

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО  
ОБРАЗОВАНИЯ «МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ М.В.ЛОМОНОСОВА»

Физический факультет

Курсовая работа

На тему: Нейтрино в нестандартных моделях вспышек  
сверхновых

Студента 204 группы  
Шарофеева Андрея Константиновича

---

Научный руководитель:  
чл.-корр. РАН,  
д. ф.-м. н.,  
Троицкий Сергей Вадимович

Москва – 2020

# Содержание

<b>Содержание</b>	<b>2</b>
<b>1 Введение</b>	<b>3</b>
<b>2 Физика рождения нейтрино в сверхновых</b>	<b>3</b>
2.1 О сверхновых . . . . .	3
2.2 Классификация сверхновых . . . . .	3
2.3 Гидростатическое равновесие звезды . . . . .	4
2.4 Нейтронизация вещества . . . . .	4
<b>3 Спектр нейтринного излучения</b>	<b>6</b>
<b>4 Распределение сверхновых во Вселенной</b>	<b>7</b>
<b>5 Модель стандартного коллапса сверхновых</b>	<b>7</b>
5.1 Поток от одной сверхновой . . . . .	8
<b>6 Ротационный сценарий взрыва сверхновой</b>	<b>8</b>
6.1 Вычисления нормировки сигналов двойного коллапса. Сравнение моделей	9
<b>7 Заключение</b>	<b>12</b>
<b>Список литературы</b>	<b>13</b>

# 1 Введение

В работе будут проанализированы условия нестабильности звёзд, приводящие их к гравитационному коллапсу; особенности состояния вещества в ядре на поздней стадии звёздной эволюции; диффузный перенос нейтрино в сверхплотном веществе. Также в работе будет получена теоретически формула спектра нейтринного излучения от всех сверхновых во Вселенной. В соответствующих главах будут рассмотрены механизмы стандартного и двойного коллапсов. В работе будет получен диффузный нейтринный поток на Земле, исходя из известных астрофизических параметров звёздной эволюции.

## 2 Физика рождения нейтрино в сверхновых

### 2.1 О сверхновых

Вспышка сверхновой - грандиозное событие во Вселенной. Считается, что эволюция звёзд масс  $(8 \div 10)M_{\odot}$  завершается именно вспышкой сверхновой. Вспышка сверхновой является одной из мощнейших явлений во Вселенной, блеск сверхновой в пике может даже превзойти яркость целой галактики. Для наблюдателя явление сверхновой интересно сразу в нескольких каналах излучения: в нейтринном и электромагнитном. Последнее, правда, интересно лишь для сверхновых типа Ia, которые являются стандартными свечами в астрофизике. Важность изучения сверхновых мотивирована изучением химической эволюции Вселенной, так как благодаря выбрасываемому веществу в ходе вспышки, синтезированное вещество посредством термоядерного синтеза разносится по галактике, тем самым это является одним из источников увеличения металличности вещества во Вселенной.

### 2.2 Классификация сверхновых

Современная классификация сверхновых разделяет их по спектральным характеристикам и по особенностям взрыва [1]. Сверхновые подразделяются на два основных типа: SN I - имеют линии водорода в спектре электромагнитного излучения, SN II - их не имеют.

Тип сверхновых	Подтип	Характерные черты спектра	Особенности взрыва
I	a	Нет линий H; есть линии Si	Термоядерный взрыв
	b	Нет линий H, Si; есть линии He	Гравитационный коллапс ядра
	c	Нет линий H, Si, He	
II		Есть линии H	

Таблица 1: Классификация сверхновых

Несмотря на особенности спектра сверхновые типов Ia, Ib, Ic и II взрываются похожим образом: почти мгновенное энерговыделение огромной энергии порядка  $\approx 10^{51}$  эрг, которая переходит в кинетическую энергию отлетающей оболочки звезды; увеличение

блеска связано с нагревом внешних слоёв ударной волной, которая связана с отскоком падающих слоёв на сколлапсированное ядро звезды с плотностью порядка ядерной  $\rho \approx 10^{14}$  г/см<sup>3</sup>.

