

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

Моделирование спектра для расчета
чувствительности эксперимента νGeN к
магнитному моменту нейтрино.

Курсовая работа
студента 211 группы
Ракитина Вячеслава Олеговича

Научный руководитель:
Кандидат физ.-мат. наук
Алексей Владимирович Лубашевский



Физический факультет
Московского
государственного университета
имени М.В.Ломоносова

Москва
Май 2023

Содержание

1	Введение	2
2	Теоретическая часть.	2
2.1	Физические свойства нейтрино.	2
2.1.1	Природа массы нейтрино.	2
2.1.2	Модели, описывающие магнитный момент нейтрино.	3
2.2	Измерения магнитного момента нейтрино.	4
2.2.1	Расчет сечения рассеяния.	4
2.2.2	Постановка эксперимента по поиску ММН нейтрино.	5
2.2.3	Измерения ММН в экспериментах с германиевым детектором.	6
2.3	Описание эксперимента νGeN	6
2.3.1	Источник нейтрино эксперимента νGeN	6
2.3.2	Детектор.	7
2.3.3	Защита детектора.	7
2.3.4	Итоги измерений	8
3	Практическая часть.	8
3.1	Построение спектра в детекторе.	8
3.1.1	Определение количества электронов в детекторе.	8
3.1.2	Определение потока нейтрино. $P(E_\nu)$	9
3.1.3	Расчет количества событий для последующей генерации спектра реакторных антинейтрино.	9
3.1.4	Генерация спектра антинейтрино для ядерного реактора.	9
3.1.5	Результат расчета.	10
3.2	Генерация спектра в детекторе.	11
3.2.1	Расчет количества провзаимодействовавших за определенное время нейтрино	11
4	Итоги работы.	12

1 Введение

Существование нейтрино предсказал еще в 1930 году В. Паули, чтобы объяснить несоблюдение законов сохранения в β -распаде. Однако до сегодняшнего дня эта частица притягивает умы людей, увлеченных физикой элементарных частиц.

Уже тогда было понятно, что сечение взаимодействия нейтрино с веществом очень мало. Из-за этого экспериментальное доказательство существования нейтрино было проведено лишь в 1953-1956 годах в опытах Ф. Райнеса и К. Коуэна. В 1934 году Э. Ферми, давший этой частице современное название – нейтрино, пришел к выводу о том, что её масса либо в точности равна нулю, либо очень мала по сравнению с массой электрона.

Возвращаясь к современной физике, хочется отметить такое важное физическое свойство нейтрино, как магнитный момент. Определение магнитного момента нейтрино (ММН) – это одна из актуальных задач современной физики элементарных частиц, потому что:

- наблюдение значения ММН выше, чем $10^{-14} \mu_B$ будет свидетельствовать об обнаружении физики за пределами Стандартной Модели;
- результат помог бы развить современное представление о физике нейтрино;
- решение данной задачи может дать ответ на вопрос о природе самого нейтрино – Дираковская это частица или Майорановская.

2 Теоретическая часть.

2.1 Физические свойства нейтрино.

2.1.1 Природа массы нейтрино.

Самая простая физическая модель нейтрино, безмассовое двухкомпонентное нейтрино, различающееся по спиральности, была разработана в работах Ли Цзундао, Ян Чженьнина, Л.Д. Ландау и А. Салама в 1957 году. [7] [12] Так как преобразование Лоренца для частиц, движущихся со скоростью света, не влияет на значение спиральности, то нейтрино можно по нему различать. В данной теории у свободного нейтрино с фиксированными значениями энергии и импульса возможны лишь два состояния:

- “левое” нейтрино (спиральность $h = -\frac{1}{2}$)
- “правое” антинейтрино ($h = +\frac{1}{2}$)

Однако, если же предположить, что нейтрино имеет не нулевую массу ($m_\nu \neq 0$), то данная классификация становится неверной. Так как скорость нейтрино в этом случае уже должна быть меньше скорости света. Итак, мы естественным образом пришли к четырехкомпонентному Дираковскому нейтрино. Для такого свободного нейтрино существует уже четыре возможных состояния [10]:

- “левое” нейтрино;
- “правое” нейтрино;
- “левое” антинейтрино;
- “правое” антинейтрино;

Эта теория предполагает введение нового квантового числа, лептонного заряда. Оно уникально для каждого поколения лептонов и имеет противоположный знак для античастиц. Поэтому соответствующие законы сохранения запрещают некоторые реакции, например $\mu^- \rightarrow e^- + \gamma$. Однако современные модели Великого объединения всех видов взаимодействий предсказывают нарушения данных законов сохранения.

Также существует другая концепция, отписывающая нейтрино и антинейтрино как тождественные частицы ($\nu = \bar{\nu}$). В 1937 году она была предложена и описана итальянским физиком Э. Майорана [8]. Майорановские нейтрино – двухкомпонентные, и различаются так же, как и в модели Ли–Ян–Ландау–Салама.

Таким образом, кроме вопроса о существовании массы нейтрино, не менее важным является вопрос о том, какова природа этой массы – дираковская или майорановская. Конечно, самым простым доказательством той или иной теории было бы наблюдение двойного безнейтринного β -распада. Но так как модели предполагают различные значения ММН, изучение этого физического свойства также позволит сделать заключение о природе массы нейтрино.

