

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
СУМСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

Малыхина Татьяна Васильевна

УДК 621.382:004.942

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕТЕКТИРУЮЩИХ СИСТЕМ ПОИСКА
ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

01.04.01 – физика приборов, элементов и систем

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

Стервеедов Николай Григорьевич

кандидат технических наук,

доцент

Сумы – 2015

ОГЛАВЛЕНИЕ

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ	4
ВВЕДЕНИЕ	6
РАЗДЕЛ 1 ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ	14
1.1 Принципы и методы детектирования ионизирующего излучения	14
1.2 Спутниковый спектрометр-телескоп «СТЭП-Ф» научного косми- ческого эксперимента «КОРОНАС–ФОТОН»	20
1.3 Прибор для определения направления на точечный источник гамма-излучения	22
1.4 Конвертер тормозного излучения	25
1.5 Средства для проведения вычислительного эксперимента при математическом моделировании процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом	29
Выводы по разделу 1	34
РАЗДЕЛ 2 МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ	35
2.1 Аналитические методы исследования процессов, происходящих в веществах детекторных блоков приборов для регистрации излучения	35
2.2 Исследование физических процессов взаимодействия излучения с веществом с использованием метода Монте-Карло	41
2.2.1 Модели процесса комптоновского рассеяния	50
2.2.2 Модели процесса фотоэффекта	51
2.3 Верификация разработанной модели физических процессов	52
Выводы по разделу 2	57
РАЗДЕЛ 3 ДЕТЕКТОРНЫЙ БЛОК СПУТНИКОВОГО СПЕКТРОМЕТРА-ТЕЛЕСКОПА «СТЭП-Ф»	58
3.1. Разработка и исследование математической модели детекторного блока прибора «СТЭП-Ф»	58
3.2 Зависимость угла рассеяния от энергии налетающих электронов, выходящих из детекторов «СТЭП-Ф»	75
3.3 Экспериментальные исследования детекторов прибора «СТЭП-Ф»	81

3.4 Натурные испытания детекторного блока «СТЭП-Ф»	85
Выводы по разделу 3	90
РАЗДЕЛ 4 ДЕТЕКТОРНЫЙ БЛОК ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ НА ИСТОЧНИК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ	92
4.1 Разработка модели и исследование методами вычислительного эксперимента детекторного блока прибора для регистрации точечного источника гамма-излучения	92
4.2 Исследование различных методов моделирования электромагнитных процессов взаимодействия излучения низких энергий с веществом	100
4.3 Детекторный блок прибора для определения направления на источник гамма-излучения	105
Выводы по разделу 4	111
РАЗДЕЛ 5 КОНВЕРТЕР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ	112
5.1 Конвертер тормозного излучения для фотоядерного производства изотопов	112
5.2 Конвертер тормозного излучения для определения сечения фотообразования ${}^7\text{Be}$	122
Выводы по разделу 5	129
ВЫВОДЫ	130
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	132
Приложение А. Перечень элементов прибора «СТЭП-Ф»	147
Приложение Б. Дополнительные графические материалы к разделу 2: Листинги функций расчетов, диаграмма классов модели	148
Приложение В. Дополнительные графические материалы к разделу 3 : фотографии прибора	156
Приложение Г. Скрин-шоты программ обработки данных вычислительного эксперимента	159
Приложение Д. Описание электронного блока ДМДП и фотография прибора	162

СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ

$\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры

β – скорость частицы в единицах скорости света в вакууме

δ – поправка на эффект плотности

ρ – плотность вещества

σ_E – среднеквадратичный шум детектора

A – атомная масса простого вещества

c – скорость света

ΔE_{ion} – ионизационные потери энергии

ΔE_{rad} – радиационные потери энергии

dE_{ion} / dx – удельные ионизационные потери энергии частицы

dE_{rad} / dx – удельные радиационные потери энергии частицы

E_q – ширина запрещенной зоны

E_{cut} – пороговые энергии генерации вторичных частиц

I – потенциал ионизации простого вещества

\bar{I} – средний потенциал ионизации вещества

L_{tr} – транспортная длина упругого рассеяния частицы

$m_e = 0,511$ МэВ – масса покоя электрона

M – масса тяжелой заряженной частицы

$N_A \approx 6,22 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро

N_{events} – число первичных частиц модельного эксперимента

N_{reg} – число зарегистрированных частиц

$r_e \approx 2.818 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона

R – пробег тяжелой заряженной частицы

R_{max} – экстраполированный пробег электрона

R_{det} – энергетическое разрешение детектора

v – скорость частицы

Z – атомный номер

θ – угол рассеяния

CAD – Computer-Aided Design

EGS – Electron Gamma Shower

ETRAN – Electron TRANsport

FLUKA – FLUktuierende Kaskade

Geant – GEometry ANd Tracking

ITS – Intergated TIGER Series

MCNP – Monte Carlo N-Particle Transport Code

PENELOPE – PENetration and Energy LOss of Positrons and Electrons in matter

SEE – Single Event Effect

SEU – Single Event Upset

АЦП – аналого-цифровой преобразователь

ДМДУ – двухмодульное детектирующее устройство

КА – космический аппарат

КНА – комплекс научной аппаратуры

кэВ – килоэлектронвольт

МэВ – мегаэлектронвольт

ГэВ – гигаэлектронвольт

ММ – математическая модель

ММДУ – многомодульное детектирующее устройство

РХБЗ – радиационная, химическая и биологическая защита

СТЭП – Спутниковый Телескоп Электронов и Протонов

ШД – Шар Дозиметрический

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Актуальность поиска источников проникающего излучения стала очевидной после Чернобыльской аварии, в результате которой на значительной площади вокруг станции были разбросаны обломки топливных элементов, нахождение которых было первоочередной задачей в процессе очистки территории. В настоящее время в некоторых странах мира существует проблема поиска мест радиоактивного загрязнения техногенного происхождения, проблема стала особенно актуальной после аварии на атомной станции Фукусима. В связи с развитием ядерных технологий также важны задачи радиационного мониторинга, для решения которых нужно разрабатывать методики и аппаратуру ускоренного поиска источников излучения; проводить локализацию участков местности, загрязненных радионуклидами; производить регулярные обследования промышленных объектов. Актуальной также является задача выявления радиоактивных материалов при проверках грузов на контрольно-пропускных пунктах.

При разработке детекторов ионизирующего излучения использование компьютерных технологий позволяет существенно оптимизировать производственные процессы и экономить ресурсы, уменьшает энергозатраты, затраты человеческих ресурсов. В частности, становится возможным провести модельный эксперимент и изучить свойства разрабатываемых приборов, не применяя дорогостоящего оборудования, без затрат материалов, без существенных затрат электроэнергии, а также без привлечения большого количества персонала лабораторий. Даже при наличии уникальных установок существует проблема ограниченного доступа к некоторому оборудованию, которая обусловлена вредными или опасными условиями эксперимента. Лабораторные испытания детекторных блоков, которые необходимо проводить при разработке детекторов ионизирующего излучения, являются примером испытаний, опасных и вредных для здоровья человека. Также сложно (по сравнению с использованием моделирования) проводить реальные эксперименты, связанные с разработкой и калиб-

ровкой детекторных блоков приборов, предназначенных для проведения научных космических экспериментов и регистрации излучения в условиях космоса. В таких условиях нет возможности провести большое количество реальных экспериментов для калибровки приборов, поэтому используется компьютерное моделирование. Вследствие этого, при разработке и усовершенствовании приборов для обнаружения источников излучения, а также при разработке детекторных блоков спутниковых спектрометров-телескопов, исследований в области радиационных технологий, ядерной медицины и экологического мониторинга математическое моделирование является весьма актуальным и все чаще используется.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Направление исследований диссертационной работы является частью работ, выполняемых в Институте высоких технологий Харьковского национального университета имени В.Н. Каразина. Исследования проводились в рамках проекта № 1578 «Розробка комбінованого телескопу для вимірювань потоків високоенергійних заряджених частинок в навколосемному просторі, та для дозиметричних цілей» (2000 – 2003 гг.) Украинского научно-технологического центра; совместного проекта кафедры электроники и управляющих систем ХНУ имени В.Н. Каразина и лаборатории радиационной, биологической, химической безопасности войск РХБЗ кафедры военной подготовки Национального технического университета «Харьковский политехнический институт» (2008 – 2010 гг.) по разработке переносного прибора для локации источников гамма-излучения; госбюджетной темы № 0111U001464 «Нейтронне і гамма-випромінювання при сухому зберіганні відпрацьованого ядерного палива» (2011 – 2012 гг.) Министерства образования и науки Украины; совместного проекта № 02–08–12 (У35–2012) «Механізми утворення та переносу радіонуклідів у Земній атмосфері» (2012 – 2013 гг.) Российского фонда фундаментальных исследований и Национальной академии наук Украины.

Цель и задачи исследования. Целью работы является создание и исследование детекторных блоков приборов для регистрации ионизирующего излу-

чения, а также технических устройств для нужд ядерной медицины и экологического мониторинга.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить такие задачи:

- исследовать процессы, происходящие в веществах детекторных блоков разрабатываемых приборов;
- создать компьютерные модели детекторных блоков приборов для регистрации ионизирующего излучения и устройств для исследования излучения;
- произвести вычислительные эксперименты с моделями приборов, обработать и интерпретировать данные натурных испытаний, проанализировать результаты;
- уточнить и усовершенствовать исследованные эксплуатационные характеристики разрабатываемых приборов.

Объект исследования – физические процессы, происходящие при взаимодействии ионизирующего излучения с материалами детекторных блоков приборов.

Предмет исследования – модели приборов для регистрации ионизирующего излучения, технические характеристики и физические параметры детекторных блоков спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф»; прибора для определения направления на точечный источник гамма-излучения; конвертера тормозного излучения.

Методы исследования: методы вычислительного эксперимента, базирующиеся на аналитических расчетах и методе Монте-Карло; сопоставление результатов, полученных теоретически, с экспериментальными данными.

Научная новизна результатов диссертационной работы. Научная новизна полученных результатов состоит в следующем:

1. Впервые разработана модель и исследованы физические процессы, происходящие при прохождении ионизирующего излучения через элементы детекторного блока спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф» космического научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН», что позволило

на этапе разработки прибора уточнить угловое разрешение прибора, а также определить диапазоны энергий частиц, регистрируемых прибором.

2. Впервые предложен и исследован детекторный блок прибора для определения направления на точечный источник гамма-излучения. В частности, с помощью разработанной компьютерной модели исследованы физические процессы, происходящие в веществах детекторного блока при прохождении гамма-квантов. Оптимизировано расположение чувствительных элементов и изменена конструкция детекторного блока, что дало возможность на 18° расширить диапазон углов, для которых определяется направление на источник гамма-излучения.
3. Впервые проведено сопоставление экспериментальных данных отношения интенсивности сигналов в детекторах прибора для определения направления на источник гамма-излучения и данных численного моделирования, которое используется в качестве альтернативы лабораторным исследованиям электромагнитных процессов, происходящих в детекторных блоках приборов при регистрации гамма-квантов с энергиями до 1 МэВ. Установлено, что модель, базирующаяся на экспериментальных данных Ливерморской национальной лаборатории, для данного класса задач является более эффективной.
4. Впервые получены спектральные и угловые характеристики тормозного излучения, проходящего через набор мишеней для наработки ${}^7\text{Be}$ в различных веществах, что позволило совместно с экспериментальными данными об активности ${}^7\text{Be}$ рассчитать сечение фотообразования изотопа ${}^7\text{Be}$ в веществах, входящих в состав атмосферы Земли, под воздействием гамма-квантов высоких энергий.

Практическое значение полученных результатов.

- Для спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф» космического эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» получены значения поглощенных энергий в каждом из детекторов прибора, рассчитаны наиболее вероятные значения поглощенных энергий для фиксированных значений энергий первичных частиц, что необходимо для оценки отклика детекторов при разработке

спектрометра-телескопа. Проведено исследование генерации вторичных частиц, определены их типы, количество и относительный вклад, что позволяет оценить возможные радиационные повреждения детекторов спектрометра-телескопа в процессе натуральных испытаний и последующей эксплуатации прибора в условиях космоса. В результате компьютерного моделирования установлен диапазон энергий первичных электронов, для которых возможно однозначное определение направления прихода путем регистрации элементами кремниевых матриц с идентичными номерами. Полученная методом математического моделирования совокупность характеристик детекторного блока прибора «СТЭП-Ф» позволила в кратчайшие сроки изготовить опытный образец прибора и провести его натурные испытания, по результатам которых рабочий экземпляр прибора был установлен на космическом аппарате научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» и успешно отработал на орбите Земли по заданной программе эксперимента.

- На основе исследования физических процессов, происходящих при взаимодействии гамма-излучения с веществом, предложен метод для определения направления на точечный источник гамма-квантов, и усовершенствованы геометрические параметры детекторного блока прибора ДМДУ, разрабатываемого для регистрации гамма-квантов с энергией 661,6 кэВ. За счет смещения расположения детекторов относительно центров полостей в поглотителе был расширен диапазон азимутальных углов, для которых возможно определение направления на точечный источник излучения.
- Исследованы характеристики тормозного и нейтронного излучения от устройства, включающего мишени сложной конфигурации. Полученные спектральные и угловые характеристики тормозного излучения и потока нейтронов от тормозного конвертера имеют практическое значение для производства медицинских изотопов и исследования механизмов фотообразования изотопа ^7Be в атмосфере Земли.

Используемые методы и полученные результаты могут быть полезны разработчикам приборов для регистрации излучения. Предложенные методы ис-

следования физических процессов, происходящих при воздействии ионизирующего излучения в веществе детекторных блоков приборов и составных частях экспериментальных установок, а также созданный на их базе научно-программный комплекс, представляют собой мощный инструмент, который позволяет вычислять ослабление потоков электромагнитного излучения, рассчитывать элементы защиты, оценивать возможные радиационные повреждения электронных компонент и т. п. Разработанный научно-программный комплекс позволяет моделировать и исследовать широкий круг физических экспериментов, которые нецелесообразно проводить из-за их вредных и опасных для здоровья человека условий.

Личный вклад автора. Все результаты диссертационной работы, составляющие основу диссертационной работы, получены автором самостоятельно. Лично автором подготовлен текст статей [79, 92, 100, 102, 103, 107] и тезисов [17, 78, 80, 91, 95–99, 105–106, 122]. Статьи [102, 103] опубликованы без соавторов. В статьях [102, 103, 117] автором проведены исследования в области наиболее эффективных моделей электромагнитных процессов взаимодействия гамма-излучения низких энергий с веществом детекторных блоков приборов. В научных работах [79–81, 89] автором разработаны модели, созданы компьютерные программы и исследованы процессы прохождения излучения через вещества детекторных блоков приборов; в работах [113, 118–121, 123–124] – исследованы физические процессы взаимодействия излучения в составных частях экспериментальных установок, проведена статистическая обработка данных, полученных в результате моделирования; в работе [81] – обработка данных лабораторных исследований; в работах [91, 92, 95–99, 100, 101, 105–107] – разработка и исследование моделей приборов и методов для определения направления на источник излучения, статистическая обработка данных.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты диссертационной работы были лично представлены автором и обсуждались:

- на «Научной сессии МИФИ-2003», (27–31 января 2003 г., Москва);

- на Итоговой конференции ИФВЭиЯФ ННЦ ХФТИ, (4–7 марта 2003 г., Харьков);
- на Международной конференции по физике высоких энергий «Europhysics Conference on High Energy Physics EPS-HEP-2003», (17–23 июля 2003 г., Аахен, Германия);
- на научно-технической конференции с международным участием «Компьютерное моделирование в наукоёмких технологиях» (18–21 мая 2010 г., Харьков);
- на “IX Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям” (21–25 февраля 2011 г., Харьков);
- на Международной научной конференции “Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках ” (17–22 апреля 2011 г., Харьков);
- на X Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям” (27 февраля – 2 марта 2012 г., Харьков);
- на “III Международной научно-практической конференции “Компьютерные науки для информационного общества” (12–13 декабря 2012 г., Луганск).
- на Международной конференции «Тараповские чтения-2013» (29 сентября – 4 октября 2013 г., Харьков);

Кроме того, результаты исследований были представлены:

- на IV Международной конференции молодых ученых “CSE-2010” (25–27 ноября, 2010 г., Львов);
- на Четвертой Всеукраинской научно-практической конференции «Информационные процессы и технологии. Информатика-2011» (25–29 апреля 2011 г., Севастополь);
- на международной научно-практической конференции «Перспективи розвитку інформаційних та транспортно-митних технологій у митній справі, зовнішньоекономічній діяльності та управлінні організаціями» (2 декабря 2011 г., Днепропетровск);
- на XI Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям (11-15 марта 2013 г., Харьков);

- на XXIII Международном семинаре по ускорителям заряженных частиц (08–14 сентября 2013 г., Алушта, Крым).

Публикации. Основные результаты диссертации представлены в 22 публикациях, среди которых 14 статей: 8 статей в специализированных изданиях (из них 5 статей опубликованы в изданиях, которые входят в наукометрическую базу Scopus), 6 статей дополнительно отражают научные результаты, а также 8 тезисов докладов на научных конференциях и семинарах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти разделов, выводов, списка использованных источников, приложений. Полный объем диссертации составляет 165 страниц, в том числе 109 страниц основного текста, 33 рисунка и 5 таблиц по тексту, а также 15 рисунков и 2 таблицы на отдельных страницах, 5 приложений на 19 страницах, списка литературных источников из 125 наименований на 15 страницах.

РАЗДЕЛ 1

ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

1.1 Принципы и методы детектирования ионизирующего излучения

С точки зрения методов детектирования все виды излучений подразделяют на два класса: заряженные и незаряженные частицы. Заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою энергию на возбуждение и ионизацию вещества. Это приводит в итоге к образованию сигнала, характеризующего эффекты, которые возникают в результате взаимодействия заряженной частицы с веществом. Регистрация незаряженных частиц происходит по создаваемым ими в объеме детектора заряженным вторичным частицам [1]. Детектирование излучения – сложный многоступенчатый процесс, зависящий от природы частицы и природы вещества, заполняющего объем детектора. Общим для всех излучений, независимо от их природы, является то, что регистрируемые частицы распределены в пространстве и времени [2]. Детекторы излучения являются важнейшими элементами большей части приборов и сложных экспериментальных установок, применяющихся при выполнении различного рода исследований. Детектирование излучения всегда связано с обнаружением какого-либо взаимодействия частицы или кванта с веществом регистрирующего прибора (детектора), а принцип работы детектора в значительной степени определяется характером вызванного этим взаимодействием эффекта. При прохождении элементарных частиц через вещество они теряют свою энергию в различных процессах взаимодействия с электронами и ядрами атомов. При этом частица или квант может потерять свою энергию частично или полностью, в зависимости от вида взаимодействия. Детектор частиц использует энергию, выделившуюся в нем в том или ином виде при попадании частиц, превращая её в какой-либо другой вид энергии, удобной для регистрации. Действие большинства детекторов основано на обнаружении эффекта от ионизации или возбуждения атомов вещества, который создают попадающие в вещество элементарные частицы [1]. Заряжен-

ные частицы производят ионизацию и возбуждение атомов вещества детектора в прямых (непосредственных) столкновениях с ними, а гамма-кванты и нейтральные частицы (нейтроны, нейтрино, нейтральные мезоны и барионы) – через вторичные процессы: фотоэффект, комптон-эффект, конверсию гамма-квантов с образованием электрон-позитронных пар, упругое рассеяние на ядрах, ядерные реакции [2]. Выбор детектора для исследования определенных элементарных частиц во многом определяется свойствами этих частиц, характером их взаимодействия с веществом, а также специфическими условиями каждого эксперимента, его задачами. Нередко в сложных установках используются детекторы частиц различных типов.

Детекторы излучения характеризуются целым рядом параметров [3]. В их числе: эффективность регистрации (определяется долей зарегистрированных частиц из всех, попавших в детектор); энергетическое разрешение (способность различать кванты излучения по величине их энергии); быстродействие (оценивается максимальной частотой частиц, при которой детектор в состоянии регистрировать их как отдельные события).

В кристаллических детекторах ионы и электроны, образованные частицей в веществе детектора, перемещаются под действием электрического поля, что приводит к появлению тока во внешней цепи детектора. Величина тока может служить мерой ионизационного эффекта, созданного попавшей в камеру частицей [4]. В счетчиках Гейгера электрическое поле используется не только для собирания электронов, образованных частицей в газе, наполняющем камеру, но и для значительного увеличения ионизационного эффекта за счет вторичной ионизации, происходящей при соударениях электронов, ускоренных электрическим полем, с атомами или молекулами газа. Сила тока во внешней цепи детектора зависит в этом случае как от величины первоначальной ионизации, так и от величины газового усиления. При очень больших газовых усилениях полный ионизационный эффект перестает зависеть от величины первоначальной ионизации и определяется только свойствами самого детектора [4]. Потому в счетчиках Гейгера величина первоначального ионизационного эффекта изме-

рена быть не может, регистрируется только факт наличия этого эффекта. В некоторых веществах при прохождении через них ионизирующей частицы возникает заметная флуоресценция при переходах атомов вещества, возбужденных частицей, в основное состояние. Энергия световой вспышки – сцинтилляции – используется для вырывания из специального светочувствительного слоя фотоэлектронов, число которых затем может быть увеличено во много раз с помощью электронного умножителя. Сцинтилляционные детекторы дают возможность измерить интенсивность световой вспышки, связанной с потерей энергии частицей в флуоресцирующем веществе [1]. Сцинтиллятор может быть органическим (кристаллы, пластики или жидкости) [5] или неорганическим (кристаллы или стекла). В качестве органических сцинтилляторов часто используются $C_{14}H_{10}$ (антрацен), $C_{14}H_{12}$ (стильбен), $C_{10}H_8$ (нафталин). Пластиковые и жидкие сцинтилляторы представляют из себя растворы органических флуоресцирующих веществ в прозрачном растворителе. Концентрация флуоресцирующего вещества обычно мала и регистрируемая частица возбуждает, в основном, молекулы растворителя. В дальнейшем энергия возбуждения передается молекулам флуоресцирующего вещества. В качестве неорганических кристаллических сцинтилляторов используются ZnS , NaI , CsI , $Bi_4Ge_3O_{12}$ и др. [1]. В качестве газовых и жидких сцинтилляторов используют инертные газы (He , Kr , Ar , Ne) и N . Важным техническим параметром сцинтилляторов является световыход. Световой выход – доля энергии регистрируемой частицы конвертируемая в энергию световой вспышки [5]. Световой выход антрацена ~ 0.05 или 1 фотон на 50 эВ для частиц высокой энергии. У NaI световой выход ~ 0.1 или 1 фотон на 25 эВ. Принято световой выход данного сцинтиллятора сравнивать со световым выходом антрацена, который используется как стандарт [4, 5]. Типичные световые выходы пластиковых сцинтилляторов 50-60% [6]. Интенсивность световой вспышки пропорциональна энергии, потерянной частицей, поэтому сцинтилляционный детектор может использоваться в качестве спектрометра, т. е. прибора, определяющего энергию частицы. С помощью сцинтилляционных счетчиков можно измерять энергетические спектры электронов и гамма-

квантов. Для измерения спектров тяжелых заряженных частиц обычно используют CsI. По сравнению с NaI, он существенно менее гигроскопичен и не требует защитного кожуха, в котором заряженные частицы теряют свою энергию. Сцинтилляционный детектор на основе CsI применяется, когда требуются измерения энергий заряженных частиц довольно больших энергий, а энергетическое разрешение не играет существенной роли. Сцинтилляционные детекторы позволяют создавать надежные устройства детектирования, обладающие высокой эффективностью регистрации ионизирующих излучений [3]. Устройства на основе сцинтилляционных детекторов в настоящее время широко применяются в эксплуатирующихся системах регистрации излучений. Однако они практически исчерпали свои возможности с точки зрения построения новых систем из-за недостаточного энергетического разрешения. При прохождении быстрой заряженной частицы через плотную среду, прозрачную для видимого света, при соблюдении определенных соотношений между скоростью частицы и показателем преломления среды возникает световая вспышка, не связанная с флуоресценцией, а обусловленная эффектом Черенкова. Эта световая вспышка также может быть зарегистрирована с помощью детекторов черенковского излучения.

Принцип действия кристаллического детектора основан на том, что заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути некоторое количество свободных электронов и дырок в соответствии с величиной энергии, потерянной ею в кристалле. Под действием приложенной разности потенциалов свободные носители зарядов начинают перемещаться в направлении соответствующих электродов, и в цепи счетчика возникает электрический ток [1]. При протекании тока эквивалентная емкость заряжается до некоторой разности потенциалов, усиливаемой и регистрируемой далее каким-либо электронным устройством. Физические свойства кристаллических детекторов, линейное соотношение между энергией частицы и амплитудой выходного сигнала в широкой области энергий и малая длительность импульса позволяют использовать кристаллические детекторы в приборах, применяемых для регистрации излучений. Небольшие размеры кристаллических детекторов позволяют их распола-

гать в геометрически сложных системах. Сложность в использовании большинства кристаллических детекторов для регистрации гамма-квантов связана с недостаточной чувствительностью этих детекторов к гамма-излучению в связи с малым сечением комптон-эффекта. Особенно это относится к широко распространенным кремниевым детекторам. Кристаллы с p-n переходами весьма чувствительны к фотонам с энергией, сравнимой с шириной запрещенной зоны кремния (1.1 эВ) [1]. Для получения достаточно хорошего энергетического разрешения, и, следовательно, повышения достоверности получаемой информации, наиболее приемлемым является применение полупроводниковых детекторов на основе особо чистого германия. Однако создание промышленных систем, использующих устройства детектирования на основе особо чистого германия, затруднено их специфическими эксплуатационными качествами, необходимостью охлаждения кристалла до низких температур (77 К) при помощи жидкого азота. Для создания промышленных устройств детектирования используют специальные охлаждающие системы, что ухудшает эксплуатационные свойства системы [4]. Попытки создания устройств детектирования, работающих при комнатной температуре и имеющих высокое энергетическое разрешение, привели к исследованию возможности использования полупроводников с широкой запрещенной зоной [7]. Основными характеристиками при выборе полупроводника, предназначенного для создания эффективных спектрометров гамма-излучения, являются: атомный номер z ; высокая подвижность носителей заряда, ширина запрещенной зоны E_g , которая должна быть достаточно большой; низкая энергия на образование электронно-дырочной пары. С точки зрения подвижности носителей наиболее перспективны соединения: GaAs, AlSb и InP, а также CdTe и ZnTe [8, 9]. Материал CdZnTe является широкозонным полупроводниковым материалом, что позволяет создавать на его основе детекторы рентгеновского и гамма-излучения с достаточно высоким разрешением и высокой скоростью счета при температурах близких к комнатной. Характеристики CdZnTe детекторов [9] позволяют успешно использовать в атомной промышленности и медицине, в космических исследованиях и при обеспечении радиа-

ционной безопасности, а также во многих других промышленных и лабораторных применениях.

Полупроводниковые детекторы на основе кристаллов CdTe (CdZnTe) в последнее время находят все более широкое применение при регистрации гамма-излучения. Благодаря совершенствованию технологии производства создаются кристаллы с необходимыми, а в некоторых случаях уникальными физическими свойствами, что позволяет получать на их основе блоки детектирования ионизирующего излучения с хорошими спектрметрическими и эксплуатационными характеристиками [9–11]. Они отличаются высокой эффективностью регистрации излучения, относительно хорошим соотношением сигнал/шум и энергетическим разрешением при комнатной температуре. Линейность в счетном и токовом режимах работы в широком диапазоне измеряемой мощности дозы и высокая радиационная стойкость этого материала позволяет использовать его при производстве дозиметрических блоков с высоким радиационным ресурсом. Это определяет все более перспективное использование детекторов на основе CdTe и CdZnTe как в системах дозиметрического контроля (например, на АЭС, на предприятиях по производству и переработке ядерного топлива, при экологическом контроле), так и в спектрметрических системах (например, для анализа радионуклидов, в ядерно-физических методах элементного анализа и др.). В работах [9, 10] проведены лабораторные испытания полупроводниковых детекторов из CdTe (CdZnTe) в полях рентгеновского и гамма-излучения в диапазоне энергий 10 – 500 кэВ, а также исследование возможности применения разработанных и изготовленных детекторов для регистрации заряженных частиц с энергией до нескольких десятков МэВ. Экспериментально показано [9, 10], что применение детекторов на основе CdZnTe позволяет успешно регистрировать гамма-излучение в диапазоне от нескольких кэВ до 2÷3 МэВ (диапазон энергий, для которого проводились измерения), а также для регистрации заряженных частиц.

В работе [12] рассмотрены свойства детекторов на основе CdTe и проведена сравнительная характеристика эффективности регистрации гамма-излуче-

ния при использовании различных полупроводниковых детекторов. Сопоставление проводилось в диапазоне измеряемых энергий гамма-излучения от 1 кэВ до 1 МэВ для таких параметров, как чувствительность, быстродействие. С использованием электронной аппаратуры фирмы Amptek проведены лабораторные измерения и анализ энергетических спектров радиоактивного источника ^{57}Co для кремниевых детекторов и детекторов на основе CdTe. Показано, что для регистрации гамма-излучения в указанных энергетических диапазонах более предпочтительными являются детекторы на основе CdTe в связи с тем, что они превосходят кремниевые детекторы по своим эксплуатационным характеристикам таким, как энергетическое разрешение, эффективность и др.

1.2 Спутниковый спектрометр-телескоп «СТЭП-Ф» научного космического эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН»

Спутниковый спектрометр-телескоп заряженных частиц высоких энергий «СТЭП-Ф» разработан в Харьковском национальном университете имени В.Н. Каразина в рамках международного научного космического проекта «КОРОНАС-ФОТОН» [13].

«КОРОНАС» (Комплексные Орбитальные Околосолнечные Наблюдения Активности Солнца) – российская программа исследования физики Солнца и солнечно-земных связей с помощью серии космических аппаратов (КА), которая предусматривает запуск на околоземную орбиту трех солнечно-ориентированных спутников. «КОРОНАС-ФОТОН» – третий аппарат в этой серии. Двумя другими спутниками программы являются «КОРОНАС-И» (запущен 2 марта 1994 г.) и «КОРОНАС-Ф» (запущен 31 июля 2001 г.). Научная программа «КОРОНАС» нацелена на изучение двух основных проблем солнечной физики – установление внутренней структуры Солнца и теории солнечных вспышек. Каждый из спутников оснащен комплексом научной аппаратуры (КНА), способной регистрировать солнечные данные в широком диапазоне электромагнитного излучения: от гамма- и рентгеновского излучения до радиоволн. Эти

три этапа в реализации проекта получили, соответственно, названия «КОРОНАС-И», «КОРОНАС-Ф» и «КОРОНАС-ФОТОН» [13]. Основными целями научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» является изучение жестких электромагнитных и корпускулярных излучений Солнца с помощью бортовой научной аппаратуры и идентификация всплесков этих излучений с солнечными вспышками и радиовсплесками по наземным наблюдениям в оптическом и радио-диапазонах, а также исследование воздействия солнечной активности в различных диапазонах длин волн на геоэффективные параметры, характеризующие состояние электромагнитной и радиационной обстановок в окрестностях Земли [13]. В состав КНА эксперимента входили приборы [14]: «Наталья-2М», «РТ-2», «Конус-РФ», «Пингвин-М» (изучение временного поведения и энергетических спектров электромагнитного излучения от нескольких кэВ до единиц ГэВ); «ТЕСИС» (построение изображений в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне); «Пингвин-М» (измерение линейной поляризации жёсткого рентгеновского излучения); «Сокол», «ФОКА», «БРМ» (мониторинг излучения в инфракрасном, видимом, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах); «Наталья-2М» (регистрация солнечных нейтронов) и др. Для измерения потоков заряженных частиц на орбите КА разрабатывались приборы «СТЭП-Ф»; «Электрон-М-Песка» [15], предназначенные для регистрации спектров и потоков электронов, протонов и альфа-частиц в различных энергетических диапазонах.

Спутниковый телескоп электронов и протонов «СТЭП-Ф» [16] предназначен для изучения динамики заряженных частиц (высокоэнергетичных электронов, протонов и альфа-частиц) магнитосферного и солнечного происхождения, определения пичч-угловых и пространственно-временных распределений захваченных и высыпающихся частиц радиационных поясов Земли, исследования солнечных космических лучей. Прибор состоит (рис. А.1) из блока детекторов, устанавливаемого на внешней обшивке космического аппарата, и блока цифровой обработки информации, устанавливаемого в гермоотсеке КА. Нерешенными вопросами на этом этапе разработки прибора являлись диапазоны энергий

частиц, регистрируемых детекторами прибора, а также возможность регистрации направления прихода заряженных частиц.

1.3 Прибор для определения направления на точечный источник гамма-излучения

На кафедре электроники и управляющих систем ХНУ имени В.Н. Каразина совместно с кафедрой военной подготовки НТУ «Харьковский политехнический институт» проводились разработки переносного прибора [17] для определения направления на источник гамма-излучения. Прибор должен быть относительно недорогим, и эффективно, с достаточной точностью определять направление на точечный источник гамма-излучения. За основу разработки была взята модель прибора, описанная в работе [18]. Большинство сравнительно недорогих приборов для регистрации излучения позволяют лишь зарегистрировать факт наличия гамма-излучения, не определяя направление на источник.

На кафедре прикладной ядерной физики МИФИ проводились эксперименты и расчеты по разработке методики и созданию многомодульного детектирующего устройства (ММДУ) [19–21] для ускоренного поиска источников радиации. На рис. 1.1 представлена схема устройства, использующего ММДУ. Все детекторы в данной системе работают в счетном режиме (анализ энергетических спектров не проводится), используют суммарное значение реакций фотоэффекта и комптоновского рассеяния. На рис. 1.2 представлены результаты моделирования [20] отклика детекторов ММДУ с использованием экранов из различных материалов: график угловой зависимости отношения количества сигналов в каждом модуле к сумме сигналов от всех модулей (а – для свинцового экрана; б – для асбесто-цементного экрана). Однозначная зависимость отношения количества сигналов в каждом модуле к сумме сигналов во всех модулях для экрана из свинца наблюдается только в небольшом в диапазоне азимутальных углов (0 – 135 градусов, либо 225 – 360 градусов), причем на интервале от 45 до 90 градусов значения количества счетов мало изменяются, что будет

усложнять определение направления прихода гамма-квантов. На рис. 1.3 представлены результаты моделирования отклика детекторов устройства с ММДУ, опубликованные в [21], и их сравнение с экспериментальными данными. В качестве источника в натуральных испытаниях и модельном эксперименте использовался изотоп ^{137}Cs . В качестве материала экрана выбран свинец. К недостаткам данной системы можно отнести дороговизну за счет использования в системе большого количества панорамных датчиков. Однако, несмотря на большое количество панорамных датчиков, наблюдается несоответствие экспериментального и смоделированного диапазонов азимутальных углов (рис. 1.3), для которых возможна регистрация направления прихода гамма-квантов, что заметно на графике в диапазонах 45 – 90 градусов и 225 – 300 градусов.

В работах [22 – 23] были предприняты попытки создания макетов относительно недорогих приборов для определения направления на источник излучения. Рассматривался вариант определения направления на плоскости с переменной толщиной поглотителя от 2 до 0 см [22], а также использовался кольцевой поглотитель [23] с двумя детекторами. Однако, данные, полученные в результате экспериментов с макетами приборов, не позволяли сделать вывод об однозначности определения направления на источник даже в плоскостном варианте.

В работе [24] проведены исследования по разработке прибора для контроля утечки радиации на ядерных объектах. Прибор имеет в своем составе три различных сцинтилляционных детектора: NaI(Tl) , CsI(Tl) , BGO , в виде трех секторов цилиндра высотой 50 мм и диаметром 75 мм, размещенные таким образом, что каждый из сцинтилляторов охватывает область регистрации в 120 градусов. Прибор позволяет определять направление на источник гамма-излучения из отношения интенсивностей сигналов, зарегистрированных каждым детектором. Лабораторные измерения для рассмотренного в работе [24] устройства проведены при различном азимутальном положении источников гамма-излучения (^{137}Cs , ^{60}Co) от 0 до 360 градусов с шагом 30 градусов. Экспериментально показано, что с помощью данного устройства возможно определение направления прихода гамма-квантов.

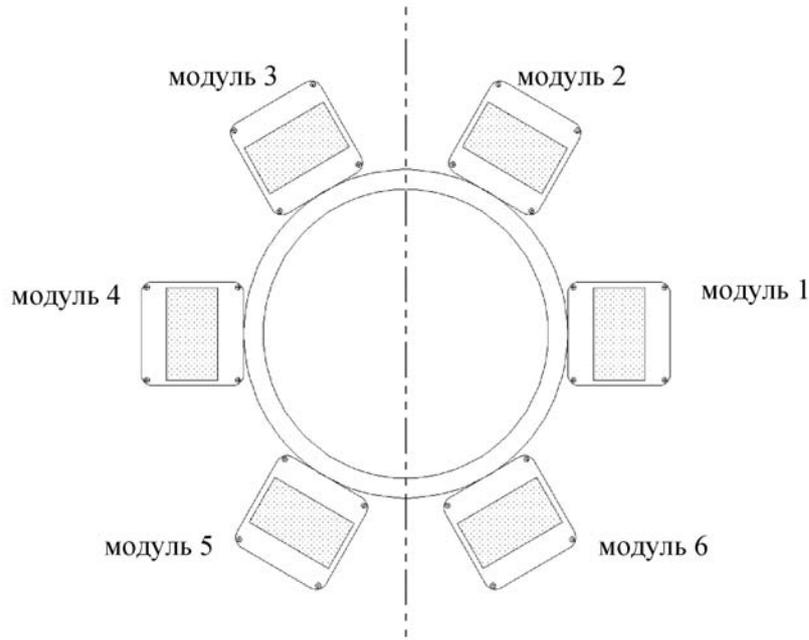
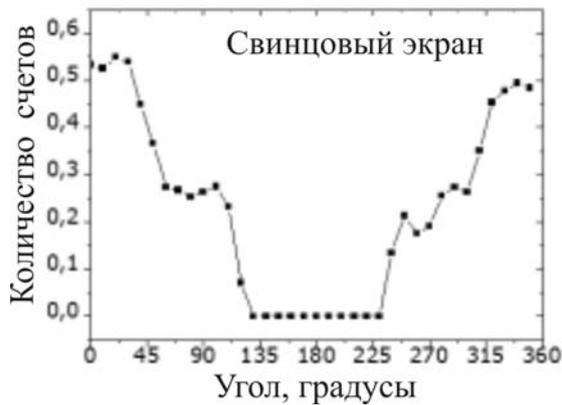


Рис. 1.1. Схема устройства с ММДУ [19]



а



б

Рис. 1.2. Результаты расчета отклика ММДУ с различными экранами [20]

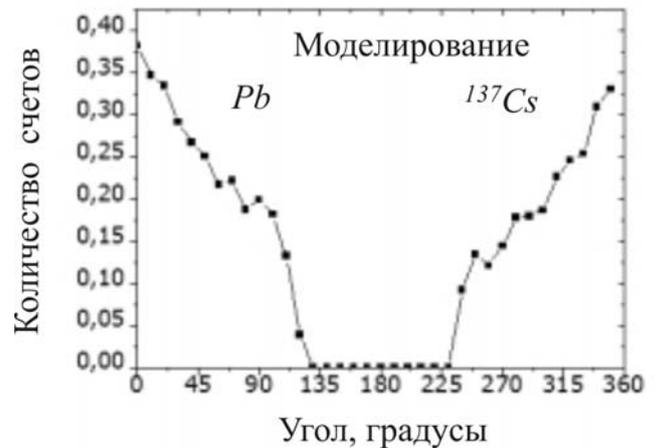
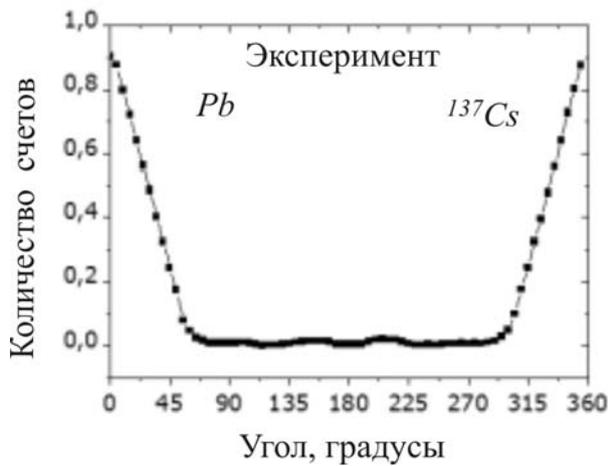


Рис. 1.3. Сравнение результатов практического и расчетного исследований [21]

Однако, для изготовления подобного устройства требуется наличие высококачественных сцинтилляторов NaI(Tl), CsI(Tl), BGO больших размеров. Трудности могут возникнуть также при изготовлении сцинтилляторов в связи с необходимостью вырезать их в виде сектора и герметично упаковать. Кроме того, используемые в рассматриваемом устройстве детекторы имеют неподходящие эксплуатационные параметры: NaI(Tl) отличается высокой гигроскопичностью. Одним из недостатков рассматриваемых детекторов является их чувствительность к удару, что делает проблематичным их использование в качестве детекторов переносного устройства для проверки грузов на контрольно-пропускных пунктах.

В работе [25] рассматривается прибор – «Шар дозиметрический-1» («ШД-1»), предназначенный для детектирования гамма-излучения с возможностью измерений угловых распределений в полном телесном угле. Прибор, изготовлен в виде шара диаметром 140 мм с конусообразными коллимирующими отверстиями, в которые помещены 96 детекторов гамма-излучения. Погрешность определения направления составляла от 20 до 30%, при этом точность ориентации прибора «ШД-1» составляла $\pm 10^\circ$. Погрешность, связанная с углом раствора коллимирующих углублений, составляла $\pm 22,5^\circ$, что вполне достаточно для измерений при исследовании объекта «Укрытие» на ЧАЭС [25]. Однако, на современном этапе развития технологий необходимы новые, более точные приборы для определения направления на источники излучения.

1.4 Конвертор тормозного излучения

Открытие в первой половине прошлого столетия механизмов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом положило начало исследованиям возможности применения результатов в различных областях человеческой деятельности. Интерес к таким исследованиям был связан с решением ряда задач оборонной тематики, радиационной техники, материаловедения, ядерной медицины, экологического мониторинга и др.

В последние годы начата разработка технологий производства изотопов с применением ускорителей электронов, наряду с традиционными методами производства изотопов на основе реакторов и ускорителей тяжелых частиц. До недавнего времени мировой рынок медицинских изотопов практически полностью обеспечивался технологиями с использованием ядерных реакторов и циклотронов. Такой метод получения изотопов обычно называют ядерным в отличие от фотоядерного, основанного на реакциях под воздействием высокоэнергетических фотонов [26]. Необходимым этапом фотоядерного метода производства изотопов является конвертирование потока ускоренных электронов в высокоэнергетичное тормозное излучение, которым воздействуют на целевую мишень.

При фотоядерном производстве изотопов важным является знание характеристик поля (x,n) -излучения, генерируемого тормозным конвертором. Вследствие относительно малого сечения фотоядерных реакций в сочетании с большим пробегом тормозных гамма-квантов область генерации новых ядер оказывается достаточно большой и не имеет четких границ. Следовательно, распределение изотопного продукта существенно неоднородно, и величина фотоядерного выхода изотопов зависит от размеров мишени, а также от места её размещения в потоке тормозного излучения [27]. Поэтому первым этапом фотоядерного способа производства изотопов необходим выбор параметров и оптимизация конвертера тормозного излучения для получения максимума удельной активности мишени.

В зависимости от различных конструктивных особенностей облучательного устройства, таких как толщина и материал конвертора, объема окружающей конвертор охлаждающей воды, состава использованных конструкционных сплавов и др., формируемое поле радиационного воздействия может быть различным [28]. Основной компонентой поля смешанного (x,n) -излучения являются гамма-кванты различного происхождения (тормозное излучение, кванты комптоновского рассеяния, аннигиляционные). Следующими по значимости компонентами являются электроны и нейтроны. Взаимодействие всех компо-

нент радиационного поля с веществом приводит не только к наработке в мишенях целевых и побочных радионуклидов, но и приводит к активации конструктивных материалов облучательного устройства, что может стать серьезной проблемой при массовом производстве изотопов.

