

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

БАКАЛАВРСКАЯ РАБОТА
«ПРИМЕНЕНИЕ КОМПТОНОВСКОГО СПЕКТРОМЕТРА
ДЛЯ КАЛИБРОВКИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРОВ ПО
ОТНОШЕНИЮ К ЭЛЕКТРОНАМ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ»

Выполнила студентка
409 группы
Лычагина Ольга Егоровна

Научный консультант:
к.ф.-м.н. О.Ю. Смирнов

Научный руководитель:
д.ф.-м.н., проф. А.Г. Ольшевский

Допущена к защите _____

Зав. кафедрой физики элементарных частиц
д.ф.-м.н., академик РАН В.А. Матвеев

Москва
2020

Содержание

ВВЕДЕНИЕ	3
1 Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	5
1.1 Проблема иерархии масс нейтрино	5
1.2 Эксперимент JUNO	6
1.3 Комптоновский спектрометр	8
1.3.1 Комптоновское рассеяние	8
1.3.2 Описание спектрометра	9
1.4 Параметры сцинтиллятора	9
1.4.1 Время затухания или скорость сцинтилляции	9
1.4.2 Определение нелинейности сцинтиллятора	12
1.5 Черенковское излучение	12
2 Глава 2. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ	14
2.1 Модель установки	14
2.2 Оценки интенсивности источника и времени проведения экс- перимента	16
2.3 Оптимизация геометрии установки	23
ВЫВОДЫ	26
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	30

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике нейтрино становится все более актуальной задачей точного измерения энергии детектируемых частиц. Примером является эксперимент JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) — планируемый прецизионный эксперимент нового поколения с реакторными антинейтрино, предназначенный для определения иерархии масс нейтрино. В данном эксперименте существуют жесткие требования по точности восстановления энергетической шкалы, на уровне 0.1%.

При подготовке к эксперименту две научные группы провели измерения нелинейности отклика жидкого сцинтиллятора [1], [2]. Описание нелинейности производилось с помощью феноменологического подхода Биркса, описывающего ионизационное гашение с помощью одного параметра, обозначаемого k_B . Результаты двух групп для параметра k_B значительно расходятся между собой. Возможной причиной является включение в анализ энергий выше порога черенковского излучения в одной из работ. В том числе, для проверки этого предположения в лаборатории ядерных проблем в ОИЯИ в г.Дубна планируется создание стенда для калибровки отклика жидкого сцинтиллятора, используемого в эксперименте JUNO. Исследование возможности дифференциации черенковского и сцинтилляционного излучения актуально также в связи с разработкой медленных сцинтилляторов, представляющих из себя смесь органического сцинтиллятора с водой. Использование таких сцинтилляторов позволило бы детектировать направление движения ионизирующих частиц в сцинтилляторе.

Целью данной работы является проведение расчетов для оптимизации стенда и повышения точности измерения энергетического отклика сцинтиллятора, а также проверка возможности выделения черенковской компоненты из общего световыхода. Таким образом, необходимо ответить на следующие вопросы: как можно выделить черенковскую компоненту из общего световыхода, а также, представляется ли возможным выделение черенковской компоненты в условиях планируемого эксперимента?

Для ответа на эти вопросы необходимо решить следующие задачи:

- Предложить конфигурацию установки, позволяющую выделить черенковское излучение;
- Из статистических соображений вычислить необходимую интенсивность источника и время проведения эксперимента;
- С помощью моделирования методом Монте-Карло подобрать геометрические параметры установки таким образом, чтобы минимизировать неопределенность энергии электронов, на которых происходит рассеяние гамма-квантов.

1 Глава 1. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

1.1 Проблема иерархии масс нейтрино

Нейтрино — стабильная нейтральная частица, относящаяся к лептонам Стандартной Модели. Эта частица уникальна - она участвует исключительно в слабых взаимодействиях и обладает беспрецедентно высокой проникающей способностью, что определенно делает ее обнаружение и изучение интереснейшей задачей. Существуют три типа нейтрино — электронное ν_e , мюонное ν_μ и тау-нейтрино ν_τ . Различные виды нейтрино могут "преобразовываться" друг в друга — это так называемые нейтринные осцилляции. Установлено, что это происходит из-за того, что нейтрино обладают ненулевой массой.

Для теоретического описания явления осцилляций выделяют шесть осцилляционных параметров [3]: три угла смешивания матрицы Понтекорво-Маки-Накагава-Саката — PMNS ($\theta_{12}, \theta_{23}, \theta_{13}$), CP фаза δ , разность квадратов масс $|\Delta m_{32}^2|$ (атмосферная), разность квадратов $|\Delta m_{21}^2|$ (называемая солнечной). В качестве еще одного параметра вводят знак $|\Delta m_{32}^2|$, который называется "иерархия масс нейтрино". Современные экспериментальные значения этих параметров перечислены ниже:

$$|\Delta m_{21}^2| = 7,39_{-0,20}^{+0,21} \times 10^{-5} eV^2 \quad |\Delta m_{32}^2| = 2,523_{-0,030}^{+0,032} \times 10^{-3} eV^2$$

$$\sin^2 \theta_{12} = 0,310_{-0,012}^{+0,013} \quad \sin^2 \theta_{23} = 0,558_{-0,033}^{+0,020} \quad \sin^2 \theta_{13} = 0,02241_{-0,00065}^{+0,00066}$$

$\delta_{CP} \in [0; 2\pi]$ — CP-нарушающая фаза Дирака.

Из гипотезы о смешивании нейтрино следует, что каждый аромат нейтрино представляет собой когерентную суперпозицию массивных нейтрино. Осцилляционные эксперименты не чувствительны к точным значениям масс нейтрино, но вероятности осцилляций зависят от разницы квадратов масс: $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. На данный момент известны с некоторой точно-

стью три разности квадратов масс, но порядок расположения самих масс не известен. Сложность возникает из-за того, что одна из разностей квадратов масс значительно меньше двух других. Фундаментальная проблема иерархии масс нейтрино может быть исследована в ускорительных и реакторных экспериментах, в основе каждого метода лежат разные эффекты: осцилляции в веществе (MSW - эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна), интерференция «солнечного» и «атмосферного» режимов осцилляций соответственно.

1.2 Эксперимент JUNO

JUNO (The Jiangmen Underground Neutrino Observatory) – подземная нейтринная обсерватория в Цзянмыне, представляет собой многоцелевой 20-ти килотонный подземный жидкостный сцинтилляционный детектор, основной физической целью которого является определение иерархии масс нейтрино. Детектор обладает высоким энергетическим разрешением, а также большим доверительный объемом, что предоставляет возможности для решения многих важных задач в физике нейтрино и астрономии. Измерение энергетического спектра антинейтрино с высоким разрешением позволит определять параметры осцилляций нейтрино $\sin^2\theta$, Δm_{21}^2 и $|\Delta m_{21}^2|$ с точностью выше 1%, что играет важную роль при предстоящей проверке на унитарность матрицы MNSP. Детектор JUNO дает возможность наблюдать не только антинейтрино от электростанций, но также нейтрино и антинейтрино от наземных и внеземных источников, включая нейтрино от вспышек сверхновых, диффузный фон нейтрино от сверхновых звезд, геонейтрино, атмосферные нейтрино и солнечные нейтрино.

