

МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ
ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ «МИФИ»
(НИЯУ МИФИ)

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ И ТЕХНОЛОГИЙ
КАФЕДРА №40 «ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ»

УДК 524.352-44

**ПОЯСНИТЕЛЬНАЯ ЗАПИСКА
К БАКАЛАВРСКОЙ ДИПЛОМНОЙ РАБОТЕ
РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА В БОРЕКСИНО ОТ
ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА С ПЕРЕХОДОМ В
ГИБРИДНУЮ ЗВЕЗДУ**

Студент _____ Е. А. Чуева

Научный руководитель,
к.ф.-м.н. _____ Е. А. Литвинович

Москва 2021

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА БАКАЛАВРА

**РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА В БОРЕКСИНО ОТ
ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА С ПЕРЕХОДОМ В
ГИБРИДНУЮ ЗВЕЗДУ**

Студент

_____ Е. А. Чуева

Научный руководитель,

к.ф.-м.н.

_____ Е. А. Литвинович

Рецензент,

к.ф.-м.н.

_____ А. В. Этенко

Секретарь ГЭК,

к.ф.-м.н.

_____ А. А. Кириллов

Зав. каф. №40,

д.ф.-м.н., проф.

_____ М. Д. Скорохватов

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	4
1 Нейтронные звёзды и всё, что с ними связано	5
1.1 История	5
1.2 Строение нейтронных звёзд. Зависимость от модели	6
1.3 Модели нейтронных звёзд с ядром из кварковой материи	9
1.4 Образование нейтронной звезды	10
2 Используемая модель	13
3 Эксперимент Борексино	16
3.1 Описание установки	16
3.2 Регистрация нейтрино от вспышек сверхновых	18
4 Учёт МСВ-эффекта для выбранной модели	20
4.1 Осцилляции нейтрино	20
4.2 Матрица смешивания и её элементы	21
4.3 МСВ-эффект и представление матрицы смешивания в удобном виде	22
4.4 Выражения для спектров нейтрино после прохождения вещества звезды для обеих массовых иерархий	25
4.4.1 Нормальная массовая иерархия	25
4.4.2 Обратная массовая иерархия	26
4.5 Результат учёта МСВ-эффекта для взрыва голубого сверхгиганта	26
5 Теоретическая оценка отклика Борексино	29
5.1 Обратный бета-распад	29
5.1.1 Сечение, кинематические характеристики обратного бета-распада, их использование в моделировании	29
5.2 Разбиение спектров по времени. Оценка отклика детектора	32

6 Монте-Карло моделирование отклика Борексино от взрыва голубого сверхгиганта	35
6.1 Используемый код	35
6.2 Добавление нового источника антинейтрино в Монте-Карло моделирование Борексино. Параметры моделирования . . .	36
6.3 Результат моделирования	37
Заключение	40
Список использованных источников	41

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа посвящена изучению возможного эффекта в детекторе Борексино от взрыва голубого сверхгиганта с последующим образованием звезды, ядро которой представляет собой кварковую материю (гибридной звезды).

Строение нейтронных звёзд (а именно ядра звезды, так как оно не может быть изучено с помощью прямых наблюдений) остаётся неизвестным, поэтому теоретические предсказания характеристик нейтронных звёзд или описание вспышки сверхновой с образованием такой звезды является модельно зависимыми. Данная модель вызывает интерес потому, что согласуется с астрофизически наблюдаемыми массивными нейтронными звёздами и является возможным объяснением их существования.

Целью работы являлись расчёт числа событий от основного канала регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в детекторе Борексино (теоретически без учёта эффективности регистрации и с помощью результатов Монте-Карло моделирования) с рассмотрением отличия регистрации нейтрино от стандартной вспышки сверхновой и нейтрино от вспышки голубого сверхгиганта, выявление особенностей выбранной модели.

В качестве данных в работе использованы спектры нейтрино, предоставленные авторами модели голубого сверхгиганта.

Вся работа была разбита на несколько смысловых частей: учёт осцилляций нейтрино в веществе сверхновой (МСВ-эффект), рассмотрение обратного бета-распада, теоретическая оценка числа взаимодействий по реакции обратного бета-распада, Монте-Карло моделирование отклика детектора, получение оценки числа взаимодействий на основе моделирования с учётом эффективности регистрации.

1. НЕЙТРОННЫЕ ЗВЁЗДЫ И ВСЁ, ЧТО С НИМИ СВЯЗАНО

1.1. ИСТОРИЯ

Предположение о существовании компактных звёзд, плотности которых сопоставимы с ядерными, было высказано ещё до открытия нейтрона: оно было сделано Л.Ландау в 1931 г. [1]. Однако строгое теоретическое предсказание нейтронных звёзд было сделано В.Бааде и Ф.Цвикки в 1933 г. [1]. Ими же было высказано, что переход от “обычных” звёзд к нейтронным происходит благодаря взрыву сверхновой. Впоследствии было написано множество теоретических работ с попытками построения моделей, способных описать нейтронные звёзды, однако до 1960-х тема нейтронных звёзд оставалась сугубо теоретической.

Всё изменилось с появлением и развитием рентгеновской астрономии: предполагалось, что с помощью детекторов получится зарегистрировать мягкое рентгеновское излучение от остывающей нейтронной звезды с температурой поверхности 10^6 К [1]. Тогда начались поиск рентгеновских источников и попытки нахождения связи этих источников с нейтронными звёздами. Нейтронные звёзды перестали быть интересны только теоретикам.

Пока происходили эти поиски, в 1967 г. Д.Белл с помощью радиотелескопа обнаружила слабый повторяющийся сигнал [1]. Позже был измерен период этого сигнала, который, как оказалось, не изменялся со временем и был очень похож на искусственный. Было даже высказано предположение, что такой сигнал исходит от LGM (“little green men”, “маленьких зелёных человечков”). “Маленькие зелёные человечки” оказались пульсаром — вращающейся нейтронной звездой. Так было сделано открытие нейтронных звёзд.

Несмотря на то, что нейтронные звёзды изучаются с 1960-х годов, теория нейтронных звёзд имеет некоторые неопределённости. Всё ещё пол-

ностью неизвестно строение таких звёзд (о чём будет сказано ниже), оно является зависимым от выбранной модели. Эти модели могут быть протестированы с помощью астрофизических наблюдений, то есть теоретические предсказания модели должны быть сравнены с параметрами наблюдаемых звёзд. Теоретические предсказания могут быть получены из моделирования образования нейтронных звёзд (вспышек сверхновых) с последующими оценками сигналов, которые могут быть зарегистрированы от подобных событий.

1.2. СТРОЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД. ЗАВИСИМОСТЬ ОТ МОДЕЛИ

При описании нейтронной звезды можно выделить 5 частей — атмосферу и 4 внутренних области. Эти области называются внешняя и внутренняя кора, внешнее и внутреннее ядро [1]. Схематически строение нейтронной звезды представлено на рис. 1.1.

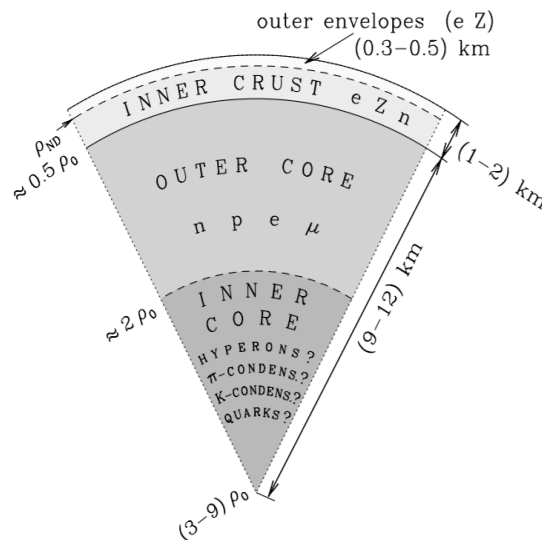


Рисунок 1.1 — Схематическое изображение строения нейтронной звезды.

Атмосфера представляет собой тонкий слой плазмы, толщина которого может колебаться от десятка сантиметров (в случае горячих звёзд, температура поверхности $T \sim 3 \cdot 10^6 K$) до нескольких миллиметров (в случае холодных звёзд, $T \sim 3 \cdot 10^5 K$) [1]. Электромагнитное излучение атмосферы нейтронной звезды содержит в себе информацию о таких параметрах, как температура поверхности, магнитное поле, масса и радиус

звезды.

Следующий слой, который уже принадлежит внутреннему строению нейтронной звезды, — внешняя кора. Внешняя кора имеет толщину несколько сотен метров и простирается от атмосферы и до слоёв материи плотностью $\rho_{\text{ND}} \approx 10^{11}$ г/см³. Верхние слои коры (до нескольких метров) представляют собой невырожденный электронный газ, а те, что находятся глубже, — вырожденный электронный газ, который становится ультрарелятивистским при плотностях $\gg 10^6$ г/см³ [1]. Под действием давления, оказываемого электронами, все атомы, которые находятся в слоях с плотностями $\gtrsim 10^4$ г/см³, ионизируются. Большая часть описываемой области нейтронной звезды являются твёрдыми, поэтому эта часть и называется корой.

За внешней корой следует внутренняя, которая может быть толщиной около 1 км. Плотности в этой части нейтронной звезды лежат между ρ_{ND} и $\sim 0.5\rho_0$ (у основания коры), где ρ_0 — ядерная плотность [1]. По мере роста плотности увеличивается доля свободных нейтронов в материи звезды, однако в коре так же присутствуют электроны и ядра с большим количеством нейтронов.

Последующий слой представляет собой внешнее ядро, плотности которого лежат в интервале $0.5\rho_0 \lesssim \rho \lesssim 2\rho_0$. Его толщина может составлять несколько километров. В состав внешнего ядра входят нейтроны с добавлением протонов, электронов и мюонов (*нреμ* - структура) [1].

Последняя и самая загадочная часть нейтронной звезды — внутреннее ядро. Плотность внутреннего ядра $\rho \gtrsim 2\rho_0$ и может достигать $(10 - 15)\rho_0$, а его радиус может быть равен нескольким километрам [1]. Его состав и уравнения состояния материи зависят от выбранной модели.