Таким образом, для успешной наработки целевых изотопов тормозным излучением электронов необходимо разработать и испытать конвертор тормозного излучения, который бы обеспечивал высокую плотность потока тормозного излучения в области расположения мишеней, выдерживал бы значительные тепловые и радиационные нагрузки и в незначительной степени накапливал бы в процессе работы долгоживущие радионуклиды. Кроме того, необходимо, чтобы поток нейтронного излучения от конвертора не приводил бы к генерации примесных (побочных) радионуклидов в мишенях и мишени не подвергалась бы значительному воздействию прошедшего через конвертор остаточного электронного пучка. Выполнение этих требований возможно только после тщательных и длительных экспериментов по исследованию распределения поля смешанного (X,n) излучения и определения остаточной активности конвертора при его длительном облучении (десятки и сотни часов).

Техногенные катастрофы, имевшие место (Чернобыль, Фукусима) в очередной раз напоминают об особой актуальности проблемы мониторинга радиоактивности приземной атмосферы Земли, общий уровень которой является суммой космогенной и антропогенной составляющих. На сегодняшний день мониторинг содержания радионуклидов в приземном слое атмосферы позволяет сделать вывод о том, что существенный вклад в радиоактивность приземного воздуха дает короткоживущий изотоп ^7Be космогенного происхождения. Вариации содержания ^7Be в воздухе связаны с солнечной активностью и имеют характерный сезонный ход и широтную зависимость [28, 29]. Благодаря быстрому распаду его активность изменяется в растениях в зависимости от синоптических условий. Поэтому ^7Be представляет интерес не только с точки зрения радиоактивного воздействия на биологические системы, а также может являться индикатором скоростей обмена в растениях, и, как следствие, показателем накоп-

ления природными средами загрязняющих веществ, поступающих из атмосферы [30]. Именно это делает его удобным индикатором для быстрой оценки возможного атмосферного загрязнения и воздушного обмена в окружающей природной среде. Поэтому изучение механизмов и закономерностей процессов возникновения, переноса и миграции радионуклида ${}^7\text{Be}$ в объектах экосферы и на границах их раздела весьма актуально и своевременно.

Считается, что основные реакции, приводящие к образованию изотопов бериллия в атмосфере Земли, протекают при взаимодействии космических лучей с ядрами азота и кислорода [31], которые являются основными составляющими атмосферного воздуха. Это так называемые “реакции скалывания” ${}^7\text{N}^{14}(\text{p},\text{X}) {}_4\text{Be}^7$, ${}^8\text{O}^{16}(\text{p},\text{X}) {}_4\text{Be}^7$, ${}^7\text{N}^{14}(\text{n},\text{X}) {}_4\text{Be}^7$ и ${}^8\text{O}^{16}(\text{n},\text{X}) {}_4\text{Be}^7$. Другим возможным механизмом образования изотопа бериллия ${}^7\text{Be}$ в верхних слоях атмосферы могут быть фотоядерные реакции; этот механизм до настоящего времени не учитывался.

Для расчета скорости образования изотопов ${}^7\text{Be}$ в земной атмосфере благодаря этому механизму необходимо знать сечения фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса. К сожалению, в литературе очень мало данных по реакциям многочастичного фоторасщепления ядер с регистрацией всех конечных продуктов. Так, например, сечение реакции ${}^6\text{C}^{12}(\gamma, \text{n}\alpha) {}_4\text{Be}^7$ подробно исследовалось в работе [32]. Реакция на природной смеси изотопов кислорода ${}^8\text{O}^0(\gamma, \text{X}) {}_4\text{Be}^7$ исследована в работе [33]. Данные по реакции ${}^7\text{N}^{14}(\gamma, \text{X}) {}_4\text{Be}^7$ в литературе отсутствовали на момент проведения данного исследования. Поскольку азот и кислород являются основными компонентами атмосферного воздуха, то именно реакции на этих ядрах представляют особый интерес для анализа фотоядерного механизма образования ${}^7\text{Be}$ в атмосфере.

Для исследования реакций фоторасщепления ядер необходимо наличие высокоинтенсивного гамма-излучения, например, тормозного излучения электронов высокой энергии, при этом необходимо проведение исследований по оптимизации параметров конвертора тормозного излучения для заданных характеристик мишенной сборки .

1.5 Средства для проведения вычислительного эксперимента при математическом моделировании процессов взаимодействия ионизирующего излучения с веществом

В процессе разработки спектрометров и детекторов ионизирующего излучения возникает необходимость предварительного компьютерного моделирования зависимости амплитуды импульсов от энергии излучения, диапазонов амплитуд и частоты следования импульсов. Такое моделирование позволяет разработать электронные узлы блоков аналоговой и цифровой обработки сигналов от детекторов элементарных частиц. Существует несколько методов моделирования процессов взаимодействия ионизирующего излучения с различными материалами, например, аналитический и полуэмпирический [34 – 36], численное решение уравнений транспорта частиц [34, 37, 38], вероятностный метод [34, 39– 41]. Существует достаточно обширный список средств разработки, основанных на вероятностном методе моделирования, использующих метод Монте-Карло, например PENELOPE [42 – 44], FLUKA [45– 47], EGS [48 – 50], ITS [51 – 52], MCNP [53–55], Geant4 [56–59], TALYS [60, 61] и др. Каждый инструмент имеет свою область применения, свои ограничения, а также свои преимущества перед другими средствами.

Программный продукт PENELOPE [42] – акроним «PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons in matter» – программный продукт, позволяющий моделировать прохождение электронов, позитронов и фотонов через различные материалы. Код PENELOPE основан на физических моделях, использующих следующие физические процессы: фотоэффект, когерентное (рэлеевское) рассеяние, комптоновское рассеяние, рождение электрон-позитронных пар, упругие столкновения, неупругие столкновения, тормозное излучение, ионизация внутренних оболочек и т. п., т.е., все процессы, необходимые для моделирования прохождения фотонов, электронов и позитронов через различные однородные материалы. Основными достоинствами PENELOPE являются высокая скорость выполнения разработанных программ. Среди основных недо-

статков PENELOPE можно отметить ограниченный набор первичных частиц (электроны, позитроны, фотоны), т.е., невозможность использовать в качестве первичных частиц, например, протоны, альфа-частицы и другие.

Программа FLUKA (FLUktuierende KAskade) [45] – универсальная программа расчета взаимодействия частиц с веществом. В качестве метода моделирования используется имитационное моделирование методом Монте-Карло с использованием эмпирических физических моделей. Основными областями применения FLUKA являются: исследование вопросов дозиметрии (в данной области пакет применяют для выявления влияния тех или иных видов излучения на биологические ткани); моделирование процессов с участием космических лучей; радиотерапия (моделирование облучения раковых клеток пучками частиц); моделирование систем радиационной защиты в ускорителях; калориметрия.

Некоторые особенности программы FLUKA: необходимость создания специального файла ввода, содержащего управляющие директивы, ограниченный набор материалов и первичных частиц (используются только наиболее распространенные материалы), а также громоздкое описание геометрических параметров моделируемых объектов.

Программные продукты семейства EGS (Electron Gamma Shower) [48] предназначены для расчета электромагнитных ливней. EGSnrc разработан в NRC (National Research Council, Канада). Программные продукты семейства EGS позволяют моделировать взаимодействие с веществом электронов, позитронов, фотонов в диапазоне энергий от 1 кэВ до нескольких ГэВ, т.е., имеют существенные ограничения по сравнению с остальными широко известными средствами, использующими метод Монте-Карло, однако хорошо подходят для моделирования электромагнитных ливней.

Программный продукт ITS (Integrated TIGER Series) [52] – предназначен для компьютерного моделирования прохождения через вещество электронов и фотонов в диапазоне энергий от 1 кэВ до 1 ГэВ. В настоящее время ITS версии 5 содержит уточнения физических моделей, имеется возможность при описа-

нии геометрии установки использовать средства автоматического проектирования. Работа с ITS конечного пользователя заключается в выборе директив (из заранее определенного набора), которые позволяют максимально использовать значения по умолчанию с целью предотвращения ошибок.

Программа MCNP – (Monte Carlo N-Particle Transport Code) [53] – программа для моделирования процесса переноса нейтронов, фотонов и электронов в материальных системах с использованием методов Монте-Карло. Области применения – решение задач в области физики ядерных реакторов, радиационной защиты, физики элементарных частиц, радиационной и ядерной медицины, физики ускорителей, а также для решения вопросов ядерной безопасности и других научных и прикладных задач, в которых взаимодействие излучения с веществом играет роль. Согласно литературным источникам, имеются расхождения полученных с помощью различных средств моделирования результатов, что свидетельствует о применимости этих средств лишь для определенного класса задач. В работе [54] проведено сравнение с экспериментальными данными результатов компьютерного моделирования задач в области медицинской физики с использованием MCNP и EGS. Оказалось, что результаты отличаются на $5 \div 10\%$, и это связано с использованием различных математических моделей описания физических процессов. Основное ограничение, не позволяющее использовать MCNP в данном исследовании – код MCNP не является общедоступным, но может предоставляться крупным и известным исследовательским лабораториям при соблюдении ряда условий и требований.

Библиотека классов Geant4 [56] была разработана в ответ на постоянно растущий спрос на программные средства для моделирования процессов взаимодействия излучения с веществом. Библиотека Geant4 является свободно распространяемым программным обеспечением с открытым исходным кодом, имеет различные реализации для операционных систем семейства Linux (Debian, Ubuntu, OpenSuse, Red Hat, SLC и др.), MS Windows, Mac OS. Исходный код функций библиотеки Geant4 реализован на языке программирования высокого уровня C++. Скорость работы компьютерной программы, исполь-

зующей библиотеку Geant4, зависит от многих факторов (например, количество первичных частиц, участвующих в моделировании процессов взаимодействия излучения с веществом; значения пороговых энергий рождения вторичных частиц; значения энергий частиц, ниже которых частицы считаются остановленными в веществе и т.п.), однако, для одной и той же моделируемой системы при одних и тех же условиях скорость расчета задачи в ОС Linux гораздо выше, чем в ОС Windows. Библиотека классов Geant4 предоставляет разнообразный набор программных компонентов, которые могут быть использованы в системах, работающих в самых разных условиях: от исследований основных явлений и детекторов с несложными геометрическими параметрами до полномасштабного моделирования детекторов для экспериментов на Большом адронном коллайдере и других сложных установках [56]. При определении и реализации компонентов программного обеспечения были включены все аспекты процесса моделирования: геометрические параметры системы, используемые материалы, фундаментальные частицы, генерация первичных частиц события, отслеживание частиц, проходящих через материалы и внешние электромагнитные поля, физические процессы, определяющие взаимодействие частиц, отклик чувствительных компонент детектора, генерация данных события, хранение событий и треков, визуализацию детектора и траекторий частиц, захват для последующего анализа данных моделирования на разных уровнях детализации и уточнения. Библиотека классов Geant4 обеспечивает полную систему инструментальных средств для моделирования ядерно-физических процессов взаимодействия излучения с веществом: создание геометрии детекторов и установки в целом, описание частиц и физических процессов; транспорт и прослеживание частиц; отклик детектора; моделирование события; управление треком и т. д., и поэтому является вполне подходящей для компьютерного моделирования детектирующих систем поиска и идентификации ионизирующего излучения. Библиотека классов Geant4 имеет большой набор служебных функций, а также имеется возможность использовать различные модули визуализации. Существуют крупные международные проекты, использующие Geant4. Среди них:

VaBar, ATLAS, LHC, а также другие проекты, используемые в физике высоких энергий, физике частиц, медицинской физике, радиационных технологиях, космических исследованиях.

Одним из примеров исследовательских проектов является MAGE [62], используется для моделирования детекторов сверхнизкого радиоактивного фона. Названия произошли от названия двух проектов – MAJORANA и GERDA – эксперименты по безнейтринному двойному бета-распаду. Для поиска и идентификации безнейтринного двойного бета-распада применяются германиевые детекторы. В проекте MAGE используются десятки килограмм обогащенных изотопов, и поэтому важное значение имеет компьютерное моделирование, которое проводится с использованием программ, базирующихся на Geant4.

Другой пример использования Geant4 – программный комплекс MRED [63– 64], позволяющий моделировать возможные радиационные повреждения электронных блоков под действием ионизирующего излучения. Известно, что ионизирующее излучения любого происхождения – будь то естественное или из искусственно созданных источников, – может влиять на работу электронных компонентов. Когда такой побочный эффект связан с прохождением одной частицы, а не является суммарным эффектом воздействия многих частиц, такой эффект называется эффектом единичного срабатывания [65, 66]. Комплексный подход для моделирования радиационных эффектов и эффектов единичного срабатывания требует средств, которые описывают физические процессы, на следующих уровнях: количественное описание излучения (поток частиц, энергии, угловое распределение и т.д.); транспорт ионизирующего излучения через любые материалы, окружающие чувствительные элементы (корпуса, электронные компоненты, металлизация; перенос заряда и рекомбинация в полупроводниках и изоляторах; вычисление поглощенной в материалах энергии; оценка возможного повреждения микросхем и т. п. Достоинством программ, берущих за основу Geant4, является возможность точного описания детекторных блоков, физических процессов, частиц и т.д., моделирования отклика детекторов, что очень важно при разработке устройств, детек-

тирующих источники излучения. Большим преимуществом пакета разработчика Geant4, помимо его функциональности, гибкости и надежности, является доступность его исходного кода, возможность модификации и адаптации практически к любым задачам моделирования, в которых взаимодействие излучения с веществом играет роль.

Выводы по разделу 1

Рассмотрены принципы и методы детектирования ионизирующего излучения, а также проблемы, возникающие при разработке приборов для регистрации излучения. Выяснено, что имеющиеся в наличии приборы лишь частично удовлетворяют условиям поставленной задачи, так как имеют либо малую точность измерений, либо работают в ином диапазоне измеряемых величин.

Показано, что для создания оптимальных приборов необходимо предварительное построение моделей приборов и на их основе получение характеристик приборов, в частности диапазона регистрируемых энергий, углового разрешения, что практически очень сложно получить путем только натуральных испытаний без привлечения средств моделирования.

Впервые проведен сравнительный анализ эффективности работы различных систем моделирования процессов взаимодействия излучения с веществом для заданных (одинаковых для всех систем) входных параметров. Показано, что наиболее эффективным для моделирования характеристик и режимов работы спектрометра-телескопа «СТЭП–Ф» является использование библиотек Geant4, так как другие средства (EGS, PENELOPE, ITS, FLUKA и др.) не обеспечивают необходимого сочетания широты энергетических диапазонов, описания материалов и регистрации полного набора ионизирующих частиц (протоны, электроны, альфа-частицы, гамма-кванты, нейтроны).

РАЗДЕЛ 2

МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1 Аналитические методы исследования процессов, происходящих в веществах детекторных блоков приборов для регистрации излучения

Процесс прохождения электронов через различные вещества вызывает ионизационные и радиационные потери энергии, т. е., полные потери энергии электронов ΔE в веществе вычисляются как сумма ионизационных и радиационных потерь энергии [67– 69]: $\Delta E = \Delta E_{ion} + \Delta E_{rad}$,

где ΔE_{ion} – ионизационные потери энергии,

ΔE_{rad} – радиационные потери энергии, которые вычисляются по формулам:

$$\Delta E_{ion} = \int_{E_{min}}^{E_0} \left(\frac{dE_{ion}}{dx} \right) dx, \quad \Delta E_{rad} = \int_{E_{min}}^{E_0} \left(\frac{dE_{rad}}{dx} \right) dx, \quad (2.1)$$

где dE_{ion}/dx , dE_{rad}/dx – соответственно, удельные ионизационные потери энергии и удельные радиационные потери энергии.

Удельные ионизационные потери энергии частиц вычисляются как вероятные потери энергии по методу Ландау с использованием формул Бете–Блоха расчета средних ионизационных потерь [68, 69]:

$$-\frac{dE_{ion}}{dx} = 0.3 \frac{z}{A} \cdot \frac{mc^2}{\beta^2} \cdot \left[\ln \frac{mc^2 E}{2I^2} + \ln \left(\frac{\beta^2}{1-\beta^2} \right) - 2(\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \cdot \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2}) - \delta \right], \quad (2.2)$$

где z – атомный номер (для простых веществ) или эффективный атомный номер (для химических соединений);

A – атомная масса (для простых веществ) или эффективная атомная масса (для химических соединений);

$mc^2 = 0,511$ МэВ – масса покоя электрона;

$\beta = v/c$, где v – скорость частицы, c – скорость света;

I – потенциал ионизации вещества, для веществ с атомным номером $z \geq 13$ вычисляется по формуле:

$$I = [9.76 + 58.6 \cdot z^{(-1.19)}] \cdot z \cdot 10^{-6} \text{ МэВ}, \quad (2.3)$$

а для химических соединений:

$$I_{\text{эфф}} = \exp\left(\frac{\sum_{j=1}^n k_j z_j \ln(I_j)}{\sum_{j=1}^n k_j z_j}\right) \text{ МэВ}, \quad (2.4)$$

где k_j – количество атомов j -го простого элемента в молекуле химического соединения;

z_j – атомный номер j -го простого элемента в молекуле химического соединения;

I_j – потенциал ионизации j -го простого элемента в молекуле химического соединения, который вычисляется по формуле (2.3);

Для химических соединений эффективный атомный номер и эффективная атомная масса вычисляются по формулам:

$$z_{\text{эфф}} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^n k_i z_i^4}{\sum_{i=1}^n (k_i z_i)}}, \quad A_{\text{эфф}} = \sqrt[3]{\frac{\sum_{i=1}^n k_i z_i A_i^3}{\sum_{i=1}^n (k_i A_i)}}. \quad (2.5)$$

Ионизационные потери энергии вычисляются с учетом поправки на эффект плотности δ , основаны на методе Штернхеймера:

$$\delta = \begin{cases} 0, & \text{при } x < x_0 \\ x \cdot 2 \ln 10 + C + a \cdot (x_1 - x)^m, & \text{при } x_0 \leq x \leq x_1, \\ x \cdot 2 \ln 10 + C, & \text{при } x_1 < x \end{cases} \quad (2.6)$$

$$\text{где } x = \ln \left(\left(\frac{E}{0,511} \right)^2 - 1 \right) / 2 \ln 10, \quad m=3;$$

$$C = (-1) \cdot \left(1 + 2 \ln \left[\frac{I}{28,8 \cdot 10^{-6} \cdot \sqrt{\rho \cdot n_0}} \right] \right);$$

$$a = 2 \cdot \ln 10 \cdot \frac{(-1) \cdot C / (2 \cdot \ln 10) - x_0}{(x_1 - x_0)^m};$$

$$n_0 = \sum_i n_i z_i / \sum_i n_i A_i \text{ – для химических соединений};$$

$$n_0 = z/A \text{ – для простых веществ},$$

ρ – плотность вещества.

Удельные потери энергии на излучение вычисляются согласно формул Бете–Гайтлера [68, 69]. Потери энергии на тормозное излучение существенно зависят от степени экранирования ядра электронами атома:

$$-\frac{dE_{rad}}{dx} = 4 \cdot \frac{N_A z(z-1)}{A} \cdot \alpha \cdot r_e E \left(\ln \frac{2E}{mc^2} - \frac{1}{3} \right); \quad mc^2 \ll E \ll 137 \cdot mc^2 \cdot z^{-1/3}, \quad (2.7)$$

$$-\frac{dE_{rad}}{dx} = 4 \cdot \frac{N_A z(z-1)}{A} \cdot \alpha \cdot r_e E \left(\ln(183 \cdot z^{-1/3}) + \frac{1}{18} \right); \quad E \gg 137 \cdot mc^2 \cdot z^{-1/3}, \quad (2.8)$$

где $N_A = 6,22 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро;

$\alpha \approx 1/137$ – постоянная тонкой структуры;

$r_e \approx 2,818 \cdot 10^{-13}$ см – классический радиус электрона.

Формула (2.7) используется для вычисления потерь энергии на тормозное излучение без учета экранирования, формула (2.8) – для случая полного экранирования.

При прохождении тяжелой заряженной частицы через вещество ионизационное торможение является главным механизмом потерь энергии. В этом ме-

ханизме кинетическая энергия заряженной частицы тратится на возбуждение и ионизацию атомов среды, через которую она проходит. Удельная потеря энергии тяжелой заряженной частицы на ионизацию пропорциональна квадрату заряда частицы, концентрации электронов в среде, некоторой функции от скорости, $\varphi(v) \sim 1/v^2$ и не зависит от массы частицы M .

Для вычисления удельных ионизационных потерь dE/dx для тяжелой заряженной частицы при энергиях $E \ll (M/m_e c^2)/Mc^2$, используется формула [68, 69]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 - \delta - U \right], \quad (2.9)$$

где $I = (13,5 \cdot Z) \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}$ – средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества, M – масса частицы, $M \gg m_e c^2$.

Величина δ в формуле (2.9) учитывает эффект плотности, компенсирующий рост ионизационных потерь при очень высоких энергиях. Эффект плотности в конденсированных средах проявляется раньше, чем в разреженных [71, 72]. Количественно это выражается в том, что релятивистское возрастание ионизационных потерь для разных сред оказывается неодинаковым. Величина U в формуле (2.9) вносит поправку при относительно низких энергиях ионизирующей частицы. Если скорость частицы сравнивается с орбитальной скоростью К- и L-электронов, то электроны перестают участвовать в соударениях, вследствие чего несколько уменьшается dE/dx . Энергия частицы, при которой необходимо вводить эту поправку, растет с номером z среды. При $z \approx 30$ поправку на К-электроны имеет смысл вводить при $E \approx 50$ МэВ, а на L-электроны – при $E \approx 10$ МэВ [73]. При ещё меньших энергиях ($E \approx 1$ МэВ) необходимо учитывать еще и эффект захвата и потери электронов медленно движущимися частицами. Важным понятием является понятие пробега заряженных частиц. На рис 2.1 представлен общий вид зависимости числа частиц N , прошедших через слой вещества, от толщины этого слоя x для тяжелых заряженных частиц

(рис.2.1 а) и для электронов (рис.2.1 б) [74]. На рис. 2.1 обозначены R – пробег тяжелой заряженной частицы, R_{max} – максимальный экстраполированный пробег электрона. Для тяжелой заряженной частицы величина dE/dx (формула 2.9) является функцией только от кинетической энергии $dE/dx = \varphi(E)$. Проинтегрировав это выражение по всем значениям E от 0 до E_{max} , можно получить полный пробег тяжелой заряженной частицы, т.е. полный путь R , который заряженная частица проходит до остановки и полной потери кинетической энергии:

$$R = \int_0^{E_{max}} \frac{dE}{\varphi(E)} . \quad (2.10)$$

Тяжелые заряженные частицы взаимодействуют в основном с атомными электронами и поэтому мало отклоняются от направления своего первоначального движения. Вследствие этого пробег R тяжелой частицы измеряют расстоянием по прямой от источника частиц до точки их остановки.

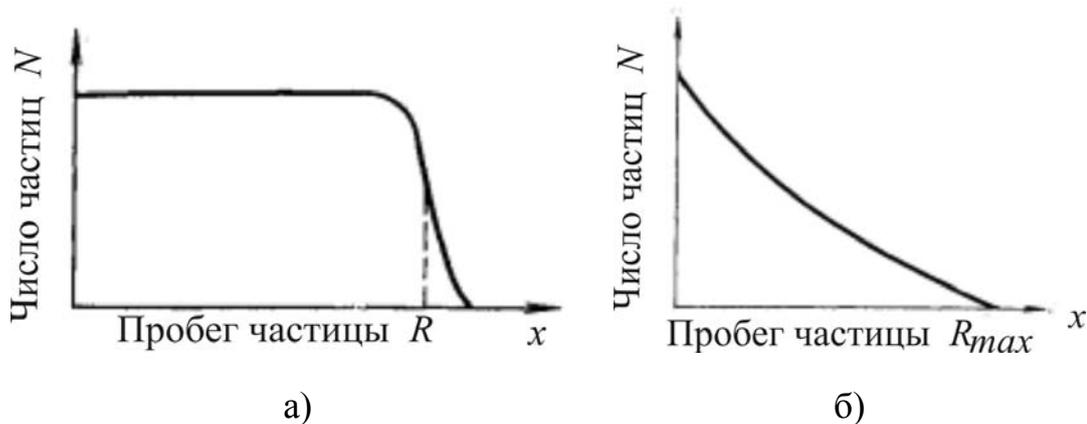


Рис. 2.1. Зависимость числа заряженных частиц, прошедших слой вещества, от толщины этого слоя (а – для тяжелых частиц, б – для электронов) [74]

Прохождение электронов через вещество отличается от прохождения тяжелых заряженных частиц. Главная причина – малая масса электрона. Это приводит к относительно большому изменению импульса при каждом столкновении, что вызывает заметное изменение направления движения электрона. При

небольших энергиях, где преобладают ионизационные потери, путь электрона не будет прямолинейным, поскольку полная релятивистская масса падающего электрона по порядку величины ещё близка к массе атомного электрона. Поэтому понятие пробега для электрона данной энергии в данном веществе не является однозначным [74, 75]. Если для тяжелых частиц кривая зависимости сначала идет горизонтально (все частицы проходят слой насквозь), а при толщине, равной пробегу, резко спадает до нуля. Для электронов вид зависимости несколько иной. Поэтому для электронов вводят две величины: максимальный пробег и средний пробег. Максимальный (экстраполированный) пробег – это минимальная толщина слоя вещества, в котором задерживаются все электроны. Максимальный пробег совпадает с полным криволинейным путем, который электрон проходит в веществе. Средним пробегом считается толщина слоя, которую проходит электрон в среднем и вычисляется по формуле

$$R_{cp} = \int_0^{E_{max}} \frac{dE}{(dE/dx)_{полн.}},$$

где E_{max} – начальная энергия первичного электрона, $(dE/dx)_{полн.}$ – полные удельные потери энергии, вычисляются как сумма удельных ионизационных (2.2) и радиационных потерь энергии (2.7 – 2.8).

Проведены расчеты зависимости полных потерь энергии электрона от глубины проникновения частицы для кремния, результаты также хорошо согласуются с данными, опубликованными в литературных источниках [67, 69]. Однако, для электронов низких энергий при прохождении через слои вещества существенное влияние оказывают процессы многократного рассеяния. При столкновении с атомными электронами и ядрами электроны отклоняются от своего первоначального направления движения и двигаются по не прямой траектории. Для электронов процессы многократного рассеяния на атомах вещества существенно влияют на их пробег, т.к. имеют вероятностный характер. Поэтому для дальнейших расчетов использовались модели, основанные на использовании метода Монте-Карло.

2.2 Исследование физических процессов взаимодействия излучения с веществом с использованием метода Монте-Карло

Для исследования физических процессов, происходящих в веществе при воздействии ионизирующего излучения, разработаны модели, основанные на использовании библиотеки классов Geant4 [56].

Работа с библиотекой классов Geant4 сводится к разработке компьютерных программ на языке C++, которые определенным образом связывают компоненты библиотек для моделирования некоторой реальной системы. При этом в программе, которая использует Geant4, необходимо определить трехмерную геометрическую модель системы, а также характеристики материалов, из которых состоят элементы установки, необходимо описать электромагнитные поля. Также должны быть математически определены различные физические процессы, например, тормозное излучение, ионизация и др. – соответствующие процессы для каждого типа первичных и вторичных частиц. В процессе работы разработанная программа вычисляет траектории прохождения различных элементарных частиц в заданной системе и т. п. Программа, использующая Geant4, должна содержать определения нескольких основных классов, которые отвечают особенностям конкретной задачи. Все эти классы должны быть зарегистрированы в специальном объекте – экземпляре класса G4RunManager, который управляет процессом моделирования. Обязательными классами являются [58]: G4VUserDetectorConstruction, который содержит определение геометрии детекторов и материалов, из которых состоят чувствительные области установок; G4VPhysicsList, который подключает моделирование физических процессов, детально рассматриваемый в документации разработчика [58]; G4VuserPrimaryGeneratorAction, описывающий источник первичных частиц при моделировании. Физические процессы, зарегистрированные в объекте-экземпляре класса G4VphysicsList, используют формулы (2.1) – (2.9) для математического описания процессов взаимодействия заряженных частиц с веществом, через которое частицы проходят.

В объекте-экземпляре класса `G4RunManager`, который управляет процессом моделирования прохождения частиц, также зарегистрированы и необязательные классы – `G4UserAction`, `G4UserEventAction`, `G4UserSteppingAction`. Эти классы позволяют управлять поведением программы на разных этапах выполнения, задавать необходимый уровень детализации во время выведения результатов, например, записывать в результирующий файл значения поглощенной в веществе энергии для каждой первичной частицы, либо факт рождения вторичной частицы (а также значение её энергии, координаты точки рождения вторичной частицы, тип частицы и т.п.). Объект-экземпляр класса `TRunAction` задает период набора статистики, в котором не меняются условия проведения эксперимента, состоит из последовательности событий. Во время «сеанса» (базовый класс `G4Run`) описание геометрии и набор физических процессов остаются неизменными. Управление осуществляется объектом класса `TRunManager`. Событие представлено классом `TEvent`, и является единичным независимым измерением физического явления детектором. Класс `TEvent` содержит все входные и выходные характеристики (исходные частицы, срабатывания и т. д.) смоделированного события. `TEvent` создается объектом класса `TRunManager` и передается объекту класса `TEventManager`, который осуществляет управление событием. Структура события содержит: первичную вершину и первичную частицу; траектории; коллекции срабатываний; коллекции оцифрованных сигналов. Кроме того, `TEventManager` управляет объектами класса `TTrack` соответствующими данному событию, взаимодействуя с объектами классов `TTrackManager` и `TStackManager`. Класс `TTrack` представляет треки, и содержит информацию о последнем шаге. Шаг (объект `TStep`) описывает минимальное продвижение частицы через вещество с учетом различных физических процессов. Объект `TTrack` таким образом описывает полное продвижение частицы в веществе к моменту обращения к данному объекту. Срабатывание (объект класса `THit`) описывает единичное взаимодействие частицы с веществом в детектирующем объеме, содержит информацию о координате и времени взаимодействия, энергии и импульсе частицы в этой точке, энергосделеле-

нии. Объект класса THit служит исходной информацией для моделирования оцифрованного сигнала. Оцифрованный сигнал (объект класса TDigi) моделируется на основе срабатываний THit. Один оцифрованный сигнал может быть результатом нескольких срабатываний (например, несколько треков прошли через одну ячейку), и является полным аналогом измеряемых в реальном эксперименте величин.

В диссертационной работе с использованием библиотеки Geant4 автором разработаны компьютерные программы, работающие в ОС Linux, а также, при необходимости, имеющие возможность работать в ОС семейства Windows (требуется перекомпиляция программы), и моделирующие физические процессы, происходящие в детекторах приборов, рассматриваемых в данной работе. При моделировании прохождения электронов через слои вещества учитывались ионизационные и радиационные потери энергии, которые вычислялись с использованием классов G4eIonisation (моделирование по формулам Бете–Блоха с поправкой на эффект плотности Штернхеймера), G4eBremsstrahlung (используются формулы Бете–Гайтлера), т.е. формулы (2.1) – (2.8), а также использовались классы, описывающие процессы многократного рассеяния электронов (модель углового распределения Гоудсмита–Саундерсона, пространственного распределения Льюиса) [57]: G4CoulombScattering и G4GoudsmitSaundersonMscModel [59]. Эти классы базируются на методе Монте-Карло при расчетах общего пути частицы и среднего угла рассеяния. Для вторичных частиц учитывались все необходимые физические процессы, и в объекте-экземпляре класса G4VPhysicsList зарегистрированы все необходимые соответствующие классы, описывающие физические процессы для вторичных частиц. Например, в случае моделирования взаимодействия первичных электронов с веществами в разработанной модели, помимо основных процессов для электронов (ионизация, многократное рассеяние, тормозное излучение), учитываются также процессы, происходящие в веществе при прохождении фотонов через вещество (комptonовское рассеяние, фотоэффект, процесс образования электрон-позитронных пар). Пороговые энергии генерации вторичных частиц E_{cut} были

выбраны с помощью функции `SetCut()` библиотеки `Geant4`, при этом для каждого материала (описанного в классе-наследнике класса `G4DetectorConstruction`), для которого возможно провести моделирование, и для каждого типа частиц вычисляется своя энергия E_{cut} , ниже которой частицы считаются остановленными в этом материале. Для первичных электронов был продемонстрирован статистический характер процессов многократного рассеяния и разработаны соответствующие программы с наглядной визуализацией этих процессов.

Электроны, проходя через вещество, испытывают большое количество столкновений, в результате чего изменяется направление их движения. Траектория движения электронов с небольшой начальной энергией изменяется в зависимости от процессов многократного рассеяния электронов, обусловленного суммарным эффектом малых отклонений, а также процессов рассеяния на большие углы, вызванного отдельными близкими столкновениями. При движении заряженных частиц в веществе детекторов прибора в результате столкновений с атомами вещества заряженные частицы рассеиваются. Величина результирующего отклонения частицы пропорциональна среднему отклонению в отдельном акте упругого рассеяния и числу таких взаимодействий на её пути в веществе [75]. Средний угол рассеяния увеличивается с увеличением атомного номера вещества и уменьшается с увеличением массы частицы и её скорости. Средний угол рассеяния у тяжелых частиц меньше, чем у электронов. При прохождении заряженных частиц через вещество происходит множество упругих столкновений с атомами. Поскольку все столкновения статистически независимы, то результирующий угол отклонения частицы от первоначального направления движения в общем случае растет с числом столкновений (с увеличением длины пробега в веществе) [75]. Для оценки среднего расстояния в бесконечной среде в направлении первоначального движения, после прохождения которого первичный пучок становится изотропным, вводят понятие транспортной длины L_{tr} упругого рассеяния, которая существенно зависит от массы частицы, и вычисляется по формуле [75]

$$L_{tr} \approx \frac{1}{2\pi N_A r_e^2} \cdot \frac{A}{Z_1^2 Z_2^2} \cdot \left(\frac{m_1}{m_e} \right) \cdot \left[\frac{\varepsilon(\varepsilon + 2)}{\varepsilon + 1} \right]^2 \cdot \frac{1}{4L_k - 1} \cdot \frac{1}{\rho}, \quad (2.11)$$

где Z_1 – величина заряда налетающей частицы,

Z_2 – величина заряда ядер атомов вещества,

m_1 – масса налетающей частицы,

$$L_k = \ln(194 \cdot (A \cdot Z_2)^{-1/6}),$$

$\varepsilon = T_1 / m_1 c^2$ – кинетическая энергия частицы в единицах её энергии покоя.

При моделировании многократного рассеяния электронов разработанная программа использует универсальный интерфейс класса `G4VMultipleScattering`, который базируется на модели Гоудсмита-Саундерсона [59]. В основе модели – алгоритм для определения углового отклонения и коррекции длины пути и пространственного смещения заряженных частиц после каждого шага в веществе. Длина свободного пробега λ_k частицы определяется по формуле:

$$\lambda_k = 2\pi n_\alpha \int_{-1}^1 [1 - P_k(\cos \chi)] \frac{d\sigma(\chi)}{d\Omega} d(\cos \chi) \quad (2.12)$$

где $d\sigma(\chi)/d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния,

$P_k(\cos \chi)$ – полином Лежандра k -й степени;

n_α – количество атомов в объеме вещества.

Среднее значение геометрической длины пути $\langle z \rangle$ определяется по формуле:

$$\langle z \rangle = \lambda_1 [1 - \exp(-t / \lambda_1)], \quad (2.13)$$

где t – реальная длина отрезка пути.

Средняя величина угла рассеяния θ вычисляется на конечном участке пути по формуле $\langle \cos \theta \rangle = \exp(-t / \lambda_1)$. Дисперсия величины $\langle \cos \theta \rangle$ определяется по формуле:

$$\sigma^2 = \langle \cos^2 \theta \rangle - \langle \cos \theta \rangle^2 = (1 + 2 \exp(-2k\tau) / 3 - \exp(-2\tau)), \quad (2.14)$$

где $\tau = t / \lambda_1$, $k = \lambda_1 / \lambda_2$.

Для моделирования процессов взаимодействия протонов и альфа-частиц с веществами приборов использовалась модель адронных взаимодействий, основанная на параметризации экспериментальных данных [58], а также включающая математическое описание процесса ионизации тяжелых заряженных частиц. Ионизационные потери энергии налетающих протонов и альфа-частиц вычислялись с использованием класса G4hIonisation, основанном на вычислениях по формуле (2.9).

Для гамма-квантов учитывались комптоновское рассеяние, фотоэффект, процессы образования электрон-позитронных пар. При разработке модели учитывалось, что прохождение гамма-излучения через вещество приводит к его частичному поглощению и рассеянию, благодаря чему зависимость интенсивности пучка гамма-квантов от пройденного расстояния x описывается экспоненциальным законом [4]:

$$I(x) = I(0) \cdot e^{-N\sigma x} = I(0) \cdot e^{-\tau x}, \quad (2.15)$$

где $I(0)$ – интенсивность падающего пучка (в точке $x = 0$),

N – число атомов в 1 см^3 поглощающего вещества .

σ – полное эффективное сечение поглощения или рассеяния гамма-излучения,

$\tau = N \cdot \sigma \text{ см}^{-1}$ – коэффициент поглощения.

Величину эффективного сечения σ определяют три процесса [4]: 1) фотоэффект, который заключается в ионизации атомов за счет выбивания фотонами атомных электронов; 2) комптоновское рассеяние фотонов электронами; в этом процессе передаваемая атомному электрону энергия оказывается однозначной функцией угла рассеяния гамма-кванта θ и его первоначальной энергии $h\nu_0$; 3) рождение электронно-позитронных пар в поле ядра.

При фотоэффекте электрону, связанному с атомом, передается вся энергия гамма-кванта, при этом электрон выбрасывается за пределы атома с кинети-

ческой энергией $T_e = E_\gamma - I_i - T_{am}$, где E_γ – энергия гамма-кванта; I_i – потенциал ионизации i -й оболочки атома; T_{am} – энергия отдачи атома ($T_{am} \ll I_i$). Освободившееся в результате фотоэффекта место на электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием электронов Оже. Фотоэффект возможен только на связанном электроне. Чем меньше связь электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем менее вероятен фотоэффект. Это обстоятельство определяет все основные свойства фотоэффекта: ход сечения в зависимости от энергии, соотношение вероятностей фотоэффекта на разных электронных оболочках и зависимость сечения от заряда z атома, на котором происходит фотоэффект. Это объясняется различной связанностью электронов. В легких элементах (при малых Z) электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в тяжелых элементах. Формулы (2.16), (2.17) [4] описывают зависимость сечения фотоэффекта от энергии гамма-излучения и заряда среды:

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5 / E_\gamma \quad \text{для } E_\gamma \gg I_K, \quad (2.16)$$

$$\sigma_{\text{фот}} \sim Z^5 / E_\gamma^{7/2} \quad \text{для } E_\gamma > I_K. \quad (2.17)$$

Фотоэффект особенно существен для тяжелых веществ, где он идет с заметной вероятностью даже при высоких энергиях гамма-квантов. В легких веществах фотоэффект становится заметен только при относительно небольших энергиях гамма-квантов. Сечение фотоэффекта $\sigma_{\text{фот}}$ (в см^2) на электронах К-оболочки рассчитываются по формулам (2.18 – 2.19), соотношения сечений фотоэффекта на различных оболочках оцениваются формулой (2.20) [72, 75]:

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1.09 \cdot 10^{-16} Z^5 [13.61 / (h\nu)]^{7/2} \quad \text{при малых } h\nu \text{ (эВ)}, \quad (2.18)$$

$$(\sigma_{\text{фот}})_K = 1.34 \cdot 10^{-33} Z^5 / (h\nu) \quad \text{при } h\nu \gg m_e c^2 \text{ (МэВ)}, \quad (2.19)$$

$$\sigma_L / \sigma_K \approx 1/5 ; \sigma_M / \sigma_L \approx 1/4 ; \sigma_M / \sigma_K \approx 1/20 \quad . \quad (2.20)$$

Дифференциальное сечение фотоэффекта рассчитывается по формуле:

$$d\sigma_{\text{фом}} = 4\sqrt{2} \frac{Z^5}{137^5} r_e^2 (m_e c^2 / E_\gamma)^{7/2} \sin^2 \theta \cos^2 \varphi \times (1 + 4\beta \cos \theta) d\Omega , \quad (2.21)$$

где Z – заряд атома;

θ – угол между импульсом гамма-кванта p_γ и импульсом электрона p_e ;

φ – угол между плоскостями (p_e, p_γ) и (E, p_γ) , $\beta = v/c$.

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния определяется формулой Клейна-Нишины-Тамма [75]:

$$d\sigma(\theta) = r_e^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \frac{d\Omega}{[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]^2} \times \left\{ 1 + \frac{\varepsilon^2 (1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \varepsilon(1 - \cos \theta)]} \right\} , \quad (2.22)$$

$\varepsilon = hv / (m_e c^2)$;

θ – угол рассеяния.

Формула для полного сечения комптоновского рассеяния (2.23) получается интегрированием формулы (2.22) по всем углам [75]:

$$\sigma_{\text{компт}} = 2\pi r_e^2 \left\{ \frac{1 + \varepsilon}{\varepsilon^2} \left[\frac{2(1 + \varepsilon)}{1 + 2\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) \right] + \frac{1}{2\varepsilon} \ln(1 + 2\varepsilon) - \frac{1 + 3\varepsilon}{(1 + 2\varepsilon)^2} \right\} . \quad (2.23)$$

Комптон-эффект может наблюдаться не только на неподвижном, но и на движущемся электроне. При движении падающего фотона и электрона навстречу друг другу фотон, рассеянный назад ($\theta = \pi$), получает максимально возможную энергию:

$$(E'_\gamma)_{\text{макс}} \approx \frac{E_\gamma}{(m_e c^2 / 2E_e)^2 + (E_\gamma / E_e)} , \quad (2.24)$$

причем $(E'_\gamma)_{\text{макс}}$ может быть больше E_γ (обратный комптон-эффект). При достаточно высокой энергии гамма-кванта ($E_\gamma > E_0$) наряду с фотоэффектом и комптоновским эффектом может происходить образование электрон-позитронных пар. Пороговая энергия гамма-кванта E_0 , необходимая для образования пары, практически совпадает с удвоенной массой покоя электрона $E_0 \approx 1,02$ МэВ. Выражение для сечения образования электрон-позитронных пар в поле ядра возможно представить в аналитическом виде (формулы 2.25 и 2.26) только для ограниченного интервала изменения энергии E_γ [72]:

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln \frac{2E_\gamma}{m_e c^2} - \frac{218}{27} \right) \quad (2.25)$$

при $m_e c^2 \ll E_\gamma \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (без учета экранирования), и

$$\sigma_{\text{пар}} = \frac{Z^2}{137} r_e^2 \left(\frac{28}{9} \ln(183 \cdot Z^{-1/3}) - \frac{2}{27} \right) \quad (2.26)$$

при $E_\gamma \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$ (для случая полного экранирования).

Суммарное сечение для процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом (зависимость от энергии гамма-квантов) описывается формулой: $\sigma = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}$, где $\sigma_{\text{фот}}$ – сечение фотоэффекта, $\sigma_{\text{компт}}$ – сечение эффекта Комптона, $\sigma_{\text{пар}}$ – сечение эффекта образования электрон-позитронных пар.

В современных версиях библиотеки классов Geant4 имеется возможность использовать две различные модели при описании электромагнитных процессов низких энергий для моделирования прохождения гамма-квантов через вещество [58, 59]: модель “*Livermore*” и модель “*Penelope*”. Название модели “*Livermore*” происходит от названия города Ливермор, США, и эта модель использует табличные данные Ливерморской национальной лаборатории имени

Э. Лоуренса, а название модели “*Penelope*” – акроним, происходит от названия известного средства моделирования Penelope [42].

2.2.1 Модели процесса комптоновского рассеяния

При использовании модели “*Livermore*” расчеты сечения комптоновского рассеяния осуществляются по эмпирической формуле [58]:

$$\sigma(Z, E_\gamma) = P_1(Z) \cdot \frac{\log(1 + 2X)}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z) \cdot X + P_4(Z) \cdot X^2}{1 + aX + bX^2 + cX^3}, \quad (2.27)$$

где Z – атомный номер вещества,

E_γ – энергия гамма-кванта,

$$X = E_\gamma / m_e c^2,$$

$$P_i(Z) = Z(d_i + e_i Z + f_i Z^2).$$

a, b, c, d_i, e_i, f_i – эмпирические параметры.

Подбор эмпирических параметров осуществляется по экспериментальным точкам на интервале $1 \leq Z \leq 100$. Точность определения комптоновского рассеяния зависит от энергии налетающего гамма-кванта [59]:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \begin{cases} \approx 10\% & 10 \text{ кэВ} \leq E_\gamma \leq 20 \text{ кэВ} \\ \leq 5\% & E_\gamma > 20 \text{ кэВ} \end{cases}. \quad (2.28)$$

Длина пробега $\lambda(E_\gamma)$ гамма-кванта с энергией E_γ до комптоновского взаимодействия определяется по формуле

$$\lambda(E_\gamma) = \left(\sum_i n_{ati} \cdot \sigma_i(E_\gamma) \right)^{-1}, \quad (2.29)$$

где n_{ati} – количество атомов в единице объема i -го элемента материала.

