

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В. ЛОМОНОСОВА

Направление подготовки

«Физика» 03.04.02

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

**УТОЧНЕНИЕ ПОТОКОВ АНТИНЕЙТРИНО, ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ
ДЕТЕКТОРОМ BOREXINO, ПО ДАННЫМ ФАЗЫ III**

Выполнил студент группы 213М Титов
Александр Владимирович

Научный руководитель: к.ф.-м.н.,
Чепурнов Александр Сергеевич

Москва

2021

ОГЛАВЛЕНИЕ

АННОТАЦИЯ	3
ВВЕДЕНИЕ	4
РАЗДЕЛ 1 ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ	6
1.1 НЕЙТРИНО	6
1.2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ВЕЩЕСТВОМ	8
1.3 НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ	11
1.4 ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИНО	16
РАЗДЕЛ 2 ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	18
РАЗДЕЛ 3 ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ РЕШЕНИЙ ПОСТАВЛЕННОЙ ЗАДАЧИ	22
РАЗДЕЛ 4 ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ	27
4.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СЧЕТА РЕАКТОРНЫХ СОБЫТИЙ	27
4.2 ПОЛУЧЕНИЕ СПЕКТРА ПСЕВДОЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ	33
4.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА РЕАКТОРНЫХ СОБЫТИЙ	36
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	37
СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ	39

АННОТАЦИЯ

В данной работе предлагается метод уточнения потоков реакторных антинейтрино, зарегистрированных детектором Bogexino (Гран-Сассо, Италия) по данным фазы III.

В настоящее время уже полностью обработаны данные предыдущих фаз работы рассматриваемого детектора, что даёт фундамент для текущего исследования.

Третья фаза работы детектора Bogexino стартовала в 2015 году и продолжалась до 2020 года.

В данной работе рассмотрены данные по нейтринным событиям, накопленные детектором за время работы в третьей фазе. Сама работа заключается в уточнении потоков антинейтрино, испускаемых ядерными реакторами, как фона для регистрации геонейтрино. Оценка данных потоков уже проводилась в работах, которые будут рассмотрены далее.

В ходе данной работы были созданы программные модули, облегчающие расчет потоков. Благодаря данным модулям были определены численные значения потоков реакторных антинейтрино, зарегистрированных на детекторе Bogexino.

ВВЕДЕНИЕ

Выпускная квалификационная работа посвящена уточнению результатов, полученных в ходе обработки данных с детектора Borexino в течение его третьей фазы работы. Одной из основных целей уточнения результатов эксперимента является выделение реакторного фона для геонейтрино, зарегистрированных на Borexino. Информация, которую несет геонейтрино, в свою очередь способна дать широкий спектр информации о недрах Земли, в том числе о происхождении радиогенного тепла.

Последние десятилетия нейтрино является объектом пристального внимания со стороны учёных, потому как частица практически не взаимодействует с веществом и её длины свободного пробега могут достигать порядков астрономических единиц. Этот факт открывает множество возможностей для применения нейтрино в различных областях физики, в том числе геофизике, в рамках которой проведена данная работа.

В связи с невозможностью проведения натурального эксперимента по определению внутреннего состава Земли, ученые вынуждены пользоваться косвенными методами. Из существующих на сегодняшний день наиболее точным и информативным является метод изучения распространения созданных землетрясениями сейсмических волн. Так, известно, что ядро Земли не прозрачно для поперечных волн, а скорость распространения волн в различных слоях также отличается. Изменение скорости сейсмической волны при переходе от слоя одной к слою другой плотности вызывает преломление волны, подчиняющееся закону Снеллиуса. На основе этих фактов были построены модели распределения плотности вещества в Земле, на основе которых созданы модели химического состава ядра Земли и произведены расчеты радиогенного тепла.

Однако ни один из существовавших методов изучения недр Земли не способен с высокой точностью определить её химический состав и как следствие дать информацию об источниках тепла.

Одно из возможных решений данной проблемы на сегодняшний день — использование нейтрино, как универсального индикатора. Такой метод был неоднократно описан [2,3]. Он пригоден для определения химического состава Земли, благодаря тому факту, что существующие нейтринные осцилляции зависят не только от плотности вещества, но и от так называемой «электронной плотности», пропорциональной плотности вещества и отношению числа протонов в атомном ядре Z к среднему по изотопам общему числу нуклонов в ядре/массовому числу A .

Актуальность данной работы состоит в необходимости уточнения результатов, полученных при обработке экспериментальных данных с детектора, для их последующего анализа в области геофизики и смежных областях. Предлагаемый в работе метод уточнения потоков в случае его состоятельности в дальнейшем может быть использован для обработки данных с детекторов, нацеленных как на работу с геонейтрино, так и на работу с реакторными нейтрино, так как одни неизбежно являются фоном для других.

Целью данной работы является уточнение имеющихся результатов по потокам реакторных антинейтрино на детекторе Bogexino.

Объектом работы являются электронные антинейтрино, образованные в ядерных реакторах, посредством ядерных реакций распада.

Предметом исследования данной работы является численная оценка потоков реакторных антинейтрино.

Практическая значимость данного исследования состоит в том, что при подтверждении состоятельности метода, изложенного в данной работе, он в дальнейшем может быть использован для определения потоков антинейтрино геологического и реакторного происхождения в различных нейтринных экспериментах.

Теоретическая значимость работы состоит в возможности выявления ранее необнаруженных эффектов, являющихся побочными для нейтринных осцилляций в материи.

РАЗДЕЛ 1

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ

1.1 НЕЙТРИНО

Нейтрино – фундаментальная частица, имеющая нулевой заряд и полуцелый спин. Нейтрино описывается статистикой Ферми-Дирака и относится к группе лептонов, участвующих только в слабом и гравитационном взаимодействиях.

Впервые гипотеза о существовании нейтрино была выдвинута в 1930 году швейцарским физиком Вольфгангом Паули. Появление данной гипотезы было обусловлено несоответствием данных эксперимента 1914 года, проведенного Джоном Чедвиком, и существовавшей теории. В эксперименте Чедвика энергетический спектр электронов, испускаемых при β -распаде оказался непрерывным, что противоречило постулату Бора, который говорил о дискретности данного спектра. Однако эксперименты с α и γ -распадами соответствовали теории Бора, вследствие чего было выдвинуто предположение о невыполнении закона сохранения энергии, данную проблему и разрешила гипотеза о существовании некой слабо взаимодействующей с веществом частицы, имеющей спин $\frac{1}{2}$ и массу $\leq$ сотой доли массы протона.

Экспериментально подтвердить существование нейтрино долгие годы не удавалось в силу низкой вероятности его взаимодействия с веществом. Впервые существование нейтрино было подтверждено косвенно, с использованием закона сохранения импульса при рассмотрении β -распада. Реализация данного эксперимента в виде К-захвата ядром ${}^7\text{Be}$ электрона было предложено физиками Алихановым и Алиханьяном, а первый успешный эксперимент по этой схеме проведен в 1942 году американским физиком Алленом.

Позднее также возникла идея о существовании антинейтрино, представление о котором некоторое время оставалось чисто теоретическим.

Нетождественность нейтрино и антинейтрино было выявлено в эксперименте с превращением ^{37}Cl в ^{37}Ar . Так, если бы нейтрино и антинейтрино были тождественны, то реакции $^{37}\text{Cl} + \nu_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ и $^{37}\text{Cl} + \bar{\nu}_e \rightarrow ^{37}\text{Ar} + e^-$ были аналогичны, однако экспериментально вторую реакцию обнаружить не удалось.

Впоследствии были обнаружены нейтрино ещё двух ароматов: мюонные и τ -нейтрино и нетождественные им античастицы. Предположение о возможности перехода нейтрино из одного вида в другой (нейтринных осцилляций) было выдвинуто ещё в 1958 году Б. М. Понтекорво. Однако экспериментально подтвержден данный факт был только в 21-ом веке.

Первоначально считалось, что нейтрино описывается волновой функцией и имеет четыре состояния, которые соответствуют четырём различным линейно-независимым решениям уравнения Дирака: два из которых имеют проекцию спина на импульс (спиральность) $\lambda = -1/2$ – левое (левовинтовое) нейтрино и антинейтрино, а другие два $\lambda = +1/2$ – правое (правовинтовое) нейтрино и антинейтрино. Однако после открытия несохранения чётности при β -распаде в 1956 году Л. Д. Ландау и А. Салам независимо предложили двухкомпонентную теорию спирального нейтрино. В данной теории было всего два состояния нейтрино: первое – левое нейтрино и правое антинейтрино, второе – правое нейтрино и левое антинейтрино. Таким образом значения спиральности нейтрино и антинейтрино имели противоположный знак. Данная теория используется до сих пор, так как она позволяет достаточно удобно ввести лептонные числа L_e и L_μ , с помощью которых в процессах с участием лептонов получают все необходимые запреты.

