

Школа – Инженерная школа ядерных технологий  
 Направление подготовки – 14.03.02 Ядерные физика и технологии  
 Отделение школы (НОЦ) – Отделение ядерного топливного цикла

### БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА

Тема работы
<b>Моделирование регистрации высокоэнергетических гамма-квантов в СПО Geant4</b>

УДК 621.384.664:539.128

Студент

Группа	ФИО	Подпись	Дата
0А6Б	Чумаков Даниил Камбарбекович		

Руководитель

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Профессор ОЯТЦ ИЯТШ	Варлачев Валерий Александрович	Д.Т.Н.		

Консультант

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Старший научный сотрудник лаб. №33 ЯР	Дудкин Геннадий Николаевич	к.ф.-м.н.		

### КОНСУЛЬТАНТЫ ПО РАЗДЕЛАМ:

По разделу «Финансовый менеджмент, ресурсоэффективность и ресурсосбережение»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОСГН	Кашук Ирина Вадимовна	К.Т.Н.		

По разделу «Социальная ответственность»

Должность	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Ассистент ОЯТЦ	Гоголева Татьяна Сергеевна	к.ф.-м.н.		

### ДОПУСТИТЬ К ЗАЩИТЕ:

Руководитель ООП	ФИО	Ученая степень, звание	Подпись	Дата
Доцент ОЯТЦ	Бычков П.Н.	К.Т.Н.		

## Реферат

Выпускная квалификационная работа содержит 100 страниц, 15 рисунков, 22 таблицы, 30 источников, 6 приложений.

Ключевые слова: гамма-спектрометрия, сцинтилляционный детектор, моделирование, метод Монте-Карло, эффективность регистрации, Geant4, аппаратурный спектр, ИДМ-40.

Объектом исследования является (-ются): восемь детекторов NaI(Tl), находящиеся в оптическом контакте с ФЭУ Hamamatsu R1307, эффективность регистрации гамма-квантов детекторами.

Цель работы - определение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями до 20 МэВ, получаемых на установке ИДМ-40, при различных вариантах расположения детекторов.

В процессе исследования проводились: снятие спектра  $\gamma$ -квантов от AmBe источника, создание программного кода для симуляции аппаратурных спектров, сравнение полученных в симуляции спектров с экспериментальными, оценка влияния анизотропии распределения  $\gamma$ -квантов на эффективность регистрации, анализ финансовой целесообразности исполнения работы, определено соответствие нормам в социальной, правовой и экологической сферах.

В результате исследования создан программный код, позволяющий с помощью метода Монте-Карло моделировать аппаратурные спектры  $\gamma$ -квантов с учетом характеристик реальных детекторов, получены кривые эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов детекторами при различных вариантах их расположения.

Область применения: ядерная физика, спектрометрия ионизирующих излучений.

В будущем планируется дополнение программного кода для учета влияния на вид спектра продуктов взаимодействия нейтронов с материалами установки и влияния наложения амплитуд при спектрометрии с использованием сцинтилляционных детекторов.

## Перечень определений

**ERD-метод:** способ определения концентрации напыления по глубине с помощью упруго рассеянных атомов отдачи под действием потока альфа-частиц, падающих на мишень.

**AmBe источник:** источник нейтронного и  $\gamma$ -излучения, возникающего под действием реакции  ${}^9_4\text{Be} + {}^4_2\text{He} \rightarrow {}^{12}_6\text{C}^* + n$ ;  ${}^{12}_6\text{C}^* \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + \gamma$ ,  $E_\gamma = 4.43$  МэВ.

**Световыход сцинтиллятора:** среднее число сцинтилляционных фотонов, образующихся в кристалле сцинтиллятора при поглощении 1 МэВ энергии; Определяется средней энергией образования сцинтилляционного фотона.

**S-фактор:** форма записи сечений реакций с учетом кулоновского взаимодействия и энергии частиц в системе центра масс.

**Сумматор:** устройство для обработки сигналов от нескольких источников (в данном случае – с сигнальных выходов нескольких ФЭУ), в котором сигналы, поданные на несколько входов, передаются далее на единственный выход.

## **Обозначения и сокращения**

СЦИ, СЦМ – система центра инерции, система центра масс;

ЛСК – лабораторная система координат;

ПШПВ – полная ширина пика на половине его высоты;

ФЭУ – фотоэлектронный умножитель;

ИДМ-40 – ионный диод с магнитной изоляцией, напряжение в ускоряющем межэлектродном промежутке до 40 кВ;

кэВ – килоэлектронвольт,  $1.6 \cdot 10^{-16}$  Дж;

МэВ – мегаэлектронвольт,  $1.6 \cdot 10^{-13}$  Дж;

ХРИ – характеристическое рентгеновское излучение;

ППД – полупроводниковый детектор.

## Оглавление

Введение.....	6
1 Обзор литературы .....	9
1.1 Обзор существующих подходов к моделированию детекторов .....	9
1.2 Исследуемые реакции.....	11
2 Экспериментальная установка ИДМ-40 и сопряженное оборудование ..	13
2.1 Импульсный ускоритель ИДМ-40.....	13
2.2 Тритиевые мишени .....	17
2.3 Эффективность регистрации $\gamma$ -квантов детекторами .....	21
2.4 Конфигурации расположения детекторов .....	24
3 Расчетная часть.....	25
3.1 Метод Монте-Карло в ядерной физике .....	25
3.2 Характеристики рабочей среды для произведения расчета .....	26
3.3 Создание геометрической модели установки ИДМ-40.....	27
3.4 Симуляция реального аппаратурного спектра.....	29
3.5 Получение расчетных спектров.....	32
Заключение .....	36
Список использованной литературы .....	38
Приложение А .....	40
Приложение Б.....	42
Приложение В .....	44
Приложение Г .....	46
Приложение Д .....	49
Приложение Е.....	51

## Введение

В настоящее время особый интерес представляет изучение следующих реакций синтеза в астрофизической области энергий (порядка единиц – десятков кэВ в с.ц.и):  $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$  (5.5 МэВ);  $p + t \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$  (19.8 МэВ);  $t + {}^3\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$  (15.8 МэВ), - в первую очередь для фундаментальной физики – получение и уточнение экспериментальных значений сечений этих реакций в данной области энергий [1, 2] или, в частности, изучение последней реакции, исследование которой может пролить свет на проблему «космологического лития». Однако при энергиях порядка десятков кэВ ожидается, что сечения этих реакций не будут превышать сотен нанобарн. В то же время, присутствие побочных реакций с выходом нейтронов:  $t + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + n + p$ ;  $t + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + n$ ;  $t + t \rightarrow {}^4\text{He} + nn$ ;  $t + t \rightarrow {}^5\text{He} + n$ ;  $d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$  [2] может значительно осложнить получение достоверных данных о выходе исследуемых реакций из-за появления в спектре продуктов этих реакций линий, возникших при взаимодействии нейтронов с материалами детектора и окружающей аппаратуры. Таким образом, требуется создать такую сборку детекторов, которая максимально эффективно регистрировала бы  $\gamma$ -кванты с приведенными выше энергиями.

И хотя для  $pd$  – реакции оценку эффективности регистрации можно произвести с помощью изотопного AmBe источника с энергией  $E_\gamma = 4.432$  МэВ, для оценки эффективности регистрации продуктов реакций с энергиями  $\gamma$ -квантов свыше 10 МэВ нет изотопных источников с близкими энергиями. Экспериментальная оценка потребовала бы значительных затрат времени и ресурсов из-за низких сечений приведенных реакций. В таком случае, более эффективным способом является применение метода Монте-Карло и создание кода, симулирующего регистрацию  $\gamma$ -квантов в специализированных инструментариях ядерной физики, в частности, Geant4.

Актуальность проводимых на ИДМ-40 исследований заключается в необходимости изучения реакций синтеза легких ядер в астрофизической

области энергий (единицы - десятки кэВ в СЦИ) для уточнения их сечений –так, для  $T(^3\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  и  $T(p, \gamma)^4\text{He}$  в данной области энергий достоверно известны лишь теоретические оценки сечений. Изучение поведения этих реакций представляет существенный интерес как для теоретической ядерной физики, так и для астрофизики.

Актуальность данной работы заключается в необходимости создания программного кода, позволяющего моделировать регистрацию частиц детекторами и получать путем расчета аналоги аппаратурных спектров, необходимого для быстрого и точного нахождения эффективности детекторов и определения вклада продуктов побочных реакций в спектр при проведении как ускорительных экспериментов в ядерной физике, так и при работе с источниками ионизирующего излучения.

Целью данной выпускной квалификационной работы бакалавра является определение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями до 20 МэВ, получаемых на установке ИДМ-40, при различных вариантах расположения детекторов.

Для достижения цели поставлены следующие задачи:

1. Произвести поиск и обзор существующих решений по созданию моделей сцинтилляционных детекторов в Geant4;
2. Создать геометрическую модель вакуумной камеры и системы регистрации установки ИДМ-40;
3. Получить из экспериментального спектра аналитической зависимости ПШПВ(E);
4. Создать программный код, позволяющий быстро и достоверно определять эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов системой детекторов;
5. Проверить корректность модели путем сравнения рассчитанных при моделировании спектров с экспериментальными;
6. Получить в отлаженной версии симуляции аппаратурных спектров при различных энергиях  $\gamma$ -квантов от источника;

7. Определить влияние на эффективность регистрации учета анизотропии распределения по углам вылетающих  $\gamma$ -квантов;
8. Получить кривые эффективности из расчетных спектров и определение наиболее эффективной конфигурации расположения детекторов;
9. Проанализировать полученные результатов.



## 1 Обзор литературы

### 1.1 Обзор существующих подходов к моделированию детекторов

В настоящее время при моделировании регистрации  $\gamma$ -квантов сцинтилляционными детекторами в инструментарии Geant4 существует два подхода: упрощенный и полный.

При полном моделировании системы регистрации необходимо создать симуляцию последовательности всех физических процессов от взаимодействия  $\gamma$ -квантов с веществом до усиления выбитых с фотокатода электронов диодной системой в фотоэлектронном умножителе. В этом случае моделируется образование в кристалле детектора сцинтилляционных фотонов, их прохождение через кристалл, отражение от стенок или поглощение на пути к фотокатоду; затем отслеживается процесс выбивания сцинтилляционными фотонами электронов из фотокатода и их размножение в диодной системе, после чего снимается информация о количестве электронов и ставится в соответствие энергии, оставленной продуктами взаимодействия  $\gamma$ -кванта в детекторе. Такой подход хорош для моделирования конкретного детектора с определенными характеристиками кристалла и ФЭУ – он позволяет подобрать материалы таким образом, чтобы посредством симуляции создать детектор с наилучшим разрешением за счет наименьших потерь фотонов на пути к фотокатоду. Однако расчет с использованием такого подхода требует значительных затрат ресурсов компьютера для вычисления траекторий и вероятности поглощения каждого сцинтилляционного фотона.

В свою очередь, при упрощенном моделировании нет необходимости в симуляции образования сцинтилляционных фотонов и отслеживании последующих процессов. В этом случае моделируется лишь взаимодействие  $\gamma$ -квантов с веществом и регистрируется поглощенная в материале детектора энергия, а характеристики, влияющие на вид аппаратного спектра – такие, как световыход сцинтиллятора и шумы ФЭУ, заменяются функциями, получаемыми на основе реальных экспериментальных данных. Эти функции позволяют

создать разброс энергий в полученном при моделировании спектре, аналогичный таковому в реальном детекторе. В случае расчета с использованием такого подхода используются характеристики реального сцинтиллятора, и он может быть использован там, где требуется быстроедействие – например, для расчета эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов.

Первый подход был использован в [3], где производилась симуляция переноса оптических сцинтилляционных фотонов в компонентах детекторов, используемых при однофотонной эмиссионной компьютерной томографии и, соответственно, требовалось создать такую конструкцию, в которой бы были минимальными потери числа фотонов на пути к фотокатоду.

Второй подход был использован в [4], где с помощью симуляции рассчитывалась эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов многослойным сцинтилляционным детектором. В данной работе использовались различные сборки из слоев органического сцинтиллятора BC404 толщиной от 1 до 10 мм. Число слоев доходило до 40; это было сделано с целью определения направления прилета  $\gamma$ -квантов. При взаимодействии  $\gamma$ -кванта с материалом детектора электрон, которому была передана энергия, теряет в достаточно тонком слое не всю энергию; в то же время, по оставленной в одном слое энергии можно определить расстояние, пройденное в нем электроном, а фиксируя результаты с нескольких слоев, можно определить энергию  $\gamma$ -кванта.

При создании такой симуляции необходимыми результатами являются эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов и спектры энерговыделений в отдельных слоях, следовательно, нет необходимости утяжелять программу расчетом переноса сцинтилляционных фотонов в кристалле по пути к ФЭУ – достаточно использовать заранее известные характеристики сцинтиллятора BC404 и ФЭУ Hamamatsu R7600U-200.

Таким образом, в зависимости от требуемых при проведении расчета результатов, могут быть применены как подход с полным описанием физических процессов в детекторе, так и упрощенный. В данной работе целью является нахождение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов для различных

конфигураций расположения детекторов, в связи с чем оправданным является использование упрощенного подхода к моделированию процесса регистрации  $\gamma$ -квантов.

## 1.2 Исследуемые реакции

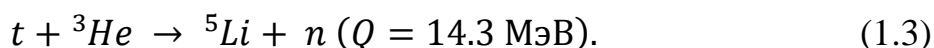
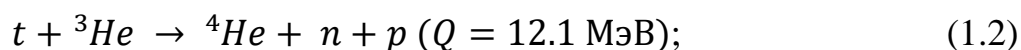
В настоящее время на установке ИДМ-40 производится подготовка к изучению реакции  $T(^3\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  с энергией  $\gamma$ -кванта в 15.8 МэВ в диапазоне энергий ионов  $^3\text{He}^+$  от 18 до 38 кэВ. Путем экспериментальных исследований выхода реакции планируется получить значения сечения реакции и, соответственно, астрофизического S-фактора. В настоящее время в этой области энергий существуют только теоретические оценки сечения этой реакции; ожидается, что сечение этой реакции будет в районе  $10^{-34}$ - $10^{-33}$  см<sup>2</sup> для ионов с энергиями 30-38 кэВ в оптимистичном предположении, что S-фактор для этой реакции не ниже 0.51 кэВ·барн [5]. Следовательно, необходимо построить максимально эффективную систему регистрации  $\gamma$ -квантов высоких энергий.

