

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нейтрино от гравитационных коллапсов звезд: современный статус эксперимента

О.Г. Рязжская

Рассмотрены отклики существующих подземных детекторов на нейтринные вспышки, возникающие при коллапсах звезд, развивающихся по разным моделям. Обсуждается интерпретация результатов детектирования нейтринного излучения во время вспышки сверхновой SN1987A. Для регистрации нейтрино от коллапсов предлагается использовать комбинированный детектор, состоящий из больших сцинтилляционных счетчиков, прослоенных железом, являющимся мишенью для взаимодействия электронных нейтрино. Приведены результаты исследований по ограничению частоты коллапсов в Галактике, полученные за 28 лет наблюдения на нейтринных телескопах ИЯИ РАН и детекторах LSD и LVD.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Ry, 97.60. – s

Содержание

1. Введение (1039).
 2. Нейтринное излучение от коллапсирующих звезд (1042).
 3. Методы регистрации нейтрино в модели стандартного коллапса (1043).
 4. Идентификация нейтринной вспышки (1044).
 5. Фоны (1044).
 6. Регистрация нейтрино в модели вращающегося коллапсара (1044).
 7. Возможная интерпретация экспериментальных результатов, полученных во время вспышки сверхновой SN1987A (1045).
 8. Заключение: детекторы и перспективы наблюдения (1048).
- Список литературы (1049).

1. Введение

Роль нейтрино в астрофизических исследованиях является весьма важной. Рождаясь в ядерных реакциях в глубине звезд, эти частицы легко выходят на поверхность, давая ценную информацию о процессах, скрытых от наблюдателя огромными толщами звездного вещества. Получение этой информации и ее правильная интерпретация — задача экспериментаторов, занимающихся нейтринной астрофизикой.

В ходе эволюции в массивной звезде, первоначально состоящей преимущественно из водорода, под действием гравитационных сил и внутренних движений вещества, формируется центральная часть (ядро звезды), где плот-

ность и температура существенно выше их средних значений. В какой-то момент здесь возникают условия для реакций термоядерного синтеза. Вначале синтезируются дейтерий и гелий, а затем более тяжелые элементы: углерод, кислород и другие вплоть до железа. Реакции идут с выделением энергии, и на каждом этапе под действием гравитации ядро звезды все сильнее сжимается, растет температура. Равновесие системы обеспечивается балансом сил гравитационного сжатия и давления горячего звездного газа и излучения. Однако с образованием ядер железа синтез более тяжелых элементов прекращается, так как требует затрат энергии. Давление звездного газа в центре уже не может противостоять силам гравитации, которые сжимают звезду, разрушая ядра железа. Образуется смесь протонов, нейтронов и электронов с плотностью $\sim 10^{14}$ г см⁻³. Электроны вдавливаются в протоны, создавая нейтроны. Происходит нейтронизация звезды:



и возникает короткий мощный всплеск нейтринного излучения [1]. Сила тяготения стремительно сжимает ядро звезды, и наступает гравитационный коллапс. Коллапс может сопровождаться сбросом внешней оболочки. При этом яркость звезды в оптическом диапазоне увеличивается в тысячи раз за короткое время: на небе вспыхивает сверхновая, которая порою видима даже невооруженным глазом. Если оболочка не сбрасывается или звезда экранирована плотными облаками пыли и наблюдатель ничего не видит, тогда регистрация нейтринного и гравитационного излучения — единственный способ обнаружить коллапс.

Таким, или примерно таким, представляется сценарий, по которому происходит эволюция звезды с массой, превышающей массу Солнца более чем в 8 раз. Что следует ожидать в финальной части этого сценария,

О.Г. Рязжская. Институт ядерных исследований РАН,
117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация
Тел. (495) 938-57-46, (495) 938-19-30
E-mail: ryazhskaya@lvd.ras.ru; ryazhskaya@vaxmw.tower.ras.ru

Статья поступила 22 мая 2006 г.,
после доработки 17 июля 2006 г.