Несмотря на то, что изначально нейтрино часто упоминалось именно как безмассовая частица, последние исследования по обнаружению нейтринных осцилляций опровергли это утверждение. В настоящее время имеются экспериментально полученные оценки для верхнего предела массы нейтрино: для электронного нейтрино эта оценка составляет $m_{\nu_e} \leq 60$ эВ (почти на четыре порядка меньше массы электрона), а для мюонного нейтрино $m_{\nu_\mu} \leq 1,2$ МэВ.

Так как масса частицы отлична от нуля, то она может обладать и магнитным моментом и как следствие участвовать в электромагнитном взаимодействии. Например, в подобной реакции $\nu_\mu + p \rightarrow p + \pi^0 + \nu_\mu$. В ходе поисков таких реакций были получены оценки на верхние пределы значений магнитных моментов нейтрино различных ароматов, значения которых на 8-9 порядков меньше значения магнетона Бора.

Основными источниками нейтрино являются:

1. Естественная радиоактивность (в составе любого космического тела присутствуют радиоактивные элементы, распад некоторых из них сопровождается образованием нейтрино);
2. Термоядерный синтез химических элементов (основной механизм генерации нейтрино в недрах большинства звёзд в период их ядерной «эволюции», в том числе Солнца);
3. Сверхгорячая плазма (основной источник нейтрино звёзд на завершающем этапе эволюции, а также, согласно теории горячей Вселенной, источник нейтрино в первые доли секунды существования вселенной);
4. Нейтронизация вещества (реакция превращения протонов в нейтроны является мощным источником нейтрино для звёзд, которые теряют гравитационную устойчивость и, коллапсируя, превращаются в нейтронные звёзды).

1.2 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С ВЕЩЕСТВОМ

Нейтрино участвует только в слабом и гравитационном взаимодействии. Слабое взаимодействие – фундаментальное взаимодействие между элементарными частицами с радиусом действия порядка 10^{-20} метров. Слабое взаимодействие ответственно за β -распад ядер атомов и медленный распад частиц. В данном виде взаимодействия участвуют все фундаментальные фермионы (лептоны и кварки) и все адроны.

При слабом взаимодействии частицы обмениваются его переносчиками – промежуточными частицами: заряженными $W^\pm$ и нейтральными Z -бозонами. В отличие от переносчиков других фундаментальных взаимодействий: фотона, глюона и гравитона $W^\pm$ и Z -бозоны имеют массу $m_W = 80.4 \text{ ГэВ}/c^2$ и $m_Z = 91.2 \text{ ГэВ}/c^2$ (что сравнимо с массой атома циркония), именно поэтому радиус действия слабых сил порядка 10^{-20} метров, а вероятность взаимодействия очень низка по сравнению с вероятностью сильных и электромагнитных процессов. Однако, несмотря на малую вероятность осуществления слабых процессов, они играют существенную роль в процессе эволюции звёзд. Так, например, основным источником энергии Солнца является процесс превращения четырёх протонов ядро гелия-4, который осуществляется посредством слабого взаимодействия.

Сечение взаимодействия нейтрино зависит от его энергии и находится в диапазоне от 10^{-43} до 10^{-31} см^2 . В связи с этим пробег низкоэнергетичных нейтрино (с энергиями порядка 1 МэВ) в твердой среде составляет около 10^{13} км .

Сечение взаимодействия нейтрино увеличивается с ростом энергии нейтрино. Для высокоэнергетичных (до 10^{21} эВ) астрофизических нейтрино сечение взаимодействия может достигать 10^{-31} см^2 .

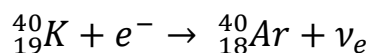
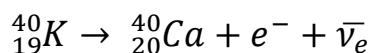
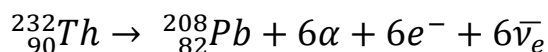
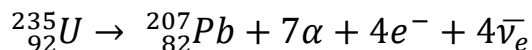
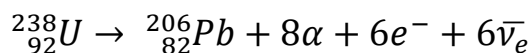
По характеру возникновения нейтрино можно разделить на три класса:

1. Космические нейтрино;
2. Нейтрино от естественных источников на Земле (процессы бета-распада);
3. Нейтрино от искусственных источников (реакторные и ускорительные).

На втором и третьем пунктах остановимся более подробно, так как данная работа основана на данных по потокам гео- и реакторных нейтрино.

Геонейтрино – нейтрино, образовавшиеся в результате распада радионуклидов в недрах Земли. Подавляющее большинство геонейтрино

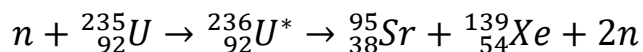
образуется в результате бета-распада Калия-40, Урана-238 и Тория-232 в следующих реакциях:



Данные реакции предположительно и являются основными источниками радиогенного тепла.

Реакторные нейтрино – нейтрино, образовавшиеся в результате распада радиоактивных осколков ядерных реакторах.

В ядерных реакторах на Уране-235 схематично идёт следующая цепочка реакций:



Продукты данной реакции в силу перегруженности нейтронами претерпевают бета-распад, в результате которого и образуются антинейтрино.

Вероятность детектирования нейтрино зависит от его энергии и от реакции, положенной в основу детектора. В связи с этим каждый детектор нейтрино обыкновенно конструируется для детектирования нейтрино строго определенного типа. Большинство современных детекторов отвечают следующим критериям:

1. расположены глубоко под земной или водной поверхностью (от 1 км и глубже) для экранизации от внешнего фона;
2. приспособлены для детектирования нейтрино от определенного источника в заданном интервале энергий;
3. имеют большие размеры (до 1 км³) для набора достаточной статистики нейтринных событий.

1.3 НЕЙТРИННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

Впервые теория об осцилляции нейтрино была предложена как один из возможных вариантов решения проблемы солнечных нейтрино. Суть данной проблемы заключалась в том, что количество регистрируемых солнечных электронных нейтрино в несколько раз отличалось от предсказанного стандартной моделью.

Решение данной проблемы – существование нейтринных осцилляций было предсказано в пятидесятых годах прошлого столетия, а экспериментальное подтверждение нашло лишь недавно.

В настоящее время известно, что существует по меньшей мере три аромата нейтрино: электронное, мюонное и тау-нейтрино и, соответственно, аналогичные ароматы антинейтрино. При взаимодействии с заряженным W -бозоном электронное, мюонное и тау-нейтрино переходят в электрон, мюон и тау-лептон соответственно. Данное явление и позволило впервые экспериментально доказать нетождественность электронного и мюонного нейтрино. В экспериментах на ускорителях с нейтринными пучками состав последних определялся главным образом продуктами распада заряженных π -мезонов:

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}$$

В этом случае если предположение о нетождественности электронного и мюонного нейтрино верно, то такой нейтринный пучок будет состоять практически только из мюонных нейтрино, что и было подтверждено экспериментом.

Следующим поставленным вопросом на пути открытия нейтринных осцилляций был вопрос о существовании явления смешивания нейтрино разных ароматов. Впервые на возможность существования этого явления указал Б.М. Понтекорво.

Рассмотрим эффект смешивания нейтрино на примере двух ароматов: электронного и мюонного. Эволюция нейтрино во времени определяется уравнением Шрёдингера:

$$i \frac{d\Phi}{dt} = H\Phi \quad (1),$$

где H – оператор энергии системы. Тогда для состояния с определенной энергией получим:

$$|\psi(t)\rangle = e^{iEt} |\psi(0)\rangle \quad (2).$$

Положим $\hbar=c=1$ и далее в предположении о малости массы по сравнению с импульсом (в энергетических единицах), приведём (1) к:

$$i \frac{d|v(t)\rangle}{dt} = \left(p + \frac{M^2}{2p}\right) |v(t)\rangle \quad (3).$$

Исходя из предположения о возможности перехода одного аромата нейтрино в другой, представим волновую функцию как смесь двух состояний:

$$|v(t)\rangle = \psi_e(t) |v_e\rangle + \psi_\mu(t) |v_\mu\rangle \quad (4).$$

Тогда, согласно (4), представим (3) как систему уравнений:

$$\begin{aligned} i \frac{d\psi_e(t)}{dt} &= \left(p + \frac{m_e^2}{2p}\right) \psi_e(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_\mu(t) \\ i \frac{d\psi_\mu(t)}{dt} &= \left(p + \frac{m_\mu^2}{2p}\right) \psi_\mu(t) + \frac{\hat{H}}{4p} \psi_e(t) \end{aligned} \quad (5).$$

В данной системе важную роль играет величина $\hat{H}$, отличие от нуля которой обеспечивает эффекты смешивания нейтрино. Если же данная величина равна нулю, то электронное и мюонное нейтрино существуют отдельно с собственными массами.