При использовании модели “*Penelope*” полное сечение комптоновского рассеяния определяется из аналитической параметризации. При энергиях гам-

ма-квантов выше 5 МэВ используется формула (2.27), а при энергии ниже 5 МэВ учитываются эффекты связи атомов и Доплеровское уширение [42]:

$$\sigma(E) = 2\pi \int_{-1}^1 \frac{r_e^2}{2} \frac{E_C^2}{E^2} \left(\frac{E_C}{E} + \frac{E}{E_C} - \sin^2 \theta \right) \times \sum_{shells} f_i \Theta(E - U_i) n_i (p_z^{\max}) d(\cos \theta), \quad (2.30)$$

θ – угол рассеяния,

E_C – комптоновская энергия, определяется по формуле:

$$E_C = \frac{E}{1 + (E/(m_e c^2)) \cdot (1 - \cos \theta)}, \quad (2.31)$$

f_i – число электронов на i -й атомной оболочке,

U_i – энергия ионизации i -й атомной оболочки,

Θ – функция Хевисайда,

p_z^{\max} – наибольшее возможное значение p_z (проекция начального импульса электронов в направлении угла рассеяния):

$$p_z^{\max} = \frac{E(E - U_i)(1 - \cos \theta) - m_e c^2 U_i}{c \cdot \sqrt{2E(E - U_i)(1 - \cos \theta) + U_i^2}}. \quad (2.32)$$

Интегрирование уравнения (2.32) проводится методом Гаусса по 20 точкам [59].

2.2.2 Модели процесса фотоэффекта

При моделировании электромагнитных процессов низких энергий с использованием любой из рассматриваемых моделей (как “*Livermore*”, так и “*Penelope*”) используются табличные данные Ливерморской национальной лаборатории, и полное сечение фотоэффекта для гамма-кванта с энергией E определяется путем интерполяции [59]:

$$\log(\sigma(E)) = \frac{\log(\sigma_1) \log(E_2 / E) + \log(\sigma_2) \log(E / E_1)}{\log(E_2 / E_1)}, \quad (2.33)$$

где E_1 и E_2 – соответственно, ближайшее меньшее и большее значения энергий гамма-квантов, для которых доступны табличные данные сечений σ_1 и σ_2 фотоэффекта.

2.3. Верификация разработанной модели физических процессов

Для оценки достоверности результатов, получаемых с использованием модели физических процессов, происходящих в веществе детекторов при регистрации ионизирующего излучения, и определенной формулами (2.1) – (2.9), были проведены вычисления экстраполированных пробегов электронов в сцинтилляторе CsI и кремнии – веществах, из которых состоят детекторы спектрометра «СТЭП-Ф». Также были проведены вычисления средних пробегов протонов и альфа-частиц в алюминии. На рис. 2.2 – 2.3 представлено сравнение расчетных и табличных данных пробегов в веществах CsI, Si для первичных электронов, а также в алюминии для протонов и альфа частиц в диапазонах энергий 0,01 – 20 МэВ для электронов, 3 – 150 МэВ для протонов, 10 – 500 МэВ для альфа-частиц.

Расчетные и табличные данные экстраполированных пробегов электронов, средних пробегов протонов и альфа-частиц в исследуемых диапазонах энергий для указанных материалов находятся в хорошем соответствии, что свидетельствует о правильности методов, на которых основаны расчеты.

С целью проверки достоверности модели физических процессов взаимодействия легких ионов с веществом было проведено исследование процессов обратного Резерфордского рассеяния легких ионов.

Известно [76, 77], что дифференциальное сечение $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ рассеяния ионов вычисляется по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1^2 Z_2^2 e^4}{16E^2} \right) \left[\sin^{-4}(\theta/2) - 2 \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^2 \right], \quad (2.34)$$

где Z_1 – атомный номер ядра налетающих ионов,

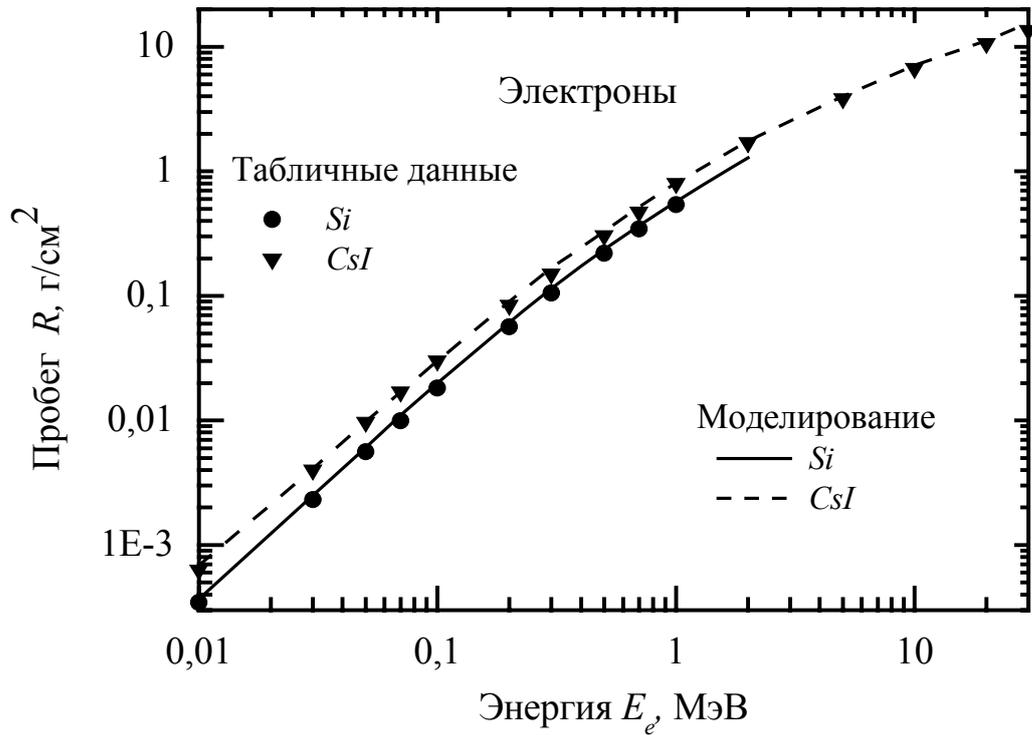


Рис. 2.2. Сравнение расчетных и табличных данных [67] экстраполированных пробегов электронов

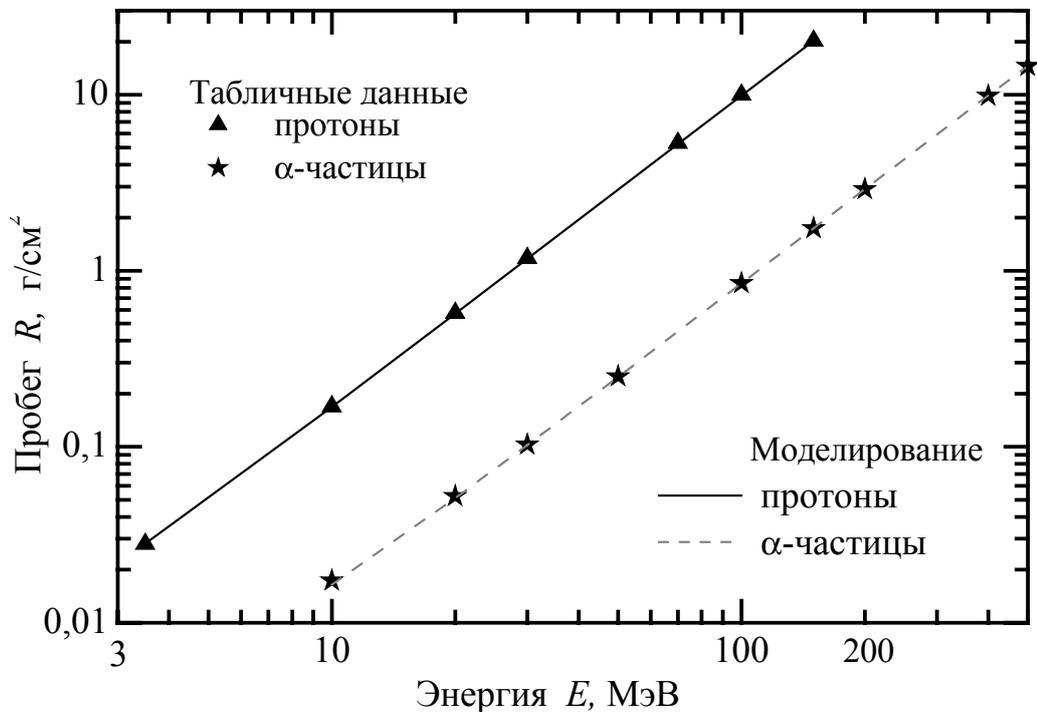


Рис. 2.3. Сравнение расчетных и табличных данных [68] средних пробегов протонов и альфа-частиц в алюминии

Z_2 – атомный номер вещества мишени,

θ – угол рассеяния,

A_1 – атомная масса ядра налетающих ионов,

A_2 – атомная масса вещества мишени.

В случае легких ионов (^1H , ^4He) и веществ мишени с атомным номером $Z_2 > 10$ последнее слагаемое в формуле (2.34) вносит незначительный вклад при определении величины дифференциального сечения рассеяния, что показывают исследования, проведенные автором в работе [78]. Схема расположения детекторов установки для исследования процессов обратного рассеяния ионов методами вычислительного эксперимента приведена на рис.2.4.

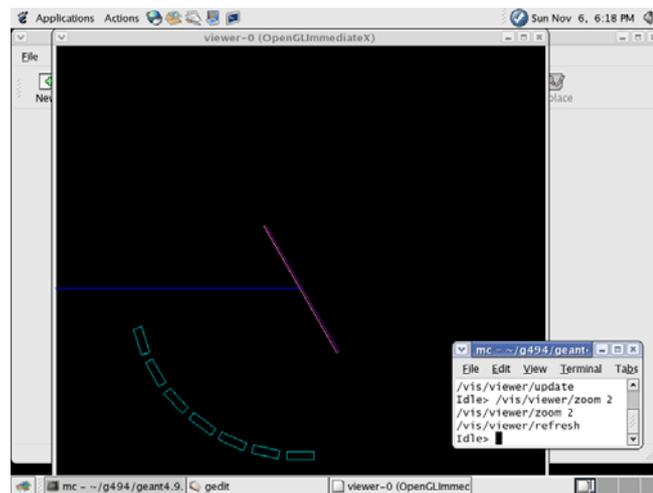


Рис. 2.4. Схема взаимного расположения детекторов установки для исследования процессов обратного резерфордского рассеяния методом вычислительного эксперимента

На рис. 2.5 представлена схема установки для изучения процессов обратного резерфордского рассеяния легких ионов. Эксперимент был проведен на ускорителе ионов Университета Ювяскюля (Финляндия). На рис. 2.6 (а) представлены результаты измерения зависимости числа N_α обратно рассеянных ионов гелия с энергией 2 МэВ от величины угла рассеяния. Результаты вычислительного эксперимента, моделирующего прохождение ионов гелия с энергией 2 МэВ через установку, представлены на рис.2.6 (б).

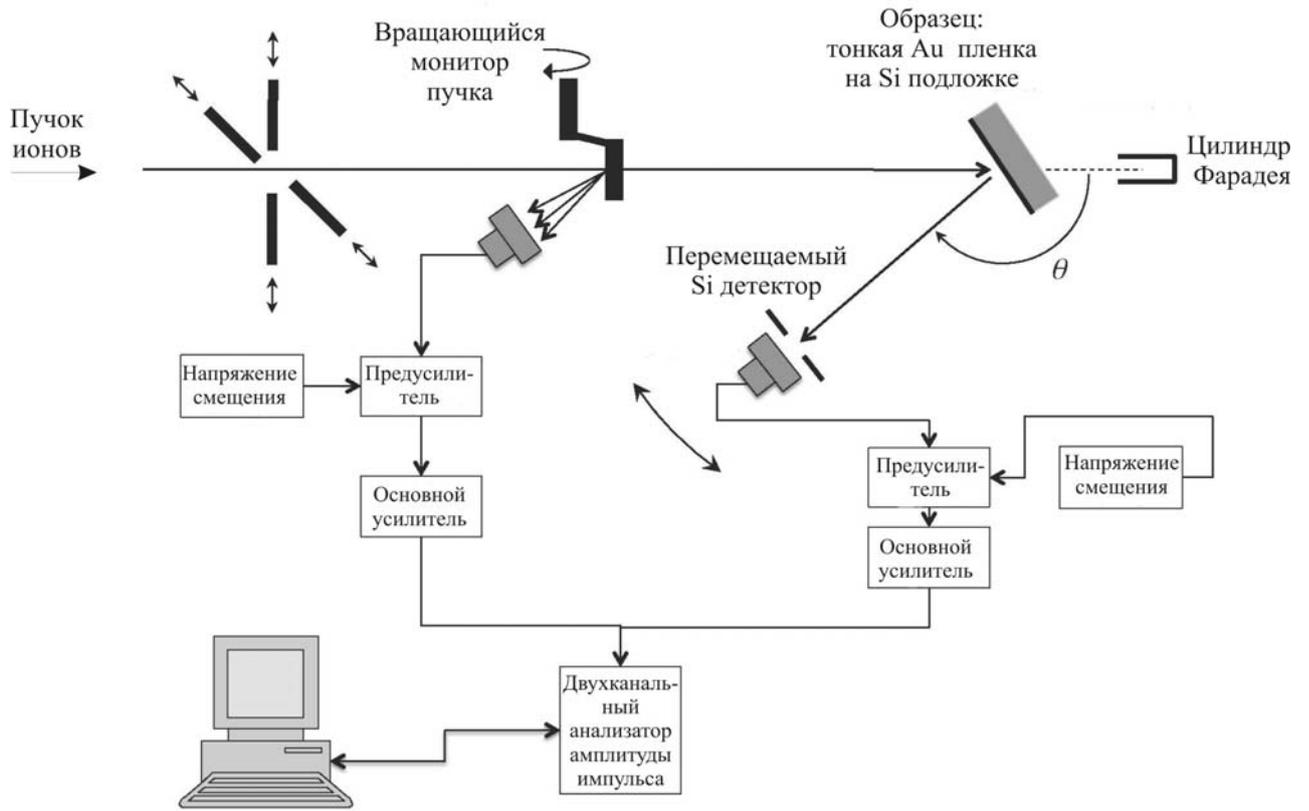


Рис. 2.5. Схема эксперимента по исследованию процессов обратного резерфордского рассеяния легких ионов

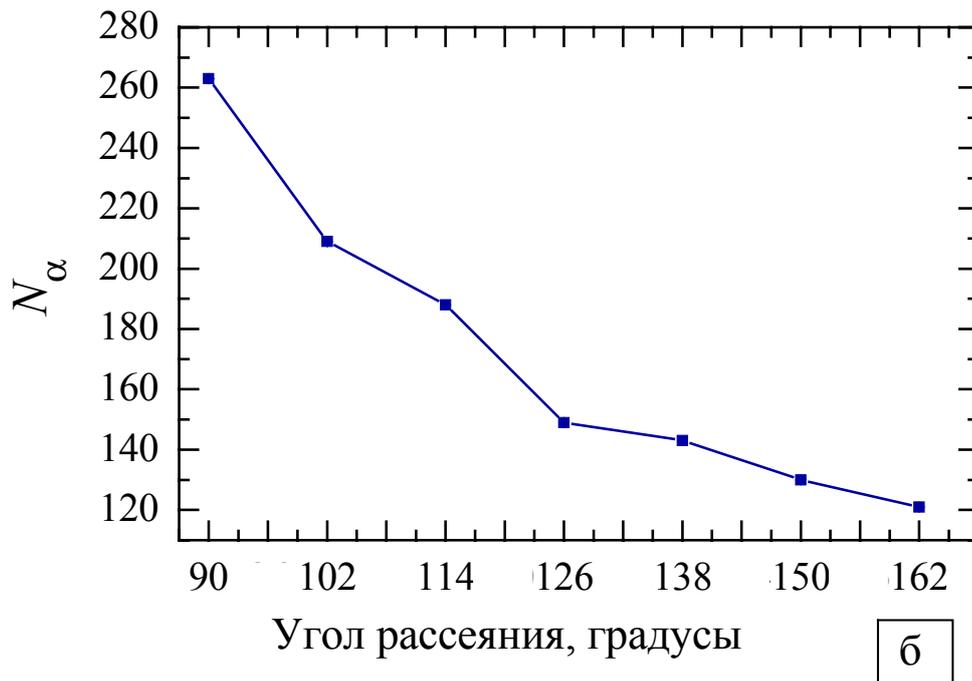
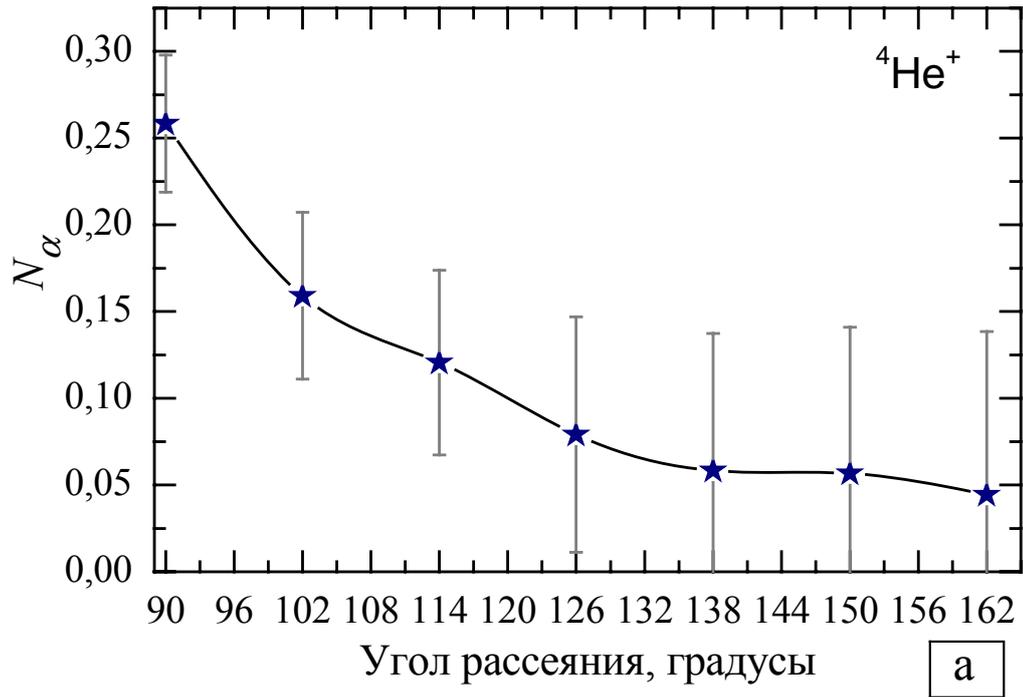


Рис. 2.6. Зависимость от угла рассеяния количества обратно рассеянных ионов

гелия с начальной энергией $E_\alpha=2$ МэВ:

(а) – экспериментальные данные;

(б) – результаты моделирования

В лабораторном эксперименте исследовалось сечение обратного резерфордского рассеяния ионов гелия с энергией 2 МэВ, направленных на образец – тонкий слой золота (~ 1 нм) на кремниевой подложке. Исследования проводились последовательно для 7 различных положений перемещаемого детектора – от 90 до 162 градусов с шагом 12 градусов. Вычислительный эксперимент был проведен с целью верификации разработанной модели физических процессов, происходящих в веществе при регистрации заряженных частиц. Для оптимизации времени расчетов при регистрации обратно рассеянных ионов гелия вместо одного перемещаемого детектора использовались 7 детекторов, расположенных с шагом 12 градусов, и регистрирующих частицы одновременно. В результате анализа данных вычислительного эксперимента получен вид зависимости от угла рассеяния количества обратно рассеянных ионов гелия (рис. 2.6 (а)), близкий к виду, представленному на рис. 2.6 (б).

Таким образом, на основе проведенных исследований можно сделать вывод об адекватности разработанной модели физических процессов.

Выводы по разделу 2

Разработана методика проведения исследований физических процессов, происходящих в веществе чувствительных элементов приборов под воздействием ионизирующего излучения. Методика исследований включает проведение вычислительных экспериментов и сопоставление полученных результатов с экспериментальными данными лабораторных исследований, необходимых при разработке приборов для регистрации излучения. Показано, что результаты моделирования тестовых примеров расчетов пробегов заряженных частиц в различных веществах, а также удельных ионизационных потерь энергии заряженных частиц, находятся в хорошем соответствии с литературными данными. Проведена верификация модели физических процессов взаимодействия заряженных частиц с веществом путем сопоставления данных лабораторных исследований процессов обратного резерфордского рассеяния легких ионов и результатов моделирования.

РАЗДЕЛ 3

ДЕТЕКТОРНЫЙ БЛОК СПУТНИКОВОГО СПЕКТРОМЕТРА-ТЕЛЕСКОПА «СТЭП-Ф»

Для регистрации ионизирующего излучения применяют детекторы, принцип действия которых основан на торможении частиц в рабочем веществе детектора и последующем преобразовании энергии, потерянной ими при торможении, в электрические импульсы [1, 4]. В процессе разработки спутниковых спектрометров и детекторов заряженных частиц высокой энергии возникает необходимость предварительного моделирования откликов этих детекторов на процессы прохождения через них первичных частиц. В зависимости от сорта налетающей частицы и её энергии этот отклик в виде амплитуды электрического импульса будет различным. В свою очередь, амплитуда импульса непосредственно связана с величиной энергии, поглощенной в материале детектора при прохождении через него заряженной частицы. Таким образом, зная величины поглощенной энергии и пробегов частиц в веществе детекторов спектрометра, можно определить диапазон регистрируемых энергий для конкретной конфигурации системы детекторов [70].

3.1 Разработка и исследование математической модели детекторного блока прибора «СТЭП-Ф»

При разработке прибора «СТЭП-Ф» необходима была [16] предварительная оценка величин импульсов в детекторах прибора, возникающих при регистрации заряженных частиц детекторами прибора, а также выяснение возможности однозначного определения прибором направления прихода частиц.

Блок детекторов «СТЭП-ФД» прибора «СТЭП-Ф» (рис. А.1) состоит из детекторной головки, усилителей-формирователей, блока фторичного питания. На рис. 3.1 представлена схема взаимного расположения элементов детекторной головки блока «СТЭП-ФД».

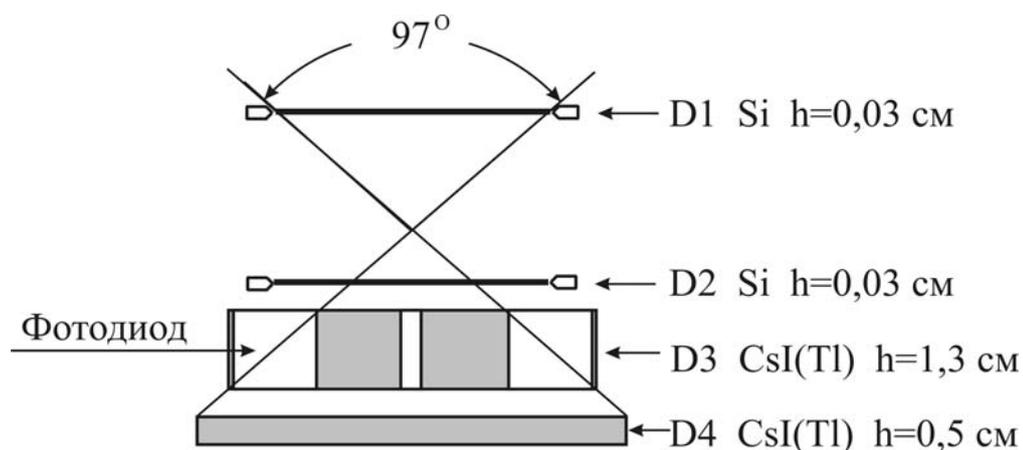
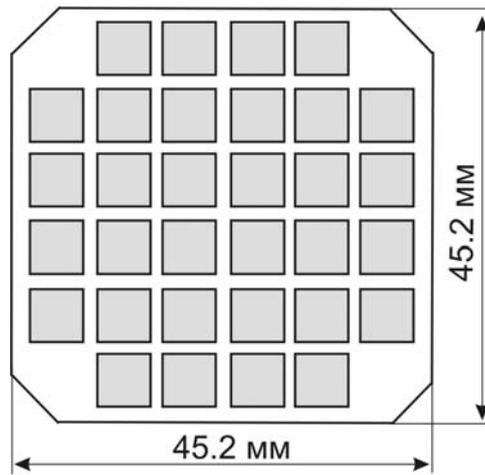
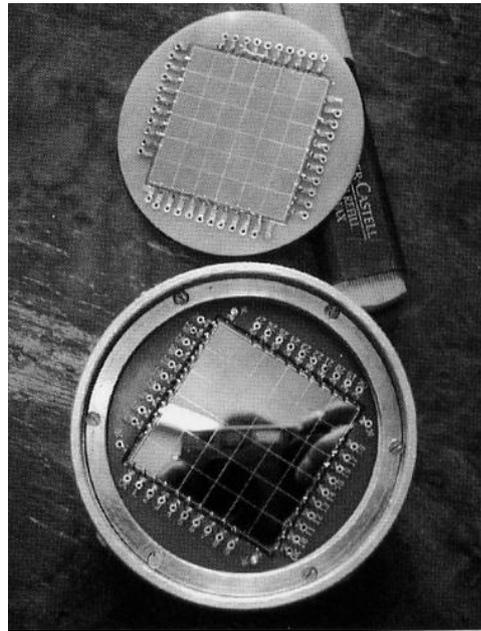


Рис. 3.1. Схема детекторного блока спектрометра-телескопа СТЭП-Ф

Блок детекторов [79] содержит в себе два идентичных кремниевых позиционно-чувствительных матричных детектора, а также два сцинтилляционных детектора на основе кристаллов CsI(Tl), просматриваемых фотодиодами большой площади производства фирмы Hamamatsu, имеющими высокую чувствительность. На рис. 3.1 представлены: D1, D2 – кремниевые позиционно-чувствительные детекторы (рис. 3.2 – 3.3), состоящие из 32 элементов, а также D3, D4 – сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов CsI(Tl). Среднее угловое разрешение в общем поле зрения телескопа $97^\circ \times 97^\circ$ составляет 8° . Активные площади детекторов D1 и D2 – 20 см^2 , детекторов D3 и D4 – соответственно, 36 см^2 и 49 см^2 . Геометрический фактор прибора является функцией энергии налетающих частиц и составляет $70 \div 100 \text{ см}^2 \cdot \text{стер}$ [79]. Для предварительного компьютерного моделирования с целью оценки величины импульсов в детекторах D1, D2, D3, D4 прибора «СТЭП-Ф», возникающих при прохождении через детекторы заряженных частиц, использовались методы, основанные на расчете величины поглощенной в детекторах энергии. Расчет производился по формулам (2.1) – (2.9) раздела «Методика проведения исследований» данной работы, коды основных функций программ расчета представлены в приложении Б. Однако, в отличие от моделирования физических процессов, возникающих при прохождении излучения через отдельно взятый детектор, в данном разделе все детекторы прибора рассматривается взаимосвязанно.



а)



б)

Рис. 3.2. Схема (а) и фотография (б) кремниевой матрицы, используемой в качестве детекторов D1 и D2 спектрометра «СТЭП-Ф»

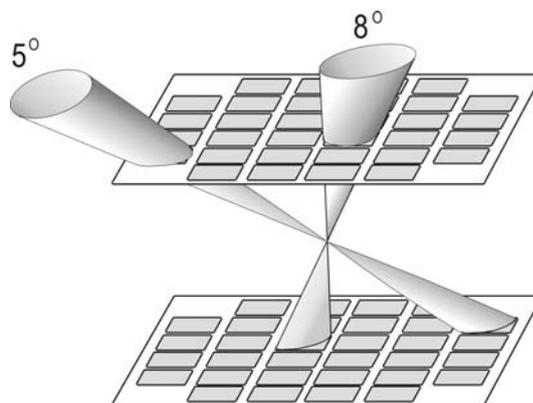


Рис. 3.3. Взаимное расположение элементов детекторов D1 и D2

Статистический характер процесса ионизации электронов (за счет процессов многократного рассеяния) приводит к значительным флуктуациям ионизационных потерь энергии, что существенно как для детекторов D1 и D2, так и для детекторов D3 и D4 прибора «СТЭП-Ф». Транспортная длина упругого рассеяния электронов с энергией 1 МэВ для веществ Si и CsI, рассчитанная по формуле (2.11), составила, соответственно 0,088 см и 0,016 см, что значительно меньше толщин детекторов. Угол вылета электронов из слоя вещества будет скорректирован многими последовательными актами рассеяния. Следовательно, для электронов низких энергий (менее 1 МэВ) в веществах детекторов D1–D4 процессы многократного рассеяния являются существенными. Наибольшее влияние флуктуаций потерь энергии будут испытывать кремниевые детекторы D1 и D2 при регистрации электронов низких энергий (в отличие от детекторов D3 и D4) в связи со своим расположением в составе детекторного блока (рис. 3.1).

В работах [79–81] представлены результаты исследования ядерно-физических процессов прохождения заряженных частиц высоких энергий через блок детекторов спектрометра «СТЭП-Ф», исследования проведены путем изучения методами вычислительного эксперимента свойств ММ детекторного блока прибора. Модель детекторного блока спектрометра-телескопа включала математическое описание геометрических параметров (физические размеры и взаимное расположение детекторов), а также физико-химические свойства детекторов (состав вещества каждого детектора, их плотности, рабочая температура и т. п.). Разработанная модель детекторного блока предусматривает возможность расчета поглощенных в детекторах энергий, пробега частиц в веществе детекторов, а также подсчет количества сгенерированных в сцинтилляционных детекторах оптических фотонов. Допустимые погрешности при моделировании зависят от характеристик детекторов, входящих в состав прибора, а также от параметров аналоговой электроники спектрометра. Например, средний квадратичный шум σ_E детектора, зависящий от конструктивно-технических факторов, даже для кремниевых детекторов хорошего качества принимают

$\sigma_E \approx 5$ кэВ [1, 4]. Для сцинтилляционных детекторов основными характеристиками являются световой выход и энергетическое разрешение. Предельная относительная погрешность измерения светового выхода сцинтилляционного детектора составляет от 6,9 до 9,8% [82]. Исходя из указанных эксплуатационных характеристик, допустимые статистические погрешности расчетов с использованием метода Монте-Карло не должны превышать 7% при моделировании прохождения каждого типа частиц [83]. Статистическая погрешность расчетов по методу Монте-Карло вычисляется по формуле $\delta = (1 / \sqrt{N_{reg}}) \times 100\%$, где N_{reg} – число зарегистрированных событий [84]. Поэтому при расчетах поглощенных в детекторах прибора энергий для каждого типа частиц выбиралось число N_{events} первичных частиц таким образом, чтобы статистическая ошибка не превышала допустимые погрешности. На реальном приборе точность регистрации будет серьезно зависеть от интенсивности космических лучей.

Для предварительной оценки диапазона энергий заряженных частиц, регистрируемых детекторами прибора «СТЭП-Ф», проводились вычисления пробегов частиц в веществах детекторов, а также вычисления значений поглощенной в детекторах энергии [79–81]. Рассчитаны наиболее вероятные значения поглощенных энергий для фиксированных энергий первичных частиц. Компьютерное моделирование проводилось для модели детекторов телескопа-спектрометра, геометрия которых представлена на рис. 3.1. При вычислении поглощенных энергий были выбраны следующие диапазоны энергий частиц, населяющих магнитосферу Земли: для электронов – 100 кэВ ÷ 40 МэВ, для протонов и альфа-частиц – 1 МэВ ÷ 700 МэВ. Пороговые энергии E_{cut} были выбраны с использованием функции SetCut [58 – 59], исходя из следующих величин пробегов частиц: для электронов 1 мкм, для протонов – 10 мкм, для альфа-частиц – 50 мкм, были получены значения пороговых энергий, представленные в таблице 3.1. На рис. 3.4 представлены графики зависимости поглощенной в детекторах энергии от энергии первичных электронов.

Значения использованных пороговых энергий для различных частиц

Материал	Тип частиц		
	Электроны	Протоны	Альфа-частицы
Al	990 эВ	140 кэВ	1,76 МэВ
Si	990 эВ	115 кэВ	1,6 МэВ
CsI(Tl)	1,32 кэВ	70,1 кэВ	1,5 МэВ

На рис. 3.4 (а, б) представлены результаты моделирования прохождения электронов через кремниевые детекторы D1 и D2 прибора «СТЭП-Ф», на рис. 3.4 (в) – через сцинтилляционные детекторы D3 и D4. Можно заметить (рис. 3.4 а, б) значительный вклад процессов многократного рассеяния электронов в материалах детекторов. Особенно заметны результаты процессов рассеяния в детекторах D1 и D2 – кремниевых матрицах, где в амплитуду импульса также вносят заметный вклад электроны, отраженные в детекторе D3.

При прохождении протонов и альфа-частиц учитывались ионизационные потери энергии и неупругое рассеяние, т.е., основные процессы, влияющие на энерговыделение, а, значит, на амплитуду импульсов в детекторах спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф». Для моделирования прохождения протонов и альфа-частиц через спектрометр-телескоп было выбрано число событий $N_{events}=5000$ при вычислении средних значений поглощенных энергий. Процессы неупругого рассеяния протонов и альфа-частиц не играют роли в детекторах D1 и D2 при небольших энергиях [1, 72]. В детекторах D3 и D4 процессы неупругого рассеяния начинают влиять на разброс значений поглощенной энергии только при достаточно высоких значениях энергиях первичных протонов и альфа-частиц. Существенный разброс значений поглощенных энергий указывает на необходимость вычисления наиболее вероятных значений поглощенной энергии для большого количества первичных частиц, особенно для электронов. На рис. 3.5 – 3.6 представлены: зависимости от энергии первичных протонов и альфа-частиц средних значений поглощенной в детекторах энергии.

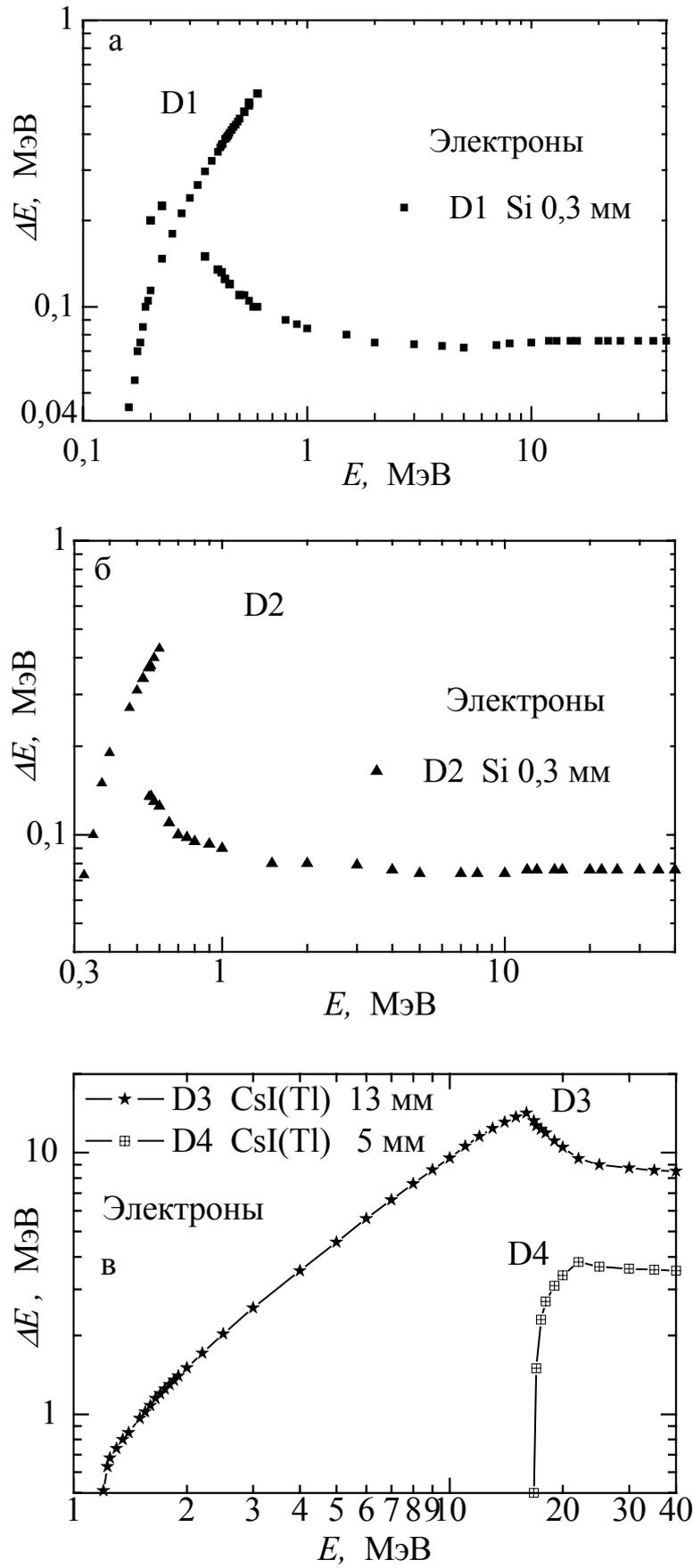


Рис. 3.4. Зависимости от энергии первичных электронов вероятных значений поглощенной в детекторах энергии

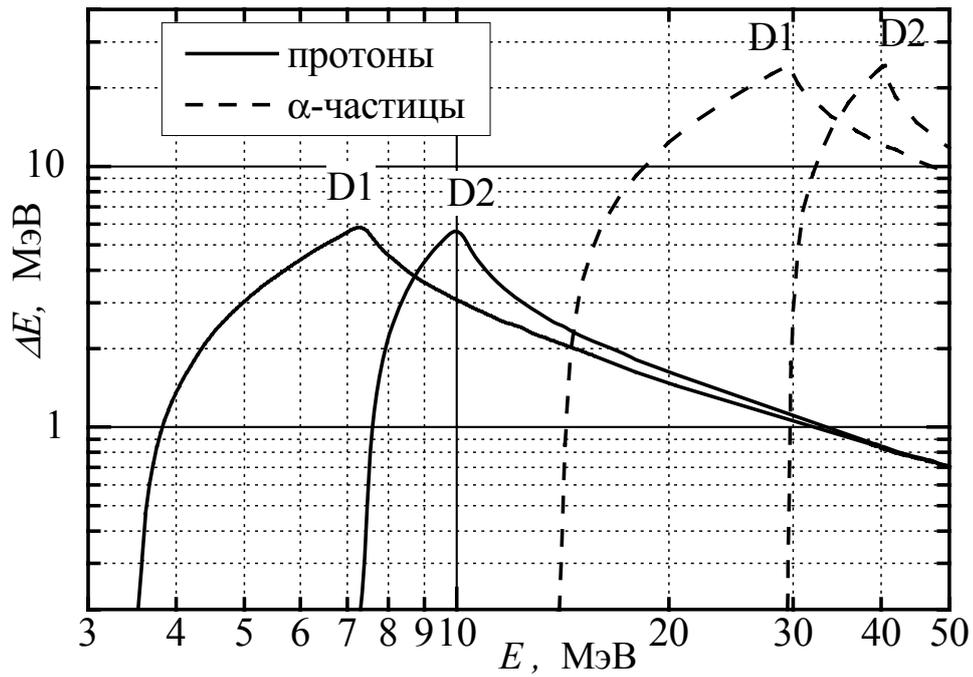


Рис. 3.5. Зависимости от энергии первичных частиц средних значений поглощенной энергии в детекторах D1, D2

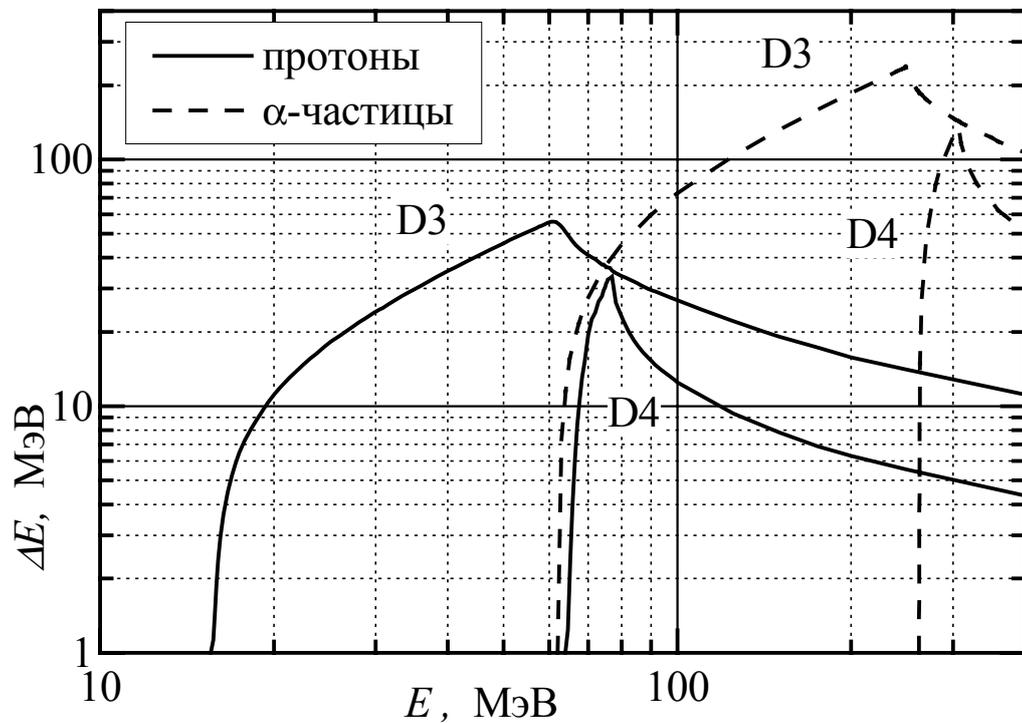


Рис. 3.6. Зависимости от энергии первичных частиц средних значений поглощенной энергии в детекторах D3, D4

Для каждой входной энергии частиц E_i вычислялось среднее значение поглощенной энергии ΔE_i , среднеквадратичное отклонение σE_i . Анализируя значения, полученные в результате обработки данных вычислительного эксперимента [79], сделан вывод, что спектрометр-телескоп предложенной конструкции позволяет регистрировать протоны с диапазоном энергий 3,9 МэВ ÷ 73,4 МэВ, альфа-частицы с диапазоном энергий 13,5 МэВ ÷ 230 МэВ. Протоны с энергией до 3,9 МэВ и альфа-частицы с энергией до 13,5 МэВ задерживаются тонким слоем алюминиевой фольги, находящейся перед детектором D1. Погрешности расчетов поглощенных энергий εE_i вычислялись по формуле $\varepsilon E_i = (\sigma E_i / \Delta E_i) \times 100\%$. В указанных диапазонах энергий даже для сравнительно небольшого числа разыгрываемых событий ($N=5000$) для кремниевых детекторов $\varepsilon E_i < 4\%$ при прохождении протонов и альфа-частиц через кремниевые детекторы; $\varepsilon E_i < 4\%$ при прохождении альфа-частиц через D3 и D4; $\varepsilon E_i < 6\%$ при прохождении протонов через D3 и D4. В работе [79] представлен расчет наиболее вероятных значений потерь энергии для электронов, число разыгрываемых событий $N=10^5$ для каждого из значений энергии первичных электронов. Представлены спектры поглощенных энергий и проведен анализ этих спектров. В результате анализа получены предварительные значения диапазонов энергий частиц, которые регистрируются детекторами прибора, представленные в таблице 3.2. При моделировании не учитывались слои упаковочного материала MgO сцинтилляционных детекторов.