Сечение реакции связано с S-фактором следующим соотношением:

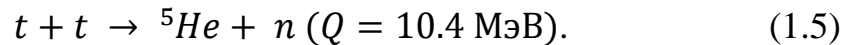
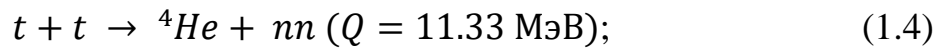
$$\sigma(E) = \frac{\exp[-2\pi\eta]}{E} \cdot S(E), \quad (1.1)$$

где  $\eta = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar^2 v^2}$  – параметр Зоммерфельда,  $Z_1 Z_2 e^2$  – произведение зарядов вступающих в реакцию ядер,  $v$  – скорость относительного движения сталкивающихся частиц.

Кроме того, реакция взаимодействия ионов  $^3\text{He}^+$  с ядрами трития может протекать по нескольким каналам, в том числе:



Исследование реакции  $T(^3\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$  будет затруднено нейтронным фоном, возникающим в приведенных выше каналах этой реакции [6]. Кроме того, дополнительным источником нейтронного фона при исследовании реакций  $T(^3\text{He}, \gamma)^6\text{Li}$ ,  $T(\text{H}, \gamma)^4\text{He}$  является процесс упругого рассеяния ионов  $^3\text{He}$  на атомах трития, с передачей энергии ядрам трития и последующими реакциями взаимодействия ядер трития с ядрами трития мишени:



В итоге ожидается высокий уровень нейтронного фона.

Для того чтобы определить эффективность регистрации установкой  $\gamma$  – квантов с такой энергией, было предложено привлечь реакции  $T(\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$  и  $d(\text{p}, \gamma){}^3\text{He}$ .

Ранее изученная реакция  $d(\text{p}, \gamma){}^3\text{He}$  с  $E_\gamma = 5.5 \text{ МэВ}$  была предложена для создания программы, позволяющей моделировать регистрацию  $\gamma$ -квантов детекторами при различной конфигурации их расположения. Затем экспериментальные и полученные при моделировании величины предполагается сравнить и сделать выводы о доработке программы либо, если программа работает корректно, провести ряд расчетных экспериментов и выбрать подходящую конфигурацию, позволяющую наиболее эффективно регистрировать  $\gamma$ -кванты.

Затем программу следует настроить на работу с  $\gamma$ -квантами с энергией  $E_\gamma=19.8 \text{ МэВ}$  из реакции  $T(\text{H}, \gamma){}^4\text{He}$ . Сечение этой реакции при энергии протонов  $E_p=10 \text{ кэВ}$  в СЦИ (соответствует  $18 \text{ кэВ}$  в ЛСК) составляет  $\sigma = 4 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$  [7]. Кроме того, как было указано в [7], дифференциальное по углам сечение этой реакции не представляет собой постоянную величину, а значит, выход  $\gamma$ -квантов под разными углами относительно направления прилета протона будет неравномерным. В таком случае, предлагается сравнить полученные в результате расчета спектры с изотропным в  $4\pi$  распределением вылетающих  $\gamma$ -квантов и спектры с распределением, заданным в [7].

Наконец, расчет методом Монте-Карло в уже отлаженной программе позволит получить надежное значение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов для энергии  $E_\gamma = 15.8 \text{ МэВ}$ .

## 2 Экспериментальная установка ИДМ-40 и сопряженное оборудование

Проведение экспериментальных исследований осуществляется на импульсном ускорителе холловского типа ИДМ-40 (рис. 1).

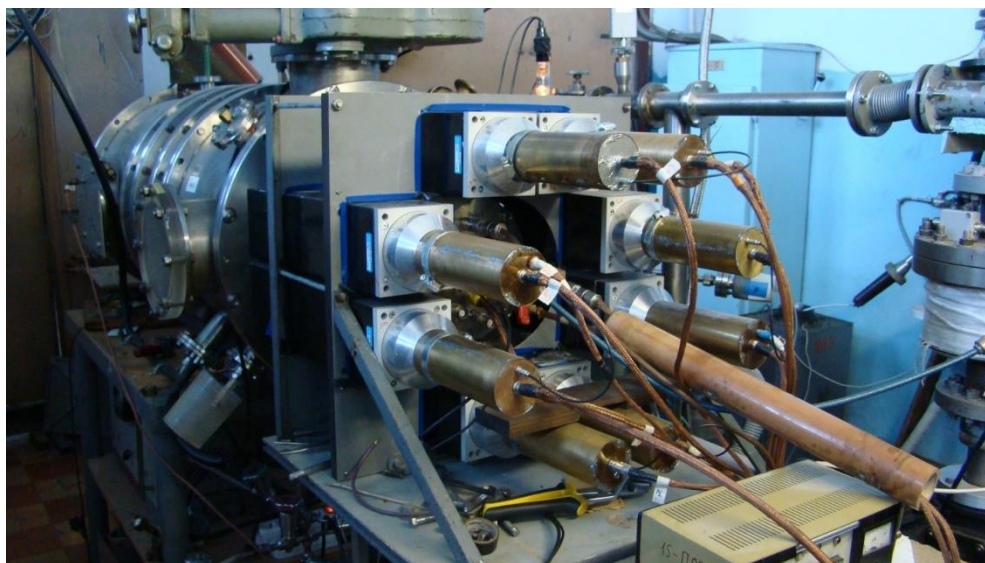


Рисунок 1 - Установка ИДМ-40 с восемью NaI(Tl) детекторами вокруг мишенного узла

Детектирующими устройствами являются 8 детекторов NaI(Tl) с размерами кристаллов  $10 \times 10 \times 40 \text{ см}^3$  с ФЭУ Hamamatsu R1307; сигналы с них подаются на входы осциллографов Tektronix DPO 2024, после чего передаются в компьютер и поступают в рабочую программу. В рабочей программе происходит сохранение информации об амплитуде сигнала, номере детектора, на котором он был зарегистрирован и времени регистрации с подачи сигнала на выстрел. Далее подробно будут описаны составляющие части экспериментальной установки.

### 2.1 Импульсный ускоритель ИДМ-40

Для исследования реакций с низкими ( $\sigma = 10^{-36} \div 10^{-30} \text{ см}^2$ ) сечениями в области ультранизких энергий  $\sim 2 - 40 \text{ кэВ}$  была создана установка, способная создавать высокоинтенсивные ( $\sim 10-100 \text{ А}$ ) пучки легких ионов  $\text{H}^+$ ,  $\text{D}^+$ ,  $\text{He}^+$  в диапазоне длительностей импульса  $\sim 1-50 \text{ мкс}$ . В используемой установке основным устройством является импульсный источник ускоренных ионов - ионный диод с магнитной изоляцией (ИДМ – 40), схема которого приведена на рис. 2 [2].

Импульсный режим работы ускорителя с относительно высоким значением количества ускоренных частиц за один импульс (до  $5 \cdot 10^{14}$  частиц) позволяет значительно упростить задачу с фоновыми измерениями. Сам рабочий импульс длится не более 10 мкс, в течение которых пучок ускоренных ионов падает на мишень и, соответственно, происходит регистрация сигналов детекторов [2].

Фоновые частицы регистрируются в течение такого же промежутка времени, но без подачи пучка. Таким образом, параллельно с накоплением событий с детекторов накапливаются события, обусловленные только внешним фоном. Это является преимуществом установки, так как позволяет более эффективно исключать влияние фоновых частиц за счет короткого времени регистрации событий интересующей реакции.

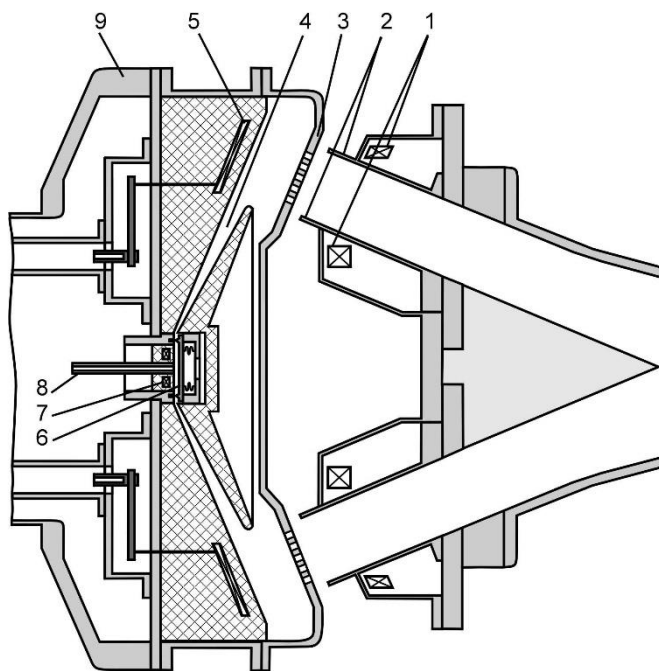


Рисунок 2 - Конструктивная схема холловского источника ионов:

- 1 — катушки изолирующего магнитного поля; 2 — конические катоды; 3 — анод; 4 — сопло Лавалья; 5 — ударная катушка; 6 — импульсный газовый клапан; 7 — катушка клапана; 8 — подвод газа; 9 — анодная полость

Кроме того, для измеряемых энергий около 20 МэВ единственным источником фоновых событий в этой области энергий может быть лишь мюонное космическое излучение. Средние энергопотери космических мюонов при прохождении в NaI составляют  $\frac{dE}{dx} = 3.667 \frac{\text{МэВ} \cdot \text{г}}{\text{см}^2} = 4.785 \frac{\text{МэВ}}{\text{см}}$  [8].

Плотность потока мюонов на широте г.Томск ( $56^\circ$  с.ш.) составляет  $120 \frac{\text{мюонов}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}}$  [9]. При такой плотности потока на сборку детекторов общей площадью  $8 \cdot 0.1 \cdot 0.4 = 0.32 \text{ м}^2$  за секунду падает около 38 мюонов; в то же время, регистрация сигналов детекторами происходит за 10 мкс, следовательно, за один выстрел вероятность зарегистрировать мюоны составляет  $3.8 \cdot 10^{-5}$ .

В таком случае, влияние космического фона на получаемые спектры мало. Такой малый вклад космического излучения в измерения за счет импульсного режима работы является достоинством установки, так как для установок с постоянным потоком падающих частиц исключение фоновых событий достигается за счет снижения интенсивности потока космического излучения при проведении экспериментов под землей.

В ускорителе для генерации предварительной плазмы используется ударная катушка. В этом случае в области вихревого электрического поля, возникающего при разряде колебательного LC - контура (ударная катушка) происходит ионизация рабочего газа, напускаемого с помощью импульсного газового клапана. Металлический корпус, в котором расположены ударная катушка и газовый клапан, закреплен на изоляторе [2].

Через концентрические прорезы в торцевой части корпуса ионизованный газ поступает в область ускорения. Разность потенциалов, определяющая ускоряющее напряжение, прикладывается между корпусом (анод) и заземленным катодом. В катоде встроены магнитные катушки для создания радиального магнитного поля в области ускорения ионов. Магнитное поле необходимо для подавления электронной проводимости (магнитная изоляция) [2].

Ускоренные ионы транспортируются по коаксиальному конусному каналу. Использование конусной геометрии позволяет обеспечить определенную фокусировку ионного потока на мишени. Перед мишенью располагается сетка под отрицательным потенциалом (- 150 В) для очищения ионного потока от электронов и для подавления вторичной ионно-электронной эмиссии из

мишени. Подавление вторичной эмиссии из мишени необходимо для корректного измерения количества падающих на мишень ускоренных заряженных частиц [2].

Продукты исследуемых реакций регистрируются детекторами, расположенными вокруг мишенного узла. В исследуемой реакции используются детекторы на основе кристаллов NaI(Tl) размерами  $10 \times 10 \times 40$  см<sup>3</sup>, находящихся в оптическом контакте с ФЭУ Hamamatsu R1307.

Данные о параметрах ускорителя и сигналы с детекторов записываются на запоминающие осциллографы Tektronix DPO 2024. Информация с осциллографов списывается в ЭВМ и обрабатывается по заданным программам. Программы обеспечивают работу устройства в автоматическом режиме с частотой до 0.1 Гц; обработанные результаты сохраняются в рабочей директории и доступны для дальнейшей обработки.

Для поддержания вакуума в камере ИДМ-40 на уровне не выше  $10^{-7}$  торр и удаления напущенного в камеру при предыдущих выстрелах газа применяются турбомолекулярный насос TMP 403 со скоростью откачки 350 л/с и криогенный CryoPlex8 со скоростью откачки 2500 л/с. Для контроля состава остаточного газа используется квадрупольный масс-анализатор Extorr XT100.



## 2.2 Тритиевые мишени

При работе с установкой используются мишени, содержащие тритий. Мишени были изготовлены методом магнетронного напыления титана и внедрения трития в его кристаллическую решетку по методу Сивертса.

При одновременном повышении температуры среды и давления газообразного трития в камере напыления повышается растворимость трития в титане, в результате чего образуется устойчивое соединение со стехиометрией  $TiT_{1.7}$ . В свою очередь, при магнетронном осаждении такого соединения на подложку образуется кристаллическая структура титана, в ячейки которой оказывается внедрен тритий.

Всего изготовитель АО «ВНИИНМ» им. А.А. Бочвара, г. Москва, предоставил 4 тритиевых мишени с паспортной активностью 366 ГБк, площадью 74 см<sup>2</sup> и толщиной нанесенного слоя 1.5 мкм каждая. Подложкой является молибденовый диск диаметром 97 мм и толщиной 0.2 мм, на одну из торцевых поверхностей которого нанесен слой тритида титана. В ОИЯИ, г. Дубна, было произведено измерение распределения концентрации атомов трития по глубине слоя мишени методом детектирования ядер трития отдачи (ERD-метод) с использованием пучка  $\alpha$ -частиц с энергиями 2.3 МэВ, создаваемого с помощью ускорителя Ван-де-Граафа лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Исследование однородности напыления по площади было произведено в НИ ТПУ непосредственно перед началом работ при помощи метода электронно-флуоресцентного анализа. Сущность метода заключается в регистрации характеристического рентгеновского излучения титана, вызываемого электронами, возникающими при  $\beta$ -распаде ядер трития и тормозящимися в слое титана.

