

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 ВЛИЯНИЯ АДИАБАТИЧЕСКОГО МСВ-ЭФФЕКТА НА НЕЙТРИННЫЕ СПЕКТРЫ ОТ ВЗРЫВА ГОЛУБОГО СВЕРХГИГАНТА С ПЕРЕХОДОМ В ГИБРИДНУЮ ЗВЕЗДУ

Научный руководитель

к.ф.-м.н., доцент

_____ Е. А. Литвинович

Выполнила

_____ Е. А. Чуева

Москва 2020

Оглавление

1	Введение	2
2	Используемая модель	2
3	Матрица смешивания и её элементы	3
4	МСВ-эффект и представление матрицы смешивания в удобном виде	4
5	Выражения для спектров нейтрино после прохождения вещества звезды для нормальной и обратной массовых иерархий	6
5.1	Нормальная массовая иерархия	6
5.2	Обратная массовая иерархия	7
6	Учёт МСВ-эффекта для взрыва голубого сверхгиганта	8
7	Заключение	9
	Список использованных источников	10

1 Введение

В данной работе произведён учёт нейтринных осцилляций в веществе для модели взрыва голубого сверхгиганта массой $50 M_{\odot}$ с переходом в гибридную звезду, описанной в статье [1]. Авторы статьи выполнили моделирование данного взрыва и получили численные нейтринные спектры и характеристики звезды, а также произвели расчёт ожидаемого отклика Супер-Камиоканде. Полученный результат значительно отличается от предсказания отклика детектора для вспышки сверхновой типа II. Представляет интерес предсказание отклика детектора Борексина на данное событие. Как будет сказано ниже, при взрыве голубого сверхгиганта с переходом в гибридную звезду отличительной особенностью является пик числа электронных антинейтрино, приходящихся на время перехода в гибридную звезду. При расчёте числа событий от вспышки сверхновой II типа в Борексине наибольшее количество событий приходится на обратный бета-распад [2], поэтому ожидается, что данный детектор сможет "почувствовать" переход в гибридную звезду. Однако перед тем, как промоделировать отклик детектора Борексина, необходимо учесть нейтринные осцилляции, которые значительно изменяют нейтринные спектры от сверхновых.

Первое предположение о существовании нейтринных осцилляций было высказано Б.Понтекорво в 1957 г. Позже в 1962-1967 гг. была разработана современная теория нейтринных осцилляций в вакууме несколькими научными группами. Данная теория связывает осцилляции с наличием массы у нейтрино. В 1978 г. Вольфенштайном был рассмотрен эффект, связанный с распространением нейтрино сквозь вещество. Михеев и Смирнов более подробно описали физическую картину осцилляций в веществе в 1986г., поэтому соответствующий эффект получил название эффекта Михеева-Смирнова-Вольфенштайна (МСВ). В данной работе будет рассмотрено влияние МСВ-эффекта на спектры от взрыва голубого сверхгиганта массой $50 M_{\odot}$.

2 Используемая модель

В статье [1] авторы провели моделирование вспышки сверхновой с последующим переходом в гибридную звезду. Гибридная звезда — это звезда, часть материи которой состоит из кварк-глюонной плазмы. Для выбран-

ной авторами модели описания фазового перехода верхние значения массы и радиуса для такой звезды составляют $2.17 M_{\odot}$ и 10.2 км.

Звезда-предшественница представляла собой голубой сверхгигант с массой $50 M_{\odot}$, прошедший все стадии термоядерного синтеза и дошедший до железного ядра. 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.

В моделях без перехода в гибридную звезду аккреция просходит до тех пор, пока протонейтронная звезда не станет максимально возможной массы, после чего формируется чёрная дыра [1]. В данной же модели рассматривался переход адронной материи в кварк-глюонную плазму. Протонейтронная звезда сначала так же, как и в других моделях, увеличивалась в массе и сжималась. Затем произошёл второй сверхбыстрый коллапс (меньше, чем за 1 мс), который привёл к переходу в кварковую материю, что привело к образованию гибридной звезды.

Сигнал от вспышки голубого сверхгиганта имеет качественное отличие от стандартной вспышки сверхновой: во время последней преобладает поток электронного нейтрино, в то время как во время перехода в кварковую материю — электронного антинейтрино. Во время вспышки сверхновой происходит процесс захвата электронов на протонах, что приводит к преобладанию испускания электронных нейтрино. Во время перехода в гибридную звезду материя преимущественно состоит из нейтронов и при этом есть избыток позитронов, что приводит в свою очередь к преобладанию испускания электронного антинейтрино.