Из релятивистского соотношения $E_\nu^2 = m_\nu^2 c^4 + \vec{p}^2 c^2$ вытекает, что переход к высоким энергиям $E_\nu \gg m_\nu c^2$ должен быть эквивалентен стремлению массы нейтрино к нулю ($m_\nu \rightarrow 0$). В реальном мире так и есть, ведь слабое взаимодействие устроено таким образом, что массивные “правые” нейтрино и “левые” антинейтрино практически ненаблюдаемы, так как вероятности взаимодействия таких частиц с веществом стремятся к нулю при высокоэнергетическом переходе [12]. В результате даже при четырехкомпонентной теории мы имеем ряд “стерильных” состояний, обнаружение которых практически невозможно, что в сущности равносильно двухкомпонентной модели.

2.1.2 Модели, описывающие магнитный момент нейтрино.

Понимание механизма взаимодействия нейтрино с внешними электромагнитными полями может расширить наши представления о природе этой частицы, потому что, как уже было сказано ранее, различные модели предсказывают различные электромагнитные свойства, в частности, магнитный момент.

Как бы ни было контринтуитивно электромагнитное взаимодействие нейтральной частицы, оно возможно в результате взаимодействия массивного нейтрино с вакуумом. С помощью концепции виртуальных частиц рассмотрим, как возникает электромагнитное взаимодействие у дираковского нейтрино, движущегося в вакууме Стандартной модели.

Нейтрино, движущееся во внешнем электромагнитном поле, в некоторый момент времени t в точке с координатой \vec{r} распадается на две виртуальные частицы: W^+ -бозон и электрон, которые затем в точке \vec{r}' в момент времени t' снова превращаются в реальную частицу, нейтрино (рис. 1) [12]. Возникающие виртуальные частицы уже имеют заряд, поэтому могут участвовать в электромагнитном взаимодействии, что можно интерпретировать как влияние внешнего магнитного поля \mathbf{H} на частицу, имеющую магнитный момент μ_ν . Он направлен вдоль спина у нейтрино и против у антинейтрино.

Все вышесказанное верно только для модели Дирака. Для майорановских частиц наряду с описанным процессом $\nu \rightarrow W^+ e^- \rightarrow \nu$,

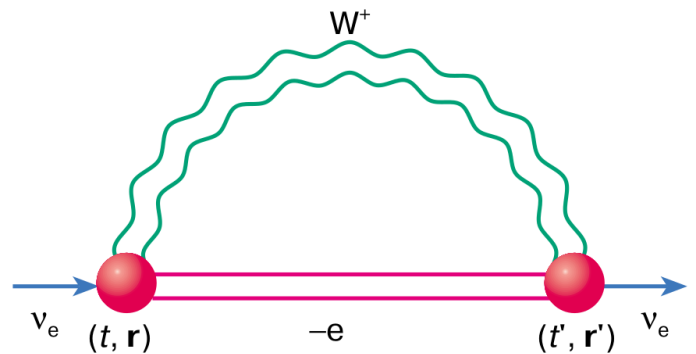


Рис. 1: Диаграмма Феймана, описывающая радиационную поправку к массе дираковского нейтрино во внешнем поле

происходит и зарядово сопряженный $\nu \rightarrow W^- e^+ \rightarrow \nu$. Таким образом, модель Майорана не предполагает наличие у нейтрино магнитного момента.

В случае, если напряженности внешнего магнитного и электрического полей малы, то в Стандартной модели магнитный момент дираковского нейтрино принимает статическое значение, равное μ_ν , пропорциональное массе нейтрино m_ν

$$\mu_\nu = \frac{3G_F m_e m_\nu}{4\sqrt{2}\pi^2} \approx 3.2 \cdot 10^{-19} \mu_B \left(\frac{m_\nu}{1\text{эВ}} \right)$$

как видно, эта величина крайне мала, что не может повлиять на астрономические явления.

Также существуют другие теории, за рамками стандартной модели, который предсказывают значительно большие магнитные моменты, как, например:

- Массивные частицы Дирака могут обладать не исчезающими диагональными магнитными моментами.
- Недиагональные моменты перехода, которые могут быть как у дираковских, так и у майорановских нейтрино.

2.2 Измерения магнитного момента нейтрино.

Для детектирования нейтрино нужно знать параметры его взаимодействия с веществом. Поэтому для начала рассмотрим основные каналы взаимодействия и сечения этих реакций.

2.2.1 Расчет сечения рассеяния.