Уравнения состояния, с помощью которых можно описать кору нейтронной звезды, базируются на знаниях и экспериментальных данных в области физики ядра, нуклон-нуклонного рассеяния. В отличие от коры, ядро нейтронной звезды имеет плотности, превышающие ядерную плотность, поэтому нет лабораторных исследований, способных в точности ответить на вопрос, что находится в ядре. Более того, ядро нейтронной звезды не может быть подвергнуто прямому наблюдению. Как было отмечено выше, именно поверхность звезды наблюдаема и с помощью неё устанавливаются

ся параметры звезды, также производится детектирование гравитационных волн от слияния нейтронных звёзд с помощью установок LIGO/Virgo [2]. Таким образом, теоретические предсказания, моделирования взрывов сверхновых с образованием нейтронных (или более экзотических, о которых будет сказано ниже) звёзд имеют возможность быть проверенными на реальных данных от наблюдений звёзд. Наблюдения могут быть произведены по каналам, представленным в таблице 1.1.

Среди гипотез о строении ядра нейтронной звезды преобладают, во-первых, гипотезы, построенные на предположении, что внутри звезды находится адронная материя (например, могут появляться Λ и Σ –гипероны), во-вторых, что в ядре может содержаться кварковая материя (такие звёзды называют гибридными). Обе этих гипотезы приводят к различным уравнениям состояния и, как следствие, к различным предсказаниям верхней границы массы нейтронной звезды (от $1.4M_{\odot}$ до $2.5M_{\odot}$) [1].

До недавнего времени на основании наблюдения нейтронных звёзд предполагалось, что верхняя граница допустимой массы составляет ~ 1.5 – $1.6M_{\odot}$ [2]. Были измерены и большие значения массы, но они имели погрешность, которая не позволяла с уверенностью сказать, что верхний предел на самом деле больше. Однако за последние годы были обнаружены массивные (около $2M_{\odot}$) нейтронные звёзды, их значения масс были уточнены достаточно, чтобы можно было говорить о большей верхней границе. Среди таких звёзд можно выделить, например, J1614-2230 и J0348+0432 [3]. Первый представляет собой миллисекундный пульсар с массой $1.928 \pm 0.017M_{\odot}$, второй — пульсар с массой $2.01 \pm 0.04M_{\odot}$ [3].

Существование таких звёзд накладывает ограничение на возможные уравнения состояния, описывающих материю нейтронной звезды, так как,

Таблица 1.1 — Способы наблюдения нейтронных звёзд

Объект	Способы наблюдения
Нейтронные звёзды	Радиоволны, инфракрасное, ультрафиолетовое, рентгеновское, видимое и гамма-излучения; потоки нейтрино; гравитационные волны
Пульсары	Радиоволны, рентгеновское и гамма-излучения, измерение периода вращения

как было сказано выше, уравнения состояния, верхний предел возможной массы и состав ядра звезды связаны между собой. Массивные звёзды сложно (но всё же возможно) описать с помощью уравнений состояний в рамках гипотезы о том, что ядро звезды представляет собой адронную материю [3]. Представляют интерес модели, рассматривающих появление кварковой материи, так как в таких моделях предсказываются большие, чем в моделях с адронной материей, верхние пределы масс нейтронных звёзд.

Помимо массы есть и другие астрофизические ограничения на модели для описания нейтронных звёзд. Более подробный список приведён в таблице 1.2, он составлен на основе статьи [4].

Таблица 1.2 — Астрофизические ограничения на модели, полученные из наблюдений

Масса	$\sim 2M_{\odot}$
Радиус	~ 10 км и меньше
Период вращения	обычные пульсары с периодом ~ 1 с, миллисекундные пульсары (самый быстрый известный — PSR J1748-2446ad с периодом вращения 1.39595482 мс)
Отношение массы к радиусу	1. Получение его из красного смещения: $0.2 \leq z \leq 0.5$, наибольшая концентрация в $0.25 \leq z \leq 0.35$ 2. Получение из регистрации гравитационных волн с помощью LIGO/Virgo

1.3. МОДЕЛИ НЕЙТРОННЫХ ЗВЁЗД С ЯДРОМ ИЗ КВАРКОВОЙ МАТЕРИИ

Часть моделей, которые описывают нейтронные звёзды, предполагают, что материя может быть в двух различных фазах — адронной и кварковой. Такие нейтронные звёзды и соответствующие им уравнения состояния называют гибридными. Предпочтительным состоянием при низких плотностях является адронная материя, а при высоких — кварковая [3].

Предполагается, что такое состояние может появиться в результате эволюции нейтронной звезды или в момент её образования (вспышки сверх-

новой) [1]. Переход из адронной материи в кварковую происходит в результате фазового перехода первого рода [3]. Схематически подобный переход представлен на рис. 1.2. На данном рисунке в виде непрерывных толстых линий изображены стабильные фазы A и B . Линия из точек соответствует метастабильному состоянию фазы A , при достижении некоторого критического давления P_{crit} состояние A становится нестабильным и происходит фазовый переход $A \rightarrow B$. Данный переход осуществляется при давлении $P = P_0$ со скачкообразным изменением плотности от ρ_A до ρ_B .

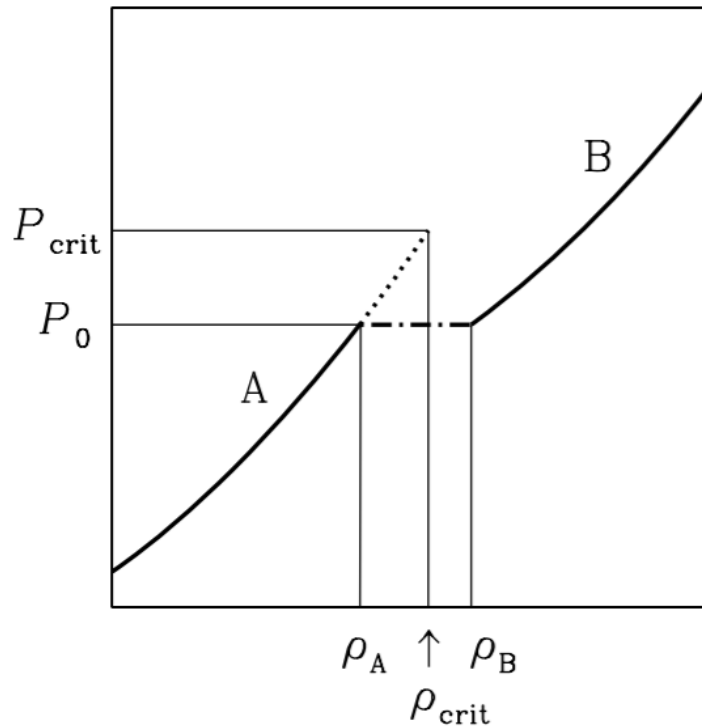


Рисунок 1.2 — Схематическое изображение фазового перехода первого рода

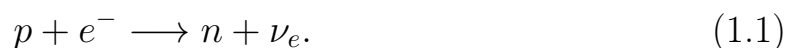
Как будет показано ниже, подобный переход из адронной материи в кварковую (происходящий во время вспышки сверхновой) в рамках выбранной в данной работе модели может быть зарегистрирован. Именно поэтому далее будет кратко рассмотрен механизм вспышки сверхновой.

1.4. ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОННОЙ ЗВЕЗДЫ

Перед вспышкой сверхновой звезда состоит из концентрических оболочек, которые являются остатками различных стадий термоядерного синтеза (водород, гелий, углерод, неон, кислород, кремний). Более тяжёлые

элементы находятся ближе к центру звезды. Последней стадией термоядерного синтеза является железо, так как синтез более тяжёлого элемента требует затрат энергии (а не выделяет её, как на всех предыдущих стадиях). Когда ядро, состоящее преимущественно из железа, достигает массы, большей предельной массы Чандрасекары ($\sim 1.44 M_{\odot}$) [5; 6] (это значение максимальной массы звезды, у которой гравитационные силы уравновешивают давление вырожденных электронов), то происходит коллапс ядра. Так начинается вспышка сверхновой.

Захват электронов на ядрах и β -распад, происходящие на начальных стадиях вспышки сверхновой, затрачивают энергию, и, как следствие этих процессов, коллапс ядра имеет ускорение. Когда плотности в ядре достигают значения $\rho_{\text{trap}} \approx 10^{12} \text{ г/см}^3$, образовавшиеся нейтрино оказываются заключёнными в ядре [5]. После достижения ядерных плотностей $\rho_0 \approx 10^{14} \text{ г/см}^3$ происходит отскок ядра, так как давление вырожденных нейтронов в ядре с этого момента способно уравновесить гравитационное притяжение материи, сжатие больше невозможно. Образуется ударная волна за счёт столкновения выходящей наружу материи и той, что падает на ядро. За ударной волной происходит дальнейшая нейтронизация материи (находящейся дальше от ядра), что приводит к увеличению потока нейтрино, покидающих звезду:



После отскока ядра в центре коллапсирующей звезды начинает образовываться так называемая протонейтронная звезда (которая далее может превратиться в нейтронную звезду, чёрную дыру или гибридную звезду, как в выбранной в этой работе модели, о которой будет сказано ниже). Материя протонейтронной звезды всё ещё содержит протоны, вырожденные электроны и нейтрино [5]. Нейтрино не могут свободно распространиться из ядра, так как длина их свободного пробега в сверхплотной материи протонейтронной звезды значительно меньше, чем радиус этой звезды [5]. Спустя доли секунд нейтрино всё же становятся способными покинуть ядро, а дальнейшее остывание звезды продолжается при процессах образования и испускания нейтрино всех трёх флейворов.

Сверхновая теряет 99% своей энергии в виде испускания нейтрино

всех флейворов [7]. Нейтрино несут в себе информацию о разных этапах вспышки сверхновой, поэтому представляет интерес их регистрация. Первой и последней зарегистрированной сверхновой была знаменитая SN1987A. С тех пор нейтринные детекторы значительно улучшились и ожидается, что от следующей вспышки сверхновой удастся получить больше информации о данном процессе.

2. ИСПОЛЬЗУЕМАЯ МОДЕЛЬ

Модель, используемая в данной работе, была взята из статьи [8]. В ней в качестве звезды-предшественницы был выбран голубой сверхгигант массой $50M_{\odot}$. Для него было произведено моделирование взрыва сверхновой, в результате которого образовывается гибридная звезда. Таким образом было показано, что возможна связь между начальной массой около $50M_{\odot}$ (и более [8]) и образованием гибридной звезды.