каковы предсказания теории на этот счет, зависит от выбора модели. До недавнего времени считалось, что вполне можно ограничиться рассмотрением сферически симметричной, невращающейся звезды. Результатом этого подхода стала так называемая модель стандартного коллапса. В этом случае температура звездного газа в центре звезды при нейтронизации составляет примерно 5×10^{12} К, что обеспечивает в реакции (1) энергию нейтрино 100–200 МэВ. Такие нейтрино интенсивно взаимодействуют с веществом, рассеиваются и теряют энергию, образуя на выходе с поверхности звезды поток нейтринного излучения всех типов $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$, $\bar{\nu}_\tau$ с энергиями 10–20 МэВ. Полная энергия, идущая в нейтринное излучение, составляет примерно 10 % от массы центральной части сколлапсировавшей звезды и делится между шестью типами нейтрино приблизительно поровну. Ожидаемая длительность нейтринной вспышки в этом процессе 5–20 с. Наиболее подходящей реакцией для поисковых экспериментов является реакция взаимодействия электронных анти-нейтрино с водородом



так как она обладает максимальным сечением.

Принципиально опыт очень прост. Детектор с жидким сцинтиллятором (сцинтилляционный) или с водой (черенковский) реагирует на позитроны, рожденные в реакции (2), и измеряет их энергию. Сцинтилляции от позитрона регистрируются с помощью фотоэлектронных умножителей (ФЭУ). Появление пачки импульсов с энергиями 10–20 МэВ во временном интервале 5–20 с может быть связано с нейтринной вспышкой от гравитационного коллапса звезды [2]. В этом случае число импульсов в пачке пропорционально массе водорода в детекторе и обратно пропорционально квадрату расстояния до звезды.

Основные трудности опыта состоят в следующем:

во-первых, фон от космических лучей может имитировать эффект. Поэтому детекторы располагают под большими толщами вещества в штольнях или шахтах и снабжают системой антисовпадений;

во-вторых, из-за крайне малого сечения взаимодействия нейтрино с веществом и фактора $1/R^2$, где R — расстояние до сколлапсировавшей звезды, детекторы в этих опытах должны содержать сотни, а лучше, тысячи тонн водорода и, соответственно, сотни и тысячи штук ФЭУ;

в-третьих, следует иметь в виду, что частота гравитационных коллапсов, с учетом реально доступной для наблюдения области Вселенной, составляет одно событие в 10–50 лет. Это последнее обстоятельство является, пожалуй, основной проблемой поиска нейтринных вспышек от коллапсов, так как требует обеспечить непрерывную и стабильную работу огромных многоканальных детекторов в течение десятков лет.

Первые в мире детекторы для поиска нейтрино от коллапсирующих звезд были построены в Советском Союзе сотрудниками Института ядерных исследований: два на территории СССР и один на территории Италии. Решающей предпосылкой этого стала разработка в 1965 г. [3] жидкого сцинтиллятора на основе уайт-спи-

рита. Этот сцинтиллятор по таким характеристикам, как сцинтилляционный выход, короткое время высвечивания, прозрачность для собственного излучения, долговременная стабильность, низкая токсичность, возможность простой технологии производства и, соответственно, очень низкая стоимость конечного продукта, был вне всякой конкуренции на мировом рынке сцинтилляторов. Заметим, что ситуация эта сохраняется и сейчас — по прошествии сорока лет.

В 1977 г. [4] был сооружен сцинтилляционный одномодульный детектор "Коллапс" массой 105 тонн в соляной шахте г. Артемовска. В 1978 г. [5] создан многомодульный детектор БПСТ, содержащий 330 тонн сцинтиллятора, в штольне Баксанской нейтринной обсерватории ИЯИ на Северном Кавказе. В 1984 г. [6] введен в эксплуатацию совместный советско-итальянский 90-тонный сцинтилляционный многомодульный детектор LSD в туннеле под Монбланом (Италия).

В 1986 г. [7] был сооружен черенковский детектор Камиоканде (КП) в Японии, содержащий 2140 тонн воды. В том же 1986 г. [8] был построен черенковский детектор IMB в США с массой 5000 тонн воды.

Возможность регистрации нейтринной вспышки одновременно несколькими детекторами, расположенными в различных местах земного шара, резко снижает влияние помех и увеличивает достоверность результатов.

