Министерство науки и высшего образования Российской Федерации

Федеральное государственное автономное учреждение

высшего образования «Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

УДК 524.35

# ОТЧЁТ

## О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

## РАСЧЁТ ОЖИДАЕМОГО ЭФФЕКТА ОТ ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА С ПЕРЕХОДОМ В ГИБРИДНУЮ ЗВЕЗДУ В НЕЙТРИННЫХ ДЕТЕКТОРАХ

Научный руководитель к.ф.-м.н., доцент

\_\_\_\_\_Е. А. Литвинович

Выполнила

\_\_\_\_\_Е. А. Чуева

Москва 2021

# Оглавление

Введ	цение		3		
1	Используемая модель				
2	Учёт МСВ-эффекта для выбранной модели				
	2.1 Осцилляции нейтрино		6		
	2.2	Матрица смешивания и её элементы	6		
	2.3	МСВ-эффект и представление матрицы смешивания			
		в удобном виде	8		
	2.4	Выражения для спектров нейтрино после прохожде-			
		ния вещества звезды для обеих массовых иерархий .	10		
	2.5	Результат учёта МСВ-эффекта для			
		взрыва голубого сверхгиганта	12		
3	Регистрация нейтрино от вспышек сверхновых в нейтринных				
	детекторах				
	3.1 Детекторы на основе жидкого органического сцин				
		лятора	13		
	3.2	Черенковский детектор Hyper-Kamiokande	16		
4	Оценк	а откликов Борексино, JUNO,			
	Hyper-Kamiokande				
	4.1	Обратный бета-распад	16		
	4.2	Разбиение спектров по времени. Оценка отклика де-			
		текторов	19		
5	Монте-Карло моделирование отклика Борексино от взрыва				
	голубого сверхгиганта				
	5.1	Используемый код	22		
	5.2	Добавление нового источника антинейтрино в Монте-			
		Карло моделирование Борексино. Параметры модели-			
		рования	23		

5.3	Результат моделирования	25
Заключени	e	27
Список исп	ользуемых источников	28

## Введение

Несмотря на более, чем пятидесятилетнюю историю изучения нейтронных звёзд (H3), некоторые вопросы остаются нерешёнными. Один из таких вопросов – строение H3. Из-за невозможности прямого наблюдения ядер таких звёзд и невозможности воспроизведения в лабораторных исследованиях условий, аналогичных условиям нахождения материи в ядре звезды, одним из способов изучения строения H3 является сравнение результатов моделирования образования H3 (например, массы полученной звезды) в рамках выбранной теоретической модели с наблюдаемыми характеристиками реальных H3.

До недавнего времени наблюдения за НЗ показывали, что их масса не превышает 1.5–1.6 массы Солнца [1]. Однако за последние годы были обнаружены массивные (2 массы Солнца) НЗ (например, J1614-2230 и J0348+0432 [2]). Существование таких звёзд может быть объяснено в рамках моделей, в которых ядро НЗ представляет собой кварковую материю. Такие звёзды называют гибридными.

Целью данной работы являлись расчёт числа событий от основного канала регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в детекторах JUNO, Hyper-Kamiokande, Борексино (для последнего не только теоретически, но и с учётом эффективности регистрации, полученной из Монте-Карло моделирования) с рассмотрением отличия регистрации нейтрино от стандартной вспышки сверхновой и нейтрино от вспышки голубого сверхгиганта, выявление особенностей выбранной модели.

## 1 Используемая модель

Модель, используемая в данной работе, была взята из статьи [3]. 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 [3]) 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. Также в данной модели рассматривается фазовый переход первого рода 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<sub>☉</sub> и 10.2 км.



Рисунок 1 – Спектры <br/>  $\nu_e$ и $\bar{\nu}_e$ во время первого (слева) и второго (справа) коллапсов

В данной модели голубой сверхгигант с массой  $50 M_{\odot}$  прошёл все стадии термоядерного синтеза, было образовано железное ядро (~  $1.89 M_{\odot}$ ). Вместе с прилегающими слоями углерода и кислорода (масса которых составляла ~  $9 M_{\odot}$ ) 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<sub>☉</sub> при моделировании вспышки сверхновой [3]. Отличия появляются при времени ≥ 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<sub>☉</sub> 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 материной 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  $1.56M_{\odot}$ .