Таблица 3.2

Диапазон регистрируемых энергий частиц для каждого детектора (МэВ)

Тип частиц	D1	D2	D3	D4
Электроны	0,2 – 0,425	0,45 – 0,493	0,568 – 15,5	15,5 – 20
Протоны	3,9 – 7,2	7,7 – 10	10,5 – 61	61 – 73,4
Альфа-частицы	13,5 – 24,6	26 – 34,7	37,5 – 196	196 – 230

Прибор «СТЭП-Ф» предназначен для изучения динамики захваченных и высыпавшихся частиц радиационных поясов Земли [16]. Известно, что первичное галактическое излучение в основном состоит из протонов высоких энергий (примерно 90%), а также ионов гелия (^4He), которые составляют менее 10% [85]; интенсивность электронов, фотонов, нейтронов значительно меньше. Энергия протонов первичного космического излучения колеблется в широком диапазоне от 1 до 10^{14} МэВ, однако, при энергиях свыше 10^3 МэВ плотность потока протонов экспоненциально падает с увеличением энергии. При энергиях менее 10^3 МэВ состав первичного космического излучения сильно меняется вследствие воздействия магнитного поля Земли, отклоняющего низкоэнергетичное излучение. Максимальное значение плотности потока приходится на протоны с энергией 50 МэВ [85]. Потому важным является исследование процессов прохождения протонов с энергиями 50 – 100 МэВ через детекторы прибора, а также определение вклада вторичных частиц в амплитуды импульсов в детекторах. В работе [80] проведено моделирование генерации вторичных частиц, определены их типы, количество и относительный вклад. При моделировании генерации вторичных частиц были выбраны следующие значения энергий первичных протонов – 50 МэВ, 90 МэВ, 200 МэВ, 300 МэВ; альфа-частиц – 150 МэВ, 280 МэВ, 500 МэВ. Эти энергии были выбраны, исходя из следующих соображений. Первичные протоны с энергией 50 МэВ и альфа-частицы с энергией 150 МэВ проходят через D1 и D2 и задерживаются в D3; первичные протоны с энергией 200 МэВ и альфа-частицы с энергией 280 МэВ проходят через все детекторы спектрометра-телескопа. На рис. 3.7 представлен график зависимости от энергии первичных частиц среднего числа вторичных частиц, образующихся в детекторах спектрометра при прохождении альфа-частиц с энергией 150 МэВ, 280 МэВ, 500 МэВ, а также протонов с энергией 90 МэВ, 200 МэВ, 300 МэВ. Моделирование прохождения протонов с энергией 300 МэВ проводилось только с целью оценки возможных радиационных повреждений детекторов прибора при дальнейшей эксплуатации прибора в условиях космоса.

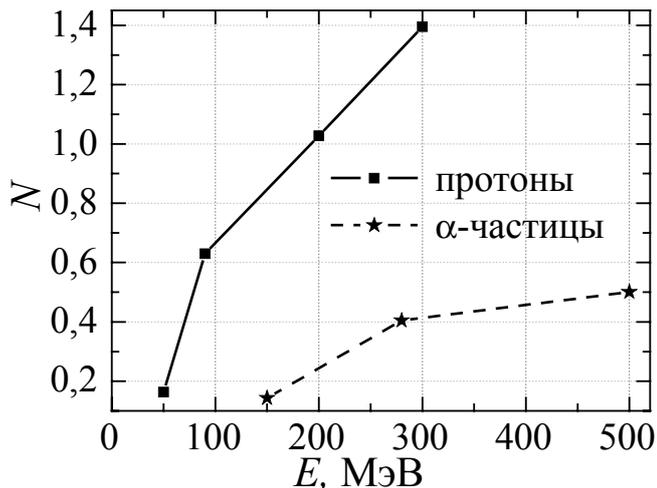


Рис. 3.7. Образование вторичных частиц в детекторах прибора «СТЭП-Ф»

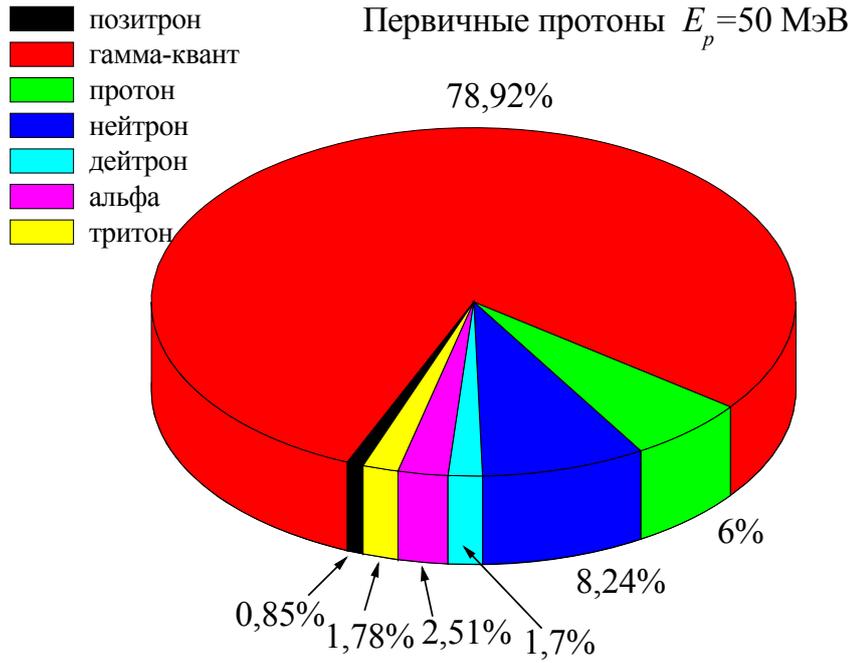
При подсчете общего числа вторичных частиц не учитывались δ -электроны. Для вычисления относительного вклада каждой компоненты и спектров вторичных частиц было промоделировано прохождение альфа-частиц и протонов, число событий $N = 50000$ для каждой выбранной энергии. Среднее число вторичных частиц и их относительный вклад представлены в таблице 3.3. На рис. 3.8 представлены диаграммы зависимости изменения преобладающего типа вторичных частиц в детекторах спектрометра для первичных протонов с энергиями 50 МэВ и 300 МэВ. При изменении энергии первичных протонов от 50 МэВ до 300 МэВ заметно увеличивается вклад нейтронов в общее число вторичных частиц, образовавшихся в детекторах. Этот факт может свидетельствовать о возможных радиационных повреждениях детекторов при регистрации протонов высоких энергий, что необходимо учитывать при натурных испытаниях прибора на циклотронном ускорителе.

При прохождении через вещества детекторов электроны высоких энергий теряют свою энергию и скорость их снижается. Массы налетающих электронов и орбитальных электронов одинаковы при нерелятивистских скоростях, поэтому налетающие электроны могут терять значительную часть энергии в результате одиночного столкновения [86]. При таких взаимодействиях налетающие электроны отклоняются от своего пути на разные углы и по мере пробега рассеиваются.

Среднее число вторичных частиц и их относительный вклад (%)

Тип первичных частиц	Среднее число вторичных частиц, приходя- щихся на 1 первичную	Относительный вклад вторичных частиц, образующихся в детекторах телескопа, %						
		По- зи- тро- ны	Гамма- кванты	Про- тоны	Нейт- роны	Дейт- роны	Альфа- частицы	Трито- ны
Протоны 50 МэВ	0,163	0,85	78,92	6	8,24	1,7	2,51	1,78
Протоны 200 МэВ	1,027	0,36	57	4	32	3,4	1,3	1,7
Протоны 300 МэВ	1,395	0,15	42,35	7,36	44,85	2,57	1,29	1,39
Альфа- частицы 150 МэВ	0,14	1,8	79	6,9	6,6	1,8	2,3	1,6
Альфа- частицы 280 МэВ	0,4	0,38	96	1,4	1,3	0,28	0,44	0,35

Общее число вторичных частиц на 1 первичный протон $0,163$



Общее число вторичных частиц на 1 первичный протон $1,395$

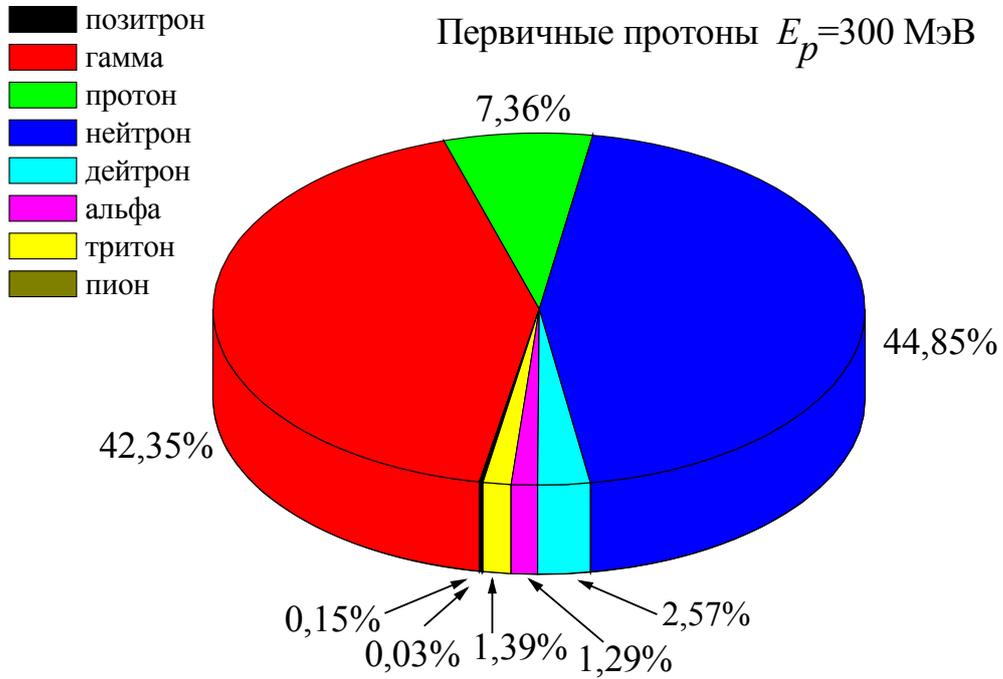


Рис. 3.8. Образование вторичных частиц в детекторах спектрометра
(без учета δ -электронов)

Вторичные электроны, вылетающие из атомов при ионизации, имеют достаточно высокие энергии, чтобы вызвать интенсивную вторичную ионизацию, которая составляет 70-80% полной ионизации в процессах поглощения β -частиц [86]. Одна часть полной энергии налетающих электронов расходуется на ионизацию, а другая – на возбуждение. Удельная ионизация, характеризующая прохождение электронов через вещество, намного меньше удельной ионизации при прохождении протонов либо альфа-частиц через вещество. Это обусловлено тем, что при одинаковой энергии электроны имеют значительно большую скорость, чем альфа-частицы или протоны, так как масса электрона намного меньше. Большее значение скорости электронов приводит соответственно к меньшей ионизации и к значительно большему их пробегу. Однако, вторичные электроны могут давать вклад в амплитуду импульсов в детекторах прибора «СТЭП-Ф». В таблице 3.4 представлены среднее количество и типы вторичных частиц для первичных электронов различной энергии, взаимодействующих с детекторами телескопа «СТЭП-Ф». Для определения влияния δ -электронов на амплитуду импульсов в детекторах при регистрации первичных электронов проведено моделирование прохождения электронов с энергиями 5 МэВ, 10 МэВ, 30 МэВ, 50 МэВ ($N_{events}=5 \cdot 10^4$).

Таблица 3.4

Образование вторичных частиц для первичных электронов

E_e , МэВ	Среднее число частиц на 1 первичный электрон		
	Электроны	Позитроны	Гамма-кванты
5 МэВ	5,4	0,003	2,4
10 МэВ	10,7	0,03	5,24
30 МэВ	23,65	0,22	13,3
50 МэВ	27,3	0,36	16,5

При анализе результатов расчетов не учитывались вторичные электроны с энергией менее 50 кэВ, т.к. их вклад в амплитуду импульсов является незначительным по сравнению с другими процессами [4]. На рис. 3.9 представлена

динамика образования вторичных частиц в детекторах прибора: график зависимости от энергии первичных электронов среднего числа вторичных частиц, приходящихся на один первичный электрон (без учета δ -электронов с энергией $E_e < 50$ кэВ). Показано, что среднее число вторичных электронов с энергией более 50 кэВ увеличивается от ~ 5 (при $E_e = 5$ МэВ) до ~ 27 (при $E_e = 50$ МэВ).

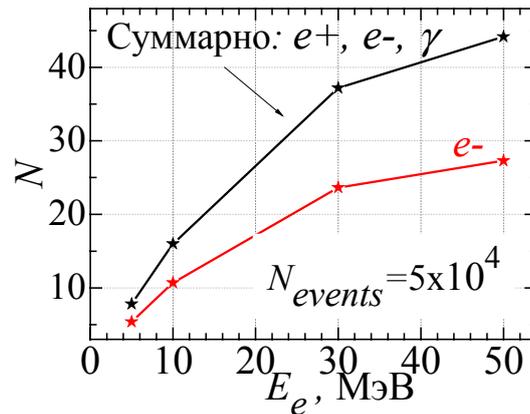


Рис. 3.9. Зависимость от энергии электронов среднего числа N вторичных частиц, приходящихся на 1 первичный электрон

На рис. 3.10 представлены фрагменты энергетических спектров вторичных электронов с энергией более 50 кэВ и гамма-квантов тормозного излучения, образующихся в детекторах прибора при прохождении первичных электронов с энергией 50 МэВ. Большинство вторичных электронов имеют энергию менее 500 кэВ, большинство гамма-квантов имеют энергию до 1 МэВ. Переданная сцинтиллятору энергия вторичных электронов и позитронов (с максимумом распределения в области 0,5 МэВ), поглощающихся в детекторах D3 и D4, сравнима с энергией, передаваемой квантами тормозного излучения. Но из-за значительно большей эффективности регистрации заряженной компоненты по сравнению с тормозными гамма-квантами, вклад последних в амплитуду импульса от детекторов D3 и D4 нивелирован.

На рис. 3.11 представлены графики зависимости количества вторичных частиц, образующихся в детекторах прибора при прохождении первичных электронов с энергиями 5, 10, 30, 50 МэВ, от расстояния вдоль оси Z, пройденного частицами в детекторном блоке прибора.

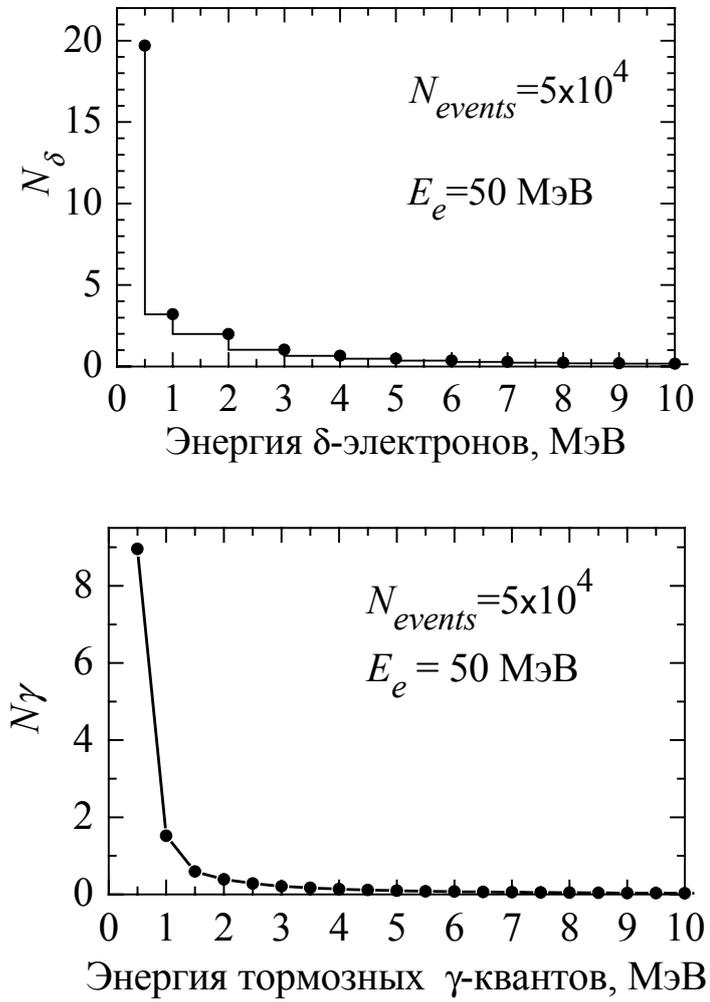


Рис. 3.10 Энергетические спектры δ -электронов и γ -квантов тормозного излучения для первичных электронов с энергией 50 МэВ

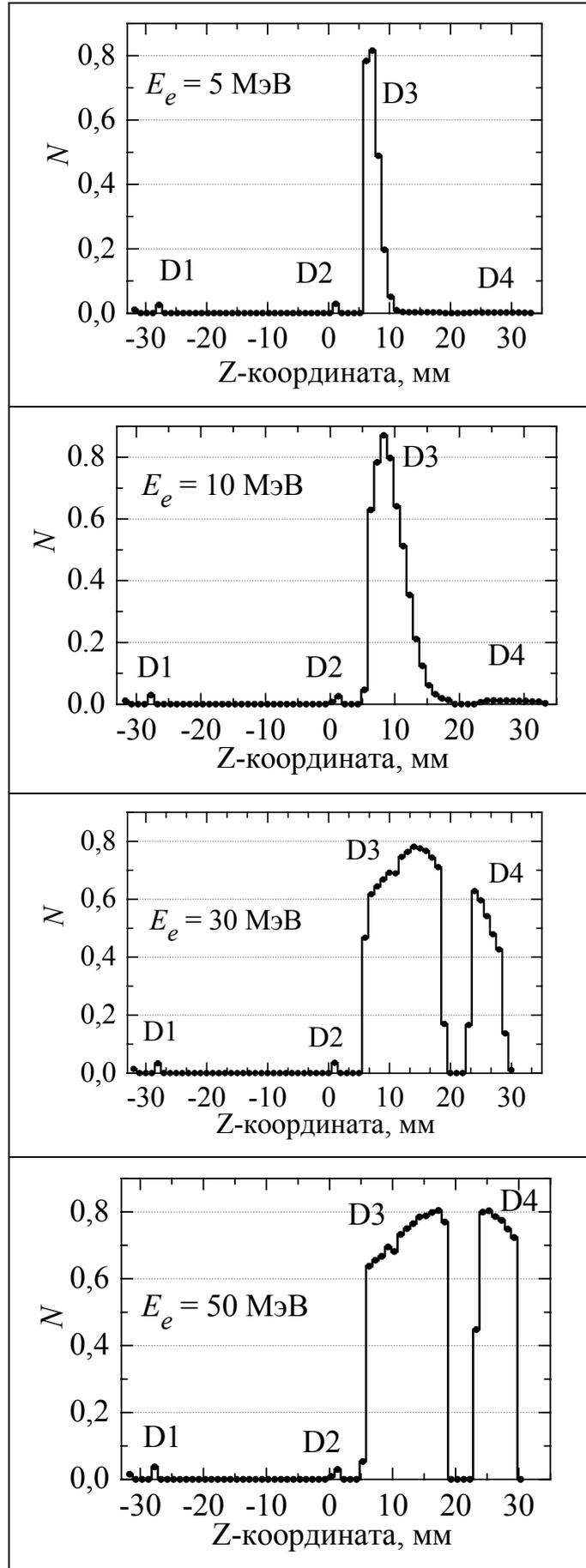


Рис. 3.11. Образование вторичных частиц в детекторах прибора

Схематичное расположение детекторов D1, D2, D3 и D4 относительно горизонтальной оси на графике (рис. 3.11) соответствует расположению детекторов разрабатываемого прибора. Абсолютное большинство вторичных частиц образуется в сцинтилляционных детекторах D3 и D4 при прохождении первичных электронов с энергией 50 МэВ, но их число мало изменяется при изменении энергии от 30 МэВ до 50 МэВ. На основании полученных в результате моделирования данных можно сделать вывод о возможности и целесообразности изучения с помощью прибора «СТЭП-Ф» динамики потоков частиц высокой энергии, в частности, электронов, протонов и легких элементов радиационных поясов Земли, однако требуются дополнительные исследования процессов многократного рассеяния электронов в детекторах прибора с целью выяснения энергетического диапазона частиц, для которых возможно определение направления прихода.

3.2 Зависимость угла рассеяния от энергии налетающих электронов, выходящих из детекторов «СТЭП-Ф»

В процессе регистрации частиц важно определять не только типы частиц, но и направление их прихода, что является одной из задач прибора «СТЭП-Ф» [16]. Известно, что электроны, проходя через слои поглотителя, испытывают большое количество столкновений, в результате которых меняется направление движения первичных электронов. В большей мере этому эффекту подвержены электроны с небольшой начальной энергией E_0 . Так как траектория движения электронов с небольшой начальной энергией зависит от процессов многократного рассеяния электронов, обусловленного суммарным эффектом малых отклонений, и рассеяния на большие углы, вызванного отдельными близкими соударениями [1, 72], при регистрации электронов данной телескопической системой (рис. 3.1) возможно однозначное определение направления прихода первичных электронов, начиная с некоторой энергии E_0 . Цель данного этапа моделирования – вычисление энергии E_0 первичных электронов, начиная с

которой возможно однозначное определение направления прихода частиц путем их регистрации данной телескопической системой. Для этого необходимо определение зависимости от первичной энергии налетающих электронов наиболее вероятного угла рассеяния электронов, прошедших через тонкий слой алюминиевой фольги и детектор D1. Распределение по направлениям электронов зависит от случайных событий при рассеянии на ядрах вещества. Поэтому для определения зависимости от энергии первичных электронов наиболее вероятного угла рассеяния электронов, проходящих через тонкий слой защитной алюминиевой фольги (100 мкм) и детектор D1, было проведено моделирование прохождения электронов через детекторы прибора «СТЭП-Ф» для каждого значения первичной энергии исследуемого энергетического диапазона. В работе [79] рассчитан диапазон энергий частиц, регистрируемых детекторами спектрометра–телескопа. Было установлено, что электроны с энергией менее 0,325 МэВ задерживаются детектором D1. Поэтому расчеты производились в диапазоне энергий от 0,3 МэВ до 5,5 МэВ для 10^5 электронов. В диапазоне первичных энергий от 0,3 МэВ до 1 МэВ расчеты проведены с шагом 0,1 МэВ, в диапазоне энергий от 1 МэВ до 8 МэВ – с шагом 0,5 МэВ. Цель расчетов – определение начальной энергии, для которой угол рассеяния электронов, выходящих из детектора D1, менее 8 градусов [16]. На рис. 3.12 представлены графики зависимости наиболее вероятного угла рассеяния электронов в детекторе D1 от энергии налетающей частицы для дискретных энергий 0,5 МэВ, 1 МэВ, 1,5 МэВ.

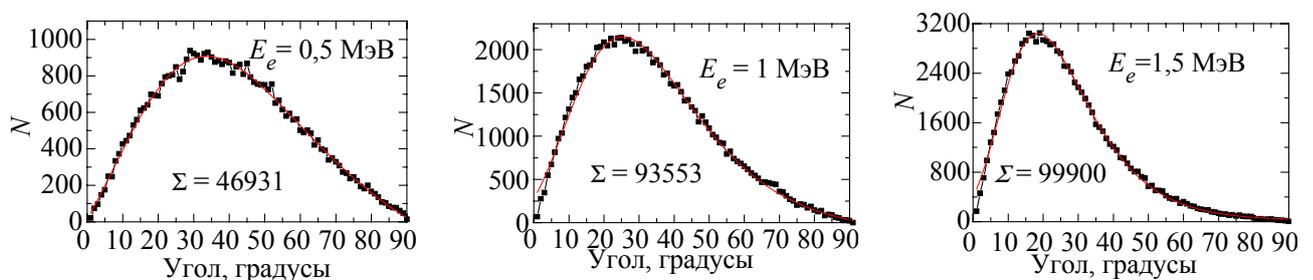


Рис. 3.12. Изменение наиболее вероятного угла рассеяния электронов в детекторе D1 в зависимости от энергии налетающей частицы

Математическое моделирование по формулам (2.12) – (2.14) угла рассеяния электронов, выходящих из детектора D1 спектрометра-телескопа, производилось для элементов, расположенных в центре матриц (по одному элементу для каждой матрицы). Вектор, определяющий направление первичных электронов, направлен по нормали к детектору D1. Первичные электроны входят в тонкий слой защитной алюминиевой фольги строго над центром элемента детектора D1 (рис. 3.1 –3.2а) по нормали к поверхности. На рис. 3.12, помимо графического представления углового распределения электронов, прошедших детектор D1, имеются также статистические данные о количестве частиц, на основании которого получена информация о рассеянии электронов, – суммарное число для каждой энергии первичных электронов (0,5 МэВ, 1 МэВ, 1,5 МэВ), для одного и того же числа первичных частиц $N_{events}=10^5$. Для электронов с начальной энергией выше 1 МэВ количество частиц, участвующих в определении наиболее вероятного угла рассеяния, составляет 93553 (рис.3.12), однако наиболее вероятный угол рассеяния всё ещё имеет достаточно большое значение и составляет более 20 градусов. Для электронов с начальной энергией 1,5 МэВ наиболее вероятный угол рассеяния составляет немногим менее 20 градусов, из чего можно сделать вывод о том, что при увеличении начальной энергии электронов угол вылета частиц из детектора D1 будет уменьшаться. Соответственно, будет уменьшаться статистическая погрешность определения угла рассеяния электронов, т.к. для электронов с незначительной энергией 1,5 МэВ суммарное число электронов, выходящих из детектора D1, составляет 99900. Информация об угловом распределении рассеянных электронов с энергией 4,5 МэВ более детально представлена на рис. 3.13. При анализе результатов вычислений с использованием пакета Microcal Origin [87] было получено наиболее вероятное значение угла рассеяния электронов с начальной энергией $E_e = 4,5$ МэВ, равное 7,85 градусов, т.е. менее 8° . При данном числе испытаний ($N_{events}=5 \cdot 10^5$) число событий в максимуме распределения $N_e=41296$. Поэтому среднеквадратичная статистическая погрешность равна $\delta=1/\sqrt{N_e} \approx 0,0049$, что вполне достаточно для прикладных задач.

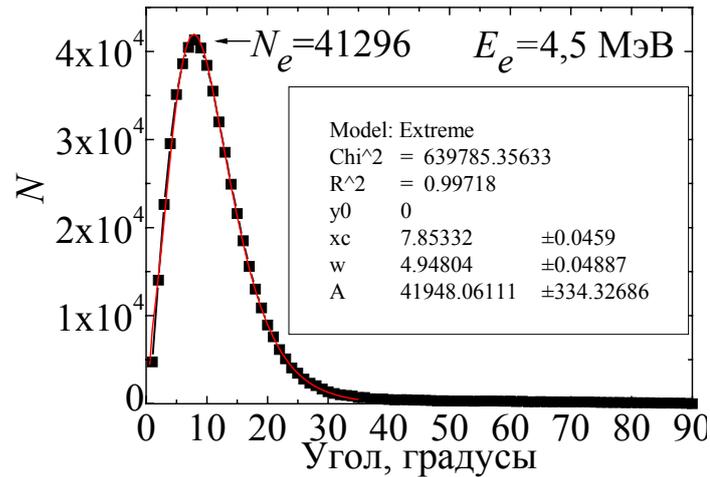


Рис. 3.13. Распределение угла рассеяния электронов с энергией 4,5 МэВ

С увеличением энергии налетающих электронов процессы рассеяния в детекторе D1 оказывают меньшее влияние на траекторию движения электронов. Поэтому для электронов с большей начальной энергией угол между первоначальным направлением движения и направлением вылета из детектора D1 будет меньше. Следовательно, однозначное определение направления прихода частицы путем регистрации её определенными элементами (с идентичными номерами) матриц системы детекторов D1 – D2 возможно для налетающих электронов с энергией не менее 4,5 МэВ. Расчеты показали, что рассеяние электронов, прошедших через слои вещества детекторов прибора «СТЭП-Ф», в основном, вызвано суммарным эффектом многих отклонений на небольшие углы. Случаи однократного рассеяния на большие углы приводят к выходу частицы из пучка и довольно редки по сравнению с процессами многократного рассеяния, что хорошо согласуется с литературными данными [72].

На рис. 3.14 представлены результаты моделирования зависимости угла рассеяния электронов от их начальной энергии. Расчеты производились для диапазона энергий 0,325 МэВ ÷ 5,25 МэВ для электронов, вылетающих из детектора D1 спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф». Для электронов с более низкой энергией (в диапазоне от 0,325 МэВ до 0,45 МэВ) определение направления прихода частицы становится затруднительным, т.к. такие частицы, пройдя некоторый элемент детектора D1, в результате рассеяния регистрируются со-

седним (или каким-либо другим) элементом детектора D2, а не элементом с заданным номером. Для электронов, проходящих детекторы D2, D3, D4 (либо задерживающихся в них) также имеют место процессы рассеяния, однако для регистрации направления прихода важна лишь зависимость от значения начальной энергии электронов угла их вылета из детектора D1 .

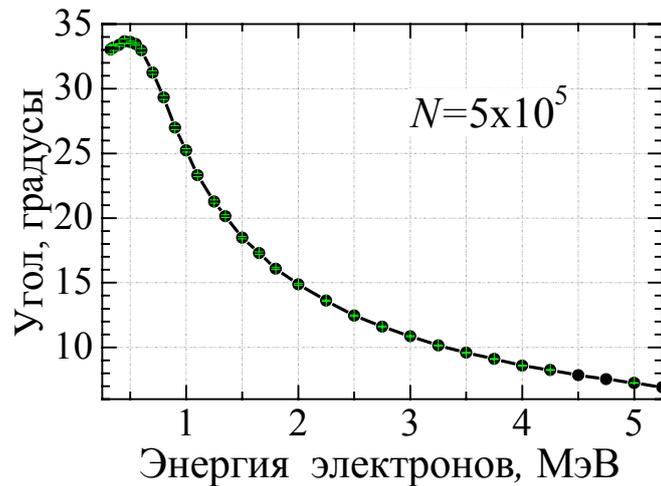
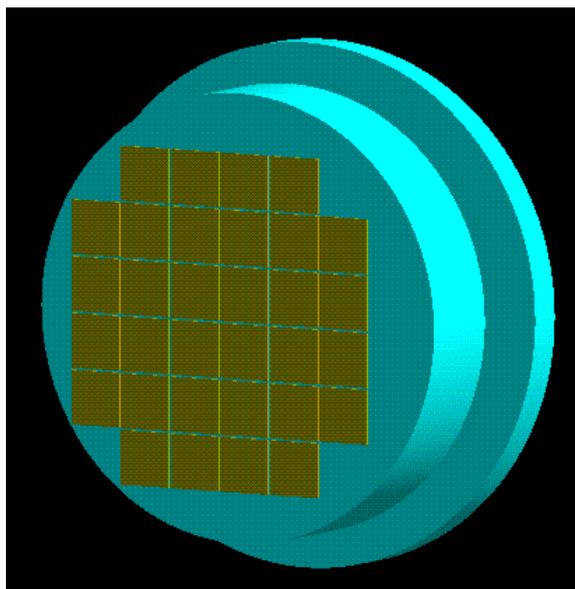
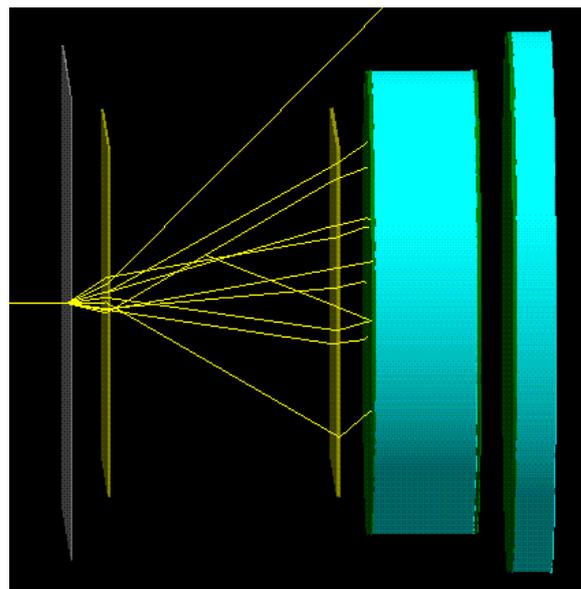


Рис. 3.14. Зависимость от начальной энергии угла рассеяния электронов

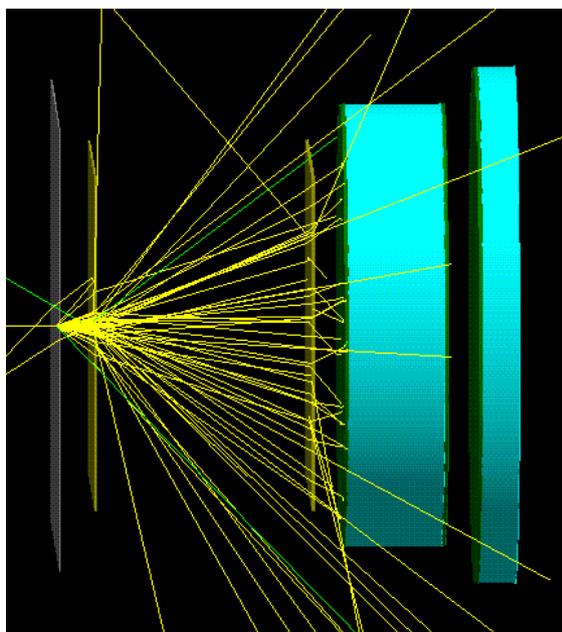
Скрин-шоты программ моделирования процессов многократного рассеяния электронов в детекторах спектрометра-телескопа представлены на рис. 3.15. Представлен фрагмент детекторного блока прибора, программная OpenGL – визуализация [88]. На рис. 3.15, а представлен фрагмент детекторного блока (без защитной алюминиевой фольги и детектора D1 – для наглядности представления элементов кремниевых матриц). На рис. 3.15 (б, в, г) представлена визуализация процесса прохождения через детекторный блок различного числа налетающих электронов (10 и 50 электронов) с различной начальной энергией. Траектории электронов представлены ярко-желтым цветом, траектории тормозных гамма-квантов – зеленым цветом. Для электронов низких энергий (1 МэВ) на рис. 3.15 (б, в) хорошо заметны траектории, соответствующие процессам многократного рассеяния. Для электронов с первичной энергией 50 МэВ процессы многократного рассеяния (рис. 3.15 г) не наблюдаются, но хорошо заметны траектории тормозных гамма-квантов.



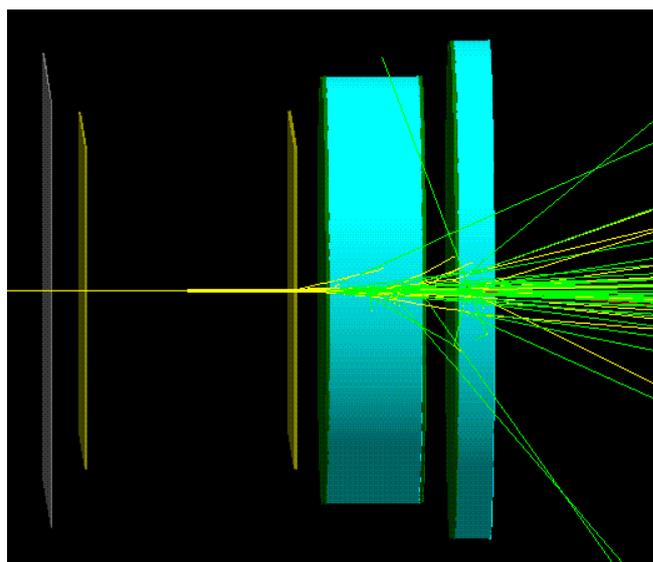
а)



б)



в)



г)

Рис. 3.15. Скрин-шоты программ моделирования процессов
многократного рассеяния:

- а) фрагмент детекторного блока;
- б) 10 электронов с энергией $E_{e^-} = 1$ МэВ;
- в) 50 электронов с энергией $E_{e^-} = 1$ МэВ;
- г) 10 электронов с энергией $E_{e^-} = 50$ МэВ.

При больших энергиях электроны имеют почти прямые траектории, поскольку момент количества движения налетающих электронов значительно превышает момент орбитального электрона. По мере приближения налетающего электрона к атомному ядру он притягивается его положительным полем и рассеивается, что сопровождается электромагнитным излучением (испусканием гамма-кванта тормозного излучения). При взаимодействии с положительным зарядом поля ядра энергия налетающего электрона уменьшается на величину, равную количеству энергии тормозного излучения. Потери энергии на тормозное излучение растут с увеличением энергии налетающих электронов и атомной массы вещества, что хорошо заметно на рис. 3.15 (г).

В результате проведенных расчетов были получены важные эксплуатационные характеристики прибора «СТЭП-Ф»: диапазоны регистрируемых энергий для электронов, протонов и альфа-частиц. Установлена энергия электронов ($E_e = 4,5$ МэВ), начиная с которой возможно определение направления прихода электронов путем регистрации их элементами кремниевых матриц с идентичными номерами системы детекторов D1–D2.

3.3 Экспериментальные исследования детекторов прибора «СТЭП-Ф»

Для кремниевых детекторов проведены измерения спектров электронов низких энергий от β -радиоактивного источника ^{207}Bi . Измерения проводились при помощи лабораторного стенда, включающего в себя вакуумную камеру, спектрометрические усилители-формирователи, 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) и персональный компьютер с программным обеспечением, позволяющим регистрировать спектры излучения. В качестве детектора использовался один из элементов позиционно-чувствительной кремниевой матрицы. Общее энергетическое разрешение системы – не хуже 50 кэВ при энергии первичных электронов 554 кэВ.

На графике зависимости поглощенной энергии от энергии налетающих электронов (рис. 3.16 а), полученном экспериментально [81], в диапазоне вход-

ных энергий $650 \div 900$ кэВ мелкими точками отмечены значения поглощенной энергии для случаев полной остановки электронов в детекторе, а крестиками – экспериментальные данные измерения спектров β -частиц с энергиями 75, 482, 554 и 977 кэВ от радиоактивного источника ^{207}Bi . Для объяснения этого факта наличия двух значений поглощенной энергии при одном значении первичной энергии электрона были проведены расчеты наиболее вероятных потерь энергии электронов (рис. 3.16 б) при прохождении их через кремниевый детектор толщиной $h = 0,3$ мм, находящийся в вакууме. Число первичных электронов $N = 5 \cdot 10^4$, диапазон энергий: от 0,04 МэВ до 5 МэВ.

Моделирование показало, что электроны с энергией до 275 кэВ полностью поглощаются детектором [81], а в диапазоне энергий электронов от 300 кэВ до 625 кэВ необходимо учитывать для значения поглощенной энергии ΔE при одном значении входной энергии электронов. Например, при анализе значений потерь энергии электронов с начальной энергией 0,6 МэВ можно заметить два пика – наиболее вероятное значение 111 кэВ и пик полного поглощения 0,6 МэВ, возникший вследствие кулоновского рассеяния в кремнии.

При этом число событий для пика $\Delta E = 600$ кэВ составляет лишь 5% от полного числа событий под кривой распределения ΔE с наиболее вероятным значением 111 кэВ (рис. 3.16 б).

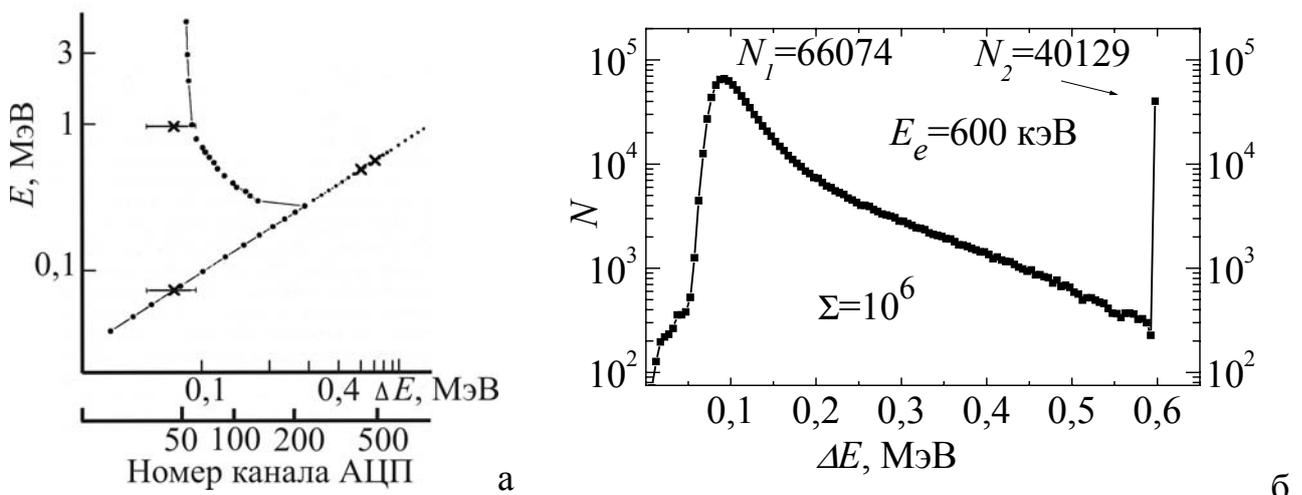


Рис. 3.16. Зависимость наиболее вероятных поглощенных энергий ΔE в кремнии толщиной $h=0,3$ мм от энергии E налетающих электронов

Средняя квадратичная погрешность метода Монте-Карло составляет $\delta = 0,023$ при $N_l = 1894$. Таким образом, необходимо также учитывать частицы, остановившиеся в детекторе. Видно, что амплитуды сигналов, измеренные с помощью лабораторного стенда, хорошо соответствуют рассчитанным наиболее вероятным значениям поглощенных энергий.

Используя лабораторную установку, описанную выше, были получены [81] энергетические спектры гамма-квантов от радиоактивных источников ^{22}Na , ^{134}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu , ^{137}Cs , путем регистрации световых вспышек с помощью фотодиода большой площади сцинтилляционного детектора D3 спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф». Экспериментально полученные энергетические спектры гамма-квантов, зарегистрированные детектором D3 (рис. 3.17), дали возможность оценить энергетическое разрешение R_{det} сцинтилляционного детектора. Анализ энергетических спектров проводился по общепринятой методике [85] вычисления ширины пика на полувысоте распределения Гаусса, для каждого измеряемого пика. На рис. 3.18 представлена зависимость энергетического разрешения R_{det} сцинтилляционного детектора D3 от энергии гамма-квантов.

Соискателем разработаны оригинальные компьютерные программы, которые позволяли рассчитать число оптических фотонов, сгенерированных в сцинтилляционных детекторах, а также достигающих фоточувствительного элемента. Таким образом, появилась возможность моделирования амплитуды световой вспышки в виде полного числа оптических фотонов в сцинтилляторах на основе кристаллов CsI. Полученные значения каналов АЦП, соответствующие максимумам в распределениях спектров, отображены на рис. 3.19. Показаны также расчетные значения числа оптических фотонов, сгенерированных в детекторе при прохождении одного гамма-кванта. Достигнуто хорошее совпадение результатов моделирования с экспериментальными данными. Таким образом, в области низких энергий электронов и гамма-квантов результаты моделирования с помощью метода Монте-Карло совпали с экспериментальными данными лабораторных измерений спектров радиоактивных источников полупроводниковыми и сцинтилляционными детекторами.

