

Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова

Физический Факультет

Кафедра физики частиц и космологии



Прус Михаил Юрьевич

Студент 2 курса, группы 204

Курсовая работа

«Запаздывающее» свечение и новые частицы

Научный руководитель:

Кандидат физ.- мат. наук

Горбунов Дмитрий Сергеевич

2013

Содержание

<i>Введение</i>	<i>2</i>
<i>Цель работы</i>	<i>3</i>
<i>Постановка задачи</i>	<i>4</i>
<i>Определение времени жизни частиц</i>	<i>4</i>
<i>«Запаздывающие» фотоны</i>	<i>7</i>
<i>Наблюдаемые области</i>	<i>9</i>
<i>Время запаздывания</i>	<i>11</i>
<i>Решение</i>	<i>12</i>
<i>Заключение</i>	<i>14</i>
<i>Приложение</i>	<i>15</i>
<i>Литература</i>	<i>19</i>

Введение

В современной физике актуальна проблема поиска гипотетических частиц, постулированных для «спасения» или же «сокрушения» той или иной теории (а иногда и просто для поиска научной истины). Несмотря на удобство исследований, в наземных лабораториях не всегда удаётся достичь необходимого значения энергии для получения желаемого результата. Приходится строить всё большие, мощнейшие и дорогие лаборатории. В то же время, в некоторых случаях для поиска новых частиц можно воспользоваться источниками недоступных на Земле энергий, температур и плотностей – звёздами и другими объектами, скрывающимися в просторах нашей Вселенной. Даже современные ускорители (с энергиями частиц порядка 10^6 МэВ) значительно отстают от достигающих Землю космических лучей, с энергиями частиц свыше 10^{14} МэВ [1]! Наблюдение астрономических объектов позволяет исследовать явления, не проявляющиеся в лабораторных экспериментах.

Так, для поиска новых гипотетических электрически нейтральных, слабовзаимодействующих лёгких частиц, которые могли бы рождаться в звёздах, можно использовать данные о звёздных катастрофах, например, о взрывах сверхновых, при которых, как можно ожидать, процесс генерация таких частиц будет наиболее интенсивным. Такие частицы практически не взаимодействуют с обычной материей, они бы беспрепятственно пролетели сквозь звёздные «осколки» и, если они массивны, с некоторым запаздыванием относительно регистрируемого электромагнитного сигнала- вспышки, достигли бы нас, будь они долгоживущими.

Пусть эти частицы нестабильны и распадаются с рождением фотонов. Тогда, в направлениях на остатки сверхновых мы должны наблюдать такие фотоны- так называемое «запаздывающее» свечение.

Цель работы

Разработка способа идентификации параметров (масса, энергия, время жизни) нестабильных, слабодействующих, электрически нейтральных гипотетических частиц, рождающихся при взрыве сверхновой, на основе регистрации “вторичного” электромагнитного излучения, появляющегося в результате их распада.

Постановка задачи

Из полученных данных о взрыве сверхновой и регистрации «запаздывающего» свечения, источником которого являются интересующие нас частицы, нам необходимо извлечь три параметра ЭТИХ частиц: их массу $m_{\text{ч}}$, энергию $E_{\text{ч}}$, и собственное время жизни $\tau_{\text{ч}}$. Для этого мы составим систему уравнений, связывающих эти величины.

Предположим, что частицы во время перехода звезды из режима гравитационного коллапса в режим взрыва испускаются мгновенно и одновременно с «первичными» фотонами (и потоком нейтрино), которые мы регистрируем, наблюдая вспышку. Наши частицы нестабильны и распадаются с рождением фотонов, которые будем называть «вторичными» или «запаздывающими», регистрируемых нами с некоторым запаздыванием t_3 относительно «первичных».

Это запаздывание обусловлено, во-первых, тем, что частицы массивны- они преодолевают некоторый путь до распада со скоростью v меньшей скорости света c , причём движение частиц будет равномерным, поскольку в предположении о том, что они слабовзаимодействующие и электрически нейтральные, мы можем ожидать, что они практически не взаимодействуют с обычной материей и беспрепятственно проходят сквозь «звёздные осколки». Во-вторых, запаздывание будет зависеть от того, под каким углом относительно линии, соединяющей источник-звезду и приёмник- Землю, частица вылетит из звезды, ведь от этого и, того, какой путь успела пройти частица до распада будет зависеть и длина пути «вторичного» фотона до нас, а, следовательно, и время его прихода.

