоских многослойных экранов (до 8 слоев) из различных материалов. Вычисления являются очень эффективными благодаря использованию статистических алгоритмов, в которых ионы могут совершать «прыжки» между расчетными столкновениями. Затем происходит усреднение результатов столкновения за прошедший промежуток. Во время столкновений ионы и атомы испытывают экранированные кулоновские столкновения, включая обменные и корреляционные взаимодействия между перекрывающимися электронными оболочками. Ион может испытывать взаимодействие дальнего порядка, создающее электронные возбуждения и плазмоны в мишени. Эти процессы описываются с помощью коллективной электронной структуры мишени и структуры межатомных связей. Зарядовое состояние ионов внутри мишени описывается с помощью понятия «эффективного заряда», который включает в себя скорость, зависящую от заряда и экранирование дальнего порядка электронами мишени.

В результате моделирования могут быть получены пространственные распределения ионов и ядер отдачи, распределения ионизационных и полных потерь энергии, концентраций образовавшихся вакансий, генерированных фононов и др. SRIM часто используется для решения задач ядерной физики, однако небольшое количество доступных вариантов геометрии сильно ограничивает область его применения.

1.5. Сравнение лучевых моделей и моделей, основанных на методе Монте-Карло

В работе [42] проводилось детальное сравнение лучевых моделей (HZETRN и UPROP) с двумя программными кодами (FLUKA и GEANT4), основанными на использовании метода Монте-Карло, для решения задач расчета мощности поглощенной дозы и спектра излучения за защитными экранами. Авторами были рассмотрены две конфигурации защитного экрана (рисунок 1.3): плоский и сферический экраны из алюминия или полиэтилена. Плоский экран облучался

параллельным потоком излучения, сферический – изотропным потоком.



Рисунок 1.3. Две конфигурации защитного экрана и излучения: а – полубесконечный плоский экран при воздействии параллельного потока излучения; б – сферическая оболочка при воздействии изотропного потока излучения

Программный код FLUKA [24,25], относится к стохастическим моделям, активно используется в различных областях исследований, включая физику высоких энергий, экранирование ускорителей, задач адронной лучевой терапии и моделирования космического излучения. FLUKA включает в себя описание всех необходимых частиц для решения задач, связанных с космической радиацией: ионов, нейтронов, мезонов и лептонов, а также модели их рождения и взаимодействия. Как и в GEANT, в зависимости от типа решаемой задачи пользователь может подключать или отключать физические процессы. Программный код FLUKA предназначен для проведения расчетов для моделей сложной геометрии в диапазоне энергий от нескольких мегаэлектронвольт до 10^4 ТэВ, включает в себя описание магнитных полей.

Результаты сравнительных исследований [42], показывают, что величины дозы и спектры частиц, полученные в модели HZETRN, хорошо согласуются с результатами GEANT4 за исключением нейтронов (особенно нейтронов низких энергий). Величины эквивалентной дозы в HZETRN и GEANT4 достаточно близки, но в HZETRN значения эквивалентной дозы за защитой зачастую ниже, чем в GEANT4. Результаты UPROP часто значительно отличаются от результатов, полученных с помощью трех других транспортных кодов, что объясняется отсутствием описания процессов с участием нейтронов. Результаты программ FLUKA и GEANT4 сходны для описанных выше вариантов защиты.

Важно понимать, что даже такая структура, как полый сферический экран, в котором расположен детектор, является экраном сложной конфигурации. Два

варианта сферического экрана показаны на рисунке 1.4. В первом случае стенки экрана вплотную прилегают к детектору (рисунок 1.4а), во втором случае внутри сферического экрана располагается полость (рисунок 1.4б) и величина поглощенной дозы в детекторе зависит от его положения внутри полости. При изменении расстояния от центра сферы до детектора изменяются эквивалентные толщины защиты вдоль трассирующих лучей, что изменяет параметры экранирования.

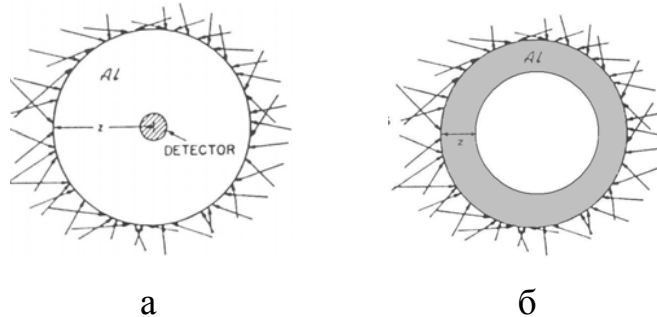


Рисунок 1.4. Схема расчета дозы излучения за сферическим экраном: а – детектор в центре сплошной сферы; б – детектор в полой сферической защите

Результаты расчетов с помощью программного комплекса GEANT4 показывают, что эквивалентная доза внутри сферической оболочки имеет максимальное значение в центре и минимальное значение вблизи внутренней поверхности оболочки (рисунок 1.5). Здесь R/R_0 – отношение расстояния от детектора до центра сферического экрана к его радиусу, D/D_0 – отношение поглощенной дозы в детекторе, находящемся на расстоянии R от центра экрана, к величине поглощенной дозы в детекторе, расположенном в центре сферического экрана. Таким образом, для определения дозовых нагрузок даже в таких простых моделях, как полый сферический экран, необходимо использовать расчетные методы, учитывающие особенности экранирования. Расчет с использованием лучевых моделей дает аналогичные результаты, однако требует гораздо меньшего вычислительного времени, поскольку в стохастических моделях в расчете участвует большое число частиц, не попадающих в детектор.

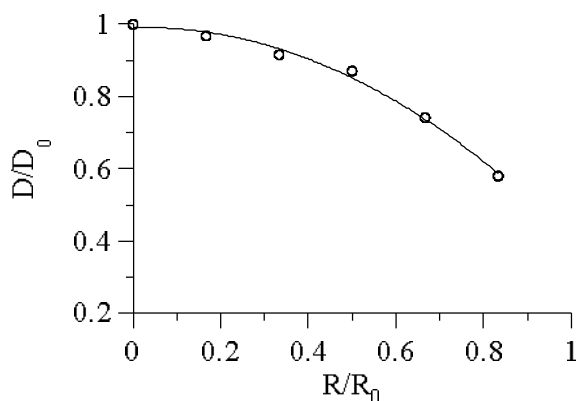


Рисунок 1.5. Изменение относительной поглощенной дозы по мере удаления детектора от центра сферического экрана при расчете с помощью GEANT4

Программный код Монте-Карло является трехмерным, поэтому с его помощью трехмерные задачи могут быть решены точно. Результат вычисления с применением лучевых программ обычно представляет собой усредненные по множеству событий значения величин, таких как поглощенная в детекторе доза, тогда как в программах, использующих метод Монте-Карло, могут быть получены параметры взаимодействия с моделью отдельных частиц. С другой стороны, для проведения расчетов с помощью стохастических методов в моделях сложной структуры необходимы значительные затраты вычислительного времени, поэтому гораздо более предпочтительным является использование лучевых методов расчета. Таким образом, эти лучевые и стохастические методы дополняют друг друга, поскольку лучевые модели гораздо быстрее, но результат вычисления методом Монте-Карло может быть более точным и подробным.

1.6. Особенности применения комплекса GEANT

1.6.1. Специфика построения геометрии

Геометрические блоки GEANT3 и GEANT4 позволяет создавать сложные модели из достаточно большого набора базовых элементов. Это могут быть как простые элементы (шар, параллелепипед, конус), так и более сложные: тор, скрученный параллелепипед и другие. Пользователь может создавать собственные геометрические тела, задавая параметры их поверхностей, в том числе сплайнами разных порядков и В-сплайнами. Нестандартные

геометрические формы могут быть созданы путем объединения простых пересекающихся объектов в общий объем или, наоборот, логическим исключением пересекающихся элементов из создаваемой модели. При создании расчетной модели все элементы геометрии объединяются в иерархическую структуру и помещаются в общий материнский объем [43].

В общем случае при решении задач, связанных с моделированием воздействия частиц космической радиации на КА, расчетная модель представляет собой защитный экран с помещенными внутрь него элементами оборудования, на который направляются потоки частиц космической радиации. В случае построения модели КА, в ее состав могут входить как крупные блоки, так и более мелкие детали, вплоть до отдельных электронных плат и микросхем. Для анализа радиационной стойкости подобных структур необходимо проводить расчеты с соответствующим уровнем детализации.

1.6.2. Проблемы точности

Точность результатов моделирования методом Монте-Карло определяется числом разыгранных событий (статистической точностью) и точностью физических моделей взаимодействия излучения с веществом.

В случае моделирования процессов взаимодействия в сложных геометриях, когда размеры чувствительной области (детектора) малы по сравнению с размерами самой модели, большое количество вычислительного времени тратится на расчет траекторий частиц, которые не дают вклада в выходные данные. По этой причине при использовании метода Монте-Карло требуется большое количество вычислительных ресурсов для получения требуемой точности. В GEANT4 содержится несколько инструментов для оптимизации расчетов и уменьшения времени счета [44]:

- 1) Энергетические и пространственные пороги обрезания. При достижении частицей пороговой энергии или уменьшении расчетного шага до порогового значения считается, что частица остановилась. В случае рождения вторичной частицы с энергией ниже пороговой, она также считается остановившейся и ее

движение в материале модели не просчитывается. Величина пространственного порога обрезания должна быть меньше характерных размеров геометрии модели, а энергетические пороги выбираются в соответствии с необходимой точностью рассчитываемых распределений.

2) Оптимизация геометрии. В случаях, когда расчетная модель состоит из большого числа элементов, скорость счета может значительно снижаться. Для увеличения скорости счета может быть использована параметризация – специальный инструмент для создания повторяющихся элементов геометрии. Также могут быть назначены специальные детектирующие (sensitive detector) объемы либо использованы воксели (voxel), что позволяет снизить объем проводимых для каждой частицы вычислений.

3) В некоторых задачах решением проблемы может быть использование обратного метода Монте-Карло, в котором треки частиц прослеживаются от детектора к источнику излучения [45]. Применение этого метода позволяет значительно сократить количество частиц, участвующих в расчете и, следовательно, время вычислений. Следует отметить, что в настоящее время сечения взаимодействия прописаны не для всех обратных процессов, а точность вычислений несколько ниже, чем для прямого метода вычислений.

Для расчетов в относительно простых моделях, состоящих из нескольких десятков элементов, достаточно ресурсов персональных компьютеров. Возможность осуществления расчетов для сложных моделей с подробной детализацией ограничена, прежде всего, доступными вычислительными ресурсами. При проведении расчетов в этом случае необходимо использовать более мощные вычислительные системы, такие как кластерные системы или суперкомпьютеры.

В GEANT4 существует ряд физических библиотек, предназначенных для расчетов процессов взаимодействия в разных диапазонах энергий. В частности, для описания электромагнитных взаимодействий в области низких и средних энергий может использоваться стандартный набор библиотек EmStandard (в диапазоне энергий от 250 эВ до 10 ГэВ), либо более точные в области низких

энергий (от 250 эВ) библиотеки EmPenelope или EmLivermore [46]. Применение комплекса GEANT4 к некоторым задачам микро и нанодозиметрии стало возможным благодаря включению дополнительных моделей различных физических процессов для низкоэнергичных электронов и других заряженных частиц [47,48]. Описание процессов упругого рассеяния, процессов перезарядки, возбуждения и ионизации среды проводится на основании как экспериментальных данных, так и аналитических моделей, построенных, в том числе, и на основе квантово-механического подхода. В настоящее время указанные выше модели описывают процессы, протекающие при прохождении частиц сквозь жидкую фазу воды [49], а также процессы при взаимодействии с кремнием [50,51]. Более подробно вопросы применения программного комплекса GEANT4 в области низких энергий будут описаны в разделе 1.7.3.

Используемые при проведении расчетов в рамках диссертационной работы геометрические модели характеризуются относительно небольшим количеством элементов. Однако в случае исследования периодических структур, таких как многослойные экраны или модели структурированных композитов, использование возможностей параметризации геометрии позволило уменьшить время счета и упростить процесс программирования геометрии. Кроме того, для корректного расчета распределений поглощенной дозы и заряда в моделях, содержащих микроразмерные элементы, в соответствии с параметрами модели устанавливались энергетические и геометрические пороги, поскольку, как было отмечено выше, величина пространственного порога обрезания должна быть меньше характерных размеров геометрии модели.

1.6.3. Электрическое поле

В конструкции КА часто используются различные пленки из диэлектрических материалов. При облучении таких материалов заряженными частицами происходит процесс их объемной электризации. Превышение критического значения напряженности электрического поля в диэлектрике может привести к электрическому пробое. В случае моделирования процесса объемной

электризации с помощью GEANT, материал считается идеальным диэлектриком, и эффекты дрейфа заряда под действием внутреннего электрического поля в расчетах не учитываются. Однако, на основе полученных в GEANT распределений поглощенной дозы и остановившегося заряда по глубине диэлектрика, процесс дрейфа заряда может быть рассчитан.

Для моделирования процесса объемного заряжения диэлектриков с учетом внутреннего электрического поля с помощью метода Монте-Карло используется приближение так называемых «крупных частиц». При этом каждой начальной «крупной частице» с заданными энергетическими и угловыми характеристиками соответствует падающий на объект за время Δt поток частиц ΔN . После моделирования события и отслеживания траекторий прохождения первичной и вторичных частиц вычисляется изменение функции распределения объемного заряда $\Delta\rho(r)$. Затем с учетом нового распределения объемного заряда $\rho(r)$ рассчитываются величины напряженности электрического поля $E(r)$ и потенциала $U(r)$, которые используются при моделировании следующего события. Таким образом, одновременно проводится расчет динамики накопления объемного заряда и расчет самосогласованного электрического поля, влияющего на прохождение заряженных частиц через вещество.

Блок подпрограмм для моделирования процесса заряжения плоских диэлектриков в присутствии электрического поля для GEANT3 был написан в НИИЯФ МГУ [52,53]. На рисунке 1.6 показаны полученные с помощью модифицированного кода GEANT3 распределения числа остановившихся электронов по глубине Z диэлектрического образца – стекла толщиной 0,4 см. Расчеты проведены для случаев моноэнергетического пучка электронов при нормальном угле падения и электронов с характерным для РПЗ энергетическим спектром. Энергетический спектр РПЗ описывался экспоненциальным распределением со средней энергией 0,5 МэВ, соответствующим моделям «наихудшего случая» для описания внутреннего заряжения [9]. На рисунке 1.6а показаны результаты вычислений для пучка электронов с энергией 2 МэВ, а на рисунке 1.6б результаты подобных вычислений для изотропного потока

электронов РПЗ, выполненных без учета влияния внутреннего электрического поля объемного заряда. На рисунке 1.6в и рисунке 1.6г показаны результаты аналогичных расчетов с учетом самосогласованного электрического поля. Учет электрического поля в случае моноэнергетического пучка электронов приводит к образованию объемного заряда на малых глубинах (рисунок 1.6в). В случае аналогичных расчетов для электронов РПЗ с изотропным угловым распределением почти весь заряд концентрируется в тонком слое на облучаемой поверхности образца (рисунок 1.6г).

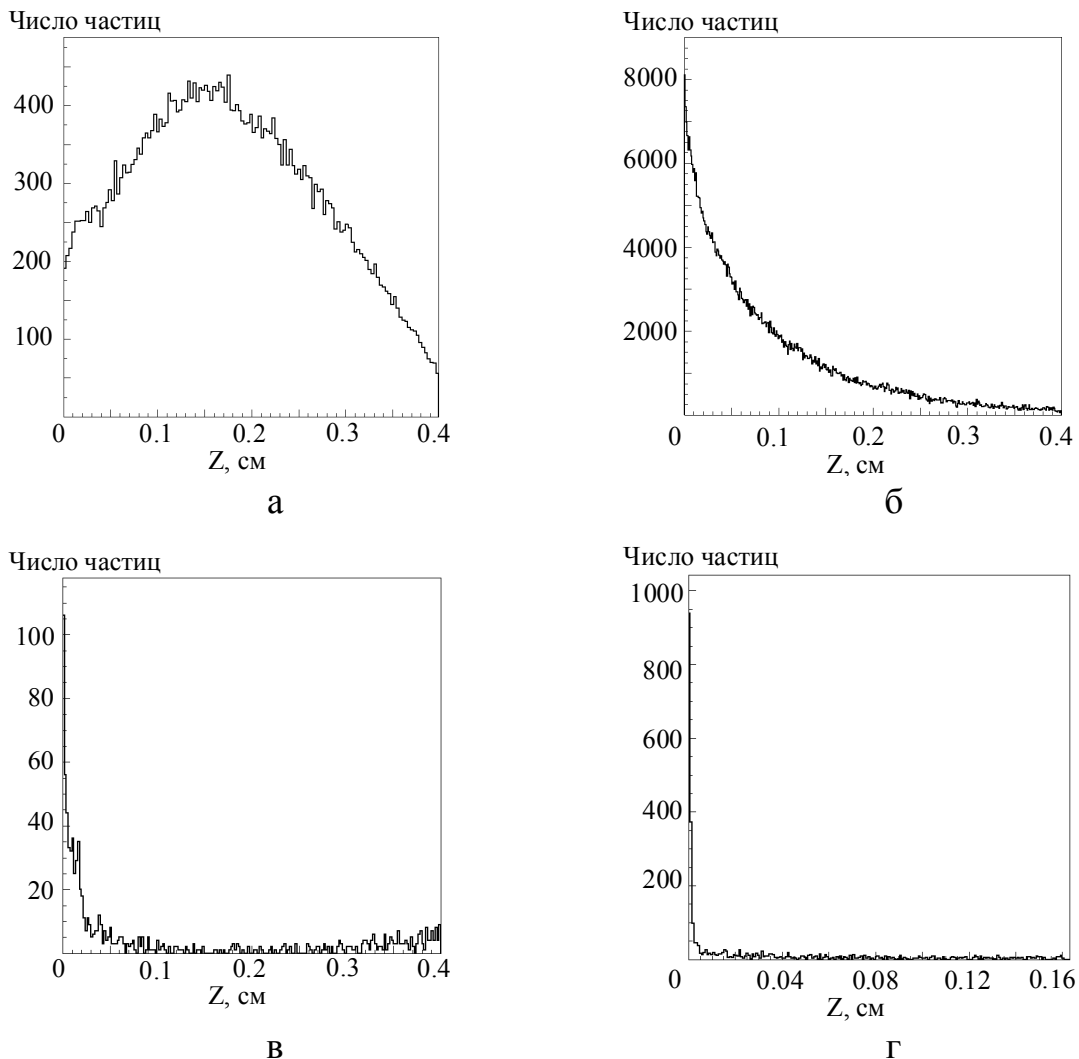


Рисунок 1.6. Распределение числа остановившихся электронов в зависимости от глубины образца Z : а, в – для моноэнергетического пучка электронов с энергией 2 МэВ при нормальном угле падения без учета (а) и с учетом (в) внутреннего электрического поля объемного заряда; б, г – для электронов РПЗ с изотропным угловым распределением без учета (б) и с учетом (г) электрического поля объемного заряда

В отличие от GEANT3, в GEANT4 добавлена возможность подключения однородных и неоднородных электрических, магнитных и электромагнитных полей. Также пользователь может создавать собственные поля и задавать уравнения движения частиц в них. Однако, встроенные инструменты для моделирования процессов объемного заряжения диэлектриков с учетом действия электрического поля внедренного заряда и процессов, связанных с собственной и радиационной проводимостью диэлектриков, все еще отсутствуют.

1.6.4. Радиационная проводимость

В общем случае моделирования процессов объемного заряжения диэлектрических материалов необходимо учитывать эффект возникновения радиационной проводимости при воздействии ионизирующего излучения.

Возникновение радиационной проводимости диэлектриков связано с образованием электронно-дырочных пар в веществе при прохождении первичной частицы. Величина проводимости σ зависит от мощности дозы радиации R_0 и имеет следующий вид [54]:

$$\sigma = \sigma_0 + A_m R_0^\Delta \quad (1.18)$$

где σ_0 – собственная темновая проводимость диэлектрика, A_m – радиационная проводимость при единичной мощности дозы, Δ – показатель степени, зависящий от типа диэлектрика и варьирующийся в интервале 0,3 – 1,0. Типичные величины темновой проводимости диэлектриков σ_0 лежат в диапазоне $10^{-13} - 10^{-18} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, а коэффициента $A_m - 10^{-13} - 10^{-20} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1} \text{ рад}^{-\Delta} \text{ с}^\Delta$ [53].

Токи в диэлектрике могут быть вычислены с помощью уравнения непрерывности и закона Ома в дифференциальной форме [55]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} &= -\text{div}(\vec{j}) \\ \vec{j} &= \vec{j}_i + \sigma \vec{E}, \end{aligned} \quad (1.19)$$

где ρ – плотность объемного заряда, $\vec{j}$ – вектор плотности тока, $\sigma \vec{E}$ – плотность тока, определяемая проводимостью диэлектрика в электрическом поле $\vec{E}$, $\vec{j}_i$ – вектор плотности тока носителей, возникающих в образце под действием

излучения. Учет радиационной проводимости приводит к увеличению электрических токов в диэлектрике и таким образом влияет на динамику накопления заряда.

Оценим величину радиационной проводимости для материалов возникающей под воздействием электронов. Величину 10 часового флюенса электронов примем равной $F = 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Это значение соответствует пороговой величине флюенса, используемой в качестве критерия опасности возникновения объемных разрядов [9]. В качестве облучаемого объекта выберем диэлектрический экран толщиной 1 мм с плотностью $\rho = 1 \text{ г/см}^3$. С помощью выражения для мощности поглощенной дозы:

$$R = \frac{dD}{dt} = \frac{E \cdot F}{T \cdot dm}, \quad (1.20)$$

вычислим ее значение для электронов с энергией $E = 1 \text{ МэВ}$. Здесь $T = 10 \text{ ч}$ – время облучения, dm – масса вещества в элементе объема на который воздействует выбранный флюенс электронов. Несложный расчет дает значение $R \approx 4 \cdot 10^{-2} \text{ (рад/с)}$. Таким образом, в зависимости от значений коэффициентов Δ и A_m , величина радиационной проводимости диэлектрика σ варьируется в пределах $\sim 10^{-14} - 10^{-21} \text{ Ом}^{-1} \text{ м}^{-1}$, т.е. становится сравнима с величиной темновой проводимости σ_0 лишь при значениях флюенса заряженных частиц, близких к критическим.

В настоящее время предпринято несколько попыток по созданию на основе GEANT4 программных кодов для расчета объемного заряжения с учетом собственной и радиационной проводимостей диэлектриков. При этом GEANT4 используется для расчета траекторий частиц в веществе, а процессы, обусловленные действием электрических полей и проводимостью диэлектриков, рассчитываются с помощью дополнительных внешних программ. Различными группами проводились расчеты как для одномерных распределений зарядов по глубине плоских моделей диэлектриков [56,57], так и для трехмерных моделей со сложным пространственным распределением зарядов [58,59].

1.7. Современное состояние исследований

Во многих случаях для проведения расчетов с помощью GEANT4 достаточно функционала инструментов проекта SPENVIS, однако при решении менее стандартных задач ограничение возможностей по заданию параметров исследуемой модели, физических процессов и условий облучения приводит к необходимости использования полной версии программного комплекса GEANT4. Кроме того, при исследовании процессов взаимодействия космических излучений со сложными структурами часто возникает необходимость организовывать вывод большого количества дополнительной информации, такой как угловые и энергетические спектры прошедшего или отраженного излучения, пространственное распределение поглощенной дозы или заряда, проводить разделение первичных и вторичных частиц.

Об актуальности применения программного комплекса GEANT4 для моделирования процессов воздействия космической радиации на материалы и оборудование КА свидетельствует большое количество работ в этой области. Регулярно проводятся международные курсы по использованию GEANT4 и международные конференции «Geant4 Space Users' Workshop» [60], посвященные вопросам применения и развития программного комплекса GEANT4 для решения задач, связанных с проблемами космической радиации.

1.7.1. Расчетные оценки радиационных условий внутри КА

При проведении расчетов для полномасштабных моделей спутниковых систем объектом исследования чаще всего является определение энергетических и угловых спектров излучения в различных элементах модели. Второй тип задач связан с расчетом распределений доз и зарядов в элементах КА.

Один из самых масштабных проектов – проект DESIRE [61], направленный на точный расчет потоков излучения внутри блока Коламбус (Columbus) Международной Космической Станции (МКС) (рисунок 1.7) в условиях воздействия протонов ГКЛ, СКЛ, РПЗ и нейтронов альбеда, а также при учете анизотропии потоков излучения. Расчетная геометрическая модель включает в

себя все основные модули МКС, что позволило учесть эффект экранирования блока Коламбус элементами конструкции станции. Модель МКС без учета блока Коламбус состоит из ~ 300 элементов и отражает общую структуру орбитальной станции. Модель блока Коламбус выполнена более детально и содержит ~ 800 элементов. Для полного расчета мощностей доз внутри модуля Коламбус требовалось ~ 200 суток вычислительного времени (на процессорах AMD Athlon 2000+). Преимущества GEANT4 перед другими методами расчета заключаются в возможности оперативного внесения изменений в геометрию и моделировании всех процессов взаимодействия излучений с веществом. Полученные распределения радиационных полей внутри блока имеют большую точность и могут рассчитываться с учетом изменения радиационной обстановки на орбите.

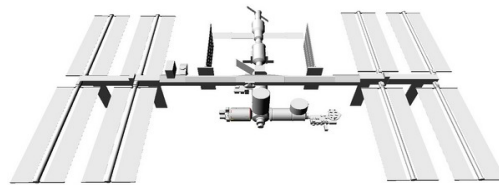


Рисунок 1.7. Модель МКС в конфигурации 14А. Модуль Коламбус расположен в передней части, слева от центральной оси МКС [61]

В качестве примера менее масштабных расчетов можно привести работу [62], в которой проводился анализ спектров электронного излучения внутри спутников CBERS-1 и CBERS-2. Результаты расчета с помощью программы GEANT4 показали, что спектр электронов внутри спутника имеет сходство с внешним спектром, однако он смещен в сторону высоких энергий из-за процессов образования вторичных электронов во внешней оболочке КА.

В работе [63] GEANT4 использовался для анализа возможности использования наноспутников CubeSats [64] на различных орбитах. Спутники CubeSats имеют небольшую массу (от 1 до 5 кг) и предназначены главным образом для проведения экспериментов университетами и исследовательскими организациями. Использование стандартной платформы позволяет сократить время разработки и стоимость спутника. Стандартный блок спутника CubeSats

представляет собой куб с ребром 10 см, называемый «1U» («single unit»). Из-за малого размера и массы такие спутники имеют довольно тонкую толщину защиты от космической радиации (~ 10 мм).

Характерная структура таких спутников, а также отдельных блоков электроники представляет собой набор из нескольких расположенных друг за другом печатных плат, помещенных в общую защитную оболочку. Оценочные расчеты величины относительного флюенса электронов РПЗ через элементы модели блока электроники, представленной на рисунке 1.8а, показывают, что использование защитного алюминиевого экрана толщиной 1 мм снижает величины относительных флюенсов электронов в печатных платах (элементы 3–7 на схеме) в 2–4 раза (рисунок 1.8б).

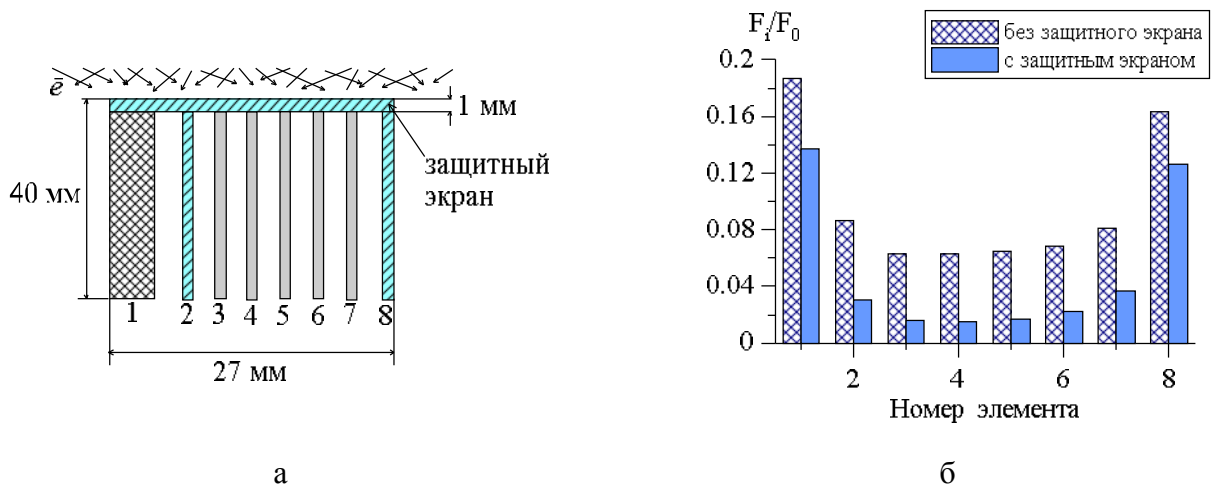


Рисунок 1.8. Расчетная модель (а) и относительный флюенс электронов в элементах модели при облучении изотропным потоком электронов РПЗ (б)

Проведение подобных расчетов не только для печатных плат, но и для их отдельных элементов становится все более актуальным в связи с развитием электроники и миниатюризацией КА. Возможности применения GEANT4 для моделирования процессов воздействия излучений на элементы микроэлектроники рассматриваются ниже в разделе 1.7.3.

1.7.2. Детекторы излучений

Самой обширной областью применения GEANT4 является расчет процессов взаимодействия различных излучений с детектирующими устройствами,

используемыми в космической технике или лабораторных исследованиях. Целью моделирования может быть решение таких задач, как оптимизация геометрии элементов детектора, расчет ожидаемых значений сигнала, оценка точности измерений, определение наилучших критериев отбора событий и др. Точное воспроизведение структуры детектора позволяет провести детальный анализ процессов взаимодействия налетающих частиц с элементами конструкции.