Рассмотрим случай, когда величина $\hat{H}$ отлична от нуля. Тогда решение системы (5) будем искать в виде:

$$\begin{aligned} \nu_1(t) &= \cos \theta \nu_e(t) + \sin \theta \nu_\mu(t) \\ \nu_2(t) &= -\sin \theta \nu_e(t) + \cos \theta \nu_\mu(t) \end{aligned} \quad (6).$$

Заметим, что при $\theta = \frac{\pi}{2}$ ν_1 является чистым мюонным нейтрино, а при $\theta = \pi$ — чистым электронным нейтрино.

Теперь первое из уравнений (5) умножим на $\cos\theta$, а второе на $\sin\theta$ и сложим их, учитывая, что (6) имеет вид (2), получим:

$$\frac{(2p^2+m_e^2)\cos\theta+\frac{\hat{H}}{2}\sin\theta}{\frac{\hat{H}}{2}\cos\theta+(2p^2+m_\mu^2)\sin\theta} = \frac{\cos\theta}{\sin\theta} \quad (7).$$

Отсюда получим определение угла θ , называемого углом смешивания:

$$\sin 2\theta = \frac{\hat{H}}{\sqrt{(m_e^2-m_\mu^2)^2+(\hat{H})^2}} \quad (8).$$

Для состояний (6) из системы (5) получим определенные массы:

$$\begin{aligned} m_1^2 &= \frac{m_e^2+m_\mu^2}{2} = \frac{(m_e^2+m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2-m_\mu^2)^2+(\hat{H})^2}} + \frac{H^2}{2\sqrt{(m_e^2-m_\mu^2)^2+(\hat{H})^2}} \\ m_2^2 &= \frac{m_e^2+m_\mu^2}{2} = \frac{(m_e^2-m_\mu^2)^2}{2\sqrt{(m_e^2-m_\mu^2)^2+(\hat{H})^2}} - \frac{H^2}{2\sqrt{(m_e^2-m_\mu^2)^2+(\hat{H})^2}} \end{aligned} \quad (9).$$

Знаки здесь соответствуют случаю $m_\mu > m_e$.

Из (9) видно, что при нулевом смешивании ($\hat{H} = 0$) $m_1=m_e$, $m_2=m_\mu$. Если же смешивание не нулевое, то имеет место явление сдвига масс. Будем считать $\hat{H}$ очень малым, тогда:

$$\begin{aligned} m_1^2 &= m_e^2 + \frac{3(\hat{H})^2}{4(m_\mu^2-m_e^2)} \\ m_2^2 &= m_\mu^2 + \frac{3(\hat{H})^2}{4(m_\mu^2-m_e^2)} \end{aligned} \quad (10).$$

Отметим, что зависят по заданному закону от времени и имеют определенные массы именно состояния ν_1 и ν_2 :

$$|\nu_j(t)\rangle = e^{-iE_j t} |\nu_j\rangle$$

$$E_j = k + \frac{m_j^2}{2k} \quad (11),$$

где $j=1,2$

Предположим теперь, что в начальный момент времени $t=0$ родилось электронное нейтрино. Тогда из уравнений (6) и (11) получим зависимость данного состояния от времени:

$$|\psi_j(t)\rangle = \cos\theta e^{-iE_1 t} |\nu_1(0)\rangle - \sin\theta e^{-iE_2 t} |\nu_e(0)\rangle + \cos\theta \sin\theta (e^{-iE_1 t} - e^{-iE_2 t}) |\nu_\mu\rangle \quad (12).$$

Из уравнения (12) видим, что помимо состояния электронного нейтрино появилось также и мюонное. Вероятность появления такого состояния равна квадрату модуля амплитуды, то есть коэффициента, стоящего перед $|\nu_\mu\rangle$. Из (12) видно, что данная вероятность зависит от времени и определяется выражением:

$$W(t) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{(E_1 - E_2)t}{2} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{\Delta m^2 t}{4k} \right) = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(\frac{1.27 \Delta m^2 L}{E} \right) \quad (13),$$

где введено обозначение $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$, $L=ct$ – пройденное нейтрино расстояние, E – энергия нейтрино.

Экспериментальное подтверждение рассмотренного случая также было найдено: при прохождении нейтринного пучка, изначально состоявшего преимущественно из электронных нейтрино, через детектор, были зарегистрированы не только электроны, но и мюоны, что подтверждает факт перехода некоторого количества нейтрино электронных в мюонные.

Ранее были рассмотрены осцилляции нейтрино в вакууме. При рассмотрении же осцилляций нейтрино в веществе возникает новый эффект за счёт взаимодействия нейтрино с электронами вещества. Мюонное нейтрино взаимодействует с электроном только посредством обмена нейтральным Z-бозоном, взаимодействие же электронного нейтрино и антинейтрино создаёт вклад и в обмен заряженными W-бозонами.

В процессе рассеяния электронного антинейтрино на электроне происходит их слияние в W-бозон, в случае рассеяния нейтрино происходит процесс обмена W, в котором начальное нейтрино даёт W^+ и электрон, после W^+ поглощается начальным электроном, в результате чего получается конечное нейтрино. Для мюонного же нейтрино такие переходы неосуществимы.

Таким образом, электронное нейтрино также взаимодействует и с электроном вещества, это взаимодействие описывается дополнительным членом в первом уравнении системы (5):

$$V_w|v_e(t)\rangle$$

В таком случае система уравнений, описывающая зависимость волновой функции от времени будет иметь вид:

$$i \frac{d}{dt} |v_1(t)\rangle = \left(\frac{m_1^2}{2k} + V_w \cos^2 \theta \right) |v_1(t)\rangle = V_w \sin \theta \cos \theta |v_2(t)\rangle \quad (14).$$

В результате изменяется соотношение между электронной и мюонной компонентами в смесях (6) и значения соответствующих им масс, которые можно получить из (14):

$$m^2 = \frac{1}{2}(m_1^2 + m_2^2 + \xi) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta m^2 \cos 2\theta - \xi)^2 + (\Delta m^2)^2 \sin^2 2\theta} \quad (15),$$

где $\xi = 2kV_w$

Электрослабая теория даёт значение для

$$\xi = \sqrt{2} G_F N_e = 7.63 * 10^{-14} \frac{Z}{A} \rho \quad (16),$$

где $G_F = (1.16637 \pm 0.00002) * 10^{-5} \text{ ГэВ}^{-2}$ – константа слабого взаимодействия (константа Ферми), а N_e – электронная плотность вещества, которая пропорциональна плотности вещества и отношению Z/A . Тогда ξ можно выразить следующим образом:

$$\xi = 1.526 * \frac{10^{-7} Z \rho k}{A} \text{ эВ}^2 \quad (17).$$

Исходя из системы (14), состояние с массами (15) также являются смесью нейтрино двух ароматов, но с иным углом смешивания, который, согласно (14), связан с вакуумным углом смешивания θ_m следующим образом:

$$\sin 2\theta_m = \frac{\sin 2\theta}{\sqrt{(\cos 2\theta - \frac{\xi}{\Delta m^2})^2 + \sin^2 2\theta}} \quad (18).$$

Таким образом, распространению нейтринных пучков в веществе можно найти широкое практическое применение. А именно, если известны параметры нейтрино Δm^2 и θ_m , то, пропуская нейтринный пучок через некоторый объект, звезду, планету и т.д., по составу пучка нейтрино на выходе можно сделать вывод о распределении плотности внутри рассматриваемого объекта.

1.4 ДЕТЕКТИРОВАНИЕ НЕЙТРИНО

В настоящее время разработано три типа детекторов нейтрино, отличающихся непосредственно методом фиксирования нейтринных событий и, как следствие, получаемыми на выходе характеристиками нейтрино. Существуют следующие три способа детектирования нейтрино: 1) радиохимический метод; 2) метод рассеяния нейтрино на электронах; 3) метод поглощения нейтрино - прямой счёт. Каждый из представленных типов детекторов также делится на несколько различных видов. Радиохимические детекторы различаются используемым в них активным веществом, с которым происходит взаимодействие нейтрино, основные виды – хлорные и галлиевые. Нейтринные детекторы, работающие посредством метода детектирования нейтрино рассеянием на электронах, также могут отличаться рабочим веществом и способом детектирования электронов рассеяния: черенковские и сцинтилляционные.

Детектирование частиц в радиохимических детекторах построено на следующем принципе: часть нейтрино, пролетая сквозь вещество детектора, реагирует с ним, вследствие чего образуются продукты реакции, которые накапливаются, а в дальнейшем подсчитываются при помощи химических методов. Данный вид детекторов не даёт информации о направлении нейтрино, а также не позволяет с высокой точностью установить их энергию. Поэтому в настоящее время радиохимические детекторы уступают своё место детекторам прямого счёта, которые лишены таких недостатков.