Определение времени жизни частиц

Процесс распада, как и все процессы в микромире,- это случайный- статистический процесс. Частицы одного типа распадаются за разное время, однако среднее время жизни τ частиц не зависит ни от внешних условий, ни от способа получения этих частиц и является физической характеристикой скорости их распада.

Если в пучке нестабильных частиц в момент времени t имеется N частиц, введя величину λ , численно равной вероятности распада частицы в единицу времени, получим, что к моменту $t + dt$ распадётся в среднем $\lambda N dt$ частиц. Поэтому изменение общего числа частиц dN определяется дифференциальным уравнением:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (1)$$

интегрируя которое получаем закон распада:

$$\int_{N_0}^{N(t)} \frac{dN}{N} = \int_0^t -\lambda dt \Rightarrow N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (2)$$

где N_0 - число частиц в момент $t = 0$. Этот закон относится к статистическим средним и справедлив лишь при достаточно большом числе нестабильных частиц, для которых вероятность распада за единицу времени не зависит от времени.

Таким образом, число частиц уменьшается со временем по экспоненциальному закону. Скорость распада (число распадов в единицу времени) также падает экспоненциально:

$$I(t) = -\frac{dN}{dt} = -\frac{d}{dt}(N_0 e^{-\lambda t}) = \lambda N_0 e^{-\lambda t}. \quad (3)$$

Определив скорость распада, можем теперь выразить среднее время жизни частицы. Число распавшихся в момент времени t частиц в пределах интервала dt равно $I(t)dt$. Тогда, учитывая, что изначально было N_0 частиц, интегрируя по всему периоду распада, получим:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t * I(t) dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \lambda \left(-\frac{t e^{-\lambda t}}{\lambda} - \frac{e^{-\lambda t}}{\lambda^2} \Big|_0^{\infty} \right) = \frac{1}{\lambda}. \quad (4)$$

Подставляя в закон распада и выражение для скорости распада, видим, что среднее время жизни частицы τ - есть время, за которое количество частиц и количество распадов в секунду - интенсивность уменьшаются в e раз.

В таком случае, регистрируя «запаздывающие» фотоны и получив экспериментальный график зависимости интенсивности от времени, мы можем определить среднее время жизни τ наших частиц.

Однако, следует оговориться, что мы получим время жизни в нашей «лабораторной» системе, которое будет зависеть от скорости движения частицы v , причём эта скорость субсветовая, поэтому следует учесть релятивистский эффект замедления времени. Собственное же время жизни частицы $\tau_{\text{ч}}$, как раз и являющееся характеристикой определённого типа частиц, будет связано с временем τ , которое мы определяем по экспериментальному графику интенсивности, следующим образом:

$$\tau_{\text{ч}} = \tau \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}. \quad (5)$$

Скорость v , в свою очередь, можно выразить через энергию частицы $E_{\text{ч}}$ и её массу $m_{\text{ч}}$, которые мы также определяем в этой задаче:

Полная энергия свободной частицы есть сумма её кинетической энергии T и энергии покоя E_0 :

$$E_{\text{ч}} = T + E_0 = \left(\frac{m_{\text{ч}} c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_{\text{ч}} c^2 \right) + m_{\text{ч}} c^2 = \frac{m_{\text{ч}} c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}, \quad (6)$$

отсюда

$$v = c \sqrt{1 - \left(\frac{m_{\text{ч}} c^2}{E_{\text{ч}}} \right)^2}. \quad (7)$$

Подставив в выражение для $\tau_{\text{ч}}$, получим первое уравнение для искомой системы:

$$\tau_{\text{ч}} = \frac{1}{\lambda} \frac{m_{\text{ч}} c^2}{E_{\text{ч}}}. \quad (8)$$

«Запаздывающие» фотоны

Пусть частицы распадаются с рождением двух фотонов. Найдём угол γ , под которым фотоны будут разлетаться относительно направления движения частицы (см. рис.1).

Для этого воспользуемся законом сохранения импульса:

$$\vec{P}_q = \vec{P}_{\gamma 1} + \vec{P}_{\gamma 2}, \quad (9)$$

где \vec{P}_q – импульс частицы, $\vec{P}_{\gamma 1}$ и $\vec{P}_{\gamma 2}$ – импульсы первого и второго фотона.