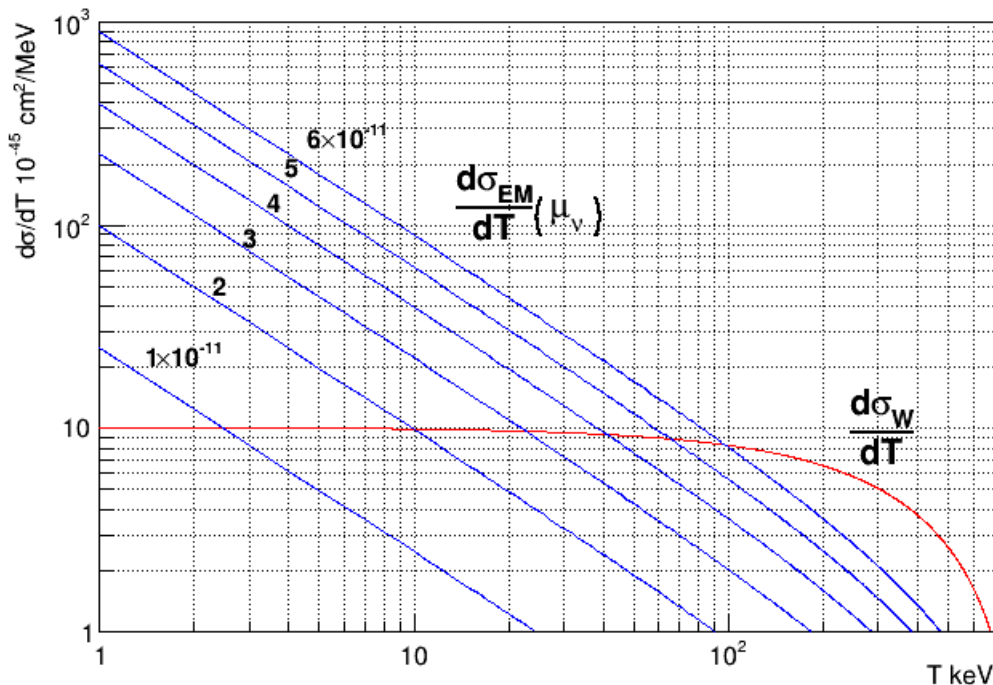


Рис. 2: Слабые (W) и электромагнитные (EM) поперечные сечения взаимодействия, рассчитанные для нескольких значений магнитного момента (обозначены цифрами) в пересчете на μ_B

Нейтрино может взаимодействовать с веществом по двум каналам: слабому и электромагнитному. Поэтому первой задачей моей работы было рассчитать сечение рассеяния электронных антинейтрино с электронами. Для слабого взаимодействия: [9]

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_W = \frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \left[\left(1 - \frac{T}{E_\nu}\right)^2 \left(1 + 2\sin^2\theta_W\right)^2 + 4\sin^4\theta_W - 2\left(1 + 2\sin^2\theta_W\right)\sin^2\theta_W \frac{m_e T}{E_\nu^2} \right]$$

где T – кинетическая энергия электрона,

E_ν – энергия налетающего нейтрино,

G_F – постоянная Ферми,

m_e – масса электрона,

θ_w – угол Вайнберга.

Для электромагнитного взаимодействия (а только оно зависит от магнитного момента) сечение можно рассчитать следующим образом: [9]

$$\left(\frac{d\sigma}{dT}\right)_{EM} = \pi r_0^2 \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B}\right)^2 \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_\nu}\right) \quad (1)$$

где $\pi r_0^2 = 2.495 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ – классический радиус электрона,

μ_ν – магнитный момент нейтрино, выраженный в магнетонах Бора $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$.

На рисунке 2 показано сечение взаимодействия для нейтрино по двум этим каналам. Как можно видеть этого графика для низких энергий электрона ($T \ll E_\nu$), сечение электромагнитного взаимодействия изменяется примерно как T^{-1} , а слабого – практически постоянное.

2.2.2 Постановка эксперимента по поиску ММН нейтрино.

Как уже стало понятно, знать конкретное значение магнитного момента очень важно для понимания физических свойств нейтрино.

Из-за малого сечения взаимодействия (рис. 2) для нейтринных экспериментов необходимы большой поток частиц, низкий фон и возможность обнаружение малой энергии отдачи, как видно из приведенной выше зависимости 1 (при малых энергиях отдачи, сечение реакции, а значит и частота событий, возрастает).

Где найти большой поток частиц? Существуют три основных источника для экспериментального изучения нейтрино: ядерные реакторы, ускорители, естественное космическое излучение. Атомные реакторы испускают большое количество антинейтрино, около $5 \times 10^{20} \bar{\nu}_e$ в секунду, широко распределенных по энергиям примерно до 10 МэВ, с пиком в 0.5 – 1.0 МэВ. Также для реакторных нейтрино довольно точно известен спектр, включая его низкоэнергетическую часть, например, в статье [11] (этим спектром я воспользовался ниже). На практике в экспериментах по определению магнитного момента удобно использовать в качестве источника именно ядерные реакторы, так как они дают достаточно большой поток при минимальных затратах средств. Очевидно, при выборе этого источника установку необходимо располагать максимально близко к центру активной зоны реактора.

Каким образом снизить фон? В нейтринных экспериментах огромную роль играет фоновое излучение. Если располагать детектор под реактором, конструкционные материалы детектора и реактора могут служить хорошей защитой от космического излучения. Однако есть и другие источники фона: радиационное излучение от ректора и сами материалы детектора и защиты. Поэтому необходимо иметь защиту, которая бы снижала фон от внешнего радиационного излучения, и выбрать радиоактивно чистые материалы для изготовления детектора и защиты, как например кристаллы германия, бескислородная медь, алюминий.

Какую мишень выбрать? Так как германиевые детекторы наиболее разработаны, имеют хорошие энергетическое разрешение, и для них уже налаженное производство, можно выбрать

именно их. Особенно, если учесть, что германий может служить как мишенью, так и детектором, что, безусловно, очень удобно.