## 2.3 Гидростатическое равновесие звезды

Рассмотрим сферический слой звезды. На данный сферический слой действуют сила гравитации и сила давления. Тогда сила давления, действующая на элемент сферического слоя  $dV = (\mathbf{r} \cdot d\mathbf{S})$ , находится по формуле

$$d\mathbf{F}_p = -Pd\mathbf{S} = -r \frac{\partial P}{\partial \mathbf{r}} d\mathbf{S} = -\nabla P dV. \quad (1)$$

Сила притяжения, действующая на элемент сферического слоя, есть

$$d\mathbf{F}_g = -\nabla\phi(r)dm, \quad (2)$$

где  $\phi(r) = -\int_r^\infty Gm(x)/x^2 dx$ . При гидростатическом равновесии звезды равнодействующая сила, действующая на элемент сферического слоя, равна нулю:

$$\frac{1}{\rho} \nabla P + \nabla\phi = 0. \quad (3)$$

Рассмотрим звезду как газовый шар, следовательно,  $M(r) = \int_0^r 4\pi x^2 \rho(x)dx$ ,  $\nabla\phi = GM(r)/r^2$ , элемент массы сферического слоя есть  $dm = 4\pi r^2 \rho(r)dr$ . Тогда получим

$$4\pi r^2 \frac{dP}{dm} = -\frac{GM(r)}{r^2}. \quad (4)$$

С учётом граничных условий на давление снаружи (давление на поверхности равно нулю) получим:

$$U = - \int_0^M \frac{GM(r)dm}{r} = - \int PdV. \quad (5)$$

С очень хорошим приближением любую звезду без вырожденного газа можно считать идеальный газом, подчиняющимся закону Менделеева-Клапейрона  $P \sim \rho^\gamma$ , где  $\gamma = d(\ln(P))/d(\ln(\rho))$ ; внутренняя энергия звезды есть  $\varepsilon = P/((\gamma - 1)\rho)$  ( $Q = \int \varepsilon \rho dV$ ). Тогда получим теорему вириала для звезды:

$$U = -3(\gamma - 1)Q. \quad (6)$$

## 2.4 Нейтронизация вещества

Однако звёздная эволюция в невырожденном ядре массивной звезды завершается на элементах группы железа. Физическая причина этого - зависимость удельной энергии связи внутри ядра от числа нуклонов; наиболее связанные ядра находятся как раз в диапазоне  $A \simeq 55 \div 60$  ( $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Fe}$ ,  $^{60}\text{Fe}$ ,  $^{62}\text{Ni}$  и т.д.). Вещество в ядре звезды находится в экстремальном состоянии: плотности вещества достигают величин  $\rho \sim 3 \cdot 10^9$  г/см<sup>3</sup>, температура -  $8 \cdot 10^9$  К при массе ядра  $1.5 \div 2 M_\odot$  [2].

Устойчивость обычной звезды обеспечивается равенством давления силы гравитации и давления газа и излучения. Однако на поздних стадиях эволюции в предсверхновых нарушается этот механизм, происходят необратимые реакции, которые не позволяют звезде сдерживать силу гравитации. Такими процессами являются процессы фотодиссоциации ядер железа и нейтронизация вещества

Фотодиссоциация железа - это реакция разрыва ядра железа под действием жёсткого гамма-кванта:



Для такой реакции требуется 120 МэВ энергии, что лишь немногого выше температуры в кремниевом слое звезды.

Уже при плотностях  $\rho \sim 10^6 \text{ г/см}^3$  электроны приобретают релятивистские скорости из-за принципа Паули. Вырожденные электроны, начиная с некоторой пороговой энергии (энергии Ферми  $E_F$ ), нейтронизуют вещество посредством следующих реакций [2]:



Из реакций видно, что происходящая в звезде нейтронизация вещества уменьшает количество электронов, давление которых существенно влияет на устойчивость звезды, так как снимается вырождение электронов. Таким образом, рост плотности вещества сопровождается уменьшением давления, что приводит, исходя из формулы 6 при  $\gamma = 4/3$ , к механической неустойчивости звезды. Нейтронизация вещества - основной физический механизм начала коллапса звезды.

Рождающиеся нейтрино в центре коллапсирующей звезды беспрепятственно уходят из звезды, унося при этом с собой часть полной энергии коллапсара. Даже при снятии вырождения электронного газа температурой [2] энергия продолжает уноситься через антинейтрино в ходе бета-распадов. Таким образом, при прямых и обратных бета-распадах происходят необратимые потери энергии за счёт  $\nu$  и  $\bar{\nu}$  [3]. Такие процессы называются урка-процессами. В этих реакциях сначала через электронный захват образуется нестабильный изотоп, который в свою очередь через  $\beta^-$  распад превращается в исходное ядро:



Объёмные потери энергии при урка-процессах сильно зависят от температуры [2]

$$Q_{urca} \sim \rho T^6.$$

Резкая степенная зависимость  $Q_{urca}$  от температуры приводит к тому, что на стадии предсверхновой нейтринное излучение начинает превосходить фотонное излучение звезды.