Одной из наиболее распространенных расчетных задач, связанных с детекторами является расчет эффективности регистрации детектора. Эффективность регистрации детектора определяется его геометрическим фактором и особенностями взаимодействия исследуемых частиц с веществом детектора и является, по сути, функцией отклика детектора. Геометрический фактор детектора зависит от его геометрии и углового распределения регистрируемых частиц. Аналитическое вычисление геометрического фактора не учитывает его зависимости от типа и энергии излучения, в то время как математическое моделирование позволяет провести исследование влияния угловых и энергетических распределений.

При проведении расчетов для модели, воспроизводящей все особенности структуры детектора, полученные значения эффективности регистрации включают в себя как геометрический фактор прибора, так и эффективность чувствительной области детектора, обусловленную процессами взаимодействия излучения с веществом. Например, с помощью GEANT4 были получены значения геометрических факторов в зависимости от энергии для детектора Galileo Heavy Ion Counter (HIC), проводившего измерения потоков ионов кислорода, углерода и серы в атмосфере Юпитера [65].

Помимо структуры детектора, необходимо учитывать процессы рассеяния частиц на элементах конструкции детектора и действие магнитных и электрических полей. Исследование роли этих факторов проведено в [66], где с помощью комплекса GEANT4 рассчитаны эффективности регистрации для твердотельного детектора заряженных частиц в диапазоне энергий 5 – 500 кэВ. Наличие электрического и магнитного полей приводит к изменению траекторий

движения заряженных частиц и влияет таким образом на эффективность их регистрации. В [66] также проводилось сравнение величин эффективности регистрации, полученных с помощью комплекса GEANT4 и коммерческой программы SIMON [67]. SIMON позволяет рассчитывать траектории заряженных частиц в электрических и магнитных полях, однако не учитывает процессы взаимодействия излучения с элементами конструкции детектора. Результаты расчетов показали, что в случае регистрации электронов, рассеянные первичные электроны и образовавшиеся вторичные электроны дают значительный вклад в рассчитанную величину эффективности регистрации.

Другой тип задач, решаемых с помощью GEANT4, связан с проблемами калибровки и тестирования логических систем различных наземных и космических детекторов [68–71]. Например, работа [72] посвящена предсказанию уровня фонового излучения и тестированию системы антисовпадений орбитального микрокалориметра, входящего в состав рентгеновского телескопа IXO (International X-ray Observatory, [73]). В расчетах используется две геометрические модели детектора: упрощенная сферическая модель, в которой все внешние элементы детектора представлены в виде сферических экранов соответствующей толщины, и подробная модель, воспроизводящая особенности структуры прибора. Рассматриваемые источники фонового излучения – электроны, протоны и α -частицы ГКЛ, протоны СКЛ. Толщина внешних оболочек детектора достаточно велика, поэтому основной вклад в фон составляют вторичные электроны, рождающиеся при прохождении первичных частиц. Форма зарегистрированного спектра фонового излучения для обеих моделей сходна, однако интенсивность для детальной модели выше (рисунок 1.9).

Сравнение результатов расчетов для детальной и сферической моделей позволяет оценить, насколько точным должно быть описание структуры детектора, а также оценить влияние особенностей структуры детектора на уровень фонового излучения в нем.

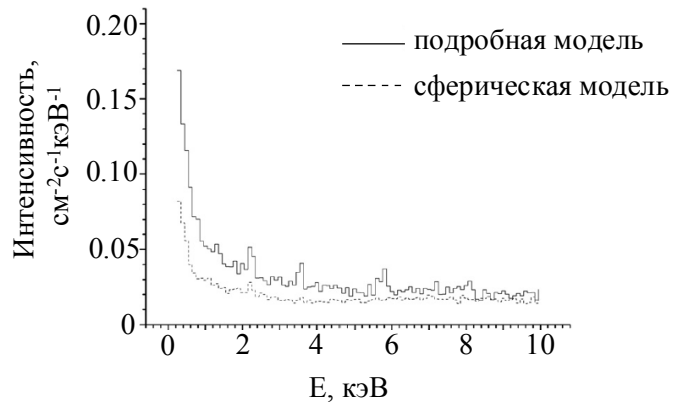


Рисунок 1.9. Спектр фонового излучения для двух вариантов модели детектора [72]

1.7.3. Микро- и нанодозиметрия

В связи с развитием микроэлектроники отдельный интерес представляет моделирование воздействия ионизирующего излучения на кремниевые микро- и наноструктуры. В рамках проекта SPENVIS на базе GEANT4 создано отдельное приложение GEMAT (GEant4 Microdosimetry Analysis Tool) [74] для моделирования дозовых эффектов в элементах микроэлектроники и микросенсорах. Расчетная модель для GEMAT создается из набора стандартных элементов: слоев, контактных элементов и обедненных областей, для которых задаются геометрические размеры и химический состав. Тип, энергетический спектр и угловое распределение падающего на модель излучения могут быть произвольно заданы пользователем или получены с помощью приложений проекта SPENVIS. В результате расчетов GEMAT могут быть получены распределения флюенсов частиц и величин поглощенной энергии по элементам модели. Также может быть проведен анализ триггерных событий – достижения критических значений переданной чувствительному объему энергии, в том числе с учетом различных комбинаций схем совпадения.

Для решения менее стандартных задач и получения более детальной информации о процессах взаимодействия излучения с элементами микроэлектроники используется GEANT4. В частности, для изучения эффектов от одиночных частиц в элементах электроники. В [75] с помощью GEANT4

проводился анализ отклика полупроводникового транзистора с характерным размером 70 нм при воздействии тяжелых ионов. Расчеты показали, что радиус трека ионизации тяжелых ионов с энергией меньше 10 МэВ не превышает размеров чувствительной области транзистора. Трек ионизации тяжелых ионов с энергией больше 10 МэВ превышает размер чувствительной области транзистора, из-за чего часть образующегося заряда не участвует в формировании отклика детектора. В [76] было показано, что образующиеся в процессе взаимодействия ионов с веществом вторичные электроны могут существенным образом влиять на пространственное распределение заряда и энергии в полупроводниковом детекторе. Таким образом, эти эффекты необходимо принимать во внимание для точного моделирования характеристик позиционно-чувствительных полупроводниковых детекторов.

Рекомендуемый энергетический порог рождения вторичных электронов для низкоэнергетических библиотек электромагнитных взаимодействий составляет 250 эВ. Это значение ограничивает точность пространственного моделирования трека тяжелых ионов величиной 10 нм. Для более точного изучения процессов ионизации создана дополнительная библиотека MuElec, позволяющая моделировать прохождение протонов и ионов с энергиями в диапазоне 50 кэВ/нуклон – 1 ГэВ/нуклон и электронов с энергиями в диапазоне 50 эВ – 100 МэВ в кремнии. При этом вторичные электроны прослеживаются вплоть до энергии 16,7 эВ [50,51].

Аналогичный метод описания процессов взаимодействия ионизирующего излучения с жидкой фазой воды используется в рамках проекта GEANT4-DNA [77]. В настоящее время GEANT4-DNA активно применяется для решения задач радиобиологии, микро- и нанодозиметрии [78,79]. Доступные диапазоны энергий для моделирования взаимодействия частиц с жидкой фазой воды в текущей версии пакета GEANT4 [80] представлены в таблице 1.2. Нижние пороги энергий могут быть уменьшены, однако точность моделирования в этом случае не гарантируется, поскольку в этой области не проведено сравнение моделей с данными экспериментов.

Таблица 1.2 – Допустимые энергии частиц для моделирования процессов в жидкой фазе воды в GEANT4-DNA

	e	p	H	He, α , α^+	C, N, O, Fe
Упругое рассеяние	7,4 эВ – 1 МэВ	–	–	–	–
Возбуждение	2 эВ – 10 МэВ	10 эВ – 100 МэВ	10 эВ – 500 кэВ	1 кэВ – 400 МэВ	–
Перезарядка	–	100 эВ – 100 МэВ	100 эВ – 100 МэВ	1 кэВ – 400 МэВ	–
Ионизация	11 эВ – 1 МэВ	100 эВ – 100 МэВ	100 эВ – 100 МэВ	1 кэВ – 400 МэВ	0,5 МэВ/нуклон – 1 ТэВ/нуклон

1.7.4. Взаимодействие излучений с композитными материалами

Метод Монте-Карло предоставляет широкие возможности для моделирования радиационно-защитных свойств различных композитных материалов. Проводя расчеты для материалов с различным химическим составом, можно выбирать материалы, наилучшим образом подходящие для использования в заданных условиях.

Выбор материалов радиационной защиты выполняется в соответствии с областью ее применения и типом и энергией воздействующего излучения. Материалы с низким зарядовым числом Z более эффективны для защиты от нейтронов, протонов и более тяжелых ионов. К таким материалам относятся, прежде всего, полимеры и полимерные композиты с различными наполнителями [81–84]. Более плотные материалы с высоким значением Z эффективно поглощают электроны и гамма-кванты, однако с увеличением массы возрастает вероятность рождения вторичных частиц в материале, что ограничивает возможности применения подобных экранов [85]. Эти соображения лежат в основе создания радиационно-защитных экранов на основе полимерных композитов с порошковыми наполнителями, включающими элементы с различными зарядовыми и массовыми числами.

Чаще всего при исследованиях материалов радиационной защиты целью расчетов является получение информации о характеристиках излучения после прохождения через защитный экран, таких как энергии частиц, их угловое распределение и т.д. При этом структура экрана и особенности распределения поглощенных доз и внедренных электрических зарядов в самом экране тщательно не исследуются, поэтому структура материалов не воспроизводится подробно. Простейшей моделью композита является однородный экран с химическим составом и плотностью, соответствующими характеристикам интересующего композитного материала. Такой подход использован в [86,87] для расчета в GEANT4 распределений поглощенной дозы излучения по глубине экранов, состоящих из нескольких вариантов полимерных композитов. В работе [88] с помощью GEANT4 и однородной модели материала выбирается оптимальный весовой состав радиационно-защитного экрана из полимерного композита с наполнителями из вольфрама и карбида бора. Аналогичными методами могут быть исследованы радиационно-защитные характеристики композитов, создаваемых с использованием марсианского грунта или лунного реголита [89,90].

Помимо однородных композитных материалов в космической технике часто встречаются различные многослойные структуры, которые также можно относить к композитным материалам. Это могут быть конструкционные материалы КА, материалы терморегулирующих покрытий и радиационно-защитные экраны. При разработке многослойных материалов для космической отрасли могут использоваться как данные наземных лабораторных и натурных орбитальных экспериментов, так и данные математического моделирования. В случае многослойных структур численное моделирование их взаимодействия с радиацией позволяет рассматривать различные комбинации чередования материалов и их толщин, подбирая сочетания, оптимальные с точки зрения решаемой задачи. Расчеты радиационно-защитных свойств многослойных экранов с помощью GEANT4 проводятся достаточно часто и показывают хорошее согласие с экспериментом, например в [91]. При расчетах для моделей с

относительно небольшим количеством слоев может использоваться программный код MULASSIS, однако GEANT4 позволяет создавать более точные модели с большим количеством слоев. Сравнение результатов расчетов в GEANT4 и MUASSIS с экспериментом проводилось в [92] и также показало хорошее согласие результатов расчета и эксперимента.

1.8. Обобщенная схема моделирования радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА

На основании проведенного сопоставительного анализа методов математического моделирования воздействий космической радиации на материалы и элементы оборудования КА была разработана обобщенная схема реализации такого моделирования с использованием современных программных средств. Данная схема, представленная на рисунке 1.10, учитывает структурные особенности типичных элементов конструкции и оборудования, используемых в составе современных КА, а также специфику энергетических спектров и угловых распределений космических излучений.

Решение задачи в общем случае состоит из нескольких этапов. На начальной стадии выполняется построение геометрической модели, выбор материалов и определение параметров источника излучения. В зависимости от условий задачи для расчетов могут использоваться разные численные методы, которые делятся на две группы: лучевые модели и модели, использующие метод Монте-Карло (стохастические модели).

Представленные на схеме программные коды объединены в три группы. Первая группа моделей (RDOSE, SSAT, HZETRN) относится к лучевым методам и позволяет проводить расчеты для моделей любой заданной пользователем геометрии. Вторая и третья группы моделей используют при расчетах метод Монте-Карло. Наиболее универсальными программами являются модели второй группы (FLUKA, GEANT3, GEANT4), поскольку позволяют проводить расчеты для любых задаваемых пользователем геометрических структур при воздействии на них любых элементарных частиц с учетом влияния на траекторию частиц

магнитного (FLUKA, GEANT3, GEANT4) и электрического (GEANT3, GEANT4) полей. Третья группа моделей включает в себя специализированные программы для решения стандартных инженерных задач: MULASSIS, GEMAT и SRIM. Эти инструменты позволяют использовать ограниченный набор геометрических элементов для построения расчетной модели и получать заданные типы выходных данных, однако они более просты в использовании, чем универсальные комплексы. Тем самым при применении моделей этой группы снижаются требования к вычислительным ресурсам и сокращается время проведения расчетов.

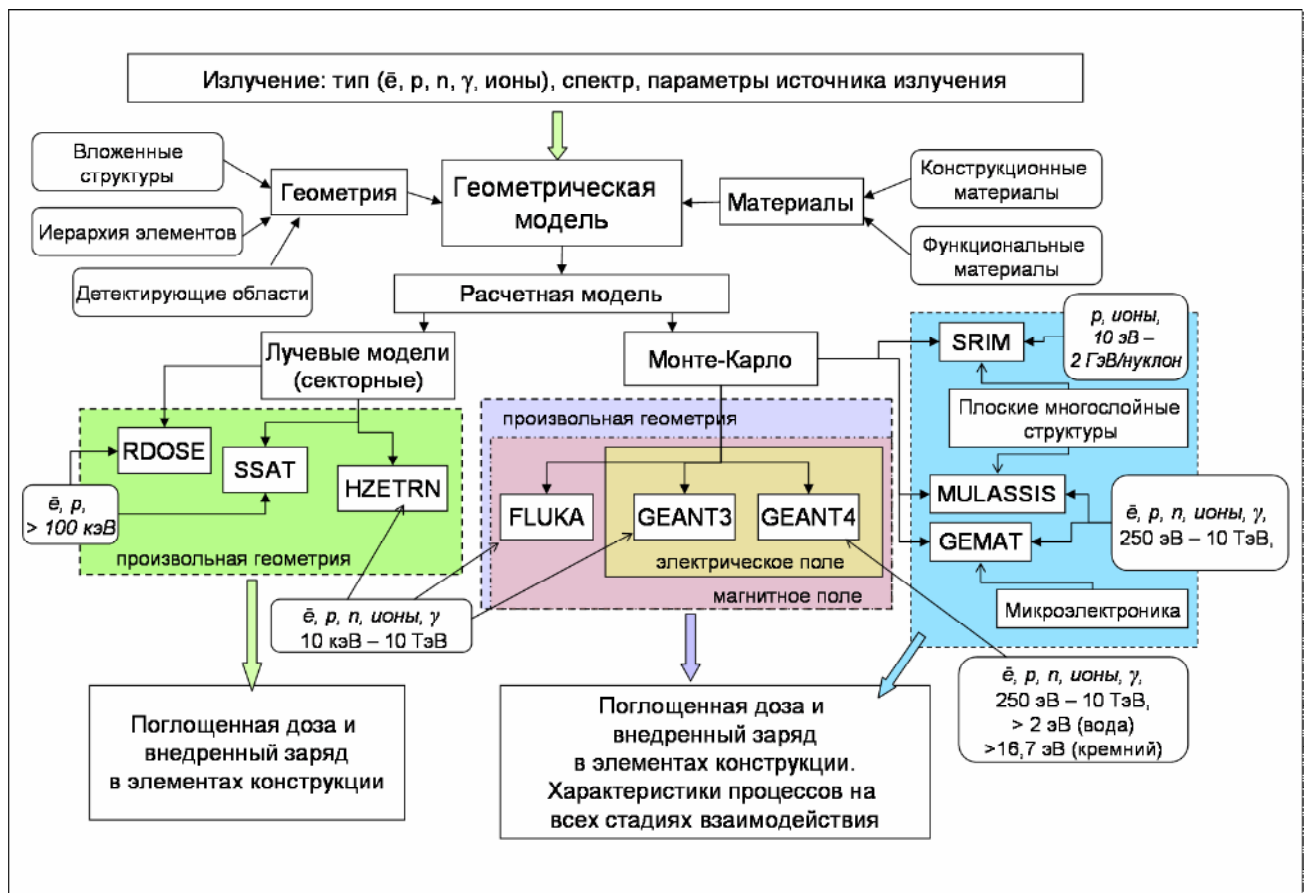


Рисунок 1.10. Обобщенная схема моделирования радиационных воздействий на материалы и элементы оборудования КА

Непрерывное развитие и универсальность программного комплекса GEANT4 делают его одним из самых точных расчетных инструментов для решения задач, связанных с радиационными воздействиями на материалы в широком диапазоне масштабов и энергий. Тщательно проработанные модели физических процессов для случаев взаимодействия электронов и легких ионов

низких энергий с кремнием и жидкой фазой воды позволяют проводить расчеты пространственных распределений переданной энергии в элементах микроэлектроники и биологических объектах с точностью до ~ 10 нм. Таким образом, для моделирования воздействия космической радиации на структуры, имеющие микроразмерные элементы, предпочтительным является использование комплекса GEANT4, что связано с наличием более точных библиотек физических взаимодействий.

Лучевые модели позволяют с большой точностью проводить расчеты усредненных величин поглощенных доз и внедренных зарядов в объектах, имеющих сложную структуру. Важным преимуществом перед моделями, использующими метод Монте-Карло, являются большая скорость счета и меньшая ресурсоемкость вычислений. Проведение расчетов в сложных структурах с помощью стохастических моделей требует большего вычислительного времени, однако в этом случае могут быть получены не только усредненные значения прошедшей за экран дозы, но и полная информация о взаимодействии отдельных частиц с материалами.

Для проведения расчетов в рамках данной диссертационной работы выбраны программные комплексы GEANT3.21 [21], GEANT4.9.4 [22], TRIM/SRIM [41] и программа DICTAT [93] онлайн-проекта SPENVIS, предназначенная для анализа электрической прочности диэлектрических структур простой конфигурации. При моделировании электромагнитных процессов взаимодействия в GEANT4 применялись библиотеки EmStandard и EmLivermore. Энергетический спектр электронов РПЗ для GEANT описывался экспоненциальным распределением со средней энергией 0,5 МэВ, как описано в разделе 1.6.3. Часть расчетов выполнена с использованием ресурсов суперкомпьютерного комплекса МГУ имени М.В. Ломоносова [94].

Выводы к разделу 1

1. На основании сопоставительного анализа методов математического моделирования воздействий космической радиации на материалы и элементы оборудования КА разработана обобщенная схема реализации такого моделирования с использованием современных программных средств. Сформулированы рекомендации по оптимизации расчетов при решении различных задач в данной области.

2. Для проведения инженерных расчетов значений поглощенных доз и внедренных зарядов в элементах конструкции КА оптимальным является использование лучевых моделей, обеспечивающих более высокую скорость счета, чем стохастические модели. В то же время, лучевые методы расчета не позволяют проводить детальное исследование процессов взаимодействия излучений с веществом.

3. Детальная информация о процессах взаимодействия излучений с материалами может быть получена с помощью стохастических методов моделирования. Наиболее универсальными комплексами, описывающими с высокой точностью процессы взаимодействия отдельных частиц с материалами в широком диапазоне энергий, являются программы FLUKA, GEANT3, GEANT4. Для моделирования взаимодействия космической радиации со структурами, имеющими микроразмерные элементы, предпочтительным является использование комплекса GEANT4, что связано с наличием более точных библиотек физических взаимодействий и возможностью достижения с помощью этого комплекса максимально достижимого пространственного разрешения, составляющего около 10 нм. В этом комплексе при моделировании прохождения первичных и вторичных частиц через вещество учитываются непрерывные ионизационные потери заряженных частиц, процессы упругого и неупругого рассеяния заряженных частиц на атомах и процессы сильного взаимодействия адронов с ядрами, характеризующимися соответствующими сечениями.

4. Выполненные расчетные оценки показали, что при прохождении пучков протонов с энергиями 50 МэВ и 10 МэВ через типичные для космической техники материалы с сильно отличающимися свойствами (алюминий и полиэтилен) основную роль в поглощении энергии пучков играют ионизационные потери. Для мишени из алюминия доля энергии, передаваемой нейтронам и ядрам отдачи, составляет $\sim 1,5\%$ от полного потока энергии при исходной энергии протонов 50 МэВ и $\sim 0,12\%$ при исходной энергии протонов 10 МэВ. Для мишени из полиэтилена эти величины составляют $\sim 1,2\%$ и $\sim 0,06\%$ соответственно. Вместе с тем необходимо отметить, что ядерные взаимодействия могут играть весьма важную роль в процессах, определяемой величиной локального энерговыделения в материале мишени, например, в возникновении одиночных сбоев в элементах микроэлектроники.

5. Для решения ряда задач, связанных с исследованием воздействия излучений на элементы стандартной конфигурации, такие, например, как плоские многослойные структуры, целесообразно использовать специализированные инструменты GEMAT и MULASSIS, созданные на основе GEANT4, а также комплекс SRIM. Перечисленные программы позволяют получать только заданные типы выходных данных, однако они более просты в использовании, чем универсальные комплексы.

6. При необходимости анализа роли собственной и радиационной проводимости диэлектриков в исследуемых процессах следует привлекать дополнительные программные средства типа пакета DICTAT, представленного в системе SPENVIS.

2. Моделирование воздействий электронов и протонов радиационных поясов Земли на материалы радиационной защиты

2.1. Постановка задачи

В настоящее время в связи с широким внедрением в практику создания КА негерметизированных конструкций, не имеющих толстой внешней оболочки, большое внимание уделяется разработке новых материалов для изготовления локальных экранов, способных обеспечить эффективную радиационную защиту наиболее ответственных элементов оборудования КА, в первую очередь, элементов микроэлектроники. В качестве таких материалов чаще всего рассматриваются полимерные композиты с различными наполнителями и многослойные экраны, состоящие из чередующихся слоев материалов с достаточно сильно отличающимися физическими свойствами.

Свойства полимерных композитов, включая нанокомпозиты, в значительной мере зависят от равномерности распределения («растворимости») частиц наполнителя в матрице. При использовании в качестве наполнителя наночастиц они могут распределяться по объему материала равномерно либо объединяться в конгломераты с поперечными размерами $\sim 1 - 50$ мкм в зависимости от соотношения энергетических параметров, характеризующих взаимодействие частиц между собой и с полимерной матрицей. В связи с этим принципы создания композитных материалов иногда реализуются в комбинированных системах [95].

Физические принципы выбора материалов многослойных экранов аналогичны принципам, используемым при разработке радиационно-защитных композитных материалов, однако в этом случае существенную роль в ослаблении воздействующего потока ионизирующего излучения играют последовательность расположения и толщина слоев материалов с различными физическими характеристиками. В ряде работ рассмотрено применение экранов с наноразмерными слоями в качестве электромагнитной защиты. В этом случае экранирующее действие материала усиливается за счет интерференции

электромагнитных волн при отражении от границ слоев [96]. В случае воздействия более жесткого фотонного излучения и ионизирующих частиц основную роль играет соотношение коэффициентов отражения и поглощения излучения в слоях материала. Влияние этих факторов до настоящего времени остается мало изученным, что затрудняет оптимизацию конструкции экранов.

Помимо сплошных экранов из различных материалов рассматриваются и другие варианты конструкции внешней защиты КА, основанные на применении более сложных структур. Рассмотренный в данной главе конструкционный материал такого типа представляет собой тонкую алюминиевую «соту», помещенную между двумя пластинами. Подобные структуры применяются в космической технике в качестве конструкционных материалов, выполняющих функции электромагнитной защиты [97] и защиты от воздействия твердых частиц [98].

Основными задачами данного раздела являлись:

- исследование радиационно-защитных характеристик композитных материалов при воздействии электронов и протонов РПЗ в зависимости от химического состава и равномерности распределения наполнителя по матрице;
- исследование процессов прохождения электронов и протонов с энергиями, характерными для космических излучений ($\sim 0,1\text{--}10$ МэВ), через различные слоистые экраны с целью оценки их эффективности при использовании в составе экранов разных материалов и чередовании слоев различной толщины;
- исследование радиационно-защитных свойств сотовых панелей в зависимости от геометрических размеров конструкции и материального состава, сравнение со сплошными алюминиевыми экранами эквивалентной толщины.

2.2. Композитные материалы

2.2.1. Однородные композиты

Предельным случаем равномерного распределения частиц наполнителя в материале матрицы композиционного материала является равномерное распределение атомов наполнителя в ней. Модель такого композиционного материала представляет собой однородный материал с эквивалентным композиту химическим составом и средней плотностью. Результаты некоторых расчетов, выполненных с помощью программы GEANT3, приведены на рисунке 2.1 [99]. В качестве матрицы композиционного материала выбран полиэтилен, в качестве наполнителей – водород и нитрид бора. Как было указано выше, использование в качестве защитного экрана материалов с низким значением зарядового числа Z более эффективно в случае облучения протонами и более тяжелыми ядра, а также позволяет уменьшить количество вторичных частиц, рождающихся в результате ядерных реакций. Применение в качестве наполнителя соединений, содержащих бор – нитрида бора (BN) или карбида бора (B_4C), обусловлено высокими значениями сечения поглощения тепловых нейтронов ядром B^{10} .

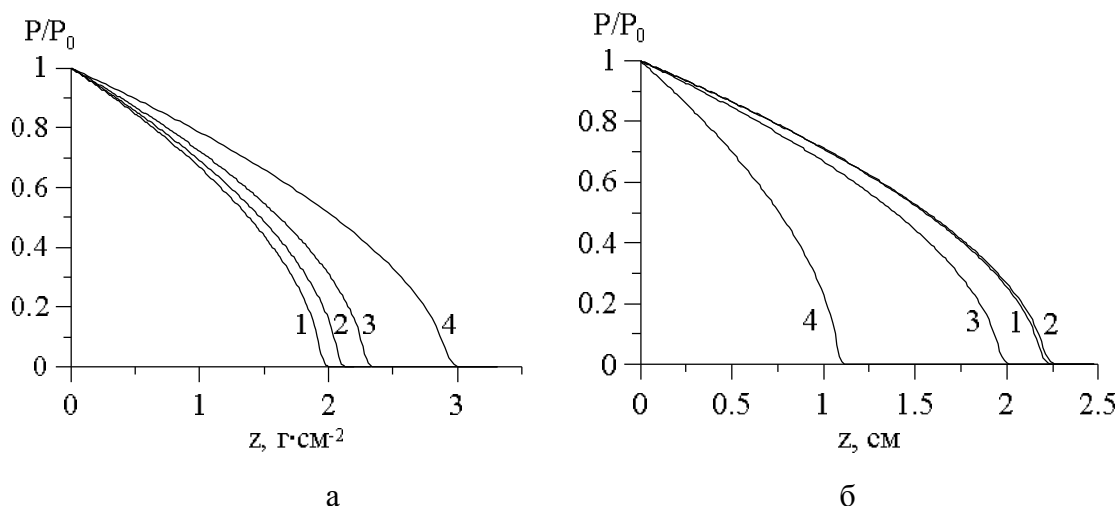


Рисунок 2.1. Эффективность поглощения энергии в зависимости от толщины ((а) – в $\text{г}/\text{см}^2$, (б) – в см) в экранах из различных материалов: 1 – полиэтилен с добавлением водорода; 2 – полиэтилен; 3 – полиэтилен с добавлением нитрида бора; 4 – алюминий

Для сравнения радиационно-защитных свойств экранов из различных материалов была рассчитана эффективность поглощения энергии пучка протонов с энергией 50 МэВ. Эффективность поглощения энергии определялась как

отношение прошедшего через данную толщину экрана потока энергии P к полному потоку энергии P_0 падающего на экран пучка протонов. Толщина экрана на рисунке 2.1а выражена в $\text{г}\cdot\text{см}^{-2}$, что позволяет легко сравнивать массовые характеристики экранов из различных материалов. Из рисунка 2.1а видно, что экраны из водородосодержащих композитных материалов позволяют получить требуемый уровень защиты при меньшей массе, по сравнению с алюминием.

Спектры образующихся в экранах нейтронов, рассчитанные с помощью программы GEANT4 показаны на рисунке 2.2. При моделировании ядерных взаимодействий использовалась библиотека QGSP_BERT_HP, включающая в себя модель внутриядерных каскадов Bertini, модель предравновесных распадов, испарительную модель, а также уточненные модели транспорта нейтронов с энергиями ниже 20 МэВ.

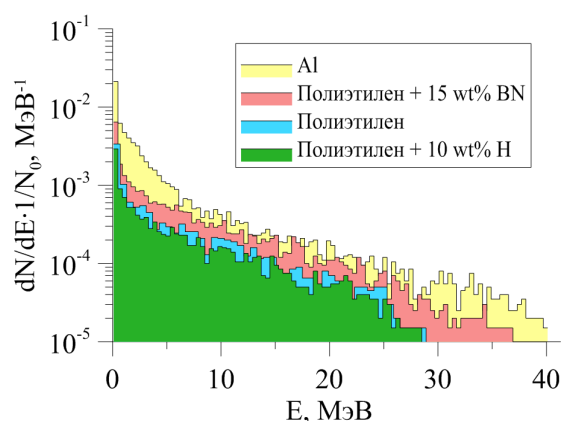


Рисунок 2.2. Спектры нейтронов, образующихся при прохождении протонов с энергией 50 МэВ через различные материалы

Для экрана из полиэтилена с добавлением водорода полный поток нейтронов в 1,2 раз меньше, чем в случае использования экрана из полиэтилена, в 2,0 раз меньше, чем в случае использования экрана из полиэтилена с добавлением нитрида бора и в 4,1 раза меньше, чем в случае использования экрана из алюминия. Таким образом, увеличение содержания в композиционном материале легких элементов приводит к улучшению его радиационно-защитных свойств, в том числе за счет малых сечений образования вторичных нейтронов в ядерных взаимодействиях протонов с атомами материала экрана. Необходимо заметить, что экраны из более тяжелых элементов (алюминий) имеют лучшие габаритные

характеристики по сравнению с легкими композитами (рисунок 2.1б). В случае обеспечения локальной радиационной защиты отдельных чувствительных элементов, когда размеры экрана невелики, использование таких материалов оказывается более предпочтительным.