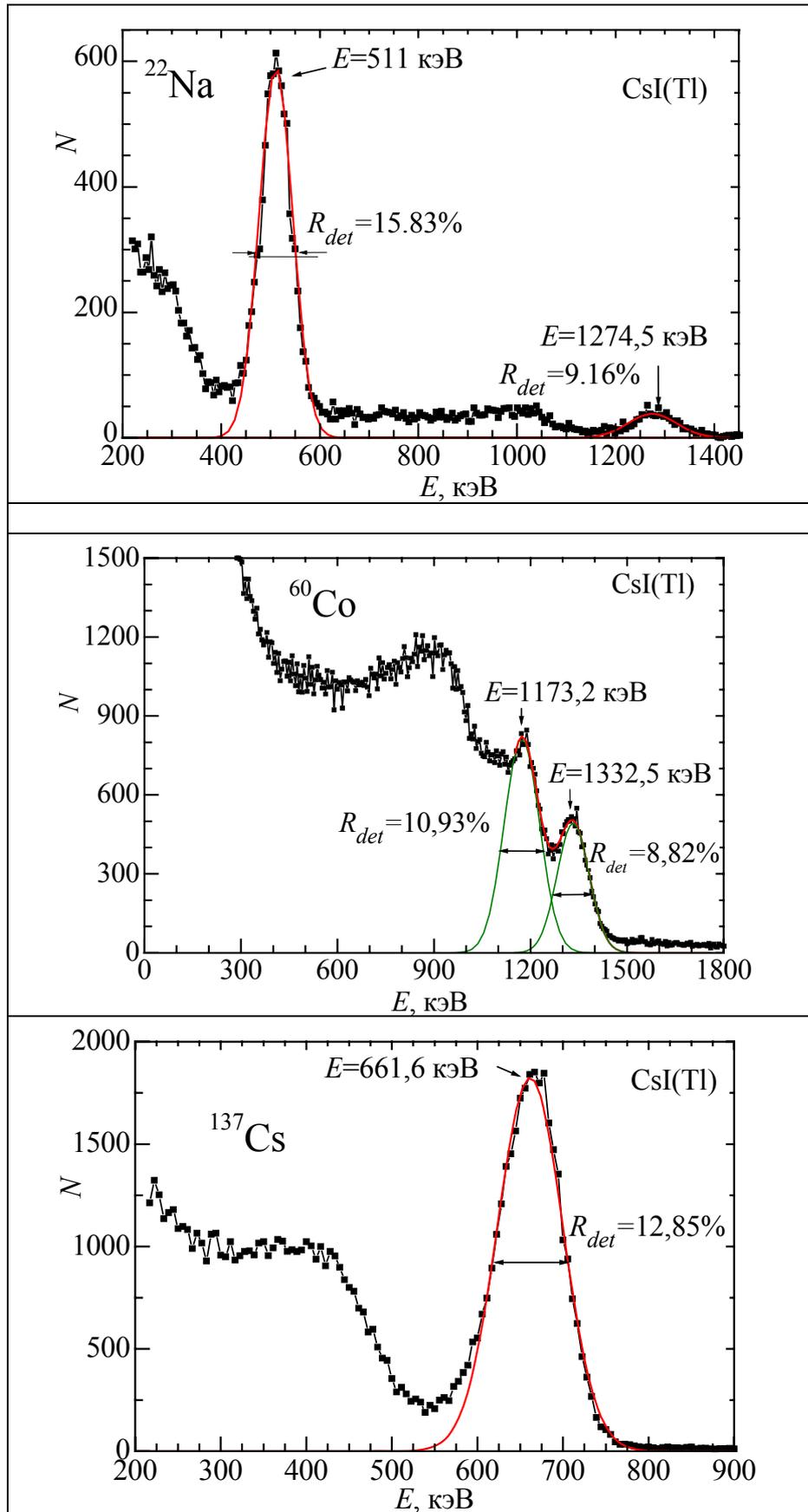


Рис. 3.17. Энергетические спектры гамма-квантов, экспериментально полученные детектором D3 от источников ^{22}Na , ^{60}Co , ^{137}Cs

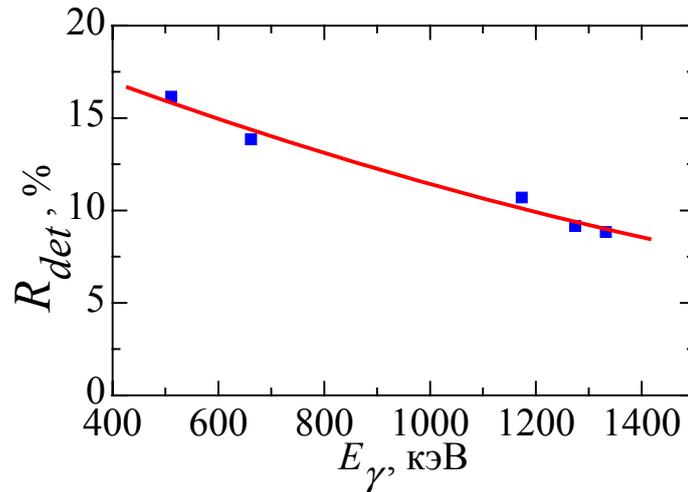


Рис. 3.18. Зависимость энергетического разрешения R_{det} сцинтилляционного детектора D3 от энергии гамма-квантов

Зная соответствие уровней поглощенных энергий и числа оптических фотонов номерам каналов АЦП (а, значит, амплитудам электрических импульсов), можно рассчитать эти амплитуды на выходах усилителей-формирователей импульсов при больших энергиях первичных космических частиц.

На рис. В.1 представлена фотография опытного образца спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф» во время лабораторных испытаний и настройки блока цифровой обработки сигналов.

3.4 Натурные испытания детекторного блока «СТЭП-Ф»

В работе [89] представлены результаты натурных испытаний спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф». На циклотронном ускорителе Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN, Japan) были проведены калибровочные измерения каждого типа детектора, предусилителей и усилителей-формирователей с помощью пучков альфа-частиц с энергией $E_\alpha = 100$ МэВ/нуклон и ионов H_2 с энергией $E_p = 70$ МэВ/нуклон. Для получения различных значений энергий первичных альфа-частиц были использованы защитные алюминиевые пластины различной толщины: 21, 25, 30, 35 и 36 мм. Измерения были проведены также и без защитных пластин. В результате были установлены значения амплитуд импульсов от детекторов D2 и D3, которые соответствовали отклику этих

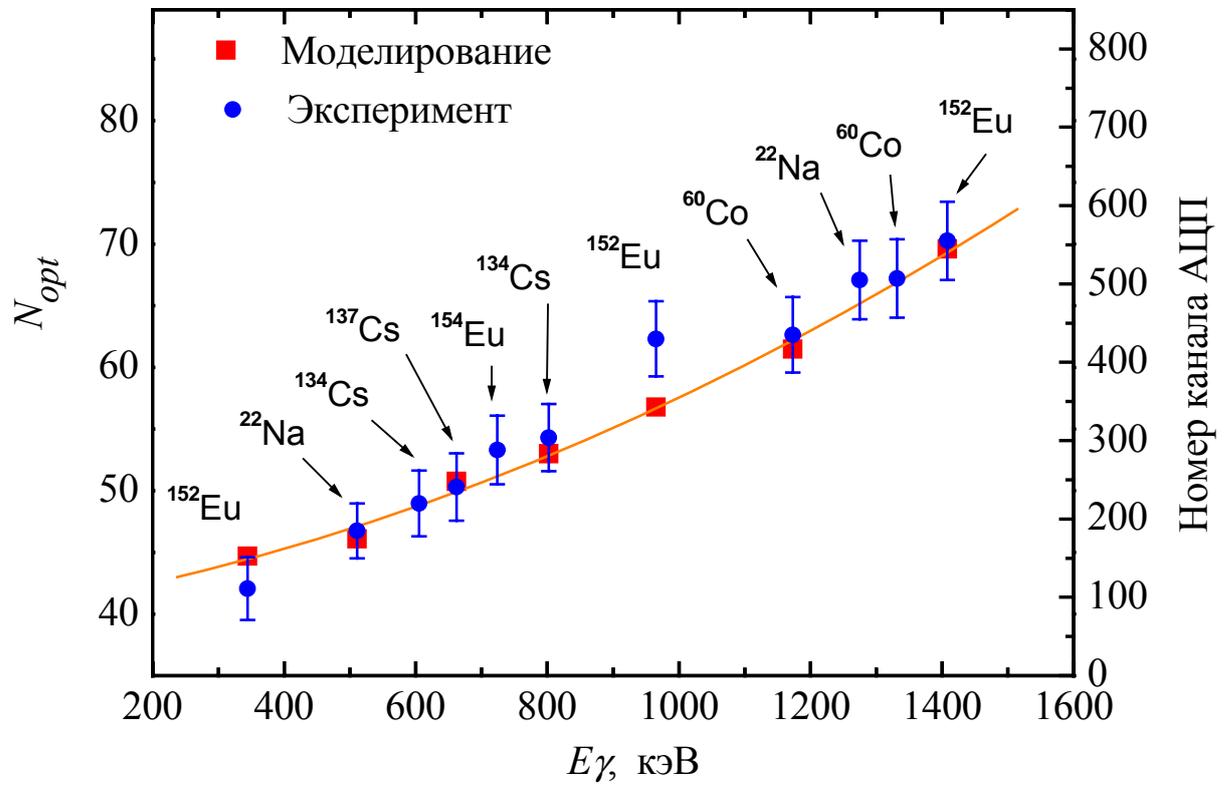


Рис. 3.19. Зависимость от энергии γ -квантов числа оптических фотонов, приходящихся на один первичный γ -квант, в детекторе D3

детекторов на прохождение альфа-частиц с энергиями 62,5 МэВ, 84 МэВ, 164 МэВ, 214 МэВ, 254 МэВ, 400 МэВ. В работе [89] проведены расчеты средних потерь энергии альфа-частиц в диапазоне от 10 МэВ до 410 МэВ.

На рис. 3.20 представлены результаты моделирования, а также экспериментальные данные в единицах напряжения. Сравнения полученных экспериментальных данных и результатов моделирования позволило уточнить диапазон энергий альфа-частиц, регистрируемых спектрометром «СТЭП-Ф». Альфа-частицы с энергией до 13,7 МэВ задерживаются тонким слоем алюминиевой фольги, расположенной перед первым кремниевым детектором D1. Альфа-частицы с энергией в диапазоне от 40,5 МэВ до 62 МэВ, а также в диапазоне энергий от 248,5 МэВ до 262 МэВ задерживаются упаковочным материалом (порошок MgO) сцинтилляционных детекторов D3 и D4. Выяснилось, что альфа-частицы с энергиями в диапазонах 13,7÷40,5 МэВ, 62÷248,5 МэВ, 262÷307 МэВ поглощаются материалами детекторов и дают вклад в амплитуды импульсов аналоговых сигналов.

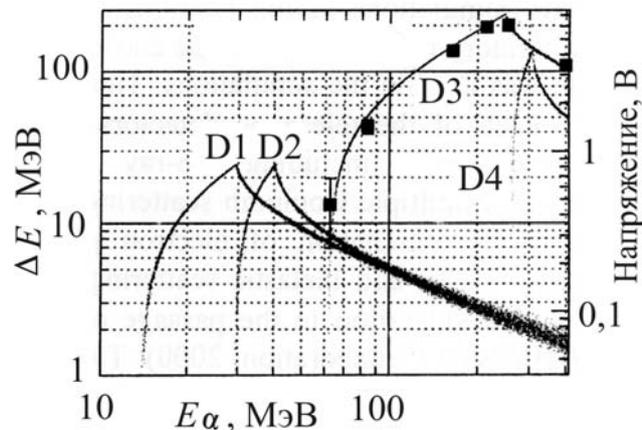


Рис. 3.20. Сравнение экспериментальных и модельных данных

(■ – экспериментальные данные)

С целью определения взаимного влияния сигналов от различных элементов матриц, а также оценки числа вторичных частиц альбеда, рождающихся в «толстом» сцинтилляционном детекторе D3, были получены энергетические спектры в серии измерений амплитуд импульсов от большей части элементов матриц D1 и D2 в результате прохождения пучка ионов H_2 с энергией

$E_{H_2} = 140$ МэВ через эти детекторы. Ось пучка была направлена параллельно оси телескопа и смещена на периферийные элементы матрицы (рис. 3.21) с номерами 7, 8, 9 и 11. Диаметр пучка составлял ~ 5 мм (окружность на рис. 3.21). Большую часть пучка составляли протоны с энергией $E_p = 70$ МэВ. В подсчете числа частиц, зарегистрированных каждым элементом матрицы, принимались во внимание либо протоны, либо иные (вторичные) частицы с энергией $E < 70$ МэВ. Элементы с номерами 7, 8, 9 и 11 кремниевой матрицы регистрировали, 58%, 36%, 3% и 2,5% частиц, соответственно. На рис. 3.22 изображен измеренный спектр частиц, зарегистрированных элементом 7 кремниевой матрицы D1. Протоны с энергией $E_p = 70$ МэВ составляют основную часть зарегистрированных частиц. В подсчете числа частиц, зарегистрированных каждым элементом матрицы, учитывались протоны (заштрихованная часть под пиком) и вторичные частицы с энергией менее 70 МэВ. Количество частиц, зарегистрированных элементом с номером 7 в процессе калибровки каждой матрицей системы детекторов D1 и D2, представлено в относительных единицах.

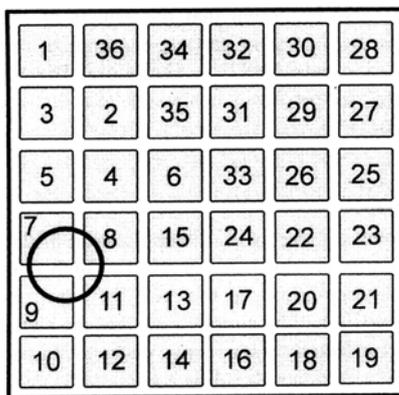


Рис. 3.21. Проекция пучка ионов H_2 на элементы матрицы D1

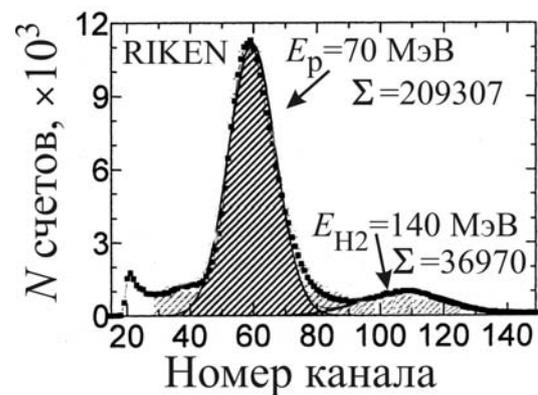


Рис. 3.22. Спектр частиц, зарегистрированных элементом 7

Общее количество частиц, зарегистрированных элементами детекторов D1 и D2, представлено на рис. 3.23. В подсчете общего числа частиц принимались в рассмотрение и участвовали первичные частицы, а также вторичные частицы, образованные в слое защитной алюминиевой фольги, находящейся перед детектором D1, а также вторичные частицы, образованные в детекторах D1, D2

и D3 (частицы альbedo). Для наглядности график на рис. 3.23 представлен в логарифмическом масштабе. Как видно из рис. 3.23, частицы регистрируются, в основном, элементами кремниевых матриц с номерами 7, 8, 9 и 11, а также в незначительном количестве (менее 1%) – соседними элементами (заштрихованные области на рис. 3.23). Для этой же конфигурации (расположение элементов матриц и направление пучка ионов, распределение по энергии, диаметр пучка и т. п.) было проведено моделирование прохождения ионов N_2 через детекторы прибора «СТЭП-Ф», число первичных частиц $N=1,5 \cdot 10^5$. Количество зарегистрированных каждой матрицей частиц было подсчитано по методике, аналогичной натурным испытаниям, и нормализовано на количество частиц, зарегистрированных элементом 7 матриц. На рис. 3.23 представлены результаты моделирования (незаштрихованные области) условий проведенного эксперимента. Можно заметить хорошее соответствие между экспериментальными и модельными данными для элемента 7, а также для соседних элементов.

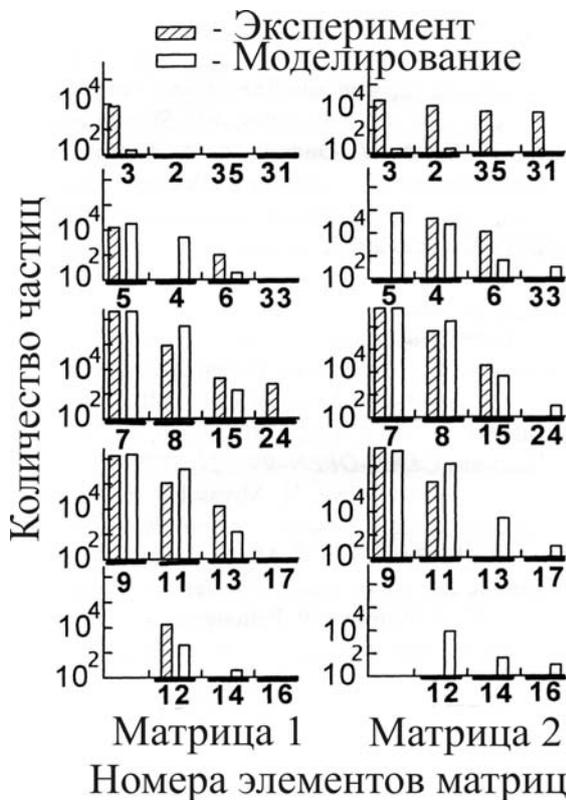


Рис. 3.23. Количество зарегистрированных частиц в каждом элементе детекторов D1 и D2

Для некоторых элементов, расположенных на значительном расстоянии от элемента 7 (элементы 3, 2, 35 и др.) имеются различия между экспериментальными и модельными данными, что связано с тем, что при моделировании не учитывалось влияние конструктивных элементов ускорителя, которые могут вносить вклад в геометрические параметры пучка. Для некоторых элементов, расположенных на значительном расстоянии от элемента 7 (элементы 3, 2, 35 и др.) имеются различия между экспериментальными и модельными данными.

Это связано с тем, что при моделировании не учитывалось влияние конструктивных элементов ускорителя, которые могут вносить вклад в параметры пучка. Проведенные эксперименты позволили определить эквивалентную толщину упаковочных материалов (порошок MgO) сцинтилляционных детекторов, в результате чего стало возможно вычисление диапазонов энергий частиц, которые будут поглощаться в веществе MgO , и, следовательно, не достигнут детекторов D3 и D4. Уточнен диапазон энергий частиц, которые будут регистрироваться детекторами прибора, для каждого типа частиц. Получены прогнозируемые значения амплитуд импульсов от каждого из детекторов.

30 января 2009 года с космодрома Плесецк Архангельской области осуществлен запуск ракеты-носителя «Циклон-3» украинского производства, которая вывела на околоземную орбиту российский спутник научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН», на борту которого установлен спектрометр-телескоп «СТЭП-Ф». 20 февраля 2009 года на борту космического аппарата научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» начал свою работу уникальный спутниковый телескоп электронов и протонов «СТЭП-Ф», о чем сообщает официальный веб-сайт Государственного космического агентства Украины [90] (рис. В.2). Среди основных технических характеристик прибора «СТЭП-Ф» указаны диапазоны регистрируемых прибором частиц, соответствующие данным проведенного компьютерного моделирования (рис. В.3).

Выводы по разделу 3

Исследованы физические процессы, происходящие в веществе детекторных блоков спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф» космического эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» при воздействии на детекторы прибора ионизирующего излучения.

1. Получены значения поглощенных энергий в каждом из детекторов прибора. Рассчитаны наиболее вероятные значения поглощенных энергий для фиксированных значений энергий первичных частиц, что необходимо для моделирова-

ния отклика детекторов. Показано, что разрабатываемый прибор позволит регистрировать электроны в диапазоне энергий $0,2 \div 20$ МэВ; протоны – в диапазоне энергий $3,5 \div 77$ МэВ; альфа-частицы – в диапазоне энергий $13,5 \div 307$ МэВ.

2. Проведено моделирование генерации вторичных частиц, определены их типы, количество и относительный вклад. Показано, что в сцинтилляционных детекторах при регистрации протонов образуется абсолютное большинство вторичных частиц. Общее число вторичных частиц, приходящееся на один первичный протон, изменяется от 0,16 до 1,4 при увеличении энергии протонов от 50 МэВ до 300 МэВ. Абсолютное большинство вторичных частиц образовывались в сцинтилляторах D3 и D4. Однако состав и количество вторичных частиц позволили сделать вывод о незначительном вкладе в возможные радиационные повреждения детекторов.

3. Проведено исследование зависимости угла рассеяния электронов от энергии налетающих электронов, выходящих из детекторов прибора «СТЭП-Ф». Показано, что для первичных электронов с энергией $\sim 4,5$ МэВ и более возможно определение направления прихода частицы путем регистрации её элементами кремниевых матриц с идентичными номерами системы детекторов D1 – D2.

4. Показано, что для протонов с энергией в диапазоне $3,5 \div 77$ МэВ, альфа-частиц с энергией в диапазоне $13,5 \div 307$ МэВ возможно определение направления прихода с точностью 8° . Показано, что сигналы от соседних элементов детекторов D1 и D2 не испытывают взаимного влияния при регистрации протонов и альфа-частиц высокой энергии.

Полученная методом математического моделирования совокупность характеристик прибора позволила в кратчайшие сроки изготовить опытный образец прибора и провести его натурные испытания, по результатам которых рабочий образец прибора «СТЭП-Ф» был установлен на космическом аппарате научного эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН» и успешно отработал на орбите Земли по заданной программе научного эксперимента.

РАЗДЕЛ 4

ДЕТЕКТОРНЫЙ БЛОК ПРИБОРА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ НАПРАВЛЕНИЯ НА ИСТОЧНИК ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ

При разработке детекторного блока прибора для определения направления на точечный источник гамма-излучения за основу был взят макет установки, предложенной в работе [18]. Для выявления возможности определения направления на источник излучения была проведена серия экспериментов, в которой в качестве источника использовался изотоп ^{137}Cs (гамма-кванты с энергией 661,6 кэВ), расположенный на расстоянии 0,8 м от геометрического центра поглотителя. Измерения производились при шаговом повороте поглотителя на 20° в трех плоскостях. Направление на источник гамма-излучения предложено определять из отношения интенсивностей проникающего излучения, измеренных первым и вторым детектором. Однако, при проведении экспериментов с использованием радиоактивных источников более целесообразным является вычислительный эксперимент в качестве альтернативы натурным испытаниям.

4.1 Разработка модели и исследование методами вычислительного эксперимента детекторного блока прибора для регистрации точечного источника гамма-излучения

ММ разрабатываемого детекторного блока прибора для определения направления на источник излучения содержит математическое описание важнейших свойств, геометрических параметров, химического состава детекторов и физических законов, характеризующих прохождение ионизирующего излучения через детекторы прибора [91]. При разработке математической модели для проведения вычислительного эксперимента были описаны геометрические параметры детекторного блока установки (взаимное расположение детекторов), представленные на рис. 4.1 [92]: Геометрические параметры модели соответствовали параметрам прототипа экспериментальной установки.

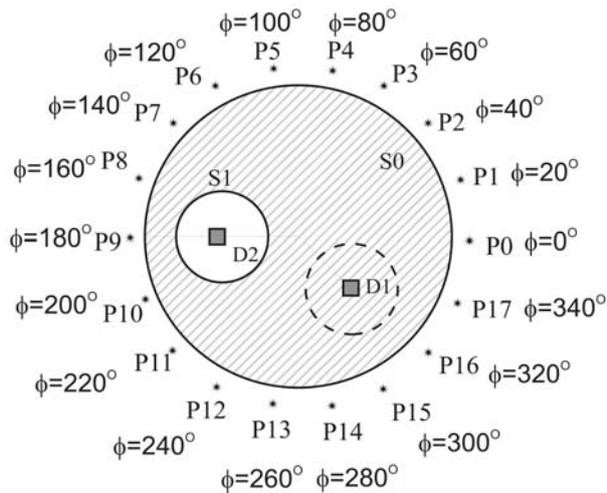


Рис. 4.1. Взаимное расположение детекторов D1 и D2

Задача определения направления прихода гамма-квантов может быть решена методом подсчета разности потоков гамма-квантов в детекторах D1 и D2, являющейся результатом того, что гамма-кванты до поглощения в детекторах D1 и D2 проходят различный путь в веществе S0 (рис. 4.1). Для усиления зависимости разности интенсивности сигналов детекторов D1 и D2 от местоположения источника в алюминиевом шаре S0 была сделана полость S1, в которую вмонтирован детектор D2.

Известно, что гамма-кванты с энергией 661,6 кэВ, использованные для моделирования данной ситуации, при прохождении через вещество испытывают следующие типы взаимодействий: комптон-эффект, фотоэффект [93, 94]. Граничные значения энергии, определяющие области преимущественного вклада каждого из процессов, различны для разных веществ. В области больших энергий основной механизм взаимодействия гамма-излучения с веществом – процесс образования электрон-позитронных пар, в области малых энергий – фотоэффект, в промежуточной области энергий – эффект Комптона [94]. Важным является то, что гамма-квант, испытавший комптон-эффект в детекторе, оставляет в нем часть своей энергии в виде электрона отдачи, и эта часть энергии фиксируется детектором. При этом энергия, зафиксированная детектором, меньше начальной энергии гамма-кванта E_0 (661,6 кэВ). При взаимодействии

S0 – алюминиевый шар радиусом 50 мм;
S1 – сферическая полость радиусом 15 мм в шаре S0;

D1 и D2 – детекторы CdTe; каждый из детекторов представляет собой куб с ребром 5 мм; детектор D2 находится в сферической полости S1

гамма-кванта с веществом посредством фотоэффекта зафиксированная детектором энергия будет практически равна E_0 [94]. Это объясняется тем, что энергия E_e электрона, выбиваемого из атома посредством фотоэффекта, равна энергии фотона E_0 минус энергия связи $E_{св}$ электрона на К-оболочке атома. Значение энергии связи $E_{св}$ электрона на К-оболочке – порядка нескольких кэВ. Вследствие того, что электроны К-оболочки наиболее сильно связаны в атоме, и эта связь возрастает с атомным номером Z , сечение фотоэффекта (σ) имеет наибольшее значение для К-электронов и быстро увеличивается при переходе к тяжелым элементам (пропорционально Z^5). Эффективное сечение фотоэффекта $\sigma(E)$ сначала растет с увеличением энергии налетающего фотона, а затем, когда эта энергия становится больше энергии связи электронов на глубоких оболочках атома, $\sigma(E)$ уменьшается. Поэтому в качестве материала детекторов выбран CdTe – материал с высоким эффективным атомным номером Z , обеспечивающий достаточно высокое соотношение фотопик/комpton.

Для моделирования ядерно-физических процессов взаимодействия гамма-излучения с веществом детекторов D1, D2 и установки в целом создана компьютерная программа Tank2 [95–98], разработанная на основе модели физических процессов взаимодействия излучения с веществом раздела 2 данной диссертационной работы. Пороговые энергии E_{cut} были выбраны равными 1 кэВ с целью исключения из рассмотрения вторичных электронов низких энергий, не дающих вклад в отклик детекторов D1 и D2 установки. Программа имеет два режима работы: пакетный и интерактивный режим с графическим интерфейсом. Пакетный режим работы программы Tank2 необходим для моделирования с набором большой статистики событий для дальнейшего анализа результатов. Интерактивный режим с графическим интерфейсом предназначен для визуализации модели детекторного блока установки и траекторий частиц для наиболее полного представления пространственного распределения гамма-квантов во время прохождения через установку. Модуль визуализации использует библиотеку OpenGL-Xlib [58, 88]. На рис. 4.2 представлен скриншот модели установки, полученный в интерактивном режиме с графическим

интерфейсом. Общий вид фрагмента установки (рис. 4.2) представлен в режиме “solid”. На рисунке изображен фрагмент сферического поглотителя, в котором находятся два детектора, один из которых помещен в асимметрично расположенную сферическую полость. Проведено моделирование отклика детекторов для различного положения источника гамма-излучения относительно детекторного блока.

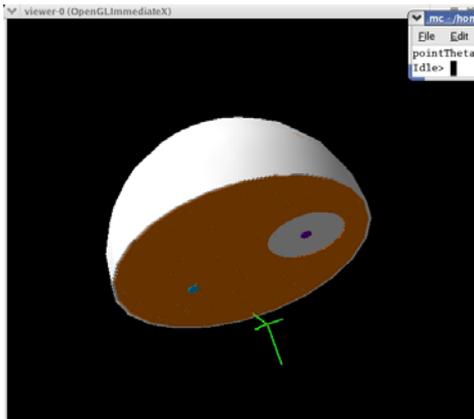
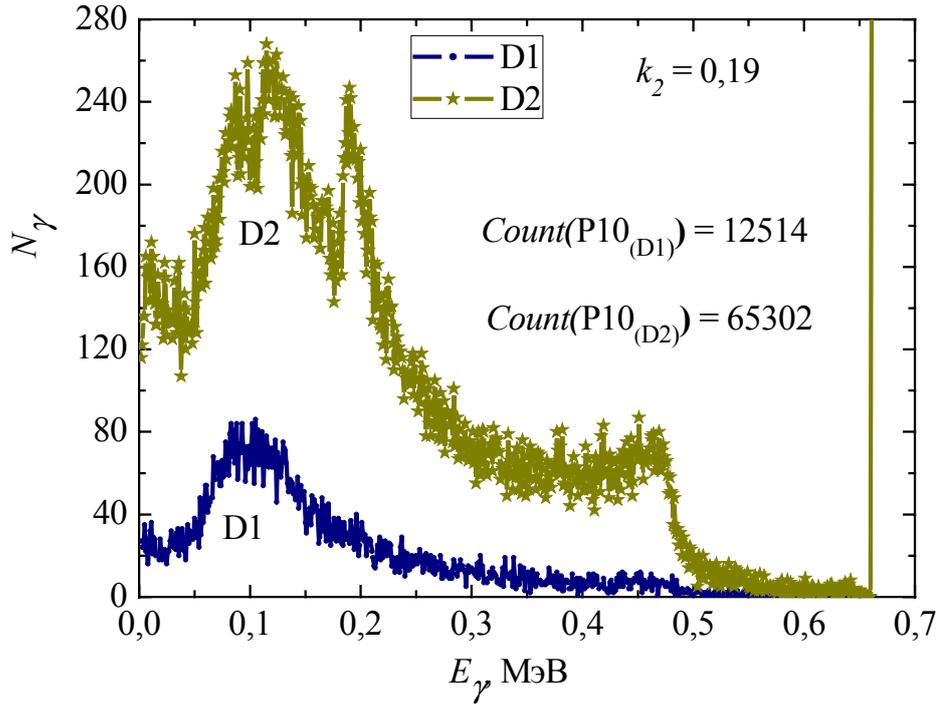


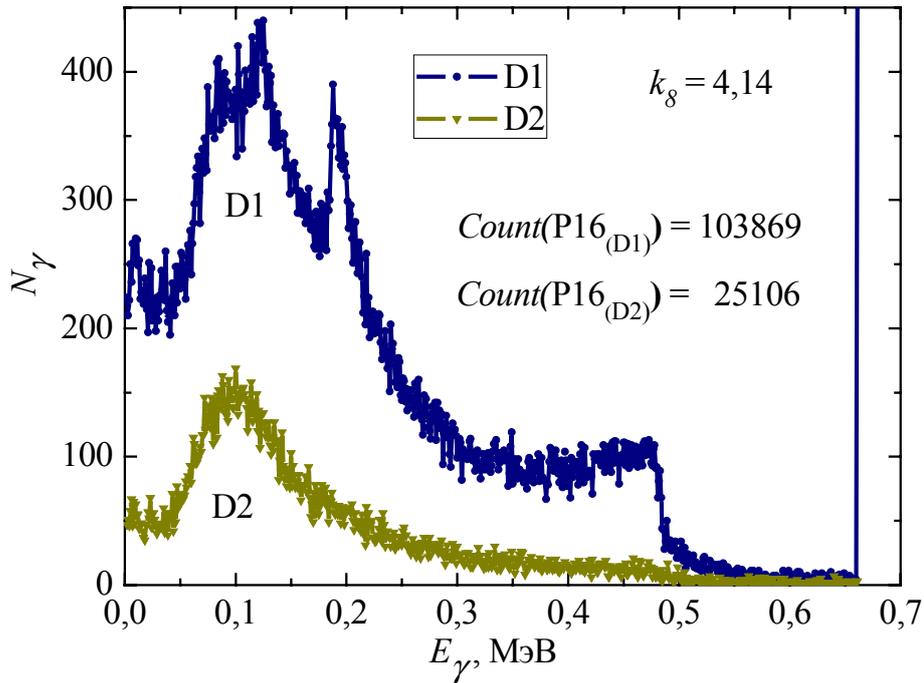
Рис. 4.2. OpenGL-визуализация фрагмента модели установки.

Представлены: фрагмент поглотителя; детекторы D1 и D2, причем детектор D2 находится в сферической полости без смещения относительно центра.

Полярный угол в различных сериях расчетов изменялся от 0° до 90° , азимутальный угол изменялся от 0° до 340° с шагом 20° для каждого фиксированного значения полярного угла. Разработанная программа Tank2 в пакетном режиме имеет различные уровни детализации диагностики каждого события: от минимальной до расширенной детализации по отдельным процессам. При моделировании энергия налетающих гамма-квантов $E_0=661,6$ кэВ. Число моделируемых равномерно излученных источником в 4π гамма-квантов задавалось одинаковым и равным 10^8 . На рис. 4.3 представлены смоделированные спектры поглощенной энергии в детекторах D1 и D2 при расположении источника гамма-квантов с энергией $E_0=661,6$ кэВ в точке P10 с координатами $R=52$ мм, $\theta=90^\circ$, $\varphi=200^\circ$ (рис. 4.3 а); и для сравнения – в точке P16 с координатами $R=52$ мм, $\theta=90^\circ$, $\varphi=320^\circ$ (рис. 4.3 б) в сферической системе координат, причем геометрический центр поглотителя S0 находится в начале координат. Данные, соответствующие точкам P10 и P16, выбраны в связи с тем, что точки P10 и P16 находятся вблизи детекторов D2 и D1, соответственно.



а



б

Рис. 4.3. Смоделированные спектры поглощенной в D1 и D2 энергии:
а) источник гамма-квантов расположен в точке X2 ($R=55$ мм, $\theta=90^\circ$, $\varphi=200^\circ$);
б) источник гамма-квантов расположен в точке X8 ($R=55$ мм, $\theta=90^\circ$, $\varphi=320^\circ$)

На рис. 4.3 заметно, что при расположении источника излучения в точке P10 число отсчетов в спектре для детектора D2 $Count(P10_{(D2)}) = 65302$. Число отсчетов в спектре для детектора D1 в несколько раз меньше $Count(P10_{(D1)}) = 12514$. В случае расположения источника излучения в точке P16 число отсчетов в спектре для детектора D2 $Count(P16_{(D2)}) = 25106$, а для детектора D1 значение $Count(P16_{(D1)}) = 103869$. На рис. 4.3 для детекторов D1 и D2 различимы пики полного поглощения при значении энергии гамма-кванта $E \approx 0,662$ МэВ (фотоэффект) и распределения сигналов по энергиям от комптоновского рассеяния. Важным является то, что эти спектры существенно отличаются при различном азимутальном положении источника относительно системы детекторов D1, D2. Это объясняется тем, что потоки гамма-квантов до поглощения в детекторах D1 или D2 проходят слои поглощающего вещества различной толщины (в зависимости от положения источника излучения). Следовательно, при изменении азимутального положения источника относительно установки наблюдается отчетливое изменение полного числа отсчетов в спектре, а также числа отсчетов в пике полного поглощения.

Значение коэффициента k_2 (рис. 4.3) вычисляется как отношение количества сигналов, зарегистрированных в детекторе D1, к количеству сигналов, зарегистрированных в детекторе D2, при расположении источника излучения в точке P10 (азимутальный угол $\varphi=200^\circ$), т.е., вблизи детектора D2. Значение коэффициента k_8 вычисляется аналогично, источник излучения в этом случае находится в точке P16 ($\varphi=320^\circ$). Значение полярного радиуса $R=52$ мм, полярный угол $\theta=90^\circ$ в обоих случаях.

В работах [95–99] были определены значения общего числа гамма-квантов, зарегистрированных детекторами D1 и D2, при изменении азимутального угла координаты расположения источника гамма-излучения от $\varphi=0^\circ$ до $\varphi=340^\circ$ с шагом 20° . Полярный угол $\theta=90^\circ$. Энергия налетающих гамма-квантов $E_\gamma=661,6$ кэВ. Найдены коэффициенты k_I-k_{18} , равные отношению суммы зарегистрированных сигналов в детекторах. График зависимости значений коэффициента от позиции источника излучения представлен на рис. 4.4. На участке

примерно от $\varphi = -40^\circ$ до $\varphi \approx 160^\circ$ наблюдается однозначная зависимость значения коэффициента отношения сигналов в детекторах от азимутальной координаты точки расположения радиоактивного источника.

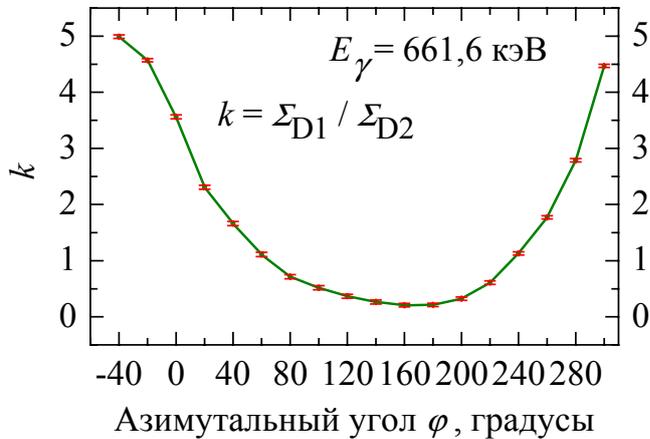


Рис. 4.4. Значения отношений суммы сигналов в детекторах D1 и D2 в зависимости от расположения источника излучения (результаты моделирования); взаимное расположение детекторов – согласно схеме, представленной на рис. 4.1

Отмеченная зависимость позволяет, учитывая только лишь отношение сигналов в детекторах D1 и D2, рассчитывать на достаточную угловую чувствительность экспериментальной установки только в части плоскости, а именно, в диапазоне азимутальных углов $0 - 160$ градусов, а также $320 - 360$ градусов. Погрешность определения коэффициентов ε определяется по формуле $\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$, где ε_1 и ε_2 – статистические погрешности вычисления суммы сигналов, зарегистрированных детекторами D1 и D2 соответственно, и вычисляются по формулам $\varepsilon_1 = 1/\sqrt{N_1}$, $\varepsilon_2 = 1/\sqrt{N_2}$, где N_1 и N_2 – количество зарегистрированных сигналов детекторами D1 и D2. Значения погрешности вычисления коэффициентов на интервале азимутальных углов от -40° до 300° изменяются от 2,9% до 3,8%, причем в диапазоне углов от 120° до 200° погрешность определения коэффициента составляет 3,8%.

Для выяснения, сохраняется ли подобная зависимость коэффициентов отношения суммы сигналов в детекторах при изменении полярного угла, были проведены соответствующие вычисления для полярных углов 80° , 60° , 40° , 20° . Оказалось [98, 99], что с изменением полярного угла в указанных пределах вид кривой, представленной на рис. 4.4, изменяется, но участок однозначности

зависимости значений коэффициентов остается прежним. При дальнейшем уменьшении значения полярного угла (менее 20°) определение направления на точечный источник гамма излучения становится затруднительным.

С целью расширения диапазона азимутальных углов (при изменении полярного угла в диапазоне $20 \div 90$ градусов), для которых возможно определение направления на точечный источник гамма-квантов, в конструкцию детекторного блока были внесены изменения [100]: детектор D2 был смещен относительно центра сферической полости S1 последовательно с шагом 2 мм. Окончательный вариант взаимного расположения детекторов D1 и D2 представлен на рис. 4.5.

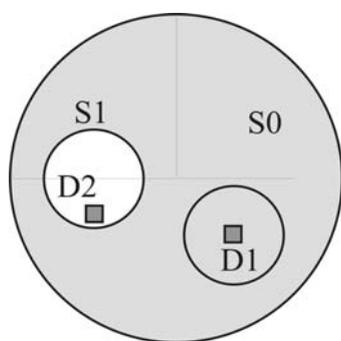


Рис. 4.5. Схема взаимного расположения детекторов модифицированного детекторного блока: детектор D2 смещен на 11 мм относительно центра сферической полости S1

После смещения детектора D2 для новой конструкции детекторного блока проведены вычисления коэффициентов отношения суммы сигналов в детекторах при изменении азимутальной координаты точки расположения источника гамма-квантов от 0° до 340° , полярный угол $\theta = 90^\circ$. Энергия налетающих гамма-квантов $E_\gamma = 661,6$ кэВ. Для более точного определения отрезка однозначности функции зависимости коэффициента отношения суммы сигналов в детекторах D1 и D2 от направления прихода гамма-квантов расчеты в диапазоне азимутальных углов $180^\circ \div 200^\circ$ были проведены с переменным шагом. Наибольший отрезок однозначности функции зависимости коэффициентов от азимутального угла (от -40° до 201°) наблюдался при смещении детектора D2 на 11 мм. На рис. 4.6 представлены графики зависимости коэффициентов k от значений азимутальных углов φ расположения источника излучения как для первоначального положения, так и для смещенного детектора D2.

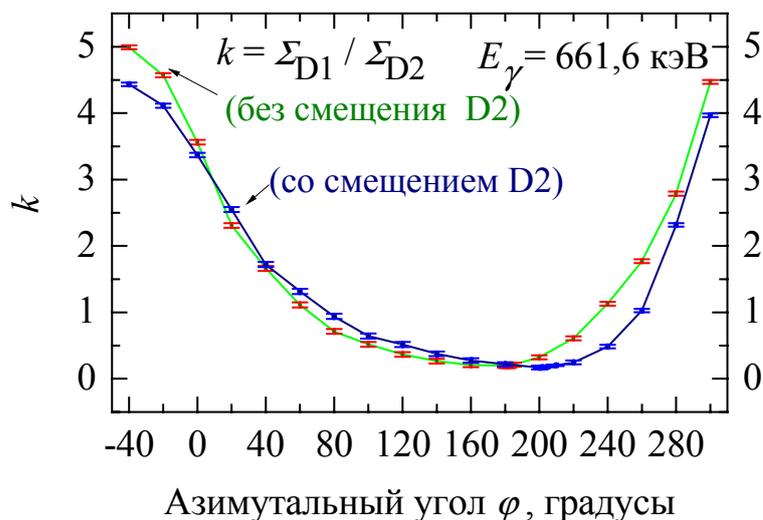


Рис. 4.6. Зависимость коэффициентов отношения сигналов в детекторах

При уточнении (расчеты в интервале азимутальных углов $160^{\circ} \div 180^{\circ}$ с переменным шагом) диапазона направлений регистрации гамма-квантов для детекторного блока без смещения детектора D1 оказалось, что диапазон регистрируемых направлений составляет $-40^{\circ} \div 182^{\circ}$. Таким образом, при смещении детектора D2 на 11 см относительно центра сферической полости, в которой расположен детектор, диапазон регистрируемых детекторным блоком направлений прихода гамма-квантов составил $-40^{\circ} \div 201^{\circ}$, т.е. увеличен на 18° .

Это объясняется тем, что для гамма-квантов, регистрируемых детектором D2, изменилось соотношение длин путей, проходимых в теле поглотителя S0 и в объеме полости S1, что привело к изменению отношения сигналов в детекторах D1, D2 и увеличению диапазона углов, для которых возможно однозначное определение направления прихода гамма-квантов.

4.2 Исследование различных методов моделирования электромагнитных процессов взаимодействия излучения низких энергий с веществом

Для вычисления зависимости от расположения источника гамма-излучения отношения суммы сигналов в детекторах необходимо проведение серии однотипных вычислительных экспериментов, в качестве варьируемого пара-

метра которых указывается местоположение источника гамма-квантов. При проведении натуральных испытаний с разрабатываемым прибором использовался источник ^{137}Cs , т.е. гамма-кванты с энергией 661,6 кэВ. Потому для исследования процессов, происходящих в детекторах прибора, использовались математические зависимости, определяющие модель низких энергий. При исследовании эффективности моделей “*Livermore*” и “*Penelope*” разработаны программы, использующие классы библиотеки Geant4, необходимые для моделирования комптоновского рассеивания и фотоэффекта, соответственно: G4LivermoreComptonModel и G4LivermorePhotoElectricModel (в программе, базирующейся на модели “*Livermore*”), G4PenelopeComptonModel и G4PenelopePhotoElectricModel (в программе, базирующейся на модели “*Penelope*”).

В работах [101 – 103] представлены исследования, проводимые автором для выяснения применимости различных моделей электромагнитных процессов в Geant4 и эффективности использования для проектируемого прибора, а также для исследований процессов, происходящих при воздействии излучения на вещество детекторных блоков приборов. В таблице 4.1 представлен перечень классов библиотеки Geant4, использовавшиеся для первого и второго способов моделирования. В разработанных программах также учитывались ионизационные потери вторичных электронов несмотря на то, что их вклад в рассматриваемом диапазоне энергий незначителен. С использованием двух моделей электромагнитных процессов низких энергий было проведено моделирование прохождения гамма-квантов через детекторный блок прибора [102 – 103].