Благодаря большому размеру детектора JUNO и высокому энергетическому разрешению можно получить интересные новые данные. Например, поток нейтрино от взрыва сверхновой, на расстоянии 10 кпк может привести к ~ 5000 событиям обратного бета-распада и ~ 2000 событиям нейтрино-протонного упругого рассеяния в детекторе JUNO. Такая статистика позволит улучшить понимание механизма взрыва сверхновой и провести изучение новых явлений, таких, как коллективные нейтринные

колебания. Обнаружение нейтрино от всех прошлых взрывов сверхновых в видимой вселенной с помощью JUNO позволило бы получить ценную информацию о скорости образования звезд во Вселенной и среднего энергетического спектра нейтрино от взрыва сверхновой. Антинейтрино, возникающие в результате радиоактивных распадов в цепях урана и тория в Земле, будут регистрироваться в детекторе JUNO с частотой около 400 событий в год, что значительно превосходит полную статистику событий от геонейтрино, набранных на сегодня на других детекторах. События от атмосферных нейтрино, собранные в JUNO, могут обеспечить независимые входные данные для определения иерархии масс нейтрино и октанта угла смешивания θ_{23} . Обнаружение событий солнечных нейтрино от реакций ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$ позволит пролить свет на проблему солнечной металличности и исследовать осцилляции нейтрино в переходной области между вакуумным режимом и режимом осцилляций в веществе. Легкие стерильные нейтрино, нейтрино с $10^{-5}\text{эВ}^2 < \Delta m_{42}^2 < 10^{-2}\text{эВ}^2$ и достаточно большим углом смешивания θ_{14} могут быть идентифицированы путем точного измерения энергетического спектра реакторных антинейтрино. Кроме того, JUNO может предоставить широкие возможности для проверки гипотезы стерильных нейтрино в масштабе эВ, используя либо радиоактивные источники нейтрино, либо пучок нейтрино, созданный циклотроном. Детектор JUNO также чувствителен к другим видам взаимодействий, выходящим за рамки стандартной модели. Примеры включают в себя поиск распада протона по каналу распада $p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}$, поиск нейтрино, возникающих в результате аннигиляции темной материи на Солнце, поиск нарушения Лоренц-инвариантности посредством сидерической модуляции скорости нейтринных событий в реакторе и поиск нестандартных взаимодействий нейтрино. Предлагаемая конструкция детектора JUNO обеспечит уникальную возможность своевременно и экономически эффективно решать многие важные вопросы в области физики частиц и астрофизики. JUNO обладает большим потенциалом для дальнейшего продвижения в изучении фундаментальных свойств нейтрино, одного из строительных блоков нашей Вселенной [4].

1.3 Комптоновский спектрометр

В случае, когда постоянные источники моноэнергетических электронов недоступны к использованию, с помощью комптоновского рассеяния моноэнергетических гамма-квантов под определенным углом получают квазимоноэнергетические электроны. В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии в зависимости от угла рассеяния:

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{m_e c^2} (1 + \cos\theta)} \quad (1.1)$$

1.3.1 Комптоновское рассеяние

Комптоновское рассеяние – это рассеяние на свободном электроне отдельного фотона с энергией $E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}$ (h – постоянная Планка, ν – частота электромагнитной волны, λ – её длина, c – скорость света) и импульсом $p = \frac{E}{c}$. Рассеиваясь на покоящемся электроне, фотон передаёт ему часть своей энергии и импульса и меняет направление своего движения. Электрон в результате рассеяния начинает двигаться. Фотон после рассеяния будет иметь энергию $E' = h\nu'$ (и частоту) меньшую, чем его энергия (и частота) до рассеяния. Соответственно после рассеяния длина волны фотона λ' увеличится. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что длина волны фотона после рассеяния увеличится на величину

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos\theta) \quad (1.2)$$

где θ – угол рассеяния фотона, а m_e – масса электрона, $h/m_e c = 0.024$ называется комптоновской длиной волны электрона.

Изменение длины волны при комптоновском рассеянии не зависит от λ и определяется лишь углом θ рассеяния γ -кванта. Кинетическая энергия электрона определяется соотношением

$$E_e = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_{\gamma} \sin^2 \frac{\theta}{2}}} \quad (1.3)$$

Эффективное сечение рассеяния γ -кванта на электроне не зависит от характеристик вещества поглотителя. Эффективное сечение этого же процесса, рассчитанное на один атом, пропорционально атомному номеру (или числу электронов в атоме) Z . Сечение комптоновского рассеяния убывает с ростом энергии γ -кванта: $\sigma k \sim \frac{1}{E_\gamma}$. [5]

1.3.2 Описание спектрометра

Для измерения энергетического разрешения, а также для определения нелинейности сцинтиллятора используются комптоновские спектрометры. Принцип их работы основан на регистрации сигнала электрона отдачи в совпадении с сигналом от однократного комптоновского рассеяния под фиксированным углом. Таким образом выделяются практически моноэнергетические электроны. Основные элементы установки: моноэнергетический источник гамма-квантов, емкость со сцинтиллятором, фотоэлектронный умножитель и детектор рассеянных гамма квантов. Когда происходит комптоновское рассеяние гамма-кванта в сцинтилляторе, вылетевший электрон ионизирует и возбуждает среду сцинтиллятора, в результате чего происходит высвечивание сцинтилляционных фотонов. Принцип работы схемы совпадений заключается в том, что фотоумножителем будет регистрироваться только сигнал, совпадающий с сигналом детектора рассеянных гамма-квантов. Этот метод позволяет исключить сигналы, приходящие на ФЭУ от сторонних источников, т.е. фоновые сигналы, а также сигналы от электронов рассеяния с энергиями вне заданного диапазона.

1.4 Параметры сцинтиллятора

1.4.1 Время затухания или скорость сцинтилляции

Вспышка света, испускаемая сцинтиллятором, затухает по некоторому закону. В первом приближении, в случае, когда в люминесценции участвуют только одинаковые центры, вспышка от сцинтиллятора затухает по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp^{-t/\tau}, \quad (1.4)$$

где I_0 – амплитуда светового импульса, а τ – время затухания свечения сцинтиллятора. Световой выход сцинтиллятора связан с временем затухания следующим образом:

$$L_R = \frac{1}{E_\gamma} \int_0^\infty I(t) dt = \frac{I(0)\tau}{E_\gamma} \quad (1.5)$$

В этом выражении I – интенсивность свечения в фотонах в секунду, τ – постоянная затухания люминесценции, E_γ – энергия поглощаемого сцинтиллятором излучения.[6]

Для используемого в данной работе сцинтиллятора на основе LAB функция плотности вероятности высвечивания представляет собой сумму экспонент. На рис.1 данная функция представлена в нормированном виде.

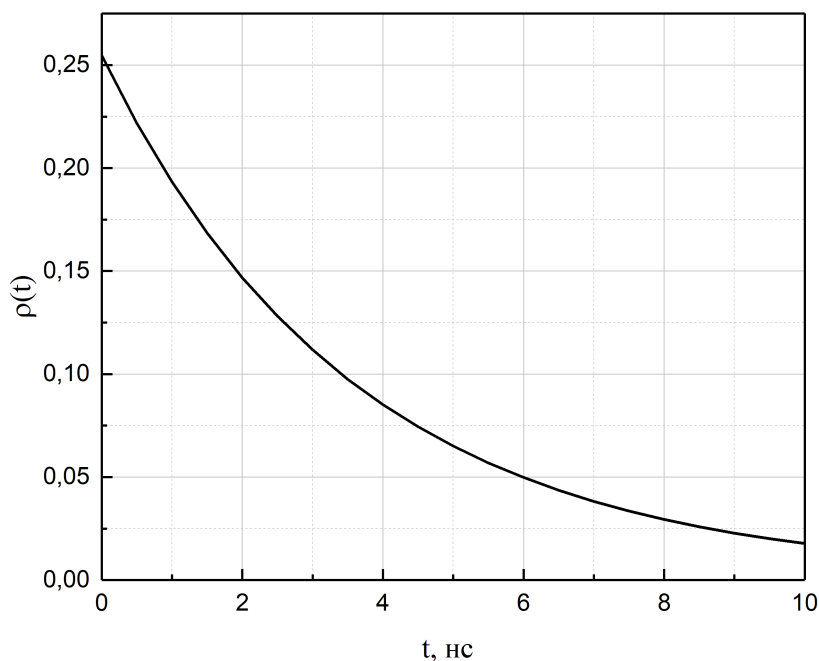


Рис. 1: График функции плотности вероятности высвечивания для сцинтиллятора LAB

Данная функция учитывает вклад черенковских фотонов в полный световыход. Время их высвечивания мало, т.е. они вносят свой вклад в экспоненту с меньшим τ . Экспериментально полученное временное распределение фотонов черенковского и сцинтилляционного излучения представлено на рис.2.