Уравнения состояния, выбранные авторами статьи для моделирования данного процесса, согласуются с астрофизическими ограничениями в виде наблюдаемых масс пульсаров около $2M_{\odot}$ и возможных отношениях массы к радиусу (об этих ограничениях было сказано ранее в разделе 1.2). Также в данной модели рассматривается фазовый переход первого рода (его схема приведена в разделе 1.3) из адронной материи в кварковую (состоящую из u и d кварков). В результате верхние значения массы и радиуса звезды в такой модели составляют $2.17M_{\odot}$ и 10.2 км.

В данной модели голубой сверхгигант с массой $50M_{\odot}$ прошёл все стадии термоядерного синтеза, было образовано железное ядро ($\sim 1.89M_{\odot}$). Вместе с прилегающими слоями углерода и кислорода (масса которых составляла $\sim 9M_{\odot}$) ядро имело радиус 10^5 км. Для этой звезды были смоделированы процессы коллапса и отскока ядра. Далее происходил процесс аккреции материи на компактную протонейтронную звезду за счёт гравитационно нестабильных слоёв материи вне ядра.

Спустя несколько миллисекунд после отскока ядра эволюция голубого сверхгиганта (изменение температуры центра и плотности материи) аналогична тому сценарию, который проходит звезда массой $12M_{\odot}$ при моделировании вспышки сверхновой [8]. Отличия появляются при времени $\gtrsim 500$ мс: аккреция материи приводит к массивной протонейтронной звезде. В случае, когда при моделировании не рассматривается переход в кварковую материю, конечной стадией эволюции звёзд массой $50M_{\odot}$ и больше является чёрная дыра.

В данной же модели голубого сверхгиганта образовывается гибрид-

ная звезда. Протонейтронная звезда так же сжимается, происходит аккреция материи на центр звезды. В некоторый момент времени скорость сжатия составляла 10^3 км/с. После этого момента произошёл второй сверхбыстрый коллапс (< 1 мс), который привёл к переходу в кварковую материю. Данный коллапс так же, как и первый (аналогичный обычной вспышке сверхновой) сопровождается ударной волной: во время перехода в кварковую материю было выброшено около $0.013M_{\odot}$ с поверхности протонейтронной звезды. В конечном итоге (спустя ~ 10 с после отскока ядра) это привело к образованию звезды с барионной массой $2.092M_{\odot}$ и кварковым ядром массой приблизительно $1.82M_{\odot}$. Масса ядра позже после охлаждения звезды и наступления бета-равновесия приняла асимптотическое значение $1.56M_{\odot}$.

Как было отмечено в разделе 1.4, при вспышке сверхновой происходит испускание нейтрино всех флейворов. На определённой стадии за счёт нейтронизации материи (захвата электронов на протонах) преобладает электронное нейтрино. При переходе из адронной материи в кварковую, наоборот, преобладает электронное антинейтрино. Это объясняется тем, что на данном этапе в материи звезды преобладают нейтроны и есть большое количество позитронов [8].

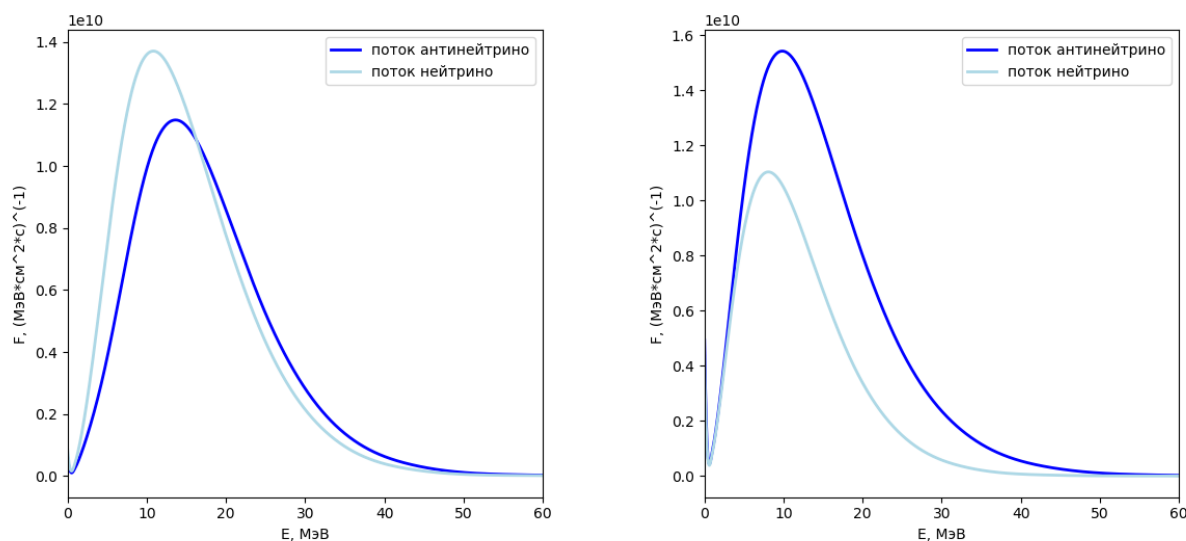


Рисунок 2.1 — Спектры ν_e и $\bar{\nu}_e$ во время первого (слева) и второго (справа) коллапсов

Это можно наглядно проиллюстрировать (рис. 2.1) на примере спек-

тров электронного нейтрино и антинейтрино, взятых для времени, соответствующему первому коллапсу (слева на рис. 2.1), и времени, соответствующему переходу в кварковую материю (справа на рис. 2.1).

Авторы статьи [8] предоставили спектры нейтрино, которые получились в результате моделирования взрыва голубого сверхгиганта, для проведения оценки числа событий от подобного процесса в детекторе Борексино. Данные спектры представляют собой текстовые файлы. Всё моделирование взрыва было записано в 1074 текстовых файла, каждый файл соответствует моменту времени в промежутке 0-10 с (время отсчитывается с момента отскока ядра). В файлах приведены энергии от 0.5 до 300 МэВ и спектры для электронных, мюонных и тау нейтрино и антинейтрино в заданный момент времени.

3. ЭКСПЕРИМЕНТ БОРЕКСИНО

3.1. ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

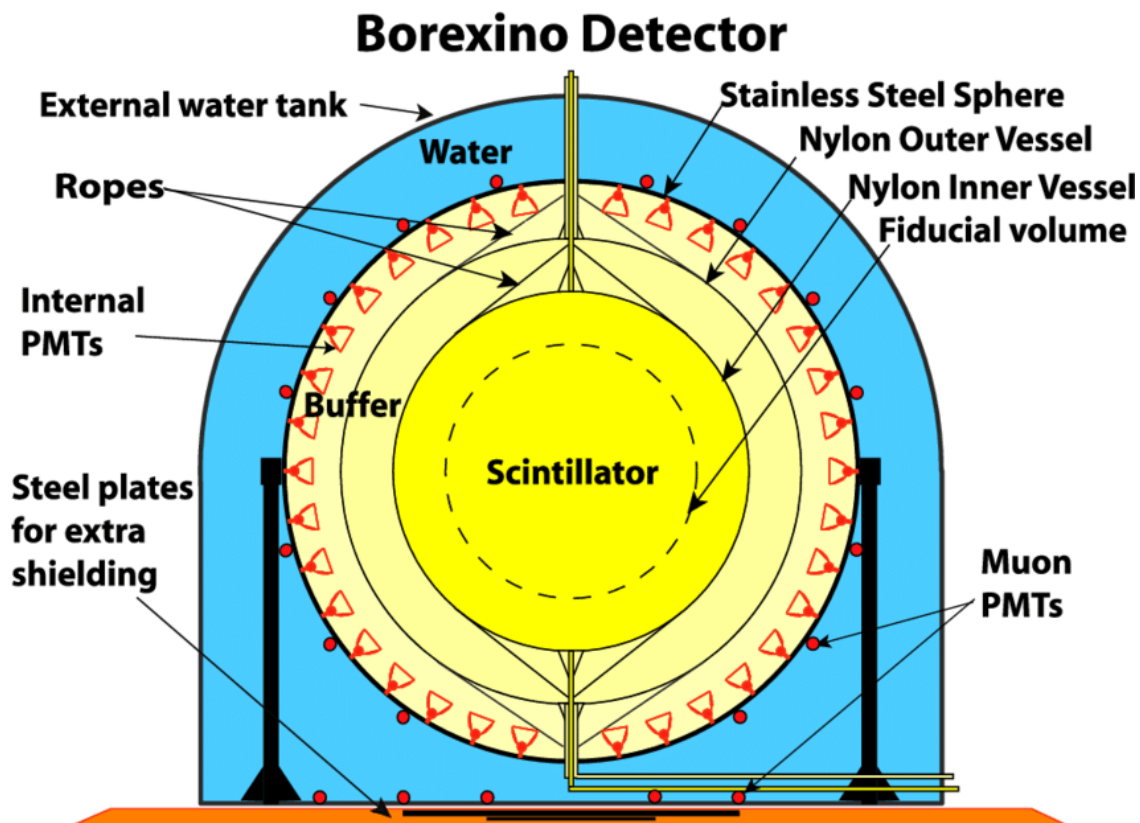


Рисунок 3.1 — Изображение детектора Борексино

Борексино — жидкосцинтилляционный детектор, расположенный в Национальной лаборатории Гран-Сассо на глубине 3800 метров водного эквивалента. Детектор схематически изображён на рис.3.1.

Детектор делится на две части — внешний и внутренний детекторы. Внутренний находится в сфере из нержавеющей стали, которая одновременно выполняет функции контейнера для сцинтиллятора и места крепления фотоумножителей. В этой сфере находятся две тонкие нейлоновые сферы (толщиной 125 мкм), разделяющие объём детектора на 3 части радиусом 4.25 м, 5.50 м и 6.85 м (последнее — радиус стальной сферы) [9]. Внутренняя сфера радиусом 4.25 м заполнена 278 тоннами жидкого органического сцинтиллятора на основе РС (псевдокумол, $C_6H_3(CH_3)_3$) с до-

бавлением РРО концентрацией 1.5 г/л (2,5-дифенилоксазол, $C_{15}H_{11}NO$). Вторая и третья сферы содержат РС с добавлением 5 г/л ДМР (диметилфталат, $C_6H_4(COOC_2H_5)_2$) для уменьшения световыхода чистого РС [9].