3 Матрица смешивания и её элементы

Флейворные собственные состояния $|\nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}\rangle$ можно представить в виде линейных комбинаций массовых собственных состояний $|\nu_1, \nu_2, \nu_3\rangle$ [3]:

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

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

Матрицу смешивания чаще всего представляют в виде [4]

$$U = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta} & c_{13}s_{23} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}s_{13}c_{23}e^{i\delta} & c_{13}c_{23} \end{pmatrix} \quad (2)$$

Здесь $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$, $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$, $\delta \in [0, 2\pi]$. Эту же матрицу можно переписать в виде: [4]

$$U = R_{23} \Delta R_{13} \Delta^* R_{12} \quad (3)$$

где R_{ij} зависит только от θ_{ij} , а Δ – от δ .

При взрыве сверхновой ν_μ и ν_τ неотличимы, так как оба этих типа нейтрино взаимодействуют внутри сверхновой посредством нейтрального тока [5]. 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 сверхновой.

В случае моделирования взрыва голубого сверхгиганта спектры мюонного и тау-нейтрино действительно совпадают и неотличимы.

4 МСВ-эффект и представление матрицы смешивания в удобном виде

При рассмотрении вакуумных осцилляций эффективный гамильтониан имеет вид [5]:

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

Однако при рассмотрении осцилляций в веществе необходимо добавить $V = \sqrt{2}G_F n_e(r) \text{diag}(1, 0, 0)$ ($n_e(r)$ – электронная плотность). Этот член впервые получил Вольфенштайн. Тогда эффективный гамильтониан

можно записать в виде [5]:

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

В сверхновой переходы нейтрино одного флейвора в другой происходят преимущественно в слоях вещества вблизи резонанса. Электронная резонансная плотность даётся соотношением [3]:

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

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) [5]. Для голубого сверхгиганта для разных времён 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 $(\nu_\mu, \nu_\tau) \rightarrow (\nu_{\mu'}, \nu_{\tau'})$, которое диагонализует субматрицу гамильтониана [5]:

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

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.1 и рис.2 [5]).

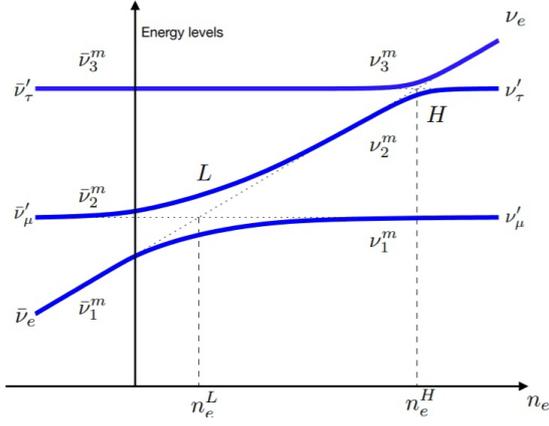


Рисунок 1 – Диаграмма переходов для нормальной массовой иерархии

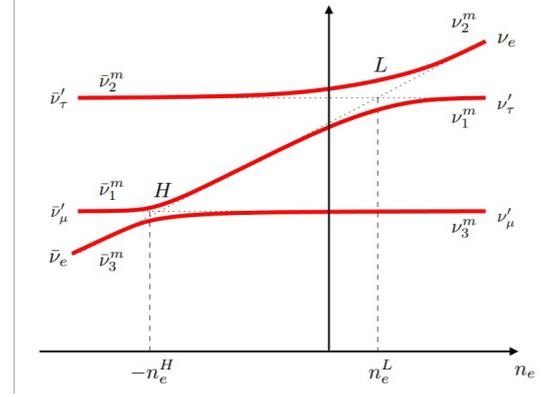


Рисунок 2 – Диаграмма переходов для обратной массовой иерархии

Эффективный потенциал V для антинейтрино имеет противоположный знак, поэтому их также можно изобразить на данных диаграммах, однако с отрицательной "эффективной" электронной плотностью.

Представление матрицы смешивания, которое было выбрано в данной работе, записывается в виде [6]:

$$U = R_{13} R_{12} \quad (8)$$

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 мюонное и тау-нейтрино взаимодействуют с веществом одинаково [7].

5 Выражения для спектров нейтрино после прохождения вещества звезды для нормальной и обратной массовых иерархий

5.1 Нормальная массовая иерархия

Согласно [5], при плотностях, значительно превышающих резонансные плотности,

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

где ν_{im} – собственное массовое состояние в среде. Тогда первоначальные потоки нейтрино будут равняться

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

Потоки нейтрино после прохождения вещества звезды:

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

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

где

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

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

В случае антинейтрино:

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

и

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

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

где

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

В случае LMA и адиабатического МСВ-эффекта $p \approx |U_{e3}|^2 = \sin^2 \theta_{13}$, $\bar{p} \approx |U_{e1}|^2 = \cos^2 \theta_{12}$.