Тритий, радиоактивный изотоп водорода, имеет период полураспада  $T_{1/2}=12.262$  года; для него характерен  $\beta^-$ -распад с образованием изотопа  $^3He$ . Спектр испускаемых тритием  $\beta^-$ -частиц представлен на рис. 3. Средняя энергия  $\beta^-$ -частиц составляет 5.7 кэВ, энергия пика равна 3.58 кэВ; максимальная равна  $E_{\beta}$

= 18.6 кэВ [10], чего вполне достаточно, чтобы возбудить характеристические  $k\alpha$  и  $k\beta$  рентгеновские линии титана с энергиями  $E_{k\alpha} = 4.51$  кэВ и  $E_{k\beta} = 4.93$  кэВ [11].

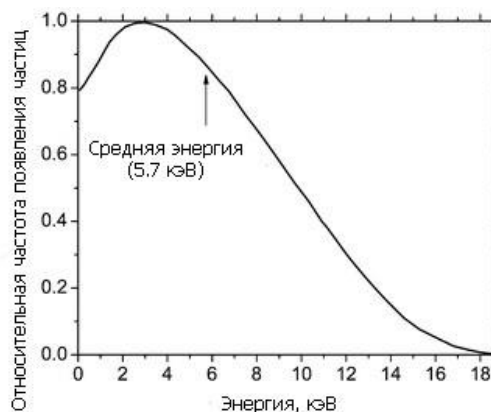


Рисунок 3 – Энергетический спектр электронов  $\beta$ -распада трития [10]

Регистрируя интенсивность испускания этих рентгеновских линий по площади мишени, можно определить активность трития в секторах измерения и, соответственно, равномерность его распределения по площади мишени.

Для регистрации рентгеновских линий применена спектрометрическая система «АЛДАН» (рис. 4) фирмы Аспект на основе полупроводникового кремниевого детектора ППД «БДЕР-КИ-11К»  $d=12$ мм, с коллимацией.



Рисунок 4 – Спектрометрическая система «АЛДАН» и тритиевая мишень

В окне детектора расположена бериллиевая пластинка толщиной  $h=25$  мкм. В качестве коллиматора используется насадка из фторопласта толщиной  $h_{col} = 2$  мм с вырезанным на ее торце по центру отверстием диаметром  $d_{col} = 4$  мм. Детектор располагается на подвижной части штатива для его контролируемого

перемещения по высоте и в плоскости измерений. В нижней части штатива располагается подставка, на которую закрепляется мишень.

Перед снятием спектров была проведена энергетическая калибровка и калибровка по ПШПВ спектрометрической системы с помощью источника  $^{241}\text{Am}$  по известным линиям характеристического излучения 13.95, 17.75, 20.78, 26.30 кэВ. В дальнейшем были измерены спектры излучения от мишеней. Характеристическое рентгеновское излучение титана, возбуждаемое электронами, появляющимися в результате  $\beta$ -распада трития, обладает следующими энергиями:  $E_{k\alpha} = 4.51$  кэВ и  $E_{k\beta} = 4.93$  кэВ. Относительные интенсивности этих линий составляют 0.84 и 0.16 соответственно. Таким образом, на типичном снятом спектре (рис. 5) хорошо видны пик ХРИ 4.51 кэВ и пик вылетающих из мишени электронов 3.58 кэВ.

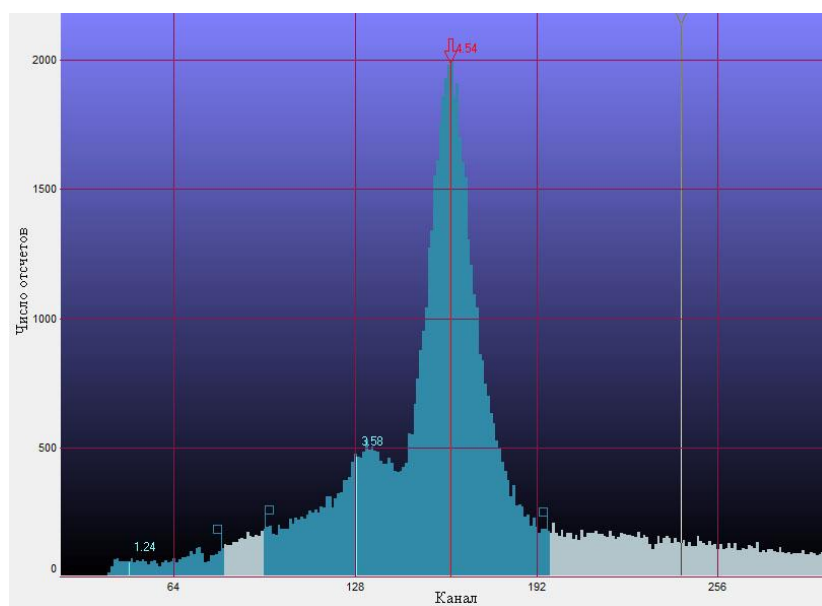


Рисунок 5 – Спектр излучения от мишени TiT №2

Для изучения равномерности распределения трития по площади мишени были разбиты на 5 секторов с равной площадью, в которых проводились измерения. Схема разбиения приведена на рис. 6.

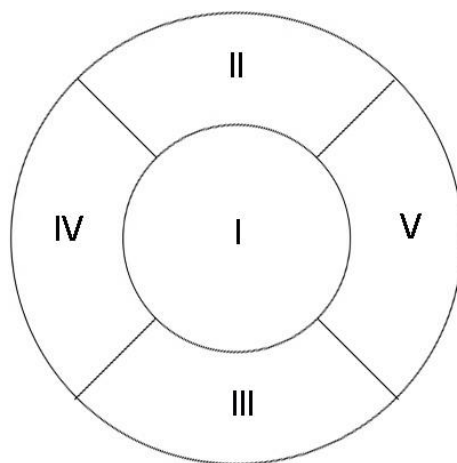


Рисунок 6 – Схема разбивки мишени по секторам

Спектры излучения от мишеней в секторах снимались в течение 10 минут каждый, после чего обрабатывались в программе SpectraLine разработки фирмы Аспект. В процессе обработки выделялся пик ХРИ титана, исключалась подложка и находилась площадь под пиком. Из полученных значений находилась средняя скорость счета в секторе, а затем, с учетом рассчитанной методом Монте-Карло эффективности детектора для энергии рентгеновского излучения 4.51 кэВ ( $\epsilon_d = 0.108$ ) находилась активность трития в секторе и нормировалась на паспортную активность трития в мишени. Таким образом были найдены относительные значения активности и, следовательно, относительное содержание трития в секторах мишеней в процентах. Эти значения сведены в таблицу 2.1.

Таблица 2.1 - Значения относительной активности трития в секторах мишеней

	Относительная активность трития в секторе, % от общей			
	Мишень 1	Мишень 2	Мишень 3	Мишень 4
Сектор 1	20.02±0.38	20.07±0.47	19.79±0.41	20.48±0.55
Сектор 2	21.27±0.42	20.46±0.49	18.88±0.39	20.71±0.50
Сектор 3	19.03±0.37	19.39±0.45	21.60±0.47	17.32±0.42
Сектор 4	20.60±0.39	19.20±0.44	20.19±0.44	20.09±0.46
Сектор 5	19.08±0.33	20.88±0.51	19.54±0.40	21.40±0.52

На рис. 7 приведена гистограмма, позволяющая наглядно сравнить однородность тритиевого напыления по секторам мишеней №2 и №3.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что все 4 мишени примерно однородны по площади, и концентрации трития в каждом секторе мало

отличаются. Различия малы и могут быть вызваны особенностями процесса напыления мишеней, находиться в пределах возможностей однородности напыления или выбором точек измерения.

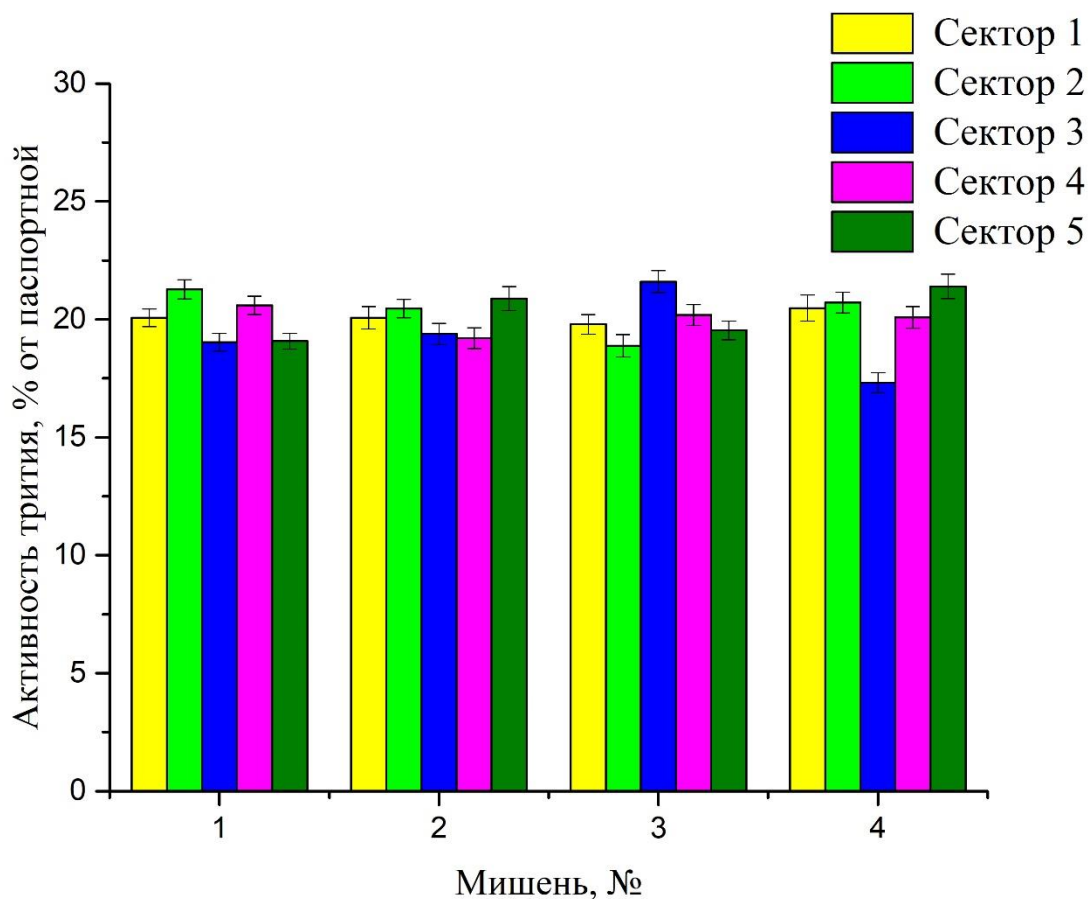


Рисунок 7 – Однородность тритиевого напыления мишеней:  
желтым цветом – сектор 1; зеленым – сектор 2; синим – сектор 3;  
фиолетовым – сектор 4; темно-зеленым – сектор 5.

На основании этих результатов при моделировании мишень была выбрана однородной [12].

### 2.3 Эффективность регистрации $\gamma$ -квантов детекторами

Не все испущенные источником  $\gamma$ -кванты попадают в детектор; кроме того, не все попавшие в детектор  $\gamma$ -кванты могут быть в нем зарегистрированы. Для характеристики детекторов  $\gamma$ -квантов выделяется несколько видов эффективности регистрации; в данной работе при моделировании

рассчитываемой величиной является полная (или абсолютная) эффективность регистрации.

В общем случае полная эффективность регистрации частиц детектором есть произведение геометрической и собственной эффективностей. Геометрическая эффективность есть отношение телесного угла детектора к телесному углу, в котором испускаются частицы (в данном случае  $4\pi$ ) и равна отношению числа частиц, вообще попавших в детектор к числу первичных частиц:

$$\varepsilon_{geom} = \frac{N_{in}}{N_0}, \quad (2.1)$$

где  $N_{in}$  – число попавших в детектор частиц,  $N_0$  – число первичных частиц.

Собственная эффективность детектора определяет вероятность поглощения частицы в детекторе и равна отношению числа частиц, зарегистрированных в детекторе, к числу попавших в него частиц:

$$\varepsilon_{in} = \frac{N_{reg}}{N_{in}}, \quad (2.2)$$

где  $N_{reg}$  – число зарегистрированных событий,  $N_{in}$  – число попавших в детектор частиц.

В данном случае удобнее рассчитывать полную эффективность, не выражая ее через другие величины - как отношение числа зарегистрированных событий к числу первичных частиц:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{geom} \cdot \varepsilon_{in} = \frac{N_{in}}{N_0} \cdot \frac{N_{reg}}{N_{in}} = \frac{N_{reg}}{N_0}, \quad (2.3)$$

где  $N_{reg}$  – число зарегистрированных событий,  $N_0$  – число первичных частиц. Также в спектрометрии  $\gamma$ -квантов применяется эффективность по пику полного поглощения – это отношение количества  $\gamma$ -квантов, зарегистрированных детектором в пике полного поглощения ( $N_a$ ), к количеству  $\gamma$  квантов, испущенных источником ( $N_0$ ).

$$\varepsilon_a = \frac{N_a}{N_0}. \quad (2.4)$$

В данном случае эффективность по пику полного поглощения представляет малый интерес, так как для  $\gamma$ -квантов с энергиями выше 7 МэВ сечение рождения

электро-позитронных пар в NaI превышает сечения комptonовского рассеяния и фотоэффекта, что видно из рис. 8.