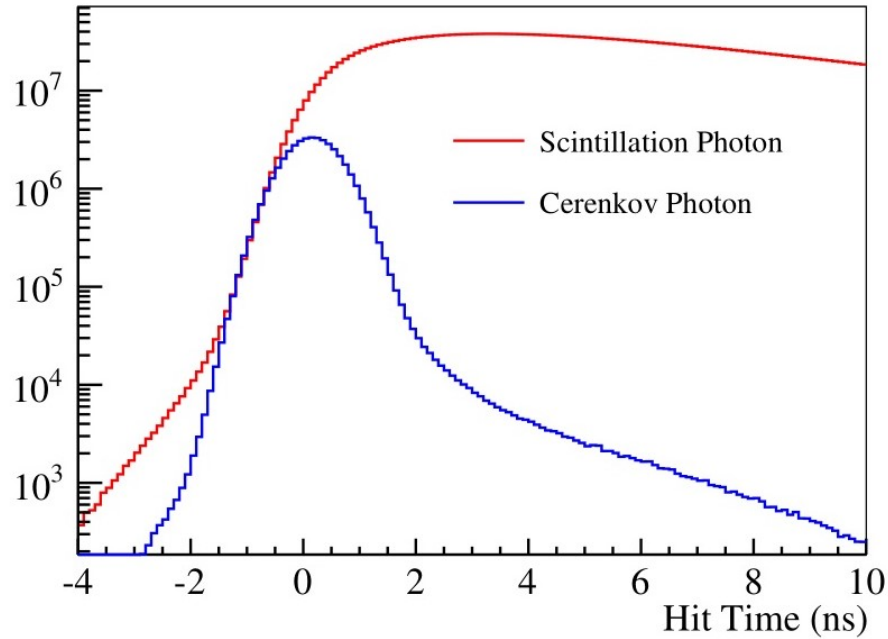


Рис. 2: Распределение времени попадания черенковского и сцинтилляционного фотонов с временным разрешением 0,5 нс после коррекции времени полета. Ноль времени определяется как время генерации обратного β -распада.[8]

Для быстрых сцинтилляторов вводится следующий показатель качества Биркса:

$$k_B = \frac{L_R}{\tau} = \frac{I(0)}{E_\gamma} \quad (1.6)$$

В большинстве измерений высокий показатель k_B определяет высокий показатель сигнал/шум. К сожалению, в большинстве случаев быстрые сцинтилляторы имеют низкий световой выход, поэтому для идеального детектора очень тяжело достичь высоких значений k_B . [6]

1.4.2 Определение нелинейности сцинтиллятора

Для эксперимента JUNO крайне важно иметь возможность восстановить энергию первичной взаимодействующей частицы. Следовательно, функция преобразования, связывающая энергию ионизирующей частицы с количеством света, производимого сцинтиллятором, должна быть известна максимально точно. Известно, что сцинтилляторы проявляют нелинейное поведение для отложений с малой энергией. Эмпирический закон Биркса описывает дифференциальный световой выход:

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + k_B \cdot \frac{dE}{dx}} \quad (1.7)$$

где S – абсолютная светоотдача, $\frac{dE}{dx}$ – дифференциальное энергосодержание в единицу длины, а k_B – коэффициент Биркса. S является внутренним свойством каждого сцинтиллятора, а k_B зависит от сцинтиллятора, а также от падающей ионизирующей частицы. В JUNO неизвестное значение k_B может привести к неправильной интерпретации иерархии масс нейтрино. Нелинейность сцинтиллятора искажает энергетический спектр и, следовательно, может привести к тому, что данные будут интерпретированы как неправильная опция иерархии масс. [1]

1.5 Черенковское излучение

Черенковское излучение (или излучение Вавилова-Черенкова) возникает при движении заряженной частицы в прозрачной среде со скоростью v большей скорости света в этой среде, т.е. при $v > \frac{c}{n}$, где c – скорость света в вакууме, а n – показатель преломления среды.

Черенковское излучение является совместным излучением множества атомов среды, расположенных вдоль траектории движения частицы и поляризованных её электрическим полем. Таким образом, непосредственно излучает не частица, а среда, в которой движется частица. Волновой фронт этого излучения представляет собой поверхность конуса, вершиной которого является частица, а осью – её траектория. Угол раствора конуса θ фиксирован и определяется скоростью частицы v и свойствами среды (v -

показатель преломления среды, $\theta = \frac{c}{vn}$). Ситуация похожа на ту, которая возникает на поверхности воды при движении катера. Катер, выполняющий в этом примере роль частицы, создает волну возмущения водной поверхности, фронт которой образует острый угол, вершиной которого является катер.

Энергия частицы, конвертируемая в черенковское излучение, мала по сравнению с энергией, которую она тратит на ионизацию и возбуждение атомов среды. Число фотонов, излучаемых на 1 см пути, в зависимости от среды (радиатора) колеблется от нескольких единиц до нескольких сот. Это излучение можно наблюдать визуально и регистрировать с помощью фотоплёнки или фотоэлектронного умножителя (ФЭУ), преобразующего энергию излучения в электрический сигнал. На цветной фотоплёнке, расположенной перпендикулярно направлению движения частицы, излучение, выходящее из радиатора, имеет вид кольца сине-фиолетового цвета. [7]

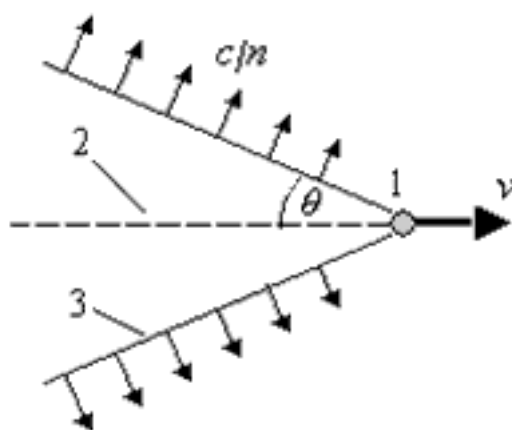


Рис. 3: Конус черенковского излучения. 1 - частица, 2 - траектория частицы, 3 - фронт волны.

2 Глава 2. ПРАКТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

Сравнивая результаты экспериментов [1], [2] с использованием жидкого сцинтиллятора на основе LAB мы убедились, что при высоких энергиях электронов вклад черенковского излучения в полный световыход сцинтиллятора может играть значительную роль. Мы рассматриваем возможность создания стенда, позволяющего выделить этот вклад. Также, будем рассматривать возможность повышения чувствительности установки к черенковскому излучению, основанную на различии временного распределения фотонов черенковского и сцинтилляционного излучения (см. рис.2).