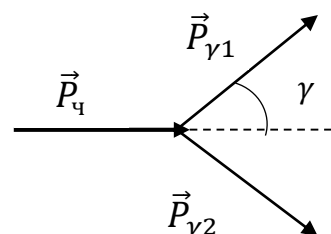


Рис.1

Вообще говоря, проекции импульсов фотонов будут одинаковыми только в поперечном направлении относительно направления движения частицы. В продольном направлении они будут варьироваться в некоторых пределах. Для общего случая можем записать следующие уравнения:

$$\begin{cases} P_q = P_{\gamma 1} \cos \gamma_1 + P_{\gamma 2} \cos \gamma_2, \\ P_{\gamma 1} \sin \gamma_1 = P_{\gamma 2} \sin \gamma_2, \\ P_{\gamma 1} = \frac{h\nu_1}{c}, \quad P_{\gamma 2} = \frac{h\nu_2}{c}, \\ E_q = h\nu_1 + h\nu_2, \end{cases} \quad (10)$$

где $P_q = |\vec{P}_q|$, $P_{\gamma 1} = |\vec{P}_{\gamma 1}|$, $P_{\gamma 2} = |\vec{P}_{\gamma 2}|$, γ_1 и γ_2 – углы разлёта фотонов, относительно направления движения частицы; ν_1 и ν_2 – частоты фотонов, E_q и $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ – энергии частицы и фотонов соответственно; h – постоянная Планка.

Экспериментально определить мы можем лишь частоту регистрируемых фотонов, и, следует оговориться, что из пары фотонов, вообще говоря, мы сможем зарегистрировать лишь один. Другой фотон не достигнет приёмника из-за разлёта. Также, при регистрации фотонов следует учесть разброс частот, связанных с варьированием углов разлёта γ , а также сдвиг частот, связанный с движением частиц-источников.

Рассмотрим упрощённую модель, позволяющую сделать оценку всего метода (которая приведена в п. Решение) – частный случай, когда фотоны разлетаются на одинаковый угол $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ – “средний” или “характерный” угол. Тогда из закона сохранения импульса получаем:

$$2P_\gamma \cos \gamma = P_q \Rightarrow \gamma = \cos^{-1} \left(\frac{P_q}{2P_\gamma} \right), \quad (11)$$

где $P_\gamma = |\vec{P}_{\gamma 1}| = |\vec{P}_{\gamma 2}|$.

Выразим импульсы из выражения для полной энергии частицы:

$$E = c \sqrt{P^2 + m_0^2 c^2} \Rightarrow \quad (12)$$

$$\Rightarrow P_q = \sqrt{\frac{E_q^2}{c^2} - m_q^2 c^2}, P_\gamma = \frac{E_\gamma}{c} = \frac{h\nu}{c}. \quad (13)$$

Причём, т.к. частоты фотонов будут равны, $\nu_1 = \nu_2 = \nu$, энергии будут связаны законом сохранения следующим образом:

$$E_q = 2E_\gamma. \quad (14)$$

Отсюда имеем второе уравнение для искомой системы. Регистрируя «запаздывающие» фотоны, соответственно, регистрируя их частоту ν , мы сразу же получаем значение полной энергии частицы:

$$\boxed{E_q = 2h\nu}. \quad (15)$$

Ну, а «характерный» угол разлёта γ можно окончательно представить как:

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_q^2 - m_0^2 c^4}}{2h\nu} \right) = \cos^{-1} \left(\sqrt{1 - \frac{m_0^2 c^4}{4h^2 \nu^2}} \right). \quad (16)$$

Чтобы найти массу частицы, фигурирующую в этом выражении, мы должны связать угол разлёта фотонов с экспериментально определяемой величиной. Очевидно, что угол γ будет связан с наблюдаемой областью распада наших частиц.

Что же мы сможем видеть на небе и как эта картина будет меняться со временем?

Наблюдаемые области

«Запаздывающие» фотоны, которые мы регистрируем, вообще говоря, разлетаются под углами, варьирующимися в некотором промежутке $(\gamma - d\gamma; \gamma + d\gamma)$.