Детекторы, основанные на методе рассеяния нейтрино на электронах активного вещества, на сегодня являются наиболее распространенным типом детекторов. Детекторы такого типа устроены на принципе выбивания электрона из атома активного вещества детектора (обычно вода или сцинтилляционная жидкость) пролетающим нейтрино. В данном случае детекторы фиксируют световые вспышки черенковского излучения или вспышки в сцинтилляционном веществе. Стоит отметить, что светимость

вспышек в сцинтилляционном веществе примерно в 50 раз превосходит светимость черенковского излучения, однако сцинтилляционные детекторы более дорогостоящи и не позволяют определить исходное направление нейтрино по направлению сцинтилляционных фотонов, в отличие от детекторов, фиксирующих черенковское излучение.

РАЗДЕЛ 2

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В данной работе была поставлена задача уточнения потока реакторных антинейтрино, зарегистрированных детектором Bogexino по данным, полученным в ходе третьей фазы работы детектора. Наиболее трудной и важной задачей является определение вкладов от гео- и реакторных нейтрино в зарегистрированные нейтринные события, т.к. в рассматриваемом энергетическом диапазоне нейтрино от данных источников имеют «перекрывающиеся» спектры, и их вклады не различимы прямыми экспериментальными методами.

При этом поставленная задача ограничивалась рядом условий:

1. в работе рассматривались два диапазона энергий: так называемую «область низких энергий» (1,806 – 3,272 МэВ) и «область высоких энергий» (3,272 - ~8 МэВ), объединение которых соответственно является полным диапазоном измерений. Нижний порог данного диапазона связан с порогом реакции обратного бета-распада, которая используется в детекторе для регистрации нейтринных событий; разделение диапазонов на уровне 3.272 МэВ связано с верхней границей энергии геонейтрино; спектр же реакторных антинейтрино простирается примерно до 8 МэВ;
2. для определения всех полученных данных по реакторным событиям использовались только исходные данные по стационарным промышленным реакторам, не были учтены вклады от исследовательских реакторов и передвижных ядерных реакторов. Как было показано в [1], в связи с конечной точностью известных данных о работе промышленных детекторов и малым вкладом в общий спектр от исследовательских и передвижных, данные по последним могут быть исключены из рассмотрения без потери точности;

3. для расчета расстояния от реактора до детектора была принята модель Земли как референц-эллипсоида с полярным и экваториальным радиусом 6378.1366 и 6356.7518 км соответственно. Координаты центра детектора определены следующими значениями: 42.454° широта и 13.5755° долгота (вместо сторон света используются знаки «+» и «-» [4];
4. данные по работе реакторов были взяты из баз данных INFN [5] за 2007 – 2019 годы;
5. при учете эффекта нейтринных осцилляций для расчета спектров эффект вещества не был включен в рассмотрение, так как вносимый от него порядок поправок меньше порядка полной погрешности;
6. топливо рассматриваемых реакторов рассматривалось состоящих из четырех основных компонентов: ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu . При этом было учтено различное соотношение данных элементов для различных видов топлива, что отражено в значениях доли тепловой мощности, приходящейся на деление каждого из изотопов (Табл.1). При этом для реакторов, использующих МОХ топливо было положено, что на данный вид топлива приходится 30% производимой мощности, а остальные 70% - на стандартное топливо, используемое в данном реакторе [6, 7];

ТАБЛИЦА 1 ДОЛИ ТЕПЛОВЫХ МОЩНОСТЕЙ ПО ИЗОТОПАМ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ РЕАКТОРНОГО ТОПЛИВА

Класс реактора	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
PWR/BWR/ LWGR/GCR	0.56	0.08	0.3	0.06
MOX	0	0.081	0.708	0.212
PHWR	0.543	0.411	0.022	0.024

7. значения энергии, выделяемой на один распад каждого из изотопов определены согласно данным [8] (Табл. 2);

ТАБЛИЦА 2. ЭНЕРГИЯ НА ОДИН РАСПАД ДЛЯ КАЖДОГО КОМПОНЕНТА ТОПЛИВА РЕАКТОРОВ

Изотоп	²³⁵ U	²³⁸ U	²³⁹ Pu	²⁴¹ Pu
Энергия, МэВ	202.36±0.26	205.99±0.52	211.12±0.34	214.26±0.33

8. спектр каждого изотопа аппроксимирован экспонентой [9] вида:

$$\lambda_i(E_{\bar{\nu}}) = \exp(\sum_{p=1}^6 a_p^i E_{\bar{\nu}}^{p-1}), \quad (19)$$

где коэффициенты для каждого из изотопов представлены в таблице 3.

ТАБЛИЦА 3 КОЭФФИЦИЕНТЫ ПОЛИНОМА

Изото п	a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6
^{235}U	3.217	-3.111	1.395	$-3.69(10^{-1})$	$4.445(10^{-2})$	$-2.053(10^{-3})$
^{238}U	$4.833(10^{-1})$	$1.927(10^{-1})$	$-1.283(10^{-1})$	$-6.762(10^{-3})$	$2.233(10^{-3})$	$-1.536(10^{-4})$
^{239}Pu	6.413	-7.432	3.535	$-8.82(10^{-1})$	$1.025(10^{-1})$	$-4.55(10^{-3})$
^{241}Pu	3.251	-3.204	1.428	$-3.675(10^{-1})$	$4.254(10^{-2})$	$-1.896(10^{-3})$

РАЗДЕЛ 3

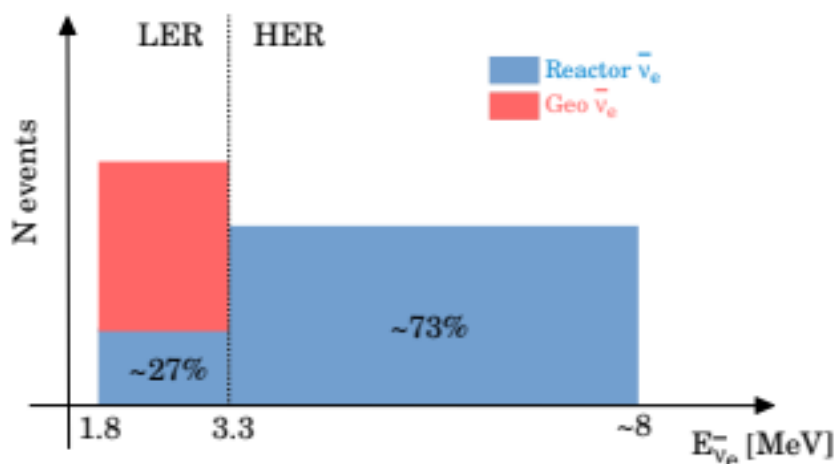
ОБЗОР СУЩЕСТВУЮЩИХ РЕШЕНИЙ ПОСТАВЛЕННОЙ ЗАДАЧИ

Задача определения потоков реакторных антинейтрино, регистрируемых детектором Borexino уже неоднократно рассматривалась для различных фаз работы. [1, 10].

Наиболее подробное описание рассматриваемая задача и возможные методы её решения по данным работы детектора в третьей фазе получили в статье Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino коллаборации Borexino [10].

Данная статья, как видно из названия, посвящена анализу геонейтрино, зарегистрированных детектором Borexino. Однако анализ геонейтрино неразрывно связан с анализом и реакторных нейтрино, особенно для рассматриваемого детектора, т.к. поток антинейтрино от реакторов, регистрируемый на Borexino достаточно высок (в сравнении, например, с детектором баксанской нейтринной обсерватории).

В исходной статье рассматриваемый диапазон энергий был разделен на диапазон низких (LER) и высоких (HER) энергий (условно), как указано на рисунке.



Как видно, диапазон низких энергий соответствует окну энергий геонейтрино. На область низких энергий (область геонейтринного спектра) приходится примерно 27% от общего числа нейтринных событий от реакторов.

На первом этапе работы были определены ожидаемые потоки антинейтрино. В связи с тем, что в эксперименте детектировались только электронные антинейтрино, для определения потоков необходимо учитывать эффект нейтринных осцилляций.

Для расчета псевдоэкспериментальных спектров сначала был построен ожидаемый спектр антинейтрино, согласно следующему выражению:

$$\frac{dN_{rea}}{dE_{\bar{\nu}_e}} = \varepsilon N_p t \sum_{r=1}^{N_{rea}} \frac{P_r}{4\pi L_r^2} \langle LF \rangle_r \sum_{i=1}^4 \frac{p_{ri}}{Q_i} \frac{\lambda_i(E_{\bar{\nu}_e})}{dE_{\bar{\nu}_e}} \sigma(E_{\bar{\nu}_e}) P_{ee}(L_r, E_{\bar{\nu}_e}) \quad (20),$$

где ε – эффективность детектора, N_p – число «свободных» протонов реактора, N_{rea} – число рассматриваемых реакторов, P_r – номинальная тепловая мощность реактора, L – расстояние от центра реактора до центра детектора, $\langle LF \rangle$ – средний коэффициент использования установленной мощности (КИУМ) за рассматриваемый период t , p_i – доля тепловой мощности для i -го изотопа, Q_i – энергия на один распад для i -го изотопа, $\varphi_i(E_{\bar{\nu}_e})$ – спектр антинейтрино, возникающий в результате деления i -го изотопа, $\sigma(E_{\bar{\nu}_e})$ – сечение реакции обратного бета-распада, $P_{ee}(L_r, E_{\bar{\nu}_e})$ – вероятность выживания электронного антинейтрино.