2.1 Модель установки

Планируемая установка фактически представляет собой комптоновский спектрометр. Так как постоянные источники моноэнергетических электронов недоступны к использованию в подобном эксперименте, с помощью комптоновского рассеяния моноэнергетических гамма-квантов под определенным углом получают квазимоноэнергетические электроны. В результате комптоновского рассеяния электронам передается только часть энергии.

$$E_{\gamma'} = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{E_{\gamma}}{mc^2}(1 + \cos\theta)} \quad (2.8)$$

$$E_e = E_{\gamma} - E_{\gamma'}$$

где E_{γ} и $E_{\gamma'}$ – энергии гамма-квантов до и после рассеяния, E_e – энергия фотоэлектрона, mc^2 – энергия покоя электрона, θ – угол рассеяния гамма кванта. Максимальная энергия, которая в результате комптоновского рассеяния может быть передана электрону (при $\theta = 180^\circ$)

$$E_e^{max} = E_{\gamma} - E_{\gamma'} = E_{\gamma} - \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{2E_{\gamma}}{mc^2}} = \frac{2E_{\gamma}^2}{mc^2 + 2E_{\gamma}} \quad (2.9)$$

В данной работе используется модель установки, созданная в программе GEANT4. Модель состоит из емкости с жидким органическим сцинтиллятором на основе LAB (линейный алкилбензол), двух ФЭУ, источника

монохроматического гамма-излучения ^{22}Na , коллиматора и детектора рассеянных гамма-квантов NaI. Энергия первичных гамма-квантов $E_\gamma = 1,27$ МэВ, источником является изотоп ^{22}Na .

Два ФЭУ необходимы для того, чтобы зарегистрировать как можно большую часть излученного света в сцинтиляционном событии, а также для того, чтобы была возможность отделить черенковскую компоненту от сцинтиляционной за счет направленности первой. Направление черенковского излучения совпадает с направлением частицы, его порождающей. Задавая направление рассеянного гамма-кванта с помощью геометрии установки, мы определяем направление электрона, соответственно, знаем, в каком именно ФЭУ будет детектироваться черенковское излучение.

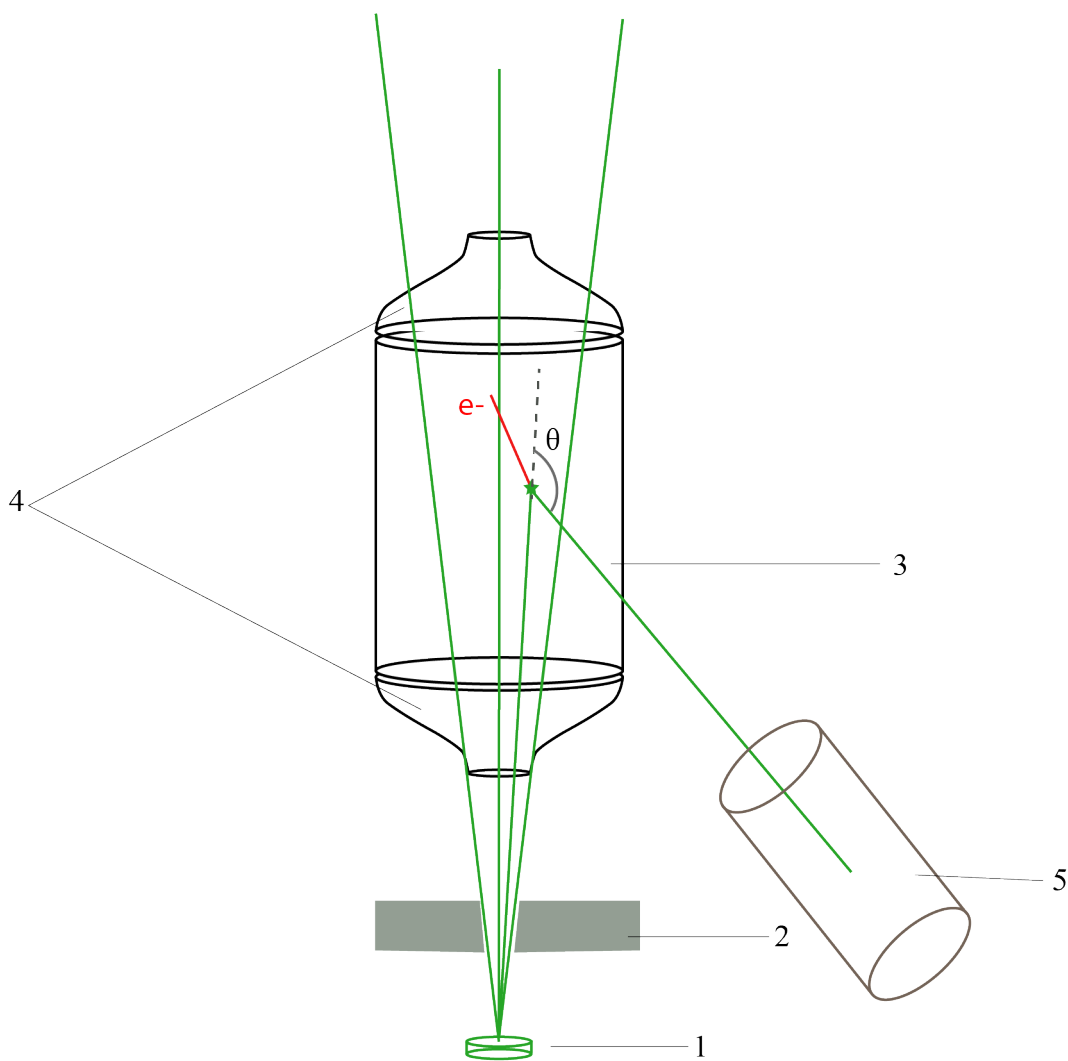


Рис. 4: Схема установки. 1 – источник гамма-квантов Na^{22} , 2 – коллиматор, 3 – емкость с жидким сцинтилятором, 4 – ФЭУ, 5 – детектор рассеянных гамма-квантов

2.2 Оценки интенсивности источника и времени проведения эксперимента

Оценим необходимую интенсивность источника и время измерения для обнаружения вклада черенковского излучения электрона. Согласно экспериментальным данным, вклад черенковского излучения в полный световыход составляет $\epsilon \sim 1\%$ от сцинтилляционного излучения. Для того, чтобы утверждать с вероятностью 99,9999%, что можно выделить вклад черенковского излучения в полный световыход, точность определения этого вклада должна быть в 5 раз меньше уровня самого сигнала, т.е. должна превышать 5σ .

$$\delta\epsilon < \frac{\epsilon}{5} \quad (2.10)$$

Рассмотрим идеальный случай, когда ФЭУ имеют одинаковую геометрию, точка рассеяния находится в центре емкости с жидким сцинтиллятором (телесные углы, в пределах которых фотоны попадают на катод ФЭУ, равны $\frac{1}{6}$).

Выразим количество фотонов, излучаемых в результате одного рассеяния: $RH = E_e \cdot A$, где $A = 10\,000$ ф/МэВ — световыход сцинтиллятора. Тогда количество ф.э., попавших в ФЭУ-1 и ФЭУ-2 соответственно:

$$Q_1 = RH \cdot \rho \frac{\Omega_1}{4\pi} \quad (2.11)$$

$$Q_2 = RH \cdot \rho \frac{\Omega_2}{4\pi}$$

где $\rho = 0,2$ — вероятность регистрации отдельного фотона ФЭУ (произведение квантовой эффективности и коэффициента сбора фотоэлектронов на первом диноде ФЭУ).