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 [3].

Это можно наглядно проиллюстрировать (рис. 1) на примере спектров электронного нейтрино и антинейтрино, взятых для времени, соответсвующему первому коллапсу (слева на рис. 1), и времени, соответствующему переходу в кварковую материю (справа на рис. 1).

Авторы статьи [3] 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.

# 2 Учёт МСВ-эффекта для выбранной модели

### 2.1 Осцилляции нейтрино

При процессах, идущих по слабому взаимодействию, образуются нейтринные состояния, связанные с конкретным заряженным лептоном:  $\nu_e$ ,  $\nu_{\mu}$ ,  $\nu_{\tau}$ . Такие состояния, которые являются стационарными состояниями свободного гамильтониана, называют флейворными. При рассмотрении осцилляций предполагается, что эти состояния не совпадают с диаганолизирующими свободный гамильтониан состояниями — массовыми состояниями [4] (которые, в отличие от флейворных, имеют определённую массу). Флейворные состояния можно представить в виде линейной комбинации массовых состояний [5].

Уравнения для описания осцилляций можно записать в виде уравнения Шрёдингера с массовой матрицей, которая выступает в роли гамильтониана [5]. 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 [5]. 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. 2).

#### 2.2 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  $|\nu_1, \nu_2, \nu_3\rangle$  [5]:

$$|\nu_{\alpha}\rangle_{t} = \sum_{j} U_{\alpha j} \exp(-iE_{j}t) \left|\nu_{j}\right\rangle \quad (\alpha = e, \mu, \tau, j = 1, 2, 3), \tag{1}$$



Рисунок 2 – Диаграмма Фейнмана, ответственная за МСВ-эффект

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

Матрицу смешивания чаще всего представляют в виде [4]:

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix}$$
(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 СР-инвариантности). Эту же матрицу можно переписать как: [4]

$$U = R_{23} \Delta R_{13} \Delta^* R_{12}, \tag{3}$$

где  $R_{ij}$  зависит только от углов смешивания  $\theta_{ij}$ , а  $\Delta$  – от  $\delta$ .

При взрыве сверхновой  $\nu_{\mu}$  и  $\nu_{\tau}$  неотличимы, так как оба этих типа нейтрино взаимодействуют внутри сверхновой посредством нейтрального тока [6]. Таким образом, переходы нейтрино одного типа в другой определяются элементами  $U_{ei}$ . Но, как было отмечено выше, элементы  $U_{ei}$  связыны 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.

## 2.3 МСВ-эффект и представление матрицы смешивания в удобном виде

При рассмотрении вакуумных осцилляций эффективный гамильтониан имеет вид [6]:

$$H = U \frac{M^2}{2E} U^{\dagger} = \begin{pmatrix} m_{ee}^2 & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix},$$
(4)

где U — это матрица смешивания,  $M = \text{diag}(m_1, m_2, m_3)$ . Однако при рассмотрении осцилляций в веществе необходимо добавить член  $V = \sqrt{2}G_F n_e(r) diag(1,0,0)$ , который учитывает рассеяние нейтрино на электроне ( $n_e(r)$  – электронная плотность). Этот член впервые получил Вольфенштайн [7; 8]. Тогда эффективный гамильтониан в случае осцилляций нейтрино в веществе можно записать в виде [6]:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & m_{\mu\tau}^2 \\ m_{e\tau}^2 & m_{\mu\tau}^2 & m_{\tau\tau}^2 \end{pmatrix}$$
(5)

В сверхновой переходы нейтрино одного флейвора в другой происходят преимущественно в слоях вещества вблизи резонанса. Электронная резонансная плотность даётся соотношением [5]:

$$n_e^{\rm res}(r) = \frac{\Delta m^2 \cos 2\theta}{2\sqrt{2}G_F E} \tag{6}$$

Существует два резонанса: Н-резонанс, который определяется  $\Delta m_{31}^2$ ("атмосферная" разность квадратов масс), и L-резонанс, который определяется  $\Delta m_{21}^2$  ("солнечная" разность квадратов масс) [6]. 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 подпространтсве  $(\nu_{\mu}, \nu_{\tau})$  не влияет на физику нейтринных осцилляций. Для удобства описания производится вращение нейтринных состояний  $(\nu_{\mu}, \nu_{\tau}) \longrightarrow (\nu_{\mu'}, \nu_{\tau'})$ , которое диагонализирует субматрицу гамильтониана [6]:

$$H = \frac{1}{2E} \begin{pmatrix} m_{ee}^2 + 2EV & m_{e\mu}^2 & m_{e\tau}^2 \\ m_{e\mu}^2 & m_{\mu\mu}^2 & 0 \\ m_{e\tau}^2 & 0 & m_{\tau\tau\tau}^2 \end{pmatrix}$$
(7)