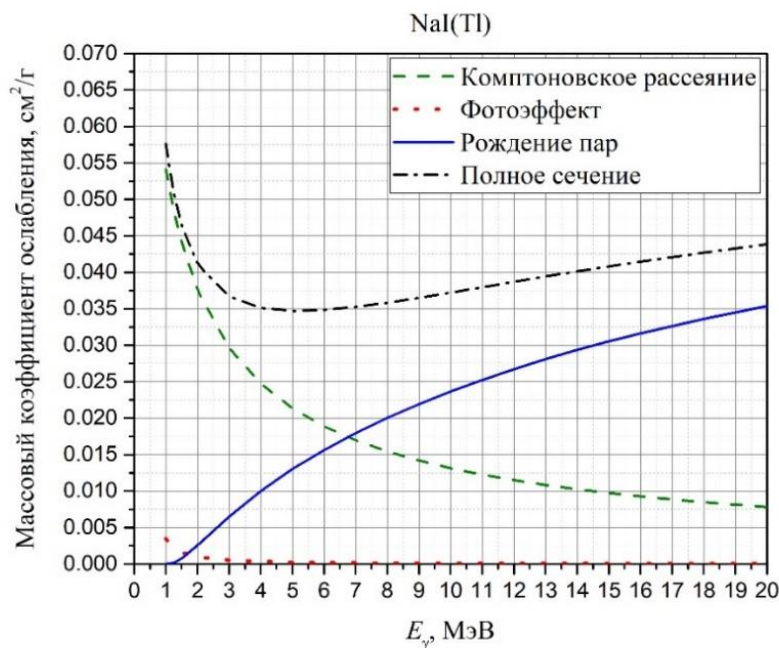


Рисунок 8 – Макроскопические сечения взаимодействия  $\gamma$ -квантов с NaI.

Данные получены на основе [13]

Исходя из того, что при регистрации образовавшейся электрон-позитронной пары могут образоваться три пика с относительными высотами в зависимости от вероятности поглощения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов в детекторе, а также из ширины пиков, определяемой разрешением детекторов, имеет смысл измерять эффективность не в одной точке, а по всему спектру - как зависимость от заданной пороговой энергии отношения числа событий в спектре выше заданной пороговой энергии к числу испущенных первичных частиц:

$$\varepsilon_{tot}(E_{th}) = \frac{\sum_{i=C_{th}}^{C_{end}} N_i}{N_0}, \quad (2.5)$$

где  $\sum_{i=C_{th}}^{C_{end}} N_i$  — сумма всех событий в спектре начиная с канала  $C_{th}$ , соответствующего задаваемой пороговой энергии и до конца спектра;  $N_0$  - число испущенных первичных  $\gamma$ -квантов.

## 2.4 Конфигурации расположения детекторов

Ускоренные ионы, попадая в ядра мишени, вызывают протекание приведенных выше реакций и возникновение интересующих нас  $\gamma$ -квантов. Из-за малых сечений реакции требуется максимально эффективно регистрировать налетающие  $\gamma$ -кванты с энергиями до 20 МэВ. Как уже было отмечено, в полную эффективность помимо геометрической вклад вносит и собственная – поэтому необходимо выяснить, достаточной ли будет толщина одного детектора для регистрации  $\gamma$ -квантов, или придется уменьшить эффективный телесный угол системы детекторов, поставив детекторы в два слоя.

В экспериментах использующиеся восемь NaI(Tl) детекторов предполагается расположить возле мишенного узла вакуумной камеры тремя возможными вариантами, представленными на рис. 9.

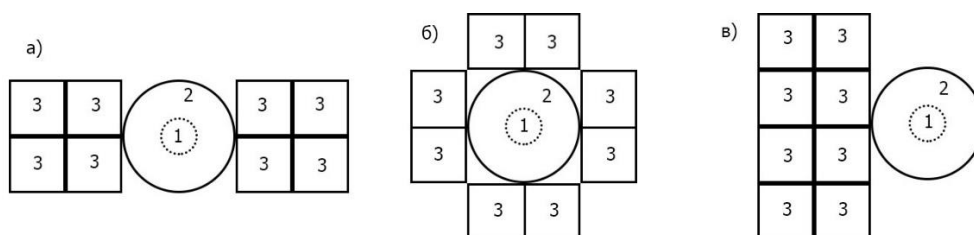


Рисунок 9 - Варианты расположения детекторов в сборках, вид спереди:

1 – мишень; 2 – крышка вакуумной камеры; 3 – детекторы NaI(Tl)

Второй вариант (б) предоставляет наибольший эффективный телесный угол, но при этом на пути каждого  $\gamma$ -кванта встает только один слой NaI толщиной 10 см. Первый (а) и третий (в) варианты созданы так, чтобы за первой «стенкой» детекторов находилась вторая, что должно увеличить вероятность взаимодействия  $\gamma$ -квантов в детекторе за счет большей толщины детектирующего слоя; однако в этом случае падает геометрическая эффективность за счет снижения эффективного телесного угла.

Таким образом, при создании симуляции требуется задать несколько вариантов расположения детекторов.



### **3 Расчетная часть**

#### **3.1 Метод Монте-Карло в ядерной физике**

Взаимодействия частиц в микромире имеют вероятностный характер, что в первую очередь обусловлено законами квантовой механики. Исходя из этого, в ядерной физике принято считать экспериментом многократное измерение совокупности случайных процессов – как правило, взаимодействия частиц между собой, с веществами окружающей среды и прохождение первичных частиц или вторичных, появившихся в результате взаимодействия, в материале детектора. Моделирование процессов при этом сводится к многократному моделированию отдельных случайных величин с дальнейшей обработкой – применяется так называемый метод Монте-Карло [14].

Он применяется в первую очередь как инструмент математической статистики – с его помощью возможно получить сведения о распределении случайной величины после произведения ряда испытаний. Однако этот метод требует проведения значительного их количества, а потому опирается на вычислительные возможности компьютеров.

С помощью метода Монте-Карло в ядерной физике определяют пробеги частиц в веществе, времена жизни нестабильных ядер, моделируют число частиц, упавших на детектор и зарегистрированных в нем; он применяется для симуляции разброса световыходов в сцинтилляторе и измерения его разрешения; в физике высоких энергий он применяется для симуляции поведения пучков ускоренных частиц в ускорительной камере [14].

Такое моделирование дает возможность охарактеризовать прохождение частицы через вещество, что применимо при создании детекторов и защитных покрытий при работе с радиоактивными материалами. Этот способ существенно экономит ресурсы и время на разработку приборов для работы в этих областях, так как позволяет оптимизировать их конструкцию, рассчитать ожидаемое значение сигнала и оценить точность измерений, не прибегая к непосредственному созданию или изменению конструкции устройства.

В радиационной медицине компьютерное моделирование применяется для оценки параметров, необходимых для пучковой терапии – конфигурации коллиматора, мощности пучка, энергии частиц и влияния пучка на ткани - как подвергаемые терапии, так и здоровые.

Кроме того, компьютерное моделирование нашло широкое распространение в физике элементарных частиц. Оно предоставляет возможность скорректировать работу ускорителей и детектирующих систем перед запуском, что может быть важно при проведении экспериментов с высокоэнергетическими частицами.

Применение метода Монте-Карло в ядерной физике в первую очередь обусловлено тем, что он позволяет смоделировать взаимодействие излучения с веществом на основе уже имеющихся оцененных данных (например, заранее введенных сечений взаимодействия) и не накладывает ограничений на геометрическое строение исследуемых структур. Он позволяет исследовать сложные физические явления, не поддающиеся аналитическому рассмотрению, либо такие, что повторение их в земных условиях возможно, но очень трудоемко [14].

Таким образом, можно сказать, что использование метода Монте-Карло в ядерных исследованиях представляет собой хорошую альтернативу эксперименту. Это подтверждается распространенностью применения при моделировании задач как прикладной, так и теоретической ядерной физики инструментария Geant4, расчет в котором ведется этим методом.

### **3.2 Характеристики рабочей среды для производства расчета**

Работа с инструментарием Geant4, включающая в себя написание программы, компилирование и ее запуск, осуществлялась на системе со следующими характеристиками и установленными программами:

- операционная система Linux Ubuntu 17.1, установленная на виртуальной машине VMware Player с выделением 1 Гб памяти под симуляцию ОЗУ виртуальной машины;

- Linux-совместимый компилятор make версии 3.4.3;
- инструментарий Geant4 версии 4.10.06, включающий в себя набор стандартных примеров и собранный на машине при помощи вышеуказанного компилятора;
- визуализатор OpenGL.

### **3.3 Создание геометрической модели установки ИДМ-40**

При создании модели установки были выделены отдельные составляющие части.

Поскольку, как уже было определено выше, мишень можно считать однородной по площади, то и при моделировании она была принята однородной. Материалом мишени был выбран молибден.

Так как целью исследования является нахождение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, то первичными частицами при моделировании имеет смысл задавать именно их. Для этого к объему мишени «привязан» источник  $\gamma$ -квантов с задаваемой энергией, повторяющий ее геометрические размеры. При моделировании были использованы два подхода: первичные  $\gamma$ -кванты испускаются изотропно в  $4\pi$  – для всех реакций; для реакции отдельно было промоделировано неравномерное угловое распределение вылетающих  $\gamma$ -фотонов, восстановленное из для энергии 10 кэВ по данным, представленным в [7].

В ходе выполнения работ в инструментарии Geant4 была создана геометрическая модель вакуумной камеры ИДМ-40 с мишенью внутри в соответствии с ее реальными размерами, указанными на рис. 10.

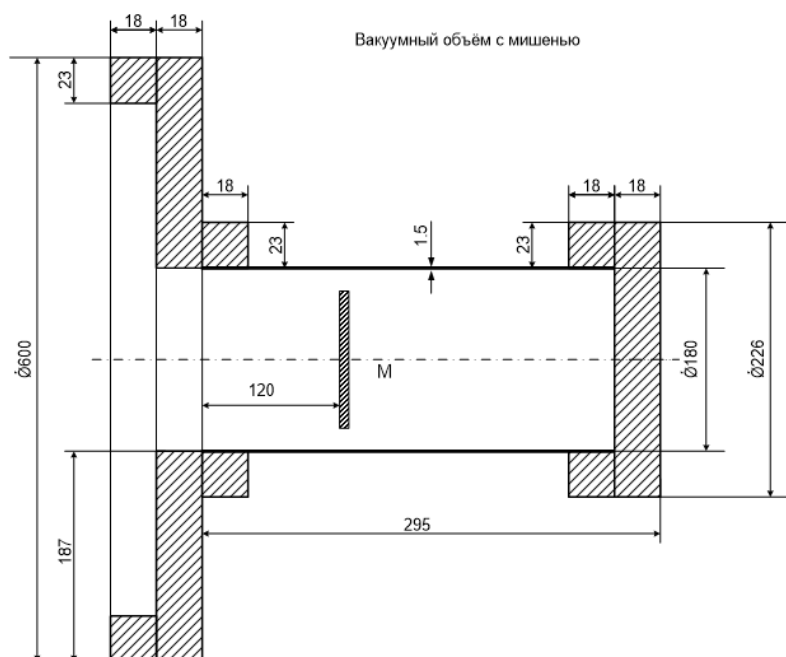


Рисунок 10 – Схематичное изображение продольного разреза вакуумной камеры с мишенью

Стенки мишенного отдела вакуумной камеры представляют собой трубу из нержавеющей стали толщиной 1.5 мм. С одной стороны труба заглушена стальным фланцем толщиной 2 см; с другой стороны она входит в отверстие толстой стальной крышки вакуумной камеры. Крышка представляет собой цилиндр толщиной 2 см и диаметром 60 см; более далекие части вакуумной камеры не представляют интереса и не были смоделированы.

Стальной фланец на трубе мешает придвинуть сцинтилляционные детекторы вплотную к мишенному отделу, из-за чего они располагаются радиально на расстоянии 11 см от центра мишени. Для регистрации  $\gamma$ -квантов на холловском ускорителе ИДМ-40 лаборатории №33 ядерного реактора при НИ ТПУ применяются восемь сцинтилляционных детекторов NaI(Tl) размерами 10x10x40 см каждый. Детектирующие свойства были присвоены всем 8 детекторам по отдельности, так что можно было получать информацию о попавших в них частицах с каждого из них.

Вся сборка в симуляции помещена в вакуумированный кубический объем со стороной 1 м.

Были построены модели, соответствующие трем основным конфигурациям расположения детекторов относительно мишени. Схематичное их изображение представлено на рис. 9.

### **3.4 Симуляция реального аппаратного спектра**

При подаче команды на начало расчета из объема мишени-источника испускаются по одному  $\gamma$ -кванты с заданной при запуске программы энергией. Траектория каждого из них отслеживается, и в случае взаимодействия происходит отслеживание вторичных частиц и суммирование энергопотерь в каждом детекторе. По окончании взаимодействия всех вторичных частиц происходит испускание источником следующей частицы.

При отладке рабочей версии программы после каждого запуска создавался отдельный файл отчета для детекторов, в который записывались все попадающие частицы и их характеристики: их идентификатор, идентификатор родительской частицы, энергия, процесс, в ходе которого они появились и «шаг» начиная с рождения. Шаг – изменение состояния частицы в результате какого-либо взаимодействия с окружающим веществом. В дальнейшем эта информация использовалась для создания алгоритма заполнения массива спектра частиц. На основе вспомогательных файлов стало возможным решить задачи, для решения которых производилось моделирование.

Для симуляции аппаратного спектра, полученные значения энергопотерь в детекторах дополнительно обрабатывались путем их разброса в соответствии с нормальным распределением со средним, равным полученному значению энергии и  $\sigma$ , полученным экспериментально по значениям ПШПВ, полученным при обработке спектров от  $AmBe$  источника, зарегистрированных с помощью  $NaI(Tl)$  детекторов.

Такая обработка представляется разумной, поскольку форма реальных пиков в спектрах аппроксимируется гауссианом; кроме того, основной вклад в ширину пиков в спектре вносит пуассоновское распределение числа сцинтилляционных фотонов, возникающих при движении регистрируемой

частицы в детекторе. Так как для NaI(Tl) на 1 МэВ поглощенной энергии приходится в среднем 40000 сцинтилляционных фотонов, пуассоновское распределение числа фотонов можно заменить нормальным распределением энергий в спектре с  $\sigma$ , полученным экспериментально.

Для определения ПШПВ пика полного поглощения и, соответственно, нахождения  $\sigma$  распределения, задающего разброс энергий, был снят спектр от AmBe источника, испускающего  $9 \cdot 10^4$  нейтронов/сек.

Число испускаемых в секунду  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma = 4.438$  МэВ может быть найдено с учетом отношения числа испущенных  $\gamma$ -квантов к числу испущенных нейтронов для AmBe источников  $R = 0.591$ , приведенного в [15]. Оно будет равно  $N_\gamma = N_n \cdot R = 9 \cdot 10^4 \cdot 0.591 = 5.319 \cdot 10^4$   $\gamma$ -квантов/сек.

Для энергий ниже 7 МэВ в NaI основным типом взаимодействия является комптоновское рассеяние (рис. 8), поэтому пики одиночного и двойного вылета находятся на подложке, включающей в себя комптоновское плато и пик обратного рассеяния.