Описанный расчетный метод позволяет проводить оптимизацию материалов радиационной защиты путем варьирования их химического состава. В частности, схожий метод был использован при разработке отечественного материала локальной радиационной защиты ЛОЗА [100].

2.2.2. Роль структуры композита

Неоднородная структура композитного материала приводит к неравномерному распределению поглощенной энергии по его объему. В общем случае композиционный материал представляет собой матрицу, в которую помещены частицы наполнителя. Для расчетов было выбрано несколько типичных геометрий микроструктурированных материалов. Основной объем модели представляет собой тонкую прямоугольную пластину из кремния, внутри которой расположены стержни из углерода с различной ориентацией относительно оси Z (рисунок 2.3) [101].

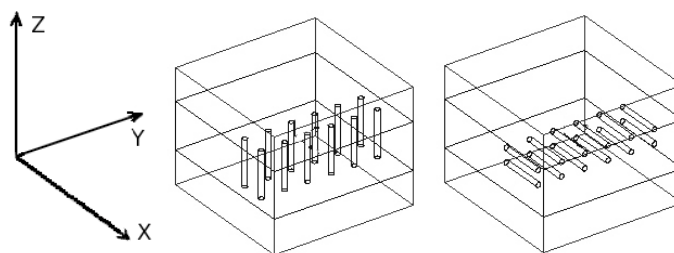


Рисунок 2.3. Характерная геометрия композитного материала

На рисунке 2.4 представлены результаты расчетов распределения поглощенной дозы при облучении моделей моноэнергетическим потоком электронов с энергией 2 МэВ вдоль оси Z . В обоих случаях структура распределения поглощенной дозы отражает структуру облучаемой модели, максимумы поглощенной дозы приходятся на углеродные элементы.

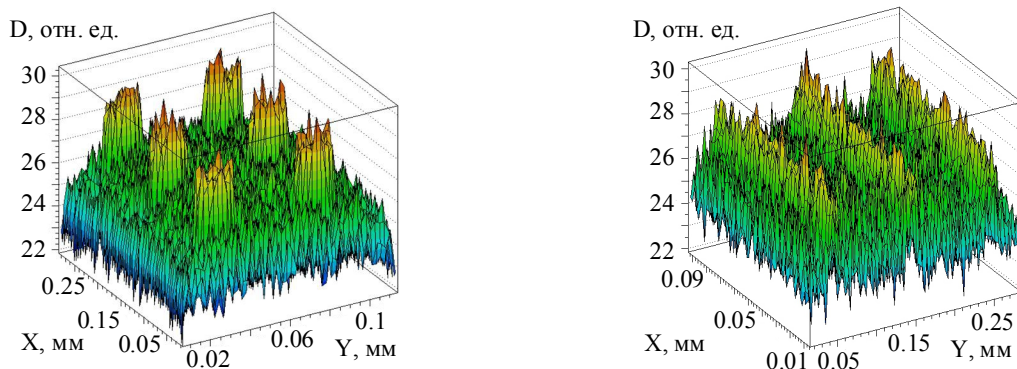


Рисунок 2.4. Распределение поглощенной дозы при нормальном падении электронов в плоскости XY

Для анализа влияния характера распределения частиц наполнителя на радиационно-защитные свойства композита были рассчитаны зависимости эффективности поглощения энергии в плоском экране для трех случаев: равномерное распределение в полиэтиленовой матрице атомов водорода в количестве 10% объемн.; сосредоточение такого же количества атомов водорода в тонкостенных капиллярах диаметром 50 мкм; в капиллярах диаметром 500 мкм [102]. Тонкостенные капилляры в модели неоднородного композитного материала были ориентированы перпендикулярно оси Z , вдоль которой на модель падал пучок протонов с энергией 60 МэВ (рисунок 2.5). Материал наполнителя выбирался таким образом, чтобы наиболее ярко проиллюстрировать роль неравномерности распределения наполнителя в объеме композита.

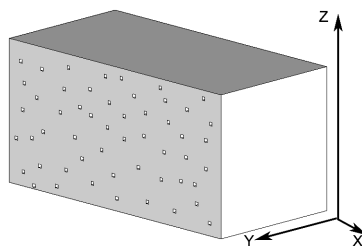


Рисунок 2.5. Модель композиционного материала с тонкостенными стеклянными капиллярами

Результаты расчета показали, что при выбранных диаметрах капилляров зависимость ослабления потока энергии излучения P/P_0 от толщины экрана z очень мало отличается для рассматриваемых трех случаев при $z < 3$ см. На рисунке 2.6а приведена расчетная зависимость для диаметра капилляров 50 мкм. Некоторые отличия в распределениях заметны при больших значениях z (рисунок 2.6б),

причем толщина экрана, при которой поток энергии поглощается полностью, минимальна при равномерном распределении наполнителя по полимерной матрице. Таким образом, структура композита определяет особенности распределения поглощенной энергии излучения по объему, однако радиационно-защитные свойства композитов определяются усредненным химическим составом и плотностью материала.

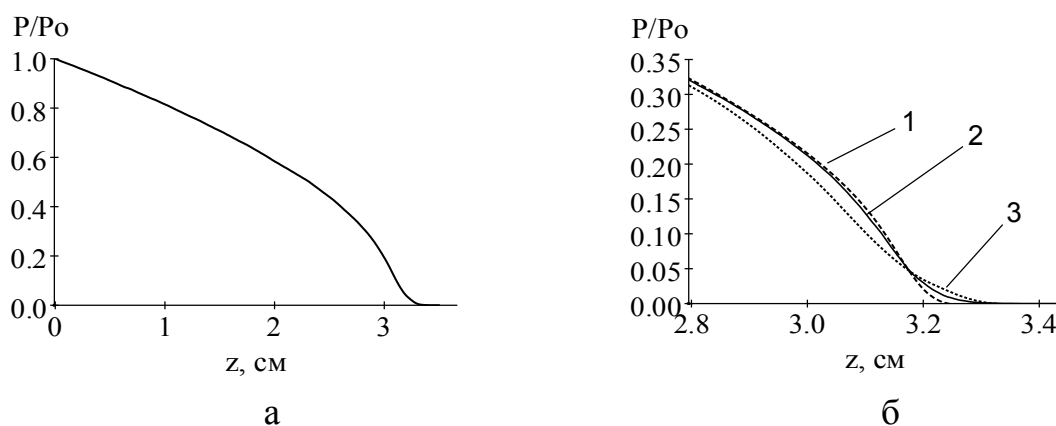


Рисунок 2.6. Эффективность поглощения энергии в полимерных композитах с дополнительным содержанием водорода: а – при диаметре капилляров 50 мкм; б – для области больших значений z (1 – равномерное распределение водорода, 2 – при диаметре 50 мкм, 3 – при диаметре 500 мкм)

2.3. Многослойные материалы

2.3.1. Взаимодействие излучений с двухслойными экранами

К композитным материалам также можно отнести многослойные экраны, в которых последовательность расположения и толщина слоев материалов с различными физическими характеристиками может играть существенную роль в ослаблении воздействующего потока ионизирующего излучения. Так, в [103] с помощью математического моделирования было показано, что последовательность чередования слоев легкого (Al) и тяжелого (W) металлов в составе двухслойного экрана оказывает существенное влияние на жесткость спектра прошедших гамма-квантов, образующихся при облучении экрана электронами. Суммарный поток энергии гамма-квантов за экранами при изменении порядка чередования слоев различался на ~60%. При этом двухслойный экран Al/W с толщинами слоев 1 мм оказался на ~35% более

эффективным в ослаблении потока энергии гамма-квантов, чем однородный экран из Pb толщиной 2 мм.

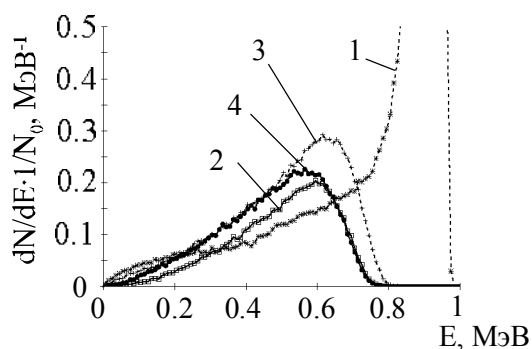
В данной работе подобная двухслойная структура из W и Al была использована в качестве модельного объекта, с помощью которого исследовалась роль последовательности слоев при прохождении как электронов, так и протонов [104]. Толщины слоев и энергии падающих частиц подбирались таким образом, чтобы наиболее ярко проиллюстрировать эффекты, возникающие при изменении последовательности чередования материалов. Также расчеты проводились для однородного экрана из «сплава» Al–W с эквивалентным двухслойному экрану массовым содержанием атомов W и Al и для двухслойных экранов, в которых вместо алюминия использовался полиэтилен. На экраны направлялись нормально падающие потоки электронов с энергией 1 МэВ и электроны с энергетическим спектром геостационарной орбиты (ГСО), который описывается экспоненциальным распределением со средней энергией 0,5 МэВ [9]. В качестве основной характеристики защитных структур рассматривался поток энергии электронного излучения, прошедшего за экран.

Рассчитанные величины относительного потока энергии электронов, прошедших за рассматриваемые экраны приведены в таблице 2.1. Результаты расчетов, выполненные для двухслойных структур Al/W и W/Al с толщиной каждого слоя 100 мкм, показали, что более эффективное ослабление потока энергии электронов происходит тогда, когда более легкий материал расположен первым. Для моноэнергетического пучка электронов различие в ослаблении потока энергии составляет около 15%. При этом экран из сплава W и Al обеспечивает такой же уровень ослабления потока энергии электронов, как и двухслойный экран W/Al. В случае воздействия на экран из W и Al электронов с энергетическим спектром ГСО, порядок чередования материалов практически не оказывает влияния на величину ослабления потока энергии электронов. Для экрана из W и полиэтилена (Poly) различие в уровне ослабления потока энергии электронов с исходной энергией 1 МэВ меньше, чем для экрана из Al и W, и составляет ~5%.

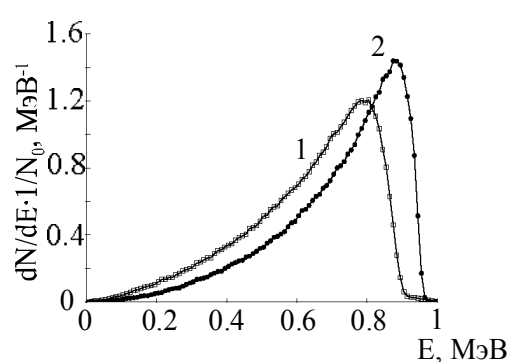
Таблица 2.1. Относительный поток энергии электронов за экранами из различных материалов

Энергия электронов	Al/W	W/Al	Сплав W и Al
1 МэВ	$0,0330 \pm 0,0006$	$0,0384 \pm 0,0007$	$0,0391 \pm 0,0007$
Спектр ГСО	$0,164 \pm 0,003$	$0,167 \pm 0,003$	$0,171 \pm 0,003$
	Poly/W	W/Poly	—
1 МэВ	$0,043 \pm 0,001$	$0,046 \pm 0,001$	—

Полученный результат можно пояснить с помощью энергетических спектров электронов на границах слоев Al и W, которые представлены на рисунке 2.7а. После прохождения потока электронов через слой W происходит значительное смещение и уширение их спектра, в то время как Al, будучи относительно легким материалом, не вызывает значительных изменений в спектре электронов. В случае использования полиэтилена вместо Al роль слоя легкого материала в ослаблении потока энергии электронов снижается, что приводит к уменьшению влияния порядка чередования слоев на параметры прошедшего за экран излучения. Следует отметить, что при взаимодействии падающего потока с экраном важную роль играют процессы обратного рассеяния электронов. Для указанных структур доля обратно рассеянных электронов весьма высока ($\sim 43\%$), а рассеяние происходит в основном в слое более тяжелого W, чем объясняется различие в спектрах отраженных электронов (рисунок 2.7б).



а



б

Рисунок 2.7. Спектры первичных электронов после прохождения каждого слоя (а): 1 – Al/W после слоя 1; 2 – Al/W после слоя 2; 3 – W/Al после слоя 1; 4 – W/Al после слоя 2; и спектры обратно рассеянных электронов (б): 1 – Al/W; 2 – W/Al

Рассчитанная на основе полученных энергетических спектров доля обратно рассеянного потока энергии электронов составляет $\sim 31\%$ и $\sim 27\%$ от исходного для экранов W/Al и Al/W соответственно.

На рисунке 2.8 приведены энергетические спектры первичных электронов, прошедших через экраны из Al и W для двух случаев – моноэнергетический поток электронов с энергией 1 МэВ и поток электронов с энергетическим спектром ГСО. Видно, что, несмотря на значительные различия в характере преобразования спектров в первом и втором слоях экрана, различия в спектрах прошедших электронов невелики, а в случае воздействия на экран потока электронов с распределенным энергетическим спектром (ГСО), эффект чередования материалов практически незаметен (рисунок 2.8б).

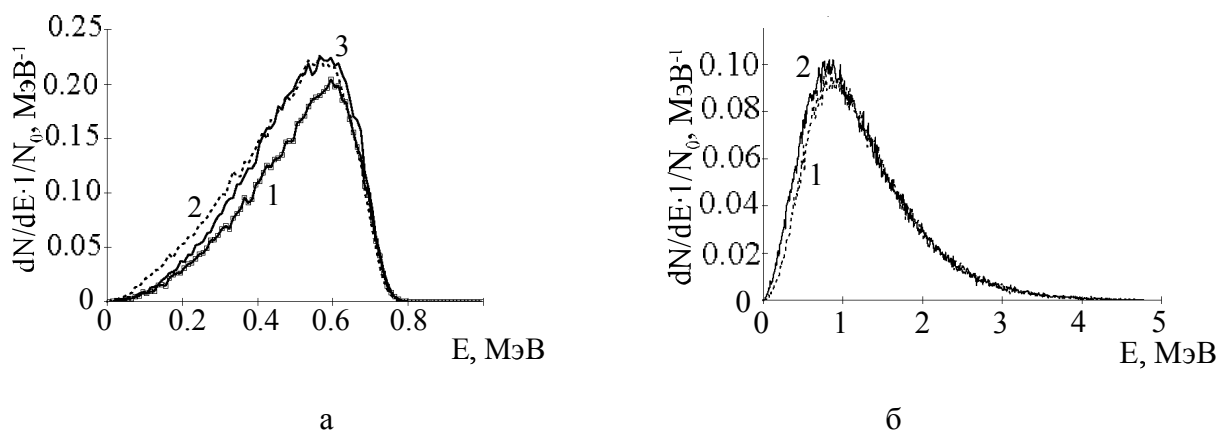


Рисунок 2.8. Спектры первичных электронов, прошедших через двухслойные структуры Al/W (1) и W/Al (2) и экран из сплава W и Al (3), для двух случаев: а – моноэнергетический поток ($E = 1$ МэВ); б – спектр электронов ГСО

Для структур из Al и W с толщиной слоев 50 мкм был произведен расчет прохождения протонов с энергией 6 МэВ. Однако в данном случае более эффективным оказался экран, в котором первым располагался более тяжелый материал. Число прошедших протонов для обеих структур отличалось незначительно (менее 1%), но эффективность поглощения энергии P в случае W/Al оказалась на $\sim 10\%$ выше. На рисунке 2.9а представлены энергетические спектры протонов после прохождения двухслойных структур Al/W и W/Al с толщиной 50 мкм и однослойных экранов толщиной 100 мкм из Pb и сплава Al–

W. Из рисунка видно, что спектр протонов оказывается более ослабленным после прохождения экрана W/Al.

Анализ полученных результатов показал, что при энергиях протонов 1–10 МэВ основной вклад в потери энергии налетающими частицами дают ионизационные потери, а процессы обратного рассеяния ослаблены. Рисунок 2.9б иллюстрирует различие в спектрах протонов, прошедших через Al/W и W/Al структуры. Хорошо видно, что, как и в случае электронов, основное изменение спектра протонов происходит в слое W, поскольку ионизационные потери в W и Al протонов существенно отличаются.

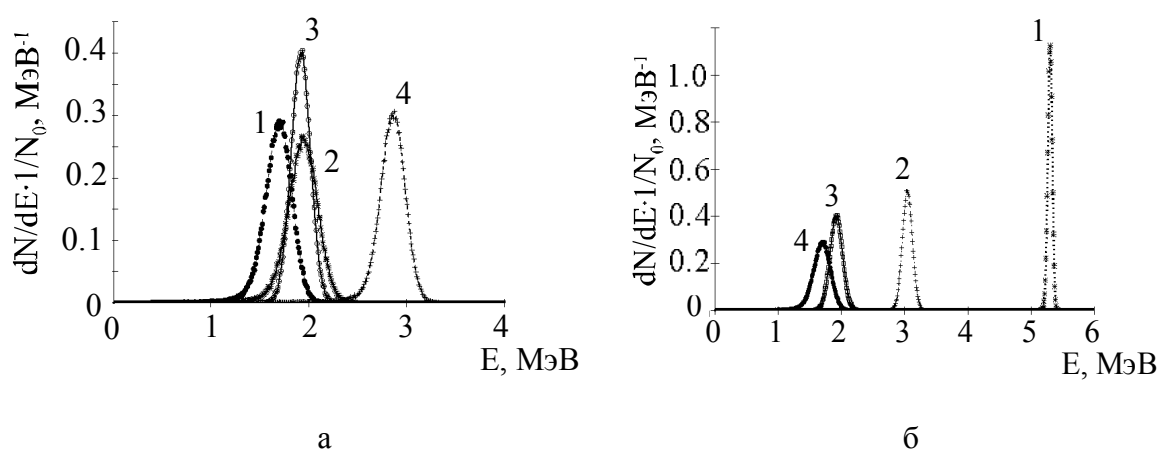


Рисунок 2.9. Спектры протонов с энергией 6 МэВ после прохождения двухслойных структур Al/W и экранов из Pb и сплава W и Al (а): 1 – W/Al; 2 – сплав Al и W; 3 – Al/W; 4 – Pb; и после прохождения первого и второго слоя структур Al/W и W/Al (б): 1 – Al/W после слоя 1; 2 – W/Al после слоя 1; 3 – Al/W после слоя 2; 4 – W/Al после слоя 2

Величины относительного потока энергии прошедших через экраны протонов показаны на рисунке 2.10. Для сравнения на рисунке также приведены значения относительного потока энергии прошедших протонов для экранов из Pb и Al толщиной 100 мкм и для W толщиной 57 мкм. Последний вариант соответствует случаю однородного экрана из W с массой, равной массе двухслойного экрана W/Al с толщиной слоев 50 мкм. Экран из Al толщиной ~ 407 мкм, масса которого равна массе двухслойного экрана W–Al, и экран из W толщиной 100 мкм полностью поглощают поток протонов с энергией 6 МэВ. Однако в первом случае мы получаем значительный проигрыш в габаритах экрана по сравнению с экраном W–Al, а во втором – проигрыш в массе экрана.

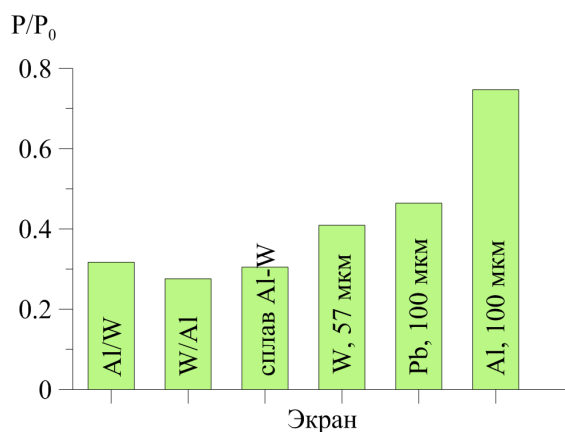


Рисунок 2.10. Относительный поток энергии протонов после прохождения через экраны из различных материалов

Аналогичные расчеты были выполнены для двухслойных структур W–Al с толщинами 0,1–100 мкм при энергиях протонов 50 кэВ – 10 МэВ с помощью программных комплексов GEANT и TRIM. По мере уменьшения энергии налетающих частиц возрастает роль процессов обратного рассеяния (рисунок 2.11а). Полученные результаты также продемонстрировали более высокую эффективность экрана W/Al (рисунок 2.11б).

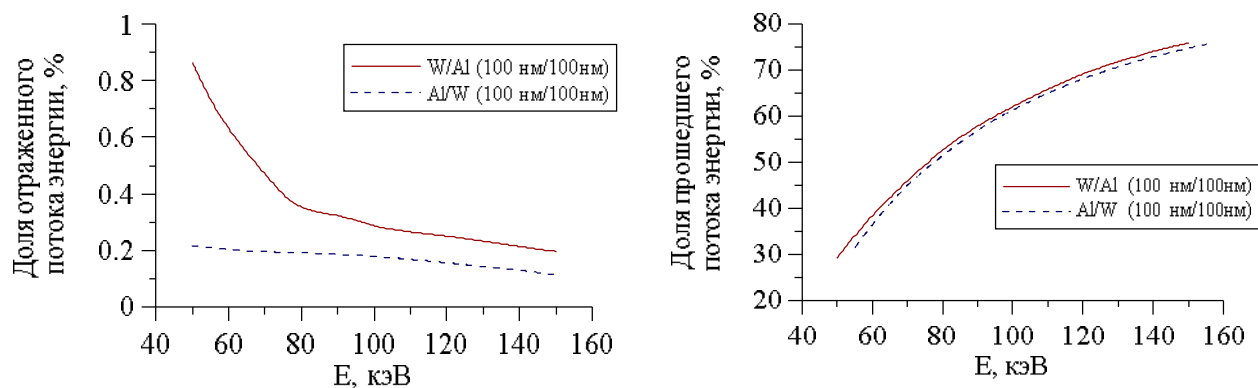


Рисунок 2.11. Доля рассеянного назад (а) и прошедшего за экран (б) потока энергии протонов в зависимости от их энергии и порядка чередования материалов в экране с толщиной слоев 100 нм

Из приведенных выше результатов видно, что эффект чередования материалов в двухслойных экранах наиболее ярко проявляется в случае воздействия на экран протонов. Поэтому исследование роли количества чередующихся слоев в экране проводилось с использованием потока протонов. Схожие результаты были получены для потоков электронов, однако в этом случае

эффект выражен слабее. На рисунке 2.12 показаны рассчитанные значения относительного потока энергии прошедших через многослойные экраны из W и Al протонов с исходной энергией 6 МэВ в зависимости от количества чередующихся слоев. При этом суммарная толщина экрана оставалась неизменной.

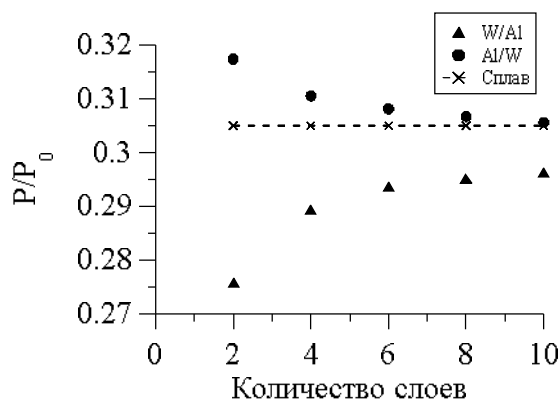


Рисунок 2.12. Зависимость величины относительного потока энергии прошедших через экран толщиной 100 мкм протонов от количества чередующихся слоев W и Al

Наилучший уровень ослабления потока энергии протонов соответствует случаю двухслойного экрана W/Al, наихудший – двухслойному экрану Al/W. С увеличением количества чередующихся слоев величина потока энергии протонов после прохождения через экран с первым слоем из W увеличивается, а после экрана с первым слоем из Al – уменьшается. При увеличении количества слоев величины потоков энергии протонов, прошедших через многослойные экраны, приближаются к аналогичным величинам для экрана из эквивалентного сплава W–Al. Следует отметить, что и при большом количестве слоев (6–10) поток энергии протонов после многослойного экрана с первым слоем из W несколько ниже, что, как и в случае двухслойного экрана, связано с различием преобразования спектра протонов материалом первого слоя.

Таким образом, в рассмотренных диапазонах энергий и толщин более эффективным многослойным экраном для защиты от протонного излучения является двухслойный экран, в которой первый материал более тяжелый (W/Al), а для защиты от электронного излучения – более легкий (Al/W). Увеличение количества слоев приближает параметры многослойного экрана к параметрам

однородного экрана с эквивалентным средним химическим составом и плотностью. При воздействии излучения с распределенным спектром эффект чередования слоев становится практически незаметен.

В космическом пространстве на КА могут воздействовать как электроны, так и протоны, поэтому выбор материалов экрана необходимо выполнять с учетом радиационных условий на рассматриваемой орбите. Кроме того, в зависимости от области применения экрана, более выгодным может оказаться применение более легкого или более компактного варианта защиты. Следовательно, задача создания оптимального экрана не имеет универсального решения и должна рассматриваться в каждом случае отдельно.

2.3.1. Анализ эффективности многослойных экранов

Анализ радиационно-защитных свойств многослойных экранов проводился на примере структур висмут-медь. Выбор материалов и параметров экранов сделан на основе данных, приведенных в работе [105] по экспериментальному исследованию радиационно-защитных свойств многослойных биметаллических экранов из висмута и меди при облучении электронами с энергией 4 МэВ. Экраны были сформированы методом электролитического осаждения чередующихся слоев висмута и меди на плоских медных подложках толщиной 1 мм. Исследуемые образцы имеют следующий состав: №1 – 12 слоев Вi по 30 мкм и 12 слоев Си по 3 мкм; №2 – 196 слоев Вi по 6 мкм и 196 слоев Си по 1,2 мкм; №3 – 18 слоев Вi по 75 мкм и 18 слоев Си по 6 мкм. Кроме того, для сравнения были использованы простые медные экраны толщиной 0,8 – 2,4 мм.

Величина коэффициента ослабления поглощенной дозы $K_{\text{экс}}$ оценивалась по концентрации вторичных радиационных дефектов, введенных электронным излучением в структуру кремниевого детектора: $K_{\text{экс}} = D_e/D_{e0}$, где D_e – доза облучения, полученная детектором за экраном, D_{e0} – доза, требуемая для введения такой же концентрации данного типа дефектов без экрана. При этом считалось, что количество образовавшихся в кремнии дефектов пропорционально

полученной дозе облучения. Результаты измерения эффективности многослойных экранов приведены в таблице 2.2.

Таблица 2.2. Параметры многослойных экранов висмут/медь [105]

№	Экран	Толщина экрана, г/см ²	Эффективность $K_{\text{экс}} = D_e/D_{e0}$
1	12 слоев Вi по 30 мкм, 12 слоев Cu по 3 мкм + подложка Cu 1мм	1,223	20–25
2	196 слоев Вi по 6 мкм, 196 слоев Cu по 1,2 мкм + подложка Cu 1мм	2,240	120–140
3	18 слоев Вi по 75 мкм, 18 слоев Cu по 6 мкм + подложка Cu 1мм	2,470	120–140

В рамках диссертационной работы было выполнено математическое моделирования прохождения электронов с указанной энергией и произведено сопоставление с экспериментальными данными, приведенными в таблице 2.2 [104].

В качестве параметра, характеризующего защитные свойства экранов, использовался коэффициент ослабления поглощенной дозы $K_D = D_0/D$, где D_0 – поглощенная доза в детекторе без защитного экрана; D – поглощенная доза за защитным экраном.

Результаты расчета эффективности многослойных экранов в сопоставлении с экспериментальными данными из работы [105] показаны на рисунке 2.12. Видно, что экспериментальные и расчетные оценки эффективности образцов в целом согласуются. В то же время следует отметить, что экспериментальное определение коэффициента ослабления $K_{\text{экс}}$ проводится по числу дефектов, образовавшихся в детекторе, в то время как при моделировании использовался коэффициент ослабления поглощенной дозы K_D .

Для исследования влияния дискретности структуры экрана на его радиационно-защитные характеристики дополнительно были рассчитаны зависимости коэффициентов ослабления поглощенной дозы от толщины для однослойных экранов из Cu и Вi. Из рисунка 2.13 видно, что рассчитанные

значения коэффициент ослабления для образца №1 лежит между кривыми для Вi и Cu, а для образцов №2 и №3 – немного ниже.

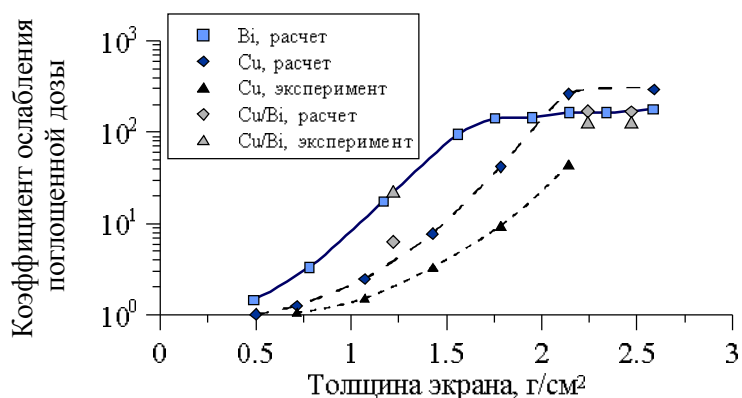


Рисунок 2.13. Коэффициент ослабления поглощенной дозы в кремниевом детекторе за различными экранами. Облучение потоком электронов с энергией 4 МэВ

Анализ полученных данных показал, что при малой толщине экрана поглощенная в детекторе доза создается в первую очередь за счет электронов, прошедших через экран. С ростом толщины защитного экрана возрастает роль тормозного излучения: с 1,5% при толщине экрана из Cu 1,1 г/см^2 , до ~10% при толщине 1,6 г/см^2 и ~90% при толщине 2,3 г/см^2 . Для толщин, соответствующих образцам №2 и №3 (2,2–2,5 г/см^2), практически все первичные электроны поглощаются материалом экрана, и поглощенная доза определяется главным образом тормозными гамма-квантами, средняя энергия которых в более тяжелом Вi выше. Поэтому при указанных толщинах коэффициент ослабления K_D для Cu оказывается больше, чем для Вi.