Такое представление позволяет рассмотреть диаграммы переходов нейтрино при MCB-эффекте. Так как знак  $\Delta m_{31}^2$  не определён, то возможны два разных вида диаграмм, соответствующих флейворным переходам нейтрино для нормальной и обратной массовых иерархий (рис.3 и рис.4 [6]).



Рисунок 3 – Диаграмма переходов для нормальной массовой иерархии

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



Рисунок 4 – Диаграмма переходов для обратной массовой иерархии

работе, записывается в виде [9]:

$$U = R_{13} R_{12} \tag{8}$$

Такое представление диагонализирует субматрицу эффективного гамильтониана. В этом представлении положено  $\delta = 0$ , так как  $\delta$  не оказывает никакого влияния на вероятности выживания нейтрино при условии, что мюонное и тау-нейтрино взаимодействуют с веществом одинаково [10].

# 2.4 Выражения для спектров нейтрино после прохождения вещества звезды для обеих массовых иерархий

#### Нормальная массовая иерархия

Согласно [6], при плотностях, значительно превышающих резонансные плотности, нейтрино образуются в состоянии с определённой массой:

$$\nu_{3m} = \nu_e, \quad \nu_{2m} = \nu_{\tau}, \quad \nu_{1m} = \nu_{\mu},$$
(9)

где  $\nu_{im}$  – собственное массовое состояние в среде. Тогда первоначальные (образованные вблизи ядра звезды) потоки нейтрино будут равняться сле-

дующим:

$$F_{1m}^0 = F_x^0, \quad F_{2m}^0 = F_x^0, \quad F_{3m}^0 = F_e^0$$
 (10)

Здесь индексом x обозначено  $\mu$  или  $\tau$  (повторяя вышесказанное, потоки нейтрино этих флейворов неотличимы и в случае голубого сверхгиганта равны).

Потоки нейтрино после прохождения вещества звезды будут равны:

$$F_e = pF_e^0 + (1-p)F_x^0,$$
(11)

$$F_{\mu} + F_{\tau} = (1-p)F_e^0 + (1+p)F_x^0, \tag{12}$$

где

$$p = |U_{e1}|^2 P_H P_L + |U_{e2}|^2 (P_H - P_H P_L) + |U_{e3}|^2 (1 - P_H)$$
(13)

 $P_H$  и  $P_L$  - вероятности скачков с одного массового сотояния в другое при H- и  $L-{\rm pesonancax}.$ 

В случае антинейтрино все ключевые выражения перечислены ниже:

$$\overline{\nu}_{1m} = \overline{\nu}_e, \quad \overline{\nu}_{2m} = \overline{\nu}_{\mu}, \quad \overline{\nu}_{3m} = \overline{\nu}_{\tau}, \quad (14)$$

$$F_{\overline{e}} = \overline{p}F_{\overline{e}}^0 + (1-\overline{p})F_{\overline{x}}^0,\tag{15}$$

$$F_{\overline{\mu}} + F_{\overline{\tau}} = (1 - \overline{p})F_{\overline{e}}^0 + (1 + \overline{p})F_{\overline{x}}^0, \tag{16}$$

где

$$\overline{p} = |U_{e1}|^2 \left(1 - \overline{P_L}\right) + |U_{e2}|^2 \overline{P_L}$$
(17)

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

#### Обратная массовая иерархия

Для обратной массовой иерархии [6]:

$$\nu_{1m} = \nu_{\mu'}, \quad \nu_{2m} = \nu_e, \quad \nu_{3m} = \nu_{\tau'},$$
(18)

$$\overline{\nu}_{1m} = \overline{\nu}_{\tau}, \quad \overline{\nu}_{2m} = \overline{\nu}_{\mu}, \quad \overline{\nu}_{3m} = \overline{\nu}_e. \tag{19}$$