2.2.3 Измерения ММН в экспериментах с германиевым детектором.

Приведу несколько примеров уже законченных или проводящихся сейчас реакторных экспериментов с германиевыми детекторами в данной области: TEXONO [1], CONUS [5], а также GEMMA [2], предшественник подробно описанного ниже эксперимента νGeN . В приведенной ниже таблице 1 я выделил основные факторы, влияющие на результат эксперимента, а также, собственно, результаты данных исследований.

Название эксперимента	Местоположение	$\Phi_\nu, \frac{\text{см}^2}{\text{с}}$	Фон, $\frac{1}{\text{дней} \cdot \text{кг} \cdot \text{кэВ}}$	$T_{min}, \text{кэВ}$	Полученное ограничение на μ_ν
GEMMA	КАЭС, Россия	$2,7 \cdot 10^{13}$	~ 2	2.8	$\mu_\nu < 2.9 \cdot 10^{-11} \mu_B$
CONUS	Брокдорф, Германия	$2,3 \cdot 10^{13}$	5-7	2.0	$\mu_\nu < 7.5 \cdot 10^{-11} \mu_B$
TEXONO	Куо-Шэн, Тайвань	$0.58 \cdot 10^{13}$	1	5	$\mu_\nu < 1.3 \cdot 10^{-10} \mu_B$

Таблица 1: Сравнительная характеристика параметров экспериментов по поиску магнитного момента нейтрино.

Порог срабатывания T_{min} – это минимальная энергия отдачи электрона, которую можно задетектировать с помощью конкретной установки. По вышеизложенным причинам этот показатель важен в реакторных нейтринных экспериментах.

Следующий весомый параметр – поток нейтрино Φ_ν , он определяется двумя параметрами: удаленностью детектора от активной зоны реактора и мощностью самого реактора. Очевидно, что чем мощнее реактор, тем больше антинейтрино в нем появляются за одно и тоже время, а также чем больше расстояние от активной зоны до детектора, тем сильнее ослабевает поток. Эти параметры различны в данных экспериментах, но не так показательны, как сам поток нейтрино.

В таблице 1 приведено значение фона в области поиска, которая различна для этих экспериментов. Поэтому можно сделать только оценочное сравнение: чем ниже фон, тем более точный предел получается.

Как можно заметить из таблицы, идеальный подобный эксперимент – это минимальный фон и порог срабатывания, а также максимальный поток.

2.3 Описание эксперимента νGeN .

Основная задача эксперимента νGeN – изучение когерентного упругого рассеяния нейтрино на ядрах ($CE\nu NS$), однако при его проведении можно попутно измерить и магнитный момент нейтрино.

2.3.1 Источник нейтрино эксперимента νGeN .

Источником нейтрино в данном эксперименте является реактор Калининской атомной электростанции (КАЭС) в Удомле, Россия, рядом с реакторным блоком №3 мощностью 3.1 ГВт типа ВВЭР-1000 [6].

Отличительной особенностью данного эксперимента является то, что поток нейтрино в месте расположения детектора один из самых больших (из доступных мест) в мире. Более

того, чувствительный элемент находится непосредственно под реактором, что в совокупности с конструктивными материалами детектора обеспечивает защиту от космических лучей.

На момент написания статьи [6], расстояние от детектора до центра активной зоны реактора составляло 11,835 м, на этом расстоянии поток нейтрино был равен $3.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, согласно методике расчета в [3].

2.3.2 Детектор.

Германиевый детектор высокой чистоты, использующийся для обнаружения $CE\nu NS$, был специально разработан для достижения как можно более низкого энергетического порога с учетом требований к малой радиоактивности. Первые измерения на КАЭС были проведены с помощью германиевого детектора с активной массой 1.41 кг. Кристалл германия имеет цилиндрическую форму диаметром 70 мм и высотой 70 мм.

Детектор постоянно охлаждается с использованием электронного охлаждения.

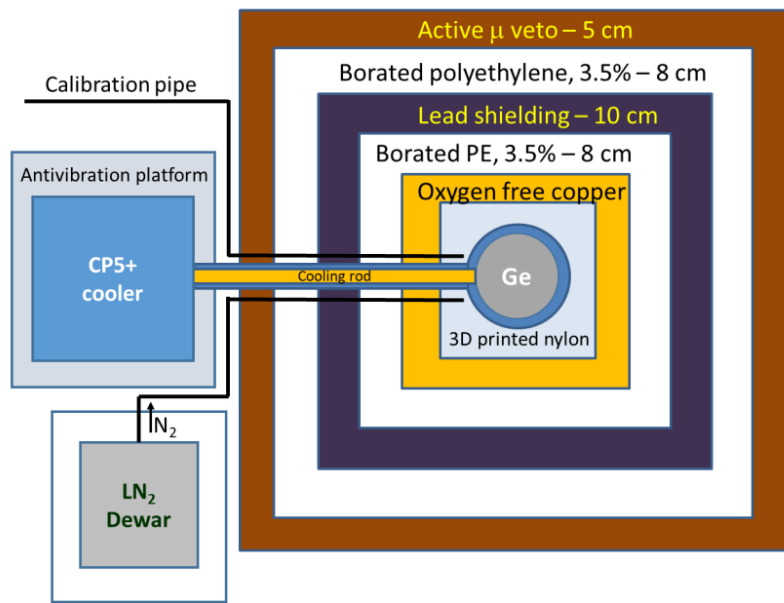


Рис. 3: Схема защиты νGeN . Вид сверху.