### 3 Спектр нейтринного излучения

Наша задача: получить формулу спектра на Земле. Для этого рассмотрим сферу, в центре которой находится наблюдатель. В этой сфере постоянно происходят взрывы сверхновых. Будем считать, что сверхновые расположены внутри этой сферы. Нейтрино (удобно отождествить их с излучением) испускаются изотропно при взрыве сверхновой. Тогда полное число нейтрино, энергия которых лежит в диапазоне  $E'_\nu(z) \div E'_\nu + dE'_\nu$ , испущенных на красном смещении  $z \div z + dz$  равна

$$dn_\nu = R_{SN}(z)(1+z)^3 dN_\nu(E'_\nu)(1+z)^{-3} dt, \quad (13)$$

где  $R_{SN}(z)(1+z)^3$  - это частота взрывов сверхновых на красном смещении  $z$  в сопутствующем объёме;  $dN_\nu(E')$  - количество нейтрино, испущенное одной сверхновой; множитель  $(1+z)^{-3}$  появился из-за расширения Вселенной.

Преобразуем данное выражение к виду

$$dn_\nu = R_{SN}(z) \frac{dN_\nu(E'_\nu)}{dE'_\nu} \frac{dt}{dz} dE'_\nu dz. \quad (14)$$

Уравнение Фридмана даёт связь между  $t$  и  $z$  [4]

$$\frac{dz}{dt} = -(1+z)H(z), \quad (15)$$

где  $H(z) = H_0 \sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}$ , то есть в модели принимается нулевая кривизна пространства и пренебрегается вклад плотности излучения; в вычислениях используются значения  $\Omega_M = 0.3$ ,  $\Omega_\Lambda = 0.7$ .

Однако нас интересует не сама энергия  $E'_\nu$  испускания нейтрино в момент взрыва сверхновой, а энергия на Земле, где регистрируется данная частица. Из-за космологического красного смещения связь между энергией нейтрино на Земле  $E'_\nu$  и в момент испускания выражается формулой

$$E'_\nu = E_\nu(1+z). \quad (16)$$

Связь между числом нейтрино и потоком на Земле выражается соотношением

$$\frac{dF_\nu}{dE_\nu} = \frac{cdn_\nu}{dE'_\nu}. \quad (17)$$

Таким образом, получаем спектр излучения на Земле

$$\frac{dF_\nu}{dE_\nu} = \frac{c}{H_0} \int_0^{z_{max}} R_{SN}(z) \frac{dN_\nu(E'_\nu)}{dE'_\nu} \frac{dz}{\sqrt{\Omega_M(1+z)^3 + \Omega_\Lambda}}. \quad (18)$$

Из этой формулы видно, что, зная функцию распределения сверхновых во Вселенной  $R_{SN}(z)$  и модель коллапса сверхновой  $dN_\nu(E'_\nu)/dE'_\nu$ , можно однозначно определить поток нейтрино на Земле.

## 4 Распределение сверхновых во Вселенной

Распределение сверхновых задаётся эмпирической формулой [5]

$$R_{SN}(z) = R_{-4} 10^{-4} \text{ год}^{-1} \text{Мпк}^{-3} \begin{cases} (1+z)^\beta, & \text{если } z < 1 \\ 2^{\beta-\alpha}(1+z)^\alpha, & \text{если } 1 < z < 4.5 \\ 2^{\beta-\alpha}5.5^{\alpha-\gamma}(1+z)^\gamma, & \text{если } 4.5 < z, \end{cases} \quad (19)$$

где  $\alpha = 3.28$ ,  $\beta = -0.26$ ,  $\gamma = -7.8$ ,  $R_{-4} \approx 1.2$ .

## 5 Модель стандартного коллапса сверхновых

В рамках этой модели рассматриваются звёзды массы более  $(8 \div 10)M_\odot$ . Такие звёзды полностью исчерпывают все типы сверхновых, за исключением сверхновых типа Ia.

Нейтронизация, как отмечалось выше, является основной причиной резкого (почти мгновенного) увеличения светимости звезды в нейтринном канале излучения. Дальнейшая эволюция звезды в модели стандартного коллапса, которая рассматривает сферически симметрическую не врачающуюся звезду, идёт следующим образом.

Рождающиеся нейтрино в предсверхновой можно условно разделить по энергии на две группы: нейтрино низких энергий ( $E_n \ll m_e c^2$ ) и нейтрино высоких энергий. Для нейтрино низких энергий сечение рассеяния на свободных нуклонах можно оценить как [2]

$$\sigma_n \approx \frac{1}{4} \sigma_0 \left( \frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2, \quad (20)$$

где  $\sigma_0 = 1.76 \times 10^{-44} \text{ см}^2$ . Реакции упругого рассеяния нейтрино, т.е. идущие без изменения энергии, увеличивают непрозрачность для нейтрино без заметного изменения интенсивности излучения.