"Момент истины" наступил 23 февраля 1987 года, когда астрономы зафиксировали вспышку сверхновой в соседней с нашей галактике Большое Магелланово Облако, находящейся на расстоянии 50 килопарсек. Позднее эта сверхновая получила название SN 1987A. Связанные с этой вспышкой события были зарегистрированы четырьмя нейтринными детекторами: LSD, БПСТ, КП, IMB (рис. 1). Детектор "Коллапс" в этот день не работал. Видно, что первая регистрация нейтринного сигнала произошла в детекторе LSD, и случилось это в 2:52 по всемирному времени (UT) [9]. Только примерно через 5 часов нейтринные сигналы были зафиксированы тремя другими детекторами: БПСТ, КП и IMB. Это было удивительно и совершенно неожиданно.

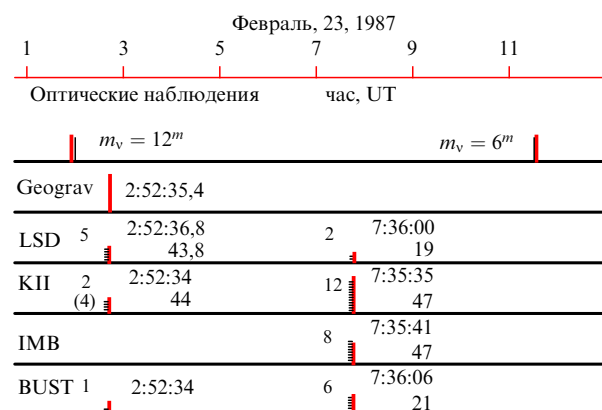


Рис. 1. Временная последовательность событий, зарегистрированных различными детекторами 23 февраля 1987 г. Для каждого нейтринного детектора по оси ординат условно показано число импульсов в пачке; рядом дано время прихода первого и последнего импульса.

Довольно подробный анализ ситуации, связанный со вспышкой SN 1987A, сделан в работе [10]. Ниже мы еще вернемся к некоторым деталям этого анализа, а сейчас отметим главное: результаты казались противоречивыми, модель стандартного коллапса явно не работала.

Заметим, что с самого начала в этой модели никому не удавалось получить сброс оболочки, т.е. вспышку сверхновой [11, 12]. Надежды на то, что со временем эту задачу удастся решить, не оправдались [13–16]. Поэтому учет экспериментальных данных по SN 1987A тем более заставляет усомниться в применимости модели стандартного коллапса в этом конкретном случае.

В 1995 г. была окончательно сформулирована так называемая модель вращающегося коллапсара [17], которая дает возможность совсем по-другому взглянуть на финальную часть эволюции звезды. При вращении центральная часть звезды сильно деформируется, напоминая по форме блин. В этом случае температура в центре на два порядка ниже, чем в сферически симметричной модели, а энергия электронных нейтрино, рожденных в процессе нейтронизации звезды, составляет уже не 100–200 МэВ, а лишь 25–55 МэВ [18]. Сечение взаимодействия нейтрино с веществом для этих энергий в несколько раз меньше, да и количество вещества на луче зрения в широком конусе вблизи полярных направлений значительно меньше, чем в случае сферически симметричной модели. Поэтому нейтрино выходят из центра на поверхность звезды почти без взаимодействия и сохраняют энергию около 25–55 МэВ. Кроме того, вращение приводит к неустойчивости центральной части звезды на стадии нейтронизации: она рвется на несколько кусков, в простейшем случае — на две звездочки, которые образуют двойную систему нейтронных звезд, вращающихся друг относительно друга. В этой системе происходит передача вещества от более легкой и менее плотной звездочки к более тяжелой и более плотной. Этот процесс может продолжаться несколько часов. Когда масса легкой звездочки уменьшается до 0,095 массы Солнца, силы гравитации не хватает, чтобы обеспечить устойчивость звездочки, и она взрывается. Наблюдатель видит вспышку сверхновой. Двойная система перестает существовать. После этого вторая, более массивная звездочка, коллапсирует предположительно по модели стандартного коллапса. Таким образом, модель гравитационного коллапса вращающейся звезды предсказывает, как минимум, две нейтринные вспышки, разделенные интервалом в несколько часов. Первая связана с нейтронизацией первичной звезды и состоит, в основном, из потока электронных нейтрино ν_e с энергиями 25–55 МэВ. Вторая содержит все шесть типов нейтрино ν_e , $\bar{\nu}_e$, ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_τ , $\bar{\nu}_\tau$ с энергиями 10–20 МэВ. Количество энергии в этих нейтринных вспышках относится примерно как 1 : 3, а возможно, даже как 1 : 5.