Вид выражений для потоков нейтрино в данном случае совпадает с видом выражений (11) и (12), однако множители p и  $\overline{p}$  будут равны следующему:

$$p = |U_{e1}|^2 P_L + |U_{e2}|^2 (1 - P_L), \qquad (20)$$

$$\overline{p} = \left| U_{e1} \right|^2 \overline{P_H} (1 - \overline{P_L}) + \left| U_{e2} \right|^2 \overline{P_H P_L} + \left| U_{e3} \right|^2 (1 - \overline{P_H})$$
(21)

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

## 2.5 Результат учёта МСВ-эффекта для

#### взрыва голубого сверхгиганта

Авторы статьи [3] 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  $\hbar \equiv c \equiv 1$ ) [9]:

$$\frac{dn_{\nu}}{dE} = \frac{E^2}{(2\pi)^2} f_{\nu}(t, E, r)$$
(22)

По формуле (22) были рассчитаны плотности числа частиц для каждого текстового файла.

При учёте MCB-эффекта было взято представление матрицы смешивания (3). При таком выборе субматрица эффективного гамильтониана диагонализируется и можно использовать выражения, которые были приведены в разделе 2.4.

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<sup>10</sup> превышает резонансные значения плотностей). Для расчётов были взяты формулы для потоков, приведённые в разделе 2.4 для обеих массовых иерархий. Углы смешивания были взяты из [11], расстояние до звезды — 10 кпк.

# 3 Регистрация нейтрино от вспышек сверхновых в нейтринных детекторах

Сверхновая теряет 99% своей энергии в виде испускания нейтрино всех флейворов [12]. 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. Ожидается, что с помощью будущих Черенковских детекторов, жидкосцинтилляционных детекторов и детекторов на жидком аргоне (например, Hyper-Kamiokande, DUNE) удастся получить достаточную для изучения процесса вспышки сверхновой статистику.

# 3.1 Детекторы на основе жидкого органического сцинтиллятора

#### Борексино

Борексино — жидкосцинтилляционный детектор, набиравший данные в 2007-2021 гг. Основной целью детектора было изучение солнечных нейтрино (нейтрино от распада <sup>7</sup>Be, CNO, рер, рр и борные нейтрино) [13], однако с помощью такого типа детектора так же можно регистрировать нейтрино от вспышки сверхновой.



## **Borexino Detector**

Рисунок 5 – Изображение детектора Борексино

Детектор состоял из двух частей — внешнего и внутреннего детектора. Внутренний находился в сфере из нержавеющей стали, которая одновременно выполняла функции контейнера для сцинтиллятора и места крепления фотоумножителей. В этой сфере находились две тонкие нейлоновые сферы (толщиной 125 мкм), разделявшие объём детектора на 3 части радиусом 4.25 м, 5.50 м и 6.85 м (последнее — радиус стальной сферы) [13].

Внутренняя сфера радиусом 4.25 м была заполнена 278 тоннами жидкого органического сцинтиллятора на основе PC (псевдокумол,  $C_6H_3(CH_3)_3$ ) с добавлением PPO концентрацией 1.5 г/л (2,5-дифенилоксазол,  $C_{15}H_{11}NO$ ). Вторая и третья сферы содержали PC с добавлением 5 г/л DMP (диметилфталат,  $C_6H_4(COOCH_3)_2$ ) для уменьшения световыхода чистого PC [13]. Сфера из нержавеющей стали была помещена внутрь цилиндрического бака, имевшего диаметр 18 м и верх в виде полусферы. Максимальная высота бака — 16.9 м. Внутрь бака была залита сверхчистая вода, что позволяло добиться защиты от фона в виде гамма-излучения и нейтронов, исходящих от горы. Также этот бак использовался в качестве Черенковского детектора мюонов. Детектор схематически изображён на рис.5.

#### JUNO

Подземная нейтринная лаборатория Цзянмэнь (JUNO) — нейтринный эксперимент, который планирует начать набор данных в конце 2022 года. Научные цели эксперимента — это определение массовой иерархии нейтрино, измерение параметров осцилляций, детектирование нейтрино от Солнца, вспышек сверхновых, изучение геонейтрино.