Мы можем наблюдать фотоны только от тех частиц, которые движутся по «избранным» направлениям, определяемых как углом разлёта фотонов, углом α вылета частиц из звезды относительно линии ОР, соединяющей источник- звезду «О» и приёмник- Землю «Р» (в данной задаче рассматриваются как точечные объекты) (см. рис. 2), так и тем расстоянием ОР, которое они успели преодолеть до распада (за время t_p), равное vt_p .

Рассмотрим рис. 2, схематически показывающий распад частиц, движущихся по одному из «избранных» направлений (без учёта относительного движения источника и приёмника).

Учитывая сферическую симметрию картины, можно представить, что мы должны наблюдать на небе светящиеся, как бы концентрические кольца, имеющие некоторую толщину (зависящую от $d\gamma$), которые должны последовательно появляться и исчезать, при этом постоянно расширяясь.

Наблюдая эти кольца, можно ожидать, что мы можем оценить угол β между ОР и «средними» точками колец R.

Будем также считать, что расстояние L от звезды «О» до Земли «Р» нам известно из астрономических наблюдений, например из информации о светимости звезды S_3 , которую можно рассчитать, зная радиус звезды R_3 и температуру её поверхности T_3 , по формуле [2]:

$$S_3 = 4\pi R_3^2 * \sigma T_3^4, \quad (17)$$

где $\sigma \cong 5,67 * 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{с} * \text{см}^2 * \text{К}^4}$ – постоянная Стефана- Больцмана.

Тогда расстояние L до звезды рассчитаем по формуле:

$$L = \sqrt{\frac{S_3}{4\pi F}} = \sqrt{\frac{R_3^2 * \sigma T_3^4}{F}}, \quad (18)$$

где F - принимаемый поток излучения.

В соответствии с рис. 2, выпишем систему следующих соотношений, из которой можем связать наблюдаемый угол β и расстояние L с неизвестными величинами:

$$\begin{cases} RC = OR \sin(\alpha) \\ RC = (L - OC) \tan(\beta) \\ OC = OR \cos(\alpha) \\ \alpha + \beta = \gamma \\ OP = L \\ OR = vt_p \end{cases} \quad (19)$$

Отсюда

$$\beta = \tan^{-1} \left(\frac{\sin(\gamma - \beta)}{\frac{L}{vt_p} - \cos(\gamma - \beta)} \right). \quad (20)$$

В этом выражении фигурирует ещё одна варьирующаяся неизвестная величина t_p – время, через которое частица, после вылета из звезды под углом α , должна распасться с рождением фотонов, разлетающихся под определёнными углами, дабы эти фотоны долетели до нас, а не пролетели мимо.

$$t_p = \frac{L}{v} \left(\frac{\tan \beta}{\sin(\gamma - \beta)} + \frac{1}{\cos(\gamma - \beta)} \right). \quad (21)$$

Нам нужно связать это время с ещё одной экспериментально определяемой величиной. Такой величиной станет время запаздывания t_3 , между приходом «первичных» фотонов (или потока нейтрино) и «вторичных».

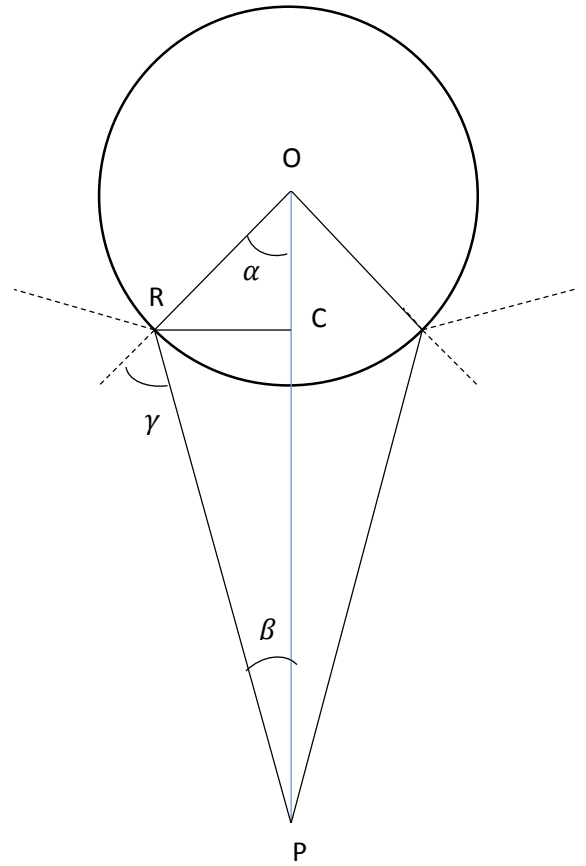


Рис.2

Время запаздывания

Свяжем время запаздывания t_3 с временем распада частицы t_p , используя рис. 2:

$$t_3 = \left(\frac{OR}{v} + \frac{RP}{c} \right) - \frac{OP}{c}, \quad (22)$$

где выражение в скобках - время, которое проходит от момента вылета наших частиц из звезды до момента их распада t_p (в точке R), плюс время t_γ , затрачиваемое «вторичными» фотонами, рождённых при распаде этих частиц, на преодоление расстояния от точки распада (R) до нас (P); правый член выражения - время, затрачиваемое «первичными» фотонами на прохождение от звезды (O) до нас (P):

$$\frac{OR}{v} + \frac{RP}{c} = t_p + t_\gamma, \quad \frac{OP}{c} = \frac{L}{c}. \quad (23)$$

Время t_γ нам неизвестно непосредственно. Однако, мы можем его найти, выразив геометрически путь, который проходит фотон (RP) из рисунка 2:

$$RP = \frac{RC}{\sin(\beta)} = \frac{(L - OC) \tan(\beta)}{\sin(\beta)} = \frac{(L - vt_p \cos(\gamma - \beta))}{\cos(\beta)}. \quad (24)$$

Тогда для времени запаздывания t_3 получим:

$$t_3 = t_p + \frac{1}{c} \frac{(L - vt_p \cos(\gamma - \beta))}{\cos(\beta)} - \frac{L}{c} = t_p \left(1 - \frac{v \cos(\gamma - \beta)}{c \cos(\beta)} \right) + \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\cos \beta} - 1 \right). \quad (25)$$

Подставим сюда значение времени распада частицы t_p из выражения для угла β :

$$\begin{aligned} t_3 &= \frac{L}{v} \left(\frac{\tan \beta}{\sin(\gamma - \beta)} + \frac{1}{\cos(\gamma - \beta)} \right) * \left(1 - \frac{v \cos(\gamma - \beta)}{c \cos(\beta)} \right) + \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\cos(\beta)} - 1 \right) = \\ &= L \left(\frac{1}{v} \left(\frac{\sin(\beta)}{\cos(\beta) \sin(\gamma - \beta)} + \frac{1}{\cos(\gamma - \beta)} \right) \right. \\ &\quad \left. - \frac{1}{c} \left(1 + \frac{\sin(\beta) \cos(\gamma - \beta)}{(\cos(\beta))^2 \sin(\gamma - \beta)} \right) \right) \end{aligned} \quad (26)$$

Выражение получается довольно громоздким, даже без подстановки значений угла γ и скорости v через энергию и массу частицы.

Но, учитывая малость угла β , и, что $\beta \ll \gamma$, можем переписать громоздкое выражение в приближении первого порядка:

$$t_3 \cong L \left(\frac{1}{v} \left(\frac{\beta}{\sin(\gamma)} + \frac{1}{\cos(\gamma)} \right) - \frac{1}{c} \left(1 + \frac{\beta \cos(\gamma)}{\sin(\gamma)} \right) \right) \quad (27)$$

Подставим сюда скорость, выраженную через энергию и массу частицы, и получим:

$$t_3 \cong \frac{L}{c} \left(\frac{\left(\frac{\beta}{\sin(\gamma)} + \frac{1}{\cos(\gamma)} \right)}{\sqrt{1 - \left(\frac{m_q c^2}{E_q} \right)^2}} - \beta \cot \gamma - 1 \right). \quad (28)$$

Решение

Собрав все выделенные уравнения воедино мы получаем следующую систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \tau_q = \frac{1}{\lambda} \frac{m_q c^2}{E_q} \\ E_q \cong 2h\nu \\ m_q \cong \frac{E_q}{c^2} \sqrt{1 - \left(\frac{\left(\frac{\beta}{\sin(\gamma)} + \frac{1}{\cos(\gamma)} \right)}{\left(\frac{ct_3}{L} + \beta \cot \gamma + 1 \right)} \right)^2} \\ \gamma = \cos^{-1} \left(\frac{\sqrt{E_q^2 - m_q^2 c^4}}{2h\nu} \right) \end{array} \right. \quad (29)$$