2.3.3 Защита детектора.

Вокруг детектора была встроена система пассивной и активной защиты для подавления фонового излучения окружающей среды (см. рис. 3). Внутренняя часть изготовлена из нейлона с применением 3D-печати, чтобы заполнить весь свободный объем и убрать лишний воздух, который может содержать радон. Следующие слои состоят из 10 см бескислородной меди, 8 см борированного (3.5%) полиэтилена, 10-сантиметрового слоя свинца, еще одного слоя из 8 см борированного полиэтилена и активного мюонного вето толщиной 5 см, изготовленной из пластиковых сцинтилляционных панелей. Концентрация радона внутри защиты дополнительно снижается с помощью вытеснения азотом оставшегося воздуха.

Экспериментальная площадка испытывает различные вибрации, исходящие от реакторного оборудования, для предотвращения этого эффекта она находится на активной антивибрационной платформе TS-C30.

2.3.4 Итоги измерений

Измерения показывают, что достигнутый фоновый уровень позволяет осуществлять поиск исследуемого явления на АЭС, однако анализ первых данных не показывает существенной разницы в фоновом уровне во время включения и выключения реактора, то есть не наблюдается избыток энергии в области низкой энергии, ожидаемый от когерентного рассеяния нейтрино на ядрах.

3 Практическая часть.

С 2020 года ведется набор данных в рамках проекта νGeN . Я поставил перед собой задачу, с использованием параметров данного эксперимента познакомиться с нейтринными экспериментами, смоделировать сигнал в детекторе от ММН. В дальнейшем, используя полученные в этой работе данные, можно будет провести оценку чувствительности данного эксперимента.

Для простоты, буду учитывать только электромагнитное взаимодействие нейтрино с веществом, потому что оно достаточно мало и кроме того, практически константа в области малых энергий отдачи, а значит может быть включено в фон.

3.1 Построение спектра в детекторе.

N_F – Вероятность наблюдения события в детекторе без учета его эффективности, описывается формулой:

$$N_F = N_{Ge} dT \int_0^\infty P(E_\nu) \left(\frac{d\sigma}{dT} \right) dE_\nu$$

где N_{Ge} – количество электронов германия;

T – энергия отдачи электрона;

$P(E_\nu)$ – поток реакторных антинейтрино;

$\frac{d\sigma}{dT}$ – сечение взаимодействия, как уже отмечалось, описывается зависимостью 1;

E_ν – энергия нейтрино.

3.1.1 Определение количества электронов в детекторе.

N_A - число Авогадро = $6.02214076 * 10^{23} mol^{-1}$;

m_d - масса детектора = 1.41 кг

$$N_{Ge} = \frac{m_d}{Mr_{cp}} N_A$$

Природный германий представляет собой смесь пяти изотопов. Четырех стабильных:

1. ^{70}Ge изотопная распространённость 20.55 %
2. ^{72}Ge изотопная распространённость 27.37 %
3. ^{73}Ge изотопная распространённость 7.67 %
4. ^{74}Ge изотопная распространённость 36.74 %
5. И одного с большим периодом полураспада, больше возраста Вселенной – ^{76}Ge - изотопная распространённость 7.67 %, период полураспада $1.78 * 10^{21}$ лет

$$Mr_{cp} = 70 * 0.2055 + 72 * 0.2737 + 73 * 0.0767 + 74 * 0.3674 + 76 * 0.0767 = 72.7073 \left(\frac{\Gamma}{\text{МОЛЬ}} \right)$$

А так как рассматривается процесс взаимодействия нейтрино с электронами, то и нужно рассматривать именно их количество, а, как известно, в германии 32 электрона на один атом. Таким образом, количество электронов в германиевом детекторе получается равным:

$$N_{Ge} \approx 3.74 \cdot 10^{26} \text{ (шт.)}$$

3.1.2 Опеределение потока нейтрино. $P(E_\nu)$

Мощность реактора $P = 3.1$ ГВт, а так как $1 \text{ Вт} = 10^{-7} \text{ erg/s}$, значит $P = 3.1 \cdot 10^2 \text{ erg/s}$, если учесть, что $eV = 1.602176 \cdot 10^{-12} \text{ erg}$, тогда мощность составит $P \approx 1.93493 \cdot 10^{22} \text{ MeV/s}$ Из статьи [11] энергия на одно деление $e_f = 205.3 \text{ Mev/fission}$. Также если учесть расстояние до детектора, то можно получить, что поток антинейтрино F_{dist} на расстоянии $dist = 11.835m$ на одно деление равен

$$F_{dist} = \frac{P}{e_f 4\pi dist^2} \approx 5.35 \cdot 10^{12} \frac{\text{fission}}{\text{cm}^2 \text{ c}}$$

3.1.3 Расчет количества событий для последующей генерации спектра реакторных антинейтрино.