Свет от сцинтиллятора собирается 2212 фотоумножителями, прикреплёнными к сфере из нержавеющей стали. Все фотоумножители, за исключением 384, снабжены фокусирующими устройствами, позволяющими не принимать фотоны, исходящие не из объёма внутреннего сцинтиллятора [9]. Оставшиеся 384 фотоумножителя без фокусирующих устройств могут быть использованы для изучения фона от радиации буферной жидкости; гамма-излучения от фотоумножителей; мюонов, которые пересекли буферный объём (то есть находились внутри вышеописанных второй и третьей сфер), но не пересекли внутренний сцинтиллятор.

Сфера из нержавеющей стали помещена внутрь цилиндрического бака, имеющего диаметр 18 м и верх в виде полусферы. Максимальная высота бака — 16.9 м. Внутри бака залита сверхчистая вода, что позволяет добиться защиты от фона в виде гамма-излучения и нейтронов, исходящих от горы. Также этот бак используется в качестве Черенковского детектора мюонов. Данный бак оснащён 208 фотоумножителями, которые собирают фотоны черенковского излучения от мюонов — это и есть внешний детектор, который обеспечивает активное подавление фона от мюонов.

Информация от детектора Борексино поступает на две независимых системы сбора данных. Основная система предназначена для регистрации нейтринных событий низких энергий в области $0.1 \div 15$ МэВ. Дополнительная система сбора данных, основанная на быстрых оцифровщиках формы сцинтилляционного сигнала, была введена для расширения диапазона спектрметрических измерений. Этот комплекс позволяет регистрировать события в области $1 \div 50$ МэВ, оцифровывать форму сцинтилляционных импульсов, разделять близкие по времени многократные кластеры событий.

3.2. РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРИНО ОТ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ

Основная цель эксперимента Борексина — регистрация солнечных нейтрино (нейтрино от распада ${}^7\text{Be}$, CNO, pep, pp и борные нейтрино) [9]. Благодаря строению детектора, также возможна регистрация находящейся близко (~ 10 кпк) сверхновой.

При рассмотрении регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в сцинтилляционных детекторах выделяют несколько каналов [7]:

Процессы, идущие по заряженному току

- Обратный бета-распад: $\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+$,
- $\bar{\nu}_e + {}^{12}\text{C} \longrightarrow {}^{12}\text{B} + e^+$,
- ${}^{12}\text{C}(\nu, pe^-){}^{11}\text{C}$,
- $\nu_e + {}^{12}\text{C} \longrightarrow {}^{12}\text{N} + e^-$;

Процессы, идущие по нейтральному току

- $\nu p \longrightarrow \nu p$ (аналогично с антинейтрино),
- $\nu {}^{12}\text{C} \longrightarrow \nu {}^{12}\text{C}^*$,
- $\nu + {}^{12}\text{C} \longrightarrow \nu + {}^{11}\text{B}$ (аналогично для антинейтрино).

Также присутствует канал рассеяния на электроны (идёт по заряженному и нейтральному токам).

Из-за присутствия большого количества свободных протонов в сцинтилляторе реакция обратного бета-распада является основным каналом для регистрации нейтрино от вспышек сверхновых [10]. Нейтроны, образующиеся в реакции обратного бета-распада, термализуются и захватываются на свободных протонах: $n + p \longrightarrow d + \gamma$ с ~ 200 мкс задержкой (время захвата нейтрона в детекторе Борексина измерено и составляет 254.5 ± 1.8 мкс [11]). При этом образуются γ с энергией 2.2 МэВ. Также при аннигиляции позитрона от обратного бета-распада образуются два γ -кванта с энергией 0.511 МэВ.

Согласно расчётам, приведённым в [7], только 8% от всего числа событий в детекторе Борексина от вспышки сверхновой приходится не на реакцию обратного бета-распада в области энергий больше 1.8 МэВ.

Средние энергии нейтрино в выбранной модели представлены на рис. 3.2 (график построен на основе данных, предоставленных авторами

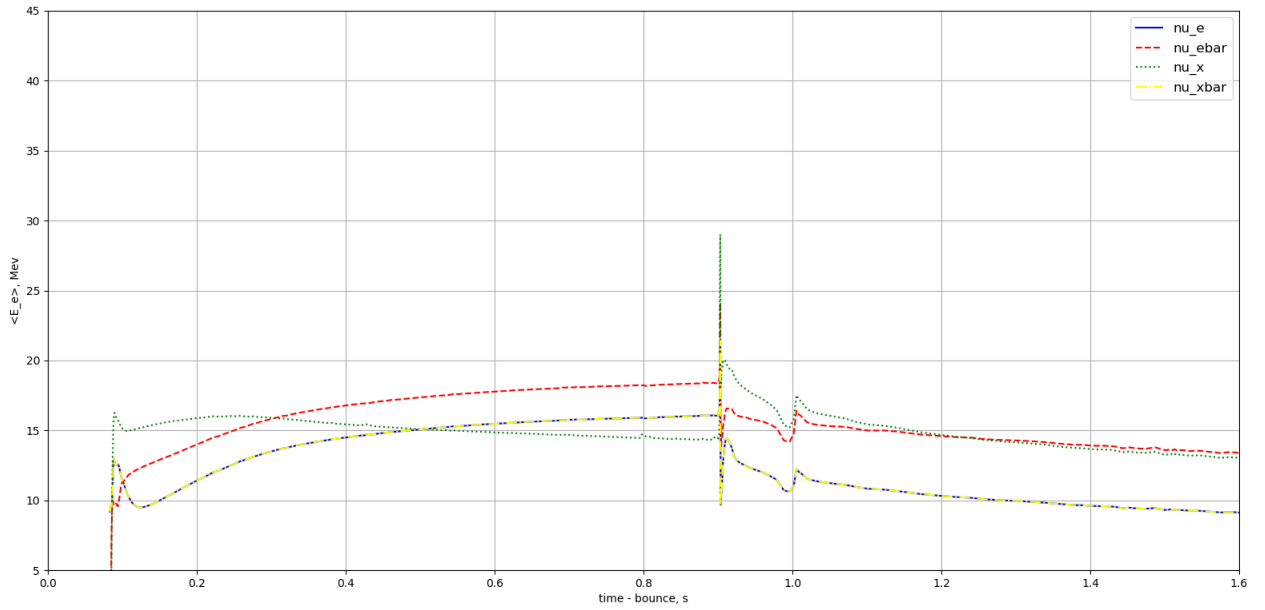


Рисунок 3.2 — Средние энергии нейтрино всех флейворов в выбранной модели в зависимости от времени после отскока ядра

статьи [8]). Как видно из этого графика, во время двух коллапсов (0-1.0 с) голубого сверхгиганта средние энергии нейтрино преимущественно лежали в диапазоне $\sim 10 - 30$ МэВ. Поэтому основным каналом регистрации нейтрино от подобного взрыва будет обратный бета-распад, о котором подробнее будет сказано ниже.

4. УЧЁТ МСВ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ВЫБРАННОЙ МОДЕЛИ

4.1. ОСЦИЛЛЯЦИИ НЕЙТРИНО

При процессах, идущих по слабому взаимодействию, образуются нейтринные состояния, связанные с конкретным заряженным лептоном: ν_e , ν_μ , ν_τ . Такие состояния, которые являются стационарными состояниями свободного гамильтониана, называют флейворными. При рассмотрении осцилляций предполагается, что эти состояния не совпадают с диагонализированными свободный гамильтониан состояниями — массовыми состояниями [12] (которые, в отличие от флейворных, имеют определённую массу). Флейворные состояния можно представить в виде линейной комбинации массовых состояний [6].

Уравнения для описания осцилляций можно записать в виде уравнения Шрёдингера с массовой матрицей, которая выступает в роли гамильтониана [6]. При рассмотрении осцилляций в веществе массовая матрица состоит из вакуумной массовой матрицы (она описывает осцилляции в вакууме) и дополнительного вклада. Этот дополнительный вклад обусловлен рассеянием нейтрино на электроне посредством заряженного тока. Вклад нейтральных токов оказывается константой, умноженной на единичную матрицу [6]. Таким образом, можно говорить об осцилляциях нейтрино, которые происходят в веществе с постоянной или переменной электронной плотностью. Такие превращения нейтрино одного флейвора в нейтрино других флейворов называются эффектом Михеева-Смирнова-Вольфенштайна (МСВ-эффект) (рис. 4.1).

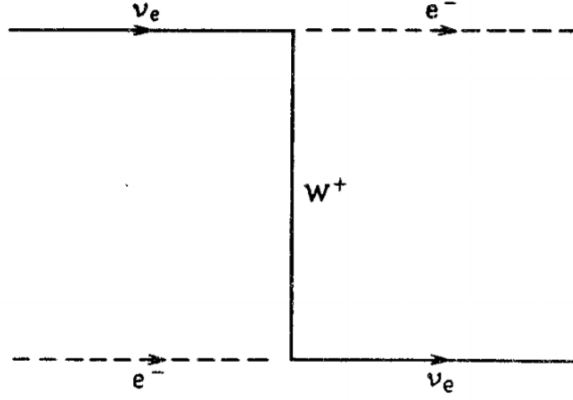


Рисунок 4.1 — Диаграмма Фейнмана, ответственная за MSW-эффект

4.2. МАТРИЦА СМЕШИВАНИЯ И ЕЁ ЭЛЕМЕНТЫ

Как уже было сказано выше, флейворные собственные состояния $|\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau\rangle$ можно представить в виде линейных комбинаций массовых собственных состояний $|\nu_1, \nu_2, \nu_3\rangle$ [6]:

$$|\nu_\alpha\rangle_t = \sum_j U_{\alpha j} \exp(-iE_j t) |\nu_j\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau, j = 1, 2, 3), \quad (4.1)$$

где матрица смешивания U представляет собой унитарную матрицу ($UU^\dagger = U^\dagger U = \mathbb{1}$).