Строение детектора JUNO в целом похоже на строение Борексино (рис. 6). Детектор состоит из трёх частей — центрального детектора, Черенковского детектора и дополнительного трекера мюонов [14]. Центральный детектор состоит из 20 кт жидкого сцинтиллятора внутри акриловой сферы диаметром 35.4 м. Сцинтиллятор выполнен на основе линейного алкилбензола (LAB) с добавлением РРО концентрацией 2.5 г/л и добавлением 3 мг/л п-бис(о-метилстерил)бензола в качестве преобразователя длины волны. Центральный детектор помещён в нержавеющую сферу внутри цилиндрического бака с водой, который так же, как в Борексино, будет использоваться в качестве Черенковского детектора мюонов. Сверху данного бака расположен трекер мюонов, выполненный из пластикового сцинтиллятора.

При рассмотрении регистрации нейтрино от вспышек сверхновых в сцинтилляционных детекторах выделяют несколько каналов [12]:

#### Процессы, идущие по заряженному току

П Обратный бета-распад:  $\bar{\nu}_e + p \longrightarrow n + e^+,$ П  $\bar{\nu}_e + {}^{12}C \longrightarrow {}^{12}B + e^+,$ 



Рисунок 6 – Изображение будущего детектора JUNO

 $\Box^{12}\mathcal{C}(\nu, pe^{-})^{11}\mathcal{C},$  $\Box \nu_{e} + {}^{12}\mathcal{C} \longrightarrow {}^{12}\mathcal{N} + e^{-};$ 

#### Процессы, идущие по нейтральному току

 $\Box \nu p \longrightarrow \nu p$  (аналогично для антинейтрино),

$$\Box \nu^{12} \mathcal{C} \longrightarrow \nu^{12} \mathcal{C}^*,$$

 $\Box \nu + {}^{12}C \longrightarrow \nu + {}^{11}B$  (аналогично для антинейтрино).

Также присутствует канал рассеяния на электроне (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 [15]. 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 Борексино измерено и составляет 254.5 ± 1.8 мкс [16]). При этом образуются  $\gamma$ -кванты с энергией 2.2 МэВ. Также при аннигиляции позитрона от обратного бета-распада образуются два  $\gamma$ -кванта с энергией 0.511 МэВ.

## 3.2 Черенковский детектор Hyper-Kamiokande

Нурег-Катіоkande — Черенковский детектор, который, как планируется, начнёт набор данных в 2027 году [17]. Его дизайн будет похож на Супер-Камиоканде: это цилиндрический детектор высотой 71 м и диаметром 68 м, в котором будет находиться 258 кт чистой воды. Этот детектор также будет разделён на внешний и внутренний. Во внутреннем детекторе будет находиться 217 кт воды. На данный момент конфигурация ФЭУ ещё не утверждена, но планируется обеспечить сорокапроцентное покрытие ФЭУ. Для оценки числа событий в данной работе взята консервативная оценка в 20 %, так как существуют альтернативные дизайны, обеспечивающие меньшее покрытие ФЭУ.

Так же, как и в сцинтилляционных детекторах, реакция обратного бета-распада является основным каналом (~ 90 % всех событий) регистрации нейтрино от вспышек сверхновых [17].

# 4 Оценка откликов Борексино, JUNO, Hyper-Kamiokande

## 4.1 Обратный бета-распад

Ниже будут рассмотрены все характеристики обратного бета-распада, которые необходимы для теоретической оценки отклика Борексино, JUNO, Hyper-Kamiokande и для Монте-Карло моделирования отклика Борексино.

## Сечение, кинематические характеристики обратного бетараспада, 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 [18]:

$$E_{1,2} = E_{\nu} - \delta - \frac{1}{m_p} E_{\nu}^{CM} \left( E_e^{CM} \pm p_e^{CM} \right), \ \delta = \frac{m_n^2 - m_p^2 - m_e^2}{2m_p}, \tag{23}$$

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

$$E_{\nu}^{CM} = \frac{s - m_p^2}{2\sqrt{s}},$$
(24)

$$E_e^{CM} = \frac{s - m_n^2 + m_e^2}{2\sqrt{s}},$$
(25)

$$p_e^{CM} = \frac{\sqrt{(s - (m_n^2 - m_e^2)^2)(s - (m_n^2 + m_e^2)^2)}}{2\sqrt{s}},$$
(26)

$$s = m_p^2 + 2m_p E_\nu.$$
 (27)

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

$$\langle E_e \rangle \approx (E_1 + E_2)/2 = E_\nu - \delta - \frac{E_\nu^{CM} E_e^{CM}}{m_p} \tag{28}$$

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

$$\langle E_n \rangle = E_\nu + m_p - \langle E_e \rangle \tag{29}$$

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 [18] 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 откли-



Рисунок 7 – Интерполяция сечения из статьи [18]

ка 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 Рython, результат работы программы представлен на рис.7.