Предположим, что черенковское излучение, в силу своей направленности, регистрируется только одним фотоумножителем, например вторым. Проведём две серии экспериментов: под порогом черенковского излучения и выше порога ($E \approx 150$ кэВ). Во втором случае второй фотоумножитель будет регистрировать дополнительный сигнал от черенковского излучения,

но вклад сцинтилляционных фотонов не изменится, т.е. отношения их вкладов в обоих ФЭУ не изменится (верхние индексы относятся к различным сериям измерений до/над порогом черенковского излучения):

$$\frac{Q_2^{(1)}}{Q_1^{(1)}} = \frac{Q_2^{(2)} - Q_c}{Q_1^{(2)}} = \frac{Q_2^{(2)} - \epsilon \cdot Q_1^{(2)}}{Q_1^{(2)}} \quad (2.12)$$

$$\epsilon = \frac{Q_1^{(1)} \cdot Q_2^{(2)} - Q_1^{(2)} \cdot Q_2^{(1)}}{Q_1^{(2)} \cdot Q_1^{(1)}} \quad (2.13)$$

$$\epsilon < \frac{\epsilon}{5} = 2 \cdot 10^{-3}$$

$$\delta\epsilon = \sqrt{\left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_1^{(1)}} \Delta Q_1^{(1)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_1^{(2)}} \Delta Q_1^{(2)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_2^{(1)}} \Delta Q_2^{(1)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_2^{(2)}} \Delta Q_2^{(2)}\right)^2} \quad (2.14)$$

В результате получаем выражение:

$$\delta\epsilon = \sqrt{1,5 \frac{4\pi\Omega_2}{\Omega_1^2} \left(1 + \frac{\Omega_2}{\Omega_1}\right) \left(\frac{\Omega_1}{4\pi Q_1^{(1)} N_1} + \frac{\Omega_2}{4\pi Q_2^{(2)} N_2}\right)} \quad (2.15)$$

где N_1 и N_2 — число событий в схеме совпадений в первом и втором эксперименте соответственно. Если $E^{(1)} \approx 100$ кэВ (ниже порога черенковского излучения), $E^{(2)} \approx 1$ МэВ (выше порога), то $Q_1^{(1)} \approx 33,3$ ф.э., $Q_2^{(2)} \approx 333,3$ ф.э.

В этом случае, вклад в точность определения ϵ обоих измерений будет соизмерим если:

$$\frac{N_1}{N_2} \sim \frac{Q_2^{(2)}}{Q_1^{(1)}} \rightarrow N_1 = 10N_2 \quad (2.16)$$

С учетом $\epsilon < \frac{\epsilon}{5} = 2 \cdot 10^{-3}$, получаем условие на минимальное число электронов, а следовательно, гамма-квантов, рассеявшихся в сцинтилляторе и попавших в детектор NaI.

$$N_1 > 45\,000, N_2 > 4500$$

Зная минимальные параметры N1 и N2 можно примерно вычислить необходимую интенсивность источника гамма-излучения:

$$N_{source} = \frac{16\pi^2 N}{\Omega_{source} \Omega_{NaI} P}$$

где $N = N_2$ — количество рассеянных гамма-квантов, попавших в NaI во втором эксперименте (количество электронов), N_{source} — количество гамма-квантов, испущенных источником за все время эксперимента, Ω_{source} — телесный угол, определяемый размерами щели коллиматора, Ω_{NaI} — телесный угол, в котором рассеянные гамма кванты регистрируются детектором NaI, $P = \sigma(\theta, E_\gamma) \cdot L \cdot n_e$ — вероятность комптоновского рассеяния под углом θ на длине сцинтиллятора.

Для надпороговых электронов при $N = 4\,500$, $\Omega_{source} \approx 0,126$ (соответствует углу раствора коллиматора в 22°), $\Omega_{NaI} \approx 0,007$ (детектор диаметром 3.8 см на расстоянии 79 см), $\sigma(\theta, E_\gamma) \approx 5,3 \cdot 10^{-3}$ (оценка по формуле Клейна-Нешина для гамма кванта с энергией 1.27 МэВ и угла рассеяния 165°), то получаем $N_{source} \approx 9,3 \cdot 10^8$.

При интенсивности источника гамма-квантов $I = 10^2$ кБк, требуется время проведения эксперимента $\Delta t = \frac{N_{source}}{I} \approx 2,6$ ч.

Измерение с подпороговыми электронами требует в ~ 3.3 раза большего времени измерения (с учетом большей вероятности комптоновского рассеяния под углом θ на той же длине сцинтиллятора).

Можно получить выигрыш в статистике в k раз, если увеличить в k раз отношение числа регистрируемых фотонов черенковского излучения к числу регистрируемых сцинтилляционных фотонов. Увеличить это отношение возможно, анализируя временное распределение излучаемых фотонов.

Сцинтилляционные фотоны высвечиваются экспоненциально с характерным для данного сцинтиллятора постоянной времени (см. рис. 5), в то время как черенковское излучение испускается в начальный момент движения электрона.

На рис. 1 показана зависимость плотности вероятности высвечивания для сцинтиллятора LAB. Черенковское излучение быстрее сцинтилляцион-

ного и находится около нуля на графике. При сокращении временного окна регистрации сцинтилляционного сигнала до времени T_{cut} величина сигнала уменьшится до Q_{cut} , а доля черенковского излучения возрастёт:

$$\epsilon_0 = \frac{Q_c}{Q_{cut}} = \frac{Q_c}{Q \cdot K} = \frac{\epsilon}{K} \quad (2.17)$$

$$K = \frac{\int_0^{T_{cut}} \rho(t) dt}{\int_0^{\infty} \rho(t) dt} < 1$$

$$\delta\epsilon < \frac{\epsilon}{5}; \delta\epsilon_{cut} < \frac{\epsilon_{cut}}{5} \rightarrow \delta\epsilon < \frac{\sqrt{K}}{5} \epsilon_{cut} = \frac{\sqrt{K}}{5} \frac{\epsilon}{K} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{K}}$$

$$\sqrt{1,5 \frac{4\pi\Omega_2}{\Omega_1^2} \left(1 + \frac{\Omega_2}{\Omega_1}\right) \left(\frac{\Omega_1}{4\pi Q_1^{(1)} N_1} + \frac{\Omega_2}{4\pi Q_2^{(2)} N_2}\right)} < \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{K}} \rightarrow \frac{N_2}{N_1} \sim \frac{Q_1^{(1)}}{Q_2^{(2)}} \quad (2.18)$$

T_{cut} выбирается исходя из формы временного распределения сцинтилляционной вспышки и параметров ФЭУ. Для расчетов предполагаем, что основной вклад в сцинтилляционный отклик описывается экспонентой со временем жизни 3.6 нс, как это было измерено в работе[2] для другого сцинтиллятора. Для оценок чувствительности более точное знание отклика несущественно, а для более точных расчетов предполагается измерить временное распределение для сцинтилляционной вспышки во время планируемого эксперимента. ФЭУ имеет ширину одноэлектронного спектра ~ 1 нс. Т.к. за начало отсчета по времени в схеме совпадений берется регистрация гамма-кванта в NaI, то, поскольку NaI имеет некоторую временную задержку регистрации:

$$T_{cut} \in [-2 \text{ нс}; 2 \text{ нс}]$$

Пусть $T_{cut} = 2$ нс, $\Omega_1 = \Omega_2$, тогда $K = \frac{\int_0^{T_{cut}} \rho(t) dt}{\int_0^{\infty} \rho(t) dt} = 0,386$;

$$\sqrt{3 \frac{4\pi\Omega_2}{\Omega_1^2} \left(\frac{\Omega_1}{4\pi Q_1^{(1)} N_1} + \frac{\Omega_2}{4\pi Q_2^{(2)} N_2}\right)} < \frac{2 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{K}} = 3,2 \cdot 10^{-3} \quad (2.19)$$

Тогда $Q_1^{(1)} \approx 33,3$ ф.э., $Q_2^{(2)} \approx 333,3$ ф.э.