Таблица 4.1

Классы Geant4 для описания электромагнитных процессов

Модель “ <i>Livermore</i> ”	Модель “ <i>Penelope</i> ”
Комптоновское рассеивание	
G4LivermoreComptonModel	G4PenelopeComptonModel
Фотоэффект	
G4LivermorePhotoElectricModel	G4PenelopePhotoElectricModel

На рис. 4.7 представлены спектры поглощенной в детекторе D2 энергии, которые были рассчитаны двумя способами. Число первичных гамма-квантов с энергией 661,6 кэВ одинаково для двух способов моделирования и равно 10^8 . Источник гамма-квантов расположен в точке с координатами $R=52$ мм, $\theta=90^\circ$, $\varphi=180^\circ$ (в сферической системе координат), излучение моделируется равномерно в 4π . Данные, соответствующие фотоэффекту (энергии, которые равны 661,6 кэВ), на рисунке не представлены с целью лучшего отображения данных комптоновского рассеяния., т.к. при обработке данных моделирования выяснилось, что число событий в пике фотопоглощения для моделей “*Livermore*” и “*Penelope*”, равны, соответственно, 4139 и 4248, что составляет лишь незначительное количество по сравнению с числом событий комптоновского рассеяния, где общая сумма зарегистрированных событий в спектре, соответственно 74662 для модели “*Livermore*” и 75338 для модели “*Penelope*”. Как можно заметить из рис. 4.7, спектры комптоновского рассеяния, полученные с использованием двух различных моделей, практически идентичны. Обе разработанные программы имеют интерактивный и пакетный режимы. Интерактивный режим использует библиотеку OpenGL [88] и предназначен, в основном, для визуализации модели детекторного блока с целью наглядного представления взаимного расположения элементов и наблюдения траекторий первичных гамма-квантов и вторичных частиц и т.д.

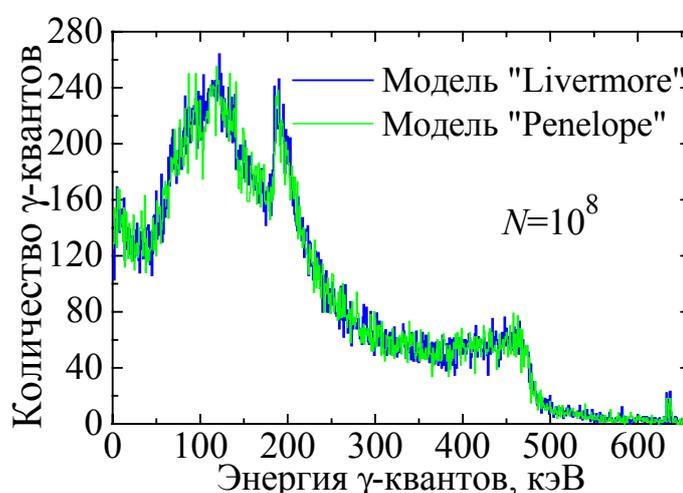


Рис. 4.7. Смоделированные спектры поглощенной в D2 энергии

Для выяснения эффективности используемых моделей разработанные в ОС Linux программы были импортированы в Windows с применением эмулятора Cygwin [104], Unix-подобной среды для Windows. Cygwin – свободно распространяемая подсистема Unix, которая может выполняться в среде ОС Windows, использует динамически загружаемую библиотеку для реализации подсистемы, что позволяет разработчикам создавать Unix-программы, которые используют эту библиотеку для работы в ОС Windows. Cygwin обеспечивает тесную интеграцию Windows- приложений, данных и ресурсов с приложениями, данными и ресурсами Linux. Расчеты были проведены в пакетном режиме на компьютере с операционной системой Windows7, который имеет достаточно современную (на момент расчетов – июль 2011 года) конфигурацию: процессор Intel Core i7 2600K с частотой 3,7 ГГц, оперативная память 1333 DDR3 объёмом 8 ГБ и т.п. Программа, базирующаяся на модели “*Livermore*” выполнялась приблизительно 35 минут. Программа, базирующаяся на модели “*Penelope*” выполнялась 50 минут, т.е., требовала больше времени за счет более громоздких вычислений. Далее были проведены две серии моделирования для одинакового количества первичных гамма-квантов ($N_{events} = 10^8$) как для первой модели электромагнитных процессов (“*Livermore*”), так и для второй модели (“*Penelope*”). На рис. 4.8 представлены результаты моделирования и их сопоставление с экспериментальными данными [98, 105]. Моделирование проводилось при размещении источника гамма-излучения относительно детекторного блока, как указано на рис. 4.5, при этом полярный угол $\theta = 90^\circ$, азимутальный угол φ изменялся от -40° до 320° . Энергия гамма-квантов $E_\gamma = 661,6$ кэВ.

Смоделированные в работах [101 – 103] различными способами коэффициенты отношения сигналов в детекторах совпадают, и в диапазоне азимутальных углов от -40° до 180° (рис. 4.8) сопоставимы с результатами эксперимента. На рис. 4.8 также представлены результаты вычислений значений коэффициентов (и, соответственно, определение интервала азимутальных углов) для значений полярных углов $20^\circ, 40^\circ, 60^\circ, 80^\circ$.

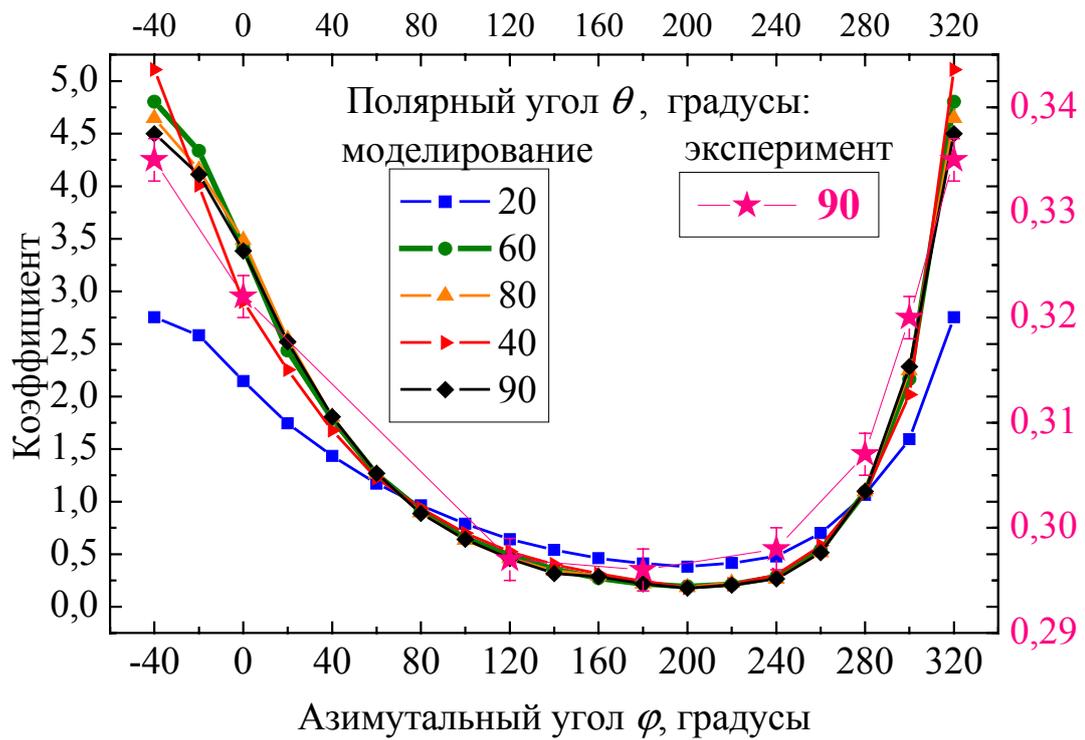


Рис. 4.8. Зависимость значений коэффициентов отношения сигналов в детекторах от значения азимутального угла координат источника гамма-излучения (сравнение экспериментальных и модельных данных)

Для детекторного блока прибора были проведены расчеты с целью определения оптимального материала поглотителя S0 (рис. 4.5). В качестве исследуемых материалов были дополнительно выбраны металлы Fe, Pb. На рис. 4.9 представлены результаты моделирования для материалов Fe и Pb.

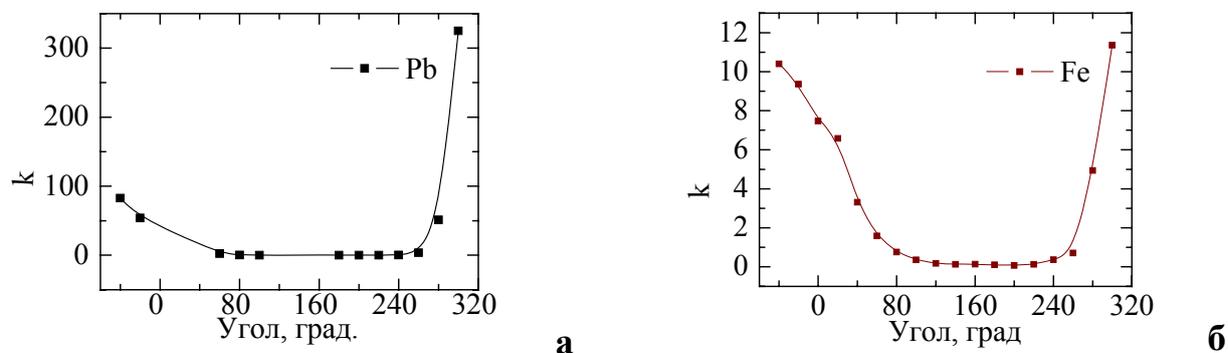


Рис. 4.9. Зависимость коэффициентов отношения сигналов в детекторах от положения источника излучения для свинца (а) и железа (б).

В результате анализа вычислительных экспериментов было выявлено, что при использовании свинца в качестве материала шара S0 имеется значительная погрешность вычисления значения коэффициентов, т.к. большая часть гамма-квантов поглощаются в свинце, что также подтверждают исследования, проведенные в работах других авторов [20, 21]. При использовании железа в качестве материала S0 на участке от 80 до 240 градусов значения коэффициентов мало изменяются, что будет создавать трудности при определении направления на источник гамма-излучения.

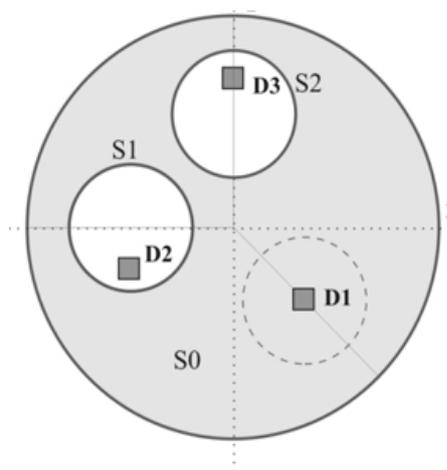
4.3 Детекторный блок прибора для определения направления на источник гамма-излучения

В результате предварительного компьютерного моделирования с использованием специально разработанных компьютерных программ, основанных на библиотеке классов Geant4, и сопоставления результатов моделирования с экспериментальными данными [98], полученными с помощью макета-прототипа прибора, стала очевидной задача усовершенствования детекторного блока при-

бора с целью расширения диапазона направлений, для которых возможно определение направления на источник излучения. Для обработки данных моделирования разработана программа G4DataProcessing [106, 107], которая использует результаты Geant4-моделирования прохождения гамма-квантов с энергией $E_\gamma = 661,6$ кэВ через детекторный блок установки.

Программа G4DataProcessing была разработана в среде программирования Borland C++ Builder [108], которая является инструментом быстрой разработки приложений. В качестве входных данных используется смоделированный ранее [17, 92, 95, 98] отклик детекторов экспериментальной установки. На рис. Г.1 представлены скрин-шоты программы обработки данных моделирования. Программа позволяет вычислять энергетические спектры гамма-квантов, зарегистрированных детекторами, а также проводить анализ этих спектров. Энергетические спектры гамма-квантов вычисляются для различных положений источника гамма-излучения. Программа позволяет выбрать различные заранее смоделированные данные для анализа зависимости отклика детекторов установки от расположения источника излучения. Вычисления производятся в автоматическом режиме, с использованием средств объектно-ориентированного программирования. Для удобства пользователя результат представляется в графическом виде, а также может быть сохранен в текстовом формате. На действующем макете экспериментально были проверены точностные характеристики определения направления на источник гамма-излучения ^{137}Cs . Результаты, полученные при обработке данных моделирования с помощью программы G4DataProcessing, сопоставимы с данными лабораторных испытаний прототипа устройства [98] в исследуемом диапазоне углов. Погрешность определения направления на точечный источник определяется статистической погрешностью измерения числа зарегистрированных гамма-квантов обоими счетчиками. В результате анализа данных, полученных с помощью программы обработки данных G4DataProcessing, стала очевидна необходимость внесения конструктивных изменений в существующий прототип прибора и вследствие этого, проведение новой серии компьютерного моделирования. В отличие от прибора,

рассматриваемого в работе [24], наша разработка использует три одинаковых детектора CdZnTe одного и того же размера. На рис. 4.10 представлена схема усовершенствованного детекторного блока прибора. Необходимые изменения были внесены также и в классы, производные от G4EventAction и G4SteppingVerbose [58] для отслеживания событий. Для новой модели детекторного блока проведено математическое моделирование отклика детекторов для различных позиций расположения источника гамма-излучения ^{137}Cs относительно детекторного блока, вычисления проводились с шагом в 10 градусов. Количество зарегистрированных каждым детектором D1, D2 и D3 гамма-квантов записывалось в файл результатов для оценки отклика детекторов. Для обработки информации и последующего анализа данных моделирования разработана программа Tank3Analysis [107].



На схеме представлены: поглотитель S0 – алюминиевый шар радиусом 50 мм; S1 и S2 – сферические полости радиусом 15 мм; D1, D2 и D3 – полупроводниковые детекторы на основе CdZnTe, представляющие собой куб с ребром 5 мм. Детекторы D2 и D3 смещены относительно центра сферических полостей S1 и S2.

Рис. 4.10. Схема усовершенствованного детекторного блока

В программе в качестве входных используются данные, являющиеся результатом работы программы Tank3, работающей под управлением ОС Linux SLC 4.8 и использующей библиотеки классов Geant4.

Сопоставляя отношения уровней сигналов в детекторах D1 и D2, а также в детекторах D2 и D3, возможно определение направления на точечный источник гамма-излучения. Программа обработки данных Tank3Analysis вычисляет коэффициенты отношения интенсивностей смоделированных потоков гамма-

квантов в детекторах D1 и D2, D2 и D3 для каждого из 36 значений азимутальных углов с шагом 10 градусов. Полученные коэффициенты хранятся в двумерном массиве A , состоящем из $N=36$ строк и $M=3$ столбцов. Значения коэффициентов отношения смоделированных значений сигналов в детекторах в зависимости от азимутального угла расположения источника излучения ^{137}Cs представлены в таблице Г.1. В столбце $K(D1/D2)$ содержатся отношения интенсивностей потоков гамма-излучения в детекторах D1 и D2, во следующем столбце $K(D2/D3)$ – отношения интенсивностей потоков гамма-излучения в детекторах D2 и D3, в последнем столбце $K(D1/D3)$ – отношения интенсивностей потоков гамма-излучения в детекторах D1 и D3 для источника, расположенного последовательно, с шагом 10 градусов по азимутальному углу, вокруг детекторного блока. При вычислении направления на источник гамма-излучения в программе определяются величины δ_{12} и δ_{23} , равные минимальным значениям отклонения уровней сигнала от отношения смоделированных величин хранящихся в массиве A .

$$\delta_{12} = \min \left| \frac{I_{D1}}{I_{D2}} - A[0][j] \right|, \quad \delta_{23} = \min \left| \frac{I_{D2}}{I_{D3}} - A[1][j] \right|,$$

где $A[0][j]$ – отношения интенсивностей смоделированных потоков гамма-квантов в детекторах D1 и D2 для каждого из 36 значений азимутальных углов; $A[1][j]$ – отношения интенсивностей смоделированных потоков гамма-квантов в детекторах D2 и D3 для каждого из 36 значений азимутальных углов; I_{D1} , I_{D2} , I_{D3} – интенсивности измеряемых потоков гамма-квантов в детекторах D1, D2, D3, соответственно.

При вычислении направления на источник гамма-излучения с использованием одной из величин δ_{12} или δ_{23} возникает неоднозначность вследствие того, что однозначное определение направления на источник излучения в полупространстве только двумя детекторами невозможно [92]. Поэтому в программе расчета используются обе величины δ_{12} и δ_{23} .

На рис. Г. 2 представлен скрин-шот программы обработки данных Tank3Analysis. В левой части рис. Г 2 изображены графики зависимости отношений интенсивностей потоков излучения. Из анализа данных, полученных в результате моделирования, можно сделать вывод о том, что отношение интенсивностей смоделированных потоков гамма-квантов в детекторах D1 и D3 (элементы массива $A[2][j]$, $j=0..N-1$) служит только для отладки программы и не является необходимым для определения направления на источник излучения.

Для определения направления на источник излучения с точностью лучше, чем шаг моделирования, в программе был внедрен алгоритм интерполяции значений отношений интенсивности сигналов. При выборе метода интерполяции принимались во внимание те факты, что, например, интерполяция полиномом при большом количестве интерполируемых точек приводит к увеличению степени полинома, а метод наименьших квадратов наиболее эффективно применять в случае, если экспериментальные данные получены с некоторой ощутимой погрешностью и т. п. [109 – 111]. В связи с тем, что значения интенсивностей потоков излучения в модельном эксперименте получены с хорошей точностью благодаря большому числу первичных гамма-квантов, было целесообразным использовать интерполяцию кубическими сплайнами [110]. В качестве узловых значений при интерполяции сплайнами были выбраны отношения интенсивностей смоделированных потоков гамма-квантов $A[0][j]$ для интерполяции значений δ_{12} и, соответственно, $A[1][j]$ при интерполяции величин δ_{23} , $j = 0..N-1$. При сплайновой интерполяции на каждом интервале $A[0][j-1, j]$ строится отдельный полином третьей степени со своими коэффициентами. Коэффициенты сплайнов определяются из условий совмещения соседних сплайнов в узловых точках. Кубический сплайн задается значениями функции в узлах и значениями производных на границе отрезка интерполяции. В данном случае значения производных функции на границе отрезка интерполяции неизвестны, и поэтому используется сплайн, завершающийся параболой [110]. В этом случае граничный отрезок сплайна представляется полиномом второй степени вместо третьей (для внутренних отрезков по-прежнему используются

полиномы третьей степени). Для внутренних точек отрезка интерполяция проводилась для наборов по 7 точек, полученных в результате вычислительного эксперимента. В результате интерполяции кубическими сплайнами стало возможным определение направления на источник излучения в полупространстве с точностью до $3\div 5$ градусов [107].

Выводы по разделу 4

1. Разработана и исследована модель прибора для определения направления на точечный источник излучения на плоскости, уточнены технические характеристики разрабатываемого прибора; методом вычислительного эксперимента установлена область применимости прибора: показано, что определение направления на точечный источник гамма-излучения возможно в диапазоне азимутальных углов от -40° до 180° .
2. Предложен способ определения направления прихода гамма-квантов в систему, в которой детекторы смещены относительно геометрических центров полостей, в которых они расположены. Данная коррекция, внесенная в геометрические параметры детекторного блока прибора, позволяет расширить на 18° диапазон направлений регистрации гамма-квантов.
3. Разработана и исследована модель усовершенствованного прибора (с тремя детекторами) для определения направления на точечный источник гамма-излучения в полупространстве с погрешностью $3\div 5$ градусов (в зависимости от направления прихода гамма-кванта).
4. Проведено сопоставление экспериментальных данных коэффициентов отношения сигналов в детекторах прибора при регистрации гамма-квантов с энергией до 1 МэВ с результатами расчетов, основанных на использовании различных моделей электромагнитных процессов взаимодействия излучения с веществом в области низких энергий. Показано, что для данной задачи модель, основанная на экспериментальных данных Ливерморской национальной лаборатории, является более эффективной.

РАЗДЕЛ 5

КОНВЕРТОР ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

5.1 Конвертор тормозного излучения для фотоядерного производства изотопов

Для создания конвертора тормозного излучения для фотоядерного производства изотопов [112] была разработана и исследована ММ конвертора на основе методики, представленной в разделе 2 данной работы – проведение вычислительных экспериментов с последующим анализом результатов, а также проведение натуральных испытаний разрабатываемого прибора.

Эксперименты по исследованию поля смешанного (х,п)-излучения проводились на облучательном устройстве, схема которого представлена на рис. 5.1, рассмотрены в работе [113]. Конструкция данной системы позволяет, кроме мишеней для наработки нуклидов, облучать электронами и фотонами фольги-мониторы, предназначенные для исследования характеристик пучков. Фольги-мониторы, представляющие собой молибденовые диски диаметром 40 мм и толщиной 0,1 мм, располагались в трех местах: перед конвертором, между конвертором и сборкой мишеней и после сборки мишеней (по ходу пучка). Облученные фольги сканировались радиометрическим устройством, после чего восстанавливался профиль пучка.

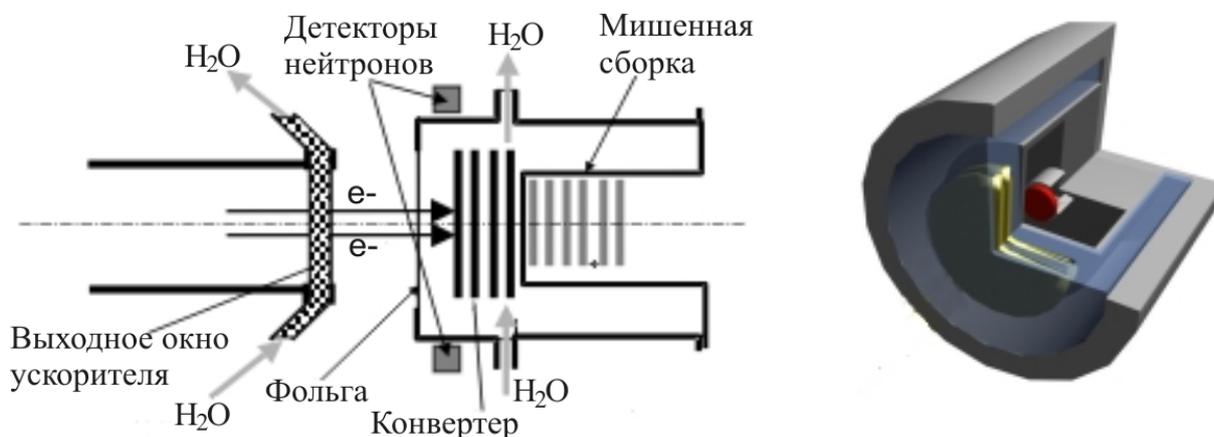


Рис. 5.1. Упрощенная схема и фрагмент 3D-модели облучательного устройства

На рис. 5.2 представлены результаты измерения поверхностной активности на трех фольгах-мониторах вдоль горизонтальной оси, проходящей через центры фольг. Полученные результаты наглядно демонстрируют изменение геометрических параметров пучка в зависимости от глубины проникновения в материал облучательного устройства.

Примененная методика позволяет оценить площадь пучка активирующих частиц в месте расположения пишеней, определить коэффициент использования пучка, оперативно проверить качество юстировки устройства. Следует отметить, что, применяя фольги из различных материалов, можно получать данные о профиле пучка для различных энергетических диапазонов. В зависимости от места расположения фольги имеется возможность оценивать вклад различных типов реакций, например, (γ, n) , (γ, γ) , (n, γ) . Сравнивая распределение поверхностной активности фольг-мониторов, облученных на различном расстоянии от выходного окна ускорителя, можно определять угловые характеристики пучка электронов, если облучение велось без конвертора, или характеристики тормозных фотонов, при облучении с конвертором.

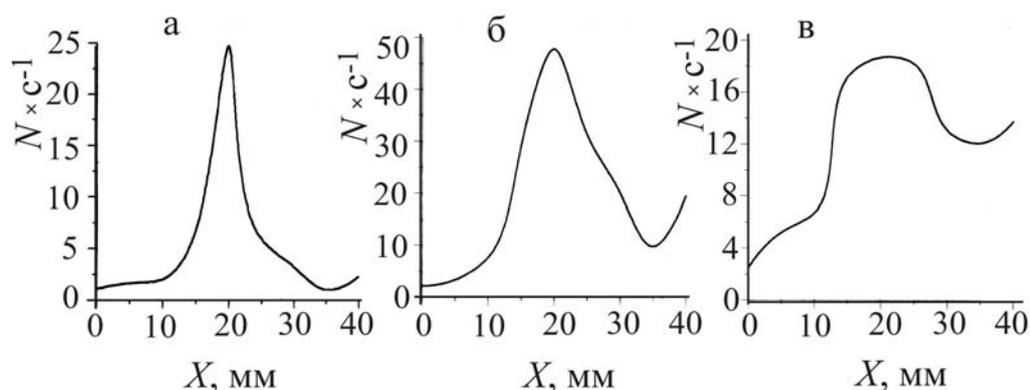


Рис. 5.2. Распределение поверхностной активности Мо-фольг:

а – перед конвертором; б – после конвертора; в – после сборки мишеней

Определение таких важных характеристик радиационного поля, как плотность потока активирующих частиц (отдельно для каждого типа частиц), спектрального распределения различных компонент производилось как экспериментально, так и методом математического моделирования.

Для экспериментального решения поставленной задачи по определению профиля плотности потока тормозного излучения и отдельно плотности потока нейтронов (как тепловых, так и быстрых) был выбран радиоактивационный метод [86], основанный на регистрации излучения радиоактивных изотопов, образующихся в процессе протекания соответствующих ядерных реакций, и сравнении его с излучением эталонных образцов.

Известно [74, 75], что активность $A(t)$, нарабатываемая в образце, помещенном в неизменный во времени однородный поток частиц, вычисляется по формуле:

$$A(t) = \frac{m}{\mu} \cdot N_{Av} \cdot f \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \quad (5.1)$$

где m – масса мишенного изотопа в образце,

μ – молярная масса мишенного нуклида,

f – плотность потока активирующих частиц,

σ – сечение активации,

λ – постоянная распада нарабатываемого изотопа,

t – время облучения.

Помещая в сборку образцов (см. рис. 5.1) различные активационные детекторы и облучая их известное время при стабильном токе пучка, в работе [113] были получены значения плотности потока и полного потока частиц.

В таблице 5.1 представлены результаты эксперимента облучения мишеней в течение 4 часов тормозным излучением электронов с энергией 40 МэВ и средним током 5 мкА, при толщине танталового конвертора 4 мм. Из табл. 5.1 видно, что значения потока тормозных гамма-квантов, полученные при помощи различных активационных детекторов, различаются. Этому может быть несколько объяснений:

- Считалось, что наработка активности в мишени идет преимущественно по указанной в таблице 5.1. ядерной реакции, вкладом других каналов образования радиоизотопов пренебрегали.

Таблица 5.1

Поток квантов тормозного излучения, определенный различными детекторами

Детектор	Сечение реакции, барн	Диапазон, МэВ	$T_{1/2}$, час	Масса мишенного изотопа, г	Актив-ность, мкКи	Плотность потока, $1/\text{см}^2\text{с}$	Поток в 2π вперед, $1/\text{с}$
$\text{Zn}^{68} (\gamma, p) \text{Cu}^{67}$	0,004	18 – 40	62	0,018	11,44	$1,69\text{E}+13$	$8,43\text{E}+13$
$\text{Mo}^{100} (\gamma, p) \text{Mo}^{99}$	0,08	8 – 12	66	0,002	10,4	$7,98\text{E}+12$	$399\text{E}+13$
$\text{Cu}^{65} (\gamma, n) \text{Cu}^{64}$	0,05	10 – 12	12	0,014	250	$7,06\text{E}+12$	$3,53\text{E}+13$
$\text{Ni}^{58} (\gamma, n) \text{Ni}^{57}$	0,012	12 – 40	36	0,004	7,33	$7,86\text{E}+12$	$3,93\text{E}+13$
$\text{Fe}^{54} (\gamma, 2n) \text{Fe}^{52}$	0,005	24 – 40	8,27	0,007	12,5	$3,22\text{E}+12$	$1,61\text{E}+13$
$\text{Cr}^{52} (\gamma, n) \text{Cr}^{51}$	0,04	12 – 35	664,8	0,008	2,5	$5,76\text{E}+12$	$2,88\text{E}+13$
$\text{Fe}^{57} (\gamma, p) \text{Mn}^{56}$	0,005	10 – 40	2,58	0,003	33,4	$1,20\text{E}+13$	$6<02\text{E}+13$
$\text{Ti}^{48} (\gamma, p) \text{Sc}^{47}$	0,003	12 – 35	80,4	0,095	15	$5,40\text{E}+12$	$2,70\text{E}+13$

- Значение сечения активации использовалось в расчетах усредненным и не зависящим от энергии. Следовательно плотность потока вычислялась усредненная в указанном энергетическом диапазоне.

Толщина сборки мишеней составляла 4 мм, а расстояние от тормозного конвертора 6 мм, при этом диаметр электронного пучка на поверхности конвертора был близок к 10-12 мм. При таких геометрических параметрах размеры источника гамма-квантов (области генерации тормозного излучения) вносят заметную погрешность в закон $1/r^2$ при вычислении полного потока.

Одновременно с облучением активационных детекторов для определения потока тормозного излучения был проведен эксперимент по определению потока нейтронов от мишенного устройства при тех же параметрах пучка. Определение потока производилось методом пороговых детекторов [113]. Детекторы, представляющие собой навески различных элементов с порогом активации от 0,3 МэВ до 5,5 МэВ располагались на расстоянии 4 см от конвертора под углом 90° к направлению пучка электронов. Экспериментально полученные данные по плотности потока и полному потоку нейтронов являлись усредненными в приведенном для каждого типа детектора энергетическом диапазоне. Кроме того, при определении потока с помощью пороговых детекторов из I_n и J не было возможности точно учесть вклад сечения захвата в резонансной области энергий нейтронов. Для корректного сравнения экспериментальных и расчетных данных по потоку нейтронов необходима информация о спектре нейтронов в месте расположения детекторов. При использованном ограниченном наборе пороговых детекторов с мало различающимися порогами получить достоверную информацию о спектре из значений потока не удастся. Для получения достоверной информации как о потоке тормозного излучения, так и нейтронном, необходимо облучение значительного набора активационных детекторов при различных энергиях электронного пучка с последующим тщательным γ -спектрометрическим анализом. Такая работа требует значительного времени и должна повторяться при изменении режима ускорителя, что далеко не всегда доступно.

Чтобы обойти указанные трудности при определении потока гамма-квантов от конвертора, была разработана и исследована ММ конвертора тормозного излучения. При разработке ММ учитывались различные параметры проектируемого конвертора, от которых зависят технические характеристики облучательного стенда в целом, а также физико-химические параметры и процессы взаимодействия излучения с веществом.

На первом этапе [113] осуществлялось исследование модели облучательного стенда, имеющего в своем составе конвертор тормозного излучения и мишенную сборку. При разработке мишенной сборки наиболее важными параметрами являлись физико-химические свойства и геометрические характеристики конвертора тормозного излучения (которые могут варьироваться на этапе проектирования), а также характеристики пучка ускоренных электронов (распределение по энергии первичных электронов, время экспозиции, диаметр пучка электронов и т.п.). Проведено моделирование процессов прохождения первичных электронов через слои тантала различной толщины. Моделирование проводилось с помощью специально разработанной программы, использующей библиотеку классов Geant4, модель низких энергий. Для электронов учитывались процессы многократного рассеяния, ионизации, тормозного излучения, электроядерные процессы (G4ElectroNuclearReaction). Для гамма-квантов учитывались фотоэффект, комптоновский эффект, релеевское рассеяние, эффект рождения пар и фотоядерные процессы (G4GammaNuclearReaction). Геометрические и физико-химические параметры моделируемого объекта соответствовали параметрам конвертора, используемого в эксперименте. Первичные электроны направлены по нормали к поверхности моделируемого конвертора, диаметр пучка электронов при моделировании составлял 12 мм с равномерным распределением по площади.

ММ конвертора разработана на основе математического описания процессов взаимодействия излучения с веществом. Носителем модели является компьютерная программа, разработанная в ОС Linux с использованием библиотеки классов Geant4, скрин-шот программы представлен на рис.5.3.

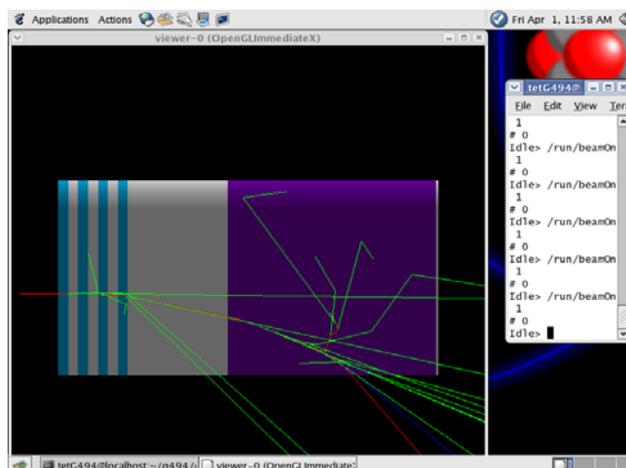


Рис. 5.3. Скрин-шот программы “KIP1”, интерактивный режим

ММ содержит класс KIP1PhysicsList, в котором осуществлено математическое описание различных физических процессов для различных частиц, основанное на методике, представленной в разделе 2 данной работы. Для электронов учитывались процессы многократного рассеяния, ионизации, тормозного излучения, а также электроядерные процессы. Для гамма-квантов учитывались фотоэффект, комптоновский эффект, релеевское рассеяние, эффект рождения пар, а также фотоядерные процессы. Геометрические и физико-химические параметры моделируемого конвертора описаны в объекте класса KIP1DetectorConstruction и соответствовали параметрам конвертора, используемого в эксперименте (рис. 5.1). Первичные электроны описаны в классе KIP1PrimaryGeneratorAction (направлены по нормали к поверхности конвертора, диаметр пучка при моделировании составлял 12 мм с равномерным распределением по площади). С использованием ММ конвертора была проведена серия вычислительных экспериментов. Исследуемыми параметрами являлись материал конвертора, его толщина, количество элементов мишенной сборки, а также энергия первичных электронов. Скрин-шот программы “KIP1” представлен в интерактивном режиме с пользовательским интерфейсом. Траектории тормозных гамма-квантов, проходящих через сборку мишеней, изображены зеленым цветом. Траектории электронов представлены красным цветом. На рис. 5.4 представлены энергетические спектры тормозного излучения для различных элементов (иридия, тантала, свинца), полученные в результате расчетов.

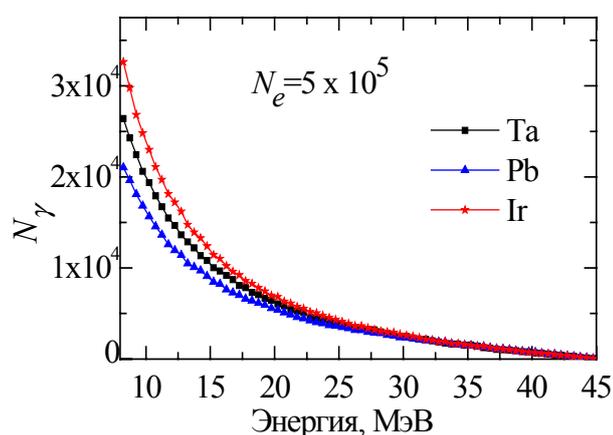


Рис. 5.4. Энергетические спектры тормозного излучения для Ta, Pb, Ir

При анализе результатов вычислительных экспериментов установлено, что наибольшая интенсивность тормозного излучения получена при использовании иридия в качестве материала конвертора тормозного излучения, а наименьшая – из свинца (на 34% меньше). Другие исследования (Au, Pt, Ta, W) дали промежуточные значения. Для дальнейших расчетов и экспериментов в связи с дороговизной иридия (и, в меньшей, мере, со сложностью его обработки) были выбраны тантал и вольфрам. В результате вычислительного эксперимента [113], проведенного с ММ мишенной сборки, были получены данные о выходе из танталового конвертора гамма-квантов в диапазоне энергий 8 .. 20 МэВ при энергии первичных электронов в диапазоне от 20 до 80 МэВ (рис. 5.5). Расчетные значения среднего выхода излучения на 1 первичный электрон (N_{γ}/N_e) в диапазоне энергий гамма-квантов 8 .. 20 МэВ немного изменяется в зависимости от параметров ММ и находится в пределах 0,55 ... 0,8 (N_{γ}/N_e). Эти значения соответствуют потоку гамма-квантов $(1,6 \dots 2,4) \cdot 10^{13}$ 1/с в условиях проведенного реального эксперимента на ускорителе, описанного в работе [113], что свидетельствует об адекватности математической модели. Кроме того, что конвертор является источником высокоинтенсивного тормозного излучения, он также может являться источником потока нейтронов высокой интенсивности. В отличие от узконаправленного пучка тормозного излучения, поток нейтронов (в зависимости от геометрии конвертора) распространяется практически изотропно.

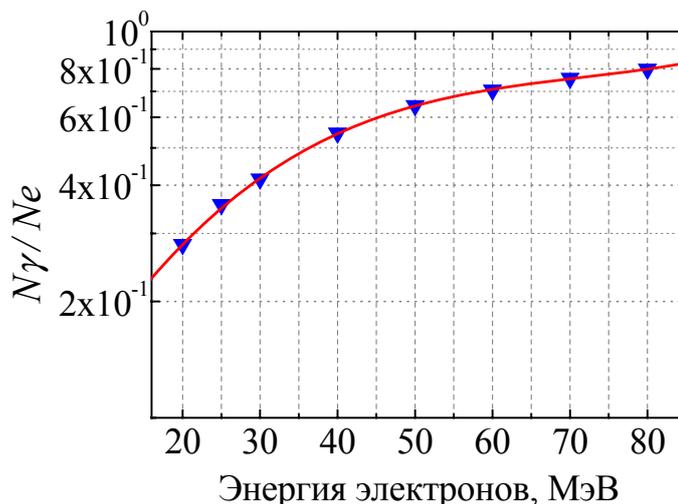


Рис. 5.5. Зависимость выхода тормозного излучения от энергии электронов

При этом большая часть нейтронов, поглощаясь в материалах конструкции облучательного стенда и элементах ускорителя, приводит к их как кратковременной, так и долговременной активации. Это обстоятельство должно обязательно учитываться при разработке конструкции мишеней, состоящих из жидких или газообразных веществ. Транспортировка таких мишеней, как правило, производится в тех же капсулах, в которых мишени подвергались облучению. При этом побочная активность материала капсул может создать значительные помехи при радиохимическом выделении целевого изотопа, а также привести к нежелательной избыточной радиационной нагрузке на персонал. Чтобы избежать подобных трудностей, необходимо в качестве материала конвертора выбирать вещества с пониженным выходом нейтронного излучения или, если это невозможно, окружать конвертор слоем вещества с высоким коэффициентом поглощения нейтронов (борированный парафин или полиэтилен). Подобное решение может оказаться не всегда приемлемым вследствие того, что при этом значительно снижается плотность потока тормозного излучения на мишени из-за её удаления от конвертора. Наиболее оптимальным представляется решение выбора материала конвертора среди веществ с наиболее высоким порогом реакции (γ, n) или с наименьшим значением сечения этой же реакции. Такой выбор не должен значительно ухудшить (понизить) значение плотности потока тормозного излучения. Натурные эксперименты на уско-

рителе для решения этой задачи потребуют многочасовых сеансов испытания конверторов различных типов под пучками электронов высокой интенсивности, что далеко не всегда технически возможно и экономически неоправдано. Альтернативным методом решения этой задачи является компьютерное моделирование процесса генерации нейтронов в тормозном конверторе.

С этой целью были проведены вычислительные эксперименты по определению выхода нейтронов с энергией от 0,3 МэВ до 20 МэВ для конвертора из вольфрама диаметром 25 мм, высотой 3,2 мм, диапазон энергий первичных электронов – от 30 МэВ до 45 МэВ. Полученные данные о выходе нейтронов на один первичный электрон (N_n/N_e) находятся в хорошем соответствии с результатами других авторов [114, 115]. После проведенной верификации модели конвертора был рассчитан выход нейтронов на один электрон в условиях, близких к планируемому эксперименту по наработке изотопов. В качестве варьируемого параметра выбран материал конвертора. При описании ММ были приняты следующие упрощения: не учитывалось влияние охлаждающей воды и бетонного бункера, в котором будет производиться эксперимент, на величину потока нейтронов. На рис. 5.6 представлен график зависимости выхода нейтронов от энергии налетающих электронов для различных материалов конвертора, для которых был проведен вычислительный эксперимент с ММ конвертора тормозного излучения (золото, иридий, платина, свинец, тантал, вольфрам).

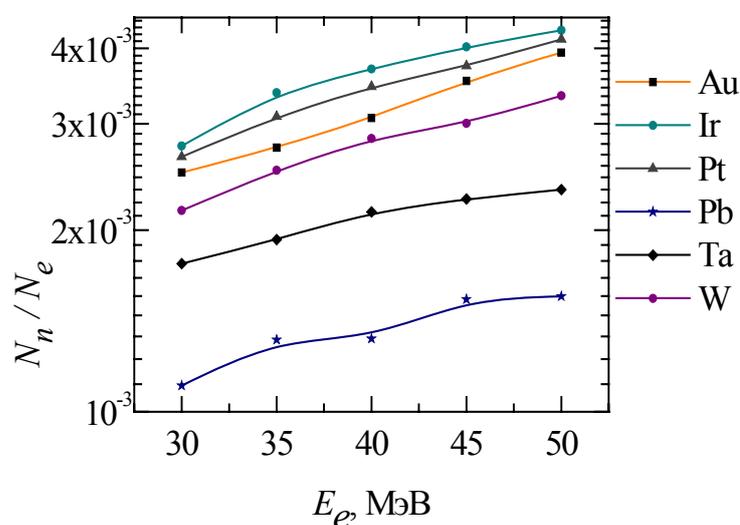


Рис. 5.6. Зависимость выхода нейтронов от энергии налетающих электронов

Наибольшие значения выхода нейтронов N_n/N_γ во всем диапазоне энергий налетающих электронов от 30 до 50 МэВ получены для иридия в качестве материала конвертера, а наименьшие значения – для свинца. Промежуточные значения выхода нейтронов получены (последовательно) для материалов конвертера: платины, золота, вольфрама и тантала.

При исследовании выхода излучения различной природы из конвертера важно знать, как изменяется отношение интенсивностей нейтронной и фотонной компонент (N_n/N_γ) с увеличением начальной энергии электронов. Вычислительный эксперимент с ММ конвертера показал, что эта зависимость для всех исследованных материалов имеет вид, близкий к представленному на рис. 5.7.

Полученная зависимость характеризуется тем, что отношение N_n/N_γ для описанной ММ конвертера мало меняется при увеличении энергии электронов от 30 МэВ до 80 МэВ. Таким образом, экспериментально определив поток тормозных гамма-квантов с энергией 8 .. 20 МэВ, например, активационным методом, можно вычислить полный поток нейтронов от конвертера. При этом нет необходимости использовать набор пороговых активационных детекторов и проводить трудоемкую операцию восстановления нейтронного спектра. Определив поток нейтронов, можно вычислить активности целевых изотопов, нарабатываемые в реакциях с нейтронами, для определения наиболее перспективных для фотоядерного производства изотопов, а также условия их генерации [116].

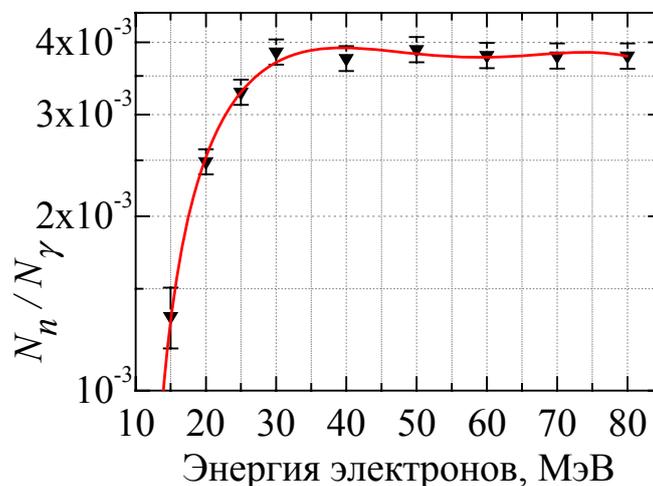


Рис. 5.7. Зависимость N_n/N_γ от энергии налетающих электронов

В работе [117] проведены исследования по увеличению выхода изотопа ^{99}Mo при облучении мишени из природного молибдена смешанным γ, n - излучением. Наряду с экспериментальными исследованиями, было проведено компьютерное моделирование с помощью программы PENELOPE [42], а также с помощью специально разработанных программ с использованием библиотеки классов Geant4 версии 9.4 – одна из разработанных программ базировалась на модели электромагнитных процессов низких энергий “*Penelope*”, другая программа использовала модель “*Livermore*”. Результаты моделирования показали, что модель низких энергий электромагнитных процессов “*Livermore*” и модель “*Penelope*” дают отличающиеся на несколько процентов значения выхода тормозных фотонов в области 60..90 МэВ. На основании экспериментальных данных [117] измерения выхода ^{99}Mo , а также проведенных расчетов с помощью программы PENELOPE был сделан вывод о целесообразности использования в дальнейшем при расчетах с библиотекой Geant4 модель низких энергий электромагнитных процессов “*Livermore*”.