Сделаем некоторые приближения для упрощения вида системы, и, подставляя некоторые экспериментальные данные оценим метод в общем:

$$\gamma = \cos^{-1} \left(\sqrt{1 - \left(\frac{m_{\text{ч}} c^2}{E_{\text{ч}}} \right)^2} \right) \cong \cos^{-1} \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\text{ч}} c^2}{E_{\text{ч}}} \right)^2 \right) \cong \frac{1}{2} \left(\frac{m_{\text{ч}} c^2}{E_{\text{ч}}} \right)^2 .$$

Как видно, при массах частиц много меньших их энергий, угол разлёта фотонов стремится к нулю. В таком случае, угол вылета частиц, свечение которых мы сможем зарегистрировать, из звезды будет весьма мал.

Массу частиц можно оценить из следующих соображений:

$$m_{\text{ч}} \cong \frac{E_{\text{ч}}}{c^2} \sqrt{2\gamma} .$$

Угол γ связан с наблюдаемым углом β следующим соотношением (учитывая малость углов):

$$\beta L \cong \gamma t_3 c ,$$

откуда, в частности следует $\beta \ll \gamma$. Масса, тогда, выразится следующим образом:

$$m_{\text{ч}} \cong \frac{E_{\text{ч}}}{c^2} \sqrt{2 \frac{\beta L}{t_3 c}} .$$

Подставим в это выражение ориентировочные значения для энергии частиц $E_{\text{ч}} = 20$ МэВ (порядка энергий регистрируемых термальных нейтрино (см. приложение)), $L = 10,000$ световых лет, $t_3 = 5$ ч (SN1987A см. приложение). Получим:

$$m_{\text{ч}} c^2 \approx 1 \text{ МэВ} .$$

Заключение

В данном исследовании были рассмотрены возможности оценки параметров частиц по результатам наблюдений «запаздывающего» свечения. Согласно сделанным оценкам, разрешающая способность современных астрономических приборов позволяет регистрировать необходимые параметры в случае достаточно больших времён запаздывания излучения, измеряемое в годах. Поэтому в дальнейших исследованиях имеет смысл исследовать возможность обнаружения «запаздывающего» свечения при наблюдении за окрестностью относительно недавно взорвавшихся сверхновых.

Приложение

Взорвать звезду- дело нелёгкое

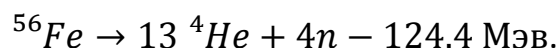
На стадиях нарушения динамического равновесия,- последовательного выгорания в центре звезды водорода, гелия, углерода и т.д. начинается гравитационное сжатие ядра звезды, приводящее к её резкому разогреву. После завершения всевозможных термоядерных реакций, потеряв свою внешнюю оболочку, звезда остаётся в виде ядра. Дальнейшая её судьба определяется массой $M_{\text{я}}$ этого ядра.

Если $M_{\text{я}} \leq$ массе Солнца $M_{\odot} = 1.9891 * 10^{33}$ г (это имеет место при начальной массе звезды $M_3 < 8M_{\odot}$), то ядро за счёт гравитационного сжатия уменьшается в размерах и превращается в “белый карлик” плотностью $10^6 - 10^7$ г/см³ с температурой поверхности около 10^4 К. В таких условиях атомы погружены в вырожденный электронный газ, давление которого, обусловленное принципом Паули, устанавливающим предельный минимальный объём пространства, который может занимать каждый электрон ($10^{-30} - 10^{-31}$ см³), и препятствует дальнейшему гравитационному коллапсу звезды, который не в состоянии этот объём уменьшить, пока $M_{\text{я}} < 1,44 M_{\odot}$ -предел Чандрасекара- максимальная масса белого карлика.