Данные по работе реакторов были рассмотрены за период 137 месяцев: с декабря 2007 по апрель 2019 года. По приведенному выражению был построен нормированный на единицу спектр антинейтрино (Рис. 1).

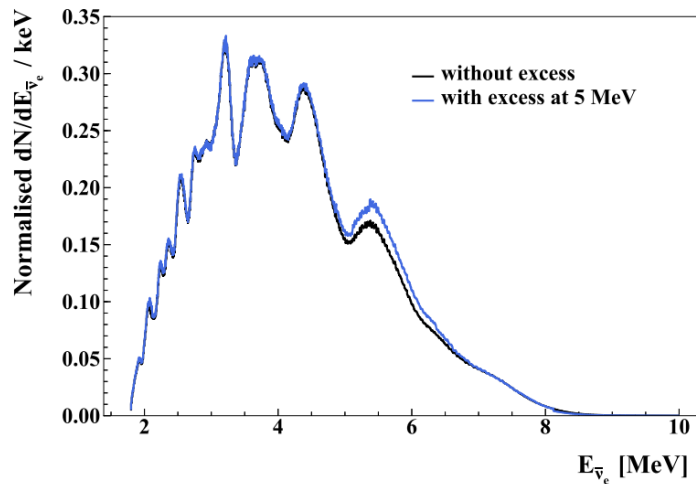


РИСУНОК 1 ФОРМА ОЖИДАЕМОГО СПЕКТРА РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО ПО ДАННЫМ ЗА ДЕКАБРЬ 2007 – АПРЕЛЬ 2019 Г., НОРМИРОВАННЫЙ НА ЕДИНИЦУ

Положив время экспозиции $t = 1$ году ($315.36 \cdot 10^5$ секунд), число протонов $N_p = 10^{32}$, а эффективность детектора $\varepsilon = 1$, путём интегрирования данного выражения для спектра по всему рассматриваемому диапазону энергий получаем количественную оценку скорости счет нейтринных событий в единицах TNU (terrestrial neutrino unit). Найденные значения составили $84.5^{+1.5}_{-1.4}$ TNU и $22.4^{+0.4}_{-0.4}$ TNU для всего диапазона и LER соответственно.

Далее методом Монте-Карло с учетом фоновых событий (мюоны, атмосферные нейтрино, космологический фон) и с учетом отклика детектора были построены псевдоэкспериментальные спектры (Рис. 2). Аналогичные данные были получены и для геонейтрино.

Число фотоэлектронов на 1 МэВ в Borexino составляет порядка 500.

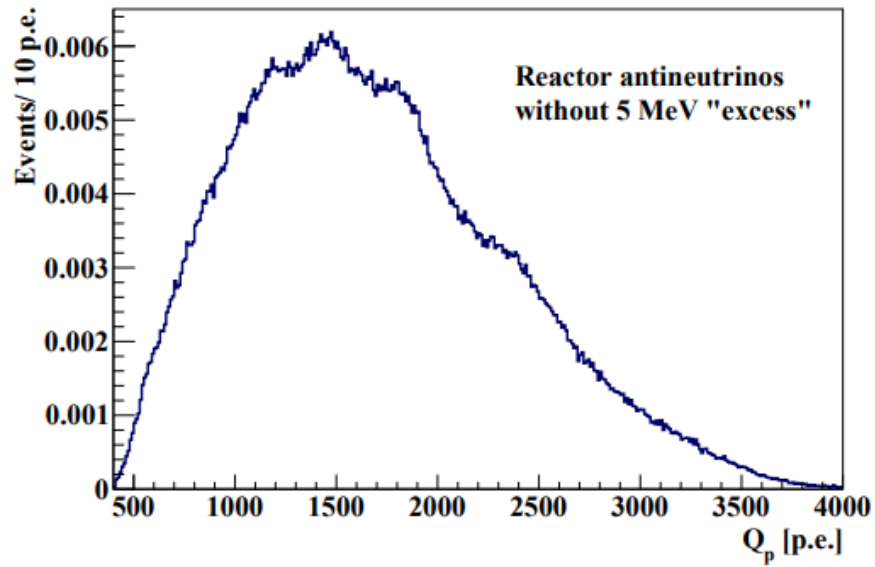


РИСУНОК 2 МОНТЕ-КАРЛО СПЕКТР РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Далее для определения вкладов от различных источников искомое максимальное значение функции правдоподобия следующего вида:

$$\ln \mathcal{L}(N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}) = -N_{\text{теор}}(N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}) + \sum_{i=1}^N \ln f(Q_i, N_{\text{гео}}, N_{\text{реакт}}, S_{\text{случ}}, S_{\text{LiHe}}, S_{\alpha}) - \frac{1}{2} \left[\left(\frac{S_{\text{случ}} - S_{\text{случ}}^{\text{ож}}}{\sigma_{\text{случ}}} \right)^2 + \left(\frac{S_{\text{LiHe}} - S_{\text{LiHe}}^{\text{ож}}}{\sigma_{\text{LiHe}}} \right)^2 + \left(\frac{S_{\alpha} - S_{\alpha}^{\text{ож}}}{\sigma_{\alpha}} \right)^2 \right] \quad (21),$$

где N – число событий-кандидатов, Q_i – число фотоэлектронов для i -го события, $N_{\text{гео}}$ и $N_{\text{реакт}}$ – искомые количества событий для гео- и реакторных нейтрино соответственно.

В итоге было получено значение в 93.6 событий от реакторных антинейтрино из 154 зарегистрированных кандидатов в нейтринные события (Рис. 3).

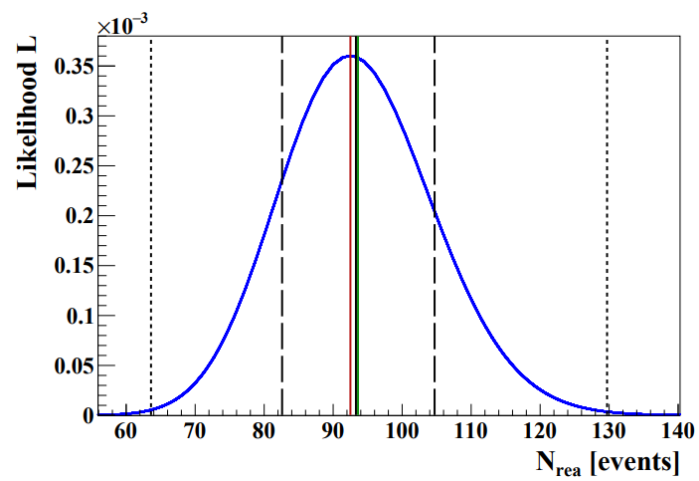


РИСУНОК 3 ПРОФИЛЬ ФУНКЦИИ ПРАВОПОДОБИЯ ДЛЯ КОЛИЧЕСТВА РЕАКТОРНЫХ СОБЫТИЙ

РАЗДЕЛ 4

ПОСТРОЕНИЕ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧИ

Построение решения поставленной задачи было осуществлено методами компьютерного моделирования с помощью использования таких средств математического моделирования и Matlab и встраиваемых в него компонентов, доработанных автором под поставленную задачу[11].

Работа была разделена на три основных этапа: 1) определение скорости счета реакторных нейтринных событий в Borexino по данным за 2007 – 2019 годы; 2) построение псевдоэкспериментальных спектров методом Монте-Карло; 3) определение количества событий от реакторных антинейтрино в 154-х зарегистрированных событиях.

4.1 ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СЧЕТА РЕАКТОРНЫХ СОБЫТИЙ

Для регистрации геонейтрино ключевым фоном являются нейтринные события от реакторов (промышленных и исследовательских), так как как уже было отмечено спектр геонейтрино перекрывается спектром нейтрино от реакторов. Для исключения данного вида фона существует два варианта: 1) выключение части действующих реакторов, которые вкладывают наибольшее значение в спектр реакторных антинейтрино на рассматриваемом детекторе; 2) размещение детектора вдали от источников реакторных антинейтрино (оценка «удачности» размещения Borexino для регистрации геонейтрино и реакторных нейтрино будет дана далее). Несмотря на кажущуюся нереализуемость первого варианта, он имел место быть в Японии для детектора KamLAND во время аварии на Фукусима-1 в 2011 году: было остановлено 43 реактора, что сильно отразилось на данных эксперимента, т.к. фон от реакторных антинейтрино был уменьшен в несколько раз. Также подобный сценарий был реализован в Германии (отключено 8 реакторов), однако это отключение практически не отразилось на данных Borexino, в связи

с большой удаленностью детектора и высокой плотностью ядерных реакторов в Европе.