Для регистрации электронных нейтрино можно использовать реакции взаимодействия ν_e с ядрами:

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1), \quad (3)$$

$$\nu_e + (A, Z) \rightarrow \nu'_e + (A, Z)^*,$$

где A и Z — атомный номер и заряд ядра соответственно.

Сечение реакций (3) зависит от ядра и от энергии ν_e . Наибольшими сечениями обладают дейтерий, углерод и

тяжелые нейтроноизбыточные ядра: железо, свинец и другие.

Все водородсодержащие детекторы, о которых упоминалось выше, мало пригодны для детектирования нейтрино с $E \leq 40$ МэВ. Все, за исключением LSD.

Это связано с тем, что внутри детектора LSD, по разным причинам, обусловленным защитой от радиоактивности, требованиям техники безопасности, а может быть, и интуицией авторов проекта, счастливо оказалось примерно 200 тонн железа. Толстые сцинтилляционные счетчики, из которых построен LSD, обеспечили достаточно высокую эффективность регистрации продуктов взаимодействия электронных нейтрино с железом. Оценки показывают, что первая нейтринная вспышка от коллапса дала бы в LSD 3–4 импульса и только 2–3 в детекторе КИ. И это несмотря на более чем двадцатикратную разницу в массах в пользу КИ [7]. 23 февраля 1987 г., около 2:52 UT, в эксперименте на LSD было зарегистрировано 5 импульсов¹. В это же время в детекторе КИ было 2 импульса. Через пять часов, около 7:35 UT, в КИ было зарегистрировано 12 импульсов. В это же время в LSD был 1 импульс в соответствии с разницей в массах детекторов, как это и должно было бы произойти при регистрации электронных антинейтрино от второй вспышки, связанной с коллапсом. Аналогичное рассуждение в отношении детекторов БПСТ и ИМВ показывает, что они не могли "видеть" первую нейтринную вспышку, а "видели" лишь вторую.

Таким образом, картина событий, зарегистрированных 23 февраля 1987 г., находит естественное объяснение в рамках модели вращающегося коллапсара.

Нам представляется, что на современном этапе поиска нейтрино от коллапсов звезд детекторы обязательно должны содержать в качестве мишени достаточное количество тяжелых ядер, например, железа в сочетании с большим количеством жидкого органического сцинтиллятора. Вполне пригодны также черенковские детекторы на дейтерированной воде. Эти приборы позволили бы получать ценную информацию о динамике гравитационного коллапса, температуре и других параметрах финальной стадии эволюции звезды.

И, наконец, заметим, что вопрос о роли осцилляций в формировании нейтринного сигнала, приходящего на Землю, безусловно, интересен. Существование осцилляций может повлиять на выбор вещества для наиболее эффективной мишени при регистрации нейтрино. Здесь требуется выполнить соответствующие расчеты для наиболее перспективных ядер. Очень желательно, чтобы будущие детекторы были способны надежно различать нейтрино разных типов. Только в этих условиях можно серьезно говорить о соответствии экспериментальных данных разным осцилляционным моделям. Попытки использовать экспериментальные результаты, связанные с SN 1987A в качестве пробного камня для осцилляционных моделей, представляются преждевременными. Это связано с неопределенностями в моделях коллапса и в моделях транспорта нейтринного излучения через оболочку звезды в сочетании с довольно низкой статистической обеспеченностью результатов эксперимента: слишком много свободных параметров.

¹ Подчеркнем, что такое событие в LSD случилось лишь однажды за 15 лет наблюдений с 1984 г. по 1999 г. и совпало по времени со вспышкой сверхновой SN1987A.