Матрицу смешивания чаще всего представляют в виде [12]:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (4.2)$$

Здесь $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $\delta \in [0, 2\pi]$ (это так называемые углы смешивания и фаза нарушения CP-инвариантности). Эту же матрицу можно переписать как: [12]

$$U = R_{23} \Delta R_{13} \Delta^* R_{12}, \quad (4.3)$$

где R_{ij} зависит только от углов смешивания θ_{ij} , а Δ — от δ .

При взрыве сверхновой ν_μ и ν_τ неотличимы, так как оба этих ти-

па нейтрино взаимодействуют внутри сверхновой посредством нейтрального тока [13]. Таким образом, переходы нейтрино одного типа в другой определяются элементами U_{ei} . Но, как было отмечено выше, элементы U_{ei} связаны условием $\sum_i |U_{ei}|^2 = 1$, поэтому только два элемента матрицы смешивания нужны для рассмотрения нейтринных осцилляций в случае МСВ-эффекта в веществе сверхновой.

В случае моделирования взрыва голубого сверхгиганта спектры мюонного и тау-нейтрино так же оказываются равны.

4.3. МСВ-ЭФФЕКТ И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ МАТРИЦЫ СМЕШИВАНИЯ В УДОБНОМ ВИДЕ

При рассмотрении вакуумных осцилляций эффективный гамильтониан имеет вид [13]:

$$H = U \frac{M^2}{2E} U^\dagger = \begin{pmatrix} m_{ee}^2 & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix}, \quad (4.4)$$

где U — это матрица смешивания, $M = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$. Однако при рассмотрении осцилляций в веществе необходимо добавить член $V = \sqrt{2}G_F n_e(r) \text{diag}(1, 0, 0)$, который учитывает рассеяние нейтрино на электроне ($n_e(r)$ — электронная плотность). Этот член впервые получил Вольфенштайн [14; 15]. Тогда эффективный гамильтониан в случае осцилляций нейтрино в веществе можно записать в виде [13]:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix} \quad (4.5)$$

В сверхновой переходы нейтрино одного флейвора в другой происходят преимущественно в слоях вещества вблизи резонанса. Электронная

резонансная плотность даётся соотношением [6]:

$$n_e^{\text{res}}(r) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \quad (4.6)$$

Существует два резонанса: Н-резонанс, который определяется Δm_{31}^2 (“атмосферная” разность квадратов масс), и L-резонанс, который определяется Δm_{21}^2 (“солнечная” разность квадратов масс) [13]. Для голубого сверхгиганта (для разных времён моделирования) области резонансов для средних энергий нейтрино лежат на расстоянии 3000-4000 км от центра звезды.

Как было сказано выше, мюонное и тау-нейтрино неразличимы, поэтому любое вращение в подпространстве (ν_μ, ν_τ) не влияет на физику нейтринных осцилляций. Для удобства описания производится вращение нейтринных состояний $(\nu_\mu, \nu_\tau) \longrightarrow (\nu_{\mu'}, \nu_{\tau'})$, которое диагонализует субматрицу гамильтониана [13]:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu'}^2 & 0 \\ m_{e\tau}^2 & 0 & m_{\tau\tau'}^2 \end{pmatrix} \quad (4.7)$$

Такое представление позволяет рассмотреть диаграммы переходов нейтрино при МСВ-эффекте. Так как знак Δm_{31}^2 не определён, то возможны два разных вида диаграмм, соответствующих флейворным переходам нейтрино для нормальной и обратной массовых иерархий (рис.4.2 и рис.4.3 [13]).

Эффективный потенциал V для антинейтрино имеет противоположный знак, поэтому их так же можно изобразить на данных диаграммах, однако с отрицательной “эффективной” электронной плотностью.

Представление матрицы смешивания, которое было выбрано в данной работе, записывается в виде [16]:

$$U = R_{13} R_{12} \quad (4.8)$$

Такое представление диагонализует субматрицу эффективного гамильтониана. В этом представлении положено $\delta = 0$, так как δ не оказывает никакого влияния на вероятности выживания нейтрино при условии, что

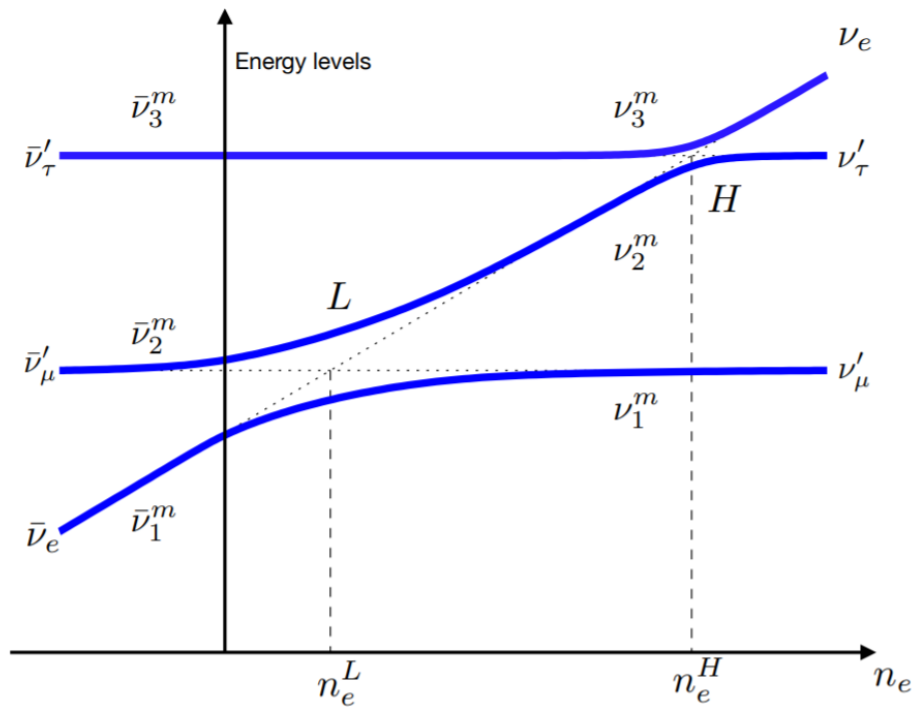


Рисунок 4.2 — Диаграмма переходов для нормальной массовой иерархии

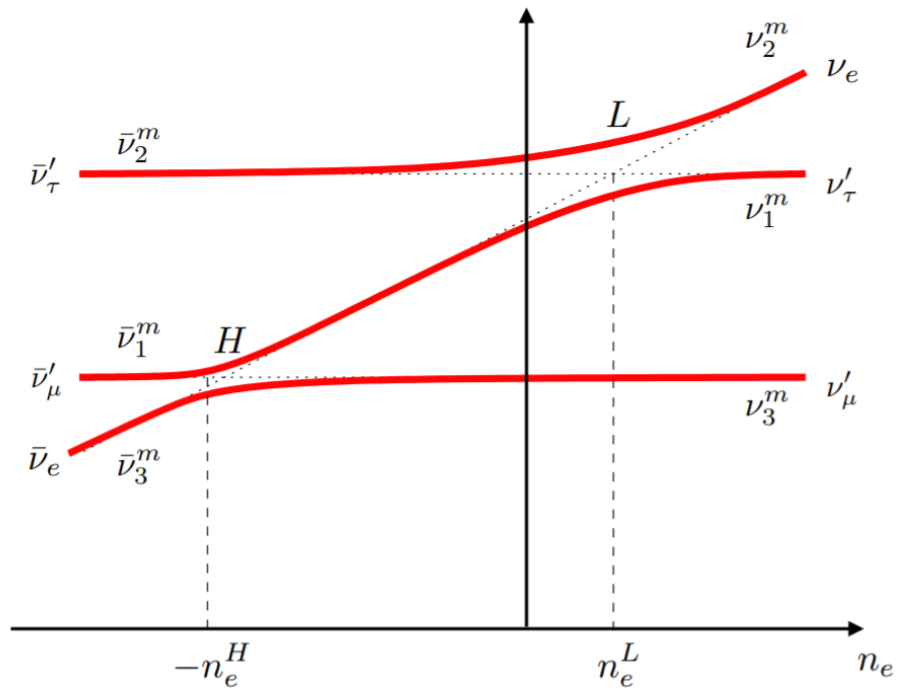


Рисунок 4.3 — Диаграмма переходов для обратной массовой иерархии

мюонное и тау-нейтрино взаимодействуют с веществом одинаково [17].

4.4. ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ СПЕКТРОВ НЕЙТРИНО ПОСЛЕ ПРОХОЖДЕНИЯ ВЕЩЕСТВА ЗВЕЗДЫ ДЛЯ ОБЕИХ МАССОВЫХ ИЕРАРХИЙ

4.4.1. НОРМАЛЬНАЯ МАССОВАЯ ИЕРАРХИЯ

Согласно [13], при плотностях, значительно превышающих резонансные плотности, нейтрино образуются в состоянии с определённой массой:

$$\nu_{3m} = \nu_e, \quad \nu_{2m} = \nu_{\tau'}, \quad \nu_{1m} = \nu_{\mu'}, \quad (4.9)$$

где ν_{im} – собственное массовое состояние в среде. Тогда первоначальные (образованные вблизи ядра звезды) потоки нейтрино будут равняться следующим:

$$F_{1m}^0 = F_x^0, \quad F_{2m}^0 = F_x^0, \quad F_{3m}^0 = F_e^0 \quad (4.10)$$

Здесь индексом x обозначено μ или τ (повторяя вышесказанное, потоки нейтрино этих флейворов неотличимы и в случае голубого сверхгиганта равны).

Потоки нейтрино после прохождения вещества звезды будут равны:

$$F_e = pF_e^0 + (1 - p)F_x^0, \quad (4.11)$$

$$F_{\mu} + F_{\tau} = (1 - p)F_e^0 + (1 + p)F_x^0, \quad (4.12)$$

где

$$p = |U_{e1}|^2 P_H P_L + |U_{e2}|^2 (P_H - P_H P_L) + |U_{e3}|^2 (1 - P_H) \quad (4.13)$$

P_H и P_L - вероятности скачков с одного массового состояния в другое при H - и L -резонансах.