Итак, для оценки скорости счета реакторных событий сначала рассмотрим спектр реакторных антинейтрино. Спектр антинейтрино от одного распада i -го изотопа (где i соответствует каждому из изотопов ядерного топлива в заданном реакторе) может быть выражен как (19). Для оценки спектра от конкретного рассматриваемого реактора необходимо соответственно включить в спектр данные о его работе, а конкретно КИУМ (LF) за заданный период, тепловую мощность реактора (P_{th}) и соотношение p_i - доли тепловой мощности для i -го изотопа к Q_i - энергии на один распад для i -го изотопа. Таким образом полный спектр от заданного реактора можно выразить следующим выражением:

$$S(E_{\bar{\nu}_e}) = P_{th}LF \sum_{i=1}^4 \frac{p_i}{Q_i} \lambda_i(E_{\bar{\nu}_e}), \quad (22)$$

Данное выражение описывает спектр непосредственно на выходе из реактора. Чтобы получить выражение для нейтринного спектра, который будет регистрироваться в детекторе необходимо учесть ещё ряд факторов. Так как, как уже было отмечено, Borexino регистрирует только электронные антинейтрино, необходимо учесть эффект нейтринных осцилляций, а именно - оценить вероятность выживания электронных антинейтрино на пути от реактора к детектору. Данная оценка, согласно [12], была определена следующим выражением:

$$P_{ee}(E_{\bar{\nu}_e}, L) = 1 - \sin^2(2\theta_{13})(\cos^2\theta_{12}\sin^2\Delta_{31} + \sin^2\theta_{12}\sin^2\Delta_{32}) - \cos^4\theta_{13}\sin^22\theta_{12}\sin^2\Delta_{21}, \quad (23)$$

где $\Delta_{ij} = 1.267 \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E}$, Δm_{ij}^2 - разность квадратов масс (эВ^2), L - путь от центра реактора до центра детектора (м), E - энергия нейтрино (МэВ). В данной работе была принята прямая иерархия масс нейтрино и параметры осцилляции согласно таблице 4.

ТАБЛИЦА 4 ПАРАМЕТРЫ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НЕЙТРИНО [13]

$\sin^2\theta_{12}$	$\sin^2(2\theta_{13})$	$\sin^2(\theta_{23})$	Δm_{21}^2	Δm_{31}^2	Δm_{32}^2
0.307 ± 0.13	$(2.12 \pm 0.08)^* \cdot 10^{-2}$	0.417 ± 0.28	$(7.53 \pm 0.18)^* \cdot 10^{-5}$	$(2.59 \pm 0.08)^* \cdot 10^{-3}$	$(2.51 \pm 0.05)^* \cdot 10^{-3}$

Следующим шагом учтем сечение реакции обратного бета-распада. Как было оценено в работе [14], сечение данной реакции в широком диапазоне энергий (до ~ 300 МэВ) можно выразить следующей формулой:

$$\sigma_{IBD}(E_{\bar{\nu}_e}) = 10^{-43} p_e E_e E_{\bar{\nu}_e}^{-0.07056 + 0.02018 \ln E_{\bar{\nu}_e} - 0.001953 \ln^3 E_{\bar{\nu}_e}} (\text{см}^2), \quad (24)$$

где $E_e = E_{\bar{\nu}_e} - \Delta$ - энергия позитрона, $p_e = \sqrt{E_e^2 - m_e^2}$ - импульс позитрона, $\Delta = m_n - m_p \approx 1.293$ МэВ.

В конечном итоге, ожидаемый спектр реакторных антинейтрино, снятый с детектора Borexino описывается следующим выражением (20) с подстановкой в него (23), (24).

Однако очевидно, что данное выражение бесполезно без данных о работе реакторов за рассматриваемый промежуток времени. Эти данные были взяты из баз данных INFN, как уже было указано ранее. Структура базы данных имеет следующий вид: годовой отчет по работе каждого промышленного реактора в мире, содержащий информацию о точном расположении каждого реактора, виде используемого топлива, заявленной тепловой мощности реактора и КИУМ для каждого месяца работы реактора.

Для обработки данных о работе реакторов автором был написан программный модуль в среде Matlab. Данный модуль получает на вход данные по работе реакторов в формате Excel (в этом формате данные предоставляются INFN), информацию о местоположении и характеристиках рассматриваемого

детектора и диапазон рассматриваемых энергий антинейтрино. Информация обрабатывается и на выходе предоставляет данные в числовом и графическом форматах о сечении реакции обратного бета-распад, парциальных спектрах на каждый изотоп для выбранного реактора (опционально), виде функции вероятности выживания для выбранного реактора (опционально), общем спектре антинейтрино на выходе выбранного реактора (опционально), а также полный суммарный спектр, регистрируемый для всех рассматриваемых реакторов заданным детектором, скорость счета событий от реакторных антинейтрино за рассматриваемый период и средне-взвешенное расстояние до реакторов за рассматриваемый период. Стоит отметить, что данные не были вшиты в исполняемый код и модуль легко можно использовать для данных за другие периоды и для других детекторов. Некоторые данные расчета и моделирования приведены ниже.

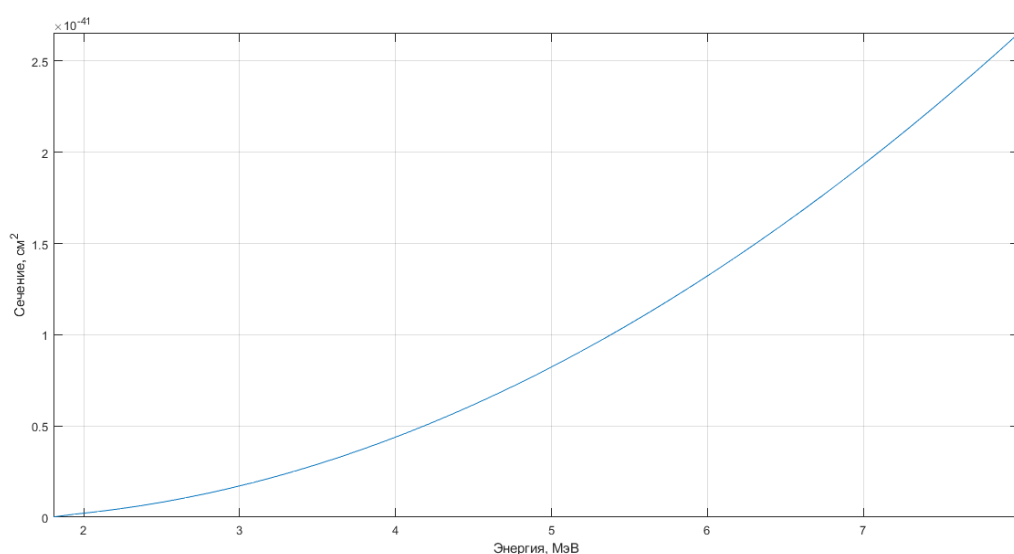


РИСУНОК 4 СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА

На рисунке 4 представлен вид сечения реакции обратного бета-распада как функции энергии нейтрино. Рассматриваемый диапазон энергий соответствует энергетическому диапазону реакторных антинейтрино (FER): 1.806 – 8 МэВ.

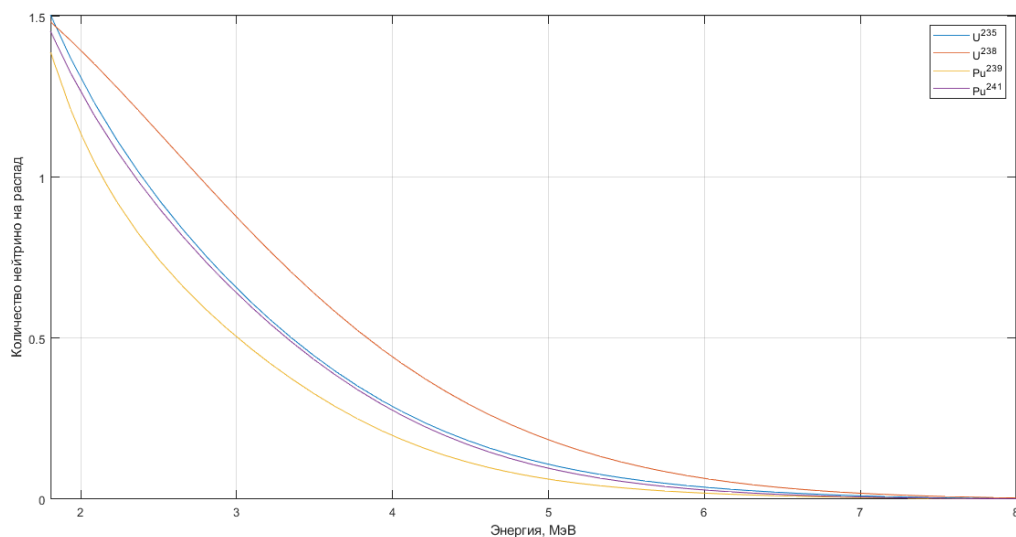


РИСУНОК 5 СПЕКТРЫ АНТИНЕЙТРИНО НА ОДИН РАСПАД КАЖДОГО ИЗ КОМПОНЕНТОВ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

На рисунке 5 изображены построенные парциальные спектры для каждого из четырех рассматриваемых компонентов ядерного топлива в реакторах на один распад.