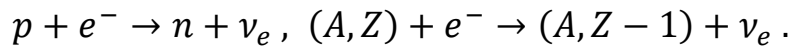
Если $M_3 > 10M_{\odot}$, то конечной стадией эволюции звезды является *взрыв сверхновой*, после которого остаётся “труп” в виде нейтронной звезды ($M_3 < 40M_{\odot}$) или чёрной дыры ($M_3 > 40M_{\odot}$). «Жизненный путь» столь массивной звезды продолжается миллионы лет, и заканчивается горением кремния в её центре в течение суток, с последующим образованием внутри кремниевой оболочки железного ядра, которое начинает сжиматься. Ядерные источники энергии исчерпаны - ядра железа имеют максимальную удельную энергию связи (~8.8 Мэв). Ядерный разогрев центральной части звезды прекращается, и она разогревается лишь за счёт выделяющейся при сжатии гравитационной энергии.

Компьютерное моделирование даёт следующую картину взрыва сверхновой, которая подтверждается наблюдениями. [3]

При достижении температуры $5 * 10^9$ К происходит фотодиссоциация железа (ядра железа под действием фотонов расщепляются на ядра гелия и нуклоны), например путём процесса:



Захват электронов свободными протонами и ядрами за счёт слабых сил ведёт к образованию электронного нейтрино:



Эти реакции протекают с поглощением энергии и способствуют охлаждению центра звезды. Число электронов внутри звезды резко уменьшается, и там образуются нейтроны и нейтронно- избыточные нестабильные ядра. Давление в центре звезды (в т. ч. давление вырожденного электронного газа) уже не в состоянии противостоять силам гравитации. Теряется устойчивость и начинается коллапс- убыстряющееся падение наружных оболочек на центр звезды достигающее скорости 10^9 см/с. В момент начала коллапса температура в центре звезды около 10^{10} К, а плотность $10^9 - 10^{10}$ г/см³.

Как оказывается, с ростом плотности внутренней части звезды от $\approx 5 * 10^{11}$ г/см³ растёт и время движения нейтрино сквозь ядро звезды к её поверхности. Наступает момент, когда это время (секунды) значительно превышает время коллапса (миллисекунды). Значительная часть нейтрино не успевает покинуть звезду и удерживается её коллапсирующим ядром. Происходит как бы «запирание» нейтрино внутри звезды - образуется «нейтриносфера» звезды. Описание этого процесса находится в развитии.

Как только коллапсирующее ядро звезды достигает плотности ядерного вещества ($10^{14} - 10^{15}$ г/см³) коллапс резко прекращается, т.к. при дальнейшем увеличении плотности звезды ядерные силы становятся отталкивающими. Температура ядра звезды поднимается до 10^{11} К.

Падающие на ядро звезды внешние слои наталкиваются на внезапно остановившееся ядро, возникает отражённая волна давления, которая со скоростью, превышающей скорость звука в веществе звезды, проходит до её поверхности. Эта волна имеет энергию порядка 10^{51} эрг и отбрасывает движущуюся к центру звезды материю наружу. Звезда из режима коллапса переходит в режим взрыва. Запертые в ядре звезды электронные нейтрино, вероятно, освобождаются в связи с прохождением ударной волны через нейтриносферу, двигаются за ударной волной и выходят из звезды за время ≈ 10 мс. Они уносят около 5% полной энергии коллапса.

Ударная волна нагревает внешнюю оболочку до 10^9 К и она выбрасывается в окружающее пространство вместе с излучением и потоком нейтрино. Невидимая до этого момента звезда мгновенно вспыхивает. В максимуме светимости сверхновая излучает в единицу времени столько же энергии, сколько излучает целая галактика из обычных звёзд.

Остатком сверхновой является сильно нагретая нейтронная звезда, насыщенная энергичными фотонами. Она имеет ядерную плотность и радиус 10-20 км.

Дальнейшему гравитационному сжатию препятствует давление ядерной материи, возникающее за счёт взаимодействия нейтронов, способное удерживать от коллапса массы до $3M_{\odot}$ (если же при взрыве сверхновой сохраняется более массивный остаток, то возникает весьма необычный объект-чёрная дыра, которая поглощает остатки звезды со скоростью в миллионы масс Земли в секунду).