5.2 Обратная массовая иерархия

Для обратной массовой иерархии [5]

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

$$\bar{\nu}_{1m} = \bar{\nu}_\tau, \quad \bar{\nu}_{2m} = \bar{\nu}_\mu, \quad \bar{\nu}_{3m} = \bar{\nu}_e. \quad (19)$$

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

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

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

В случае LMA и адиабатического МСВ-эффекта $p \approx \sin^2 \theta_{12}$,
 $\bar{p} \approx \sin^2 \theta_{13}$.

6 Учёт МСВ-эффекта для взрыва голубого сверхгиганта

Авторами статьи [1] были предоставлены спектры в виде углового распределения $f(t, E, r)$ для нейтрино, усреднённые по азимутальному углу, которые связаны с плотностью числа частиц на единицу энергии через соотношение [6]:

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

Функции распределения были даны в виде 1074 текстовых файлов. По формуле (22) были рассчитаны плотности числа частиц для каждого файла.

При учёте МСВ-эффекта было взято представление матрицы смешивания (3). При таком выборе субматрица эффективного гамильтониана диагонализуется и можно использовать выражения, которые были приведены в пункте 4.

Был рассмотрен адиабатический МСВ-эффект. 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 (в действительности плотность в центре более, чем на 10 порядков превышает резонансные значения плотностей). С учётом адиабатичности и LMA были взяты формулы для спектров, приведённые в пункте 4, для нормальной и обратной массовых иерархий. Вакуумные углы смешивания были взяты из PDG, расстояние до звезды 10 кпк.

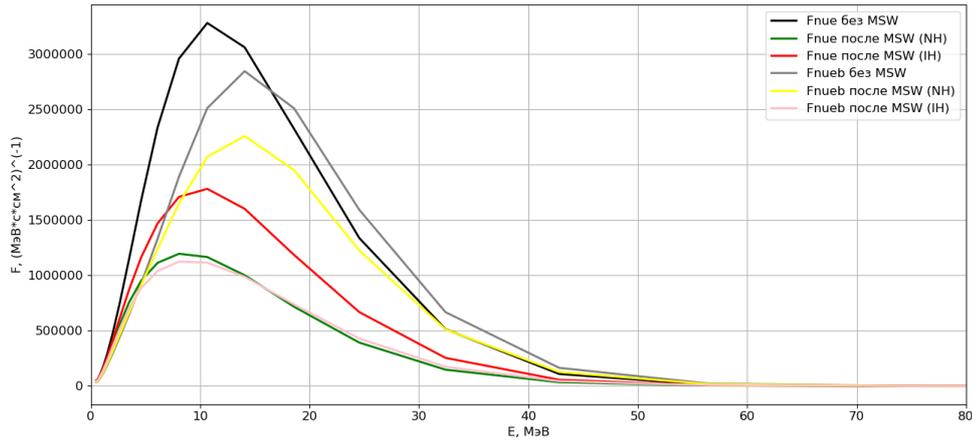


Рисунок 3 – Спектры для электронных нейтрино и антинейтрино для выбранного времени для обеих массовых иерархий

В конечном итоге 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 (рис.3). Как видно из данного рисунка, спектры для электронных нейтрино и антинейтрино различаются количественно в зависимости от массовой иерархии. В обоих случаях произошло уменьшение первоначального потока электронных нейтрино и антинейтрино.

7 Заключение

В данной работе был рассмотрен адиабатический MSW-эффект в случае сверхновой. Выражения, которые в данном случае можно использовать, были применены к данным, предоставленным авторами статьи [1], для получения спектров от взрыва голубого сверхгиганта на Земле. Спектры были рассчитаны для обеих массовых иерархий и всех типов нейтрино. Из приведённых выше выражений и результатов расчётов видно, что массовая иерархия оказывает влияние на вид спектров на Земле.

Список используемых источников

1. 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.
2. *Cadonati L., Calaprice F., Chen M.* Supernova neutrino detection in Borexino // *Astropart. Phys.* — 2002. — Vol. 16. — P. 361–372.
3. *Бакал Д.* Нейтринная астрофизика. — М. : Мир, 1993.
4. Introduction to the Formalism of Neutrino Oscillations / G. Fantini [et al.] // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* — 2018. — Vol. 28. — P. 37–119.
5. *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.
6. 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.
7. *Gava J., Volpe C.* Collective neutrinos oscillation in matter and CP-violation // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Vol. 78. — P. 083007.