2. Нейтринное излучение от коллапсирующих звезд

В связи с созданием и разработкой модели вращающегося коллапсара [17–19] возникла необходимость пересмотра откликов существующих детекторов на нейтринную вспышку. С точки зрения наблюдателя регистрация нейтринного сигнала в рамках рассматриваемой модели должна выглядеть следующим образом:

1. Существует несколько нейтринных вспышек (минимум две), разделенных интервалом времени от 400 секунд до 8 часов. Первая основная вспышка связана с начальным этапом коллапса вращающегося железного ядра массивной звезды до момента попадания коллапсара в область динамической неустойчивости. Это происходит при условии [20, 21]

$$\beta_{\text{cr}} = \frac{\varepsilon_{\text{rot}}}{|\varepsilon_{\text{grav}}|} \geq 0,27,$$

где ε_{rot} и $|\varepsilon_{\text{grav}}|$ — полная энергия вращения и гравитационная энергия, соответственно. Неустойчивость при вращении приводит к развалу коллапсара — он распадается, в простейшем случае, на двойную систему нейтронных звезд (NS). При этом большая часть момента вращения коллапсара J_0 переходит в орбитальный момент вращения системы J_{orb} , $J_{\text{orb}} \leq J_0$. Благодаря гравитационному излучению, компоненты двойной системы приближаются друг к другу. Время их сближения зависит от орбитального момента, от массы коллапсара и от отношения $\delta = M_1/M_{\text{tot}}$, где M_1 и M_{tot} — массы меньшей NS и коллапсара, соответственно [17].

Если коллапсар делится на равные части ($J_{\text{orb}} = 8,8 \times 10^{49}$ эрг с⁻¹ и $M_{\text{tot}} = 1,8 M_{\odot}$, где $M_{\odot}$ — солнечная масса), время сближения компонентов минимально и равно $t_{\text{grav}} = 400$ с. В общем случае маломассивная звезда, двигаясь около более массивной, теряет свою массу вплоть до критической величины ($M_{\text{cr}} = 0,095 M_{\odot}$), после чего взрывается [22–24]. В момент взрыва при взаимодействии железного газа [18] с железной оболочкой, окружающей нейтронную звезду, также возможна промежуточная нейтринная вспышка сравнительно малой мощности. Более массивная нейтронная звезда коллапсирует по модели стандартного коллапса, что обеспечивает вторую основную нейтринную вспышку. Вторая основная и промежуточная нейтринные вспышки могут произойти одновременно или могут быть разнесены во времени. Время между первой и второй вспышкой — $400 \text{ с} \leq t_{\text{grav}} \leq 8 \text{ ч}$.

2. Вращающийся коллапсар сильно сплюснут [18]. Его размеры на полюсе и на экваторе отличаются в несколько раз. Неустойчивость относительно азимутальной координаты при $\beta = 0,42 > \beta_{\text{cr}}$ [25] быстро превращает ядро звезды в конфигурацию типа гантели с

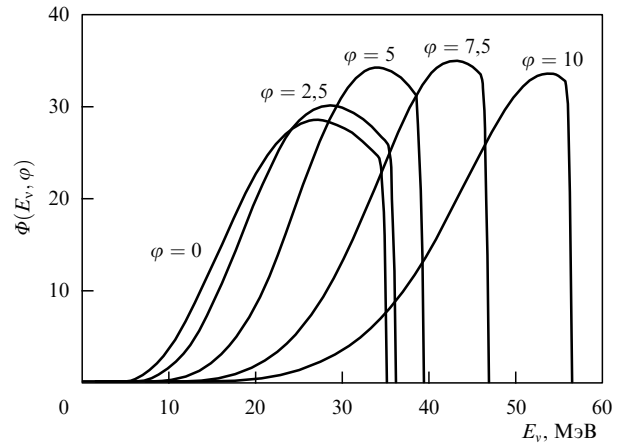
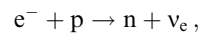


Рис. 2. Зависимость энергетического спектра нейтрино $\Phi(E_v, \varphi)$ (в относительных единицах) от энергии нейтрино E_v (МэВ) для разных значений φ . Расчет для $\rho_c = 2,6 \times 10^{14}$ г см⁻³, $T_c = 6,2 \times 10^{10}$ К, $kT_c = 5,34$ МэВ; $\varphi = \mu_e/kT_c$ — безразмерный химический потенциал электронного газа, ρ_c , T_c — плотность и температура в центре звезды [18].