Площадь цилиндрического детектора, радиус которого $r = 70$ мм равна $S = \pi r^2$. А так как F_{dist} – это поток по телесному углу 4π , а детектор, очевидно, не занимает всю сферу, то необходимо домножить на отношение площадей детектора и сферы с радиусом $dist$.

Для набора данных возьму время измерения $t = 1000$ дней, что сопоставимо со временем реальных измерений в эксперименте [4]. Тогда количество событий для генерации спектра антинейтрино можно посчитать по формуле:

$$Q_\nu = t \cdot S \cdot F_{dist} \frac{S}{4\pi dist^2} \int N_{\nu,i} dE_\nu$$

Где $\int N_{\nu,i} dE_\nu$ – интеграл по спектру реакторных антинейтрино из статьи [11]. Если подставить все значения, то получится

3.1.4 Генерация спектра антинейтрино для ядерного реактора.

Для подобных экспериментов уже давно достаточно тщательно был рассчитан спектр реакторных антинейтрино. Например, в работе [11]. Я буду использовать спектр (рис. 4), рассчитанный в данной статье, для своей работы.

Первым шагом к получению сигнала, идейно близкого к тому, что получен в эксперименте [3], была генерация спектра антинейтрино, испускаемых реактором. Она была осуществлена с помощью случайных чисел. В этом разделе я подробно опишу данный процесс, а в последующих буду применять те же методы.

Метод, которым пользовался я, для генерации спектра с помощью функции распределения в программе ROOT делется на три этапа:

1. **Построение функции распределения.** Для этого в ROOT есть функция “Объект класса гистограммы GetCumulative()”, которая по заданной зависимости строит функцию распределения;
2. **Нормировка этой функции.** (см. рис. 5)

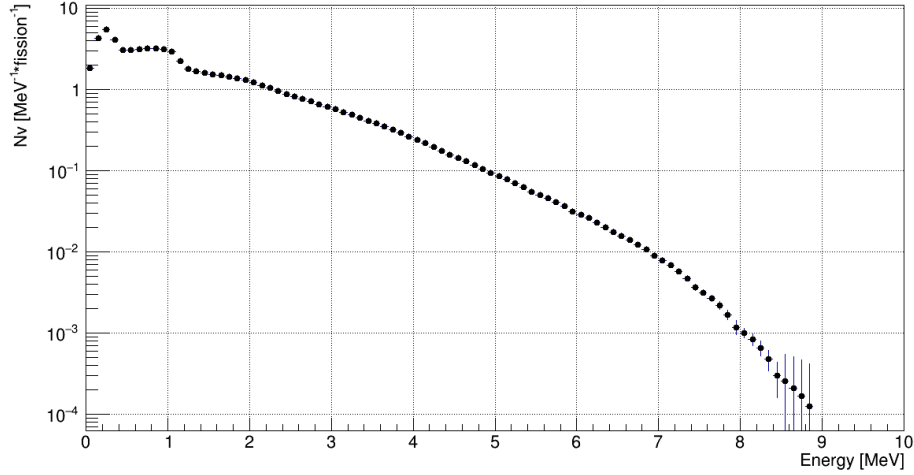


Рис. 4: Спектр, представленный в статье [11]

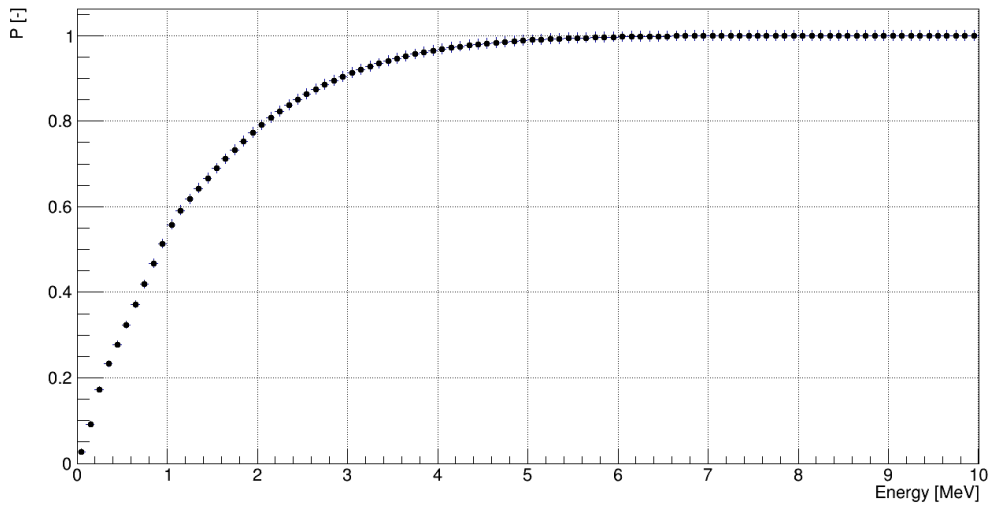


Рис. 5: Функция распределения для спектра реакторных антинейтрино.

3. **Генерация одного события.** С помощью пакета случайных чисел в ROOT (gRandom) я генерирую случайные числа с равномерным распределением в промежутке $[0; 1]$. Сопоставляя конкретное случайное число со значением по оси OY на рис. 5, получаю энергию гипотетического нейтрино, вылетевшего из реактора.

3.1.5 Результат расчета.