Наиболее интересным и важным в рамках данной работы является все же более общая характеристика – регистрируемый детектором спектр и его интеграл – скорость счета реакторных событий.

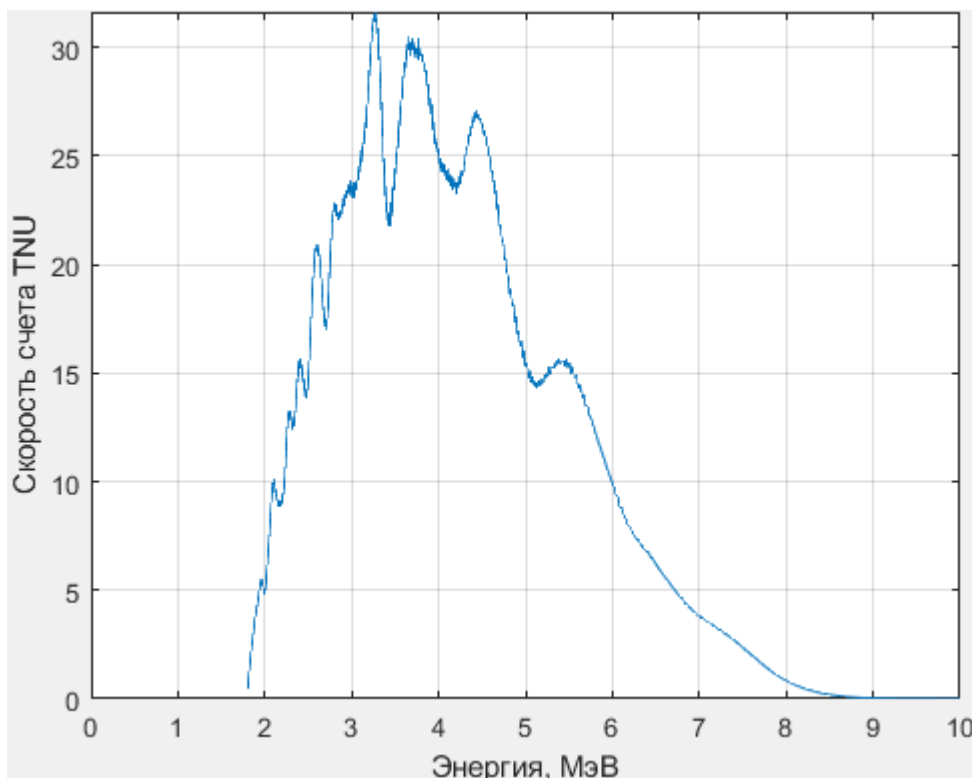


РИСУНОК 6 СКОРОСТЬ СЧЕТА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ЭНЕРГИИ НЕЙТРИНО

На рисунке 6 изображен вид полученной зависимости скорости счета нейтринных событий от энергии нейтрино для детектора Borexino по данным за 2007-2019 годы.

Путем интегрирования данной функции были рассчитаны полные скорости счета для геонейтринного окна (1.806 – 3.272 МэВ) и для полного энергетического диапазона. Рассчитанные скорости счета составили 85 и 22.7 TNU соответственно.

Согласно данным из таблицы 6 [1] были найдены относительные ошибки определения скорости счета нейтринных событий для низкого и полного энергетического диапазонов. В итоге скорости счета были определены как $85^{+1.7}_{-1.6}$ и $22.7^{+0.5}_{-0.5}$ соответственно. Как видно из таблицы 6 [1] основными погрешностями при определении скорости счета являются неточность определения параметров осцилляций, тепловой мощности реактора и компонентного состава его топлива.

Также стоит отметить, что скорость счета не является величиной постоянной, т.к. зависит непосредственно от работы реакторов, поэтому для каждого нового временного диапазона исследований требуются актуальные данные о работе реакторов по всему миру для вычисления скорости счета событий.

В рамках данного этапа была дана средневзвешенная оценка расстояния от Vogelpo до ядерных реакторов. Данное значение составило ~ 1300 км. Однако несмотря на достаточно большое среднее расстояние, детектор Vogelpo является далеко не наиболее удачным детектором для изучения геонейтрино, т.к. отношение скорости счета реакторных антинейтрино к скорости счета геонейтрино по оценке автора составило ~ 0.57 , для сравнения это соотношение было рассчитано для детектора эксперимента Hanohano (Гавайи) и составило ~ 0.09 .

4.2 ПОЛУЧЕНИЕ СПЕКТРА ПСЕВДОЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

Для построения псевдоэкспериментальных спектров реакторных антинейтрино был создан программный модуль в среде Matlab. Исполняемый алгоритм модуля описывается следующими пунктами:

1. Полагая, что топливо реактора меняется раз в 300 дней для компонентов ядерного топлива в выражении (20) введем корректирующий множитель, связанный с периодом полураспада i -го изотопа: $2^{-t/T(1/2)}$. За спектр позитрона обозначим $S_{e^+}(E_{\bar{\nu}_e})$.
2. Спектр антинейтрино преобразуем к спектру позитронов, образующихся в результате реакции обратного бета-распада посредством следующего выражения:

$$E_{e^+} \sim E_{\bar{\nu}_e} - 0.784 \text{ МэВ}$$

3. Сворачиваем спектр позитронов с функцией отклика детектора, которая аппроксимирована распределением Гаусса с учетом разрешения 5% на 1 МэВ:

$$\rho(E_{\bar{\nu}_e}, E'_{\bar{\nu}_e}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(E'_{\bar{\nu}_e})} \exp\left(-\frac{(E_{\bar{\nu}} - E'_{\bar{\nu}_e})^2}{2\sigma^2(E'_{\bar{\nu}_e})}\right), \quad (25)$$

где $\sigma(E'_{\bar{\nu}_e}) = 0.05\sqrt{E'_{\bar{\nu}_e}}$

Далее за $S_{e^+}(E_{\bar{\nu}_e})$ будем принимать спектр позитронов уже свернутый с функцией отклика детектора.

Здесь стоит отметить, что в качестве функции отклика необходимо было взять, например, функцию, полученную в [15]. Однако данная функция является очень сложной для численных расчетов, т.к. включает множество различных параметров, в связи с чем для определения значения данной функции для каждого бина энергии необходимы куда большие вычислительные мощности, чем те, которые использовались в данной работе.

4. На квадрате со стороной 1 случайным образом генерируем точку с координатами (g_1, g_2) .
5. Переведем полученную точку линейным преобразованием к новым координатам:

$$\begin{cases} w_1 = E_{min} + g_1(E_{min} - E_{max}) \\ w_2 = \max(S_{e^+}(E_{\bar{\nu}_e})) g_2 \end{cases}$$

6. На прямоугольник $(E_{min}:E_{max}, 0: \max(S_{e^+}(E_{\bar{\nu}_e})))$ нанесем спектр позитронов свернутый с функцией отклика детектора. Данная функция, очевидно, будет полностью вложена в заданный прямоугольник.
7. Проверяем лежит ли точка (w_1, w_2) под нанесенной на прямоугольник функцией, то есть проверяем соотношение $w_2/S_{e^+}(w_1)$. Если данное

отношение меньше единицы, то считаем, что реакция обратного бета-распада прошла и событие было зарегистрировано. В противном случае считаем, что взаимодействие не прошло. Возможность рассеяния на протоне и последующее взаимодействие с другим протоном в данной модели не учитывается.

8. Повторяем пункты 4-7 для каждого реакторного антинейтрино, общее количество которых получено из известных спектров.
9. Прибавляем к текущему значению t единицу, т.е. переходим на следующий день работы реактора. При этом при достижении переменной t значения 300, сбрасываем ее снова на 1, т.е. заменяем топливо в моделируемом реакторе.

Таким образом получаем псевдоэкспериментальные спектры реакции обратного бета-распада.