В Монте-Карло моделировании на основе пакета Geant4 для детектора Борексино 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 обратно 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 сечения и конечном спектре для позитронов (таким образом, и моделирование будет происходить с таким же шагом) был взят шаг по энергии 50 кэВ. Согласно статье [13], на уровне 1 МэВ энергетическое разрешение Борексино составляет  $\sigma/E = 5\%$  (50 кэВ). В буду-

щем детекторе JUNO планируется улучшить энергетическое разрешение до  $\sigma/E = 3\%$  [14], однако для теоретической оценки числа событий взятие шага 50 кэВ приемлемо. На интересуемом 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 и количества полученных бинов.

# 4.2 Разбиение спектров по времени. Оценка откли-

#### ка детекторов

В полученных от авторов статьи [3] 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  $1/(M \Rightarrow B \cdot cm^2 \cdot c))$  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 фор-

муле:

$$N_{int} = N_p \int_{E_{\text{nop}}}^{100} F(E)\sigma(E)dE$$
(30)

Здесь  $N_p$  — количество мишеней-протонов,  $E_{\text{пор}}$  — пороговая энергия детектора (количество протонов и  $E_{\text{пор}}$  приведены в табл. 30), энергия E имеет размерность [MэB] (пределы интегрирования так же в [MэB]), сечение  $\sigma(E)$  — интерполяция численных данных из статьи [18] (рис. 7). Для получения общего числа взаимодействий выражение 30 нужно проинтегрировать по времени внутри каждого временного бина.

	Борексино	JUNO	Hyper-Kamiokande
$n_p$	$(6.007 \pm 0.001) \cdot 10^{28}$	$7.16\cdot 10^{31}$	$7.25 \cdot 10^{33}$
	на 1 т [19]	на 10 кт [14]	
$E_{\text{пор}}, M$ эВ	< 1.806	< 1.806	5

Таблица 1: Количество мишеней-протонов в детекторах



Рисунок 8 – Число взаимодействий для нормальной массовой иерархии

Результаты теоретических оценок для детектора Борексино приведены на рис. 8, 9, 10, 11. Общее число взаимодействий для трёх детекторов в случае обеих массовых иерархий приведено в табл. 2.



Рисунок 9 – Число взаимодействий для обратной массовой иерархии



Рисунок 10 – Скорость взаимодействий для нормальной массовой иерархии



Рисунок 11 – Скорость взаимодействий для обратной массовой иерархии Таблица 2: Теоретическая оценка числа событий в нейтринных детекторах

	Борексино	JUNO	Hyper-Kamiokande
NH	95	755	$>\!76000$
IH	75	596	>60000

# 5 Монте-Карло моделирование отклика Борексино от взрыва голубого сверхгиганта

## 5.1 Используемый код

В данной работе был использован пакет Монте-Карло моделирования для детектора Борексино, подробно описанный в статье [20]. 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 [20]:

 - 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.

## 5.2 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 было описано ранее. Также в этой функции содержится массив с возможными средними энергиями позитронов, которые соответствуют энергиям антийнетрино от 1.806 МэВ до 100 МэВ. Эти энергии позитрона были заранее рассчитаны по формуле 28. 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 элементов;

 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 29. 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 [18], энергия антинейтрино определяется из выражения 28, которое квадратично по  $E_{\nu}$ , а затем подставляется в формулу 29.

Далее для запуска программы необходим .mac 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

24

от формы нейлоновой сферы (нейлоновая сфера в действительности имела разную форму в различные раны детектора);

– учёт всех ΦЭУ;

– моделирование 5000 событий.

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

### 5.3 Результат моделирования

Несмотря на то, что нормальная массовая иерархия является предпочтительной [21], вопрос о массовой иерархии нейтрино остаётся открытым, поэтому Монте-Карло моделирование было произведено для обеих массовых иерархий. Каждой массовой иерархии отвечает 40 файлов.