тонкой центральной частью. Поэтому в работе [18] было предположено, что центральная часть вращающегося коллапсара прозрачна для собственного нейтринного излучения. В связи с этим энергетический спектр нейтрино, испущенных в момент первого этапа коллапса, будет формироваться только за счет реакции нейтронизации:



в которой генерируются электронные нейтрино с полной энергией $\varepsilon_{\nu_e} = \varepsilon_v = 8,9 \times 10^{52}$ эрг [18]. Энергетический спектр этих нейтрино $\Phi(E_{\nu_e}, \varphi)$ — жесткий и асимметричный [18] со средними энергиями в диапазоне 25–55 МэВ (рис. 2). Длительность излучения $t \sim (2,4–6)$ с,

$$\Phi(E_{\nu_e}, \varphi) \sim \left(\frac{E_v}{m_e c^2} \right)^5 \frac{1}{1 + \exp(E_v/kT - \varphi)}, \quad (4)$$

где $\varphi = \mu_e/kT$, μ_e — химический потенциал электронов.

3. Вторая нейтринная вспышка может соответствовать теории "стандартного коллапса", т.е. коллапса немагнитных, невращающихся, сферически симметричных звезд [26]. Из этой теории следует, что суммарная энергия, уносимая нейтрино всех типов ($\nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$), составляет около 0,1 массы ядра звезды и делится приблизительно поровну между этими шестью компонентами. Параметры нейтринных потоков, полученных в работах [27–30 (модель I); 31, 32 (модель II)], приведены в табл. 1.

Хотелось бы обратить внимание на то, что сценарий финальной стадии эволюции звезды, развитой в модели

Таблица 1.

Модель	ε_1 , эрг	ε_2 , эрг	ε_3 , эрг	$\bar{E}_{\nu_e}$, МэВ	$\bar{E}_{\nu_e}$, МэВ	$\bar{E}_{\nu_{\mu,\tau}}$, МэВ	T , с
I	$(3–14) \times 10^{53}$	$(0,5–2,3) \times 10^{53}$	10^{52}	12,6	10,5	—	20
II				10	8	25	5

Примечание. ε_1 — полная энергия вспышки, перешедшая в нейтрино всех сортов; ε_2 — полная энергия, уносимая нейтрино одного типа ν_i , где $\nu_i = \nu_e, \bar{\nu}_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu, \nu_\tau, \bar{\nu}_\tau$; ε_3 — энергия, уносимая ν_e на стадии нейтронизации звезды за время $\sim 3 \times 10^{-2}$ с; $\bar{E}_{\nu_e}, \bar{E}_{\nu_e}, \bar{E}_{\nu_{\mu,\tau}}$ — усредненные по спектрам энергии $\bar{\nu}_e, \nu_e$ и $\nu_{\mu,\tau}$ соответственно; T — длительность нейтринной вспышки.

вращающегося коллапсара [17, 18], по-видимому, допускает не две, а три или больше нейтринных вспышек.

В самом деле, нейтринная вспышка может быть также инициирована столкновением разлетающегося и, возможно, ускоренного в магнитном поле, газа ядер железа с железной оболочкой, окружающей центральную часть коллапсирующей звезды. Кинетическая энергия на ядро Fe в железном газе превышает 300 МэВ.