Образцы многослойных экранов, использованные в [105], состояли преимущественно из Вi (таблица 2.2), поэтому при больших толщинах коэффициенты ослабления K_D образцов №2 и №3 оказались близки к расчетным значениям, полученным для Вi. В случае более низких толщин наличие слоев из Cu приводят к снижению K_D по сравнению с однослойным экраном из Вi. При этом число слоев, их толщины и последовательность практически не влияют на коэффициент ослабления, и радиационно-защитные характеристики рассматриваемых образцов определяются в первую очередь соотношением массовых долей элементов с высоким и низким Z . С целью проверки данного

результата было проведено моделирование воздействия потока электронов на сплав Bi–Cu, имеющий такой же массовый состав, как образец №1. Рассчитанное значение коэффициента ослабления K_D оказалось на ~10% выше аналогичного значения для образца №1.

Таким образом, выполненные расчеты показали, что для рассмотренных в [105] многослойных экранов большое число слоев и их чередование не оказывают существенного влияния на радиационно-защитные характеристики таких экранов. В данном случае эффективность защитных экранов определяется в первую очередь их составом.

Аналогичный расчет был проведен для многослойного композита из полиэтилена с добавлением 5% об. карбида бора (B_4C) [106]. Толщина слоев наполнителя варьировалась от 50 до 500 мкм, при этом во всех случаях массовое соотношение материалов в экранах оставалось постоянным. В качестве характеристики различных материалов использовалась эффективность поглощения энергии P , равная отношению прошедшего через данную толщину экрана потока энергии к полному потоку энергии падающего на экран пучка протонов. Расчеты показали, что увеличение толщины слоев наполнителя приводит к ухудшению защитных свойств экрана, а наилучшими характеристиками обладает материал с эквивалентным композиту химическим составом и средней плотностью (рисунок 2.14).

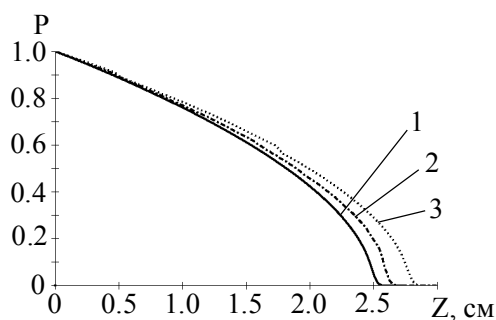


Рисунок 2.14. Эффективность поглощения потока энергии протонов в однородном полимерном композите (1) из полиэтилена с добавлением 5% об. карбида бора (B_4C) и многослойных экранах эквивалентного массового состава с толщиной слоев примеси: 2 – 50 мкм; 3 – 500 мкм. Исходная энергия протонов 60 МэВ

2.4. Сотовые структуры

2.4.1. Модель сотовой панели

В качестве внешней защитной оболочки КА обычно используются сплошные экраны из различных материалов, чаще всего из алюминиевых сплавов. Рассматриваются и другие варианты защиты, основанные на применении экранов более сложной конфигурации из различных материалов. Один из вариантов современного конструкционного материала внешней защиты КА показан на рисунке 2.15. Экран представляет собой тонкую алюминиевую «соту», помещенную между двумя пластинами. В качестве материала верхней и нижней пластин панели обычно используется углепластик или алюминий.



Рисунок 2.15. Модель сотовой панели

Целью выполненного математического моделирования являлось исследование радиационно-защитных свойств описанной выше сотовой конструкции. Также, было исследовано влияние параметров геометрии модели на характеристики энергетического спектра радиационного излучения и его угловые распределения при взаимодействии с материалом панели. Проведено сравнение радиационно-защитных свойств сотового конструкционного материала и сплошного экрана из алюминия, а также сравнение характеристик проходящего через материалы излучения [106].

2.4.2. Влияния конфигурации сотовой панели на ее радиационно-защитные свойства

Для решения поставленной задачи был проведен расчет распределения поглощенной дозы по толщине модели при ее облучении изотропным потоком электронов со спектром, характерным для электронов РПЗ. На основе этого

распределения была рассчитана эффективность поглощения энергии электронов в «сотовой» панели (рисунок 2.16). Эффективностью поглощения энергии здесь называется отношение прошедшего через данную толщину экрана потока энергии электронов к полной энергии падающих на экран электронов. Приведенные на рисунке 2.16 графики имеют три ярко выраженные области, соответствующие трем основным частям модели: верхней пластине, алюминиевой «соте» и нижней пластине.

Эффективность поглощения энергии в средней части панели, определяется не только ее геометрическими размерами, но и параметрами внешних пластин. Поглощение излучения в сотовой структуре в значительной степени обусловлено процессами рассеяния, зависящими от углового распределения падающего излучения, которое в свою очередь связано со степенью поглощения во внешних пластинах панели. При увеличении толщины стенок ячеек сотовой структуры существенно увеличивается эффективность поглощения энергии излучения в панели (рисунок 2.16б).

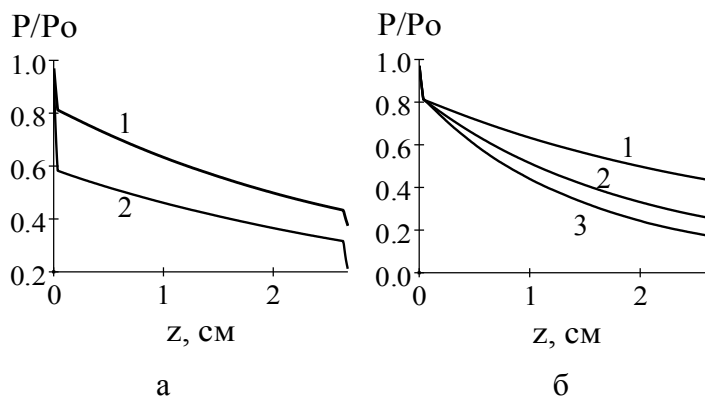


Рисунок 2.16. Эффективность поглощения энергии электронов РПЗ в сотовой панели: а – в зависимости от выбора материала внешних пластин (толщина стенок сотовой конструкции 0,1 мм): 1 – углепластик; 2 – алюминий; б – в зависимости от толщины стенок: 1 – 0,1 мм; 2 – 0,2 мм; 3 – 0,3 мм (внешние пластины из углепластика)

Для сравнения защитных свойств сотовой панели и сплошного алюминиевого экрана была рассчитана кривая поглощения потока энергии электронов (отношение поглощенной в материале энергии к полной энергии электронов) с характерным для электронов РПЗ спектром в плоском алюминиевом экране. Полученная зависимость использовалась в дальнейшем при определении эквивалентной толщины сплошного алюминиевого экрана для

сотовых панелей. В таблице 2.3 представлены результаты расчетов относительной величины поглощенного потока электронов в сотовой панели для разных соотношений геометрических размеров модели и различных материалов при облучении изотропным потоком электронов РПЗ.

Таблица 2.3. Эффективность радиационной защиты при воздействии изотропного потока электронов РПЗ

Материал пластин	Толщина пластин, мм	Толщина стенок ячейки, мм	Высота ячейки, мм	Относительная величина поглощенного потока энергии	Эквивалентная толщина алюминиевого экрана, мм
алюминий	0,4	0,1	26	0,860	1,58
алюминий	0,4	0,2	26	0,933	2,26
алюминий	0,4	0,3	26	0,962	2,81
углепластик	0,4	0,1	26	0,798	1,24
углепластик	0,4	0,2	26	0,903	1,89
углепластик	0,4	0,3	26	0,956	2,45
алюминий	0,8	0,1	18	0,918	2,05
алюминий	0,8	0,2	18	0,959	2,52
алюминий	0,8	0,3	18	0,964	2,84
углепластик	0,8	0,1	18	0,722	1,36
углепластик	0,8	0,2	18	0,895	1,84
углепластик	0,8	0,3	18	0,930	2,22

В качестве материала верхней и нижней пластин панели были рассмотрены углепластик (C_2OH , средняя плотность $\rho = 1.5 \text{ г/см}^3$) и алюминий. Для каждого варианта приведена величина эквивалентной толщины сплошного алюминиевого экрана, полученная с помощью рассчитанной кривой поглощения энергии. Как видно из таблицы 2.3, увеличение толщины алюминиевых стенок внутренней структуры «соты» заметно улучшает эффективность поглощения электронов. В случае, когда в качестве материала верхней и нижней пластин выбран углепластик, величина поглощения заметно меньше и обеспечивается в значительной степени именно внутренней алюминиевой структурой панели (см. рисунок 2.16).

Для модели сотовой панели с внешними пластинами из алюминия толщиной 0,4 мм было проведено сравнение результатов расчетов эквивалентной толщины сплошного алюминиевого экрана, полученных с помощью GEANT3, с

аналогичными результатами моделирования лучевым методом. Рассчитанные зависимости эквивалентной толщины сплошного алюминиевого экрана от толщины стенок сотовой структуры при облучении изотропным потоком электронов со спектром электронов РПЗ показаны на рисунке 2.17. Небольшое расхождение приведенных результатов связано с более точным учетом процессов рассеяния электронов в структуре конструкционного материала при моделировании с помощью комплекса GEANT3.

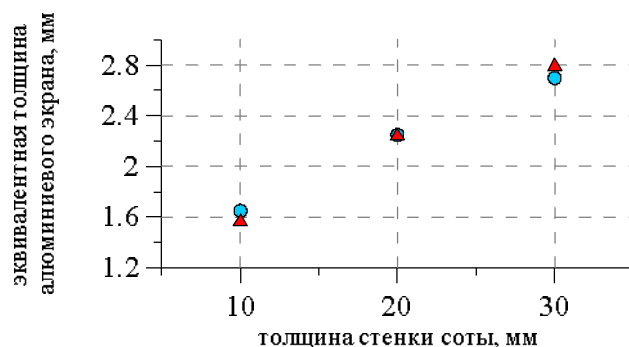


Рисунок 2.17. Зависимость эквивалентной толщины сплошного алюминиевого экрана от толщины стенок сотовой структуры: ● – расчет лучевым методом, ▲ – расчет с помощью GEANT

2.4.3. Спектральные и угловые характеристики проходящего через сотовые панели излучения

Для анализа радиационно-защитных свойств сотовых панелей были проведены расчеты спектральных и угловых характеристик проходящего через материал излучения. Аналогичные расчеты выполнены для эквивалентных по уровню ослабления потока энергии электронов РПЗ алюминиевых экранов. При одинаковом уровне поглощения энергии предпочтительным является получение после прохождения через экран более «мягкого» спектра излучения, т.е. спектра, смещенного в сторону меньших значений энергии частиц. На рисунке 2.18 показаны спектры электронов после прохождения через сотовую панель (кривые 2) и эквивалентный ей сплошной алюминиевый экран (кривые 1) при облучении нормально падающим (рисунок 2.18а) и изотропным (рисунок 2.18б) потоком электронов с энергией $E = 5$ МэВ. Параметры сотовой панели соответствуют

варианту №4 в таблице 2.3. В случае нормального падения спектр электронов более жесткий после прохождения через сотовую панель, чем через алюминиевый экран, поскольку основная часть излучения проходит вдоль сотовой структуры и не взаимодействует с ней. В спектре электронов (кривая 2 на рисунке 2.18а) можно выделить две области: жесткий «пик», обусловленный электронами, прошедшими только через внешние пластины «соты», и низкоэнергетический «хвост», обусловленный электронами, рассеянными во внутренней структуре сотовой панели. При изотропном падении увеличивается доля низкоэнергетической составляющей потока частиц, и спектры электронов после сотовой панели имеют более «мягкий» характер, чем в случае сплошного экрана. Это различие может быть объяснено рассеянием излучения во внутренней структуре сотовой панели, приводящим к более эффективному по сравнению со сплошными экранами поглощению жесткой (высокоэнергетической) составляющей спектра.

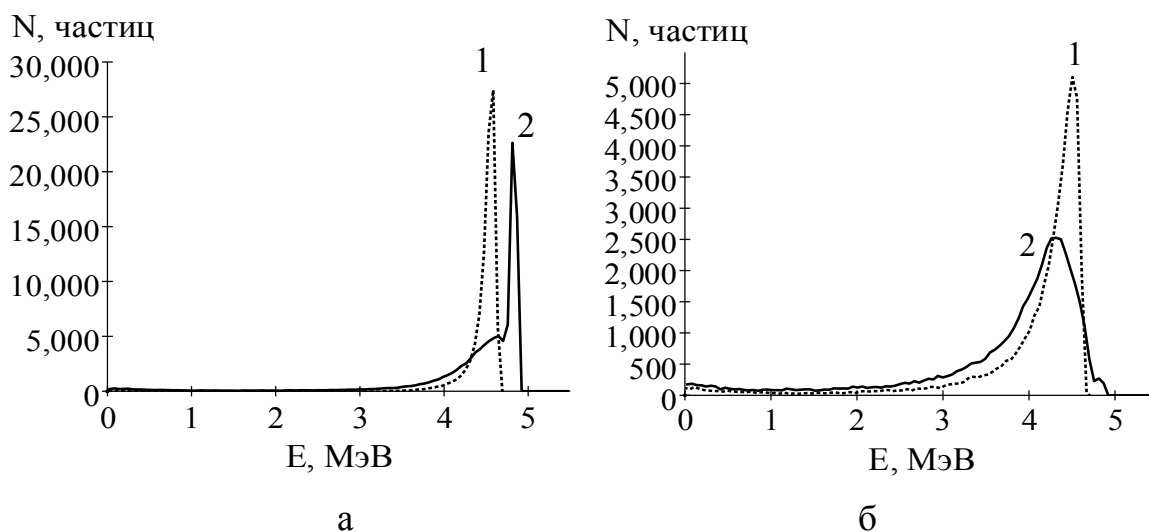


Рисунок 2.18. Спектр электронов после прохождения через модель при облучении нормально падающим (а) и изотропным (б) потоком электронов с энергией $E = 5$ МэВ: 1 – эквивалентный слой алюминия (1,24 мм); 2 – сотовая панель

При облучении модели изотропным потоком электронов РПЗ происходит ослабление потока частиц за счет поглощения в материале панели, однако форма спектра практически не изменяется (рисунок 2.19). Такое поведение спектра прошедших через экраны электронов характерно как для сотовой панели, так и для сплошного алюминиевого экрана.

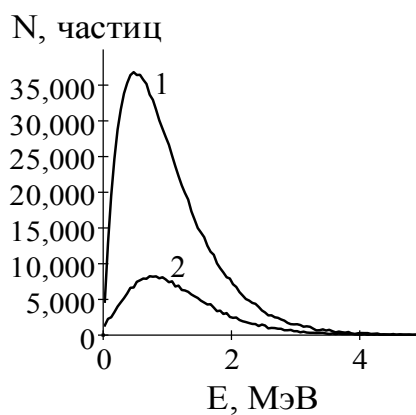


Рисунок 2.19. Спектр изотропного потока электронов РПЗ до (1) и после (2) прохождения через модель сотовой панели

Сравнение угловых распределений электронов до (кривые 1 на рисунке 2.20) и после (кривые 2 на рисунке 2.20) прохождения через внутреннюю структуру сотовой панели дает представление о ее роли в рассеянии излучения. Величине $\cos(\theta) = 1$ соответствует нормальный угол падения частиц на поверхность модели.

При изотропном падении электронов на поверхность панели (рисунок 2.20а) в большей степени рассеянию и поглощению в сотовой структуре подвергаются частицы, соответствующие небольшим значениям $\cos(\theta)$, т.е. имеющие достаточно большую параллельную поверхности модели и перпендикулярную ячейкам «соты» составляющую скорости. Рассеяние близкой к нормали составляющей потока приводит к увеличению числа частиц, соответствующих меньшим значениям $\cos(\theta)$. Таким образом, при прохождении через сотовую структуру панели угловое распределение излучения смещается в сторону меньших значений $\cos(\theta)$, что приводит к увеличению эффективности поглощения энергии.

На рисунке 2.20б представлены угловые распределения нормально падающего потока электронов РПЗ до (кривая 1 на рисунке 2.20б) и после (кривая 2 на рисунке 2.20б) прохождения через внутреннюю сотовую структуру конструкционного материала. Как и в предыдущем случае, происходит сдвиг углового распределения в сторону меньших значений $\cos(\theta)$. В случае нормального падения моноэнергетического потока электронов рассеяние в сотовой структуре панели лишь незначительно изменяет угловое распределение

частиц. Такое поведение распределений связано с незначительным рассеянием частиц достаточно высокой энергии в тонких внешних пластинах панели. Основная часть электронов движется вдоль направления, близкого к нормали, и почти не взаимодействует с сотовой структурой.

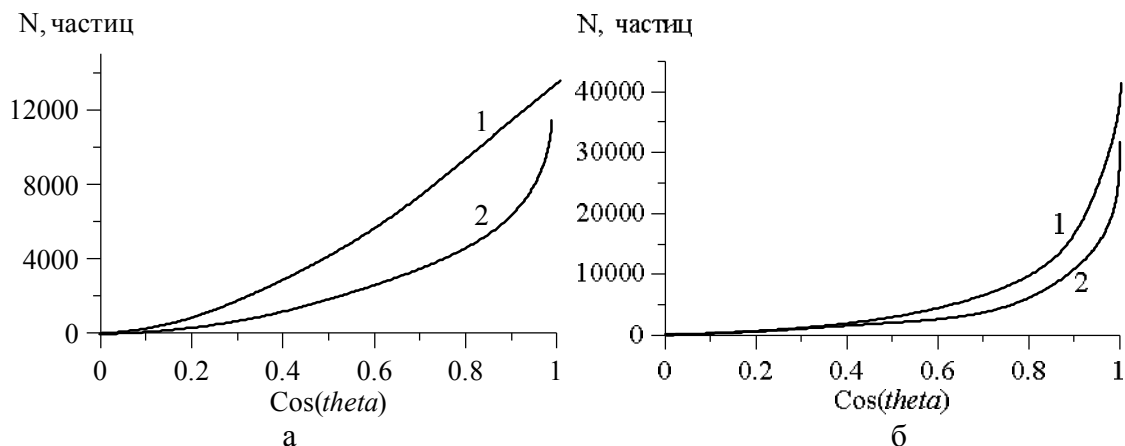


Рисунок 2.20. Угловое распределение электронов до (1) и после (2) прохождения через внутреннюю структуру сотовой панели. Облучение: а – изотропным потоком электронов РПЗ; б – нормально падающим потоком электронов РПЗ

Таким образом, в условиях облучения сотовых панелей изотропными потоками электронов определяющую роль в ослаблении потока радиации играет внутренняя сотовая структура материала. При воздействии нормально падающего потока электронов радиационно-защитные свойства сотового материала определяются главным образом толщиной внешних обкладок панели, а внутренняя сотовая структура практически не участвует в ослаблении потока радиации.

Выводы к разделу 2

1. Рассчитаны распределения поглощенной дозы в микроструктурах, характерных для новых композиционных материалов космической техники. Показано, что структура материала определяет особенности распределения поглощенной энергии излучения по объему, однако радиационно-защитные свойства экрана определяются усредненным химическим составом и плотностью материала. Увеличение содержания в композиционном материале легких элементов (В, Н) приводит к улучшению его радиационно-защитных свойств, в том числе за счет малых сечений образования вторичных нейтронов в ядерных взаимодействиях протонов с атомами материала экрана.

2. Установлено, что степень ослабления потока ионизирующего излучения слоистыми структурами зависит от последовательности расположения материалов с отличающимися физическими свойствами (Al, W).

3. Анализ радиационно-защитных свойств многослойных экранов при воздействии электронов и протонов показал, что при числе слоев более 4–6 степень ослабления потока ионизирующего излучения определяется усредненными параметрами вещества экрана. Выявленные закономерности объясняются спецификой преобразования энергетического спектра ионизирующего излучения в чередующихся слоях.

4. Впервые исследованы радиационно-защитные свойства современных сотовых панелей для случаев облучения их изотропными потоками электронов РПЗ с распределенными энергетическими спектрами и моноэнергетическими пучками электронов. Получены угловые и энергетические характеристики прошедших через материал электронов. Установлена определяющая роль процессов многократного рассеяния электронов на стенках сотовой структуры в ослаблении исходного электронного потока.

3. Моделирование процессов объемного заряжения многослойных структур космических аппаратов

3.1. Постановка задачи

В конструкции КА содержится большое количество различных тонких многослойных структур. Примерами таких объектов являются рассмотренные выше многослойные радиационно-защитные экраны, защитные покрытия солнечных батарей, а также кабельные сети, в которых содержится большое количество чередующихся слоев диэлектриков и проводников. В данном разделе исследуются особенности накопления объемных электрических зарядов в таких структурах при облучении моноэнергетическими потоками электронов и электронами с различными спектрами.

Основными задачами данного раздела являлись:

- исследование процессов объемного заряжения одиночных проводников кабельной сети КА при воздействии потоков электронов с энергиями в диапазоне 0,1–10 МэВ;
- исследование процессов объемного заряжения элемента кабельной сети КА при облучении изотропным потоком электронов со спектром РПЗ и моноэнергетическими пучками электронов с энергиями 1–10 МэВ;
- исследование процессов объемного заряжения элемента кабельной сети КА за защитными экранами при облучении моноэнергетическими пучками электронов с энергиями 1–10 МэВ;
- исследование условий возникновения электрических пробоев в диэлектриках простой конфигурации.

Внешний вид использованной в расчетах модели элемента кабельной сети КА показан на рисунке 3.1. Модель состоит из набора проводников, каждый из которых покрыт тонким слоем изоляции. Проводники собираются в группы с общей проводящей оплеткой. Все сгруппированные таким образом элементы модели могут дополнительно помещаться в общую металлическую оплетку.

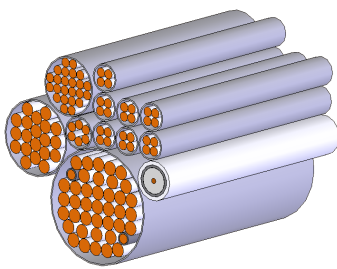


Рисунок 3.1. Модель элемента кабельной сети КА

3.2. Формирование зарядов в трехслойной цилиндрической системе

Рассмотрим особенности распределений термализованного заряда в сечении одиночного проводника при его облучении электронами различных энергий. Диаметр внутренней медной жилы проводника 0,9 мм, толщина изолирующего слоя 0,05 мм, толщина внешней металлической оплетки 0,1 мм. Результаты расчетов представлены в виде диаграмм распределения внедренного заряда Q , выраженного в единицах заряда электрона, в поперечном сечении модели бесконечного проводника [107]. Следует подчеркнуть, что при проведении расчетов с помощью программного комплекса GEANT проводящие свойства материалов не учитываются, и все материалы считаются идеальными диэлектриками.

Проведенные расчеты показали, что при облучении исследуемой структуры электронами достаточно высокой энергии объеме модели накапливается положительный электрический заряд. На рисунке 3.2 показаны рассчитанные распределения внедренного электрического заряда в сечении проводника при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E = 5$ МэВ. В случае рисунка 3.2а расчет проводился без учета эффекта рождения δ -электронов, в случае рисунка 3.2б – с учетом этого эффекта. Следовательно, эффект накопления положительного электрического заряда обусловлен процессами образования и выхода из объема облучаемой структуры вторичных электронов под действием первичного излучения. Особенно сильно эффект проявляется в тонких внешних слоях изоляции и оплетки кабеля.

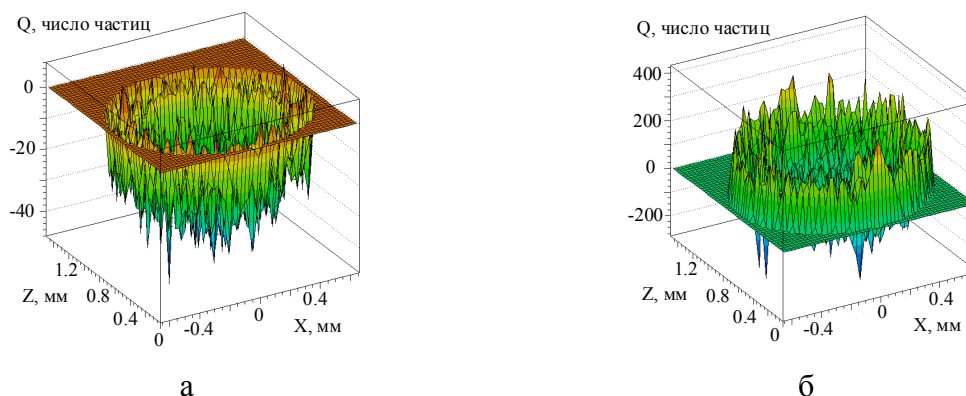


Рисунок 3.2. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E=5$ МэВ: а – без учета эффекта образования вторичных частиц; б – с учетом эффекта образования вторичных частиц

При облучении модели изотропным потоком электронов с энергией $E = 1$ МэВ доля остановившихся в объеме модели электронов увеличивается, происходит накопление отрицательного электрического заряда. Результаты расчета в этом случае представлены на рисунке 3.3.

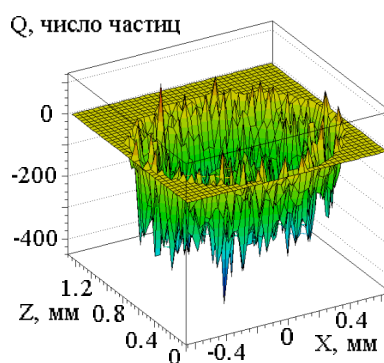


Рисунок 3.3. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E=1$ МэВ с учетом эффекта образования вторичных частиц

При увеличении энергии первичного излучения количество остановившихся в объеме модели первичных электронов уменьшается, как и доля остановившихся δ -электронов, что приводит к уменьшению отрицательного объемного заряда и увеличению положительного. На рисунке 3.4 представлен результат расчета распределения внедренного электрического заряда при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E = 10$ МэВ. За счет образования δ -электронов, покидающих объем модели, происходит более интенсивное, чем в случае рисунка 3.2б, накопление положительного заряда.

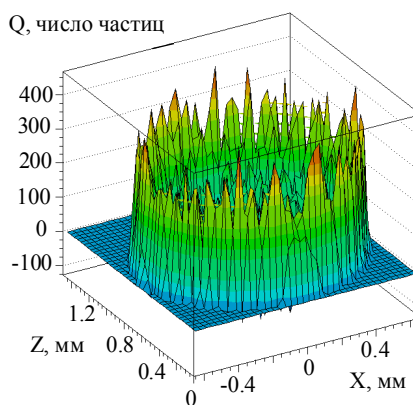
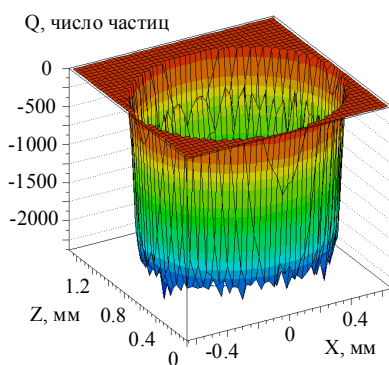
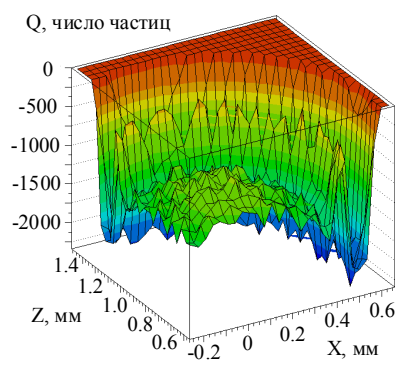


Рисунок 3.4. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов с энергией $E = 10$ МэВ с учетом эффекта образования вторичных частиц

В случае облучения модели электронами со спектром, характерным для электронов РПЗ (рисунок 3.5), значительная часть первичных электронов останавливается во внешней металлической оплетке проводника. Это относится в первую очередь к низкоэнергетической составляющей спектра электронов. Торможение и остановка частиц высокоэнергетической составляющей спектра электронов РПЗ обуславливают накопление отрицательного заряда во внутренней жиле проводника. Тонкий слой изоляции накапливает электрический заряд менее интенсивно, что связано с его малой толщиной и меньшей по сравнению с материалами проводника и оплетки плотностью.



а



б

Рисунок 3.5. Распределение внедренного заряда в элементе модели при облучении изотропным потоком электронов РПЗ с учетом эффекта образования вторичных частиц: а – полное распределение заряда; б – сечение распределения плоскостями, перпендикулярными осям X и Z

Таким образом, при воздействии электронов с энергиями ~ 1 МэВ происходит накопление отрицательного заряда в объеме модели проводника. Наличие в спектре электронов РПЗ низкоэнергетической составляющей приводит к росту величины электрического заряда во внешней части проводника по сравнению с зарядом внутренней части. Воздействие электронов достаточно высоких энергий ($E > 5$ МэВ) приводит к образованию положительного заряда, связанного с образованием вторичных электронов и их последующим выходом из объема модели.

3.3. Объемное заряджение многослойного элемента кабельной сети

Как было указано выше, при моделировании процесса накопления электрического заряда в модели с помощью GEANT не учитываются проводящие свойства среды. Таким образом, может быть проведена оценка величин напряженности поля в диэлектрических материалах. Для более полного и надежного исследования электрической прочности исследуемых объектов необходимо сочетать методы математического и лабораторного моделирования.

В данной работе для исследования электрической прочности в элементе кабельной сети был использован электростатический ускоритель электронов, позволяющий получать поток электронов с энергией 10 МэВ. В этой связи был проведен ряд расчетов для выбора оптимальных условий облучения модели элемента кабельной сети моноэнергетическими потоками электронов [107].

Поскольку проводящие элементы кабеля могут быть заземлены, наибольший интерес представляет анализ процесса заряджения диэлектрических элементов модели. Входящие в состав модели изолирующие элементы можно разделить на две группы: тонкие изолирующие слои отдельных проводников и более толстые слои изолятора, в которые помещены группы проводников. Расчет распределений внедренных зарядов в толстых изолирующих слоях модели при разных энергиях потока электронов показал, что с ростом энергии полный заряд во всех элементах уменьшается по модулю и становится положительным (рисунок 3.6а). Результаты аналогичных расчетов для некоторых тонких

изоляционных слоев показаны на рисунке 3.6б. В этом случае в интервале энергии электронов от 2 до 8 МэВ в диэлектриках также происходит накопление положительного заряда, однако при дальнейшем увеличении энергии в большей части элементов накапливается отрицательный заряд.