$$N_1 > 6000, N_2 > 600.$$

Для проверки статистических оценок было проведено моделирование временной формы сигналов и зарядов на ФЭУ, собираемых во временном окне. Количество фотонов N , образованных в сцинтилляторе одним электроном (в одном событии), разыгрывалось случайным образом в соответствии с распределением Гаусса с параметрами $(\langle PH \rangle, \sqrt{1,5\langle PH \rangle})$, где $\langle PH \rangle = \langle E_e \rangle \cdot A$, а $\langle E_e \rangle$ — средняя энергия электронов, полученная в моделировании процессов рассеяния гамма-квантов в Geant4. Предполагаем, что распределение регистрируемых фотонов подчиняется статистике Пуассона, но при этом сам ФЭУ вносит дополнительную ширину. Для оценок выбираем реалистичную ширину, соответствующую относительному разрешению одноэлектронного отклика ФЭУ $v_1 = 0,5$. (Одноэлектронный отклик - анодный отклик на 1 ф.э. на фотокатоде, его относительная ширина определяется как $v_1 = (\sigma_1/q_1)^2$). Далее для данного числа фотонов определялось количество фотоэлектронов, образовавшихся на фотокатодах ФЭУ1 и ФЭУ2 в результате попадания соответствующей доли из N фотонов на фотокатод. Это количество фотоэлектронов разыгрывалось в соответствии с распределением Пуассона. Вероятность образования одного фотоэлектрона равна произведению отношения телесного угла, под которым виден ФЭУ из точки образования электрона в сцинтилляторе, к полному углу $\frac{\pi}{4}$ и квантовой эффективности фотокатода. Так как сцинтилляционные фотоны попадают в оба ФЭУ, а черенковское излучение в силу своей направленности и параметров установки по нашему предположению попадает только во второй ФЭУ, суммарные заряды фотоэлектронов на катодах ФЭУ N_1 и N_2 будут различаться:

$$p_1 = 0, 2 \cdot \langle \Omega_1 \rangle$$

$$p_2 = 0, 2 \cdot \langle \Omega_2 \rangle$$

$$N_1 = \frac{\lambda_1^k}{k!} \exp(-\lambda_1)$$

$$N_2 = \frac{\lambda_2^k}{k!} e^{-\lambda_2} + \frac{\lambda_2'^k}{k!} e^{-\lambda_2'}$$

где p_1 – вероятность образования фотоэлектрона в первом ФЭУ, p_2 – вероятность образования фотоэлектрона во втором ФЭУ, $\langle \Omega_1 \rangle$ и $\langle \Omega_2 \rangle$ – средние телесные углы для ФЭУ1 и ФЭУ2 (полученные при моделировании в GEANT4), N_1 – количество зарегистрированных ф.э. в первом ФЭУ, N_2 – количество зарегистрированных ф.э. во втором ФЭУ, $\lambda_1 = N \cdot p_1$ – параметр распределения Пуассона для ф.э. в первом ФЭУ, $\lambda_2 = N \cdot p_2$ – параметр распределения Пуассона для ф.э. во втором ФЭУ, $\lambda_2' = N \cdot 0,02 \cdot 0,01$ – параметр распределения Пуассона для ф.э. во втором ФЭУ, образованных фотонами черенковского излучения (0,01 – доля черенковского излучения в общем световыходе).

Время образования каждого фотоэлектрона на фотокатоде разыгрывалось случайным образом в соответствии с плотностью вероятности высвечивания для сцинтиллятора (рис.1). В качестве временного сигнала на ФЭУ от одного электрона моделировался заряд в виде нормального распределения со средним значением, соответствующим времени образования фотоэлектрона, и дисперсией, равной 0,5 нс. Суммарный сигнал от всех фотоэлектронов, уместившийся в пределах временного окна $T_{cut} \in [-2; 2]$ нс, образует регистрируемый заряд Q .

Моделирование было проведено четыре раза - для первого и второго ФЭУ для энергий электронов ниже порога черенковского излучения ($E_e = 100$ кэВ и $N_e = 600$ событий) и выше порога ($E_e \approx 1$ МэВ и $N_e = 6000$ событий). В результате получили значения зарядов, удовлетворяющие распределению Гаусса. Из распределений выразили средние значения и стандартные отклонения:

$$Q_1^{(1)} = 29,9; \quad \Delta Q_1^{(1)} = \frac{5,3}{\sqrt{600}} = 0,22$$

$$Q_2^{(1)} = 30,8; \quad \Delta Q_2^{(1)} = \frac{5,2}{\sqrt{600}} = 0,11$$

$$Q_1^{(2)} = 313,5; \quad \Delta Q_1^{(2)} = \frac{16,9}{\sqrt{6000}} = 0,22$$

$$Q_1^{(2)} = 330,2; \quad \Delta Q_1^{(2)} = \frac{17,7}{\sqrt{6000}} = 0,23$$

Таким образом,

$$\epsilon = \frac{Q_1^{(1)} \cdot Q_2^{(2)} - Q_1^{(2)} \cdot Q_2^{(1)}}{Q_1^{(2)} \cdot Q_1^{(1)}} = 0,02$$

$$\begin{aligned} \delta\epsilon &= \sqrt{\left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_1^{(1)}} \Delta Q_1^{(1)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_1^{(2)}} \Delta Q_1^{(2)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_2^{(1)}} \Delta Q_2^{(1)}\right)^2 + \left(\frac{\delta\epsilon}{\delta Q_2^{(2)}} \Delta Q_2^{(2)}\right)^2} \\ &= 8 \cdot 10^{-3} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Так как при приближительных оценках не учитывалось влияние телесного угла на вклад черенковского излучения в сигнал ФЭУ, то вклад $\frac{Q_c}{Q_{cut}}$ на самом деле будет больше, т.к. $Q_c = \frac{\epsilon Q_2^{(2)}}{\Omega_2} \approx 0,02 \cdot Q_2^{(2)}$. Таким образом, значения зарядов и вклад заряда черенковского излучения в детектируемый заряд совпадают с приближительными расчетами.

2.3 Оптимизация геометрии установки

Энергия электрона при комптоновском рассеянии однозначно задаётся энергией первичного гамма-кванта и углом рассеяния. Источники гамма-квантов имеют высокую степень монохроматичности. Поэтому точность задания энергии электронов будет определяться разбросом направлений квантов, проходящих от источника через сцинтиллятор и направлений траекторий регистрируемых квантов после рассеяния. Последние зависят от положения точки рассеяния внутри сцинтиллятора и размера детектора. Уменьшение размеров сцинтиллятора, размеров детектора и увеличение расстояния от сцинтиллятора до детектора уменьшают этот разброс, но существенно затрудняют набор статистики.

Для учёта распределения в пространстве реальных процессов рассеяния, определения влияния геометрии установки на точность измерения и выбора оптимальных параметров было проведено моделирование эксперимента с помощью пакета Geant4. При моделировании также вычислялись реальные телесные углы сбора сцинтилляционных фотонов ФЭУ.

Геометрия модельной экспериментальной установки представлена на Рис. 4. Для задания направления первичных гамма квантов в установке необходим коллиматор. В качестве коллиматора может быть использована свинцовая плита с отверстием определенного размера и формы. Для определения максимальной угловой расходимости первичного пучка можно воспользоваться следующими соображениями.

По формуле для энергии электрона при комптоновском рассеянии можно построить зависимость $E_e(\theta)$. Эта зависимость для гамма-квантов с энергией 1,27 МэВ представлена на рисунке 5.

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_e c^2}{2E_\gamma \sin^2 \frac{\theta}{2}}}$$

Из рис.5 видно, что, во-первых, при регистрации гамма-квантов, рассеянных в заднюю полусферу, зависимость энергии гамма-квантов (а значит и электронов) от угла рассеяния наиболее плавная. И хотя вероятность рассеяния с увеличением угла заметно падает, для получения ми-

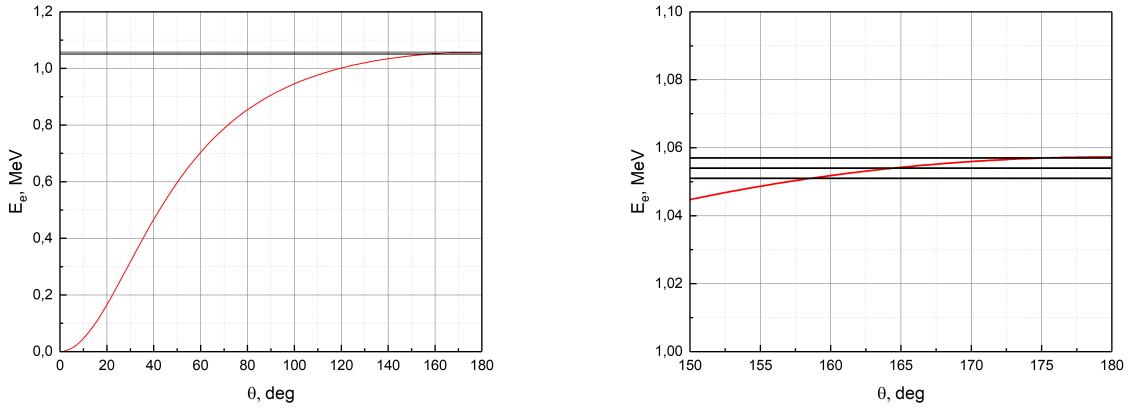


Рис. 5: Зависимость энергии электрона от угла рассеяния при комптоновском рассеянии