Для моего расчета, приму, что $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-11} \mu_B$.

А так как энергетический спектр нейтрино дискретен, то интеграл заменяется на сумму:

$$N_F(T) = N_{Ge} dT F_{dist} \pi r_0^2 \left(\frac{\mu_\nu}{\mu_B} \right)^2 \cdot \sum_{i=1}^{100} \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{E_{\nu,i}} \right) N_{\nu,i} dE_\nu$$

где $N_{\nu,i}$ – значение по оси y на рисунке 4, в моем рассмотрении $dT := 0.1$ кэВ – ширина канала.

Полученная зависимость представлена на рисунке 6.

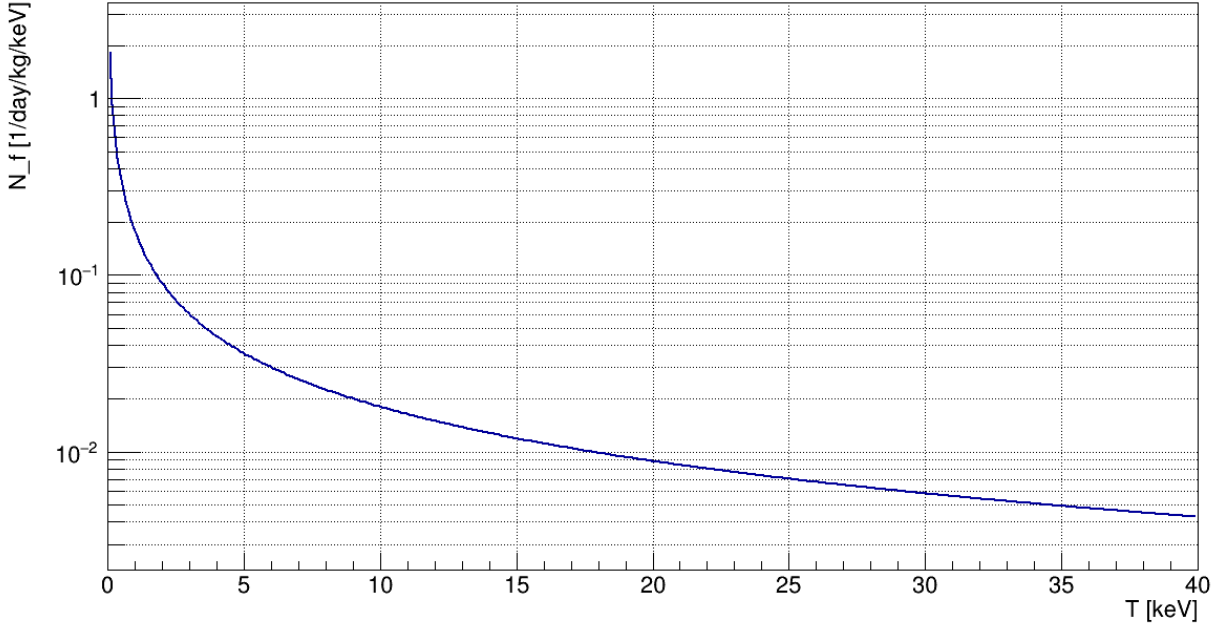


Рис. 6: Рассчитанный спектр в детекторе.

3.2 Генерация спектра в детекторе.

На этом этапе нужно по уже описанной выше схеме сгенерировать спектр из функции $N_F(T)$. Остается только понять, насколько много должно быть событий.

3.2.1 Расчет количества взаимодействующих за определенное время нейтрино

Напомню, что время измерений $t = 1000$ дней. Тогда реальное количество отсчетов Q за это время можно посчитать так:

$$Q = tm_d \int N_F dT$$

m_d – масса детектора.

Теперь, когда на руках есть все параметры, можно сгенерировать спектр и фон. (рис. 7)

В упрощенном варианте фон в эксперименте νGeN можно представить постоянным по энергиям. Поэтому приму, что фон в детекторе $10 \frac{\text{событие}}{\text{кг день кэВ}}$. Это близко к реальному фону в рассматриваемом эксперименте.

Дважды применив метод генерации фона через функцию распределения, можно получить два спектра: фоновый S_{OFF} и полный S_{ON} (сумма второго фона и спектра взаимодействующих с нейтрино электронов). Получу отдельно S_{OFF} и S_{ON} , который для наглядности изображу на одном графике, рисунок 7