В связи с этим, опытным путем при симуляции в Geant4 была подобрана функция ПШПВ( $E$ ), при которой расчетный спектр максимально соответствует экспериментальному в районе пика полного поглощения (рис. 11). Так как экспериментальный спектр снимался в реальных условиях, то для энергий ниже 2.5 МэВ можно видеть несоответствие спектров. Причина этого несоответствия заключается во вкладе в экспериментальный спектр фоновых событий от встречающихся в природе радиоактивных изотопов  $^{40}\text{K}$  ( $E_\gamma = 1.460$  МэВ) и  $^{208}\text{Tl}$  ( $E_\gamma = 2.614$  МэВ).

Кроме того, в спектр вносят вклад реакции неупругого рассеяния и захвата нейтронов от AmBe источника, присутствие которых не учитывается при создании модели. Так, при исследовании взаимодействия нейтронов с окружающими материалами в [16] были обнаружены  $\gamma$ -кванты с пиками в следующих областях спектра: железо – 1.8, 2.05 и 2.6 МэВ; натрий – 1.6 и 2.1 МэВ; кислород – 2.742, 3.089, 3.684, 3.854, 6.13 МэВ; углерод – 4.439 МэВ; азот

– 2.125, 2.313 и 4.445 МэВ. Они также могут регистрироваться детекторами, а при высокой активности испускания нейтронов источником или в ходе протекания побочных реакций при работе на ИДМ-40 - оказывать существенное влияние на вид спектра.

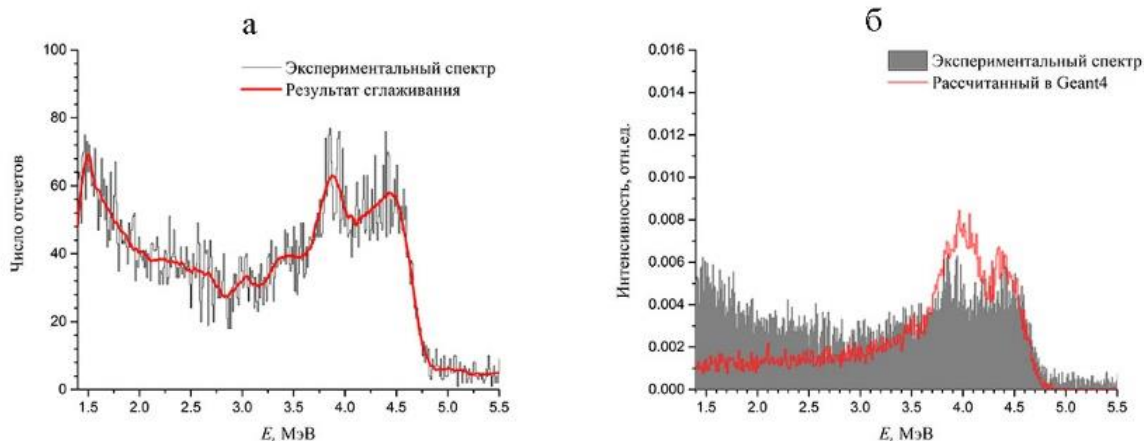


Рисунок 11 – Применение экспериментального спектра от AmBe источника для определения ПШПВ:

а – результат сглаживания экспериментального спектра; б – результат наложения рассчитанного в Geant4 с полученным ПШПВ спектра на экспериментальный

Таким образом, функция ПШПВ нормального распределения поглощенной в сцинтилляторе энергии имеет следующий вид (в абсолютных значениях, МэВ):

$$\text{ПШПВ}(E) = E \cdot 0.056 \cdot \sqrt{\frac{4.438}{E}}. \quad (3.1)$$

Для соответствующих нормальному распределению пиков зависимость  $\sigma(E)$  может быть выражена таким образом:

$$\sigma(E) \approx \frac{\text{ПШПВ}(E)}{2.355}. \quad (3.2)$$

Обработанные значения затем записываются в массив. По окончании работы программы вся информация об энергиях, полученных в ходе расчета, выгружается из массива и формируется текстовый файл-таблица, в котором в формате «энергия – число соответствующих записей» формируется спектр.

Помимо этого, также формируются файлы-отчеты, в которых содержатся записи о числе первичных частиц, типе взаимодействия каждого первичного  $\gamma$ -кванта, рожденных вторичных частицах и их энергопотерях в каждом детекторе. В дальнейшем файлы спектров обрабатываются с помощью любой программы, предназначенной для работы с табличными данными, например, Origin.

### 3.5 Получение расчетных спектров

Перед получением расчетных спектров необходимо было удостовериться в корректности работы программы путем дополнительного сравнения представленных на рис. 12 экспериментального (1) и рассчитанного (2) спектров для 10000 первичных  $\gamma$ -квантов с энергией 5.5 МэВ при одинаковом расположении детекторов. Экспериментальный спектр был получен при конфигурации (б) расположения детекторов с максимальным телесным углом из [1].

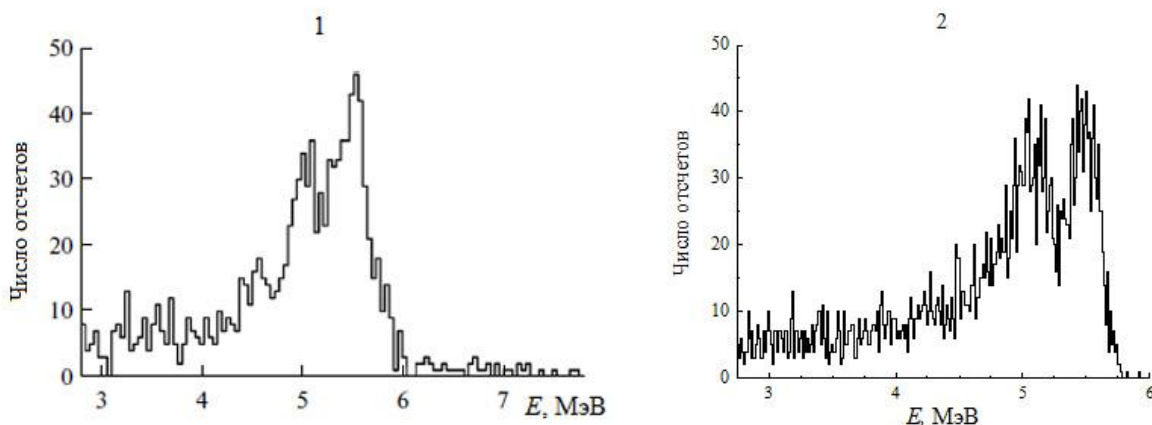


Рисунок 12 – Сравнение экспериментального и расчетного спектров  $\gamma$ -квантов с энергиями 5.5 МэВ:

1 – экспериментальный; 2 – рассчитанный в Geant4

Работа программы была признана удовлетворительной, и в результате были созданы конфигурации для расчета эффективности сборок, представленных на рис. 9 при следующих энергиях  $\gamma$ -квантов:

- 5.5 МэВ, соответствует реакции  ${}^2\text{H}(p, \gamma){}^3\text{He}$  – приложение А;
- 19.8 МэВ, соответствует реакции  ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$  – приложение Б;
- 15.8 МэВ, соответствует реакции  ${}^3\text{H}({}^3\text{He}, \gamma){}^6\text{Li}$  – приложение В.



Для всех конфигураций по полученным спектрам были построены кривые эффективности в зависимости от пороговой энергии. Под эффективностью в данном случае понимается полная эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов.

Кроме того, для реакции  ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$  рабочая программа была дополнена следующим образом: из [7] была взята информация о неравномерном распределении дифференциального сечения реакции по углу  $\theta$ . Из этого следовало, что  $\gamma$ -кванты в этой реакции испускаются неизотропно. В связи с этим возникла необходимость в оценке того, насколько существенно отразится на эффективности регистрации поправка на неизотропность испускания  $\gamma$ -квантов.

Распределение  $\gamma$ -квантов по углу  $\theta$  было получено из [7] на основе приведенных данных о виде зависимости сечения реакции от угла и приведено на рис. 13, где по оси ординат приведены вероятности испускания в определенном направлении. По этой зависимости для Geant4 была создана таблица вида «диапазон углов» - вероятность, используемая при определении направления испускания первичной частицы.

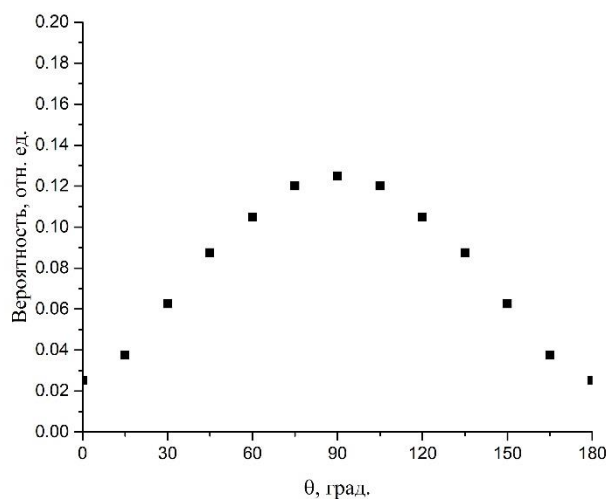


Рисунок 13 – Распределение  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ по углу  $\theta$

Неравномерность распределения была реализована следующим образом: когда частица вылетает в направлении угла  $\theta$ , разыгрывается случайное число от 0 до 1 и сравнивается с приведенным в таблице значением вероятности, которому соответствует угол вылета частицы. Если это случайное число меньше

табличного значения, частица считается испущенной, в противном случае угол ее вылета  $\theta$  разыгрывается снова [17].

Относительная интенсивность вылета частиц по углу  $\theta$  в плоскости, параллельной направлению вылета пучка ионов представлена на рис. 14, где  $\theta = 0^\circ$  соответствует направлению движения пучка ионов.

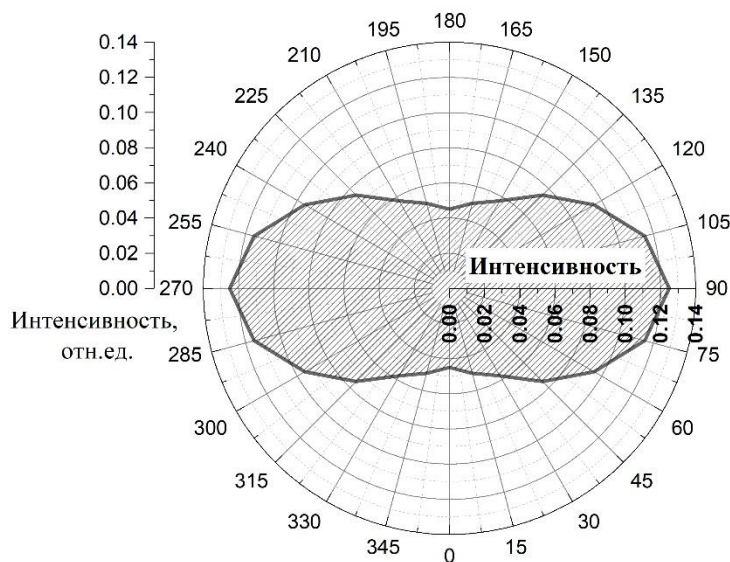


Рисунок 14 – Диаграмма относительной интенсивности вылета  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ по углу  $\theta$

В приложении Г приведено сравнение спектров и кривых эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, испускаемых при их изотропном в  $4\pi$  и неизотропном распределении. Учет анизотропии вылета оказывает видимое влияние на эффективность регистрации – так, во всех случаях для неизотропного источника эффективность регистрации оказалась выше.

В Приложении Д приведено сравнение кривых эффективностей для  $\gamma$ -квантов с разной энергией. Для всех рассмотренных значений энергии первичных  $\gamma$ -квантов наиболее эффективной оказалась сборка (б), что свидетельствует не только о решающей роли геометрической эффективности сборки детекторов (величине телесного угла), но и о достаточности одного 10-см слоя NaI(Tl) для регистрации  $\gamma$ -квантов в диапазоне энергий до 20 МэВ.

В Приложении Е приведен экспериментальный спектр  $\gamma$ -квантов из реакции  ${}^3\text{H}(p, \gamma){}^4\text{He}$  с  $E_\gamma = 19.8$  МэВ, снятый с одной стопки из 4 детекторов, что соответствует левой стопке детекторов из сборки (а). Из спектра, приведенного на рис. Ж1, видно, что пики в районе 20 МэВ выделяются слабо.

Можно выделить несколько причин, приводящих к затруднению выделения пиков в интересующей области. В первую очередь, так как используются неорганические сцинтилляторы NaI(Tl) с достаточно долгим временем высвечивания (порядка 300 нс), а также используется сумматор, через который сигналы с выхода ФЭУ детекторов идут на осциллограф. Во время выстрела может происходить наложение сигналов, что приводит к искажению амплитуд, появлению ложных событий в спектрах. Во-вторых, имеет место быть «засорение» спектра регистрируемыми  $\gamma$ -квантами, являющимися продуктами реакций неупругого рассеяния или радиационного захвата окружающими материалами нейтронов, возникающих в реакциях взаимодействия трития, выбитого из мишени с тритием, содержащимся в ней [16].

Была предпринята попытка получить спектр зарегистрированных событий только от реакций взаимодействия нейтронов с материалами камеры. Для этого в каждом выстреле мишень бомбардировалась атомами  ${}^4\text{He}$ , в результате чего из нее выбивались атомы трития, которые затем, в свою очередь, могли, взаимодействуя с тритием мишени, образовать нейтроны. Эти нейтроны затем взаимодействовали с материалами вакуумной камеры и детекторов, и в результате реакций неупругого рассеяния или радиационного захвата образовывались  $\gamma$ -кванты. Полученный спектр приведен на рис. Ж2.

Полученный спектр  $\gamma$ -квантов был вычтен из экспериментального с целью выделения пиков, однако и это не принесло заметных результатов (рис. Ж3), исходя из чего можно заключить, что в районе 20 МэВ влияние реакций, обусловленных нейтронным фоном, мало. Таким образом, для корректного сравнения экспериментального спектра с расчетным для  $E_\gamma = 19.8$  МэВ необходимо устранить наложение амплитуд сигналов в эксперименте, либо внести в модель симуляцию наложения.