В случае антинейтрино все ключевые выражения перечислены ниже:

$$\bar{\nu}_{1m} = \bar{\nu}_e, \quad \bar{\nu}_{2m} = \bar{\nu}_{\mu'}, \quad \bar{\nu}_{3m} = \bar{\nu}_{\tau'}, \quad (4.14)$$

$$F_{\bar{e}} = \bar{p}F_{\bar{e}}^0 + (1 - \bar{p})F_{\bar{x}}^0, \quad (4.15)$$

$$F_{\bar{\mu}} + F_{\bar{\tau}} = (1 - \bar{p})F_e^0 + (1 + \bar{p})F_x^0, \quad (4.16)$$

где

$$\bar{p} = |U_{e1}|^2 (1 - \overline{P_L}) + |U_{e2}|^2 \overline{P_L} \quad (4.17)$$

В случае LMA и МСВ-эффекта в веществе с плавно меняющейся электронной плотностью $p \approx |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13}$, $\bar{p} \approx |U_{e1}|^2 = \cos^2 \theta_{12}$.

4.4.2. ОБРАТНАЯ МАССОВАЯ ИЕРАРХИЯ

Для обратной массовой иерархии [13]:

$$\nu_{1m} = \nu_{\mu'}, \quad \nu_{2m} = \nu_e, \quad \nu_{3m} = \nu_{\tau'}, \quad (4.18)$$

$$\bar{\nu}_{1m} = \bar{\nu}_{\tau'}, \quad \bar{\nu}_{2m} = \bar{\nu}_{\mu'}, \quad \bar{\nu}_{3m} = \bar{\nu}_e. \quad (4.19)$$

Вид выражений для потоков нейтрино в данном случае совпадает с видом выражений (4.11) и (4.12), однако множители p и \bar{p} будут равны следующему:

$$p = |U_{e1}|^2 P_L + |U_{e2}|^2 (1 - P_L), \quad (4.20)$$

$$\bar{p} = |U_{e1}|^2 \overline{P_H}(1 - \overline{P_L}) + |U_{e2}|^2 \overline{P_H} \overline{P_L} + |U_{e3}|^2 (1 - \overline{P_H}) \quad (4.21)$$

В случае LMA и МСВ-эффекта в веществе с плавно меняющейся электронной плотностью $p \approx \sin^2 \theta_{12}$, $\bar{p} \approx \sin^2 \theta_{13}$.

4.5. РЕЗУЛЬТАТ УЧЁТА МСВ-ЭФФЕКТА ДЛЯ ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА

Авторы статьи [8] предоставили спектры в виде углового распределения $f(t, E, r)$, усреднённого по азимутальному углу, которое связано с плотностью числа частиц на единицу энергии через соотношение (здесь $\hbar \equiv c \equiv 1$) [16]:

$$\frac{dn_\nu}{dE} = \frac{E^2}{(2\pi)^2} f_\nu(t, E, r) \quad (4.22)$$

По формуле (4.22) были рассчитаны плотности числа частиц для каждого текстового файла.

При учёте МСВ-эффекта было взято представление матрицы смешивания (4.3). При таком выборе субматрица эффективного гамильтониана диагонализируется и можно использовать выражения, которые были приведены в разделе 4.4.

Был рассмотрен МСВ-эффект в веществе с переменной электронной плотностью. Для этого было проверено, что обе резонансные плотности достигаются при взрыве голубого сверхгиганта, а электронная плотность в центре звезды (в месте образования нейтрино) много больше резонансных (было выяснено, что плотность в центре более, чем на 10^{10} превышает резонансные значения плотностей). Для расчётов были взяты формулы для потоков, приведённые в разделе 4.4 для обеих массовых иерархий. Углы смешивания были взяты из [18], расстояние до звезды — 10 кпк.

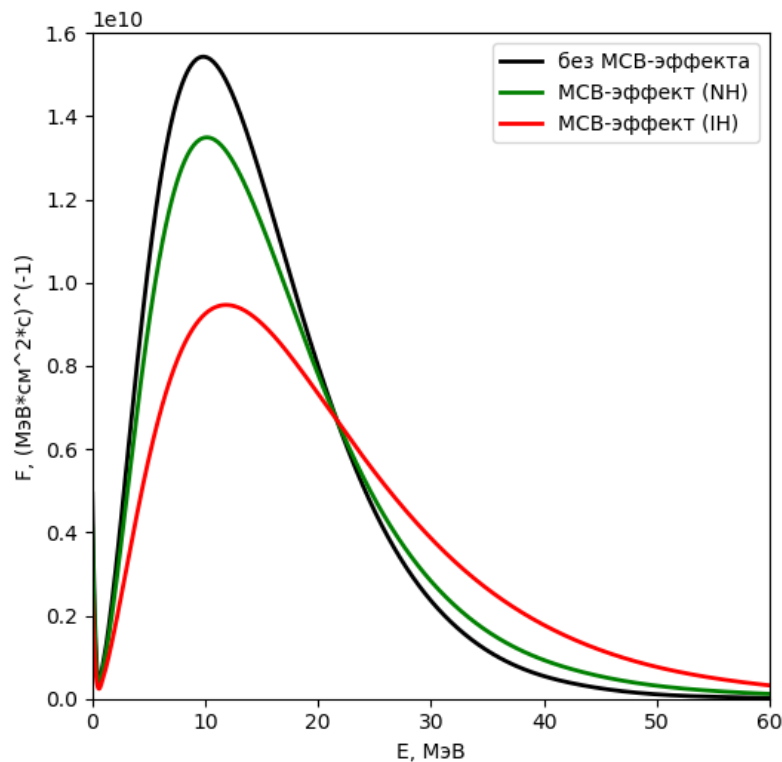


Рисунок 4.4 — Спектры для электронного антинейтрино в трёх разных случаях для произвольно выбранного времени

В результате расчётов были получены нейтринные спектры на Земле для электронных нейтрино и антинейтрино, а также суммарные спектры для мюонного и тау-нейтрино и антинейтрино для обеих массовых иерархий (пример результата приведён на рис. 4.4). Как видно из данного рисун-

ка, спектры для электронных антинейтрино различаются количественно в зависимости от массовой иерархии. В обоих случаях произошло уменьшение первоначального потока электронных антинейтрино. То же самое справедливо и в отношении электронного нейтрино.

5. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ОТКЛИКА БОРЕКСИНО

5.1. ОБРАТНЫЙ БЕТА-РАСПАД

Для вспышек сверхновых и, в частности, для выбранной модели обратный бета-распад является основным каналом регистрации, о чём было сказано в разделе 3.2. Ниже будут рассмотрены все характеристики обратного бета-распада, которые необходимы для теоретической оценки отклика Борексино и для Монте-Карло моделирования этого отклика.

5.1.1. СЕЧЕНИЕ, КИНЕМАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБРАТНОГО БЕТА-РАСПАДА, ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ В МОДЕЛИРОВАНИИ

Как известно, в системе покоя центра масс конечные продукты обратного бета-распада имеют фиксированную энергию. Однако в случае регистрации антинейтрино в детекторе следует рассматривать систему покоя протона. В этом случае энергии продуктов (позитрона и нейтрона) оказываются распределёнными. Энергию позитрона можно выразить следующим образом [19]:

$$E_{1,2} = E_\nu - \delta - \frac{1}{m_p} E_\nu^{CM} (E_e^{CM} \pm p_e^{CM}), \quad \delta = \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2m_p}, \quad (5.1)$$

где знак \pm отвечает за возможные значения угла вылета позитрона в системе покоя центра масс, E_ν^{CM} , E_e^{CM} , p_e^{CM} — энергия антинейтрино, энергия позитрона и импульс позитрона в системе покоя центра масс соответственно. Через s -инвариант и энергию налетающего нейтрино они выражаются следующим образом:

$$E_\nu^{CM} = \frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}}, \quad (5.2)$$

$$E_e^{CM} = \frac{s - m_n^2 + m_e^2}{2\sqrt{s}}, \quad (5.3)$$

$$p_e^{CM} = \frac{\sqrt{(s - (m_n^2 - m_e^2)^2)(s - (m_n^2 + m_e^2)^2)}}{2\sqrt{s}}, \quad (5.4)$$

$$s = m_p^2 + 2m_p E_\nu. \quad (5.5)$$

Для Монте-Карло моделирования необходима средняя энергия позитронов, которую можно оценить как:

$$\langle E_e \rangle \approx (E_1 + E_2)/2 = E_\nu - \delta - \frac{E_\nu^{CM} E_e^{CM}}{m_p} \quad (5.6)$$

Тогда среднюю энергию нейтронов, которая так же необходима для моделирования, можно выразить из закона сохранения энергии:

$$\langle E_n \rangle = E_\nu + m_p - \langle E_e \rangle \quad (5.7)$$

Нейтроны, которые образованы в результате реакции обратного бета-распада с участием реакторных антинейтрино (характерные энергии которых до 8 МэВ), имеют среднюю кинетическую энергию на уровне нескольких кэВ, которой часто можно пренебречь (считать нейтрон покоящимся). Однако спектр антинейтрино от взрыва голубого сверхгиганта доходит до энергий порядка 100 МэВ, а при таких энергиях кинетическая энергия нейтрона достигает нескольких (до 8) МэВ. Поэтому в данном случае учитывать кинетические энергии нейтронов необходимо. В представленных в статье [19] аппроксимациях для сечения обратного бета-распада в формулах отсутствует учёт кинетической энергии нейтрона, поэтому для согласованности расчётов (то есть для того, чтобы в программе для моделирования отклика детектора и в расчёте сечения был одновременный учёт кинетической энергии нейтрона) был выбран способ интерполяции полного сечения по таблице, представленной в этой же статье, в области энергий от 1.806 до 100 МэВ с шагом 50 кэВ (причина выбора такого шага будет объяснена ниже). Это было сделано с помощью программы на языке программирования Python, результат работы программы представлен на рис.5.1.