5.2 Облучательный стенд для определения сечения фотообразования изотопа ^7Be

Конвертор тормозного излучения, рассмотренный в разделе 5.1 данной работы, является основной частью облучательного стенда для определения сечения фотообразования ^7Be в Земной атмосфере. Такой конвертор должен обеспечить высокоинтенсивный поток тормозного излучения при граничной энергии электронов 70-90 МэВ. Вследствие того, что ^7Be имеет длительный период полураспада, и реакции его образования по предварительным литературным данным [118, 119] имеют достаточно малое сечение, время облучение мишеней на ускорителе может достигать десятков часов. При этом необходимо обеспечить интенсивный отвод тепла от модуля конвертора путем его охлаждения либо проточной водой, либо потоком воздуха при рассеиваемой в конверторе мощности порядка сотен ватт. Конструкция конвертора также должна исклю-

чать распыление материала под воздействием интенсивного электронного пучка и исключать его вынос охлаждающим реагентом. В остальном же требования к облучательному стенду для экспериментов с бериллием почти идентичны требованиям к конвертору для наработки изотопов. Главное их отличие состоит в том, что конвертор для наработки медицинских изотопов облучается пучком электронов с энергией до 30-35 МэВ, а конвертор для экспериментов по исследованию фотообразования ${}^7\text{Be}$ – длительное время работает на пучках ускоренных электронов с энергией 90 МэВ и более [119]. Повышение энергии электронов с 30-35 МэВ до 90 МэВ приводит к существенному увеличению потока нейтронов, генерируемого конвертором, и значительному накоплению в материале конвертора целого спектра высокоактивных радионуклидов. Поскольку для реакций фотообразования бериллия интенсивный поток нейтронов не является большой помехой, конструкции конверторов отличаются из-за того, что нет необходимости защищать мишени от воздействия как быстрых, так и тепловых нейтронов. Основные усилия при разработке конструкции конвертора следует сосредоточить на исключении воздействия на персонал излучения остаточной активности как конвертора, так и конструкции элементов ускорителя.

Для определения сечения фоторождения Be^7 в реакциях ${}^6\text{C}^{12}(\gamma, X){}_4\text{Be}^7$, ${}^7\text{N}^{14}(\gamma, X){}_4\text{Be}^7$, ${}^8\text{O}^{16}(\gamma, X){}_4\text{Be}^7$ был проведен эксперимент по облучению тормозным излучением на линейном ускорителе электронов ЛУ-40 ряда мишеней, включающих кислород, азот и углерод [118–121]. Упрощенная схема облучательного стенда, имеющая в своем составе конвертор тормозного излучения, представлена на рис. 5.8.

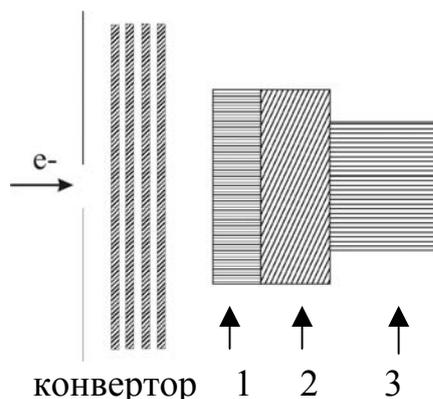


Рис. 5.8. Схема облучения мишениной сборки на ускорителе ЛУ-40

Энергия ускоренных электронов составляла 90 МэВ, ток 3,26 мкА. Химическими веществами, содержащими данные элементы, были выбраны: нитрид бора (BN), нитрид алюминия (AlN), корунд (Al_2O_3), пирографит (C). В качестве тормозного конвертора использовались четыре танталовые (Ta) пластины толщиной 1 мм, разделенные промежутком 1 мм. Для вычисления сечения фото рождения изотопа 7Be необходимо знание плотности потока тормозных фотонов в месте расположения мишеней. С этой целью была разработана математическая модель стенда “КИРТ2” [118–121] для исследования процесса образования изотопа 7Be в мишенях, имеющих в своем составе кислород, азот и углерод. Конвертор тормозного излучения представляет собой 4 цилиндрические пластины диаметром 30 мм и высотой 1 мм из тантала, разделенные слоем воздуха толщиной 1 мм. Материал конвертора (тантал) и геометрические параметры выбраны, исходя из соображений, представленных в подразделе 5.1 данной работы, и результатов исследования процессов, происходящих в составных частях установки. Далее на расстоянии 4 мм расположена мишенная сборка, состоящая из корунда (Al_2O_3), порошкообразного углерода (C), порошкообразного нитрида алюминия (AlN). Характеристики компонент мишенной сборки представлены в таблице 5.2.

С целью уточнения ожидаемых технических характеристик конвертора был проведен вычислительный эксперимент, в котором моделировалось прохождение первичных электронов с энергией 90 МэВ через модель конвертора и мишенной сборки, имеющую параметры, которые соответствуют параметрам экспериментальной мишенной сборки.

Таблица 5.2

Характеристики компонент мишенной сборки

№	Материал	Формула	Диаметр, мм	Высота, мм	Плотность, г/см ³
1	Корунд	Al_2O_3	19,5	3,2	3,97
2	Углерод	C	19,5	5	1,67
3	Нитрид алюминия	AlN	14	6,2	2,06

Для проведения расчетов была разработана компьютерная программа "КИРТ2". Программа разработана на языке C++ с использованием библиотеки классов Geant4. Диаметр пучка первичных электронов задавался равным 5 мм, характеристики распределения параметры пучка электронов задавалась с помощью класса G4UniformRand. Параметры модели мишенной сборки описаны с помощью методов класса KИРТ2DetectorConstruction (определены составные части модели мишенной сборки, в частности, определены геометрические параметры и материалы, параметры визуализации и др.). Программа КИРТ2 имеет два режима работы – пакетный и интерактивный. Пакетный режим работы программы необходим для моделирования прохождения через установку большого количества первичных электронов (с целью набора статистики). Интерактивный режим программы имеет модуль визуализации для наиболее полного представления о взаимном расположении составных частей установки.

При визуализации прохождения частиц через установку можно использовать режим визуализации поверхности или контурный режим. Визуализация установки программно реализована с использованием библиотеки OpenGL. На рис. 5.9 представлен скриншот программы в интерактивном режиме, на котором можно изображен фрагмент модели мишенной сборки (все компоненты отображаются в контурном режиме), траекторию первичного электрона с энергией 90 МэВ, тормозные гамма-кванты (ярко-зеленый цвет) и т. д. Контурный режим визуализации необходим для наиболее полного представления траекторий частиц, а также для более быстрого просмотра результатов.

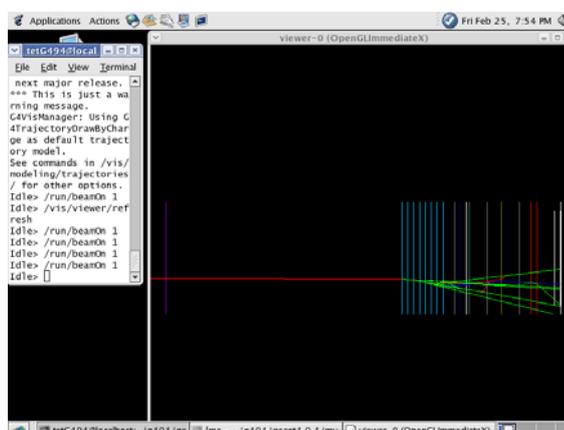


Рис. 5.9. Скрин-шот программы КИРТ2, контурная визуализация

На рис. 5.10 в следующей серии вычислительного эксперимента при выборе опций визуализации были определены видимыми только танталовые пластины (бирюзовый цвет), корунд (красный цвет), углерод (оранжевый цвет), нитрид алюминия (фиолетовый цвет) для наглядного представления и взаимного расположения модели конвертора и модели мишенной сборки. Рисунок 5.10 (а) соответствует наблюдениям из точки с координатами $\theta = 85^\circ$, $\phi = 178^\circ$; рис. 5.10 (б) – $\theta = 60^\circ$, $\phi = 170^\circ$. Для описания физических процессов использовалась модель “*Livermore*” низких энергий электромагнитных процессов [103] (используются данные EPDL97, EEDL97), описанная в объекте-экземпляре класса KIP2PhysicsList, поскольку в разделе 4 данного исследования автором выяснено, что данная модель является более оптимальной. О более предпочтительном использовании модели “*Livermore*” электромагнитных процессов низких энергий взаимодействия излучения с веществом также сделан вывод на основании исследований, проведенных автором в работе [117]. При моделировании отслеживались гамма-кванты с энергией более 20 МэВ, прошедшие через всю сборку, включая мишень Al_2O_3 (корунд), и достигшие мишень С (углерод). Энергии гамма-квантов, достигших мишень С, записывались в текстовый файл для дальнейшей обработки. На рис. 5.11 представлен смоделированный спектр гамма-квантов (синие точки на графике) с энергией в диапазоне от 20 МэВ до 90 МэВ.

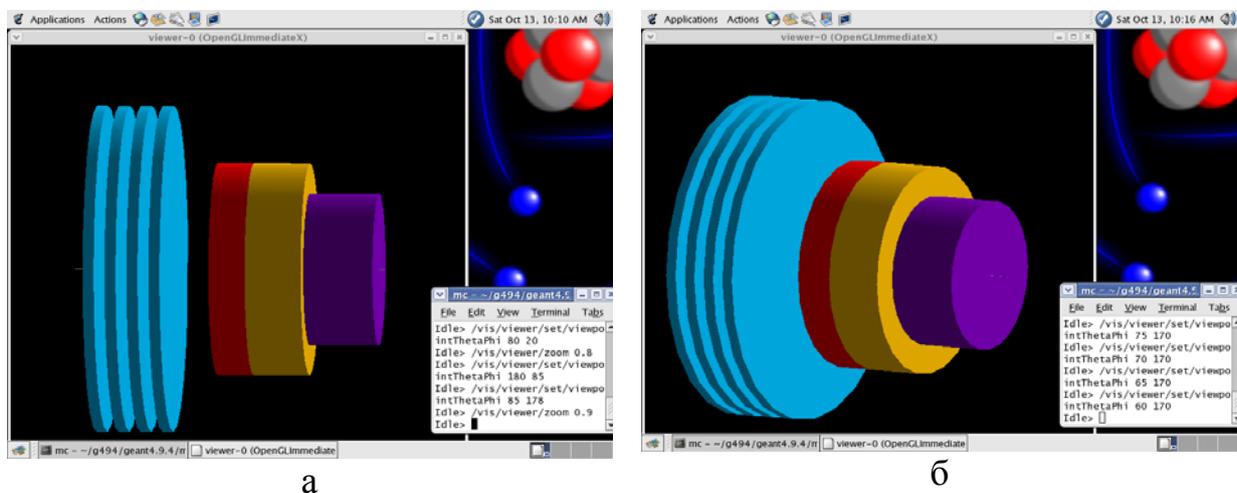


Рис. 5.10. OpenGL-визуализация фрагмента установки, режим «solid»

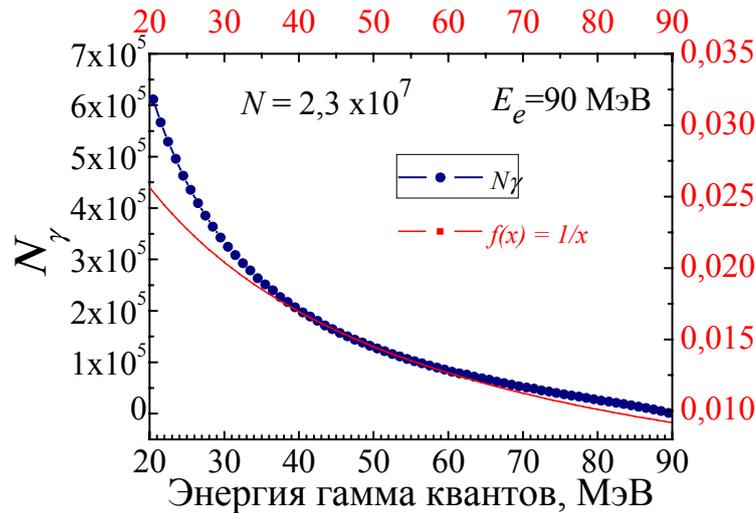


Рис. 5.11. Смоделированный спектр γ -квантов, прошедших через конвертор

Также на рис. 5.11 для сравнения представлен график функции $f(x)=1/x$ (красная линия), поскольку известно [75], что тормозное излучение электронов обладает непрерывным энергетическим спектром, который простирается от нуля до энергий гамма-квантов, равных кинетической энергии электрона, и для тонких мишеней имеет вид, близкий к $1/x$ [75]. Энергия первичных электронов $E_e = 90$ МэВ, количество первичных электронов $N_{events}=2.3 \times 10^7$. На рис. 5.11 заметны различия в низкоэнергетичной части спектра гамма-квантов, поскольку конвертер тормозного излучения имеет толщину немногим более 1 радиационной длины.

Расчет сечения образования изотопа ${}^7\text{Be}$ из различных мишеней производился по формуле (5.2):

$$\sigma = \frac{A_0 \cdot A_m}{\Phi_0 \cdot m \cdot N_{AV} \cdot (1 - e^{-\lambda t}) \cdot 10^{-24}}, \quad (5.2)$$

где σ — сечение, барн;

Φ_0 — плотность потока γ -квантов, $1/\text{см}^2$;

A_0 — активность мишени, Бк;

A_m — атомная масса изотопа мишени,

m — масса изотопа в мишени, г;

t — время облучения, с;

λ – постоянная распада ${}^7\text{Be}$.

На рис. 5.12 представлены смоделированные спектры тормозного излучения с учетом порога фотоядерных реакций на ядрах мишеней N, O, C. Представлены энергетические спектры гамма-квантов с энергией от 18 МэВ до 40 МэВ, прошедшие через различные мишени: Al_2O_3 , C, AlN. Энергия первичных электронов $E_e = 40$ МэВ, количество $N_{events} = 6,24 \times 10^6$.

После предварительного моделирования был проведен эксперимент на электронном ускорителе с энергией 40 МэВ, облучалась сборка мишеней. Измерение активности каждой мишени после облучения проводилось [120] на спектрометрическом комплексе CANBERRA InSpector 2000. Энергетическое разрешение комплекса по линии 1332 кэВ – не ниже 1,74 кэВ, относительная погрешность определения активности – не более 6 %. Плотность потока гамма-квантов тормозного излучения определялась для каждой мишени на основе смоделированного спектра (рис. 5.12) с учетом порога фотоядерных реакций. Результаты расчета средних значений (от порога до 90 МэВ) сечений образования ${}^7\text{Be}$ на различных мишенях представлены в работе [120]. В дальнейшем эти результаты были использованы для вычисления методом разности фотонов сечения фотообразования ${}^7\text{Be}$. С использованием программы TALYS [60, 122] и экспериментальных измерений активности мишеней получены расчетные зависимости сечения фотоядерных реакций образования ${}^7\text{Be}$ на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{16}\text{O}$, представленные в работах [123–124].

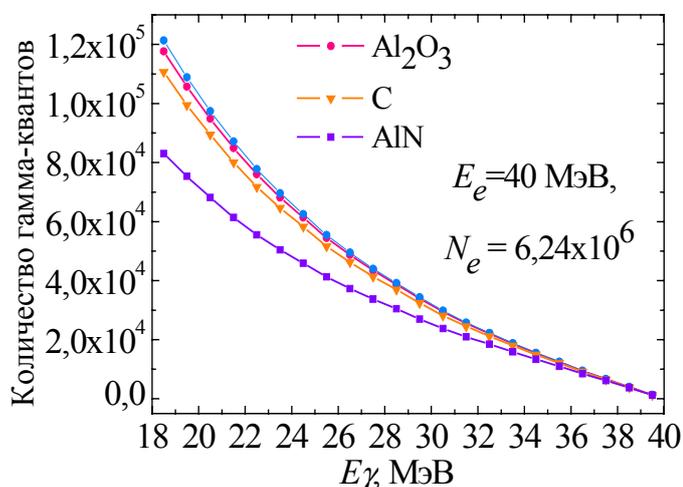


Рис. 5.12. Энергетические спектры тормозных гамма-квантов

В программе TALYS включены различные модели ядерных реакций, охватывающие все основные механизмы реакций, возбуждаемых нейтронами, протонами, фотонами, дейтронами, тритонами, альфа-частицами и ^3He . Доступный энергетический диапазон: 1 кэВ-200 МэВ, масса ядра от 12 и выше. TALYS содержит полное описание всех каналов реакции и различных сечений. Программа TALYS использовалась для оценки сечения образования ^7Be в связи с отсутствием этих данных в литературе [125].

Выводы по разделу 5

1. Разработана и исследована модель конвертора тормозного излучения для исследования характеристик облучательного стенда, применяемого для наработки изотопов; разработаны соответствующие алгоритмы и компьютерные программы, проведен вычислительный эксперимент, позволяющий проводить моделирование методом Монте-Карло характеристик тормозного и нейтронного излучения от мишенного устройства сложной конфигурации. Получены спектральные и угловые характеристики тормозного излучения и потока нейтронов от тормозного конвертора. Показано, что величины потоков гамма-квантов и нейтронов допускают использовать конвертор для производства медицинских изотопов.

2. Методом вычислительного эксперимента проведены исследования выхода и угловых распределений тормозного излучения от толстого конвертора. Вычислен поток ядерно-активных гамма-квантов в диапазоне энергий 20 – 90 МэВ и поток нейтронов в месте расположения мишеней С, N, O. Полученные результаты совместно с экспериментальными исследованиями облученных мишеней использованы для оценки средних значений сечений (от порога до 90 МэВ) реакций $A(\gamma, X)\text{Be}^7$ на элементах С, N и O природного изотопного состава. На основании измеренных сечений фотообразования ^7Be , а также моделирования ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере появилась возможность впервые исследовать вклад фотоядерного механизма в производство космогенного радиоизотопа Be^7 в земной атмосфере.

ВЫВОДЫ

1. Впервые разработана модель и исследованы физические процессы, происходящие в детекторах спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф» научного космического эксперимента «КОРОНАС-ФОТОН». Показано, что разрабатываемый прибор позволит регистрировать электроны в диапазоне энергий $0,2 \div 20$ МэВ; протоны – в диапазоне энергий $3,5 \div 77$ МэВ; альфа-частицы – в диапазоне энергий $13,5 \div 307$ МэВ. Рассчитаны наиболее вероятные значения поглощенных энергий для фиксированных значений энергий первичных частиц, что необходимо для моделирования и оценки отклика детекторов.
2. Проведено моделирование генерации вторичных частиц, определены их типы, количество и относительный вклад. Показано, что в сцинтилляционных детекторах при регистрации протонов образуется абсолютное большинство вторичных частиц. Общее число вторичных частиц, приходящееся на один первичный протон, изменяется от 0,16 до 1,4 при увеличении энергии протонов от 50 МэВ до 300 МэВ. Абсолютное большинство вторичных частиц образовывались в сцинтилляторах D3 и D4. Состав и количество вторичных частиц позволили сделать вывод о незначительном вкладе в возможные радиационные повреждения детекторов.
3. Проведено исследование зависимости угла рассеяния электронов от энергии налетающих электронов, выходящих из детекторов прибора «СТЭП-Ф». Показано, что для первичных электронов с энергией $\sim 4,5$ МэВ и более возможно определение направления прихода частицы путем регистрации её элементами кремниевых матриц с идентичными номерами системы детекторов D1 – D2. Показано, что для протонов с энергией в диапазоне $3,5\text{--}77$ МэВ, альфа-частиц с энергией в диапазоне $13,5\text{--}307$ МэВ возможно определение направления прихода с точностью 8° . Показано, что сигналы от соседних элементов детекторов D1 и D2 не испытывают взаимного влияния при регистрации протонов и альфа-частиц высокой энергии.
4. Впервые разработана и исследована модель прибора для определения направления на точечный источник излучения на плоскости, уточнены технические характеристики разрабатываемого прибора; методом вычислительного эксперимен-

та установлена область применимости прибора: показано, что определение направления на точечный источник γ -излучения возможно в диапазоне азимутальных углов от -40° до 200° . Предложен способ определения направления прихода γ -квантов в систему, в которой детекторы смещены относительно геометрических центров полостей, в которых они расположены. Данная коррекция, внесенная в геометрические параметры детекторного блока прибора, позволяет расширить на 18° диапазон направлений регистрации γ -квантов.

5. Впервые проведено сопоставление экспериментальных данных отношения интенсивности сигналов в детекторах прибора для определения направления на источник γ -излучения и данных двух способов численного моделирования, которое используется в качестве альтернативы лабораторным исследованиям электромагнитных процессов, происходящих в веществе детекторных блоков прибора при регистрации γ -квантов с энергиями до 1 МэВ. Установлено, что модель, базирующаяся на экспериментальных данных Ливерморской национальной лаборатории, для данного класса задач является более эффективной.

6. Разработана и исследована модель конвертера тормозного излучения для исследования характеристик облучательного стенда, методом Монте-Карло смоделированы характеристики тормозного и нейтронного излучения от мишенного устройства сложной конфигурации. Получены спектральные и угловые характеристики тормозного излучения и потока нейтронов от тормозного конвертера, что позволяет использовать конвертер для производства медицинских изотопов.

7. Методом вычислительного эксперимента проведены исследования выхода и угловых распределений тормозного излучения от толстого конвертера, благодаря чему совместно с экспериментальными исследованиями облученных мишеней были проведены оценки средних значений сечений (от порога до 90 МэВ) реакций $A(\gamma, X)\text{Be}^7$ на элементах С, N и O природного изотопного состава. На основании измеренных сечений фотообразования ^7Be , а также моделирования ядерно-электромагнитного каскада в атмосфере появилась возможность впервые исследовать вклад фотоядерного механизма в производство космогенного радиоизотопа Be^7 в земной атмосфере.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Grupen C. Handbook of Particle Detection and Imaging / C. Grupen, I. Buvat. – Springer, 2012. – 1228 p.
2. Ляпидевский В.К. Методы детектирования излучений / В.К. Ляпидевский. – Москва: Энергоатомиздат, 1987. – 408 с.
3. Гурачевский В.Л. Радиационный контроль: физические основы и приборная база / В.Л. Гурачевский. – Минск, 2010. – 88 с.
4. Группен К. Детекторы элементарных частиц / К. Группен; под ред. Л.М. Курдадзе, С.И. Эйдельмана. Новосибирск: Сибирский хронограф, 1999. – 408 с.
5. Hartwig Z.S. Simulating response functions and pulse shape discrimination for organic scintillation detectors with Geant4 / Z.S. Hartwig, P. Gumplinger // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A. – 2014. – V. 737. – P.155–162.
6. Гребенщиков В.В. Детекторы ионизирующего излучения. [Электронный ресурс] / В.В. Гребенщиков. – Санкт-Петербург, 2002. – 18 с. – Режим доступа: <http://www.autex.spb.ru>.
7. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике / Ю.К. Акимов, О.В. Игнатъев, А.И. Калинин, В.Ф. Кушнирук; под ред. Ю.К. Акимова – Москва: Энергоатомиздат, 1989. – 342 с.
8. Lima J.J.P. Nuclear Medicine Physics / J.J. Pedroso de Lima. – Taylor and Francis USA, 2011. – 524 p.
9. Левенец В.В. Спектрометрия гамма-и альфа-излучений полупроводниковыми детекторами на основе CdTe (CdZnTe), изготовленными в ННЦ ХФТИ / В.В. Левенец, А.П. Омельник, А.А. Щур, и др. // Ядерна фізика та енергетика, № 4 (22), 2007. – С. 109 – 113.
10. Ткачук П.М. Визначення функціональних можливостей детекторів ядерного випромінювання з активними елементами на основі монокристалів

- CdTe<Cl> / П.М. Ткачук // Науковий вісник Чернівецького університету, Випуск “Фізика. Електроніка”. – 2005. – № 268. – С. 28–32.
11. Давыдов Л.Н. Радиационная стойкость полупроводниковых детекторов корпускулярного и гамма-излучения / Л.Н. Давыдов, А.А. Захарченко, Д.В. Кутний и др. // Вісник Харківського університету. – 2005. – № 657, Вип. 1(26). – С. 3-22.
 12. Redus R. CdTe Detectors for Quantitative X-Ray Fluorescence [электронный ресурс] / R. Redus, J. Pantazis, [et al.] // Proceedings of the 2007 Denver X-ray Conference “DXC-2007”, July, 30 – August, 3, 2007. – Denver, USA. – 2007. – P. 1–25. – Режим доступа: http://www.dxcicdd.com/07/PDF/Robert_Redus.pdf
 13. Котов Ю.Д. Основные научные задачи спутникового проекта «ФОТОН» по изучению солнечных вспышек / Ю.Д. Котов, В.Н. Юров, С.И. Никольский, И.И. Залюбовский // Изв. РАН. Сер. Физ. – 1997. – Т. 61, № 6 – С. 1162 – 1166.
 14. Труды семинара «Результаты космического эксперимента КОРОНАС-ФОТОН. Предложения по продолжению программы КОРОНАС: Научные задачи и аппаратура» / под. ред. Р.Р. Назирова, И.В. Чулкова, В.Н. Юрова. – Москва: ИКИ, 2012. – 212 с.
 15. Панасюк М.И. Анализатор заряженных частиц «Электрон-М-Песка» [Электронный ресурс] / М.И. Панасюк, Ю.И. Денисов – Москва: МИФИ, 2011. – Режим доступа: http://iaf.mephi.ru/projects/coronas-photon/coronas-photon_electron-m.htm.
 16. Дудник А.В. Научные задачи международного космического эксперимента КОРОНАС-ФОТОН / А.В. Дудник // Космічна наука і технологія. – 2000. – Т. 6, № 2/3. – С. 3 – 12.
 17. Григорьев А.Н. Компьютерное моделирование установки для локализации источника гамма-излучения / А.Н. Григорьев, Т.В. Малыгина, Н.Г. Стервеедов, А.В. Сакун // Труды научно-технической конференции с международным участием «Компьютерное моделирование в наукоемких технологиях КМНТ-2010», Ч. 2. – 2010. – С. 69 – 70.

18. Григорьев А.Н. Устройство для определения направления в пространстве на точечные источники гамма-излучения / А.Н. Григорьев, А.В. Саун, В.В. Марущенко // Материалы международной конференции «Инженерия сцинтилляционных материалов и радиационные технологии ИСМАРТ–2008». – Харьков. – 2008. – С. 50 – 52.
19. Деденко Г.Л. Применение панорамных многомодульных устройств в решении задач радиационного мониторинга / Г.Л. Деденко, Лэй Вин, С.В. Исаков // Сб. науч. тр. «Научной сессии МИФИ–2007» – Москва, 2007. – Т. 17. – С. 105 – 106.
20. Вин Лэй. Исследование отклика ММДУ с различными защитными экранами при регистрации потоков гамма-излучения / Лэй Вин, В.В. Кадилин, Г.Л. Деденко и др. // Сб. науч. тр. «Научной сессии МИФИ–2008» – Москва, 2008. – Т. 3. – С. 177 – 179.
21. Вин Лэй. Сравнение результатов экспериментального и расчётного исследований при определении направления на источник гамма-излучения с помощью ММДУ / Лэй Вин, В.В. Кадилин, Г.Л. Деденко, Тант Зин. // Сб. науч. тр. «Научной сессии МИФИ–2008» – Москва, 2008. – Т. 3. – С. 179 – 180.
22. Беденко Л.Б. Практичне застосування напівпровідникових детекторів іонізуючих випромінювань: гамма-спектрометр ТДК 10 та пристрій для визначення напряму на джерело випромінювання / Л.Б. Беденко, А.Н. Григорьев // Матеріали науково-практичної конференції «Захист населення і території у надзвичайних ситуаціях». – Харків, 2006. – С. 42.
23. Беденко Л.Б. Дослідження способів локації джерел проникаючих ядерних випромінювань / Л.Б. Беденко, А.Н. Григорьев, О.В. Саун, С.М. Коваленко // Системи озброєння та військова техніка. – 2006. – № 4(8). – С. 33 – 37.
24. Shirakawa Y. Remote Sensing of Nuclear Radiation Leakage by a Direction Finding Detector /Y. Shirakawa, T. Yamano, Y. Kobayashi // Proceedings of the International Symposium on Industrial Electronics ISIE-2006, 9 – 13 July 2006, Montreal, Canada. – 2006. – Vol. 4. – PP. 2728–2731.

- 25 Batiy V. Mathematical Modeling to Support Gamma Radiation Angular Distribution Measurements [Электронный ресурс] / V. Batiy, E. Schmieman, O. Stoyanov [et al.] // Proceedings of the 2007 Waste Management Symposium. – Tucson, Arizona, USA, February, 25 – March, 1, 2007. – Режим доступа: <http://www.wmsym.org/archives/2007/#7256>
26. Making Medical Isotopes: Report on the Task Force on Alternatives for Medical Isotopes Production / Editors: A. Fong, T.I. Meyer, K. Zala. – TRIUMF, Canada, 2008. – 94 p.
27. Dovbnya A.N. Conception of Medical Isotope Production at Electron Accelerator / A.N. Dovbnya, N.P. Dikiy, V.I. Nikiforov, V.L. Uvarov // Tenth European Particle Accelerator Conference EPAC 2006, 26 to 30 June, 2006, Edinburgh, Scotland. – 2006. – P. 2343 – 2345.
28. Бураева Е.А. Содержание космогенного Be-7 в приземном слое воздуха умеренных широт / Е.А. Бураева, М.Г. Давыдов, Л.В. Зорина и др. // Атомная энергия. – 2007. – Т. 102, Вып. 6. – С. 370 – 374.
29. Бураева Е.А. Содержание Be-7 в приземном слое воздуха г. Ростова-на-Дону / Е.А. Бураева, М.Г. Давыдов, Л.В. Зорина и др. // Аппаратура и новости радиационных измерений (АНРИ). – 2007. – № 1. – С. 63 – 67.
30. Петрова Т.Б. Содержание бериллия-7 в атмосферном воздухе г. Москвы / Т.Б. Петрова, С.Е. Охрименко, В.К. Власов, П.С. Микляев // Аппаратура и новости радиационных измерений (АНРИ). – 2003. – № 3. – С. 22 – 29.
31. Yoshimori M. Production and behavior of beryllium-7 radionuclide in the upper atmosphere / M. Yoshimori // Advances in Space Research. – 2005. – V. 36. – P. 922 – 926.
32. Кириченко В.В. Исследование реакций $^{12}\text{C}(\gamma, p\alpha)^7\text{Li}$ и $^{12}\text{C}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$ при $E_{\gamma\text{max}}=120$ МэВ / В.В. Кириченко, А.Ф. Ходячих, П.И. Вацет и др. // Ядерная физика. – 1979. – Т. 29, Вып. 3. – С. 572 – 581.
33. Matsumura H. Target-dependence of light fragment production in photonuclear reactions at intermediate energies / H. Matsumura, K. Washiyama, H. Naba [et al.] // Radiochimica Acta. – 2000. – V. 88 (6). – P. 313 – 328.

34. Azmy Y. Nuclear Computational Science / Y. Azmy, E. Sartori. // A Century in Review. – Springer, 2010. – 475 p.
35. Tabata T. An Empirical Equation for the Back-scattering Coefficient of Electrons / T. Tabata, R. Ito, S. Okabe // Nucl. Instrum. and Methods. – 1971. – V. 94. P. 509.
36. Tabata T. An Algorithm for the Energie Deposition by Fast Electrons / T. Tabata, R. Ito // Nucl. Sci. Eng. – 1974. – V. 53. – P. 226 – 239.
37. Zerby C. D. Electron Transport Theory, Calculations and Experiments / C.D. Zerby, F.L. Keller // Nucl. Sci. Eng. – 1967. – V. 27. – P. 190.
38. Zerby C. D. Dencity Transformations for Time Dependent Radiation Transport Problems / C.D. Zerby // Nucl. Sci. Eng. – 1967. – V.29. – P. 151.
39. Berger M. Monte-Carlo Calculation of the Penetration and Diffusion of Fast Charged Particles / M. Berger // Methods of Computational Physics. – 1963. – V. 1. – P. 135 – 217.
40. Sugiyama H. Monte-Carlo Calculation of Electron Backscattering for Lead and Copper with Energies from 3 to 15 MeV. / H. Sugiyama // Bull. Electrotechn. Lab. – 1970 – V. 34 – P. 301.
41. Спанье Дж. Метод Монте–Карло и задачи переноса нейтронов / Дж. Спанье, Э. Гелбард. – Москва: Атомиздат, 1972. – 269 с.
42. Salvat F. PENELOPE-2011. A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport / F. Salvat, J.M. Fernandez-Varea, J. Sempau // Penelope Workshop Proceedings, 4-7 July 2011, Barcelona, Spain. – 2011. – 384 p.
43. Sempau J. Experimental benchmarks of the Monte Carlo code PENELOPE / J. Sempau, J.M. Fernandez-Varea, E. Acosta and F. Salvat // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 207. – 2003. – P. 107 – 123.
44. Azmy Y. Benchmarking the Solution Accuracy of 3-Dimensional Transport Codes and Methods Over a Range in Parameter Space [Электронный ресурс] / Y. Azmy, K. Bekar. // Nuclear Energy Agency. – 2012. – 125 p. Режим доступа до журн.: <http://www.oecd-nea.org/globalsearch/download.php?doc=77868>

45. Ferrari A. FLUKA: a multi-particle transport code / A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fass`o, J. Ranft // Geneva: CERN. – 2011. – 447 p.
46. Battistoni G. FLUKA Capabilities and CERN Applications for the Study of Radiation Damage to Electronics at High-Energy Hadron Accelerators / G. Battistoni [et al.] // Progress in Nuclear Science and Technology. – 2011. – V. 2. – P. 948 - 954.
47. Vlachoudis V. FLAIR: a powerful user friendly graphical interface for FLUKA [Электронный ресурс] / V. Vlachoudis [et al.] // International Conference on Mathematics, Computational Methods & Reactor Physics, May 3–7, 2009, New York. – 2009. – 1 электрон. опт. диск (CD-ROM); Систем. требования: Pentium ; 512 Mb RAM; Windows XP ; MS Word 2000-2003.
48. Kawrakow I. The EGSnrc Code System: Monte Carlo simulation of electron and photon transport / I. Kawrakow, W.Rogers // Ionizing Radiation Standards, NRCC Report PIRS-701. – Ottawa, 2006. – 252 p.
49. Hirayama H. The EGS5 Code System / H. Hirayama, Y. Namito, A.F. Bielajew [et al.] // Stanford Linear Accelerator Center, Report SLAC-R-730. – Stanford, 2005. – 436 p.
50. Yacout A. EGS OvrEzy, the object-oriented visual user interface for the EGS particle transport code / A.M. Yacout, W.L. Dunn // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 213. – 2004. – P. 149 – 154.
51. Halbleib J.A. ITS: The integrated TIGER series of coupled electron/photon Monte Carlo transport codes / J.A. Halbleib, R.P. Kensek [et al.] // IEEE Trans. Nucl. Sci. – 1992. – V. 39 – 134 p.
52. Franke B.C. ITS Version 5.0: The Integrated TIGER Series of Coupled Electron/Photon Monte Carlo Transport Codes with CAD Geometry / B.C. Franke, R.P. Kensek, T.W. Laub // Livermore: Sandia National Laboratories, 2004. – 202 p.
53. MCNP – A general Monte Carlo N-particle transport code, version 5 / under the editorship of F.B. Brown. – Los Alamos: LANL, 2003. – 484 p.
54. Durkee J.W. 3D Monte Carlo and discreet ordinates void coefficient analysis for

- the Los Alamos National Laboratory Omega West Reactor using MCNP and Treedant / J.W. Durkee, R. Streetman [et al.] // Progress in Nuclear Energy. – 1999. – V. 34, № 2. – P. 99 – 142.
55. Jeraj R. Comparisons between MCNP, EGS4 and experiment for clinical electron beams / R. Jeraj, P.J. Keall, P.M. Ostwald // Physics in Medicine and Biology, IOP Publishing. – 1999. – V. 44. – P. 705 – 717.
56. Allison J. Geant4 – a simulation toolkit / J. Allison [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. – 2003. – A 506. – P. 250 – 303.
57. Allison J. Geant4 developments and applications / J. Allison [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2006. – V. 53, № 1. – P. 270 – 278.
58. Geant4 User's Guide for Application Developers. [Электронный ресурс]: 2010. – 327 с. – режим доступа: <http://Geant4.web.cern.ch/Geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/BookForAppliDev.pdf>.
59. Geant4 Physics Reference Manual [Электронный ресурс]: 2010. – 554 с. – режим доступа: <http://Geant4.web.cern.ch/Geant4/UserDocumentation/UsersGuides/PhysicsReferenceManual/fo/PhysicsReferenceManual.pdf>.
60. TALYS 1.6. User manual [Электронный ресурс] / Nuclear Research and Consultancy Group, The Netherlands. – 2013. – 533 с. Режим доступа: <http://www.talys.eu/fileadmin/talys/user/docs/talys1.6.pdf>
61. Koning A.J. TALYS-1.0 / A.J. Koning, S. Hilaire, M.C. Duijvestijn // EDP Sciences: Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, April 22 – 27, 2007, Nice, France. – 2008. – P. 211 – 214.
62. Boswell M. MaGe – a Geant4-Based Monte Carlo Application Framework for Low-Background Germanium Experiments / M. Boswell, J. Detwiler [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2011. – V. 58, № 3. – P. 1212 – 1220.
63. Reed R.A. Application of RADSAFE model the single event upset response of a 0.25 μm CMOS SRAM / R.A. Reed, R.A. Weller, M.H. Mendenhall [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2007. – V. 54, № 6. – P. 898 – 903.

64. Reed R.A. Impact of Ion Energy and Species on Single Event Effects Analysis / R.A. Reed, R.A. Weller, M.H. Mendenhall [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2007. – V. 54, №. 6. – P. 2312 – 2321.
65. Weller R.A. Monte Carlo Simulation of Single Event Effects / R.A. Weller, [et al.] // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 2010. – V. 57, № 4. – P. 1726 – 1746.
66. Connell L.W. Further Development of the Heavy Ion Cross Section for Single Event Upset: Model (HICUP) / L.W. Connell, F.W. Sexton, A.K. Prinja. // IEEE Transactions on Nuclear Science. – 1995. – V. 42, № 6. – P. 2026 – 2034.
67. Радиационная дозиметрия: электронные пучки с энергиями от 1 до 50 МэВ: Доклад 35 МКРЕ / под ред. Радзиевского Г.Б. // Москва: Энергоатомиздат, 1988. – 278 с.
68. Справочник по ядерной физике / Немец О.Ф., Гофман Ю.В. – Киев: Наук. думка, 1975. – 416 с.
69. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения / В.Ф.Баранов. – Москва: Атомиздат, 1974. – 232 с.
70. Горн Л.С. Спектрометрия ионизирующих излучений на космических аппаратах / Л.С. Горн, Б.И. Хазанов. – Москва: Атомиздат, 1979. – 245 с.
71. Tsoulfanidis N. Measurement and Detection of Radiation / N. Tsoulfanidis. – Publishing Office Taylor & Francis, Washington, USA. – 1995. – 637 p
72. The European Physical Journal C. Particles and Fields / Edited by J. Bartels. – Springer, 2000. – V. 15, No 1–4. – 878 p.
73. Amsler C. Passage of particles through matter / C. Amsler [et al.] // Physics Letters B 667, No 1. – 2008. – 48 p.
74. Широков Ю.М. Ядерная физика / Ю.М. Широков, Н.П. Юдин. Москва: Наука, 1980. – 728 с.
75. Беспалов В.И. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом / В.И. Беспалов. Томск: Дельтаплан, 2006. – 368 с.
76. Sigmund P. Particle Penetration and Radiation Effects / P. Sigmund. Springer, 2006. – 437 p.

77. Whitlow H.J. Rutherford scattering cross section: a laboratory exercise [Электронный ресурс] / H.J. Whitlow, R. Norarat, J Julin. – Jyvaskyla, 2011. – 10 p. – Режим доступа: https://www.jyu.fi/science/muut_yksikot/summerschool/en/ph3/lab1.pdf
78. Malykhina T. The results of data processing the Rutherford backscattering physical experiments studies / T. Malykhina // Матеріали міжнародної конференції “Комп’ютерні науки для інформаційного суспільства” 12 – 13 грудня 2012 р. – Луганськ, 2012. – С. 83-85.
79. Дудник А.В. Моделирование прохождения заряженных частиц через спутниковый спектрометр–телескоп СТЭП–Ф / А.В. Дудник, Т.В. Мальныхина // Вестник ХНУ имени В.Н. Каразина, серия физическая. – 2001. – Вып. 3/15, № 529. – С. 53 – 60.
80. Дудник А.В. Компьютерное моделирование прохождения частиц через детекторы спектрометра «СТЭП–Ф» / А.В. Дудник, Т.В. Мальныхина, В.К. Персиков. // Сб. науч. тр. «Научной сессии МИФИ–2003», 27 – 31 января 2003 г., Москва. – 2003. – Т. 7 – С. 51 – 52.
81. Дудник А.В. Компьютерное моделирование поглощенной энергии и пробегов частиц в спектрометре «СТЭП» космического проекта «Попередження» / А.В. Дудник, Т.В. Мальныхина // Космічна наука і технологія. – 2003. – Т. 9, № 1. – С. 15 – 21.
82. Цирлин Ю.А. Оптимизация детектирования гамма-излучения сцинтилляционными кристаллами / Ю.А. Цирлин, М.Е. Глобус, Е.П. Сысоева. – Москва: Энергоатомиздат, 1991. – 152 с.
83. Ahmed S.N. Physics and Engineering of Radiation Detection / S.N. Ahmed. – Elsevier, 2007. – 764 p.
84. Вентцель Е.С. Задачи и упражнения по теории вероятностей / Е.С. Вентцель, Л.А. Овчаров. – Москва: Академия, 2003. – 448 с.
85. Моисеев А.А. Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене / А.А. Моисеев, В.И. Иванов. – Москва: Энергоатомиздат, 1990. – 252 с.