В тепловую энергию этой фотонейтронной звезды трансформировалась подавляющая часть энергии взрыва сверхновой. Тепловое охлаждение фотонейтронной звезды происходит за счёт процессов

$$\gamma \rightarrow e^- e^+ \rightarrow \nu \bar{\nu}$$

в которых рождаются нейтрино и антинейтрино всех трёх ароматов. Именно эти термальные нейтрино уносят подавляющую часть ($\approx 95\%$) энергии, освобождающейся при взрыве сверхновой. Основная часть термальных нейтрино испускается за время около одной секунды. Это время можно считать длительностью взрыва сверхновой. Средняя энергия испущенных нейтрино ≈ 15 МэВ. При взрыве высвобождается энергия $10^{53} - 10^{54}$ эрг.

Подтверждением вышеизложенного механизма взрыва сверхновой явилось наблюдение в 1987 г. сверхновой SN 1987A в галактике Большое Магелланово Облако, отстоящей от нашего Млечного пути на 170,000 световых лет. Оболочка сверхновой была выброшена взрывом со скоростью $\sim 10^4$ км/с. На её месте раньше наблюдался голубой гигант массой $16M_{\odot}$. В 2:52 по всемирному времени 23 февраля 1987 г. на советско-итальянском нейтринном телескопе под горой Монблан было зарегистрировано 5 событий, вызванных нейтрино, которые фон способен вызывать лишь раз в два года. А за 3 часа перед видимой вспышкой, в 7:32 по всемирному времени 23 февраля, нейтринные обсерватории Kamiokande II, IMB и Баксан зарегистрировали 12 секундней нейтринный сигнал из 25 нейтрино от этого взрыва, средняя энергия которых ≈ 20 МэВ. Это был первый случай регистрации нейтрино от вспышки сверхновой. На основе этих данных полная энергия, унесённая при взрыве SN 1987A, оценивается в $3 * 10^{53}$ эрг. [4]

В феврале 1988 года на Европейской южной обсерватории было обнаружено световое эхо сверхновой SN 1987A. Оно представляло собой два концентрических кольца вокруг места вспышки сверхновой [5]. Появление этих уплотнений в модели Морриса и Подсядловского объясняется тем, что предсверхновая появилась как результат слияния двух звезд [6].

Трудности обнаружения сверхновых

Взрыв сверхновой довольно редкое событие. В нашей Галактике, содержащей $\approx 10^{11}$ звёзд, за столетие происходит в среднем 3-4 вспышки сверхновых. Конечно, галактик очень много, так что в среднем за несколько секунд во всей видимой части Вселенной взрывается одна сверхновая. Но отыскать её не легко. Всего же наблюдалось более 900 сверхновых, в основном в далёких галактиках.

Помимо их редкости, существует много других трудностей в обнаружении сверхновых [7]:

- 1) Они случайны. Мы не знаем, куда глядеть. Тем не менее за время работы телескопа нужно платить, да и оно уже заказано многими научными группами на полгода вперёд.
- 2) Они временны. Нужно как можно раньше заметить сверхновую, чтобы зарегистрировать пик яркости, и сделать ещё много замеров в течении нескольких недель.
- 3) Галактическая пыль замутняет сверхновую, бывает даже трудно определить, что это тип Ia.
- 4) Смещённые спектры удалённых сверхновых трудно сравнивать со спектрами ближних. К тому же удалённые сверхновые трудно искать. Так, например, в 1980-х годах группа из Дании интенсивно искала два года удалённые сверхновые, и нашла только одну Ia, и то, спустя три недели после пика.

□ Литература

- [1]. Горбунов Д.С., В.А. Рубаков. **Введение в теорию ранней Вселенной. Теория горячего Большого взрыва.** М.: URSS, Москва, 2008.
- [2]. Засов А.В., Постнов К.А. **Общая астрофизика.** М.: Фрязино, 2006.
- [3]. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Юдин Н.П. **Частицы и атомные ядра.** М.: Издательство ЛКИ, 2007.
- [4]. Ефремов Ю.Н., Шакура Н.И. **Сверхновая 1987 А в Большом Магеллановом Облаке // Астрономический календарь на 1989 год: Справочное издание.** — М.: Наука, 1988— С. 181—195.
- [5]. Чугай Н.Н. **Сверхновая в Большом Магеллановом Облаке // Земля и Вселенная.** — М.: Наука, 1989. — № 2. — С. 22-30.
- [6]. T. Morris, Ph. Podsiadlowski. **The Triple-Ring Nebula around SN 1987A: Fingerprint of a Binary Merger.**
- [7]. **Сверхновые звезды как «стандартные свечи» в космологии// modcos.com.**