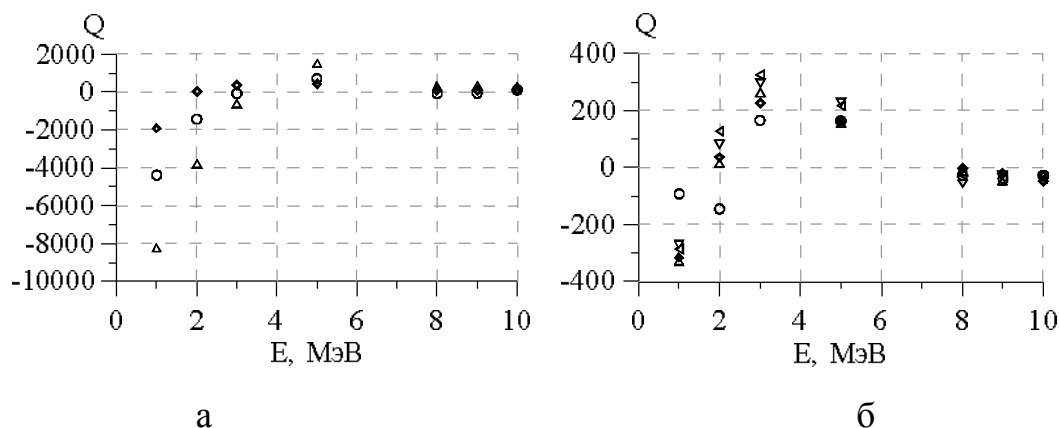


Рисунок 3.6. Зависимость полного электрического заряда (в зарядах электрона) в толстых (а) и тонких (б) элементах изоляции кабеля от энергии потока электронов

Для проводящих элементов, таких как внутренние жилы и внешние оплетки отдельных проводников, зависимость полного заряда от энергии электронов сходна с зависимостью для толстых диэлектриков (рисунок 3.7). С ростом энергии электронов суммарный отрицательный заряд в элементах уменьшается по модулю, а затем становится положительным.

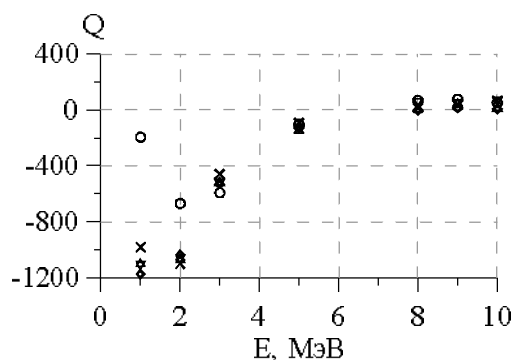


Рисунок 3.7. Зависимость полного электрического заряда (в зарядах электрона) в проводящих элементах кабеля от энергии потока электронов

Таким образом, при облучении модели моноэнергетическими потоками электронов в изолирующих элементах может происходить накопление положительного электрического заряда. Этот эффект более ярко выражен для

элементов, образующих внешние слои кабельной сети – общей оплетки и толстых слоев изоляции. Внутренние более тонкие слои модели, окруженные слоями оплеток и изоляций, накапливают разноименные заряды.

Расчет распределений поглощенных зарядов для полной модели элемента кабельной сети показал, что при воздействии электронов РПЗ полный электрический заряд во всех отдельно взятых проводящих и диэлектрических элементах модели остается отрицательным. Наибольший по модулю отрицательный электрический заряд накапливается в толстых диэлектрических элементах и внешних металлических оплетках модели, если отсутствуют условия для его стока. Следовательно, для имитации воздействия электронов РПЗ с помощью источника электронов с энергией 10 МэВ необходимо преобразовать их спектр таким образом, чтобы снизить количество положительно заряженных элементов модели кабеля. Спектр электронов, получаемых на ускорителе, может быть изменен с помощью рассеивающих экранов различной формы и толщины. Параметры экрана могут быть выбраны на основании результатов математического моделирования.

Результаты расчета распределений внедренных зарядов в элементах изоляции модели при использовании плоских рассеивающих экранов из алюминия показаны на рисунке 3.8.

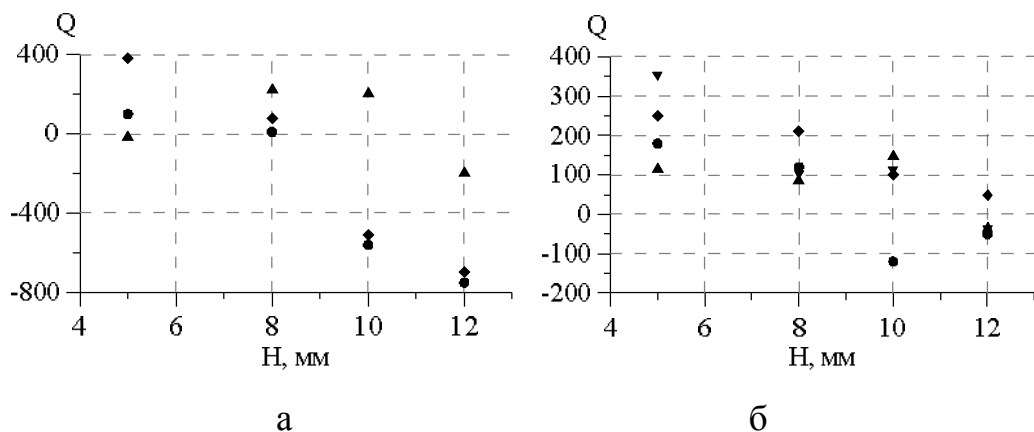


Рисунок 3.8. Зависимость полного электрического заряда (в зарядах электрона) в толстых (а) и тонких (б) элементах изоляции кабеля от толщины рассеивающего экрана при облучении потоком электронов с энергией 10 МэВ

Зависимости для изолирующих элементов различаются, однако при

увеличении толщины рассеивающих экранов доля отрицательно заряженных элементов увеличивается. В проводящих элементах суммарный заряд при использовании экранов толщиной 5–12 мм становится отрицательным.

Следовательно, для получения отрицательных зарядов в диэлектрических элементах модели при облучении электронами с энергией 10 МэВ необходимо использовать рассеивающие экраны толщиной 10–12 мм. Спектр электронов с исходной энергией 10 МэВ за алюминиевым экраном толщиной 10 мм показан на рисунке 3.9. Рассчитанные коэффициенты ослабления потока электронов алюминиевыми экранами использовались для корректировки флюенса при проведении эксперимента по облучению кабеля электронами с энергией 10 МэВ на электростатическом ускорителе.

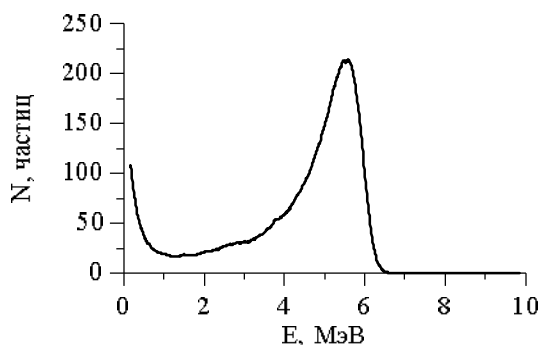


Рисунок 3.9. Спектр электронов (исходная энергия $E_0=10$ МэВ) за рассеивающим экраном (алюминий, толщина экрана $h = 10$ мм)

3.4. Условия возникновения электрического пробоя в диэлектриках

Дополнительное исследование условий объемной электризации и электрических пробоев диэлектриков с заземлением металла было проведено с помощью программы DICTAT [93] проекта SPENVIS [30]. В отличие от комплекса GEANT, в программе DICTAT учитываются проводящие свойства диэлектрических материалов и параметры заземления проводников. Программа DICTAT предназначена для анализа электрической прочности структур металл-диэлектрик простой конфигурации. Расчеты проводились для нескольких конфигураций диэлектриков, показанных на рисунке 10. Модели, приведенные на рисунках 3.10в,г, соответствуют модели одиночного элемента кабеля при различных условиях заземления.

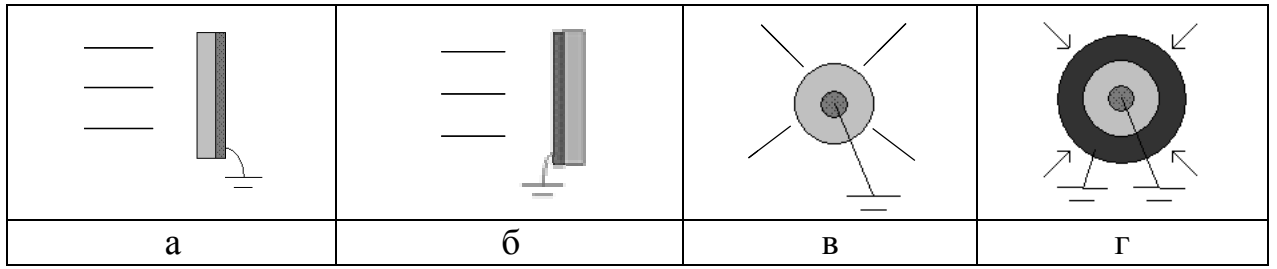


Рисунок 3.10. Конфигурации плоского (а,б) и цилиндрического (в,г) диэлектрика и схемы заземления при расчете в DICTAT. Светло-серым цветом показан диэлектрик, темным – проводник [93]

Образование электрического пробоя регистрируется в DICTAT в случае, если напряженность электрического поля в диэлектрике превышает критическое значение $E_{\max}$. Напряженность электрического поля вычисляется согласно закону Ома:

$$E = J / \sigma, \quad (3.1)$$

где J – электронный ток в диэлектрике, σ – проводимость диэлектрика. Величина собственной проводимости диэлектрика σ_0 зависит от температуры диэлектрика T и напряженности электрического поля E :

$$\sigma_0(E, T) = \frac{\sigma(T)}{3} \cdot \left[2 + \cosh \left(\sqrt{\frac{e^3}{\pi \epsilon}} E \cdot \frac{1}{2kT} \right) \right] \cdot \left(\frac{2kT}{eE\delta} \right) \cdot \sinh \left(\frac{eE\delta}{2kT} \right), \quad (3.2)$$

где e – заряд электрона, k – постоянная Больцмана, ϵ – диэлектрическая постоянная, δ – линейный параметр (~ 10 нм). Температурная зависимость проводимости $\sigma(T)$ описывается следующим выражением:

$$\sigma(T) = \frac{C}{kT} \cdot \exp \left(-\frac{E_a}{kT} \right), \quad (3.3)$$

где C – экспериментально определяемая константа; E_a – энергия активации, значения которой для диэлектриков лежат в диапазоне 1,0–1,5 эВ.

Как было описано ранее в разделе 1.6.4, зависимость проводимости от мощности дозы радиации описывается выражением:

$$\sigma = \sigma_0(E, T) + k_p D^\Delta, \quad (3.4)$$

где в терминах программы DICTAT: Δ – показатель степени, зависящий от типа диэлектрика, k_p – радиационная проводимость диэлектрика при единичной мощности дозы, D – мощность дозы [93].

Параметры исследуемых диэлектрических материалов представлены в таблице 3.1, где использованы следующие обозначения: σ_0 – собственная проводимость диэлектрика при температуре 298К, ϵ – диэлектрическая постоянная, $E_{\max}$ – пробивная напряженность электрического поля. В расчетах использовались стандартные значения параметров диэлектрических материалов, приведенные в DISTAT. В качестве материала защитного проводника использовался алюминий, материалом центрального проводника в цилиндрической конфигурации выбрана медь.

Таблица 3.1 – параметры исследуемых диэлектриков

Диэлектрик	Δ	$\sigma_0, \text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$	$k_p, \text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}\text{рад}^{-\Delta}\text{с}^{\Delta}$	ϵ	$E_{\max}, \text{В}\cdot\text{м}^{-1}$
Каптон	0,6	10^{-15}	$1,0 \cdot 10^{-13}$	3,45	10^7
Майлар	0,8	10^{-16}	$3,0 \cdot 10^{-17}$	3,0	10^7
Тефлон	0,7	10^{-16}	$2,0 \cdot 10^{-14}$	2,15	10^7
Плексиглас	1,0	10^{-15}	$2,2 \cdot 10^{-15}$	4,0	10^7

Для выбранных материалов были рассчитаны максимальные толщины слоев, при которых не происходит электрический пробой в условиях суточного облучения электронами со спектрами, характерными для ГСО и орбиты ГЛОНАСС (рисунок 3.11). Величины потоков электронов на орбите ГЛОНАСС намного выше, чем на ГСО, что приводит к увеличению вероятности достижения пробойных напряженностей электрического поля.

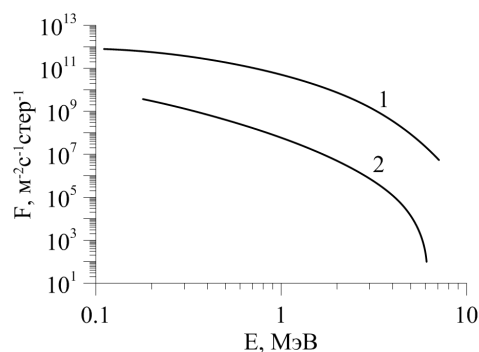


Рисунок 3.11. Интегральные спектры электронов ГЛОНАСС(1) и ГСО (2)

Расчеты для плоского диэлектрика с открытой поверхностью (рисунок 3.10а) показали, что при потоках электронов, соответствующих интенсивностям

ГСО, условия для пробоя создаются только в майларе и тефлоне. Максимальные устойчивые к пробую толщины диэлектриков приведены в таблице 3.2.

Таблица 3.2 – максимальные толщины плоского диэлектрика, устойчивые к пробую

Спектр электронов	Каптон	Майлар	Тефлон	Плексиглас
ГСО	нет пробоя	0,606 мм	2,168 мм	нет пробоя
ГЛОНАСС	3,19 мм	0,0025 мм	0,305 мм	0,100 мм

В случае, когда диэлектрик защищен слоем заземленного проводника (модель на рисунке 3.10б) максимальные устойчивые к пробую толщины диэлектрика значительно выше. Результаты расчета максимальных устойчивых к пробую толщин диэлектриков при облучении потоком электронов со спектром ГЛОНАСС представлены на рисунке 3.12. Увеличение толщины защитного экрана также повышает максимальную устойчивую к пробую толщину диэлектриков.

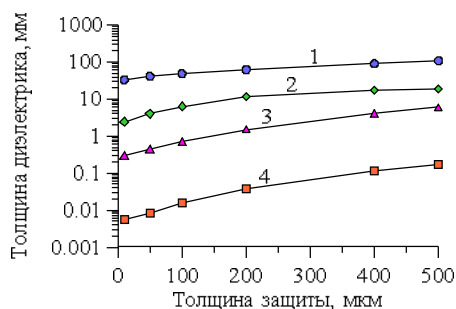


Рисунок 3.12. Максимальные толщины плоских диэлектриков, устойчивые к пробую при облучении спектром электронов ГЛОНАСС в зависимости от толщины защиты: 1 – каптон, 2 – тефлон, 3 – плексиглас, 4 – майлар

В цилиндрической конфигурации диэлектрика (модели на рисунках 3.10в,г) его устойчивость к пробую зависит не только от условий заземления, но и от диаметра центральной жилы проводника. Как и в случае плоского диэлектрика, переход к спектру ГЛОНАСС значительно, более чем на порядок, уменьшает критические толщины диэлектрика. Результаты расчетов приведены на рисунке 3.13.

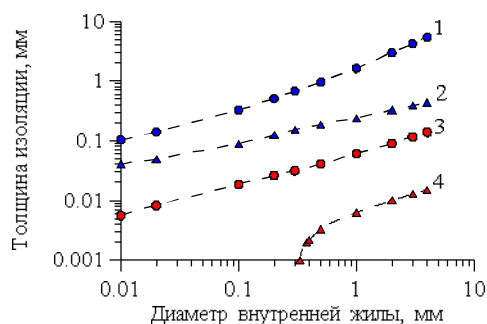


Рисунок 3.13. Максимальные толщины цилиндрических диэлектриков без оплетки, устойчивые к пробое при облучении спектром электронов ГСО (1,2) и ГЛОНАСС (3,4) в зависимости от диаметра внутренней жилы: 1,3 – каптон; 2,4 – тефлон

Добавление внешней проводящей защиты (модель на рисунке 3.10г) также повышает устойчивость диэлектрика к пробое. На рисунке 3.14 приведены рассчитанные максимальные устойчивые к пробое толщины цилиндрического диэлектрика (тефлон) в условиях наличия и отсутствия внешней защитной оплетки. Заземление внешнего проводника приводит к значительному увеличению устойчивости диэлектрика к пробое. Особенно сильно этот эффект проявляется при малых диаметрах внутренней проводящей жилы.

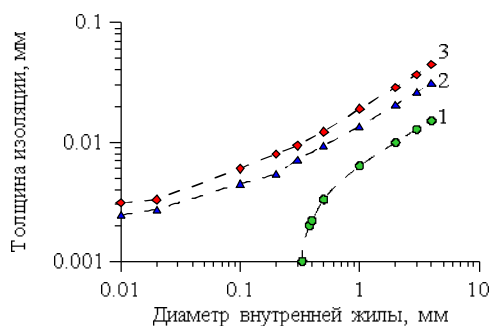


Рисунок 3.14. Максимальные толщины цилиндрических диэлектриков из тефлона, устойчивые к пробое при облучении спектром электронов ГЛОНАСС в зависимости от диаметра внутренней жилы и толщины внешней защиты: 1 – нет защиты; 2 – 10 мкм; 3 – 50 мкм

Таким образом, наиболее устойчивым к электрическому пробое из исследованных материалов является каптон. Для повышения устойчивости материалов необходимо обеспечивать условия для стока внедренного в диэлектрики заряда, используя проводящие оплетки и экраны. Критическим для материала может оказаться увеличение интенсивности потока электронов.

Выводы к разделу 3

1. Обнаружено явление формирования биполярных электрических слоев в тонких многослойных структурах типа «металл-диэлектрик-металл», характерных, например, для кабельных сетей КА. Показано, что этот эффект обусловлен возникновением δ -электронов в материалах под действием первичного пучка электронов. Образование биполярных электрических слоев в указанных структурах приводит к увеличению градиента электрического поля и росту вероятности возникновения электрических разрядов.

2. При объемном зарядении диэлектриков в условиях космического пространства под действием электронов РПЗ распределения внедренного заряда значительно отличаются от соответствующих характеристик, наблюдаемых в лабораторных экспериментах с моноэнергетическими пучками электронов, чем может быть объяснено сильное отличие пороговых значений флюенса электронов, вызывающих электрический пробой.

3. Проведен расчет величин объемных электрических зарядов, накапливающихся в элементах кабельной сети КА при облучении моноэнергетическими потоками электронов с энергиями 1–10 МэВ. На основе полученных данных даны рекомендации по выбору режимов облучения при проведении лабораторных испытаний на электростатическом ускорителе электронов.

4. Проведен анализ условий возникновения электрических пробоев в тонкослойных структурах «металл-диэлектрик-металл» с учетом собственной и радиационной проводимости диэлектриков. Наиболее устойчивым к электрическому пробую из исследованных материалов является каптон. Для повышения электрической прочности материалов необходимо обеспечивать условия для стока внедренного в диэлектрики заряда, используя проводящие оплетки и экраны.

4. Исследование характеристик детекторов космических излучений

4.1. Постановка задачи

Для проведения измерений потоков заряженных частиц во многих случаях используются приборы, в которых регистрация электронов и протонов осуществляется с помощью полупроводниковых детекторов, объединяемых в телескопические системы [108]. Интерпретация показаний таких приборов производится на основании лабораторных градуировок детектирующих систем. Однако получаемая при градуировках информация недостаточно полна, поскольку в лабораторных экспериментах практически невозможно корректно воспроизвести энергетические и угловые распределения, характерные для потоков заряженных частиц в космическом пространстве.

Еще одним типом детекторов являются калориметры, предназначенные для точного измерения энергии фотонного излучения в наземных и космических экспериментах. Неоднородная структура детектора приводит к искажению его показаний. Значение поправочных коэффициентов может быть определено с помощью метода Монте-Карло.

Основными задачами данного раздела являлись:

- исследование характеристик телескопических спектрометров, отработка методики расчета метрологических характеристик для корректировки измеряемых детекторами величин;
- расчет геометрического фактора телескопического спектрометра;
- исследование характеристик детектора гамма-излучения на примере графитового калориметра.

4.2. Телескопические детекторы

Модель исследуемой телескопической системы, состоящей из двух кремниевых полупроводниковых детекторов, показана на рисунке 4.1 [109]. Перед детекторами помещен коллиматор с углом раствора 30° . Первый детектор,

имеющий толщину 0,3 мм, защищен алюминиевой фольгой толщиной 0,02 мм, второй (нижний) детектор имеет толщину 1,6 мм. Перед вторым детектором может помещаться дополнительный алюминиевый поглотитель (0,6 мм). Расчеты проводились для двух вариантов геометрии: для полной трехмерной модели телескопической системы и для упрощенной модели без коллиматора и с увеличенной площадью детектирующих слоев. Во втором случае площадь детектирующих элементов увеличивалась для того, чтобы обеспечить полную регистрацию рассеянных частиц.

При моделировании с помощью комплекса GEANT взаимодействия заряженных частиц с веществом элементов рассматриваемой телескопической системы учитывались процессы ионизации, включая образование вторичных электронов, тормозное излучение электронов и многократное кулоновское рассеяние. В расчетах был использован пакет библиотек Livermore [46], предназначенный для описания физических процессов электромагнитных взаимодействий в диапазоне энергий от 250 эВ до 100 ГэВ.

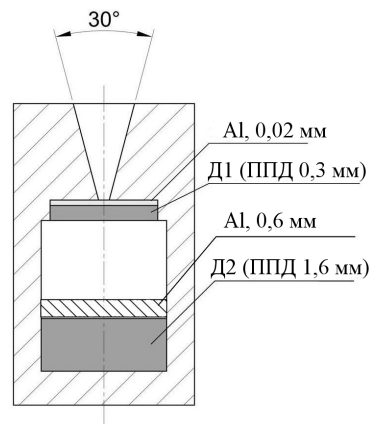


Рисунок 4.1. Расчетная модель исследуемой телескопической системы

Для получения информации о величинах потоков и энергетических спектрах частиц РПЗ с помощью приборов, построенных на основе телескопических детектирующих систем (рисунок 4.1), необходимо знать следующие параметры:

- границы энергетических диапазонов (каналов), в которых производится регистрация частиц каждым детектором;

– эффективность регистрации частиц детекторами, определяемую по отношению числа частиц, зарегистрированных детектором, к числу попавших в детектор;

– геометрический фактор прибора, определяемый телесным углом, в пределах которого регистрируются частицы, и чувствительной площадью детектора.

Границы диапазонов зависят от значений энергетических порогов, устанавливаемых для каждого детектора, как это показано на рисунке 4.2. На этом рисунке приведена рассчитанная для протонов функциональная связь среднего энерговыведения dE в первом (0,3 мм) и втором (1,6 мм) кремниевых детекторах телескопической системы с энергией протонов, падающих на первый детектор. Вид этих кривых определяется зависимостью удельных потерь энергии в кремнии от энергии протонов и толщинами детекторов [108].

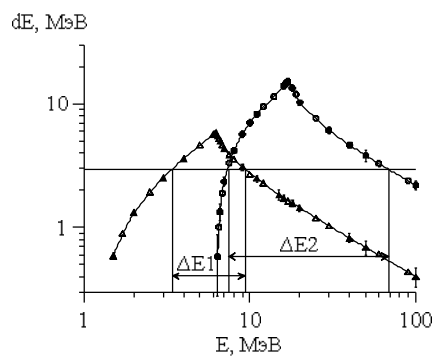


Рисунок 4.2. Энергетические диапазоны регистрации протонов первым ($\Delta E1$) и вторым ($\Delta E2$) детекторами при заданном энергетическом пороге dE

Положение максимума каждой кривой соответствует энергии протонов, длина пробега которых равна толщине детектора. При заданном энергетическом пороге регистрации протонов dE (горизонтальная прямая на рисунке 4.2), границы энергетических диапазонов регистрации протонов первым и вторым детекторами очерчиваются на рисунке 4.2 перпендикулярами, проведенными к оси абсцисс. Очевидно, что путем изменения порогов регистрации можно менять границы энергетических диапазонов (каналов), обеспечивать разнесение или частичное перекрытие каналов первого и второго детекторов и т.п. В данном случае расчет проведен при отсутствии дополнительного поглотителя между Д1 и

Д2. Вводя поглотители разной толщины, можно смещать каналы регистрации второго детектора в область более высоких энергий.

Функциональные зависимости $dE(E)$ для протонов, представленные на рисунке 4.2, были рассчитаны аналитически по средним значениям потерь энергии протонов в кремнии (светлые значки) и путем прямого численного моделирования с помощью GEANT (темные значки). Видно, что результаты расчетов хорошо совпадают, а среднеквадратичное отклонение значений, показанное для результатов численного моделирования, мало. Описанная методика обеспечивает приемлемую точность при регистрации протонов, однако в случае регистрации электронов точность определения энергетических порогов существенно снижается из-за сильного разброса значений переданной энергии и длины пробега электронов [110].

На рисунке 4.3 приведена рассчитанная для электронов зависимость среднего энергосвыделения dE в первом (0,3 мм) и втором (1,6 мм) кремниевых детекторах телескопической системы от энергии электронов, падающих на первый детектор. В данном случае расчет проведен при отсутствии дополнительного поглотителя между Д1 и Д2. Светлыми значками показаны результаты аналитического расчета с использованием данных о средних значениях потерь энергии и длин пробега электронов в кремнии, а темными значками – результаты численного моделирования с помощью GEANT. Вертикальными отрезками показаны величины среднеквадратических отклонений потерь энергии в детекторах при расчете в GEANT.

Видно, что функциональные зависимости $dE(E)$, рассчитанные разными способами, существенно отличаются, а среднеквадратичные отклонения велики. Поэтому использование при регистрации электронов классической методики определения границ энергетических диапазонов прибора сопряжено со значительными ошибками. Зависимость, представленная на рисунке 4.3, рассчитана для случая нормального падения частиц на детектор. Применительно к регистрации заряженных частиц в космическом пространстве необходимо использовать подобные кривые, рассчитанные для изотропных потоков, что

дополнительно усложняет задачу.

Более высокая точность определения метрологических параметров детектирующей системы может быть достигнута, если в качестве характеристики детектирующей системы рассматривать эффективность регистрации, равную отношению числа зарегистрированных детектором частиц N к числу частиц N_0 , попавших в детектор. При таком подходе корректно учитывается разброс значений потерь энергии электронов в материале детектора, являющийся, как видно из рисунка 4.3, главным источником ошибок при определении метрологических параметров детектирующей системы.

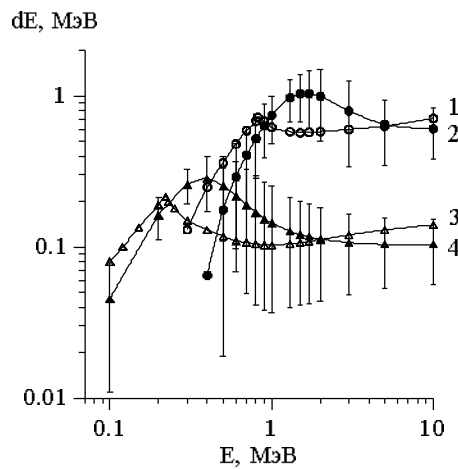


Рисунок 4.3. Зависимости потерь энергии в первом и втором детекторах телескопической системы от энергии регистрируемых электронов, аналитический (1,3) и численный (2,4) расчет

На рисунке 4.4 показаны рассчитанные с помощью комплекса GEANT зависимости эффективности регистрации электронов от их энергии в первом (а) и втором (б) детекторах открытой (без коллиматора) телескопической системы при разных порогах регистрации. Расчет проведен при наличии дополнительного поглотителя толщиной 0,6 мм между Д1 и Д2 для случаев нормального и изотропного падения электронов на первый детектор. При переходе от нормального к изотропному облучению эффективность регистрации в детекторе Д1 возрастает при всех выбранных порогах, поскольку увеличиваются средние потери энергии электронов в детекторе. При этом в детекторе Д2 эффективность регистрации при низком пороге (0,1 МэВ) снижается, что можно объяснить более сильным поглощением и рассеянием электронов в детекторе Д1, а при пороге

1,5 МэВ на соотношение эффективностей существенно влияет снижение энерговыделения в Д2 от электронов с энергиями выше ~ 3 МэВ при их нормальном падении.

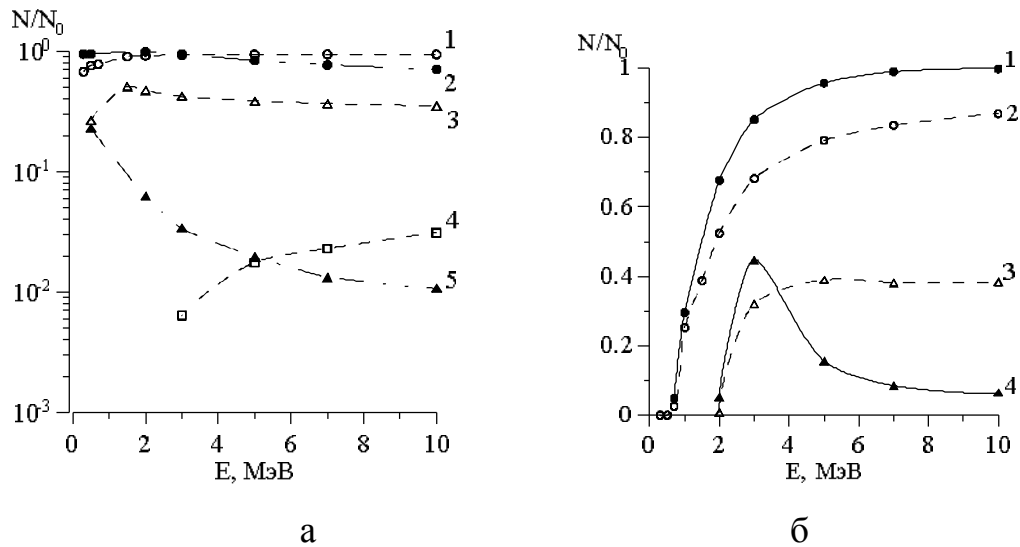


Рисунок 4.4. Эффективность регистрации электронов разных энергий первым (а) и вторым (б) детекторами при нормальном (темные значки) и изотропном (светлые значки) падении. Пороги регистрации: а – 0,1 МэВ (кривые 1, 2), 0,4 МэВ (кривые 3, 5) и 2,1 МэВ (кривая 4); б – 0,1 МэВ (кривые 1, 2) и 1,5 МэВ (кривые 3, 4)

Более полно и наглядно метрологическая характеристика телескопической детектирующей системы, показывающая зависимость эффективности регистрации электронов от их энергии E и порога регистрации dE , представлена на рисунке 4.5 в трехмерном изображении.