## Заключение

В рамках выполнения данной работы было произведено нахождение эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, образующихся при исследовании реакций синтеза легких ядер на установке ИДМ-40, сборками сцинтилляционных NaI(Tl) детекторов. Для трех вариантов расположения детекторов относительно мишенного узла были получены кривые эффективности, позволяющие оценить эффективность регистрации для реальных детекторов.

Получены следующие результаты:

- создан программный код, позволяющий получать путем моделирования методом Монте-Карло спектры, аналогичные аппаратурным спектрам от реальных детекторов;

- на основе экспериментальных спектров получена аналитическая зависимость ширины пиков для детекторов NaI(Tl) от энергии  $\gamma$ -квантов, используемая в программном коде для симуляции аппаратурных спектров;

- получены расчетные спектры  $\gamma$ -квантов с энергиями 5.5; 19.8 и 15.8 МэВ с изотропным в  $4\pi$  источником для различных вариантов расположения детекторов;

- для энергии 19.8 МэВ получены также спектры для неизотропного источника;

- по полученным спектрам построены кривые эффективности регистрации как зависимость полной эффективности от пороговой энергии;

- на основании кривых эффективности установлено, что для энергии 19.8 МэВ учет анизотропии вылета  $\gamma$ -квантов существенен, так как эффективность регистрации для всех вариантов расположения детекторов выше в случае неизотропного распределения  $\gamma$ -квантов от источника;

- для всех энергий наиболее эффективной является геометрия (б), в которой 8 детекторов расположены вокруг мишенного узла по двое, образуя детектирующий слой толщиной 10 см;

- исходя из этого, для  $\gamma$ -квантов с энергиями до 20 МэВ решающий вклад в эффективность регистрации дает эффективный телесный угол детекторов, а не их собственная эффективность (следовательно, толщина детектирующего слоя в 10 см является достаточной в таком диапазоне энергий);

- для нахождения вклада в реальный спектр продуктов взаимодействия нейтронов с окружающими материалами и эффектов наложения амплитуд в детекторах планируется в будущем дополнить рабочую программу.

## Список использованной литературы

1. Effect of  $pd$  and  $dd$  Reactions Enhancement in Deuterids  $TiD_2$ ,  $ZrD_2$  and  $Ta_2D$  in the Astrophysical Energy Range / V.M. Bystritskii [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei: Scientific Journal*. – 2016. – Vol. 13, No. 1. – pp. 79-97.
2. Pulsed ion hall accelerator for investigation of reactions between light nuclei in the astrophysical energy range / V.M. Bystritsky [et al.] // *Physics of Particles and Nuclei: Scientific Journal*. — 2017. — Vol. 48, iss. 4. — pp. 659–679.
3. A Geant4 simulation code for simulating optical photons in SPECT scintillation detectors / S. Lo Meo [et al.] // *Journal of Instrumentation: Scientific Journal*. – 2009. – Vol. 4, iss. 7. – P07002.
4. BC404 scintillators as gamma locators studied via Geant4 simulations / M. L. Cortes [et al.] // *Journal of Instrumentation: Scientific Journal*. – 2014. – Vol. 9, iss. 5. – C05049-C05049.
5. J. Madsen. CNO and  ${}^6Li$  from big-bang nucleosynthesis – Impact of unmeasured reaction rates // *Physical Review D: Scientific Journal*. – 1990. – Vol. 41, iss. 8. – pp. 2472 – 2478.
6. Reaction  $T({}^3He, \gamma){}^6Li$  in the Energy Range 0.5 – 11 MeV / S. L. Blatt [et al.] // *Physical Review: Scientific Journal*. – 1968. – Vol. 176, iss. 4. – pp. 1147 – 1153.
7.  ${}^3H(p, \gamma){}^4He$  reaction below  $E_p = 80$  keV / R. S. Canon [et al.] // *Physical Review C: Scientific Journal*. – 2002. – Vol. 65, iss. 044008. - pp. 1-7.
8. D. E. Groom. Muon stopping power and range tables 10 MeV – 100 TeV / D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Striganov // *Atomic Data and Nuclear Data Tables: Scientific Journal*. – 2001. – Vol. 76, iss. 2. - LBNL-44742, pp. 1 – 37.
9. P. K. F. Grieder. Cosmic Rays at Earth. Researcher’s Reference Manual and Data Book // Amsterdam: Elsevier Science B.V., 2001. – pp. 440 – 454.
10. L. M. Langer. The Beta-Spectrum of Tritium and the Mass of the Neutrino / L. M. Langer, R. J. D. Moffat // *Physical Review: Scientific Journal*. – 1952. – Vol. 88, iss. 4. – pp. 689 – 694.

11. Astrophysical  $S$ -factor of  $T(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Li}$  Reaction at  $E_{cm} = 15.7$  keV / V.M. Bystritsky [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters: Scientific Journal. — 2017. — Vol. 14, iss. 4. — pp. 560–570.
12. Метод и результаты исследования тритиевых мишеней / Д. Чумаков [и др.] // Физико-технические проблемы в науке, промышленности и медицине (ФТПНПМ-2019) : сборник научных трудов Международной научно-практической конференции студентов, аспирантов и молодых ученых, г. Томск, 30 сентября - 04 октября 2019 г. — Томск : Изд-во ТПУ, 2019. — [С. 160].
13. NIST XCOM: Photon Cross Sections Database – SRD 8 [Электронный ресурс] – National Institute of Standards and Technology, 2019. - Режим доступа: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database>
14. Метод Монте-Карло в теории переноса излучений: учебное пособие / А.М. Кольчужкин, А.В. Богданов. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 2006. – 120 с.
15. S. Croft. The use of neutron intensity calibrated  $^9\text{Be}(\alpha, n)$  sources as 4438 keV gamma-ray reference standards // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research: Scientific Journal. – 1989. – Vol. 281. - pp. 103-116.
16. Measurement of 14 MeV neutron-induced prompt gamma-ray spectra from 15 elements found in cargo containers / B. Perot [et al.] // Applied Radiation and Isotopes: Scientific Journal. – 2008. – Vol .66. - pp. 421-434.
17. Geant4 User's Guide for Application Developers [Электронный ресурс] – Geant4 Collaboration, 2019. – Режим доступа: <http://cern.ch/geant4-userdoc/UsersGuides/IntroductionToGeant4/fo/IntroductionToGeant4.pdf>

## Приложение А

Результаты расчета для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 5.5$  МэВ

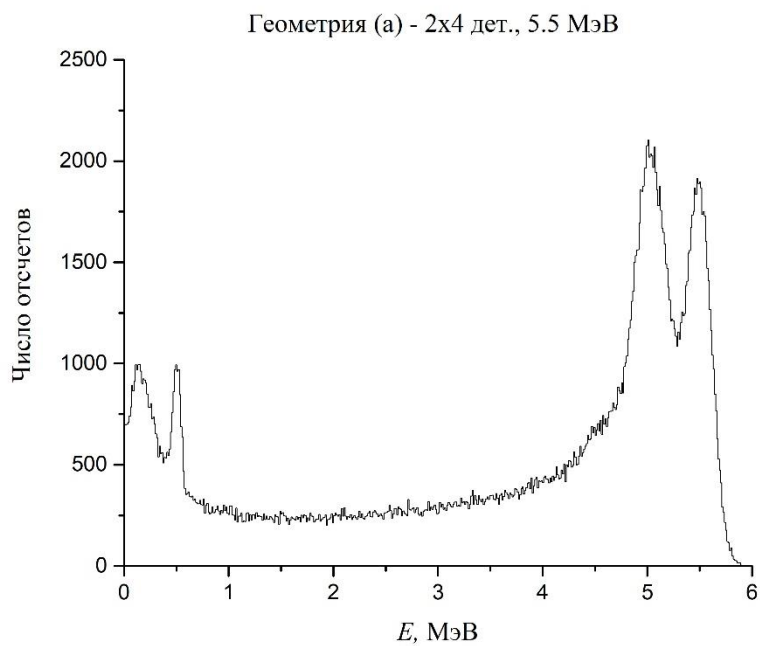


Рисунок А1 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 5.5 МэВ в геометрии (а)

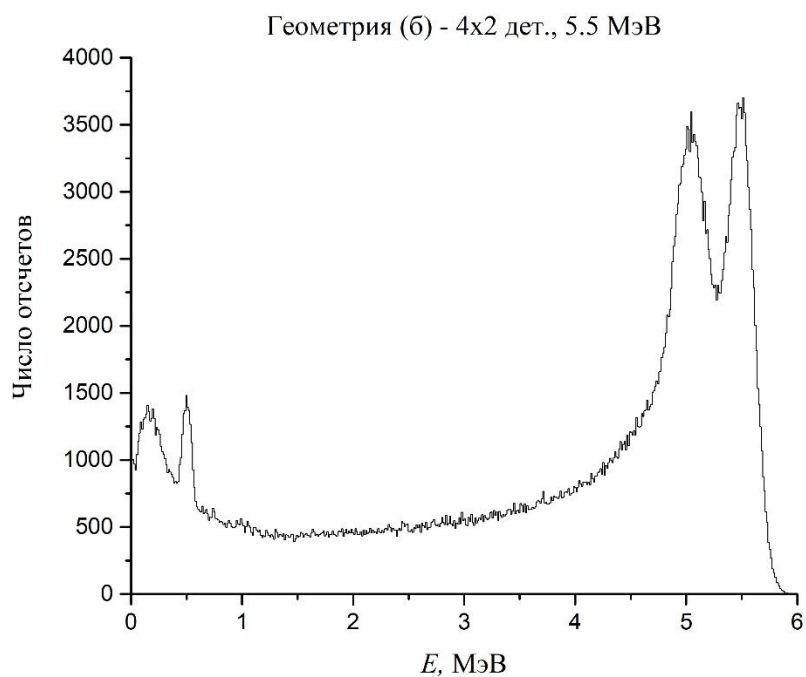


Рисунок А2 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 5.5 МэВ в геометрии (б)



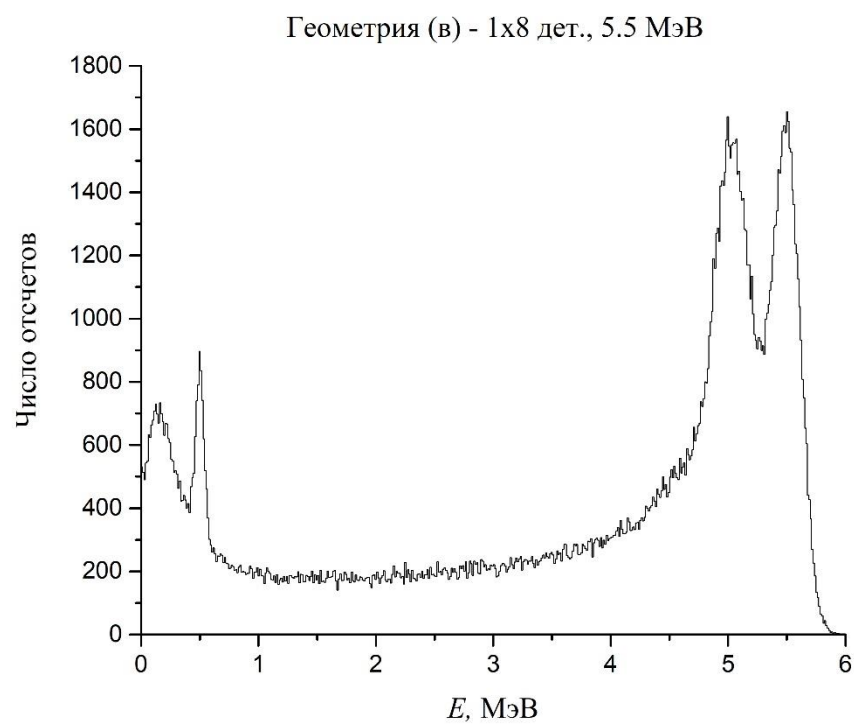


Рисунок А3 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 5.5 МэВ в геометрии (в)

## Приложение Б

Результаты расчета для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 19.8$  МэВ

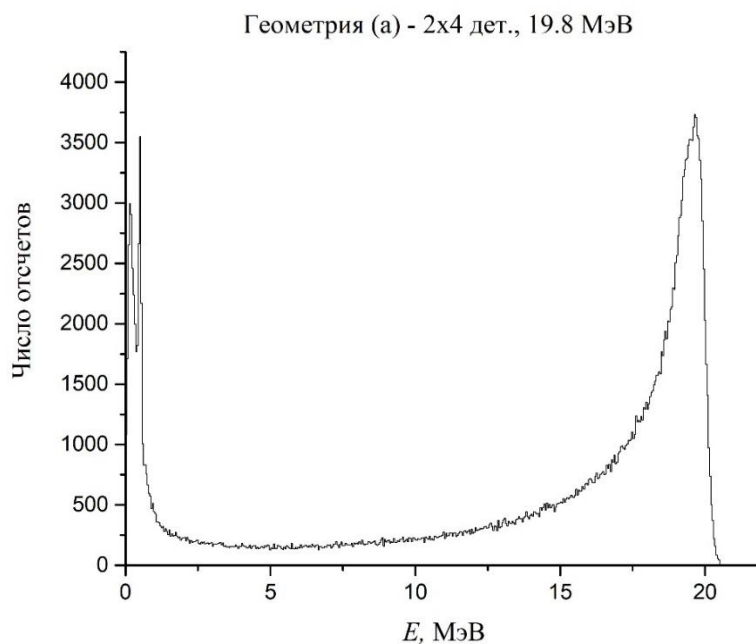


Рисунок Б1 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 19.8 МэВ в геометрии (а) с изотропным источником

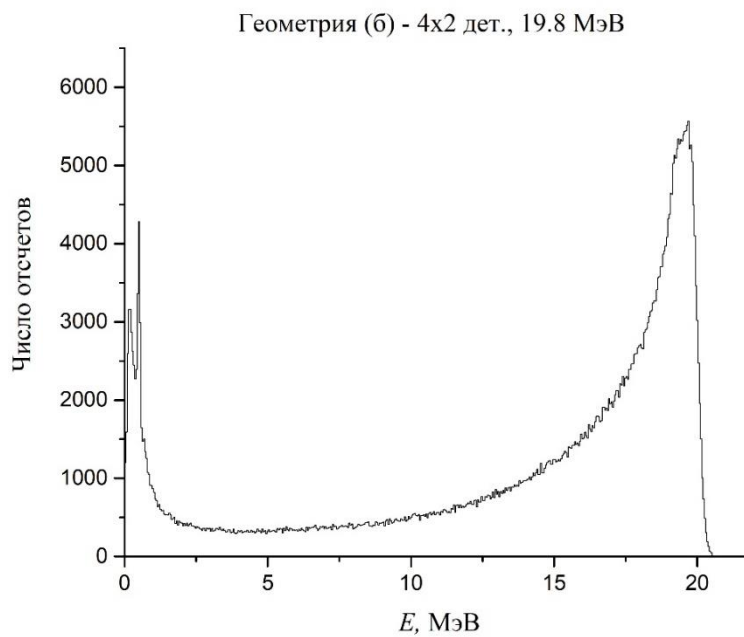


Рисунок Б2 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 19.8 МэВ в геометрии (б) с изотропным источником