нимального разброса энергии электронов выгодно поставить детектор в заднюю полуплоскость. Был выбран угол рассеяния 165° . Во-вторых, для того, чтобы разброс энергии электронов при данном угле не превышал $2 \cdot 10^{-3}$ МэВ, угол рассеяния должен укладываться в диапазон $\Delta\theta \in [-5,5; 5,5]$. Соответственно, коллиматор должен быть настроен таким образом, чтобы угол раствора конуса, в пределах которого испускаются первичные гамма-кванты, не превышал 11° . Это значение было выбрано при моделировании. Размеры сцинтиллятора должны быть выбраны таким образом, чтобы электроны не вылетали из объема сцинтиллятора и полностью теряли в нем свою энергию (длина пробега электрона с энергией 1 МэВ в веществе сцинтиллятора ~ 5 мм).

Размеры детектора рассеянных гамма-квантов NaI были взяты исходя из размеров реальных приборов. В расчётах был смоделирован цилиндрический кристалл NaI диаметром 7,62 см и высотой 7,62 см. Зависимость разброса энергий электронов от расстояния до детектора была определена расчётным образом при моделировании нескольких положений детектора при одинаковых параметрах источника и сцинтиллятора.

В процессе обработки данных выяснилось, что существуют события, в которых энергия электрона значительно меньше среднего значения. Предположительно, такие события могли возникнуть в случае, когда гамма-квант сначала рассеялся на одном из ФЭУ, затем попал в сцинтиллятор, и

уже после рассеяния в нем, был зарегистрирован детектором NaI. Также, примерно 4% от всех событий составляют события, где энергия электрона превышает среднее значение. Вероятно, причиной этого стали множественные комптоновские рассеяния в сцинтилляторе. По этой причине объем сцинтиллятора должен быть минимальным, для уменьшения количества подобных событий. По результатам моделирования объём сцинтиллятора был выбран в виде цилиндра диаметром 2.5 см и длиной 2.5 см. Диаметр пучка первичных гамма квантов на выходе из объёма сцинтиллятора ~ 2 см.

ВЫВОДЫ

На рис. 6-9 представлены в виде гистограмм энергетические спектры электронов при различных расстояниях от сцинтиллятора до детектора. Гистограммы хорошо аппроксимируются распределением Лоренца. Зависимость соответствующих этим распределениям среднеквадратических отклонений от расстояний представлена на рис. 10.

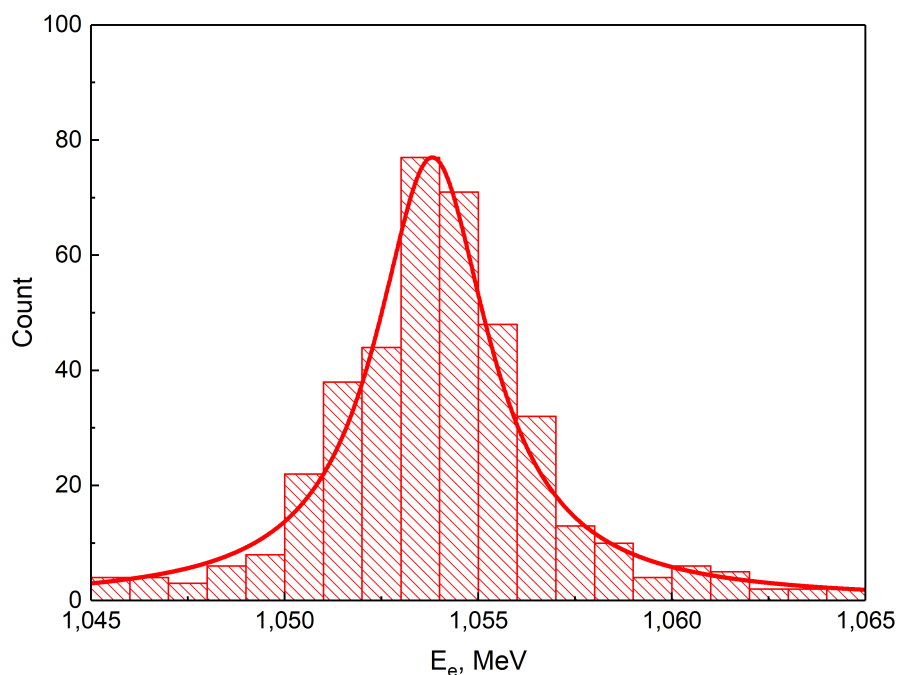


Рис. 6: Энергетический спектр электронов при расположении детектора NaI на расстоянии 51,7 см

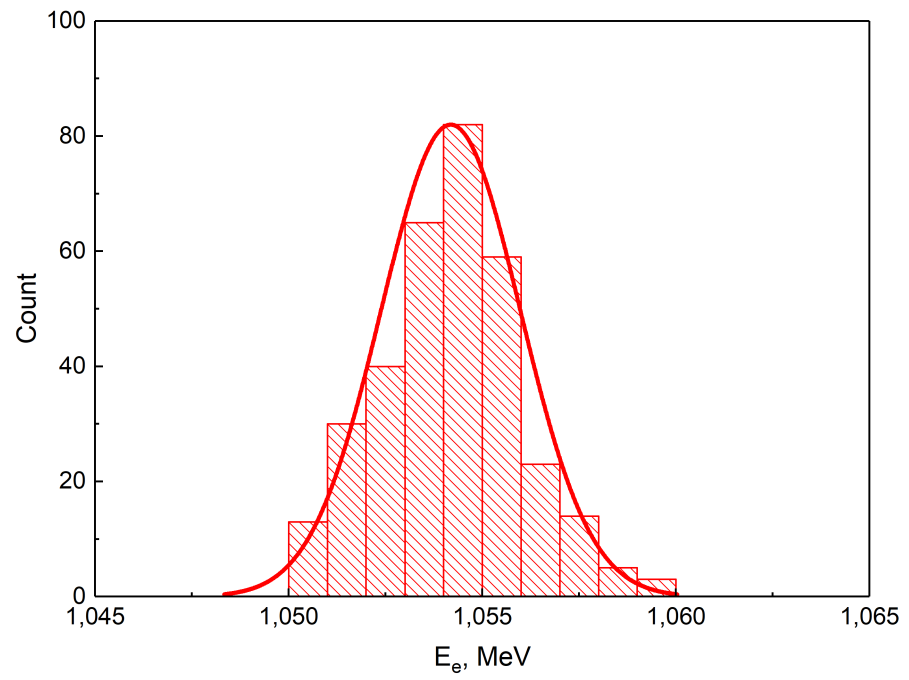


Рис. 7: Энергетический спектр электронов при расположении детектора NaI на расстоянии 82,8 см