В Монте-Карло моделировании на основе пакета Geant4 для детекто-

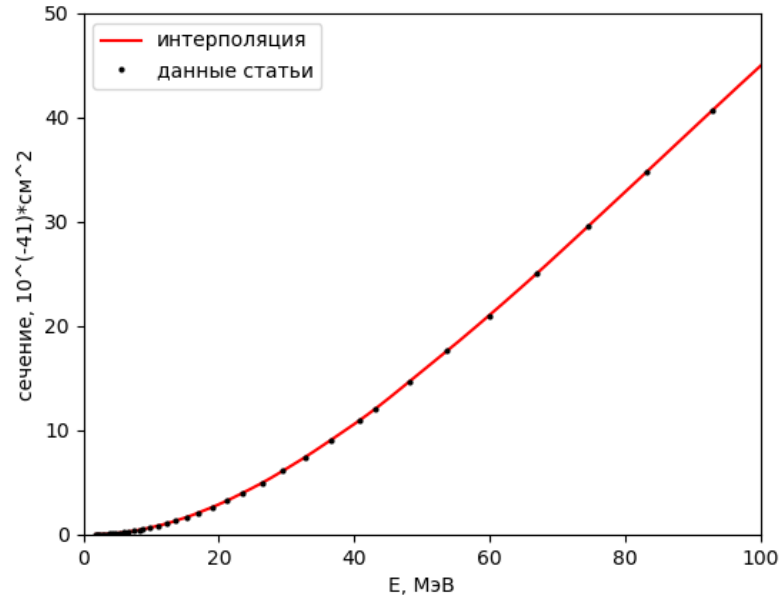


Рисунок 5.1 — Интерполяция сечения из статьи [19]

ра Борексина не моделируется сам обратный бета-распад, поэтому необходимо получить нормированный на единицу спектр позитронов. Это можно сделать с помощью свёртки спектра антинейтрино и сечения обратного бета-распада с последующей нормировкой. При строгом теоретическом рассмотрении реакции обратного бета-распада нельзя пользоваться кинематическими выражениями, которые были приведены выше, так как нейтрино имеют спектр, а не фиксированную заданную энергию. Однако наличие спектра не является проблемой в случае Монте-Карло моделирования, так как в каждой итерации программы рассматривается как раз случай моноэнергетического нейтрино. Именно поэтому все вышеуказанные формулы использовать можно. В интерполяции и конечном спектре для позитронов (таким образом, и моделирование будет происходить с таким же шагом) был взят шаг по энергии 50 кэВ. Согласно статье [9], на уровне 1 МэВ энергетическое разрешение Борексина составляет $\sigma/E = 5\%$ (50 кэВ). На интересующем участке от 1.806 до 100 МэВ разбиение на бины по 50 кэВ приведёт к разбиению на 1964 бина. Такое разбиение является оптимальным с точки зрения отношения к энергетическому разрешению (они должны быть сопоставимы) и количества полученных бинов.

5.2. РАЗБИЕНИЕ СПЕКТРОВ ПО ВРЕМЕНИ. ОЦЕНКА ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

В полученных от авторов статьи [8] спектрах присутствует разбиение на 1074 различных момента времени в диапазоне от 0 до 10 с. Точная обработка всех спектров не представляется возможной в рамках моделирования отклика детектора. Для моделирования необходимо усреднить спектры в пределах выбранных временных бинов. При этом надо учесть две особенности при выборе разбиения по времени:

- 1) необходимо значительно сократить количество спектров;
- 2) необходимо сохранить всплеск антинейтрино, приходящийся на переход в гибридную звезду, так как это признак, отличающий данную модель.

В результате с учётом этих особенностей был выбран переменный биннинг:

1. 0.0—0.7 с: 100 мс;
2. 0.7—1.0 с: 25 мс (время соответствует переходу в гибридную звезду);
3. 1.0—2 с: 200 мс;
4. 2.0—10.0 с: 500 мс.

В результате такого разбиения появилось 40 временных интервалов. Внутри этих интервалов спектры были усреднены. Было получено 40 файлов для каждой массовой иерархии.

Для спектров антинейтрино $F(E)$ (здесь $F(E)$ имеет размерность $1/(\text{МэВ} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с})$) с учтённым МСВ-эффектом было произведено усреднение в рамках указанных бинов, затем было рассчитано количество взаимодействий в единицу времени по реакции обратного бета-распада по формуле:

$$N_{int} = N_p \int_{1.806}^{100} F(E)\sigma(E)dE \quad (5.8)$$

Здесь N_p — количество мишеней-протонов (для детектора Борексино количество мишеней-протонов составляет $n_p = (6.007 \pm 0.001) \cdot 10^{28}$ [20] на тонну), энергия E имеет размерность [МэВ] (пределы интегрирования так же в [МэВ]), сечение $\sigma(E)$ — интерполяция численных данных из статьи

[19] (рис. 5.1). Для получения общего числа взаимодействий выражение 5.8 нужно проинтегрировать по времени внутри каждого временного бина.



Рисунок 5.2 — Число взаимодействий для нормальной массовой иерархии



Рисунок 5.3 — Число взаимодействий для обратной массовой иерархии

Результаты теоретических оценок приведены на рис. 5.2, 5.3, 5.4, 5.5. Общее число взаимодействий составило 95 для нормальной массовой иерархии и 75 для обратной. Согласно [7], для стандартной сверхновой число взаимодействий по реакции обратного бета-распада равно 54. Таким образом, модель со взрывом голубого сверхгиганта обладает количественным



Рисунок 5.4 — Скорость взаимодействий для нормальной массовой иерархии



Рисунок 5.5 — Скорость взаимодействий для обратной массовой иерархии

отличием от стандартной сверхновой. Так же присутствует и качественное отличие, которое видно на рис. 5.4, 5.5 — заметен пик скорости событий в области 0.8 с, который соответствует переходу в гибридную звезду.

6. МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ ОТКЛИКА БОРЕКСИНО ОТ ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА

6.1. ИСПОЛЬЗУЕМЫЙ КОД

В данной работе был использован пакет Монте-Карло моделирования для детектора Борексино, подробно описанный в статье [21]. Весь код можно разбить на 3 части:

1. Генерация события и отслеживание образовавшихся фотонов;
2. Моделирование электроники;
3. Реконструкция события — преобразование бинарного файла на выходе Монте-Карло моделирования в физически наблюдаемые переменные (например, число фотоэлектронов).

В данной работе не моделировался отклик электроники. Далее будет немного подробнее описан пункт 1, так как все изменения, добавленные в код, связаны с ним.

Код, соответствующий пункту 1, так же разбивается на несколько смысловых частей [21]:

- генерация события (например, взаимодействие солнечных нейтрино);
- моделирование потери энергии каждой частицей во всех частях детектора;
- генерация сцинтилляционных и черенковских фотонов с учётом потерь энергии частицей в веществе и свойств сцинтиллятора и буфера детектора;
- учёт взаимодействия образовавшихся фотонов со сцинтиллятором и буфером (рэлеевское рассеяние, поглощение и повторное испускание фотонов PPO, поглощение фотонов добавкой DMP, поглощение фотонов нейлоновой сферой) до тех пор, пока фотон не будет поглощён ФЭУ (или другой

частью детектора);

- генерация отклика ФЭУ с учётом квантовой эффективности каждого ФЭУ.

Всё вышеперечисленное реализовано на языке программирования C++ с использованием пакета Geant4.

6.2. ДОБАВЛЕНИЕ НОВОГО ИСТОЧНИКА АНТИНЕЙТРИНО В МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИРОВАНИЕ БОРЕКСИНО. ПАРАМЕТРЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В Монте-Карло моделировании есть несколько источников нейтрино, например, солнечные и реакторные нейтрино. В код был добавлен новый источник антинейтрино — вспышка голубого сверхгиганта. Так как в самом коде не происходит моделирование обратного бета-распада, то необходимо было добавить функции, отвечающие за генерацию позитронов и нейтронов (их начальных энергий).

В функции, отвечающей за позитроны, реализовано чтение файла (в массив) с определённым порядковым номером спектра. Номер является числом от 1 до 40, соответствует конкретному интервалу времени вспышки голубого сверхгиганта. Информация о выбранном для моделирования номере спектра передаётся программе через .mac файл, о котором будет сказано ниже. Позитронный спектр в каждом файле — это нормированный на единицу спектр, получение которого описано в разделе 5.1.1. Также в этой функции содержится массив с возможными средними энергиями позитронов, которые соответствуют энергиям антинейтрино от 1.806 МэВ до 100 МэВ. Эти энергии позитрона были заранее рассчитаны по формуле 5.6. В этой функции реализован “розыгрыш” энергии позитрона:

- генерируется случайное число от 0 до 1;
- позитронный спектр суммируется поэлементно до тех пор, пока после прибавления очередного элемента массива сумма не превысит случайное число;
- определяются номера последних двух просуммированных элемен-

тов;

– через элементы массива энергии с такими же номерами проводится прямая;

– по этой прямой определяется значение энергии, которое отвечает выбранному случайному числу.

Таким образом определяется энергия позитрона.

Энергия нейтрона рассчитывается по формуле 5.7. В этой формуле присутствует энергия антинейтрино, которая после “розыгрыша” позитрона теряет связь с изначальным массивом энергий антинейтрино (из него получался массив энергий позитрона). Для получения значений средних энергий нейтрона, согласующихся со значениями, приведёнными в [19], энергия антинейтрино определяется из выражения 5.6, которое квадратично по E_ν , а затем подставляется в формулу 5.7.

Далее для запуска программы необходим .mas файл, в котором содержатся параметры моделирования. В этот файл была записана следующая информация:

- источник антинейтрино: вспышка голубого сверхгиганта;
- номер временного интервала (позитронного спектра);
- моделирование полной конфигурации детектора Борексино;
- выбор зоны для моделирования взаимодействия антинейтрино: внутренность нейлоновой сферы радиусом 4.25 м;
- сферически симметричная задача: независимость моделирования от формы нейлоновой сферы (нейлоновая сфера в действительности имела разную форму в различные раны детектора);
- учёт всех ФЭУ;
- моделирование 5000 событий.

Моделирование 5000 событий позволяет предсказать эффект в детекторе с точностью 1.4 %.

6.3. РЕЗУЛЬТАТ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Монте-Карло моделирование было произведено только для нормальной массовой иерархии, как для более предпочтительной [22]. Ей отвечает 40 файлов.

В результате моделирования и реконструкции событий были получены 40 ROOT-файлов, в которых содержатся деревья с физически наблюдаемыми переменными. Для примера результата работы программы здесь приведены гистограммы с энергиями позитронов и нейтронов для произвольно выбранного файла (рис.6.1 и рис.6.2).