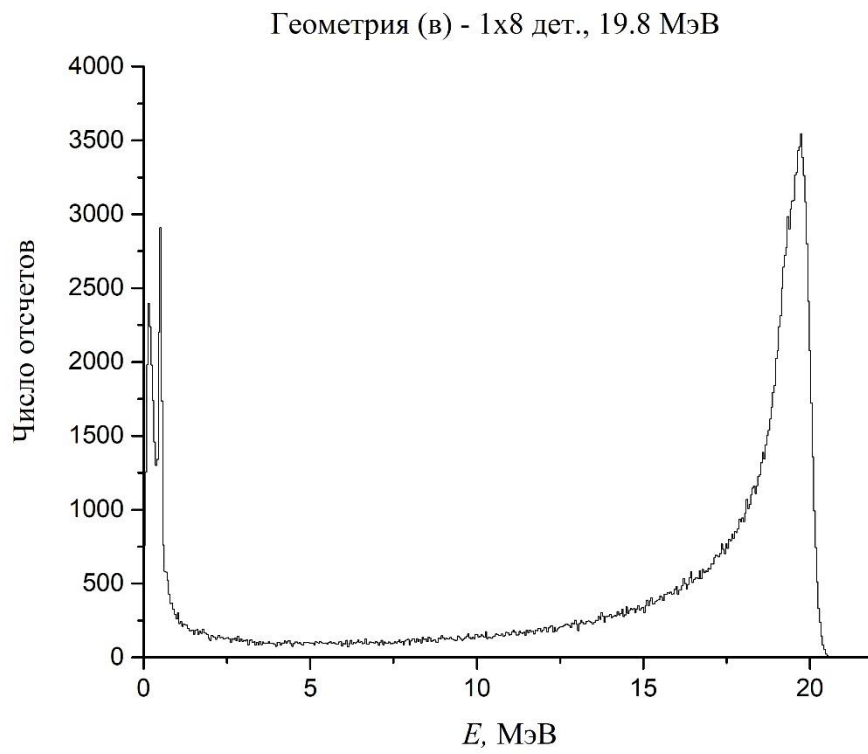


Рисунок Б3 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 19.8 МэВ в геометрии (в) с изотропным источником

## Приложение В

Результаты расчета для  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 15.8$  МэВ

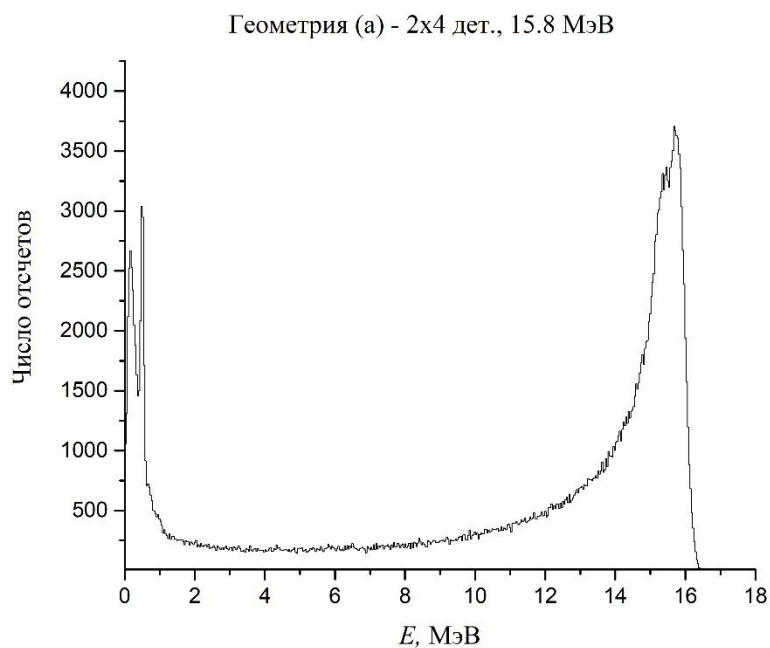


Рисунок В1 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 15.8 МэВ в геометрии (а)

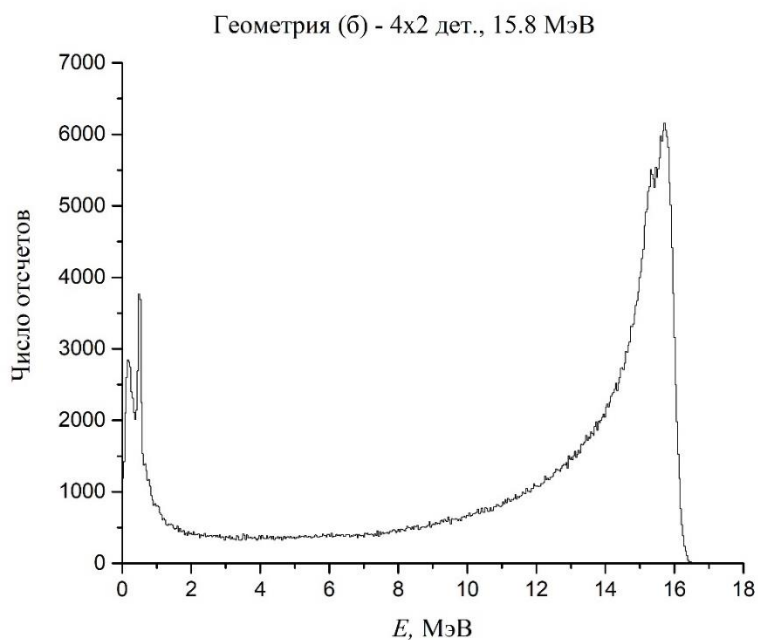


Рисунок В2 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 15.8 МэВ в геометрии (б)

Геометрия (в) - 1x8 дет., 15.8 МэВ

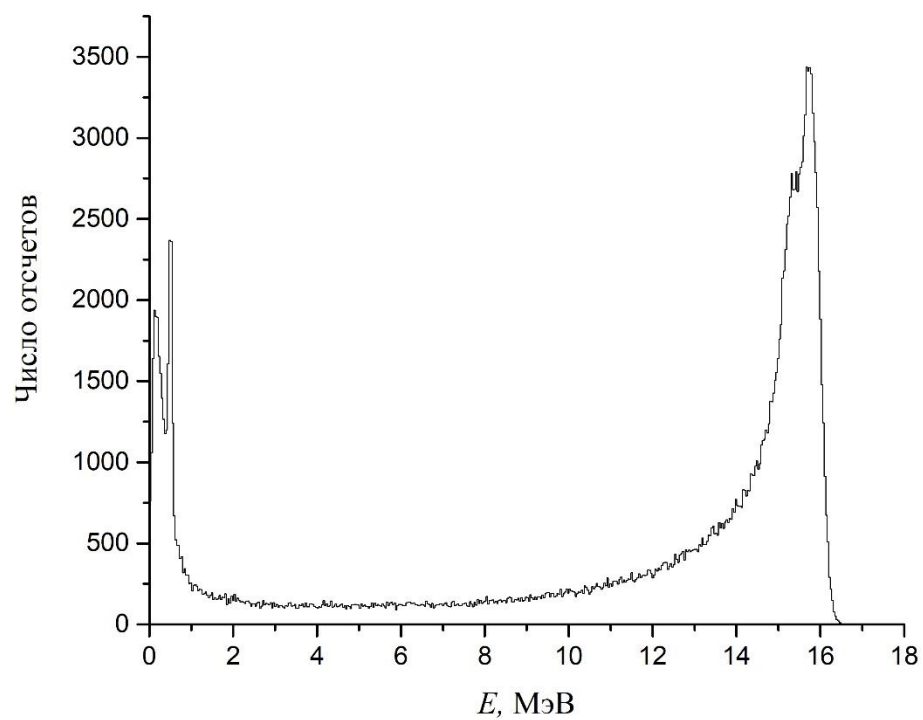


Рисунок В3 – Расчетный спектр для 1 млн.  $\gamma$ -квантов с энергией 15.8 МэВ в геометрии (в)

## Приложение Г

Сравнение расчетных эффективностей регистрации и спектров  $\gamma$ -квантов для изотропного и неизотропного источников с  $E_\gamma = 19.8$  МэВ

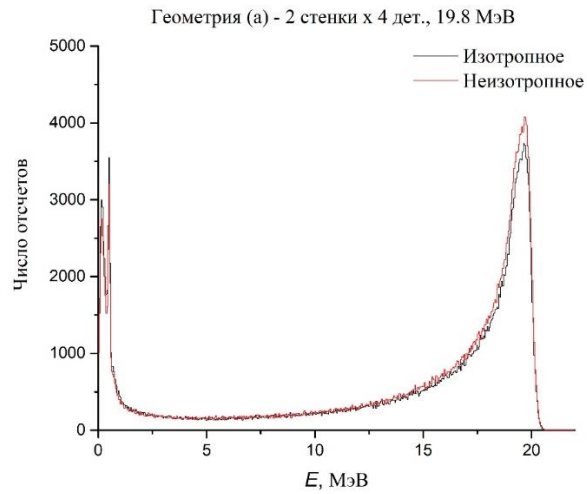


Рисунок E1 – Расчетные спектры  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (а) – «две стенки»: черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника

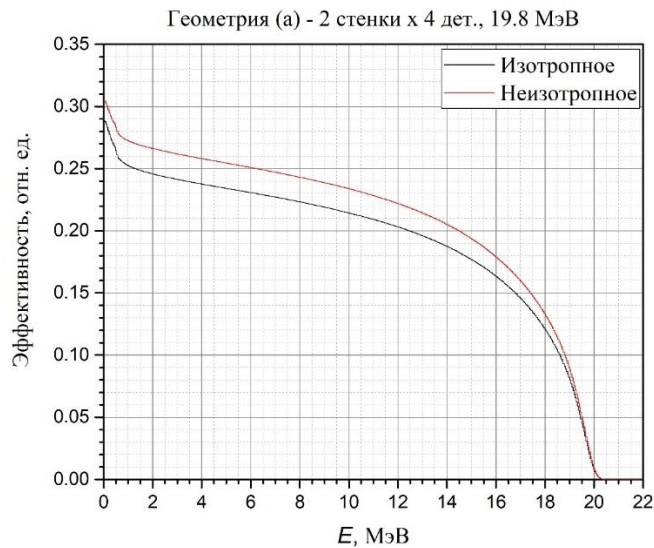


Рисунок E2 – Сравнение кривых эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (а) – «две стенки»: черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника

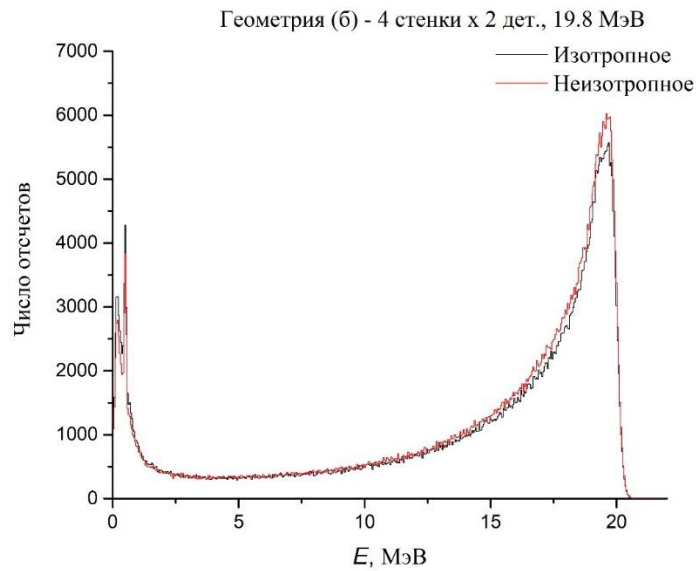


Рисунок Е3 – Расчетные спектры  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (б) – «4 стенки»:

черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника

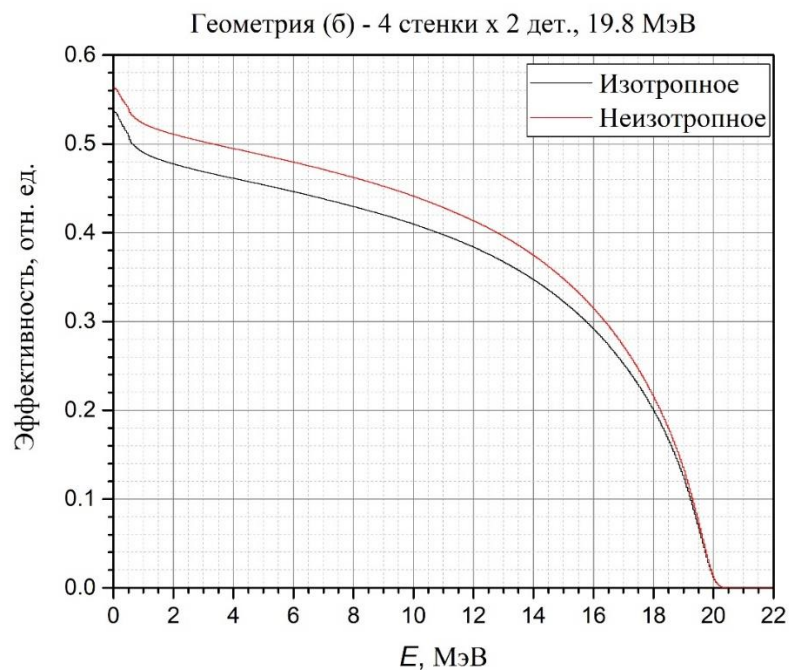


Рисунок Е4 – Сравнение кривых эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (б) – «4 стенки»:

черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника

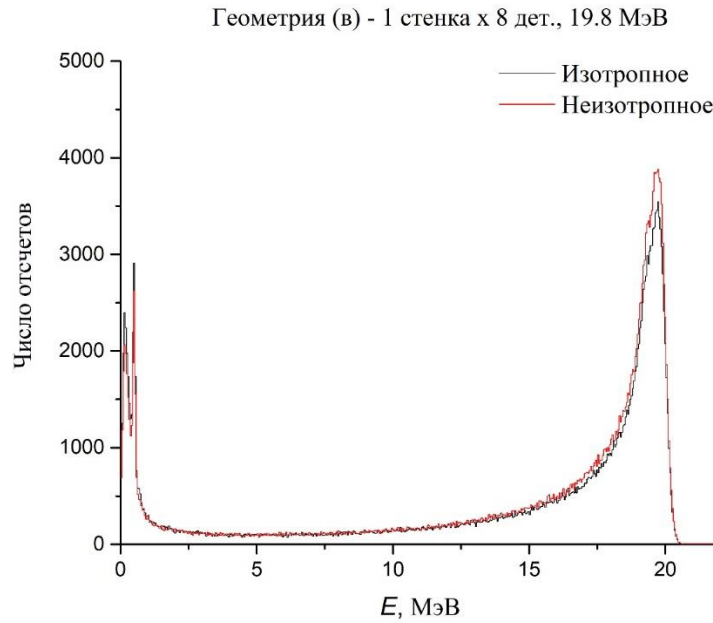


Рисунок Е5 – Расчетные спектры  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (в) – «1 стенка»:

черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника

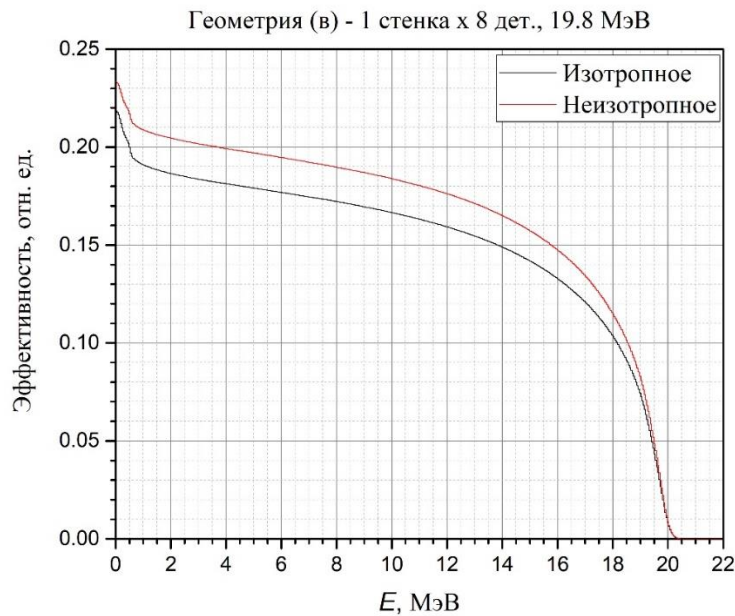


Рисунок Е6 – Сравнение кривых эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с энергиями 19.8 МэВ в геометрии (в) – «1 стенка»:

черным цветом – для изотропного источника; красным цветом – для анизотропного источника



## Приложение Д

### Сравнение кривых эффективностей для разных сборок

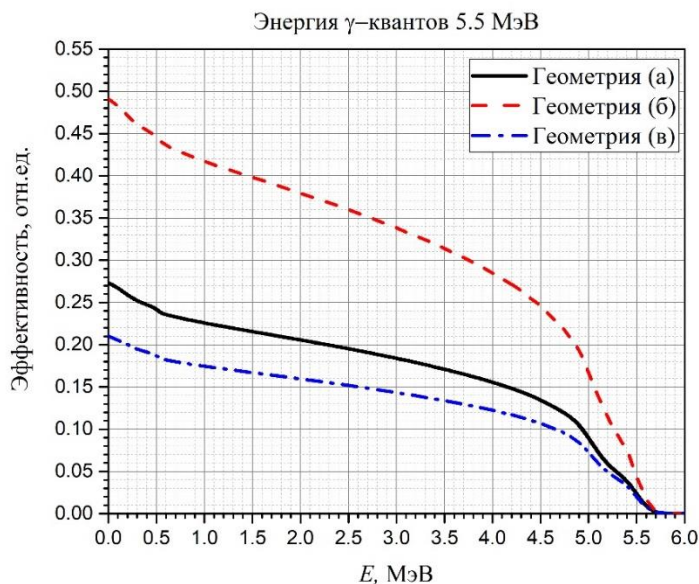


Рисунок Г1 – Кривые эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 5.5$  МэВ: сплошная линия – геометрия (а); штрих – геометрия (б); штрихпунктир – геометрия(в)

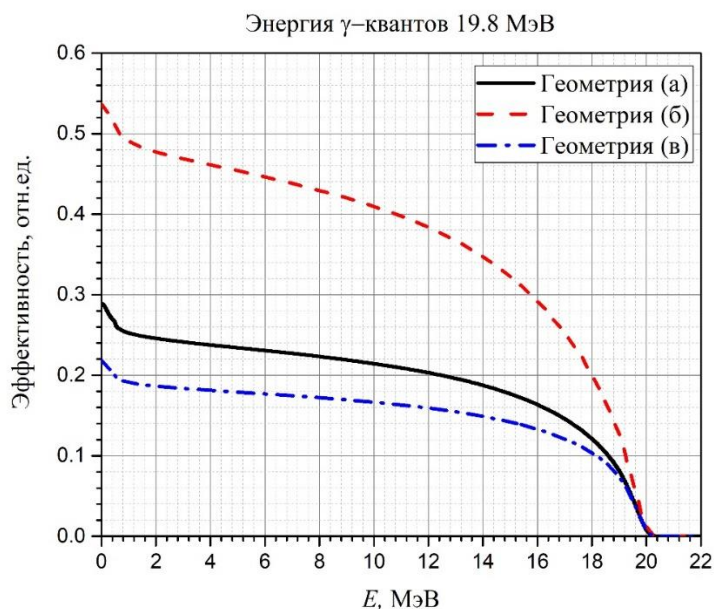


Рисунок Г2 – Кривые эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 19.8$  МэВ: сплошная линия – геометрия (а); штрих – геометрия (б); штрихпунктир – геометрия(в)

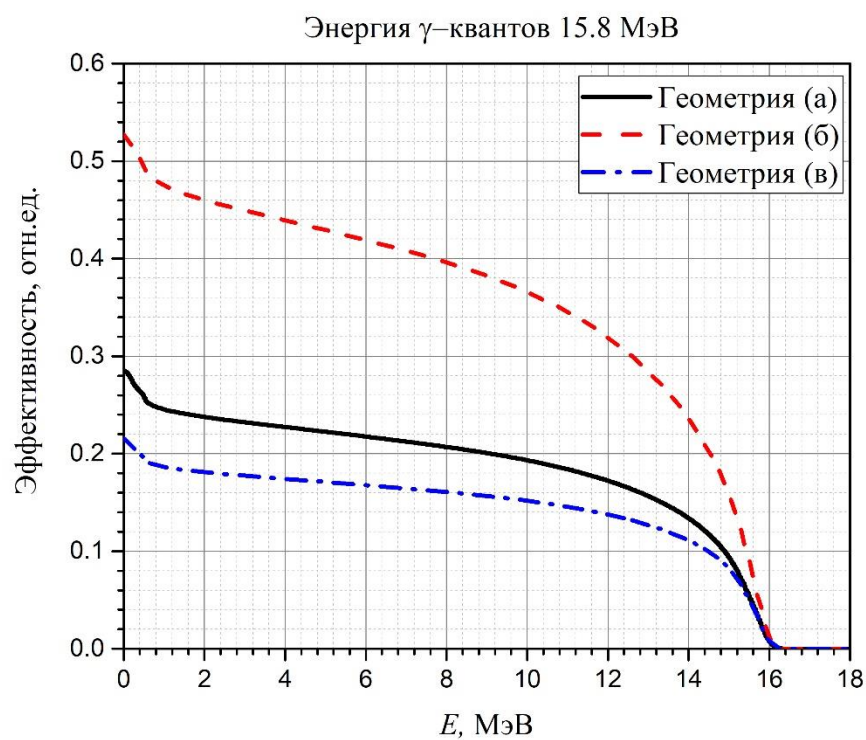


Рисунок ГЗ – Кривые эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma = 15.8$  МэВ:  
сплошная линия – геометрия (а); штрих – геометрия (б); штрихпунктир –  
геометрия(в)

## Приложение Е

Экспериментальные спектры для выделения пика  $\gamma$ -квантов с энергией 19.8 МэВ

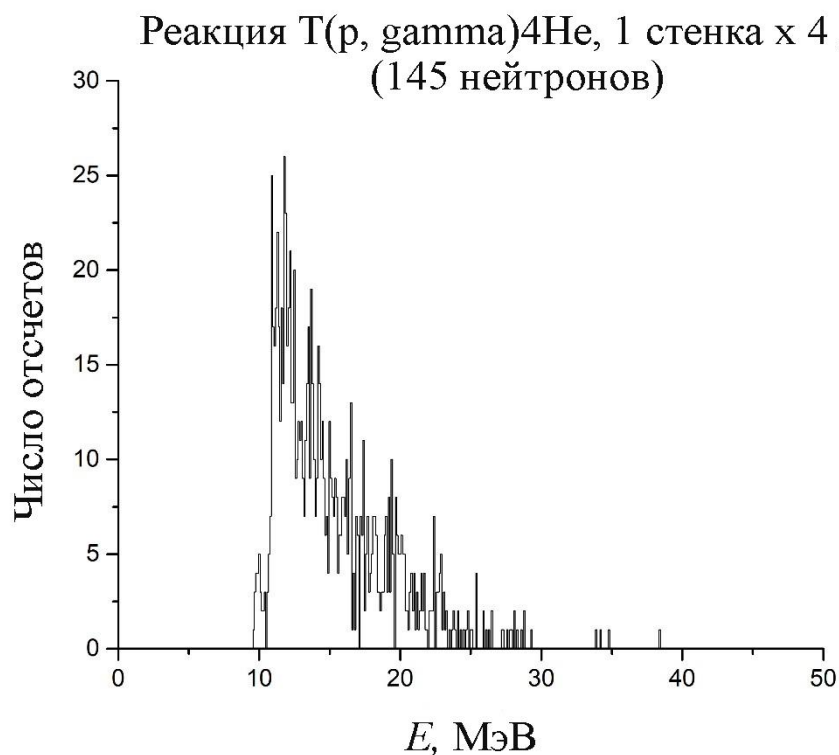


Рисунок Ж1 - Спектр  $\gamma$ -квантов, полученный при исследовании реакции  $T(p, \gamma)^4\text{He}$  на 4 детекторах

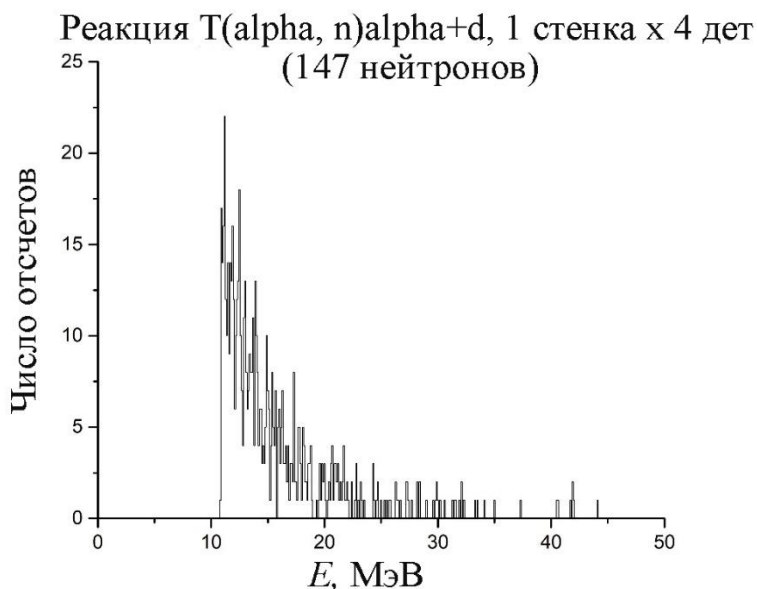


Рисунок Ж2 - Спектр  $\gamma$ -квантов, полученный при исследовании реакции  $T(\alpha, n)\alpha d$  на 4 детекторах

### Спектр вычитания

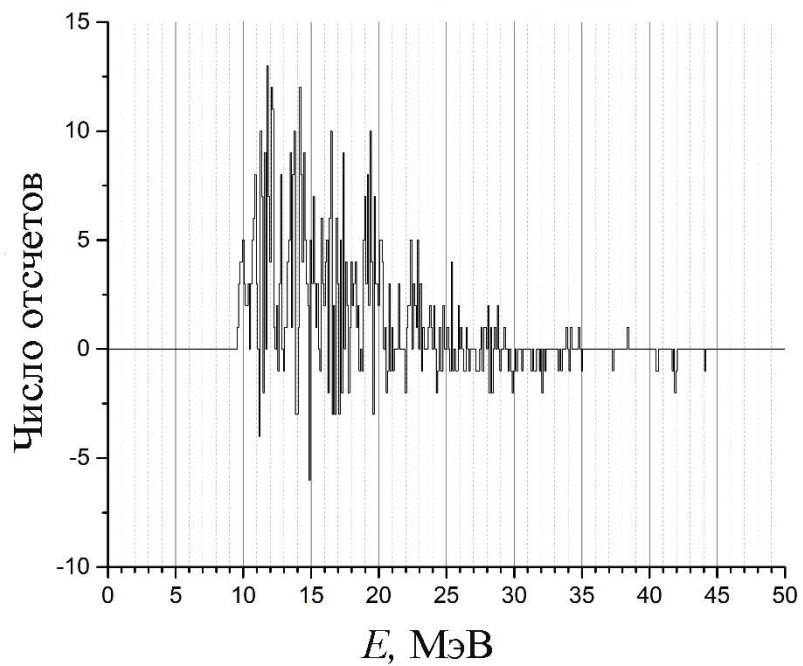


Рисунок ЖЗ – Спектр, полученный путем вычитания событий, зарегистрированных в реакции  $T(\alpha, n)\alpha d$