Наиболее вероятно она равна примерно 500 МэВ. Эта величина получается сложением энергии поступательного движения по орбите (20000 км с^{-1}) и энерговыделения фазового перехода нейтронной материи в вещество, где преобладают ядра железного пика. [19]. При $E_{\text{Fe}} > 500\text{--}600 \text{ МэВ}$ возможно рождение $\pi^\pm$ -мезонов, которые, распадаясь, генерируют нейтрино по следующей схеме:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu), \quad (5)$$

$$\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad (6)$$

$$\mu^- + \text{Fe}^{56} \rightarrow \text{Mn}^{55} + \nu_\mu. \quad (7)$$

Причем энергетические спектры нейтрино — достаточно жесткие, средние энергии $E_\nu \approx 35 \text{ МэВ}$ для (5, 6) и $E_\nu \approx 110 \text{ МэВ}$ для (7). Однако эта возможность генерации нейтрино требует дальнейшего рассмотрения. Необходимо измерение сечения взаимодействия $\text{Fe} + \text{Fe} \rightarrow \pi^\pm + \dots$ при энергиях выше 300 МэВ; необходимы расчеты энергетических спектров разлетающихся железных ядер, желательно, с учетом магнитных полей.

Измерение всех типов нейтрино в течение 8 ч дает возможность:

- 1) зафиксировать коллапс, даже если он не сопровождался вспышкой сверхновой;
- 2) проследить динамику последней стадии эволюции звезд;
- 3) оценить температуру в ядре звезды по энергии нейтринного излучения;
- 4) оценить начальную скорость разлета железного газа при взрыве звезды (образование сверхновой);
- 5) понять процессы, приводящие к образованию сверхновой;
- 6) получить параметры вновь рожденной нейтронной звезды или аргументы в пользу образования черной дыры в качестве звездного остатка сверхновой.

В случае коллапса, развивающегося по модели вращающегося коллапсара, можно изучить динамику коллапса и получить информацию об образовании нейтронных звезд малой массы (менее $0,2 M_\odot$).

Эти вращающиеся звездочки возникают при разрыве нейтронной звезды. Часть таких звезд может выйти из зоны захвата нейтронной звезды большей массы и стать вращающимися центрами конденсации при формировании звезд следующего поколения.

О том, что нейтронная звездочка в центре звезды может обеспечить ее энергетику и светимость, Л.Д. Ландау предположил еще 70 лет тому назад [35]. Позднее от этой идеи пришлось отказаться, так как нейтронная звездочка обречена была быстро исчезнуть из-за аккреции вещества. Однако сейчас представляется, что учет вращения нейтронного ядра звезды, по-видимому, позволяет обойти эту трудность.

Интересно заметить, что существование в центре Солнца вращающейся нейтронной звездочки могло бы

играть определенную роль в энергетике нашего светила вместе с классическим механизмом pp- и p-p-циклов и, в принципе, частично объяснить наблюдаемый на опыте дефицит солнечных нейтрино.

3. Методы регистрации нейтрино в модели стандартного коллапса

До сих пор для поиска и регистрации нейтринного излучения, испускаемого при коллапсах звезд, использовались черенковские (H_2O) и жидкостные сцинтилляционные (C_nH_{2n}) детекторы, способные измерять, преимущественно, $\bar{\nu}_e$. В случае "стандартной" модели коллапса основной эффект в этих детекторах ожидается от регистрации реакции обратного β -распада:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+,$$

$$E_{e^+} = E_{\bar{\nu}} - 1,3 \text{ МэВ}, \quad \sigma(\bar{\nu}_e p) \approx 9,3 E_{e^+}^2 \times 10^{-44} \text{ см}^2. \quad (8)$$

Эта реакция сопровождается захватом нейтрона водородом:

$$n + p \rightarrow d + \gamma (2,2 \text{ МэВ}), \quad \tau_{\text{ср}} \approx 170\text{--}200 \text{ мкс}, \quad (9)$$

γ -квант из (9) может быть измерен сцинтилляционными детекторами больших объемов, что помогает идентификации $\bar{\nu}_e$. Это предложение было сделано впервые в работе [36]. Продукты реакции (9) легко обнаружить при условии небольшого фона и достаточно высокой эффективности регистрации нейтрона $\eta_n/\bar{N}_b > 1$, где η_n — эффективность регистрации нейтрона, а $\bar{N}_b$ — среднее число фоновых импульсов во временном окне $(3\text{--}5) \tau_{\text{ср}}$.