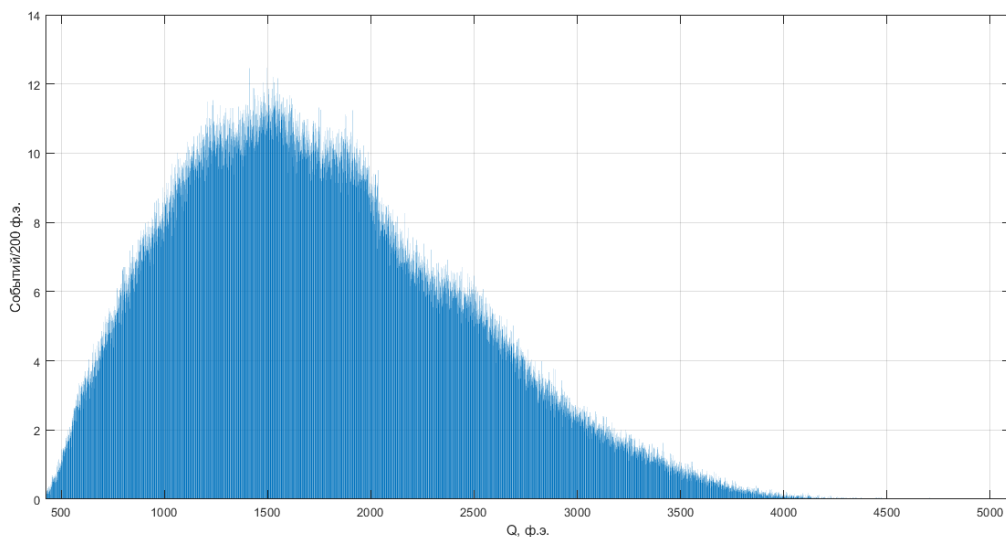


РИСУНОК 7 МОНТЕ-КАРЛО СПЕКТР РЕАКТОРНЫХ АНТИНЕЙТРИНО

Энергия для данного спектра выражена в фотоэлектронах, а количество событий в событии на 200 фотоэлектронов. Как уже было отмечено, в детекторе на 1 МэВ приходится примерно 500 фотоэлектронов.

4.2 ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЛИЧЕСТВА РЕАКТОРНЫХ СОБЫТИЙ

На последнем этапе работы была построена функция правдоподобия, согласно выражению (21). Все функции фонов и случайных совпадений были взяты из наиболее актуальной работы [10].

В итоге вычисления максимума функции правдоподобия для реакторных антинейтрино была получена оценка в 95.1 события, зарегистрированных на детекторе Bogerino за период с декабря 2007 по апрель 2019 года.

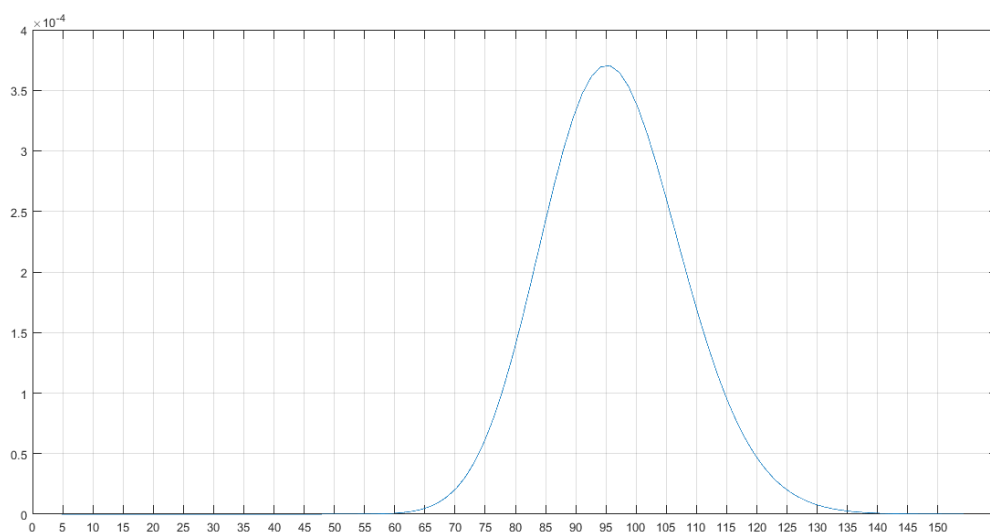


РИСУНОК 8 ПРОФИЛЬ ФУНКЦИИ ПРАВДОПОДОБИЯ ДЛЯ РЕАКТОРНЫ АНТИНЕЙТРИНО (ПО ОСИ X ОТЛОЖЕНО КОЛИЧЕСТВО СОБЫТИЙ, ПО ОСИ Y - ЗНАЧЕНИЕ ФУНКЦИИ ПРАВДОПОДОБИЯ)

С учетом систематической ошибки полученное значение оценивается как $95.1^{+5.0}_{-5.1}$ событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Стоит отметить, что в данной работе были применены не стандартные программные средства и математические пакеты, используемые на сегодняшний день для задач подобных рассматриваемой. Автором была предпринята попытка создать «единую» среду для получения данных по реакторным антинейтрино, т.к. на сегодняшний день для работы с данными рассмотренного и аналогичных экспериментов используется по меньшей мере три среды ROOT, GEANT и Mathematica для численных расчетов. Созданный же программный модуль способен объединить различные этапы и дать во всяком случае данные для качественной оценки с достаточно приемлемой скоростью без привлечения больших вычислительных мощностей.

Однако модуль нуждается в доработке и оптимизации. В частности, наиболее существенным недостатком является достаточно грубая аппроксимация функции отклика детектора.

Также с помощью данного модуля может быть построена карта сигналов от реакторных антинейтрино как для геонейтринного окна, так и для полного диапазона энергий, рассматриваемых в данном эксперименте. Однако для разрешения карты хотя бы 1 на 1 градус необходима достаточно большая вычислительная мощность или же длительное время расчетов для ПК стандартной конфигурации. Для вычисления нейтринного сигнала от реакторов в определенной точке Земли (для конкретного детектора) привлечение больших вычислительных мощностей необязательно.

В данной работе файл баз данных INFN по реакторным антинейтрино были предварительно рассмотрены вручную, благодаря чему были выявлены периоды, в которых данные по работе детектора не были зафиксированы. Для таких периодов КИУМ был принят как среднее значение за весь остальной рассматриваемый период.

В итоге полученные данные с учетом ошибок сошлись с данными эксперимента, рассмотренного в разделе 3.

Также как уже было отмечено ранее, было подтверждено не самое удачное расположение детектор Bogehino для проведения экспериментов с геонейтрино, т.к. фон от реакторных событий достаточно высок.

СПИСОК ИСПОЛЬЗУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Marica Baldoncini, Ivan Callegari, Giovanni Fiorentini, Fabio Mantovani, Barbara Ricci, Virginia Strati, Gerti Xhixha. Reference worldwide model for antineutrinos from reactors. 2014. DOI:10.1103/PhysRevD.91.065002
2. Ротт К., Тэкета Э., Бозе Д. Spectrometry of the Earth using neutrino oscillations. 2015/ doi: 10.1038/srep15225
3. Бурет С., Коэлхо Дж., Вероник ван Элевик. Neutrino oscillation tomography of the Earth with KM3NeT-ORCA. Коллаборация KM3NeT. Париж, Франция. 2017/ arXiv:1702.03723v1
4. L. Miramonti, G.B. Bellini. Geo-neutrinos from 1353 Days with the Borexino Detector. 2015. DOI:10.1016/j.phpro.2014.12.073.
5. Базы данных по работе ядерных реакторов. [Laboratory for Nuclear Technologies Applied to the Environment \(inf.n.it\)](http://infn.it)
6. M. Agostini, K. Altenmuller. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector. 2017. DOI:10.1016/j.astropartphys.2017.10.003.
7. Marica Baldoncini, Ivan Callegari. Reference worldwide model for antineutrinos from reactors. 2014. DOI:10.1103/PhysRevD.91.065002.
8. F. P. An et al. (Daya Bay Collaboration). Evolution of the Reactor Antineutrino Flux and Spectrum at Daya Bay. 2017. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.118.251801
9. Th. A. Mueller et al. Improved Predictions of Reactor Antineutrino Spectra. 2011. DOI:10.1103/PhysRevC.83.054615.
10. M. Agostini et al. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino. 2019. DOI:10.1103/PhysRevD.101.012009.
11. NeutrinoOscillations_MATLAB_Toolbox. [MATLAB Toolbox with GUI for Neutrino Oscillations.](http://infn.it)
12. G. Fiorentini, G. L. Fogli, E. Lisi, F. Mantovani, and A. M. Rotunno. Mantle geoneutrinos in KamLAND and Borexino. 2012. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevD.86.033004.

13. PDG PARTICLE PHYSICS BOOKLET. 2018.
<https://pdg.lbl.gov/booklet/2018/>
14. Alessandro Strumia, Francesco Vissani. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section. 2003. DOI:10.1016/S0370-2693(03)00616-6.
15. Borexino Collaboration. Final results of Borexino Phase-I on low energy solar neutrino spectroscopy. 2013. DOI:10.1103/PhysRevD.89.112007.