Рассеяние нейтрино высоких энергий на невырожденных электронах носят неупругий характер из-за малой массы последних ( $E_\nu \gg mc^2$ ). Это приводит к термализации нейтрино, приведению их в локальное термодинамическое равновесие с веществом. Нейтрино как бы «запираются» внутри ядра звезды.

Дальнейшая эволюция звезды приводит к увеличению плотности внутри ядра звезды. При плотностях порядка ядерных ( $\rho_{nuc} = 2.8 \times 10^{14} \text{ г}/\text{см}^3$ ) становятся существенны эффекты вырождения нейтронов. Возросшее за короткое время давление внутри ядра звезды теперь может противостоять давлению «падающих» на ядро внешних слоёв звезды. Реакцией на резко возросшую упругость ядра является «отскок» внешних слоёв, который, как считается, и является причиной сброса внешней оболочки и наблюдаемого эффекта сверхновой.

Нетепловые нейтрино, рождённые в ходе неравновесной нейтронизации вещества ( $\langle E_{\nu,e} \rangle \sim 15 \div 20 \text{ МэВ}$ ), испускаются в первую секунду после начала коллапса (пока ядро остается прозрачным для нейтрино). Большая часть нейтрино - тепловые нейтрино и антинейтрино всех сортов, испускаются с поверхности оптически толстой нейтриносфера вокруг горячей протоннейтронной звезды в первые  $10 \div 20$  с после коллапса. Равновесная температура нейтриносферы для электронных и антиэлектронных антинейтрино составляет около  $(3 \div 5) \text{ МэВ}$  и около  $6 \text{ МэВ}$  для мюонных и таонных нейтрино и антинейтрино.

## 5.1 Поток от одной сверхновой

Проинтегрированный по всему времени коллапса нейтринный поток от одной сверхновой хорошо аппроксимируется распределением Ферми-Дирака с нулевым химическим потенциалом [6]

$$\frac{dN_{\nu_i}(E'_{\nu_i})}{dE'_{\nu_i}} = \frac{E'^{tot}}{6} \frac{120}{7\pi^4} \frac{(E'_{\nu_i})^2}{T_{\nu_i}^4} (e^{E'_{\nu_i}/T_{\nu_i}})^{-1}, \quad (21)$$

где  $E'^{tot} = 3 \times 10^{53}$  эрг - полная энергия, излучаемая через нейтринный канал;  $T_{\nu_e} = 3.2$  МэВ,  $T_{\bar{\nu}_e} = 5.0$  МэВ,  $T_{\nu_{\mu,\tau}} = T_{\bar{\nu}_{\mu,\tau}} = 6.0$  МэВ [7], [8].

## 6 Ротационный сценарий взрыва сверхновой

В модели ротационного механизма взрыва сверхновой ключевую роль играет начальное ненулевое вращение ядра звезды прародителя. Надо сказать, что на данный момент теория эволюции звёзд никак не может предсказать количественно данное вращение. Предполагается, что данное вращение сохранилось ещё со времени образования звезды.

Во вращающемся ядре возникают все условия для коллапса ядра. Однако ударная волна, возникшая в звезде, не приводит к коллапсу и взрыву сверхновой. Первая основная нейтринная вспышка связана как раз с этим этапом. Вместо этого, возникшая неустойчивость, связанная со вращением ядра, приводит к развалу звезды [9].