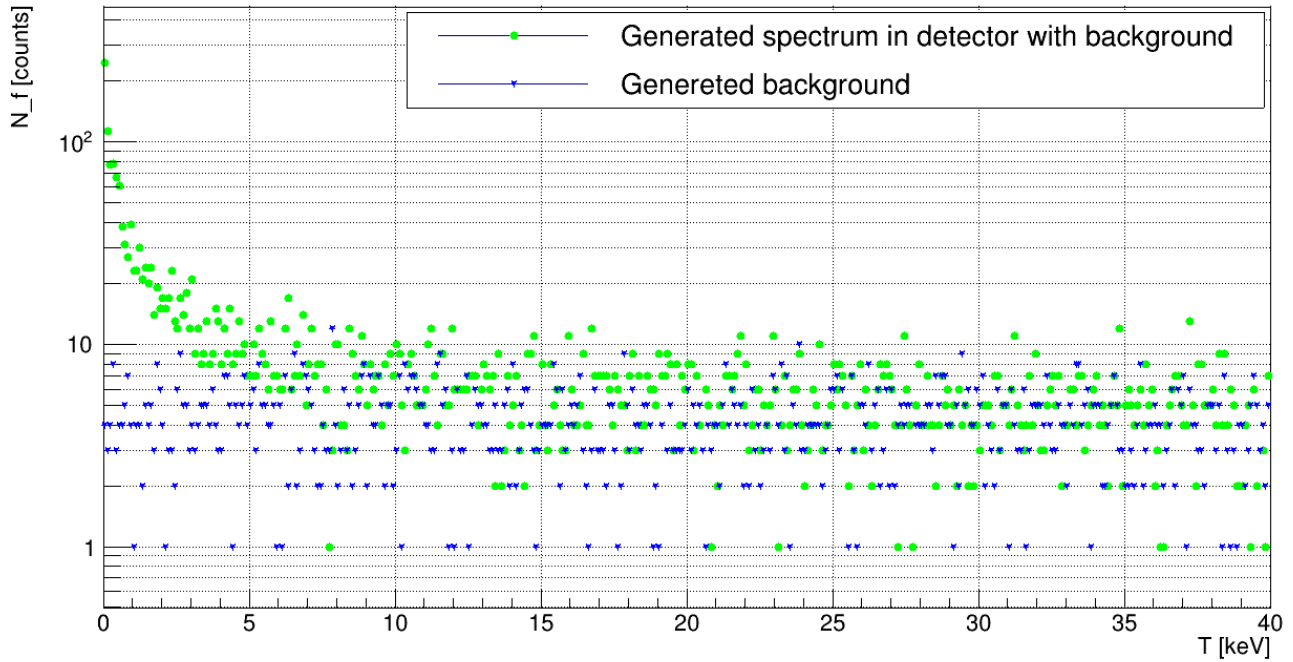


Рис. 7: Сгенерированный спектр в детекторе с фоном и отдельный фон.

4 Итоги работы.

По окончании выполнения данной работы можно предоставить следующие результаты:

- Был сгенерирован сигнал, ожидаемый от ММН, на основании спектра реакторных антинейтрино из статьи [11], магнитного момента нейтрино $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-11} \mu_B$ и следующих параметров эксперимента νGeN [6]:
 - мощность реактора 3.1 ГВт;
 - масса детектора $m_d = 1.41$ кг;
 - время измерений $t = 1000$ дней.
- Визуально на рис. 7 можно наблюдать превышение сигнала над фоном в области низких энергий, поэтому следующие требования, которые выше были получены из общих рассуждений, теперь можно видно из получившегося сигнала. Для таких экспериментов важно иметь:
 - Низкий фон для того, чтобы не заглушить довольно слабый сигнал;
 - Низкий порог срабатывания для того, чтобы не отсесть низкоэнергетическую часть спектра;
 - Высокий поток для того, чтобы увеличить статистику за то же количество дней.
- Основываясь на результатах полученных в этой работе, можно будет произвести оценку чувствительности эксперимента νGeN .
- Из опыта, который я получил хочу отметить, что я научился обрабатывать данные с помощью программы ROOT, результаты работы которой представлены на рисунках: 2, 5, 4, 6, 7.

Список литературы

- [1] Li H. B. et al. “Limit on the electron neutrino magnetic moment from the Kuo-Sheng reactor neutrino experiment”. В: *Physical review letters* 90.13 (2003), с. 131802.
- [2] Beda A. G. et al. “Gemma experiment: The results of neutrino magnetic moment search”. В: 10 (2013), с. 139–143.
- [3] Beda A. G. et al. “The new result of the neutrino magnetic moment measurement in the gemma experiment”. В: *Particle Physics On The Eve Of LHC*. 70 (2009), с. 119–120.
- [4] Beda A. G. et al. “Upper limit on the neutrino magnetic moment from three years of data from the GEMMA spectrometer”. В: (2010).
- [5] Bonet H. et al. “First upper limits on neutrino electromagnetic properties from the CONUS experiment.” В: *The European Physical Journal C* 82.9 (2022).
- [6] Lubashevskiy A. et al. “First results of the ν GeN experiment on coherent elastic neutrino-nucleus scattering.” В: *Physical Review D*. 106.5 (2022), с. L051101.
- [7] Landau L. D. “Possible properties of the neutrino spin”. В: *Sov. Phys. JETP*. 5 (1957), с. 337.
- [8] Majorana E. “Teoria simmetrica dell’elettrone e del positrone”. В: *Il Nuovo Cimento (1924-1942)*. 14 (1937), с. 171–184.
- [9] Engel J. Vogel P. “Neutrino electromagnetic form factors”. В: *Physical Review D*. 39.11 (1989), с. 3378.
- [10] Окунь Л. Б. *Физика элементарных частиц*. 1988.
- [11] Копейкин В. И. “Поток и спектр антинейтрино ядерного реактора”. В: *Ядерная физика* 75.2 (2012), с. 165.
- [12] Тернов А. И. “Электромагнитные свойства массивных нейтрино”. В: *Соровский образовательный журнал* 6 (2000).