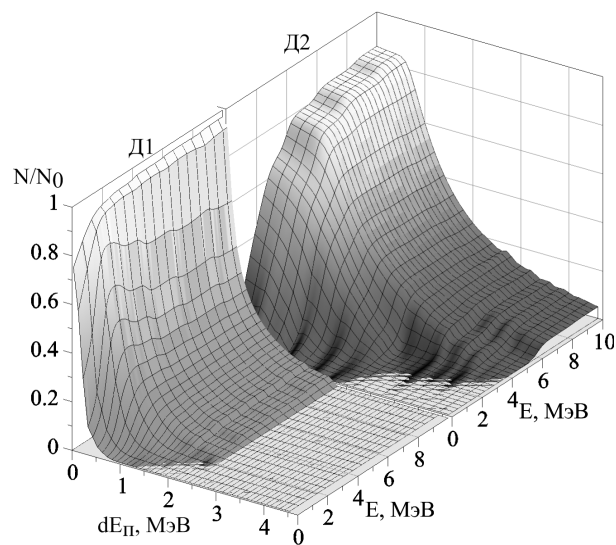


Рисунок 4.5. Метрологическая характеристика детекторов Д1 и Д2

Используемая в настоящей работе методика численного моделирования позволяет рассчитывать различные дополнительные характеристики детектирующей системы, которые могут использоваться при интерпретации показаний спектрометра. На рисунке 4.6а приведены дифференциальные спектры потерь энергии электронов в первом и втором детекторах $F/F_0(dE)$, рассчитанные для случая регистрации изотропного потока электронов с распределенным энергетическим спектром на геостационарной орбите, а на рисунке 4.6б – полученные на основании этих расчетных данных зависимости полного числа частиц $F/F_0(>dE)$, регистрируемых каждым детектором от величины установленного порога регистрации.

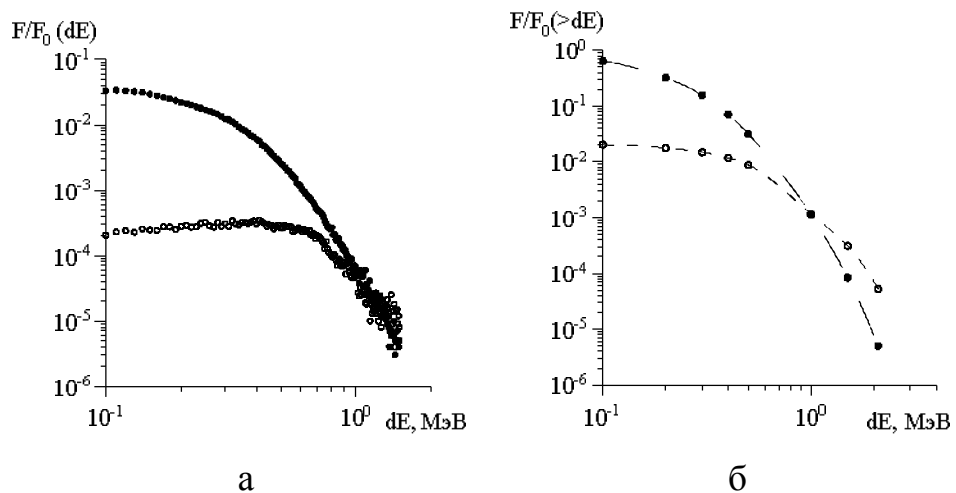


Рисунок 4.6. Дифференциальный спектр потерь энергии (а) и полное число зарегистрированных частиц из спектра при различных порогах регистрации dE (б) для первого (темные значки) и второго (светлые значки) детекторов

С помощью метрологической характеристики, показанной на рисунке 4.5, нетрудно получить полную картину распределения в координатах $E - dE$ числа зарегистрированных событий для произвольно задаваемого энергетического спектра падающих на детектор частиц. На рисунке 4.7 приведен пример такого распределения при регистрации изотропного потока электронов с энергетическим спектром, характерным для геостационарной орбиты.

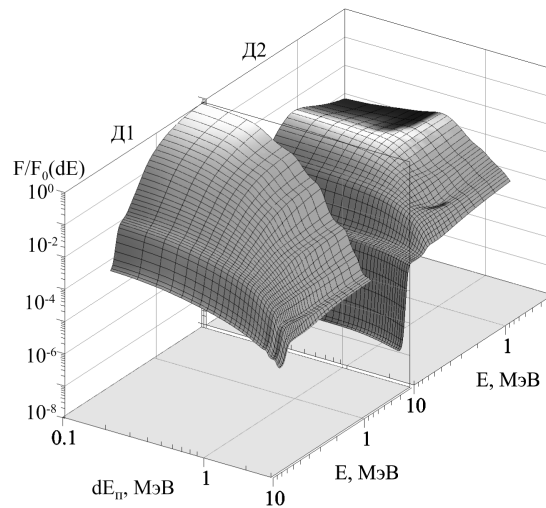


Рисунок 4.7. Зависимость числа электронов, регистрируемых детекторами Д1 и Д2 телескопической системы, от их энергии и порога регистрации

Для перехода от показаний спектрометра к абсолютным значениям потоков заряженных частиц в космическом пространстве необходимо знать геометрический фактор детектирующей системы, который, как уже указывалось, определяется телесным углом, из которого частицы попадают в детектор, и площадью детектора, а кроме того, зависит от углового распределения регистрируемых частиц. Обычно геометрический фактор рассчитывается на основании конструктивных данных коллиматора, установленного перед детектирующей системой, и самой системы.

Геометрический фактор телескопа при изотропном угловом распределении падающего на детектор излучения определяется следующим выражением:

$$G = dS \cdot d\Omega, \quad (4.1)$$

где dS – эффективная площадь детектора, $d\Omega$ – телесный угол, из которого частицы попадают в детектор [111]. Рассчитанный таким образом геометрический фактор для детектора Д1 рассматриваемой телескопической системы при изотропном потоке частиц $G = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^2 \text{ стер}$.

Вместе с тем геометрический фактор прибора может быть определен на основании сопоставления прямого расчета методом Монте-Карло числа регистрируемых частиц детектором без коллиматора и с коллиматором. Для этого удобно, например, воспользоваться функциональными зависимостями, приведенными на рисунке 4.4, дополнив их аналогичными зависимостями,

рассчитанными для телескопической системы с коллиматором. Результаты такого вычисления геометрического фактора для детектора Д1 приведены на рисунке 4.8. При таком способе расчета обнаруживается зависимость величины G от энергии регистрируемых электронов и от порога регистрации, поскольку в этом случае на получаемые значения оказывает влияние эффективность регистрации электронов полупроводниковым детектором, зависящая в свою очередь от углового распределения попадающих в детектор электронов.

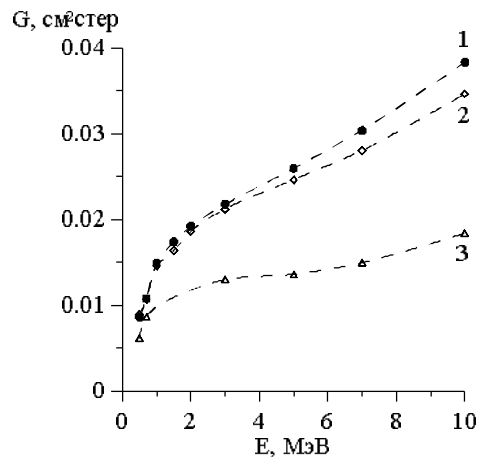


Рисунок 4.8. Геометрический фактор детектора Д1 в зависимости от исходной энергии электронов при порогах регистрации: 1 – 0,01; 2 – 0,1; 3 – 0,4 МэВ

Рассмотренная выше методика численного моделирования с применением программного комплекса GEANT позволяет исследовать метрологические характеристики телескопических систем, построенных на основе детекторов разных типов. На рисунке 4.9 приведены результаты расчета эффективности регистрации электронов детектором Д2 телескопической системы с коллиматором при использовании в качестве Д2 сцинтиллятора CsJ толщиной 20 мм (а) и полупроводникового детектора толщиной 1,6 мм (б).

Получаемые таким способом функциональные зависимости учитывают влияние энергии регистрируемых электронов как на величину геометрического фактора, так и на эффективность регистрации. Рассмотренная методика позволяет более точно интерпретировать результаты измерений потоков электронов на различных орбитах и производить выбор параметров детектирующей системы применительно к конкретным экспериментам [112].

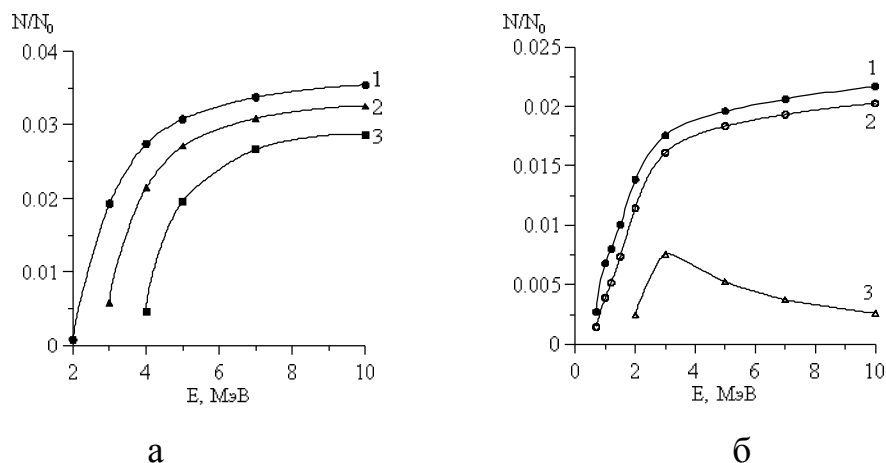


Рисунок 4.9. Эффективность регистрации электронов в зависимости от их энергии при использовании в качестве детектора Д2 сцинтиллятора CsJ (а) при порогах регистрации: 1,5 МэВ (1); 2,4 МэВ (2); 3,5 МэВ (3); и полупроводникового детектора (б) при порогах регистрации 0,1 МэВ (1), 0,4 МэВ (2) и 1,5 МэВ (3)

4.3. Калориметрические детекторы

Для измерения мощности дозы фотонного или ионизирующего излучения в космических и наземных экспериментах применяются графитовые калориметры. Детектор состоит из нескольких элементов, разделенных вакуумными зазорами (рисунок 4.10). Толщина чувствительного элемента калориметра выбирается в зависимости от диапазона измеряемых энергий излучения. В данной работе были исследованы две конфигурации детектора фотонного излучения: с чувствительным элементом толщиной 120 мкм – для измерений в диапазоне от 10 до 50 кэВ; с чувствительным элементом толщиной 2 мм – для регистрации излучения в диапазоне от 50 кэВ и выше. Также был проведен расчет для случая регистрации детектором с чувствительным элементом толщиной 120 мкм потока протонов с энергией 160 МэВ [113].

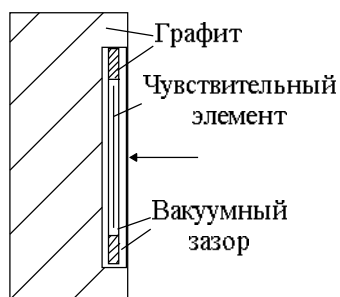


Рисунок 4.10. Схема графитового калориметра. Стрелкой показано направление потока излучения

Величина мощности дозы излучения измеряется в чувствительном элементе, отделенном от графитового блока детектора вакуумными зазорами. Наличие вакуумных зазоров приводит к искажению мощности дозы относительно однородного графитового блока. Измеренное значение превышает значение мощности дозы в однородном графитовом блоке за счет рассеяния вторичных электронов на элементах внутренней структуры калориметра и в вакуумных зазорах. Для точного измерения мощности дозы излучения используются поправочный коэффициент K_{gap} , учитывающий влияние внутренней структуры калориметра [114]. Поправочный коэффициент K_{gap} определяется следующим образом:

$$K_{\text{gap}} = \frac{I_0}{I_{\text{gap}}}, \quad (4.2)$$

где I_0 – значение мощности дозы в сплошном (гомогенном) калориметре, I_{gap} – величина мощности дозы в реальном калориметре.

Коэффициент K_{gap} может быть определен экспериментально. Для этого проводится серия экспериментов в плоскопараллельной камере с различной толщиной зазоров между графитовым блоком и чувствительным элементом детектора. Затем зависимость мощности дозы от величины зазора экстраполируется к зазору нулевой толщины. Однако в эксперименте, в отличие от математического моделирования, невозможно учесть все геометрические особенности детектора.

На рисунке 4.11 приведен график зависимости сечения взаимодействия фотонов с углеродом от энергии фотонов (данные получены из [115]). В диапазоне энергий от 10 до 20 кэВ преобладает фотоэффект, при энергиях выше 20 кэВ основную роль играет Комптон-эффект. Точность вычисления сечения Комптон-эффекта в GEANT4 оценивается равной ~10% в области от 10 до 20 кэВ и ~5% в области $E > 20$ кэВ [37].

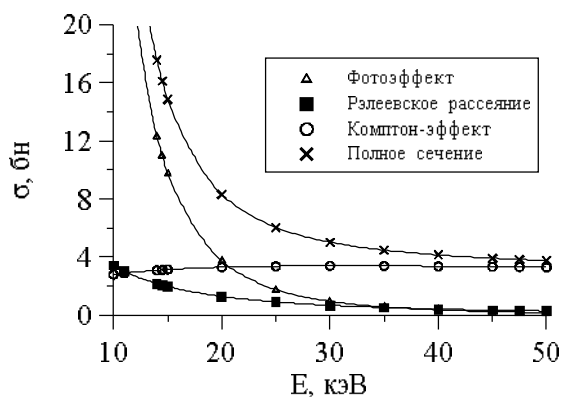


Рисунок 4.11. Зависимость сечения взаимодействия фотонного излучения с углеродом от энергии фотонов

Расчет мощности дозы в чувствительном элементе калориметра был проведен для двух вариантов каждого детектора. В первом случае геометрия расчетной модели соответствовала реальной геометрии детектора, во втором случае расчет проводился для гомогенной модели. Полученные значения мощности дозы были использованы для расчета поправочного коэффициента K_{gap} . Толщина графитового слоя перед чувствительным элементом в обоих случаях оставалась одинаковой.

Для энергии гамма-излучения Co-60 (1250 кэВ) расчеты поправочных коэффициентов проводились неоднократно. Полученные в данной работе с помощью GEANT4 результаты хорошо согласуются с полученными другими авторами результатами расчета в EGSnrc/DOSRZnrc (таблица 4.1) [116]. В данном случае расчеты проводились для детектора с чувствительным элементом толщиной 2 мм.

Таблица 4.1 – коэффициенты коррекции для гамма-излучения Co-60

Энергия фотонов, кэВ	K_{gap} , GEANT4	K_{gap} , EGSnrc/DOSRZnrc
1250	$1,0071 \pm 0,0008$	$1,0065 \pm 0,0008$

В большинстве случаев расчеты коэффициентов коррекции проводятся для гамма-излучения с энергией ~ 1 МэВ. Здесь же приводятся результаты расчетов для фотонов более низких энергий – в диапазоне 10–250 кэВ.

Зависимость рассчитанных значений коэффициентов K_{gap} от энергии

фотонов для детектора, предназначенного для измерений в диапазоне энергий от 50 до 250 кэВ, приведена на рисунке 4.12. Толщина чувствительного элемента калориметра – 2 мм. Расчеты проводились при статистике $N = 2 \cdot 10^7$ событий. С увеличением энергии фотонов коэффициент K_{gap} уменьшается, что связано с уменьшением вклада в значение измеренной мощности дозы вторичных электронов, рассеянных на внутренней структуре калориметра.

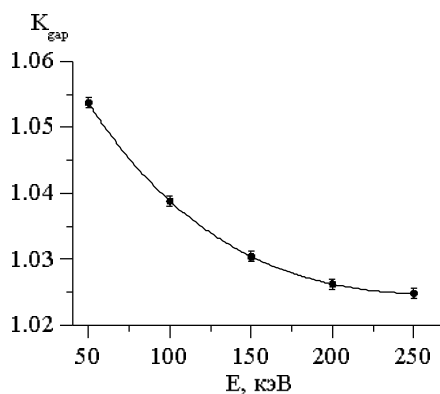


Рисунок 4.12. Зависимость величины коэффициента K_{gap} от энергии фотонов в диапазоне энергий 50 – 250 кэВ

В работе [117] при исследовании параметров графитового калориметра было показано, что увеличение диаметра пучка фотонов (линия Со-60) приводит к уменьшению значения коэффициента коррекции K_{gap} , а максимальное значение наблюдается для точечного источника излучения. Поэтому для одного из калориметров расчеты были проведены как для источника с диаметром пучка, равным диаметру чувствительного элемента, так и для источника меньшего диаметра.

Результаты расчетов для фотонного излучения в диапазоне энергий 10 – 50 кэВ представлены на рисунке 4.13. Чувствительный элемент калориметра для регистрации излучения в этом диапазоне энергий имеет толщину 120 мкм. Для уменьшения влияния флуктуаций потерь энергии на результаты расчетов была выбрана статистика $N = 10^8$ событий. Величина статистической ошибки не превышает размеров точек, отмечающих значения K_{gap} на графике. Как было отмечено выше, коэффициент коррекции зависит от диаметра пучка фотонного излучения. Показанные на рисунке 4.13 зависимости рассчитаны для источника

фотонов диаметром 1 мм и источника с диаметром 25 мм, равным диаметру чувствительного элемента. Таким образом, оценка максимального значения коэффициента K_{gap} может быть выполнена с использованием минимального диаметра источника фотонов, то есть точечного источника излучения.

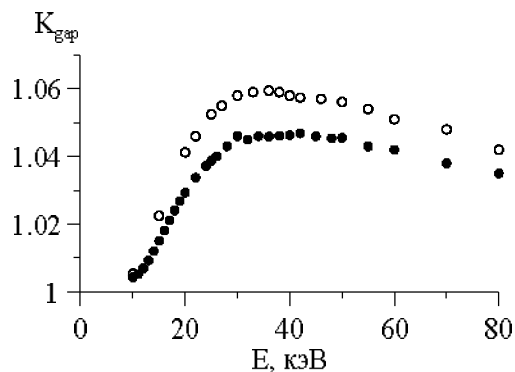


Рисунок 4.13. Зависимость величины коэффициента K_{gap} от энергии фотонов в диапазоне энергий 10 – 50 кэВ при диаметрах источника фотонов 1 мм (светлые значки) и 25 мм (темные значки)

Зависимость величины поправочного коэффициента K_{gap} от энергии имеет немонотонный характер. Максимальные значения K_{gap} при использованных параметрах детектора соответствуют энергиям фотонов 30–50 кэВ, что соответствует области с минимальными значениями средней поглощенной в детекторе энергии на одно событие (фотон) (рисунок 4.14).

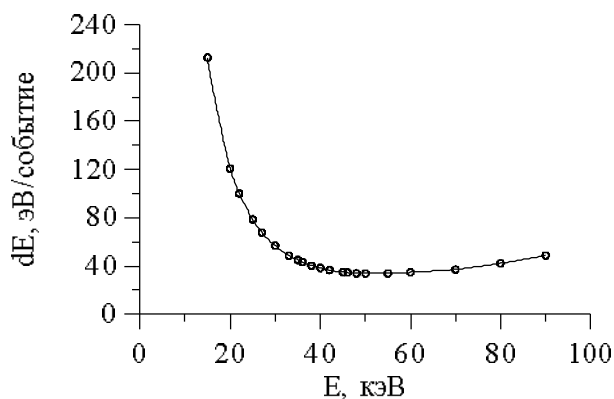


Рисунок 4.14. Зависимость средних потерь энергии фотонов в чувствительной области калориметра от исходной энергии фотонов

С увеличением энергии фотонов преобладающим процессом их взаимодействия с веществом детектора становится Комптон-эффект. Энергия образующихся вторичных электронов E_e определяется соотношением:

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \left(\frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2(\theta / 2)} \right)}, \quad (4.3)$$

откуда видно, что E_e увеличивается с ростом энергии фотонов E_γ . Здесь θ – угол рассеяния фотона, m_e – масса электрона, c – скорость света. Постепенное увеличение средней энергии вторичных электронов приводит к уменьшению влияния их рассеяния на внутренней структуре калориметра на величину поглощенной в детекторе дозы.

Для протонов с энергией 160 МэВ для калориметра с чувствительной областью толщиной 120 мкм значение поправочного коэффициента равно $K_{\text{gap}} = 1,0013 \pm 0,0006$. Следовательно, рассеяние излучения на внутренней структуре калориметра в этом случае практически не оказывает влияния на энерговыделение в его чувствительной области.

Выводы к разделу 4

1. Показано, что метод определения границ энергетических диапазонов телескопических систем, основанный на аналитическом расчете средних потерь энергии регистрируемыми частицами в детекторах сопряжен с большими ошибками при регистрации электронов. Разработана новая более корректная методика определения метрологических характеристик детектора, основанная на прямом численном моделировании процессов взаимодействия электронов с веществом детекторов и элементов детектирующей системы.

2. Получены функциональные зависимости, связывающие геометрический фактор прибора с эффективностью регистрации электронов детекторами, позволяющие уточнять величины потоков регистрируемых электронов.

3. Выполнен расчет поправочных коэффициентов, учитывающих влияние зазоров в конструкции калориметра при регистрации поглощенной дозы фотонного излучения в диапазоне энергий 10–250 кэВ. Показано влияние диаметра пучка фотонов на величину коэффициента коррекции. Немонотонная зависимость коэффициента коррекции от энергии в диапазоне энергий 10–80 кэВ обусловлена изменением механизма взаимодействия фотонного излучения с веществом калориметра.

4. Рассеяние излучения на внутренней структуре калориметра практически не оказывает влияния на измеренное значение поглощенной дозы протонного излучения с энергией 160 МэВ в чувствительном элементе, что объясняется малым рассеянием протонов такой энергии в веществе.

5. Моделирование процессов разрушения полимерных микро- и нанокомпозитов потоком атомарного кислорода

5.1. Постановка задачи

Воздействие атомов кислорода, входящих в состав холодной ионосферной плазмы, приводит к интенсивному разрушению материалов внешних поверхностей КА. Особенно сильно разрушению подвержены полимерные материалы. Для них уменьшение толщины слоя после года эксплуатации в указанных условиях может составлять нескольких десятков и даже сотен микрон [14]. В этой связи уделяется большое внимание повышению стойкости полимеров, что может достигаться путем введения в приповерхностные слои наноразмерных частиц, и созданию специальных полимерных нанокомпозитов, устойчивых к воздействию АК и других факторов космического пространства.

В настоящее время завершенная физико-химическая модель, описывающая совокупность механизмов воздействия АК на полимерные материалы отсутствует [118]. По этой причине для предсказания количественных характеристик эрозии материалов под действием АК используют феноменологические модели, параметры которых определяются на основе экспериментальных данных.

Основными задачами данного раздела являлись:

- создание программного кода для моделирования процесса эрозии полимерных материалов с защитными покрытиями и наполнителями;
- исследование влияния параметров используемой математической модели эрозии на структуру образующихся в материале дефектов, сопоставление с данными экспериментов, калибровка математической модели;
- исследование влияния структуры защитного покрытия на степень рассеяния полимера.

Математическое моделирование процесса эрозии полимерного материала с защитным покрытием и полимерных композитов с наполнителем, устойчивым к

воздействию АК, проводилось методом Монте-Карло, реализованным с использованием библиотек программного комплекса GEANT3.

5.2. Атомарный кислород в натуральных и лабораторных условиях

Количественной характеристикой уноса материала под действием набегающего потока АК является объемный и массовый коэффициенты эрозии, равные отношению удельных потерь объема и массы к флюенсу АК соответственно.

При среднем уровне солнечной активности годовой флюенс АК в диапазоне высот 200–1000 км составляет от 10^{23} до 10^{18} см^{-2} [119]. При проведении лабораторных экспериментов для ускорения испытаний используются более интенсивные по сравнению с натурными условиями потоки АК. Кроме того, используются потоки АК с энергией, превышающей 5 эВ. При этом существуют пределы увеличения интенсивности и энергии, связанные с изменениями механизма взаимодействия атомов кислорода с материалом. В ускоренных экспериментах в качестве количественной меры воздействия используется понятие эквивалентного флюенса, равного флюенсу потока АК с энергией 5 эВ, который вызывает те же потери массы образца полиимида.

Экспериментальное исследование стойкости некоторых полимерных материалов к воздействию потока АК выполнялось с помощью магнитоплазмодинамического ускорителя НИИЯФ МГУ [14]. При проведении облучения средняя энергия ионной компоненты в потоке регулируется в диапазоне 20–80 эВ. При этом плотность потока ионов и нейтральных частиц кислорода на поверхности образца площадью 10 см^2 составляет $(1-5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, что соответствует эффективной плотности потока АК $(0,6-8) \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Энергия нейтральных частиц может быть снижена до 5–10 эВ при плотности потока $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [119]. Максимальный эквивалентный флюенс АК, достигнутый при проведении ускоренных испытаний в рамках данной работы на стенде НИИЯФ МГУ составил $1,6 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-2}$.

В длительных натурных экспериментах при высоких флюенсах АК ($1,0 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$) потери массы могут быть значительно меньше прогнозируемых на основании коэффициентов эрозии величин, что объясняется образованием на поверхности пленки загрязнений из продуктов собственной внешней атмосферы КА [120].

5.3. Расчетная математическая модель

При проведении расчетов применялась двумерная модель образца исследуемого материала с разбиением его расчетной сеткой на ячейки одинакового размера, подобная использованной в [121,122]. В рамках этой модели исследовались образцы полимеров с защитным покрытием (рисунок 5.1а) и образцы полимерных композитов, рассматриваемые ниже [123].

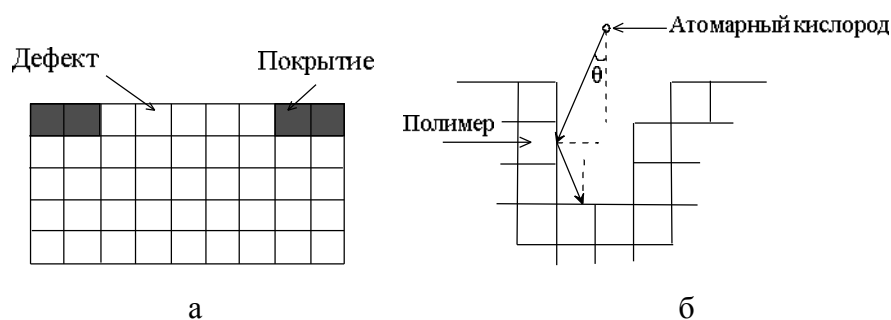


Рисунок 5.1. Расчетная двумерная модель, полимера с защитным покрытием (а) и налетающая на ячейки полимера укрупненная частица АК (б)

В модели, показанной на рисунке 5.2а, нижний более толстый слой состоит из полимера, который может вступать в химические реакции окисления с АК, а верхний слой является защитным покрытием, устойчивым к воздействию АК. Модель содержит ячейки двух типов: состоящие из полимера, которые могут удаляться под действием АК, и ячейки защитного покрытия. Верхний защитный слой имеет дефект, сквозь который на полимерный материал могут попадать атомы кислорода. Присутствие взаимодействия АК с ячейками полимера показано на рисунке 5.1б.

Расчеты проводились с помощью метода Монте-Карло в приближении крупных частиц. В этом приближении одной частице (событию взаимодействия) соответствует большое количество атомов кислорода. Поперечный размер ячейки

расчетной сетки выбирался равным 0,05–1,0 мкм. Количество атомов кислорода в одной укрупненной частице, размер ячеек и вероятности процессов взаимодействия частиц с ячейками, описываемых ниже, выбирались на основании данных, полученных в экспериментах по исследованию деструкции полимеров атомарным кислородом.

При моделировании использовались следующие допущения:

- укрупненные частицы не взаимодействуют с защитным покрытием, при попадании частицы на покрытие она выбывает из расчета;
- свободный пробег частиц недостаточен для того, чтобы атомы кислорода объединялись в молекулы O_2 .

Учитывались следующие каналы взаимодействия частиц с веществом:

- химическая реакция с образованием летучих окислов, приводящая к удалению ячейки полимера из модели;
- зеркальное отражение частиц от поверхности полимера, при котором энергия частицы после отражения не изменяется;
- диффузионное рассеяние частиц, сопровождающееся потерей частицей некоторой доли энергии в каждом акте рассеяния.

Блок-схема алгоритма расчета взаимодействия укрупненной частицы АК с моделью показана на рисунке 5.2.

Количество атомов кислорода, соответствующих одной укрупненной частице вычисляется из коэффициента эрозии полимера. Для полиимида коэффициент эрозии λ составляет $3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3/\text{атом}$ [124]. Для того, чтобы была удалена одна ячейка полимера с поперечным размером L , одной укрупненной частице должно соответствовать $N = L^3/\lambda$ атомов кислорода. Количество укрупненных частиц, необходимых для моделирования воздействия от потока F зависит от соотношения ширины дефекта в защитном покрытии и глубины образующейся в полимере каверны. Различают два типа дефектов – узкий и широкий. Дефект считается узким, если ширина дефекта в защитном покрытии намного меньше глубины образующейся каверны. В противном случае дефект считается широким. Разделение дефектов по типам связано с различиями в

расчете количества укрупненных частиц, необходимых для воспроизведения профилей каверн, полученных экспериментально [124].