Условие неустойчивости звезды задаётся соотношением

$$\beta = \frac{\varepsilon_{rot}}{|\varepsilon_{grav}|} \geq 0.27, \quad (22)$$

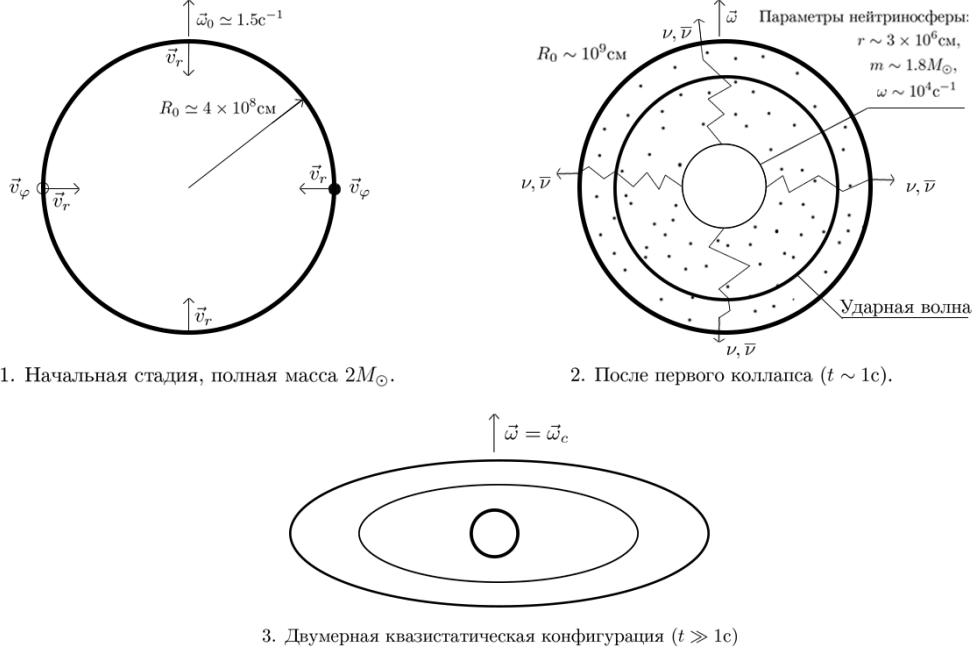
где  $\varepsilon_{rot}$  - полная энергия вращения ядра,  $\varepsilon_{grav}$  - гравитационная энергия ядра. При выполнении этого условия ядро звезды приобретает неустойчивое вращение, единый, в первом приближении, сферически симметричный объект, приобретает форму «блина». В простейшем случае этот «блин» распадается на двойную систему нейтронных звёзд. Образовавшаяся двойная система в целом сохраняет начальный угловой момент, при этом большая часть момента вращения коллапсара переходит в орбитальный момент двойной системы.

Данная двойная система является источником мощного гравитационного излучения. В зависимости от распределения масс между двумя нейтронными звёздами различится время гравитационного сближения до слияния. В случае равного распределения масс это время минимально и равно  $t_{grav} = 400$ с. Развитая ротационная модель взрыва опирается на событие SN 1987 A, которое накладывает условие на  $t_{grav} = 4.7$ ч.

Дальнейшая эволюция двойной системы происходит так: вещество с одной нейтронной звезды с массой  $M_2$  перетекает на нейтронную звезду с массой  $M_1$  до того момента, пока масса  $M_2$  не станет равной некой критической, равной  $M_2^* = 0.1M_\odot$ . Если нейтронная звезда достигает такой массы, то она испытывает незамедлительно ядерный взрыв. Звезда  $M_1$ , имеющая к данному моменту скорость  $v_1 \geq 1000$ км/с, претерпевает коллапс по модели стандартного коллапса [10].

Рассмотрим первый нейтринный сигнал более подробно. До момента неустойчивого поведения звезды в ядре происходили процессы нейтронизации вещества, высвобождающие огромное количество электронных нейтрино. Теперь при развале ядра до

Рис. 1: Первые этапы эволюции системы в модели двойного коллапса



формы «блина», не испытывающие никакого рассеяния электронные нейтрино без потери энергии покидают поперёк «блина» толщу вещества. Поэтому в первом нейтринном сигнале из-за процессов нейтронизации вещества из прозрачной для нейтрино области будут выходить только электронные нейтрино; из непрозрачной области - все остальные сорта, которые имеют эквипорциальное распределение по энергии. Вторая же вспышка будет иметь эквипорциальное распределение нейтрино по энергии.

## 6.1 Вычисления нормировки сигналов двойного коллапса. Сравнение моделей

Для того, чтобы правильно проинтерпретировать SN 1987 A в рамках модели двойного коллапса приходится принять полное отсутствие поглощения нейтринного излучения. Это можно объяснить тем, что первый коллапс происходит в момент неустойчивого вращения ядра прародителя, которое, как было отмечено выше, вскоре принимает форму «блина»; по этой причине для нейтрино действительно не составит труда вылететь без перерассеяния поперёк «блина».

Аппроксимация численных расчётов даёт следующие потоки нейтрино и антинейтрино соответственно