86. Handbook of Nuclear Chemistry / Editors: A. Vertes, S. Nagy, Z. Klencsar [et al.]. – Springer. – 2011. – 3049 p.
87. Богданов А.А. Визуализация данных в Microcal Origin / А.А. Богданов. – Москва: Альтекс-А, 2003. – 112 с.
88. Хилл Ф. OpenGL. Программирование компьютерной графики / Ф. Хилл. – Санкт-Петербург: Питер, 2002. – 1088 с.
89. Dudnik O.V. Computer simulation and calibration the charge particle spectrometer–telescope “STEP–F” / O.V. Dudnik, T. Goka, H. Matsumoto, M. Fujii, V.K. Persikov, T.V. Malykhina // Advances in Space Research. – 2003. – V. 32, № 11. – P. 2367 – 2372.
90. Официальный веб-сайт Государственного космического агентства Украины [Электронный ресурс]. – Режим доступа: <http://www.nkau.gov.ua/nsau/newsnsau.nsf/mainsubjectsR/F82FF0C66F235C2AC2257563004A473D?openDocument&Lang=R>
91. Мальныхина Т.В. Разработка математической модели детекторного блока прибора для регистрации излучения / Т.В. Мальныхина // Тезисы Международной школы-конференции «Тараповские чтения-2013», 29 сентября – 4 октября 2013. – Харьков. – 2013. – С. 102 – 103.
92. Мальныхина Т.В. Компьютерное моделирование установки для локализации источника гамма-излучения / Т.В. Мальныхина, В.В. Марущенко, А.В. Сакун, Н.Г. Стервиедов // Вестн. Харьковск. Ун-та. Сер. МИА. – 2010. – № 925, Вып. 14. – С. 132 – 139.
93. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика: В 2 кн. Кн. 1. Физика атомного ядра. Ч. 1. Свойства нуклонов, ядер и радиоактивных излучений / К.Н. Мухин. – Москва: Энергоатомиздат, 1993. – 376 с.
94. Берестецкий В.Б. Теоретическая физика. Том IV. Квантовая электродинамика / В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – Москва: Наука, 1989. – 728 с.
95. Шпагина В.О. Моделирование процесса локализации в пространстве источника гамма-излучения / В.О. Шпагина, Т.В. Мальныхина, Н.Г. Стер-

- воедов // Материалы третьей Всеукраинской научно-практической конференции молодых ученых и студентов «Информационные процессы и технологии», 26 – 30 апреля 2010 г. – Севастополь. – С. 228 – 231.
96. Малихіна Т. Комп'ютерне моделювання пристрою для локації точкових джерел випромінювання / Т. Малихіна, В. Шпагіна, Л. Шпагіна // Матеріали IV Міжнародної конференції молодих вчених CSE-2010, 25-27 листопада 2010. – Львів. – 2010. – С. 208 – 209.
97. Малихіна Т.В. Використання бібліотеки класів Geant4 в ОС LINUX при розробці програмного забезпечення для моделювання процесів взаємодії випромінювання з речовиною / Т.В. Малихіна // Тези міжнародної науково-практичної конференції FOSS LVIV-2011, 1 – 4 лютого 2011 р. – Львів. – 2011. – С. 94 – 96.
98. Малыгина Т.В. Разработка детекторного блока прибора для локации источника гамма-излучения / Т.В. Малыгина, В.С. Посухов, Н.Г. Стервиедов и др. // Тезисы докладов IX Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 21-25 февраля 2011 г. – Харьков. – 2011. – С. 100.
99. Малыгина Т.В. Разработка переносного прибора для локации источника излучения / Т.В. Малыгина, Н.Г. Стервиедов // Матеріали міжнародної науково-практичної конференції «Перспективи розвитку інформаційних та транспортно-митних технологій у митній справі, зовнішньоекономічній діяльності та управлінні організаціями», 2 грудня 2011 р. – Дніпропетровськ. – С. 112 – 114.
100. Сорока Л.С. Разработка переносного прибора для локации источника излучения / Л.С. Сорока, Н.Г. Стервиедов, Т.В. Малыгина // Вісник Академії митної служби України. Серія “Технічні науки”. – 2011. – № 2 (46). – С. 102 – 109.
101. Малыгина Т.В. Сравнение результатов использования различных моделей электромагнитных процессов в Geant4 при моделировании отклика детекторов прибора для локации точечного источника гамма-излучения /

- Т.В. Малыхина // Материалы Международной научной конференции “Современные проблемы математики и её приложения в естественных науках и информационных технологиях”, 17–22 апреля 2011 г. – Харьков. – С. 102 – 103.
102. Малихіна Т.В. Моделювання електромагнітних процесів низьких енергій взаємодії випромінювання з речовиною при розробці детекторів / Т.В. Малихіна // Вісник Національного технічного університету “ХПІ”. Тематичний випуск “Математичне моделювання в техніці та технологіях”. – 2011. – № 42. – С. 126 – 132.
103. Malykhina T.V. The comparison of the results of different electromagnetic process models in Geant4 for the modeling of the response of the point-like gamma-radiation source detection unit / Malykhina T.V. // Contemporary problems of mathematics, mechanics and computing sciences (under the editorship of N.N. Kizilova, G.N. Zholtkevych). – Kharkov: Apostrof. – 2011. – P. 288 – 294.
104. Веб-ресурс проекта Cygwin. [Электронный ресурс]. – 2011. – Режим доступа: <http://www.cygwin.com/>
105. Малыхина Т.В. Комплекс программ моделирования детекторного блока прибора для локации точечного источника излучения / Т.В. Малыхина // Тезисы докладов X Конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям, 27 февраля – 2 марта 2012 г.– Харьков. – 2012. – С. 52.
106. Малыхина Т.В. Разработка программного обеспечения для обработки данных виртуального физического эксперимента / Т.В. Малыхина, Н.Г. Стервиедов, В.О. Шпагина // Материалы Четвертой Всеукраинской научно-практической конференции «Информационные процессы и технологии. Информатика-2011», 25-29 апреля 2011 г. – Севастополь. – С. 101 – 102.
107. Малыхина Т.В. Программы обработки результатов работы модели устройства для локации источника гамма-излучения / Т.В. Малыхина,

- Н.Г. Стервеедов // Системы обработки информации. – 2012. – Вып. 3 (101). – С. 45 – 49.
108. Архангельский А.Я. Программирование в С++ Builder 6 / А.Я. Архангельский. – Москва: Бином, 2004. – 1152 с.
109. Гаврилюк И.П. Методы обчислень: Підручник у 2 т. / И.П. Гаврилюк, В.Л. Макаров. – К.: Вища школа, 1995. – Т. 1. – 367 с.
110. Завьялов Ю.С. Методы сплайн-функций / Ю.С. Завьялов, Б.И. Квасов, В.Л. Мирошниченко. Москва: Наука, 1980. – 352 с.
111. Самарский А.А. Численные методы / А.А. Самарский, А.В. Гулин. – Москва: Наука, 1989. – 430 с.
112. Dikiy N.P. Production of medical isotopes at electron accelerators / N.P. Dikiy, A.N. Dovbnya, Yu.V. Lyashko [et al.] // Problems of Atomic Science and Technology (PAST). – 2000. – № 2(36). – P. 58 – 61.
113. Малыгина Т.В. Исследование поля смешанного X, n излучения при фотоядерном производстве изотопов / Т.В. Малыгина, А.А. Торговкин, А.В. Торговкин, В.Л. Уваров, В.А. Шевченко, И.В. Шляхов, Б.И. Шраменко // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). – 2008. – № 5(50). – С. 184 – 188.
114. Ковалев В. Вторичные излучения электронных ускорителей / В. Ковалев. – Москва: Атомиздат, 1978. – 305 с.
115. Власов Н.А. Нейтроны. / Н.А. Власов. – Москва: Наука, 1979. – 510 с.
116. Айзацкий Н.И. Фотоядерный выход медицинских изотопов / Н.И. Айзацкий, Н.П. Дикий, А.Н. Довбня и др. // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). – 2008. – № 5(50). – С. 169 – 173.
117. Довбня А.Н. Увеличение выхода изотопа ^{99}Mo при облучении мишени из природного молибдена смешанным γ, n -излучением / А.Н. Довбня, В.В. Митроченко, В.И. Никифоров, С.А. Пережогин, А.Э. Тенишев, А.В. Торговкин, В.Л. Уваров, В.А. Шевченко, Б. И. Шраменко, Т.В. Малыгина // Вопросы атомной науки и техники (ВАНТ). – 2012. – № 4(80). – С. 151 – 154.

118. Безуглов М.В. Фоторождение космогенного бериллия-7 в земной атмосфере [Электронный ресурс] / М.В. Безуглов, В.С. Малышевский, Т.В. Малыхина, А.В. Торговкин, Г.В. Фомин, Б.И. Шраменко // Электронный журнал «Исследовано в России». – 2011. – Т. 14, № 46. – С. 589–601. – Режим доступа: <http://zhurnal.ape.relarn.ru/articles/2011/046.pdf>
119. Безуглов М.В. Фотоядерный канал образования космогенного Be-7 в атмосфере Земли / М.В. Безуглов, В.С. Малышевский, Т.В. Малыхина, А.В. Торговкин, Г.В. Фомин, Б.И. Шраменко // Ядерная физика. – Т. 75, № 4. – 2012. – С. 427 – 431.
120. Bezuglov M.V. Photonuclear Channel of ^7Be Production in the Earth's Atmosphere / M.V. Bezuglov, V.S. Malyshevsky, T.V. Malykhina, A.V. Torgovkin, G.V. Fomin, B.I. Shramenko // Physics of Atomic Nuclei. – 2012. – V. 75, № 4. – P. 393 – 397.
121. Bezuglov M.V. Photonuclear production of cosmogenic beryllium-7 in the terrestrial atmosphere / M.V. Bezuglov, V.S. Malyshevsky, G.V. Fomin, A.V. Torgovkin, B.I. Shramenko, T.V. Malykhina // Physical Review C 86. – 2012. – 024609. – P. 1 – 5.
122. Малихіна Т.В. Вільне програмне забезпечення TALYS для генерування наукових даних та аналізу ядерних реакцій / Т.В. Малихіна // Матеріали Третьої міжнародної науково-практичної конференції FOSS Lviv 2013, 18–21 квітня 2013 р. – Львів. – 2013. – С. 95.
123. Довбня А.Н. Экспериментальные результаты определения сечения фоторождения ^7Be на ядрах ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O в диапазоне энергий 40..90 МэВ / А.Н. Довбня, А.С. Деев, А.В. Казаков, В.А. Кушнир, В.С. Малышевский, Т.В. Малыхина, В.В. Митроченко, С.А. Пережогин, А.В. Торговкин, Г.В. Фомин, Б.И. Шраменко // Тезисы XXIII Международного семинара по ускорителям заряженных частиц 8–14 сентября 2013 г. – Алушта. – 2013. – С. 130.
124. Dovbnya A.N. Experimental Cross-Section Evaluation Data for ^7Be Photoproduction by ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O Nuclei in the Energy Range Between 40...90 MeV /

A.N.Dovbnya, O.S.Deyev, V.A.Kushnir, V.S.Malyshevsky, T.V.Malykhina, V.V.Mitrochenko, S.A.Perezhogin, A.V.Torgovkin, G.V.Fomin, B.I.Shramenko. // Problems Of Atomic Science And Technology (PAST). – 2013. – № 6(88). – P. 192 – 195.

125. Chadwick M.B. Handbook for photonuclear data for applications / M.B. Chadwick, P.Oblozinsky, A.I. Blokhin [et al.] IAEA TECH-DOC, – 2000. – V. 1178. – 284 p. Режим доступа: http://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1178_prn.pdf

Приложение А

Перечень элементов прибора «СТЭП-Ф»

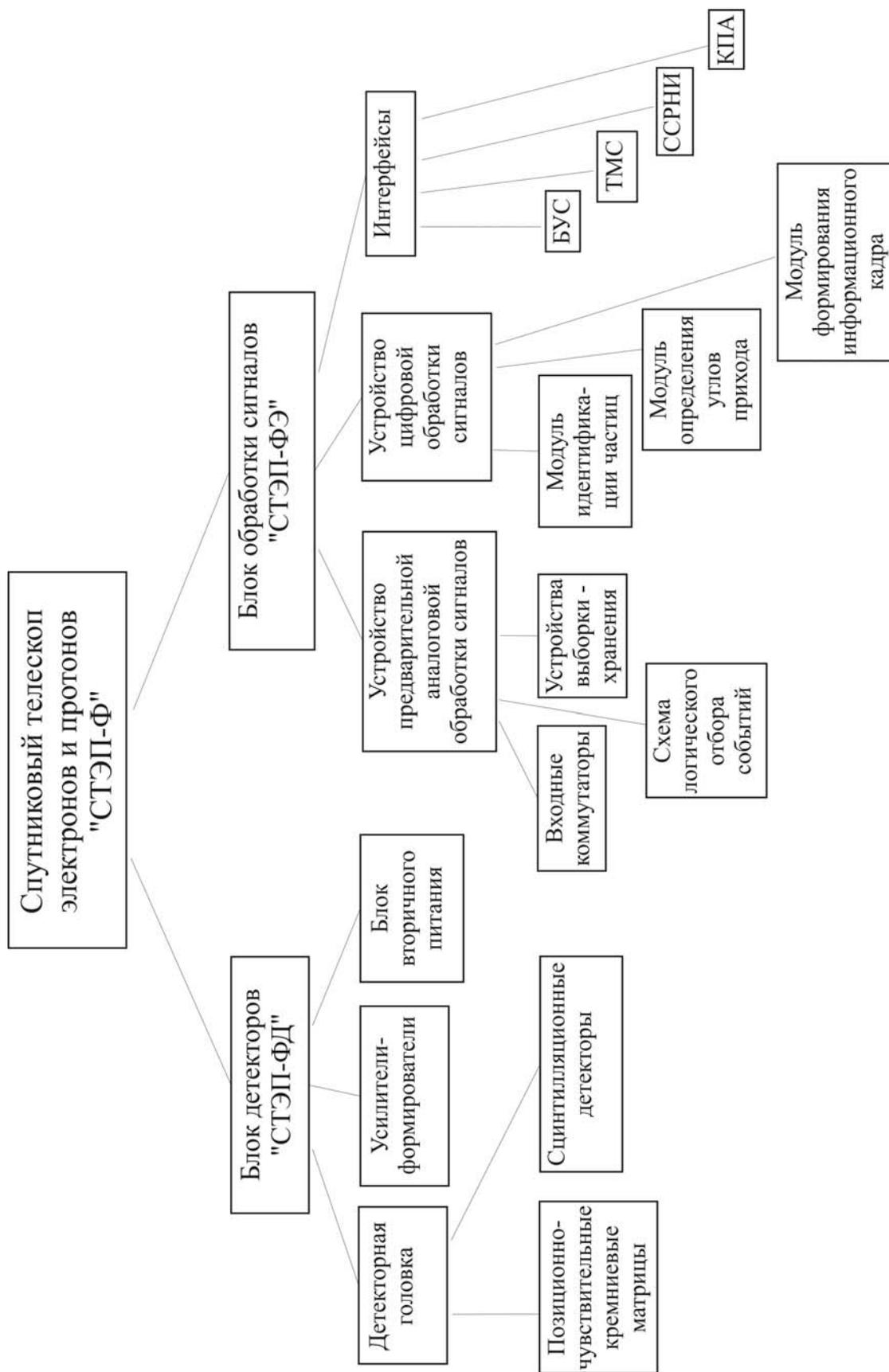


Рис. А.1. Перечень элементов прибора «СТЭП-Ф»

Приложение Б

Листинги основных функций расчетов

Листинг Б1. Аналитические методы

```

#include <iostream>
#include <math.h>
using namespace std;

double delta(double e, double ro, double i, double n0)           //эффект плотности
{
    double m=3, me=0.511;
    double x, c, c1, xa, x0, x1, ax, delta_res, ex0;
    c1 = 1.0 + 2.0*log( ((1.0E+6)*i) / (28.8*(sqrt(ro*n0))) );
    c = (-1.0)*c1;
    delta_res = 0; x0 = 0.2; x1 = 3.0;
    if (i < 0.0001)
        {
            x1 = 2.0;
            if (c1 > -3.681) { x0 = (-1.0)*(0.326*c) - 1.0; }
        }
    if (i >= 0.0001)
        {
            x1 = 3.0;
            if (c1 >= 5.215) { x0 = (-1.0)*(0.326*c) - 1.5; }
        }
    ex0 = (sqrt(exp( (4.6*x0))+1.0) )*0.511;

    if (e > ex0) //т.е., x > x0
        {
            x = log( ((e/me)*(e/me) - 1.0) ) / (2*log(10.0));
            xa = (c1)/(2*log(10.0));
            ax = (2.0*log(10.0))*( xa-x0 ) / (pow((x1-x), m) );
            if (x < x0) delta_res=0;
            else delta_res = 2.0*log(10.0)*x + c + ax*(pow((x1-x), m) );
            if (x > x1) delta_res = 2.0*log(10.0)*x + c;
        }
    return delta_res;
}

```

```

//удельные ионизационные потери электронов
double dei(double e, double ro, double i, double a, double z, double n0)
{
    double res, beta;
    beta = sqrt( 1.0 - 1.0/( (1.0 +e/0.511)*(1.0+e/0.511) ) );

    res = (-0.3)*(z/a)*(0.511*0.511/(beta*beta))*
        ( log(0.511*0.511*e/(2.0*i*i)) + log(beta*beta/(1.0-beta*beta)) -
          2.0*(sqrt(1-beta*beta) - 1.0 + beta*beta)*log(2.0) +
          1.0 - beta*beta + 1.0/8.0 * ( 1.0 - sqrt(1.0 - beta*beta) ) -
          delta(e, ro, i, n0)
        );
    return res;
}

//элементарные (удельные) радиационные потери электронов
double der(double e, double ro, double i, double a, double z, double n0)
{
    double res, krit, pw3;
    double n_av = 2.02e+23; //число Авогадро
    double alfa = 1.0/137.0; //постоянная тонкой структуры
    double r_el = 2.8176e-13; //классич.радиус электрона
    pw3 = pow(z, (-0.3333));
    krit = 137.0*0.511*pw3; res=0.0;
    if (e>0.511)
        {
            if (e>krit)
                res =
                ((4.0*n_av*z*(z+1.0))/a)*alfa*r_el*r_el*e*(log((2*e/0.511))-0.33333);
            else
                res =
                ((4.0*n_av*z*(z+1.0))/a)*alfa*r_el*r_el*e*(log((183*pw3))+1.0/18.0);
        }
    return res;
}

```

/"полные" радиационные потери энергии электронов внутри детектора на глубине,
равной пробегу, г/см²

```
double de_all_r(double e, double ro, double r, double i, double a, double z, double
n0)
{
    double rad=0, ion=0, summ_rad=0, summ_ion=0, e_nal, st_i;
    int nr = 100; //кол-во шагов в формуле интегрирования
    int j;
    st_i = r/nr; //пробег r разбиваем на nr равных частей. Не линейный, а в
единицах плотности

    for(j=1; j<=nr; j++)
    {
        e_nal = e -( summ_rad + summ_ion);
        /* входная энергия e_nal для каждого следующего
           шага равна разности между начальной энергией E0
           и суммой всех потерь энергии до предыдущего шага
        */
        rad = (der(e_nal, ro, i, a, z, n0)) * st_i; // удельные радиационные потери
        ion = (dei(e_nal, ro, i, a, z, n0)) * st_i; //удельные ионизационные потери
        summ_ion = summ_ion + ion;
        summ_rad = summ_rad + rad;
    }

    return summ_rad;
}
```

```
double de_all_i(double e, double ro, double r, double i, double a, double z, double
n0)
```

```
{
    double summ_rad=0, rad, summ0, summ_ion=0, ion, de0=0, e_nal, st_i, b;
    double lan; //критерий
    double ksi2, de_v2; //для 2й формулы вероятных потерь
    int j;
    int nr = 100; //кол-во шагов в формуле интегрирования
```

```

st_i = r/nr; //пробег r разбиваем на nr равных частей. пробег в единицах плотности

for(j=1; j<=nr; j++)
{
  e_nal = e -( summ_rad + summ_ion);
  b = sqrt( (1.0-(1.0/( (1.0+(e_nal)/0.511)*(1.0+(e_nal)/0.511))) ) );
  de0 = (dei(e_nal, ro, i,a, z, n0))*st_i;
  lan = ( 0.15*(z/a)*st_i)/(b*b*e_nal);
  ksi2 = (st_i*0.1536*z)/(a*b*b);

  //вероятные ион.потери на данной глубине ...
  de_v2 = ksi2*( log( (2*0.511*b*b*ksi2)/(i*i*(1.0-b*b)) ) -
    b*b + 0.198 - delta(e_nal, ro, i, n0) );

  //удельные рад.потери на каждом шаге интегрирования
  rad = (der(e_nal, ro, i, a, z, n0)) * st_i;
  summ_rad = summ_rad + rad;

  if (lan<=0.1) ion = de_v2;
  else if ( (lan>0.1) && (lan<=5) ) ion = (de0 + de_v2)/2.0;
  else ion = de0;

  summ_ion = summ_ion + ion;
}
return summ_ion;
}
int main()
{
  /*расчет удельных ионизационных потерь энергии для сравнения с
табличными данными */
  // (при необходимости других расчетов вызываем функции ...
  double E, //энергия электронов
    ro, //плотность вещества
    A, //атомная масса вещества
    z, //атомный номер вещества

```

```

        I, //потенциал ионизации
        n0, //кол-во атомов в единице объема
        E_start=0, E_end, step,
        R, R_start=0, R_end;
cout << "Enter E ro R A z \n ";
cin >> E >> ro >> R >> A >> z;

        double DE = 0;
        int j, N=1000;

        n0 = z/A;
        I = 9.76 + 58,6*pow(z, (-1.19)) * z * (1e-6);

//E_end=E;
        R_end=R;

        step = (R_end - R_start)/N;

        R = R_start;
        while (R < R_end)
        {
            DE = de_all_i(E, ro, R, I, A, z, n0) + de_all_r(E, ro, R, I, A, z, n0);

            cout << R << " " << DE << endl;
            R = R + step;
        }

return 0;

}

```

Упрощенная диаграмма классов модели CSD_KIPT

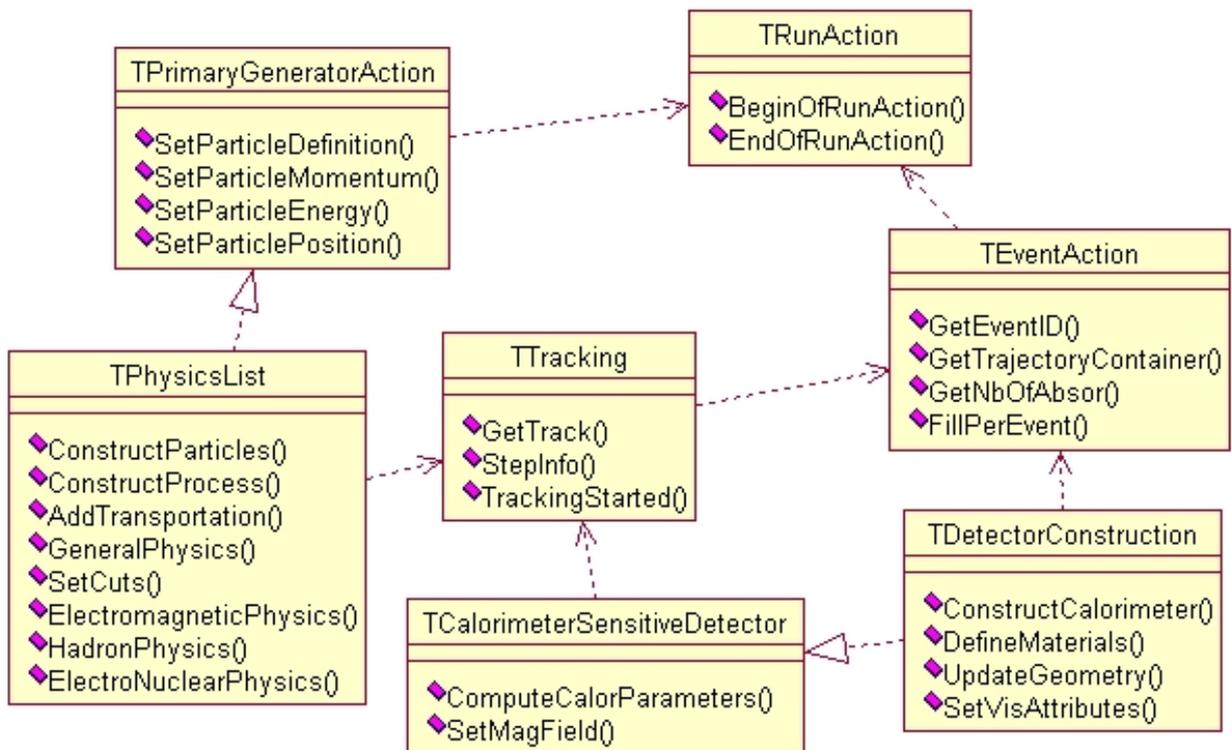


Рис. Б2 Упрощенная диаграмма классов модели

Листинг 3.

```

/* Примеры определения химических элементов и описания материалов в
классе TDetectorConstruction (фрагмент кода программы) */
a=132.9*g/mole;
G4Element* Cs = new G4Element(name="Cesium",symbol="Cs" , z= 55., a);
a=126.9*g/mole;
G4Element* I = new G4Element(name="Iodine",symbol="I" , z= 53., a);
a=24.305*g/mole;
// определение- CsI
density = 4.53*g/cm3;
G4Material* CsI = new G4Material(name="ScintCsI", density, ncomponents=2);
CsI->AddElement(Cs, natoms=1);
CsI->AddElement(I, natoms=1);

// функция для подсчета количества оптических фотонов
void ST1578SteppingVerbose::StepInfo()
{
    CopyState();
    G4int prec = G4cout.precision(3);
    if( verboseLevel == 2 )
    {
        G4int tN2ndariesTot = fN2ndariesAtRestDoIt +
            fN2ndariesAlongStepDoIt  +
            fN2ndariesPostStepDoIt ;
        if(tN2ndariesTot>0)
        {
            G4cout << "\n N (secondary particles) = " << tN2ndariesTot << G4endl;
            for(G4int lp1>(*fSecondary).entries()-tN2ndariesTot;
                lp1<(*fSecondary).entries(); lp1++)
            {

```

```
if (((*fSecondary)[lp1]->GetDefinition()->GetParticleName())=="opticalphoton")
// вывод информации о частице, в случае, если это оптический фотон
{
G4cout // << (*fSecondary)[lp1]->GetDefinition()->GetParticleName()
      << (*fSecondary)[lp1]->GetKineticEnergy()
      << " " << (*fSecondary)[lp1]->GetPosition().x()
      << " " << (*fSecondary)[lp1]->GetPosition().y()
      << " " << (*fSecondary)[lp1]->GetPosition().z() ;
G4cout << G4endl; }
}
}
}
```

Приложение В

Дополнительные графические материалы к разделу 2

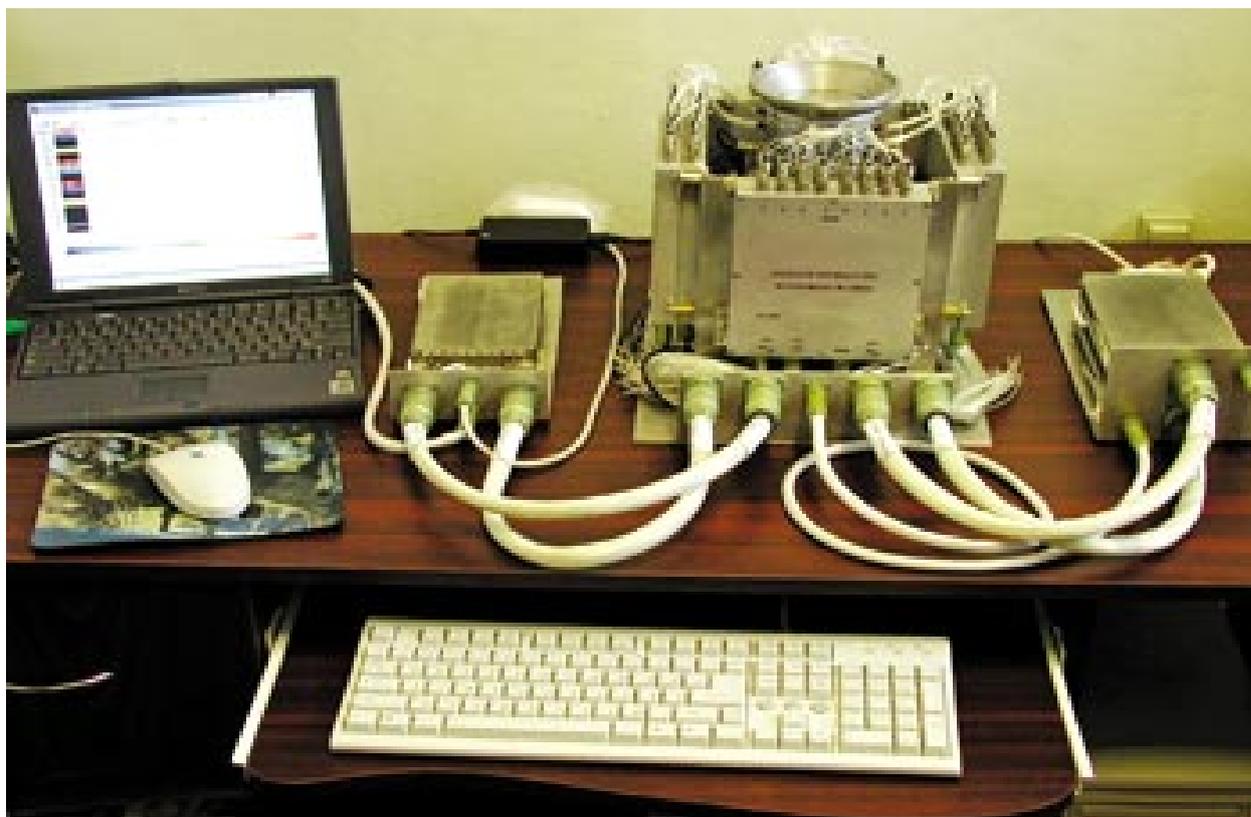


Рис. В.1. Опытный образец спутникового спектрометра-телескопа «СТЭП-Ф»
во время лабораторных испытаний

Приложение Г.

Скрин-шоты программ обработки данных вычислительного эксперимента

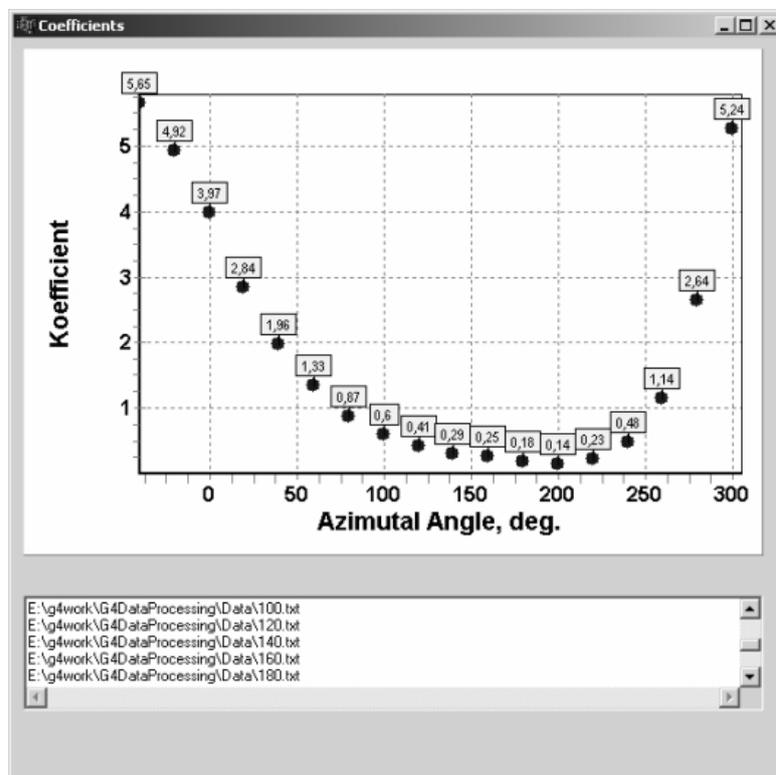
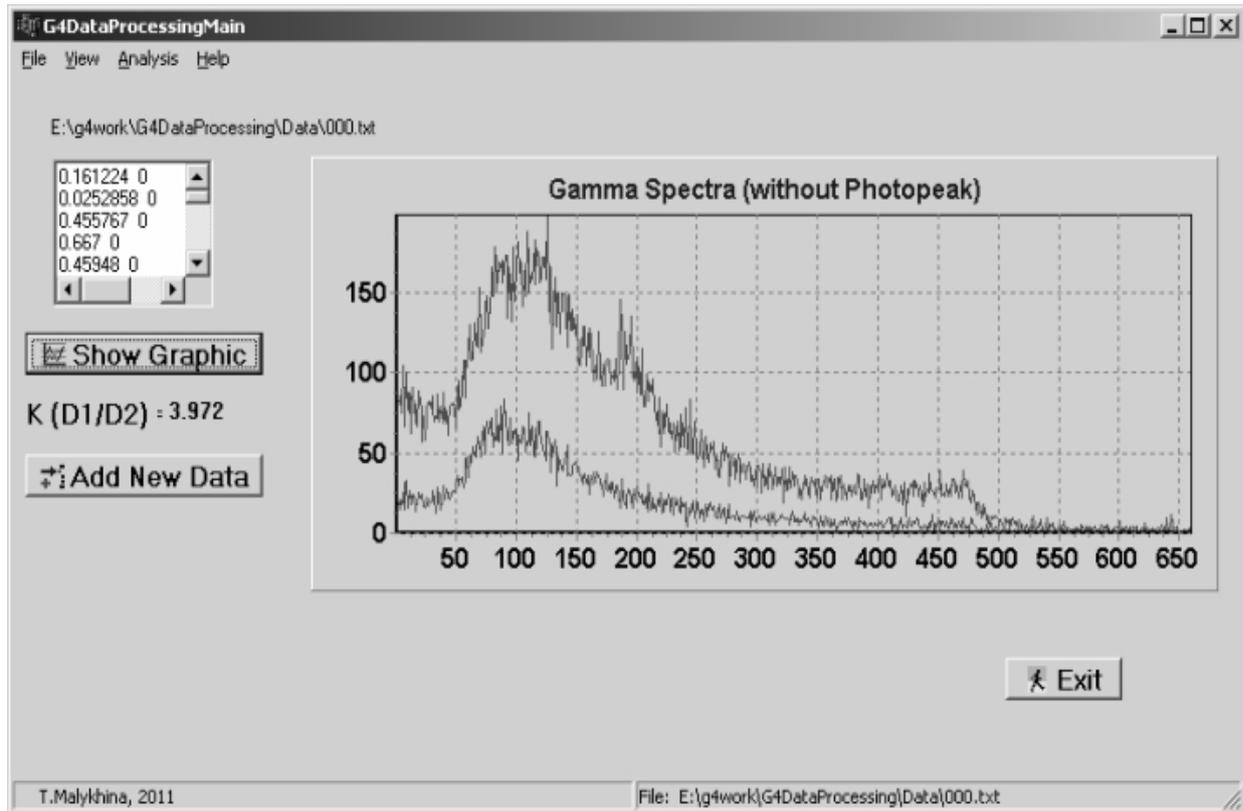


Рис. Г.1. Скрин-шоты программы обработки данных модели детекторного блока, состоящей из двух детекторов D1 и D2

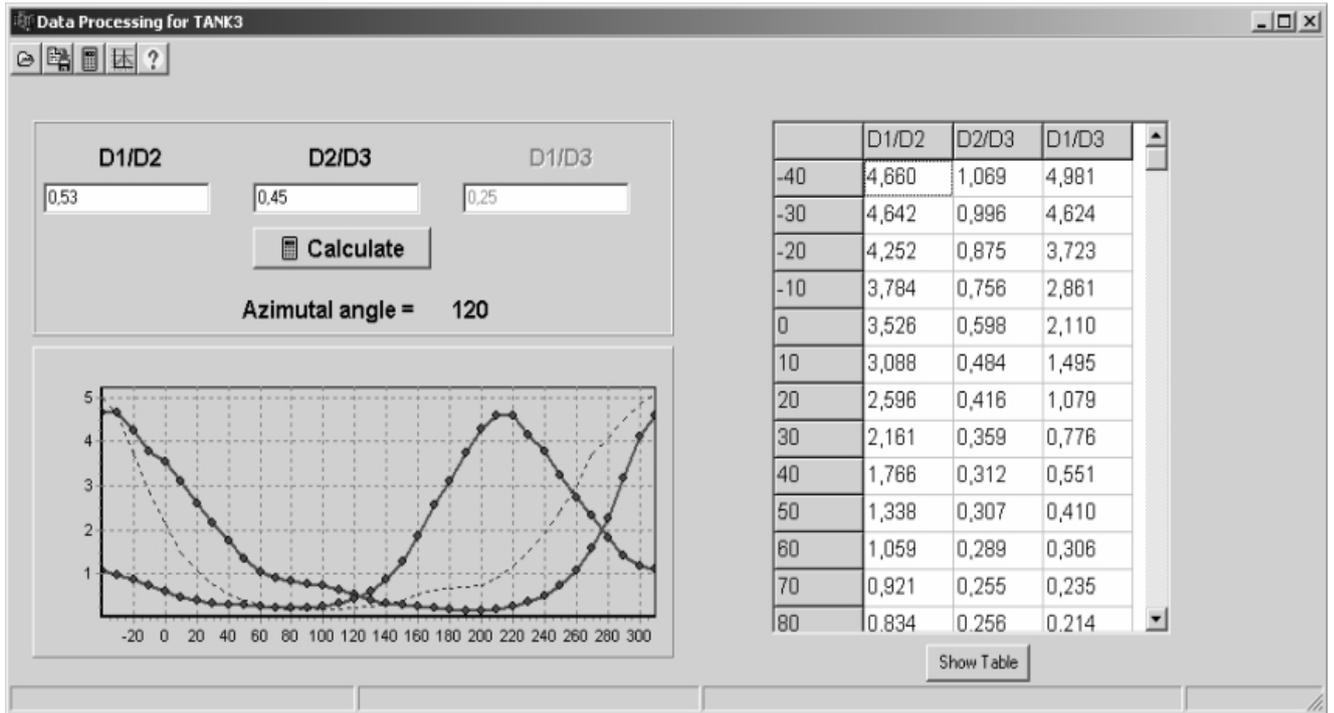


Рис. Г.2. Скрин-шот программы обработки данных модели детекторного блока, состоящей из трех детекторов D1, D2 и D3

**Значения смоделированных коэффициентов отношений сигналов в
детекторах для усовершенствованного детекторного блока прибора
(с тремя детекторами)**

Азимутальный угол	K(D1/D2)	K(D2/D3)	K(D1/D3)
-40	4,660	1,069	4,981
-20	4,252	0,875	3,723
0	3,526	0,598	2,110
20	2,596	0,416	1,079
40	1,766	0,312	0,551
60	1,059	0,289	0,306
80	0,834	0,256	0,214
100	0,756	0,268	0,203
120	0,530	0,450	0,239
140	0,344	0,897	0,308
160	0,289	1,865	0,540
180	0,218	3,094	0,674
200	0,176	4,263	0,751
220	0,261	4,568	1,193
240	0,506	3,788	1,916
260	1,095	2,743	3,003
280	2,256	1,811	4,087
300	4,103	1,182	4,851

Приложение Д

Описание электронного регистрирующего блока устройства

Основой электронного регистрирующего блока устройства является RISC-микроконтроллер PIC16F877A фирмы Microchip, при помощи которого осуществляется подсчет импульсов с детекторов, предварительная обработка информации, её автономная визуализация и передача данных на компьютер.

К его входам подключены два компаратора, преобразующие входные сигналы от детекторов, дисплей, клавиатура, а также микросхемы – преобразователи интерфейса (FT245BM и MAX232) для соединения прибора с персональным компьютером по интерфейсу USB или RS-232. На рис. Д.1 представлена принципиальная схема [100] электронного блока, представляющего собой двухканальный микроконтроллерный счетчик-таймер. Дисплей Winstar WH0802 (2 строки по 8 символов) подключен к порту PORTA микроконтроллера. Дисплей имеет собственный контроллер – HD44780U фирмы Hitachi.

По линиям LCD_D4, D5, D6, D7 (RA0-RA3) осуществляется передача управляющих команд и кодов символов, а линии LCD-RS, LCD_Enable являются управляющими. На дисплей выводится информация о количестве импульсов, которые поступили по обоим каналам, их отношение, заданное время экспозиции, а также информация о режимах работы прибора. Клавиатура прототипа прибора подключена к портам микроконтроллера – RE0, RE1, RC0, RC1 и RB1. Строки клавиатуры подключаются к микроконтроллеру через дешифратор 74AC138 к портам RE0, RE1 (линии обозначены на схеме A0, A1), а столбцы – к портам RC0, RC1 и RB1 (линии PFAHL1, 2, 3). Столбцы клавиатуры сканируются на входах микроконтроллера RC0, RC1 и RB1. С помощью клавиатуры задаются программы работы контроллера и режимы работы счетчика-таймера в целом. Микросхема-преобразователь интерфейсов FT245BM фирмы Future Technology Devices Intl. Limited (USB) подключена к портам контроллера RD0 - RD7 (шина данных DAT0-DAT7) и RB2 – RB7 (линии управления RD, WR, TXE, RXF, PWREN, SI/WU). Фирма-производитель свободно распростра-

няет драйвер для этой микросхемы, который работает в операционных системах Win98/ME/2000/XP. Микросхема 93C46 – это Flash-память небольшого объема, которая необходима для хранения информации. Микросхема-преобразователь интерфейсов MAX232 (RS-232) подключена к последовательному синхронно-асинхронному приемопередатчику USART микроконтроллера – порты RC6, RC7 (TX, RX). Эта микросхема осуществляет преобразование уровней сигналов для подключения портов микроконтроллера к последовательному порту компьютера. Компараторы напряжения изготовлены на интегральных микросхемах KP554CA3. По своему функциональному назначению они являются интегральными дискриминаторами с регулируемой чувствительностью, которые преобразуют входные импульсы положительной и отрицательной полярности, амплитуда которых превышает установленный порог, в стандартные сигналы TTL-уровня. С выходов компараторов импульсы подаются на внутрисхемные счетчики микроконтроллера, где осуществляется их подсчет. Электропитание прибора осуществляется напряжениями +5 В, +12 В, –12 В, а также регулируемым от 10 В до 37 В напряжением для смещения детекторов. К компьютеру счетчик-таймер подключается с помощью интерфейсного кабеля USB либо кабеля RS-232. Экспериментально на действующем макете были проверены точностные характеристики определения направления на источник гамма-излучения ^{137}Cs , и показано, что погрешность определения направления на точечный источник определяется статистической погрешностью измерения числа зарегистрированных гамма-квантов обоими счетчиками.

На рис. Д.2 представлена фотография прототипа разрабатываемого переносного прибора: 1 – усилители; 2 – измерительный блок; 3 – детекторный блок прибора.

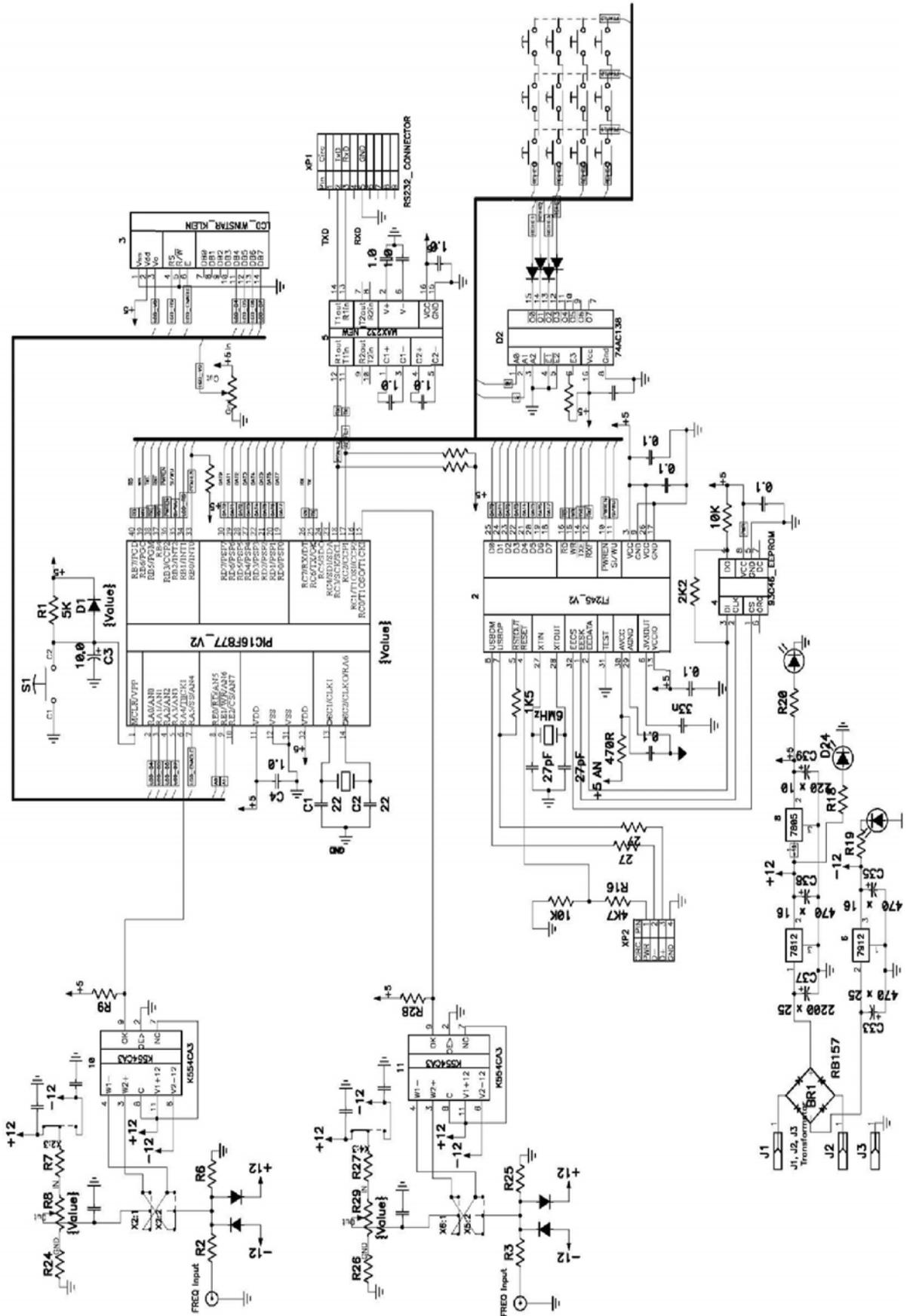


Рис. Д.1. Схема двухканального микроконтроллерного счетчика-таймера



Рис. Д.2. Фотография установки для определения направления на точечный источник излучения:

- 1 – усилители;
- 2 – измерительный блок;
- 3 – детекторный блок прибора