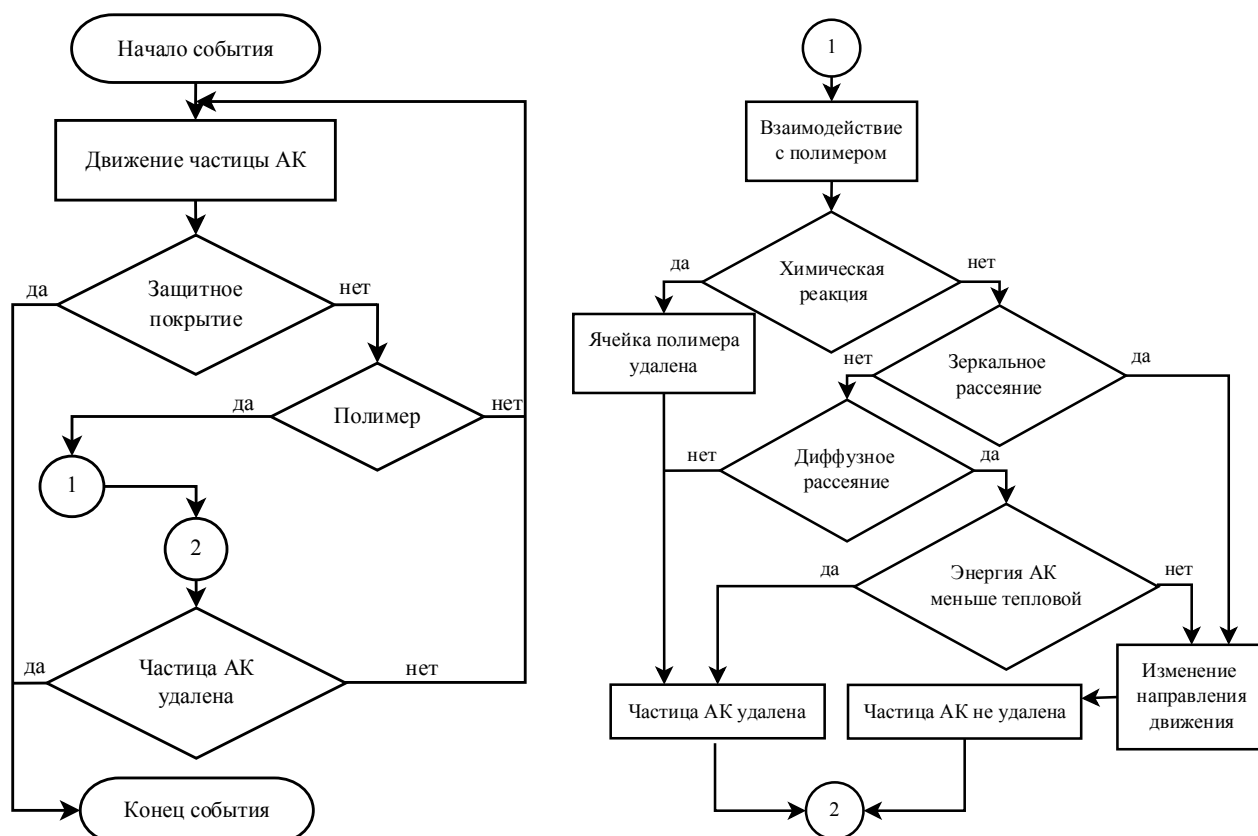


Рисунок 5.2. Блок-схема алгоритма расчета

Параметры взаимодействия укрупненных частиц с материалом, такие как вероятности химической реакции окисления, отражения и рассеяния выбираются, как указывалось выше, на основании результатов экспериментов по критерию наилучшего согласия расчетных и экспериментальных данных. При расчетах могут различаться не только числовые параметры модели, но закон уменьшения вероятности химической реакции в зависимости от энергии или угловые распределения при рассеянии.

Расчеты проводились с учетом всех перечисленных процессов. Исходная энергия частицы выбиралась равной 5 эВ, что соответствует энергии атомов кислорода в набегающем на лобовую поверхность космического аппарата разреженном газовом потоке. Более подробно параметры расчетной модели, выбранные с использованием работ [122–125], представлены в таблице 5.1.

Таблица 5.1. Параметры расчетной модели

Параметр модели	Значение
Вероятность химической реакции взаимодействия АК с полимером при однократном рассеянии	$P = 0,5$
Вероятность химической реакции взаимодействия АК с полимером при многократном рассеянии	$P = k \cdot \exp(-E_0/E)$
Исходная энергия АК	$E = 5 \text{ эВ}$
Энергия активации E_0	$E_0 = 0.26 \text{ эВ}$
k	$k = 0,1165$
Вероятность зеркального отражения АК	$R = 0,3$
Вероятность диффузного рассеяния АК	$D = 0,5$
Снижение энергии АК при диффузном рассеянии	$E_{i+1} = 0,28 \cdot E_i$
Минимальная энергия АК	$E_{\min} = 0,025 \text{ эВ}$

Обсуждаемая математическая модель является двухмерной и может применяться для проведения расчетов в поперечном сечении структур с продольной симметрией. Более универсальной является трехмерная модель, однако ее создание связано с рядом трудностей:

- анизотропия свойств полимерных материалов, что достаточно трудно учесть в математической модели;
- ограниченное количество экспериментальных данных для калибровки модели. Данные наземных и натурных экспериментов получены в условиях, близких к двухмерному случаю (узкая щель-дефект в защитном покрытии, плоскопараллельный пучок АК);
- параметры математической модели определяются на основе экспериментальных данных, соответствующих двухмерному случаю.

Некоторое приближение к трехмерному расчету использовано в работах [126], где истинно трехмерное моделирование заменяется на расчет для аксиально-симметричного отверстия в защитном покрытии полимера. При этом полимер разбивается не на кубические ячейки, а на цилиндрические слои, которые могут поглощать и испускать частицы кислорода и удаляются из модели при попадании на них определенного потока АК.

Несмотря на отсутствие экспериментальных данных для построения полноценной трехмерной модели, в настоящее время проводятся оценки различия

образующихся в полиимиде под действием АК каверн в двух- и трехмерном случаях [121]. Согласно расчетам, форма и общий вид профиля образующейся каверны не меняется в зависимости от размерности модели, однако в трехмерном случае его максимальная глубина меньше. Авторы объясняют данный эффект тем, что количество атомов кислорода, приходящихся на единицу площади, в трехмерной модели меньше, чем в двухмерной.

5.4. Полимер с дефектом в защитном покрытии

Результаты лабораторного моделирования процесса эрозии полиимида в области дефекта в защитном покрытии представлены на рисунке 5.3. При относительно небольшом флюенсе АК ($F=0,7 \cdot 10^{20}$ атом/см²) происходит образование каверны с характерной ворсистой структурой (рисунок 5.3а). Увеличение флюенса (до $F=1,3 \cdot 10^{20}$ атом/см²) приводит к возникновению более глубокой каверны и сглаживанию ее профиля (рисунок 5.3б). В обоих случаях поток АК падал на образец под углом 90 градусов.

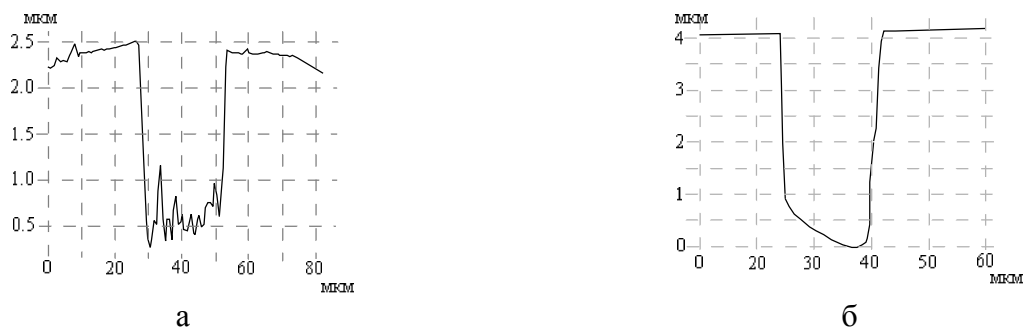


Рисунок 5.3. Профиль каверны в полимере при флюенсе атомов кислорода $F=0,7 \cdot 10^{20}$ атом/см² (а) и $F=1,3 \cdot 10^{20}$ атом/см² (б) [123]

Приведенные на рисунке 5.3 результаты соответствуют случаю «широкого дефекта» – глубина каверны намного меньше ширины дефекта в защитном покрытии. Количество укрупненных частиц, необходимых для воспроизведения профиля при математическом моделировании в случае, когда каждая укрупненная частица удаляет одну ячейку полимера, вычисляется по формуле [124]:

$$M = F \lambda W^2 / W_d, \quad (5.1)$$

где F (атомов/см²) – поток АК, λ (см³/атом) – коэффициент эрозии, W (ячеек), W_d (см) – ширина дефекта в защитном покрытии. Например, для моделирования

профиля, показанного на рисунке 5.3б, при размере ячейки 0,1 мкм необходимо $M_0 \approx 12000$ укрупненных частиц. При использовании математической модели с однократным или многократным рассеянием количество укрупненных частиц M_I , необходимых для воспроизведения экспериментального профиля, отличается от приведенной величины M_0 . Сравнение результатов расчета и эксперимента позволяет определить количество укрупненных частиц M_I' , необходимое для моделирования конкретного флюенса при выбранных параметрах математической модели.

На рисунке 5.4 представлены результаты математического моделирования процесса эрозии образца полимера с защитным покрытием, показанного на рисунке 4.2а. Поперечные размеры образца – 10 мкм, толщина защитного слоя – 1 мкм, диаметр отверстия в защитном слое – 3 мкм, размер ячеек полимера – 0,05 мкм. Угол падения укрупненных частиц АК – 0 градусов (рисунок 5.4а,б) и 30 градусов (рисунок 5.4в,г). Здесь и далее светло-серым цветом показан полимер, черным – защитное покрытие.

На рисунках 5.4а,в показаны результаты моделирования процесса эрозии при наличии однократного зеркального или диффузионного рассеяния. Вероятность химической реакции $Q = 0,5$; вероятность зеркального отражения $R = 0,3$; вероятность диффузного рассеяния $D = 0,5$. Результаты, приведенные на рисунках 5.4б,г, получены при многократном рассеянии с уменьшением энергии частицы после каждого акта диффузного рассеяния вплоть до тепловой ($\sim 0,025$ эВ). После каждого акта диффузионного рассеяния вероятность химической реакции частицы с полимером снижалась в соответствии с параметрами модели, представленными в таблице 5.1. Количество укрупненных частиц в каждом случае выбиралось таким образом, чтобы глубина каверны при нормальном падении АК соответствовала экспериментальным данным, полученным при флюенсе $F = 1,3 \cdot 10^{20}$ атом/см².

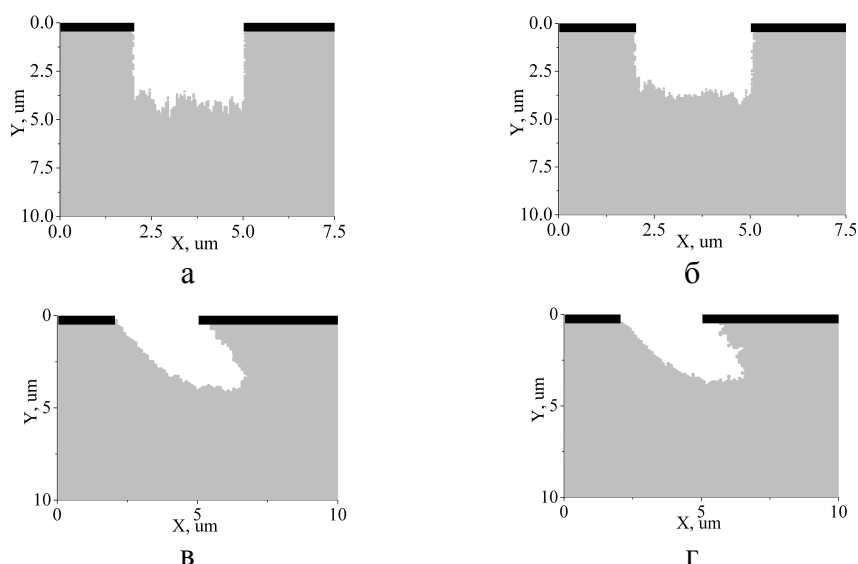


Рисунок 5.4. Результаты моделирования процесса эрозии полимера с защитным покрытием: а,в – однократное отражение частиц; б,г – многократное отражение частиц с уменьшением энергии до тепловой

Вид образующейся в полимере каверны при падении потока АК (флюенс $F=1,6 \cdot 10^{20}$ атом/см²) под углом 30 градусов к нормали показан на рисунке 5.5. На рисунке видна характерная слоистая структура полимера, обуславливающая различия в профилях каверны в разных срезах.

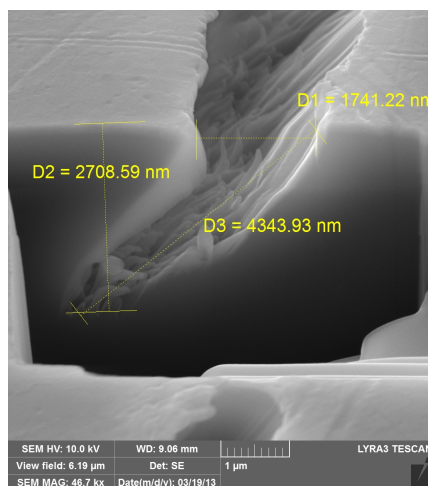


Рисунок 5.5. Поперечный срез каверны в полиимиде с защитным покрытием после облучения потоком АК с флюенсом $F=1,6 \cdot 10^{20}$ атом/см² при угле падения 30 градусов

Сравнение полученных экспериментальных и рассчитанных профилей позволяет заключить, что при использованном соотношении ширины дефекта в защитном покрытии и глубины образующейся в полимере каверны применяемая математическая модель достаточно хорошо описывает эрозию полимера. Следует

подчеркнуть, что представленная математическая модель и полученные с ее помощью результаты соответствуют случаю «широкого дефекта». Для расширения модели на случай «узкого дефекта» необходимы дополнительные экспериментальные данные по растравливанию полимерных образцов потоками АК с большими флюенсами.

5.5. Полимерные композиты

Помимо полимеров с защитным покрытием исследовались полимерные композиты, которые широко используются в ракетно-космической технике, так как являются достаточно устойчивыми к воздействию АК и других факторов космического пространства [127]. Для создания композитов используется полимерная матрица, в которую на стадии изготовления материала в качестве наполнителя вводятся нано- и микрочастицы, устойчивые к воздействию АК. При облучении кислородной плазмой частицы наполнителя выступают в роли экрана, защищающего нижележащий полимер от растравливания.

Для модификации полимеров использовались частицы сверхразветвленного полиэтоксисилоксана, представляющих собой ядро из частиц SiO_2 с присоединенными к нему группами $(-\text{OC}_2\text{H}_5)$, а также наночастицы некоторых оксидов и карбидов [128]. При изготовлении модифицированных образцов полимерной пленки во многих случаях наблюдается эффект объединения наночастиц в округлые конгломераты диаметром $\sim 0,1\text{--}5$ мкм, которые отчетливо видны после травления пленки потоком АК, что наглядно демонстрируется рисунках 5.6а,б [129]. На рисунке 5.6б хорошо видно, что образующиеся округлые микрочастицы защищают области полимера, находящиеся под ними, от растравливания АК. На основании полученных экспериментальных данных было обнаружено, что в результате такой модификации потери массы полимеров при воздействии АК снижаются в 3–4 раза при содержании частиц модификатора в образце около 5–6 вес. %.

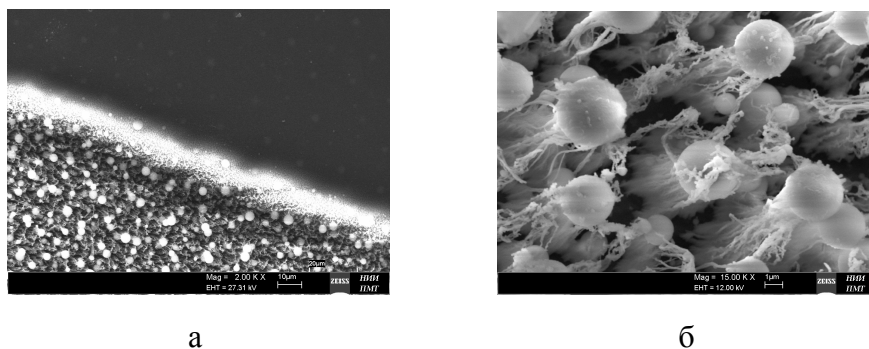


Рисунок 5.6. Граница между необлученным и облученным участками поверхности (а) и структура модифицированного полиимида после воздействия потока АК (б) [129]

Для обеспечения более высоких уровней защиты полимеров необходимо стремиться к равномерному распределению вводимых частиц наполнителя в полимерной матрице. Процесс диспергирования («растворимости») наночастиц в полимере определяется соотношением интенсивностей взаимодействия наночастицами между собой и наночастиц с полимерной матрицей. Например, если взаимодействие между наночастицами доминирует, они стремятся объединяться в конгломераты и равномерного распределения их по объему полимера достигнуть не удастся.

Распределения наночастиц наполнителя в полимерной матрице может быть рассчитано методом диссипативной динамики частиц (dissipative particle dynamics, DPD), в рамках которого фрагменты молекул, сами молекулы или группы молекул объединяются в так называемые «бусинки» (beads), взаимодействующие друг с другом [130]. Результаты моделирования показывают, что при определенных параметрах взаимодействия наночастицы объединяются в сферические конгломераты (рисунок 5.7), подобные показанным на рисунке 5.6б.

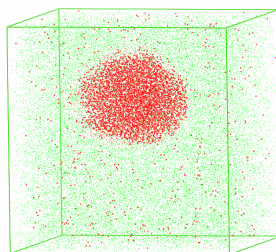


Рисунок 5.7. Формирование в полимерной матрице сферического образования из наночастиц [130]

С помощью описанной выше модели взаимодействия АК с полимерным материалом было выполнено математическое моделирование эрозии полимера с введенным в его приповерхностный слой одним рядом шарообразных частиц, устойчивых к воздействию атомов кислорода [131]. На рисунке 5.8 приведены результаты проведенного расчета при диаметрах защитных частиц 10 и 7 мкм в случае падения укрупненных кислородных частиц на поверхность модели под углом 30 градусов. При этом число защитных частиц n в расчетной модели выбиралось таким образом, чтобы суммарное количество вещества в них было одинаковым для обоих случаев. Приводимые ниже данные получены в рамках модели, учитывающей однократное зеркальное или диффузное рассеяние частиц на полимерных ячейках. Количество укрупненных частиц соответствует флюенсу $F=1,3 \cdot 10^{21}$ атом/см².

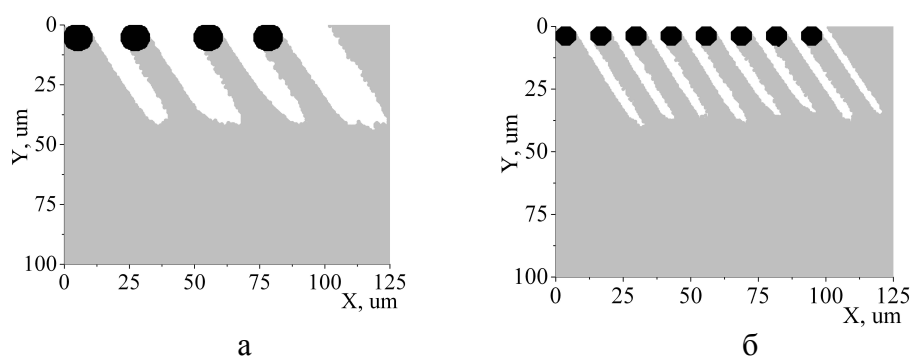


Рисунок 5.8. Результаты моделирования эрозии полимерного композита с введенными в приповерхностный слой шарообразными частицами диаметром: а – 10 мкм; б – 7 мкм

На рисунке 5.9 показана зависимость объема рассеянных ячеек полимера от диаметра защитных конгломератов наполнителя при различных углах падения частиц кислорода. Число частиц наполнителя выбиралось таким образом, чтобы количество вещества наполнителя оставалось одинаковым во всех случаях. Результаты получены в рамках модели с однократным зеркальным или диффузионным рассеянием с размером ячеек сетки 0,5 мкм. При расчете объема рассеянных ячеек полимера ячейки считаются кубами со стороной 0,5 мкм.

Результаты, приведенные на рисунке 5.9а, получены в рамках модели с однократным рассеянием частиц кислорода на полимере. Аналогичная

зависимость, полученная с помощью модели с многократным рассеянием, показана на рисунке 5.9б.

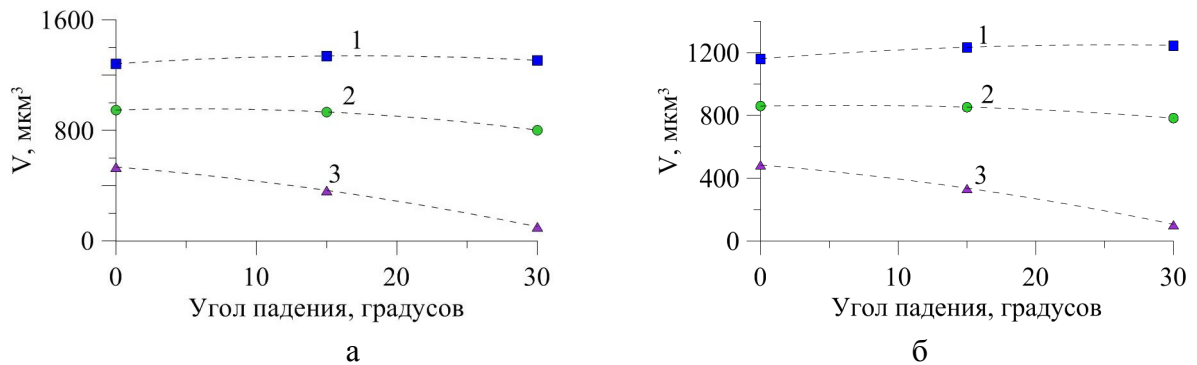


Рисунок 5.9. Зависимость объема удаленных ячеек полимера от угла падения частиц кислорода при различном диаметре конгломератов наполнителя: 1 – при диаметре 10 мкм; 2 – при диаметре 7 мкм; 3 – при диаметре 5 мкм; а – модель с однократным рассеянием; б – с многократным рассеянием

Из рисунка 5.9 видно, что в обоих случаях потери массы полимера снижаются с ростом угла падения и уменьшением диаметра конгломератов. При диаметре частиц наполнителя 10 мкм увеличение угла падения частиц кислорода в рамках модели с однократным рассеянием незначительно изменяет объем удаленного полимера. Аналогичный расчет с помощью модели с многократным рассеянием показывает, что в этом случае объем рассеянного полимера увеличивается с ростом угла падения кислорода. Этот эффект можно объяснить ростом доли рассеянных частиц АК, участвующих в дальнейшем распылении полимера при увеличении угла падения кислорода на поверхность модели. Поскольку частицы кислорода выбывают из расчета при попадании на защитные частицы, объем удаленного полимера резко уменьшается с ростом угла падения частиц АК и при более равномерном распределении защитного наполнителя.

Выводы к разделу 5

1. Выполнено моделирование процесса эрозии полимерных композитов атомарным кислородом. На основе полученных в НИИЯФ МГУ экспериментальных данных определены численные значения параметров математической модели эрозии полимерных материалов под действием пучков атомов кислорода с энергиями 5–30 эВ при плотности потока $\sim 10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и значениях флюенса $10^{19} - 10^{21} \text{ см}^{-2}$.

2. Для модели полимерного микрокомпозита получены зависимости объема растравленного полимера от степени диспергирования материала наполнителя при разных углах падения атомов кислорода.

3. Устойчивые к воздействию атомарного кислорода наполнители полимерных композитов способны значительно уменьшить потери массы материала под действием атомарного кислорода, при этом эффективность процесса эрозии снижается с уменьшением размеров частиц наполнителя и улучшением равномерности их распределения в полимерной матрице.

4. Использованная модель соответствует случаю «широкого дефекта», когда глубина образующейся каверны намного меньше ширины дефекта в защитном покрытии. Для расширения модели на случай «узкого дефекта» необходимы дополнительные экспериментальные данные.

Основные результаты

1. На основании сопоставительного анализа методов математического моделирования воздействий космической радиации на материалы и элементы оборудования КА разработана обобщенная схема реализации такого моделирования с использованием современных программных средств.

2. Проведено математическое моделирование распределения поглощенной дозы в микроструктурах, характерных для новых композиционных материалов космической техники. Исследованы радиационно-защитные свойства полимерных композитов с нано- и микроразмерными наполнителями. Показано, что структура материала оказывает сильное влияние на распределение в нем поглощенной энергии излучения, однако его интегральные радиационно-защитные характеристики определяются химическим составом и плотностью материала. Увеличение содержания в композиционном материале легких элементов (В, Н) приводит к улучшению его радиационно-защитных свойств за счет малых сечений образования вторичных нейтронов в ядерных взаимодействиях протонов с атомами материала экрана.

3. Установлено, что степень ослабления потока ионизирующего излучения слоистыми структурами зависит от последовательности расположения материалов с отличающимися физическими свойствами (Al, W), но при числе слоев более 4–6 она определяется усредненными параметрами вещества экрана. Выявленные закономерности объяснены спецификой преобразования энергетического спектра ионизирующего излучения в чередующихся слоях.

4. Впервые исследованы радиационно-защитные свойства современных сотовых конструкционных материалов для случаев облучения их изотропными потоками электронов РПЗ с распределенными энергетическими спектрами и моноэнергетическими пучками электронов. Установлена определяющая роль процессов многократного рассеяния электронов на стенках сотовой структуры в ослаблении электронного потока.

5. Обнаружено и исследовано явление формирования биполярных электрических слоев в тонких многослойных структурах типа «металл-диэлектрик-металл», характерных, например, для кабельных сетей КА. Показано, что этот эффект обусловлен возникновением δ -электронов в материалах под действием первичного пучка электронов. Проведен анализ условий возникновения электрических пробоев в тонкослойных структурах «металл-диэлектрик-металл» с учетом собственной и радиационной проводимости диэлектриков.

6. Разработана и апробирована новая методика определения эффективности регистрации электронов РПЗ телескопическими детектирующими системами. Показаны значительные преимущества предложенного использования истинных потерь энергии электронов в детекторах при расчете эффективности регистрации по сравнению с традиционно применяемой методикой расчетов на основании средних потерь энергии.

7. Выполнено численное моделирование процесса эрозии полимерных композитов атомарным кислородом. На основании полученных в НИИЯФ МГУ экспериментальных данных определены численные значения параметров математической модели эрозии полимерных материалов. С их использованием рассчитаны зависимости объема растравленного полимера в составе микрокомпозита от степени диспергирования материала наполнителя при разных углах падения частиц атомарного кислорода. Показано, что эффективность процесса эрозии снижается с уменьшением размеров частиц наполнителя и улучшением равномерности их распределения в полимерной матрице.

8. На основании полученных в работе расчетных данных выработаны рекомендации по оптимизации параметров радиационно-защитных экранов и тонкослойных элементов оборудования, повышению стойкости полимерных композитов к воздействию космической плазмы, устранению методических ошибок при лабораторных исследованиях многослойных систем на электронных ускорителях, повышению точности измерения потоков частиц РПЗ телескопическими детектирующими системами.

Список литературы

1. Панасюк, М.И. Радиационные условия в космическом пространстве: учебное пособие / М.И. Панасюк, Н.Н. Калмыков, А.С. Ковтюх и др. Под ред. М.И. Панасюка.– М.: Библион – Русская книга, 2006.– 132 с.
2. Панасюк, М.И. Странники Вселенной или эхо Большого взрыва / М.И. Панасюк.– Фрязино: «Век2», 2005.– 272 с.
3. Новиков, Л.С. Исследования космической радиации и ее воздействия на материалы и оборудование космических аппаратов / Л.С. Новиков, М.И. Панасюк // Вопросы атомной науки и техники, сер «физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру».– 2002.– №. 4.– С. 3-13.
4. Новиков, Л.С. Радиационные воздействия на материалы космических аппаратов: учебное пособие / Л.С. Новиков.– М.: Университетская книга, 2010.– 192 с.
5. Акишин, А.И. Космическое материаловедение: методическое и учебное пособие / А.И. Акишин.– М: НИИЯФ МГУ, 2007.– 209 с.
6. Кузнецов, С.Н. Радиационные пояса / С.Н. Кузнецов, Л.В. Тверская / Модель космоса, 8-е издание, Т.1: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка.– М.: КДУ, 2007.– С. 518-546.
7. Gaffey, J.D. NASA/National Space Science Data Center trapped radiation models / J.D. Gaffey, D. Bilitza // Journal of Spacecraft and Rockets.– 1994.– V. 31.– No. 2.– P. 172-176.
8. AP-8 Trapped proton environment for solar maximum and solar minimum: NASA report / Sawyer D.M., Vette J.I.– NSSDC/WDC-A-R&S 76-06.– NASA.– 1976.– 175 p.
9. Avoiding problems caused by spacecraft on-orbit internal charging effects: NASA Technical Handbook 4002 / A.C. Whittlesey et al.– Washington, DC: NASA, Headquarters.– 1999.– 45 p.
10. Новиков, Л.С. Электризация космических аппаратов в магнитосферной плазме / Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, К.К. Крупников, А.А. Маклецов / Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка.– М.: КДУ, 2007.– С. 236-275.
11. Новиков, Л.С. Современное состояние и перспективы исследований взаимодействия космических аппаратов с окружающей средой / Л.С. Новиков / Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка.– М.: КДУ, 2007.– С. 10-38.
12. Акишин, А.И. Взаимодействие ионосферной плазмы с материалами оборудованием космических аппаратов / А.И. Акишин, С.К. Гужова // Физика и химия обработки материалов.– 1993.– №3.– С. 40-47.
13. Leger, L.G. Oxygen atomic reaction with shuttle materials at orbital altitude-data and experimental status / L.G. Leger // 21st Aerospace Sciences Meeting, January 1983.– AIAA paper 83-0073.– 1983.– 8 p.
14. Новиков, Л.С. Применение плазменных ускорителей в космическом материаловедении / Л.С. Новиков, В.Н. Черник.– М. Университетская книга, 2008.– 90 с.
15. Чумаков, А.И. Прогнозирование локальных радиационных эффектов в ИС при воздействии факторов космического пространства / А.И. Чумаков, А.Л. Васильев и др. // Микроэлектроника.– 2010.– Т. 39.– №2.– С. 85-90.
16. Маклецов, А.А. Космическая экология: моделирование радиационной обстановки на борту космических аппаратов / А.А. Маклецов, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц // Инженерная экология.– 1997.– № 1.– С. 39–51.
17. Новиков, Л.С. Компьютерное моделирование распределения поглощенной дозы и внедренного заряда в элементах конструкции космических аппаратов / Л.С. Новиков, В.Н. Милеев, А.А. Маклецов и др. / Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С.Новикова.– М.: КДУ, 2007.– С. 450-465.