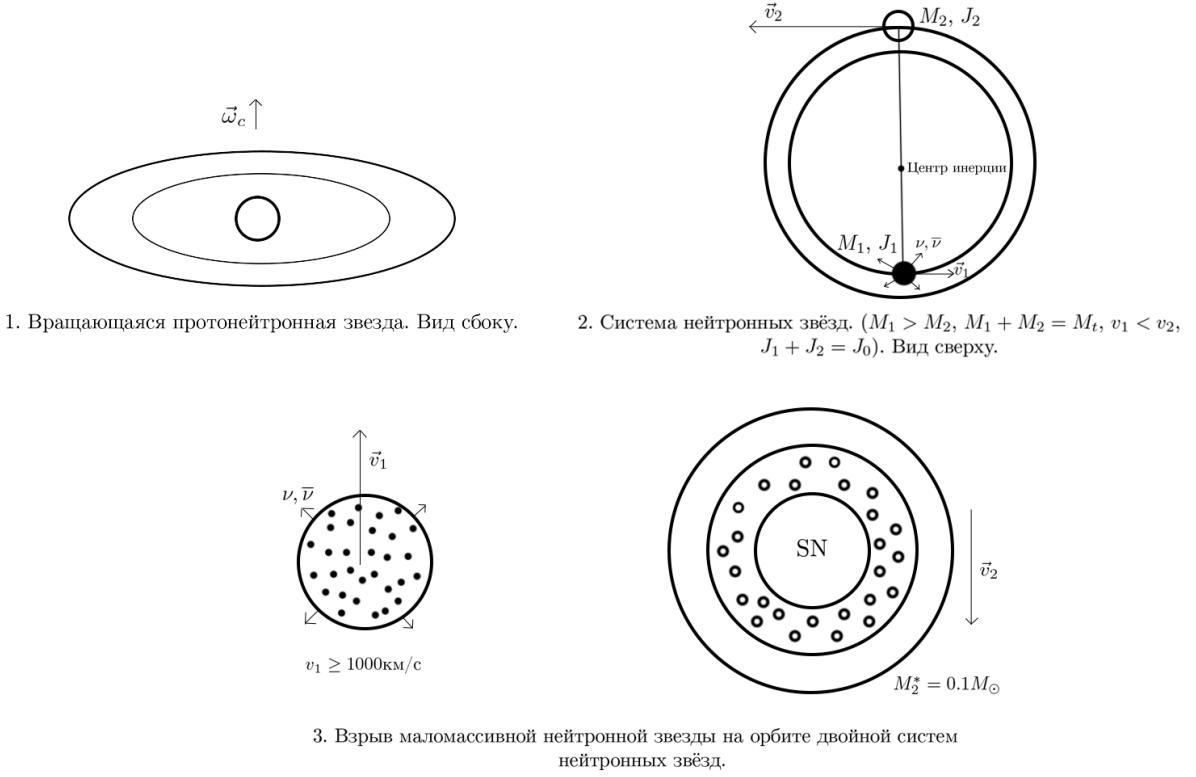
$$\Phi_{\nu_e} = 0.02329 \times 10^{53} (E'_{\nu_e})^5 (1 + e^{E'_{\nu_e}/6.32381})^{-1} \quad (23)$$

$$\Phi_{\bar{\nu}_e} = 0.00129 \times 10^{53} (E'_{\bar{\nu}_e})^5 (1 + e^{E'_{\bar{\nu}_e}/6.28215})^{-1} \quad (24)$$

$$\Phi_{\nu_\mu} = \Phi_{\bar{\nu}_\mu} = \Phi_{\nu_\tau} = \Phi_{\bar{\nu}_\tau} \quad (25)$$

Из расчётов в [10] следует, что полное энерговыделение нейтрино в ходе первой вспышки равняется  $E_{I\nu_e} = 3.14 \times 10^{52}$  эрг, для всех остальных типов нейтрино эта

Рис. 2: Последние этапы эволюции двойной системы



энергия равна  $E_{I\nu_{\mu,\tau}} = E_{I\bar{\nu}_{\mu,\tau}} = 1.70 \times 10^{51}$  эрг.

Таким образом, в ходе первого коллапса выделяется энергия

$$E_I \approx 4.16 \times 10^{52} \text{ эрг.} \quad (26)$$

Вторая вспышка происходит по модели стандартного коллапса. Однако нам необходимо учесть тот факт, что полное энерговыделение в виде нейтрино в обеих моделях равны (это предположение обосновано тем, что практически 100% гравитационной энергии звезды уходит в нейтринное излучение, а энерговыделение всех сверхновых примерно равно). Поэтому следует учесть нормировку на первую и вторую вспышки.

Пусть коэффициент  $\alpha$  есть нормировочный множитель первой вспышки,  $\beta$  - второй вспышки. Мы получили систему линейных уравнений

$$\begin{cases} \alpha/\beta = E_I/(E^{tot} - E_I) \\ \alpha E_I + \beta(E^{tot} - E_I) = E^{tot}. \end{cases} \quad (27)$$

Тогда  $\alpha = 0.1692$ ,  $\beta = 1.0508$ .