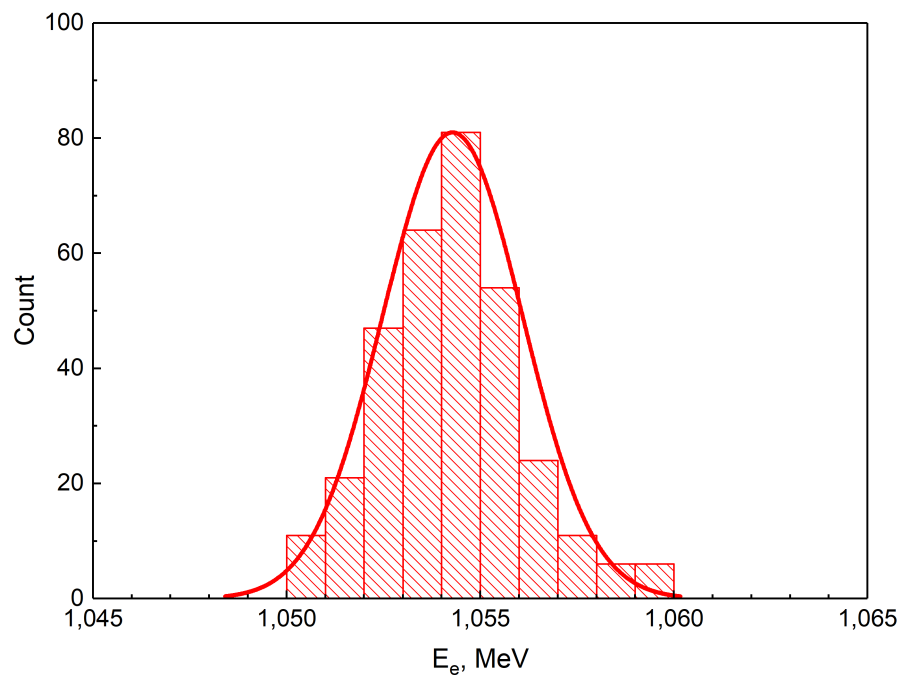


Рис. 8: Энергетический спектр электронов при расположении детектора NaI на расстоянии 103,5 см

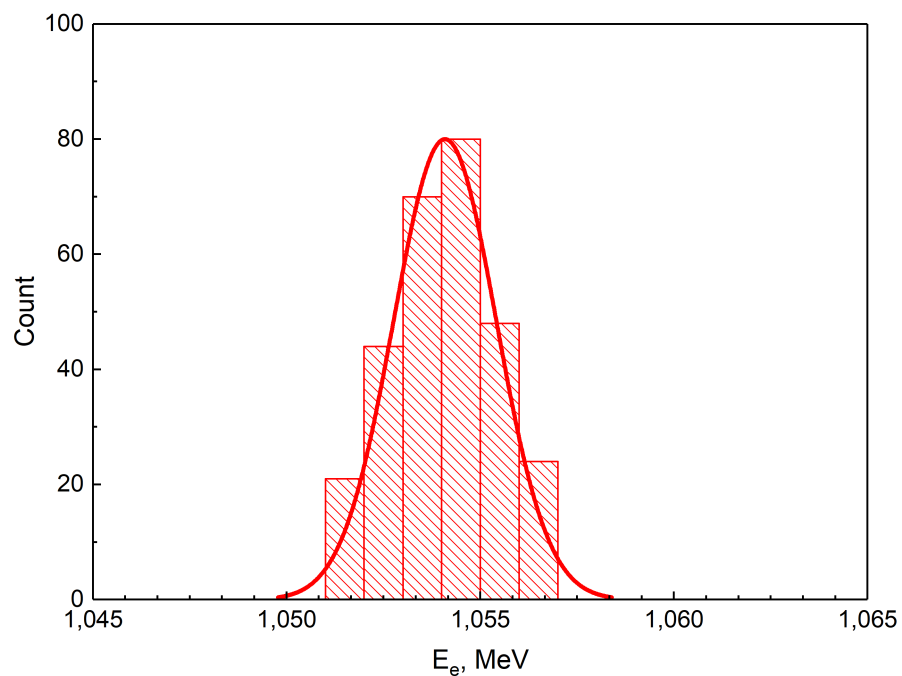


Рис. 9: Энергетический спектр электронов при расположении детектора NaI на расстоянии 124,4 см

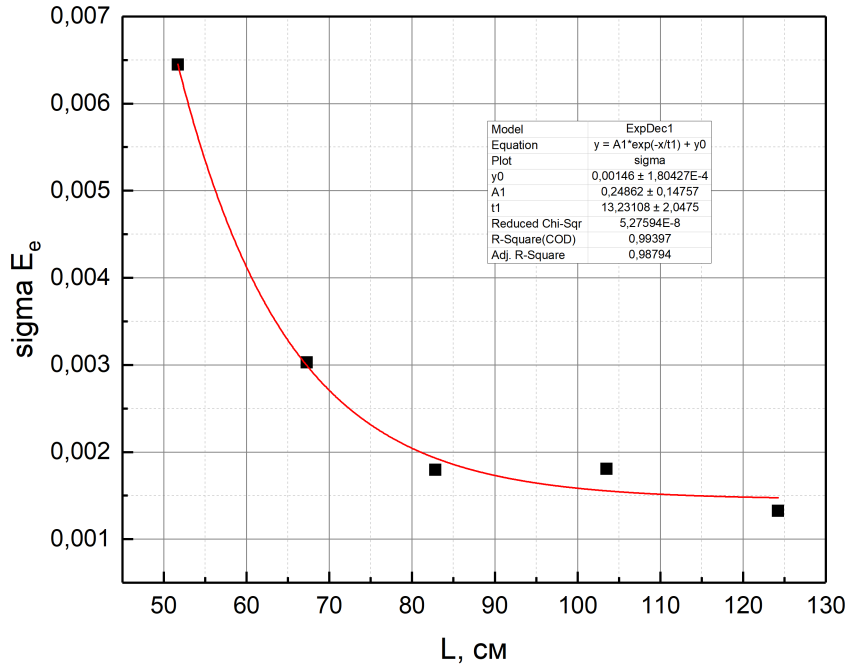


Рис. 10: Зависимость разброса энергии электронов от расстояния от детектора NaI до сцинтиллятора

Из рис.10 видно, что разброс энергии электронов удовлетворяет условию $\frac{\delta E_e}{E_e} < 2 \cdot 10^{-3}$, когда расстояние от детектора NaI до сцинтиллятора превышает 80 см. Также видно, что при удалении детектора на большее расстояние разброс энергии уменьшается более плавно. Таким образом, оптимально будет поставить детектор на расстоянии ~ 80 см от сцинтиллятора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате выполнения данной работы была предложена конфигурация установки, а также методика измерений, позволяющие выделить компоненту черенковского излучения в полном световыходе. Кроме того, статистически были определены интенсивность источника и время проведения эксперимента. С помощью моделирования методом Монте-Карло была определена оптимальная геометрия установки. Таким образом, исходя из вышеописанных расчетов, можно сделать вывод, что установка с рассчитанными параметрами позволяет выделить черенковское излучение из общего световыхода при условии, что вклад его составляет $\sim 1\%$.

Список литературы

- [1] Konstantin Schweizer, Lothar Oberauer, Electron Quenching in LAB Based Liquid Scintillators in the Context of JUNO
- [2] A Formozov and JUNO collaboration 2019 J.Phys.: Conf. Ser. 1390 012111
- [3] NuFIT 4.1 (2019), www.nu-fit.org.
- [4] Fengpeng An, Guangpeng An and JUNO collaboration, Neutrino Physics with JUNO, J. Phys. G 43 (2016) 030401
- [5] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e077.htm>
- [6] Р. Ю. Шендрик Методы экспериментальной физики конденсированного состояния. Часть 3. Введение в физику сцинтилляторов – 1 – Учебное пособие – Иркутск: изд-во Иркут. гос. ун-та, 2013. – с. 81-87
- [7] <http://nuclphys.sinp.msu.ru/enc/e186.htm>
- [8] Lianghong Wei, Liang Zhan, Jun Cao, Wei Wang, Improving the Energy Resolution of the Reactor Antineutrino Energy Reconstruction with Positron Direction