18. An Efficient HZETRN (A Galactic Cosmic Ray. Transport Code): NASA Technical Paper 3147 / Shinn J.L., Wilson J.W.– April 1992. – 15 p.
19. UPROP: A heavy-ion propagation code: Severn Communications Corporation Report 89-02 / J.R. Letaw et al.– 31 August 1989.
20. Соболев, И.М. Численные методы Монте-Карло / И.М. Соболев.– М.: Наука, 1973.– 312 с.
21. Brun, R. GEANT. Detector description and simulation tool. User'Guide / R. Burn et al.– CERN. Geneva. Switzerland.– 1993.– 465 p.
22. Agostinelli, S. GEANT4 – A simulation toolkit / S. Agostinelli, J. Allison, A. Forti et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.– 2003.– V. 506.– No 3.– P. 250-303.
23. Lei, F. MULASSIS: A Geant4-Based Multilayered Shielding Simulation Tool / F. Lei, P.R. Truscott et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science.– 2002.– V. 49.– No. 6.– P. 2788-2793.
24. FLUKA: a multi-particle transport code: report / Fasso A., Ferrari A., Ranft J., Sala P.R.– CERN, Geneva.– CERN-2005-10, INFN/TC_05/11, SLAC-R-773.– 2005.– 405 p.
25. Battistoni G. The FLUKA code: description and benchmarking / G. Battistoni, S. Muraro, P.R Sala et al. // Proceedings of the Hadronic Shower Simulation Workshop 2006. Fermilab, 6–8 September 2006.– AIP Conference Proceeding.– 2007.– V. 896.– P. 31–49.
26. ITS Version 6: The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes: Sandia National Laboratories Report SAND2008-3331 / Franke B.C., Kensek R.P., Laub T.W.– 2008.– 339 p.
27. Синолиц, В.В. Расчет распределения поглощенной дозы и объемного заряда в элементах конструкции космических аппаратов / В.В. Синолиц, Л.С. Новиков, В.Н. Милеев / Труды Межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике электронике, экологии и медицине". Москва, 23-24 ноября 2009 г.– М.: КДУ, 2009.– С. 243-248.
28. SHIELDOSE: A computer code for space-shielding radiation dose calculations: National Bureau of standards Technical Note 1116 / Seltzer S.M.– U.S. Government Printing Office, Washington, D.C.– 1980.– 69 p.
29. Sector Shielding Analysis Tool Based on Geant4 [Электронный ресурс].– URL: <http://reat.space.qinetiq.com/ssat/> (дата обращения: 13.01.2014).
30. ESA's Space Environment Information System [Электронный ресурс].– URL: www.spennis.oma.be (дата обращения: 13.01.2014).
31. HZETRN: description of a free-space ion and nucleon transport and shielding computer program: NASA Technical Paper 3495/ Wilson J.W., Badavi F.F., Cucinotta F.A. et al.– 1995.– 148 p.
32. Slaba, T.C. An improved neutron transport algorithm for HZETRN / T.C. Slaba, S.R. Blattnig, M.S. Cloudsley et al. // Adv. Space Res.– 2010.– V. 46.– P. 800–810.
33. Heinbockel, J.H. Comparison of the transport codes HZETRN, HETC and FLUKA for a solar particle event / J.H. Heinbockel, T.C. Slaba, S.R. Blattnig et al. // Adv. Space Res. A.– 2011.– V. 47.– P. 1079–1088.
34. Heinbockel, J.H. Comparison of the transport codes HZETRN, HETC and FLUKA for galactic cosmic rays / J.H. Heinbockel, T.C. Slaba, R.K. Tripathi et al. // Adv. Space Res. B.– 2011.– V. 47.– P. 1089–1105.
35. Letaw, J.R. Propagation of heavy cosmic-ray nuclei / J.R. Letaw, R. Silberberg, C.H. Tsao // Ap. J. Suppl.– 1984.– V. 56.– P. 369–391.
36. Мурзина, Е.А. Взаимодействие излучения высокой энергии с веществом: учебное пособие / Е.А. Мурзина.– М.: МГУ им. М.В. Ломоносова, 2007.– 97 с.
37. Geant4 Physics reference manual [Электронный ресурс].– Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/BackupVersions/V9.4/fo/PhysicsReferenceManual.pdf> (дата обращения: 13.01.2014).
38. Широков, Ю.М. Ядерная физика / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин.–М.:Наука, 1980.– 728 с.

39. Bertini, H.W. Results from medium-energy intranuclear-cascade calculation / H.W. Bertini and P. Guthrie // *Nuclear Physics*, A169.– 1971.– P. 670-672.
40. Воронина, Е.Н. Механизмы ядерных реакций при взаимодействии космической радиации с материалами и наноструктурами / Е.Н. Воронина, Л.И. Галанина, Н.С. Зеленская, В.М. Лебедев, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц, А.В. Спасский // *Известия РАН, Серия физическая*.– 2009.– т. 73.– №2.– С. 208-212.
41. Ziegler, J.F. SRIM - The stopping and range of ions in matter / J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*.– 2010. V.– 268.– Is. 11-12.– P. 1818-1823.
42. Lin, Z.W. Comparisons of several transport models in their predictions in typical space radiation environments / Z.W. Lin, Jr.J.H. Adams, A.F. Barghouty et al. // *Advances in Space Research*.– 2012.– V. 49.– P. 797–806.
43. Allison, J. Facilities and Methods: Geant4 – A Simulation Toolkit / J. Allison // *Nuclear Physics News*.– 2007.– V. 17.– Is. 2.– P. 20 – 24.
44. Allison, J. Geant4 Developments and Applications / J. Allison et al. // *IEEE Transactions on Nuclear Science*.– 2006.– V. 53.– No. 1.– P. 270-278.
45. Desorgher, L. Implementation of the reverse/adjoint Monte Carlo method into Geant4 / L. Desorgher, F. Lei, G. Santin // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A*.– 2010.– V. 621.– P. 247–257.
46. Ivanchenko, V. Recent Improvements in Geant4 Electromagnetic Physics Models and Interfaces / V. Ivanchenko et al. // *Progress in Nuclear Science and Technology*.– 2011.– V. 2. P.– 898-903.
47. Champion, C. A free-parameter theoretical model for describing the electron elastic scattering in water in the Geant4 toolkit / C. Champion, S. Incerti, H. Aouchiche, D. Oubaziz // *Radiation Physics and Chemistry*.– 2009.– V. 78.– P. 745-750.
48. Gargioni, E. Re-engineering a nanodosimetry Monte Carlo code into Geant4: Software design and first results / E. Gargioni, V. Grichine, M.G. Pia / *Proceedings of IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*. Orlando, Florida, 25-31 October 2009.– 2009.– URL: <http://arxiv.org/abs/0912.1709v1> (дата обращения: 13.01.2014).
49. Incerti, S. Comparison of Geant4 very low energy cross section models with experimental data in water / S. Incerti, A. Ivanchenko, M. Karamitros et al. // *Med. Phys.*– 2010.– V. 37.– P. 4692-4708.
50. Valentin, A. Geant4 physics processes for microdosimetry simulation: Very low energy electromagnetic models for electrons in silicon / A. Valentin, M. Raine et al. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*.– 2012.– V. 288.– P. 66–73.
51. Valentin, A. Geant4 physics processes for microdosimetry simulation: Very low energy electromagnetic models for protons and heavy ions in silicon / A. Valentin, M. Raine, M. Gaillardin, P. Paillet // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*.– 2012.– V. 287.– P. 124–129.
52. Батыгов, М.С. Компьютерное моделирование методом Монте-Карло объемного заряжения диэлектриков / М.С. Батыгов, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.Г. Тасайкин // *Космонавтика и ракетостроение*.– 2003.– Т. 1(30).– С. 162-167.
53. Акишин, А.И. Объемная электризация диэлектрических материалов космических аппаратов / А.И. Акишин, Л.С. Новиков, А.А. Маклецов, В.Н. Милеев / *Модель космоса*, 8-е издание, Т.2: Воздействие космической среды на материалы и оборудование космических аппаратов. Под ред. Л.С.Новикова.– М.: КДУ, 2007.– С. 315-342.
54. Fowler, J.F. X-ray induced conductivity in insulating materials / J.F. Fowler // *Proc. Royal Soc. A*.– 1956.– V. 236.– P. 464.
55. Громов, В.В. Электрический заряд в облученных материалах / В.В. Громов.– М.: Энергоиздат, 1982.– 112 с.
56. Griseri, V. Study of the charge build up and transport in electron beam irradiated dielectric films / V. Griseri, C. Perrin, C. Laurent // *Journal of Electrostatics*.– 2009.– V. 67.– P. 400-406.
57. Qin, X. GEANT4 Simulation of Interplanetary Proton Induced Deep Dielectric Charging / X. Qin, J. Wang, S. Yang, Y. Chen, H. Shi / *Astrophysics and Space Science Proceedings: Protection of*

- Materials and Structures From the Space Environment. Eds.: J. Kleiman, M. Tagawa, Y. Kimoto.— 2013.— V. 32.— P. 409-416.
58. Lemon, C.L. A 3-D Model of the Internal Charging of Spacecraft Dielectric Materials / C.L. Lemon et al. / 11th Spacecraft Charging Technology Conference (SCTC), Albuquerque, 20-24 September, 2010.— Систем. требования: Adobe Acrobat Reader.
URL: http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/anomaly/2010_sctc/docs/9-4_CLemon.pdf (дата обращения: 13.01.2014).
59. Ding, G. A Three-Dimensional Simulator for Internal-Charging Effect / G. Ding, S. Chen, Z. Zheng-Long / 9th Geant4 Space User Workshop, 4-6 March, 2013, Barcelona.— Систем. требования: Adobe Acrobat Reader.
URL: <http://space-env.esa.int/indico/getFile.py/access?contribId=23&sessionId=10&resId=0&materialId=slides&confId=19> (дата обращения: 13.01.2014).
60. GEANT4 Space Users Page [Электронный ресурс].— URL: <http://geant4.esa.int/> (дата обращения: 13.01.2014).
61. Ersmark, T. Status of the DESIRE project: Geant4 physics validation studies and first results from Columbus/ISS radiation Simulations / T. Ersmark et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science.— 2004.— V. 51.— No. 4.— P. 1378 – 1384.
62. Li, X.C. Investigation of electrons inside the satellite by the Geant4 simulation / X.C. Li, H.F. Chen, Y.Q. Hao et al. // Science China Technological Sciences.— 2011.— V. 54.— P. 2271–2275.
63. Seo, Y.M. Cumulative ionizing effect from solar-terrestrial charged particles and cosmic rays for CubeSats as simulated with GEANT4 / Y.M. Seo, Y.H. Kim, S.H. Park, J. Seon // Current Applied Physics.— 2012.— V. 12.— P. 1541-1547.
64. Heidt, H. CubeSat: A new Generation of Picosatellite for Education and Industry Low-Cost Space Experimentation / H. Heidt, J. Puig-Suari, A.S. Moore et al. / Proceedings of 14th Annual/USU conference on small satellites. 21-24 August 2000.— Систем. требования: Adobe Acrobat Reader.
URL: <http://www.stensat.org/Publications/SSDL2002.pdf> (дата обращения 14.01.2014).
65. Garrett, H.B. The Jovian Equatorial Heavy Ion Radiation Environment/ H.B. Garrett, M. Kokorowski, S. Kang, R.W. Evans, C.M.S. Cohen // JPL Publication 11-16.— Pasadena, CA: Jet Propulsion Laboratory, National Aeronautics and Space Administration, 2011.— 42 p.
66. Park, S. Computational method for calculating geometric factors of instruments detecting charged particles in the 5–500 keV energy range with deflecting electric field / S. Park, J.H. Jeon, Y. Kim et al. // Current Applied Physics.— 2014.— V. 14. Is. 1.— P. 132–138.
67. Industry standard charged particle optics simulation software [Электронный ресурс].— URL: <http://simion.com/> (дата обращения: 13.01.2014).
68. Haggerty, D.K. Effectiveness of anti-coincidence in electron detectors: Implications for beam-like electron events / D.K. Haggerty, E.C. Roelof // Advances in Space Research.— 2006.— V. 38.— Is. 5.— P. 990-994.
69. Haggerty, D.K. Monte Carlo simulations of CASSINI/LEMMS / D.K. Haggerty, S. Livi // Advances in Space Research.— 2004.— V. 33.— Is. 12.— P. 2303-2308.
70. Papadakis, P. A Geant4 simulation package for the SAGE spectrometer / P. Papadakis et al. // Journal of Physics: Conference Series.— 2012.— V. 381.— Is. 1.— 012051.— 6 p.
71. Cortes-Giraldo, M.A. Geant4 Simulation to Study the Sensitivity of a MICRON Silicon Strip Detector Irradiated by a SIEMENS PRIMUS Linac / M.A. Cortes-Giraldo et al. // Progress in Nuclear Science and Technology.— 2011.— V. 2.— P. 191-196.
72. Lotti, S. Estimate of the impact of background particles on the X-ray Microcalorimeter Spectrometer on IXO / S. Lotti, E. Perinati et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A.— 2012.— V. 686.— P. 31–37.
73. IXO assessment study report (Yellow Book): report ESA/SRE(2011)2.— 3 February 2011.— 129 p.— URL: <http://sci.esa.int/ixo/48362-ixo-assessment-study-report-yellow-book/> (дата обращения: 13.01.2014).
74. Lei, F. Geant4-based Microdosimetry Analysis Tool. Software User's Manual / F. Lei, P. Truscott. — QinetiQ, Farnborough, 2007.— 89 p.

75. King, M.P. The Impact of Delta-Rays on Single-Event Upsets in Highly Scaled SOI SRAMs / M.P. King, R.A. Reed, R.A. Weller, et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science.– 2010.– V. 57.– P. 3169-3175.
76. Raine, M. Effect of the Ion Mass and Energy on the Response of 70-nm SOI Transistors to the Ion Deposited Charge by Direct Ionization / M. Raine, M. Gaillardin, J.E. et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science.– 2010.– V. 57.– P. 1892-1899.
77. Incerti, S. The Geant4-DNA project / S. Incerti, G. Baldacchino, M. Bernal, R. Capra et al. // Int. J. Model. Simul. Sci. Comput.– 2010.– V. 1.– P. 157-178.
78. Incerti, S. Energy deposition in small-scale targets of liquid water using the very low energy electromagnetic physics processes of the Geant4 toolkit / S. Incerti, C. Champion, H.N. Tran, M. Karamitros et al. // Nucl. Instrum. and Meth. B.– 2013.– V. 306.– P. 158-164.
79. Barberet, P. Monte-Carlo dosimetry on a realistic cell monolayer geometry exposed to alpha-particle / P. Barberet, F. Vianna, M. Karamitros, T. Brun et al. // Phys. Med. Biol.– 2012.– V. 57.– P. 2189-2207.
80. Geant4 Software [Электронный ресурс].– URL: <http://geant4.web.cern.ch/geant4/support/download.shtml>: Geant4.9.6 (released 17 May 2013 (patch-02)) (дата обращения: 13.01.2014).
81. Cougnet, C. Radiation exposure and mission strategies for interplanetary manned missions / C. Cougnet, N.B. Crosby, S. Eckersley et al. // Earth, Moon, and Planets.– 2004.– V. 94.– Is. 3-4.– P. 279-285.
82. United States. Revolutionary Concepts of Radiation Shielding for Human: NASA Technical Report / Adams J.H., Parnell T.A. et al.– NASA/TM-2005-213688.– Huntsville: The University of Alabama in Huntsville, 2005.– 108 p.
83. Harrison, C. Polyethylene/Boron Nitride Composites for Space Radiation Shielding / C. Harrison, S. Weaver, C. Bertelsen et al. // Journal of Applied Polymer Science.– 2008.– V. 109.– P. 2529-2538.
84. Kowbel, W. Novel boron fiber composites for radiation shielding / W. Kowbel, A. Kropachev, J.C. Withers / Aerospace Conference, 5-12 March 2005.– IEEE.– 2005.– P. 718-723.
85. Ефремов, Г.А. Новые материалы для локальной радиационной защиты / Г.А. Ефремов, И.С. Епифановский, В.Т. Заболотный, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков // Физика и химия обработки материалов.– 2003.– № 1.– С. 33-37.
86. Черкашина, Н.И. Моделирование воздействия космического излучения на полимерные композиты с применением программного комплекса Geant4 [Электронный ресурс] / Н.И. Черкашина // Современные проблемы науки и образования.– 2012.– № 3.– URL: www.science-education.ru/103-6223 (дата обращения: 19.03.2013).
87. Тарасов, Д.Г. Оценка защитного эффекта и модель распределения быстрых электронов в полимерных радиационно-защитных композитах / Д.Г. Тарасов // Фундаментальные исследования.– 2012.– № 6 (3).– С. 674-677.
88. Ivanov, S.M. Photons transport through ultra-high molecular weight polyethylene based composite containing tungsten and boron carbide fillers / S.M. Ivanov, S.A. Kuznetsov, A.E. Volkov et al. // Journal of Alloys and Compounds.– 2014.– V. 586.– Sup. 1.– P. S455-S458.
89. Hendricks, C.E. A Comparison between Radiation Damage Calculated with NASA-LaRCs HZETRN and with GEANT4: Master Thesis / Christopher E. Hendricks.– Williamsburg, Virginia, 2007.– 27 p.
90. Radiation shielding for a lunar base : Interim report / J. Bell, D. Lail, C. Martin, P. Nguyen.– Washington, DC: NASA.– 2011.– 14 p.
91. Silvestri, M. Impact of spacecraft-shell composition on 1 GeV/Nucleon Fe56 ion-fragmentation and dose reduction / M. Silvestri et al. // IEEE Transactions on Nuclear Science.– 2011.– V. 58.– P. 3126 – 3133.
92. Koerselman, J.R. A multidisciplinary optimization of composite space enclosures: master of science thesis / Koerselman J.R. - Faculty of aerospace engineering, Delft University of Technology, 2012. – 116 p.

93. DICTAT Internal charge code help.—
URL: <https://www.spennis.oma.be/help/background/charging/dictat/dictatman.html> (дата обращения: 13.01.2014).
94. Воеводин, В.В. Практика суперкомпьютера “Ломоносов” / В.В. Воеводин, С.А. Жуматий, С.И. Соболев, А.С. Антонов и др. // Открытые системы.— 2012.— № 7.— С. 36-39.
95. Radiation shielding material using hydrogen filled glass microspheres: US Patent No. 07964859 : IPC G21F 5/00 (2006/1) / Shayer Z.; applicant Colorado Seminary.— Pub. Date: 24.12.2008; Filling Date: 20.06.2008.— 16 p.
96. Thomassin, J.M. Polymer/carbon based composites as electromagnetic interference (EMI) shielding materials / J.M. Thomassin, C. Jerome, T. Pardoen, C. Bailly, I. Huynen, C. Detrembleur // Materials Science and Engineering: R: Reports.— 2013.— V. 74.— Is. 7.— P. 211-232.
97. Monti, G. New materials for electromagnetic shielding: Metal foams with plasma properties / G. Monti, L. Catarinucci, L. Tarricone // Microwave and Optical Technology Letters.— 2010.— V. 52.— Is. 8.— P. 1700-1705.
98. Sibeaud, J.-M. Hypervelocity impact on honeycomb target structures: Experiments and modelling / J.-M. Sibeaud, L. Thamie, C. Puillet // International Journal of Impact Engineering.— 2008.— V. 35.— Is. 12.— P. 1799-1807.
99. Чирская, Н.П. Полимерные композиты для создания высокоэффективных систем радиационной защиты космических аппаратов / Н.П. Чирская, Е.Н. Воронина, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц // Физика и химия обработки материалов. — 2011. — № 4. — С. 20–24.
100. Аванесов, Г.А. К вопросу обеспечения стойкости аппаратуры космических аппаратов к воздействию протонного и электронного излучений космического пространства в современных условиях / Г.А. Аванесов, В.В. Акимов, В.Ф. Герасимов, В.В. Хаустов, П.К. Скоробогатов / Радиационная стойкость электронных систем: научно-технический сборник.— Конференция "Стойкость-2002".— М.: МИФИ, 2002.— С. 15-16.
101. Чирская, Н.П. Воздействие электронов и протонов радиационных поясов Земли на материалы / Н.П. Чирская // Труды 2 Всероссийской научной школы для молодежи «Концентрированные потоки энергии в индустрии наносистем материалов и живых систем». — Москва, 2009. — С. 347–355.
102. Чирская, Н.П. Математическое моделирование свойств неоднородных структур для систем радиационной защиты / Н.П. Чирская, Е.Н. Воронина, В.Н. Милеев и др. / Труды XXI Международной конференции «Радиационная физика твердого тела». — Т. 2. — ГНУ "НИИ ПМТ" Москва, 2011. — С. 436–443.
103. Борц, Б.В. Моделирование прохождения электронов через слоистый композиционный материал / Б.В. Борц, И.Г. Марченко, П.Н. Бездверный // Вопросы атомной науки и техники, сер. Физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение.— 2009.— №4-2(94).— С. 175-177.
104. Воронина, Е.Н. Оценка эффективности применения многослойных микроструктур в системах радиационной защиты / Е.Н. Воронина, Н.П. Чирская // Физика и химия обработки материалов. — 2013. — № 5. — С. 23–28.
105. Грабчиков, С.С. Использование многослойных структур системы висмут/медь для защиты кремниевых биполярных приборов от электронного облучения / С.С. Грабчиков, С.Б. Ластовский, Ю.В. Богатырев и др. / Тезисы докладов XLII международной Тулиновской конференции по Физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, 29-31 мая 2012, Москва. Под ред. М.И. Панасюка.— М.: Университетская книга, 2012.— С. 162.
106. Чирская, Н.П. Математическое моделирование характеристик гетерогенных радиационно-защитных экранов космических аппаратов / Н.П. Чирская, Е.Н. Воронина, В.Н. Милеев, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц // Перспективные материалы. — 2011. — № 13. — С. 948–957.
107. Чирская, Н.П. Численное моделирование распределения поглощенной дозы и внедренного заряда в композиционных материалах при воздействии космической радиации /

- Н.П. Чирская, Л.С. Новиков, В.В. Синолиц, Е.Н. Воронина / Труды XIX Международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям.— ГНЦ РФ-ФЭИ, Обнинск, 2013.— С. 60–66.
108. Гальперин, Ю.И. Измерение радиации в космосе / Ю.И. Гальперин, Л.С. Горн, Б.И. Хазанов,— М.: Атомиздат, 1972.— 343 с.
109. Власова, Н.А. Метрологические характеристики детекторов космического излучения / Н.А. Власова, Л.С. Новиков, И.А. Рубинштейн, А.В. Спасский, Н.П. Чирская // Физика и химия обработки материалов. — 2013. — № 6. — С. 32–39.
110. Measurement Techniques in Space Plasmas: Particles / Eds. R.F. Pfaff, J.E. Borovsky, D.T. Young. — Geophys. Monogr. Ser.— AGU, Washington, D.C., 1998.— V. 102.— 355 p.
111. Sullivan, J.D. Geometric factor and directional response of single and multi-element particle telescopes / J.D. Sullivan // Nuclear Instruments and Methods.— 1971.— V. 95.— Is. 1.— P. 5-11.
112. Jun, I. Monte Carlo simulations of the Galileo energetic particle detector / I Jun, J.M. Ratliff, H.B. Garrett, R.W. McEntire // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. Sect. A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.— 2002.— V. 490.— No. 3.— P. 465-475.
113. Чирская, Н.П. Моделирование отклика детекторов космического излучения методом Монте-Карло / Н.П. Чирская, Л.С. Новиков, И.А. Рубинштейн / Труды XIII Межвузовской научной школы молодых специалистов "Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине", Москва 19-20 ноября 2012. Под ред. Б.С. Ишханова, Л.С. Новикова. — НИИЯФ МГУ Москва, 2012. — С. 123–127.
114. Owen, B. Correction for the effect of the gaps around the core of an absorbed dose graphite calorimeter in high energy photon radiation / B. Owen, A.R. DuSautoy // Phys. Med. Biol.— 1991.— V. 36.— P. 1699-1704.
115. Bandyopadhyay, P., Segre, C.U. Mucal on the web [Электронный ресурс].— URL: <http://www.csrri.iit.edu/mucal.html> (дата обращения: 13.01.2014).
116. Guerra, A.S. Improvements in absorbed dose standards at INMRI-ENEA / A.S. Guerra, C. Caporali, R.F. Laitano, M. Pimpinella // Proceedings of Absorbed Dose and Air Kerma Primary Standards Workshop.— Систем. требования: Adobe Acrobat Reader. URL: http://www.nucleide.org/ADAKPS_WS/Session%20C%20-%20Graphite%20Calorimetry%20I/C1_Pa-Guerra.pdf (дата обращения: 13.01.2014).
117. Baumgartner, A. Re-evaluation of correction factors of a primary standard graphite calorimeter in ^{60}Co gamma ray beams as a basis for the appointment of the BEV absorbed dose rate to water reference value / A. Baumgartner, A. Steurer, W. Tiefenbock et. al. // Radiation Protection Dosimetry.— 2011.— V. 145(1)— P. 3-12.
118. Low Earth orbital atomic oxygen interaction with materials: NASA technical report / Banks B.A., Sharon K.M., de Groth K.K.— NASA/TM-2004-213223.— Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, 2004.— 25 p.
119. Гужова, С.К. Воздействие атомарного кислорода на материалы и элементы конструкции низкоорбитальных космических аппаратов / С.К. Гужова, Л.С. Новиков, В.Н. Черник, В.Е. Скурят / Модель космоса, 8-е издание, Т.2: Физические условия в космическом пространстве. Под ред. М.И. Панасюка.— М.: КДУ, 2007.— С. 171-206.
120. Allegri, G. On the degradation of polymeric thin films in LEO space environment / G. Allegri, S. Corradi, M. Marchetti, V.K. Milinchuk / Proceedings of 9th Symposium On Materials in Space Environment. ESTEC, 2003. Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division.— P. 255-260.
121. Yang, L. Numerical investigation on atomic oxygen undercutting of the protective polymer film using Monte Carlo approach / L. Yang, L. Xue, L. Guohui, L. Tao // Applied Surface Science.— 2010.— V. 256.— Is. 20.— P. 6096–6106.
122. Guohui, L. Effects of low earth orbit environments on atomic oxygen undercutting of spacecraft polymer films / L. Guohui, L. Xue, L. Tao // Composites Part B: Engineering.— 2013.— V. 44.— Is. 1.— P. 60-66.

123. Chirskaya, N. Computer modeling of polymer structures degradation under the atomic oxygen exposure / N. Chirskaya, M. Samokhina / WDS'12 Proceedings of Contributed Papers: Part III – Physics. — Matfyzpress Prague, 2012. — P. 30–35.
124. Banks, B.A. Monte Carlo computational modeling of the energy dependence of atomic oxygen undercutting of protected polymers / B.A. Banks, T. Stueber, J. Norris // Protection of Space Materials from the Space Environment : Space Technology Proceedings.– 2001.– V. 4.– P. 1-14.
125. Banks, B.A. Scattered atomic oxygen effects on spacecraft materials / B.A. Banks, S. Miller S.K.R., Groh K.K., Demko R. / Proceedings of the 9th International Symposium on Materials in a Space Environment, 16-20 June 2003, Noordwijk, The Netherlands.– 2003.– P. 145-152.
126. Snyder, A. Fast Three-Dimensional Modeling of Atomic Oxygen Undercutting of Protected Polymers / A. Snyder, B.A. Banks // Journal of Spacecraft and Rockets.– 2004.– V. 41.– No. 3.– P. 340-344.
127. Новиков, Л.С. Исследование структуры нанокompозитов на основе полимерных матриц / Л.С. Новиков, В.А. Демидов, М.С. Самохина, С.А. Бедняков, А.И. Гайдар, С.В. Зайцев, В.Н. Черник / Труды 1-й всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники», Москва, 1-3 декабря 2010 г.– М.: МИЭМ, 2010.– С. 105-109.
128. Вернигоров, К.Б. Полимерные композиты на основе термопластичного полиимида с повышенной устойчивостью к воздействию атомарного кислорода / К.Б. Вернигоров, А.Ю. Алентьев, А.М. Музафаров, Л.С. Новиков, В.Н. Черник / Труды 1-й Всероссийской школы-семинара студентов, аспирантов и молодых ученых «Функциональные наноматериалы для космической техники». Москва, 1-3 декабря 2010 г.– М.: МИЭМ, 2010.– С. 90-93.
129. Воронина, Е.Н. Математическое и экспериментальное моделирование воздействия атомарного кислорода верхней атмосферы Земли на наноструктуры и полимерные композиты / Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков, В.Н. Черник, Н.П. Чирская, К.Б. Вернигоров, Г.Г. Бондаренко, А.И. Гайдар // Перспективные материалы.– 2011.– № 6.– С. 29–36.
130. Espanol, P. Statistical Mechanics of Dissipative Particle Dynamics / P. Espanol, P. Warren // Europhys. Lett.– 1995.– V. 30.– P. 191-196.
131. Воронина, Е.Н. Математическое моделирование воздействия атомарного кислорода на полимерные композиты / Е.Н. Воронина, Л.С. Новиков, М.С. Самохина, Н.П. Чирская / Труды XII Межвузовской научной школы молодых специалистов «Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине», 21-22 ноября 2011.– М.: НИИЯФ МГУ, 2011.– С. 87-94.