В итоге мы получили нормировочные коэффициенты для двух вспышек в модели двойного коллапса

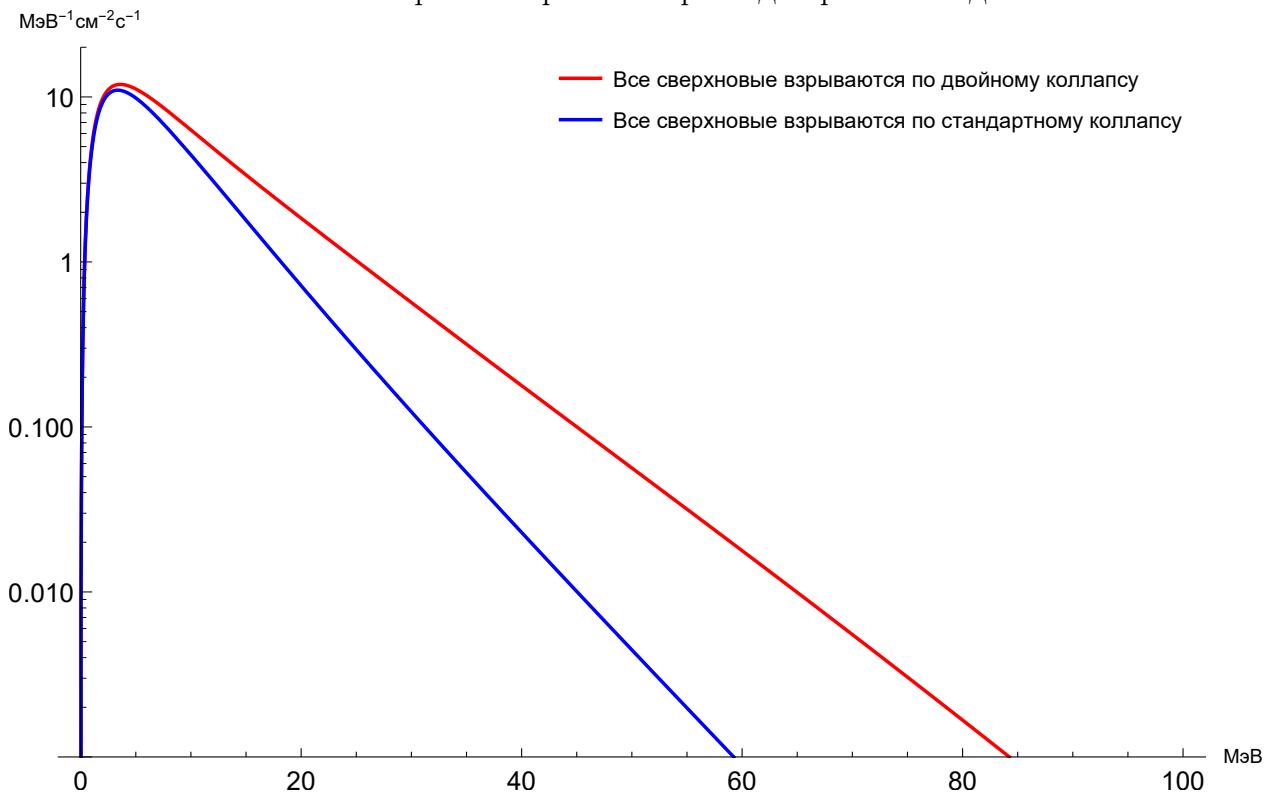
$$\alpha(\Phi_{\nu_e} + 6\Phi_{\bar{\nu}_e}) + \beta \sum_{i=1}^6 \frac{dN_{\nu_i}(E'_{\nu_i})}{dE'_{\nu_i}} \quad (28)$$

Тогда используя формулы 18, 19, 21, 28 рассчитываем необходимые нам спектры и потоки нейтрино.

Модель	Поток нейтрино, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	
	Стандартный коллапс	Двойной коллапс
$\nu_e$	26.56	54.85
$\bar{\nu}_e$	17.00	19.22
$\nu_\mu$	14.17	16.25
$\bar{\nu}_\mu$	14.17	16.25
$\nu_\tau$	14.17	16.25
$\bar{\nu}_\tau$	14.17	16.25
Сумма	100.22	139.06

Таблица 2: Сравнительная таблица потоков на Земле, рассчитанный по разным моделям

Рис. 3: Спектр всех сортов нейтрино для разных моделей



## 7 Заключение

Основные результаты работы:

- получены формы спектров всех ароматов нейтрино от диффузного нейтринного фона;
- получены значения потоков всех ароматов нейтрино;

На основе выведенной мною формулы 18, которая не зависит от модели коллапса, могут быть проанализированы различные астрофизические сценарии взрывов сверхновых. Основной упор в данной работе был сделан на сравнении моделей стандартного и двойного коллапсов. Это мотивировано единственным хорошо изученным событием - сверхновой SN 1987A, вспыхнувшей в Большом Магеллановом облаке. Её противоречивый двойной нейтринный сигнал с разницей в 4.7 ч является прямым доказательством несостоительности стандартной модели взрыва. Конечно, в силу исключительности этого события, нельзя строго судить о характере поведения всех сверхновых, однако, оно может служить критикой общепризнанного стандартного коллапса.