В результате моделирования и реконструкции событий были получены 40 ROOT-файлов для каждой иерархии, 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.12 и рис.13), отвечающего нормальной массовой иерархии.



Рисунок 12 – Энергетический спектр мгновенных событий, соответствующих поглощению позитрона и испусканию аннигилляционных гаммаквантов

Первая гистограмма фактически является поданным на вход программы спектром позитронов, которые образовались после реакции обрат-



Рисунок 13 – Энергетический спектр задержанных событий, соответствующих захвату нейтрона

ного 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 для обеих массовых иерархий составила 87 %. В таком случае число событий для нормальной массовой иерархии получается равным  $82.7 \pm 1.3$  событий, для обратной массовой иерархии —  $65.3 \pm 1.1$  событий (погрешность обусловлена точностью моделирования). Полученные значения даже с учётом эффективности регистрации Борексино превышают значение (54 события), которое предсказывается для стандартной вспышки сверхновой в статье [12].

Так как за время набора данных в эксперименте Борексино не было обнаружено подобных событий, то можно поставить ограничение на уда-

26

лённость подобного события от Земли — подобное событие могло произойти только на расстоянии > 70 кпк (за пределами нашей Галактики). Стоит отметить, что, например, Hyper-Kamiokande будет способен зарегистрировать несколько сотен событий (~ 300) на расстоянии ~ 150 кпк. Таким образом появится возможность изучения внегалактических сверхновых.

## Заключение

В данной работе рассмотрена модель голубого сверхгиганта с переходом в гибридную звезду, которая согласуется с астрофизически наблюдаемыми массивными нейтронными звёздами (~ 2M<sub>☉</sub>).

На основе модели из статьи [3] показаны перспективы регистрации нейтрино от взрыва сверхновой с переходом в гибридную звезду. В работе был рассмотрен основной канал регистрации нейтрино от вспышки сверхновой в сцинтилляционных и Черенковских детекторах – обратный бета-распад. Произведена оценка числа событий для детектора Борексино и для будущих детекторов JUNO и Hyper-Kamiokande. Также было произведено Монте-Карло моделирование для детектора Борексино в случае обеих массовых иерархий для демонстрации эффективности регистрации для похожих по типу будущих детекторов (например, JUNO).

#### Список используемых источников

- 1. *Kapusta J. I.*, *Welle T.* Neutron stars with a crossover equation of state. 2021.
- 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.
- 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.
- Introduction to the Formalism of Neutrino Oscillations / G. Fantini [et al.] // Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. 2018. Vol. 28. P. 37–119.
- 5. *Бакал Д.* Нейтринная астрофизика. М. : Мир, 1993.
- 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.
- Wolfenstein L. Neutrino oscillations in matter // Phys. Rev. D. 1978. — May. — Vol. 17, issue 9. — P. 2369–2374.
- Wolfenstein L. Neutrino oscillations and stellar collapse // Phys. Rev. D. — 1979. — Nov. — Vol. 20, issue 10. — P. 2634–2635.
- 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.
- Gava J., Volpe C. Collective neutrinos oscillation in matter and CPviolation // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 083007.

- Review of Particle Physics / P. Zyla [et al.] // PTEP. 2020. Vol. 2020, no. 8. P. 083C01.
- 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.
- 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.
- 14. JUNO Physics and Detector / J. Collaboration [et al.]. 2021. Apr.
- Scholberg K. Supernova neutrino detection // AIP Conf. Proc. 2015. Vol. 1666, no. 1. — P. 070002.
- Muon and cosmogenic neutron detection in Borexino / G. Bellini [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2011. — May. — Vol. 6, no. 05. — P05005–P05005.
- Supernova Model Discrimination with Hyper-Kamiokande / K. Abe [et al.] // The Astrophysical Journal. 2021. July. Vol. 916, no. 1. P. 15.
- Strumia A., Vissani F. Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section // Phys. Lett. B. — 2003. — Vol. 564. — P. 42–54.
- Comprehensive geoneutrino analysis with Borexino / M. Agostini [et al.] // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 101, no. 1. — P. 012009.
- 20. The Monte Carlo simulation of the Borexino detector / M. Agostini [et al.] // Astroparticle Physics. 2018. Jan. Vol. 97. P. 136–159.
- 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.