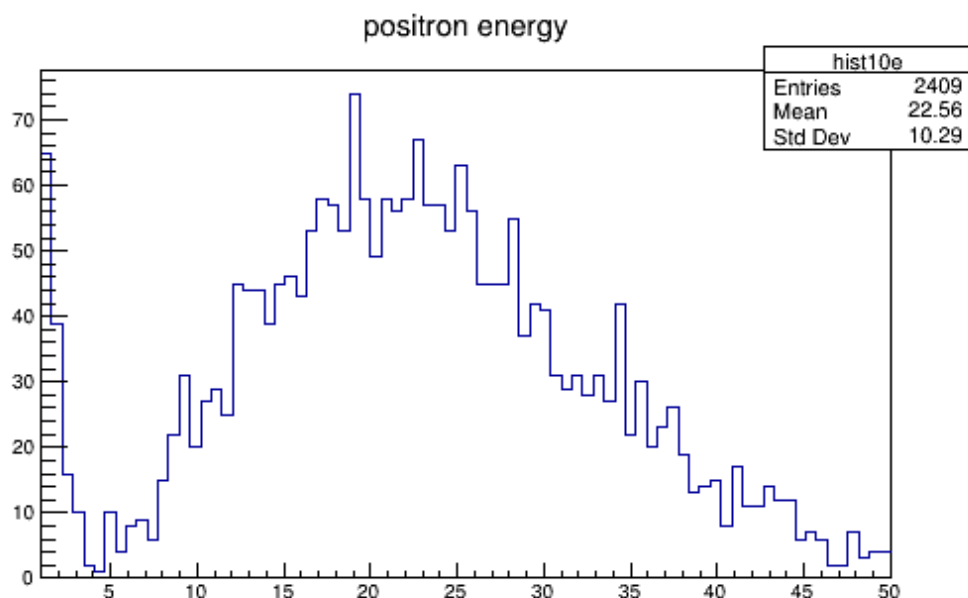


Рисунок 6.1 — Энергетический спектр мгновенных событий, соответствующих поглощению позитрона и испусканию аннигиляционных гамма-квантов

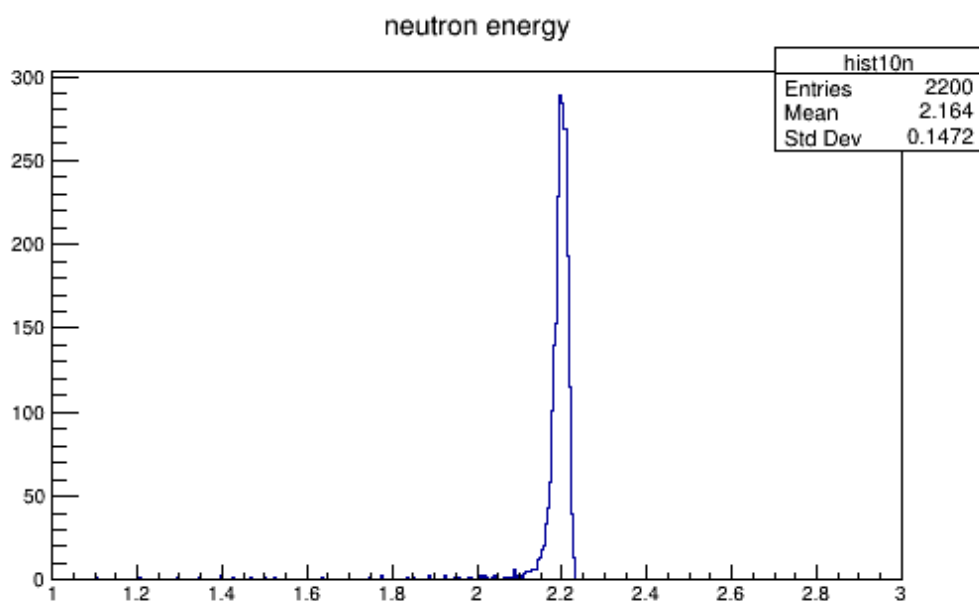


Рисунок 6.2 — Энергетический спектр задержанных событий, соответствующих захвату нейтрона

Первая гистограмма фактически является поданным на вход программы спектром позитронов, которые образовались после реакции обратного бета-распада, в диапазоне от 1 до 50 МэВ. Ограничение снизу обусловлено порогом электронно-измерительного комплекса Борексино на основе быстрых оцифровщиков формы импульса.

Вторая гистограмма — энергии образовавшихся нейтронов. На гистограмме изображены события после отбора энергий в области от 1 до 3 МэВ, соответствующих захвату нейтрона на водороде.

Из моделирования можно получить эффективность регистрации как перемноженную эффективность регистрации позитронов и нейтронов, причём отдельно эффективность позитрона или нейтрона — это отношение числа событий, попавших в описанные энергетические интервалы, к общему числу позитронов или нейтронов. Эффективность регистрации составила 83 %. В таком случае число событий для нормальной массовой иерархии получается равным 78.9 ± 1.1 событий (погрешность обусловлена точностью моделирования). Полученное значение даже с учётом эффективности регистрации Борексино превышает значение (54 события), которое предсказывается для стандартной вспышки сверхновой в статье [7].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе рассмотрена модель голубого сверхгиганта с переходом в гибридную звезду, которая согласуется с астрофизически наблюдаемыми массивными нейтронными звёздами ($\sim 2M_{\odot}$).

Для спектров, предоставленных авторами этой модели, был учтён МСВ-эффект в веществе сверхновой с переменной электронной плотностью для всех флейворов нейтрино для обеих массовых иерархий. Таким образом, было получено два отличающихся набора спектров для нормальной и обратной массовых иерархий.

Был рассмотрен основной канал регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в детекторе Борексина — обратный бета-распад. Были получены спектры позитронов, которые образуются в результате этой реакции, а также рассчитаны энергии нейтронов. Был выбран временной и энергетический биннинг спектров для Монте-Карло моделирования.

На основе полученных позитронных спектров была произведена теоретическая оценка числа и скорости событий обратного бета-распада для обеих массовых иерархий: 95 для нормальной и 75 для обратной массовых иерархий.

Также с помощью использования полученных спектров позитронов и дополнения программы имеющегося Монте-Карло моделирования для детектора Борексина было произведено моделирование 5000 событий для всего времени вспышки голубого сверхгиганта в случае нормальной массовой иерархии. Было получено ожидаемое значение числа взаимодействий по реакции обратного бета-распада с учётом эффективности регистрации детектора в случае нормальной массовой иерархии. Число взаимодействий составило 78.9 ± 1.1 при эффективности регистрации 83 %.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. *P. Haensel A. Y. Potekhin D.* Neutron Stars 1. — Springer-Verlag New York, 2007.
2. *Kapusta J. I., Welle T.* Neutron stars with a crossover equation of state. — 2021. — arXiv: [2103.16633 \[nucl-th\]](#).
3. From hadrons to quarks in neutron stars: a review / G. Baym [et al.] // Reports on Progress in Physics. — 2018. — Mar. — Vol. 81, no. 5. — P. 056902. — ISSN 1361-6633.
4. Neutron Stars and the Nuclear Equation of State / G. F. Burgio [et al.]. — 2021. — May. — arXiv: [2105.03747 \[nucl-th\]](#).
5. Theory of core-collapse supernovae / H. JANKA [et al.] // Physics Reports. — 2007. — Apr. — Vol. 442, no. 1–6. — P. 38–74. — ISSN 0370-1573.
6. *Бакал Д.* Нейтринная астрофизика. — М. : Мир, 1993.
7. *Lujan-Peschard C., Pagliaroli G., Vissani F.* Spectrum of Supernova Neutrinos in Ultra-pure Scintillators // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. — 2014. — Feb. — Vol. 2014.
8. Quark deconfinement as a supernova explosion engine for massive blue supergiant stars / T. Fischer [et al.] // Nature Astron. — 2018. — Vol. 2, no. 12. — P. 980–986. — arXiv: [1712.08788 \[astro-ph.HE\]](#).
9. The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso / G. Alimonti [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2009. — Mar. — Vol. 600, no. 3. — P. 568–593. — ISSN 0168-9002.
10. *Scholberg K.* Supernova neutrino detection // AIP Conf. Proc. / ed. by E. Kearns. — 2015. — Vol. 1666, no. 1. — P. 070002.

11. Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino / G. Bellini [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2011. — May. — Vol. 6, no. 05. — P05005–P05005. — ISSN 1748-0221.
12. Introduction to the Formalism of Neutrino Oscillations / G. Fantini [et al.] // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. — 2018. — Vol. 28. — P. 37–119. — arXiv: [1802.05781 \[hep-ph\]](#).
13. *Dighe A. S., Smirnov A. Y.* Identifying the neutrino mass spectrum from the neutrino burst from a supernova // Phys. Rev. D. — 2000. — Vol. 62. — P. 033007. — arXiv: [hep-ph/9907423](#).
14. *Wolfenstein L.* Neutrino oscillations in matter // Phys. Rev. D. — 1978. — May. — Vol. 17, issue 9. — P. 2369–2374.
15. *Wolfenstein L.* Neutrino oscillations and stellar collapse // Phys. Rev. D. — 1979. — Nov. — Vol. 20, issue 10. — P. 2634–2635.
16. Effects of neutrino oscillations on nucleosynthesis and neutrino signals for an 18 M supernova model / M.-R. Wu [et al.] // Phys. Rev. D. — 2015. — Vol. 91, no. 6. — P. 065016. — arXiv: [1412.8587 \[astro-ph.HE\]](#).
17. *Gava J., Volpe C.* Collective neutrinos oscillation in matter and CP-violation // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 083007. — arXiv: [0807.3418 \[astro-ph\]](#).
18. Review of Particle Physics / P. Zyla [et al.] // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
19. *Strumia A., Vissani F.* Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54. — arXiv: [astro-ph/0302055](#).
20. Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 012009. — arXiv: [1909.02257 \[hep-ex\]](#).
21. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector / M. Agostini [et al.] // Astroparticle Physics. — 2018. — Jan. — Vol. 97. — P. 136–159. — ISSN 0927-6505.

22. First measurement of neutrino oscillation parameters using neutrinos and antineutrinos by NOvA / M. A. Acero [et al.] // Physical Review Letters. — 2019. — Oct. — Vol. 123, no. 15. — ISSN 1079-7114.