Бурно развивающаяся многоканальная астрономия позволит с разных сторон изучить уже существующие концепты. Как было показано в работе, зная диффузный нейтринный сигнал на Земле можно определить механизмы взрывов сверхновых, но нейтринный сигнал также можно независимо оценить плотность звездообразования, данные о которой получена через электромагнитный канал. Это обстоятельство побуждает дальше заниматься изучением астрофизикой звёзд.

Со своей стороны я получил итоговую формулу спектра нейтрино 18, изучил различные формы спектров в стандартном механизме, получил аппроксимирующие формы спектров в первой вспышке двойного коллапса электронных нейтрино и антинейтрино, получил численные значения потоков всех сортов нейтрино на Земле.

На данный момент точность экспериментов не позволяет различать такие низкоэнергетичные нейтрино, однако, есть надежда, что уже в ближайшем будущем будут реализованы грандиозные проекты [11], [12], [13], [14], [15]. Их чувствительность уже будет в состоянии различать по диффузному нейтринному фону истинный сценарий взрывов или их линейную комбинацию. Возможно, что новые эксперименты возродят уже давно забытые гипотезы взрывов сверхновых, которые позволяют лучше понять физику сверхновых и нейтрино.

## Список литературы

- [1] Massimo Turatto. Classification of supernovae. *Lecture Notes in Physics*, page 21–36, 2003.
- [2] А.В. Засов и К.А. Постнов. *Общая астрофизика*. Век 2, 2011.
- [3] С.И. Блинников и Н.И. Шакура Б.Я. Зельдович. *Физические основы строения и эволюции звезд*. МГУ, 1981.
- [4] В.А. Рубаков Д.С. Горбунов. *Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва*. Российская акад. наук, Ин-т ядерных исслед., 2007.
- [5] Cecilia Lunardini. Diffuse supernova neutrinos at underground laboratories. *Astroparticle Physics*, 79:49–77, 2016.
- [6] Shunsaku Horiuchi, John F Beacom, and Eli Dwek. Diffuse supernova neutrino background is detectable in super-kamiokande. *Physical Review D*, 79(8):083013, 2009.
- [7] Takashi Yoshida, Toshio Suzuki, Satoshi Chiba, Toshitaka Kajino, Hidekazu Yokomakura, Keiichi Kimura, Akira Takamura, and Dieter H. Hartmann. Neutrino-nucleus reaction cross sections for light element synthesis in supernova explosions. *The Astrophysical Journal*, 686(1):448–466, Oct 2008.
- [8] Mathias Th. Keil, Georg G. Raffelt, and Hans-Thomas Janka. Monte carlo study of supernova neutrino spectra formation. *The Astrophysical Journal*, 590(2):971–991, Jun 2003.
- [9] О. Г. Ряжская. Нейтрино от гравитационных коллапсов звезд: современный статус эксперимента. *Усп. физ. наук*, 176(10):1039–1050, 2006.
- [10] Vladimir Imshennik. Rotational explosion mechanism for collapsing supernovae and the two-stage neutrino signal from supernova 1987a in the large magellanic cloud. *Physics-Uspkhi*, 53(11):1081, 2010.
- [11] Luca Pattavina, Nahuel Ferreiro Iachellini, and Irene Tamborra. Res-nova: A revolutionary neutrino observatory based on archaeological lead, 2020.
- [12] Jost Migenda. Supernova model discrimination with hyper-kamiokande, 2020.
- [13] Ziyi Guo, Minfang Yeh, Rui Zhang, De-Wen Cao, Ming Qi, Zhe Wang, and Shaomin Chen. Slow Liquid Scintillator Candidates for MeV-scale Neutrino Experiments. *Astropart. Phys.*, 109:33–40, 2019.
- [14] G. V. Domogatsky, V. I. Kopeikin, L. A. Mikaelyan, and V. V. Sinev. On possibilities of studying of supernova neutrinos at baksan, 2007.
- [15] Randolph Möllenbergs, Franz von Feilitzsch, Dominikus Hellgartner, Lothar Oberauer, Marc Tippmann, Jürgen Winter, Michael Wurm, and Vincenz Zimmer. Detecting the diffuse supernova neutrino background with lena, 2014.