Реакции ν_e -рассеяния имеют малые сечения, но в черенковских детекторах позволяют измерить направление прихода нейтрино:

$$\nu_e + e^- = \nu_e + e^-, \quad \sigma_{\nu_e e} = 9,4 E_{\nu_e} \times 10^{-45} \text{ см}^2, \\ E_{\nu_e} \geq 0,5 \text{ МэВ}, \quad (10a)$$

$$\bar{\nu}_e + e^- = \bar{\nu}_e + e^-, \quad \sigma_{\bar{\nu}_e e} = 3,9 E_{\bar{\nu}_e} \times 10^{-45} \text{ см}^2, \\ E_{\bar{\nu}_e} \geq 0,5 \text{ МэВ}, \quad (10b)$$

$$\nu_i + e^- = \nu_i + e^-, \quad \sigma_{\nu_i e} = 1,6 E_{\nu_i} \times 10^{-45} \text{ см}^2, \\ E_{\nu_i} \geq 0,5 \text{ МэВ}, \quad (10в)$$

$$\bar{\nu}_i + e^- = \bar{\nu}_i + e^-, \quad \sigma_{\bar{\nu}_i e} = 1,3 E_{\bar{\nu}_i} \times 10^{-45} \text{ см}^2, \\ E_{\bar{\nu}_i} \geq 0,5 \text{ МэВ} \\ (i = \mu, \tau).$$

В жидкостных сцинтилляционных детекторах нейтрино взаимодействует также с углеродом. В случае "стандартного" коллапса основной реакцией является реакция возбуждения ядерного уровня углерода 1^+ (15,11 МэВ) за счет нейтрального тока:

$$\nu_i + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{C}^* + \nu_i, \quad (11)$$

где ν_i — нейтрино любого типа,

$${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma (15,11 \text{ МэВ}) \quad (96\%),$$

$${}^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma (4,4 \text{ МэВ}) + \gamma (10,7 \text{ МэВ}) \quad (4\%).$$

Сечение этой реакции равно: $\bar{\sigma}_{\nu_e} = 0,066 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ для энергетического спектра нейтрино Ферми–Дирака со средней энергией $\bar{E}_\nu = 10 \text{ МэВ}$ (спектр электронных ν_e в стандартной модели), $\bar{\sigma}_{\nu_\mu} = 1,23 \times 10^{-42} \text{ см}^2$ для спектра нейтрино Ферми–Дирака со средней энергией $\bar{E}_\nu = 25 \text{ МэВ}$ (спектр мюонных и τ -нейтрино в стандартной модели) [26].

4. Идентификация нейтринной вспышки

В сценарии "стандартного" коллапса регистрация нейтринной вспышки имеет следующие особенности:

— короткая (< 1 мин) пачка (сгусток) импульсов в энергетическом интервале 5–50 МэВ, обязанных реакциям (2), (10), (11);

— часть импульсов в сгустке должна сопровождаться регистрацией γ -кванта 2,2 МэВ из реакций (9) во временном интервале ~ 1 мс и в энергетическом диапазоне 1–5 МэВ;

— события в пачке должны быть распределены равномерно по объему детектора;

— регистрация нейтринных сгустков сетью детекторов должна совпадать по времени в пределах $\sim 4 \times 10^{-2} \text{ с}$. Число импульсов в пачке без учета функции отклика детектора равно:

$$N = \frac{1}{4\pi R^2} \sum_{i,r_i} \int_{E_{th}}^{\infty} I_{\nu_i}(E_{\nu_i}) \sigma_{r_i}(E_{\nu_i}) n_{i,r_i} dE_{\nu_i}, \quad (12)$$

где r_i — реакция взаимодействия нейтрино типа i с веществом; $I_{\nu_i}(E_{\nu_i})$ — энергетический спектр нейтрино ν_i ; n_{i,r_i} и $\sigma_{r_i}(E_{\nu_i})$ — число ядер в мишени, и сечение взаимодействия нейтрино типа i для реакции r_i соответственно; E_{th} — энергетический порог регистрации; R — расстояние до сколлапсировавшей звезды.

5. Фоны

Для наблюдения нейтринной вспышки очень важной характеристикой является фон детектора. Если он описывается распределением Пуассона, то темп счета имитации реального события фоном равен

$$N_k(N_b, T) = N_b \sum_{i=k}^{\infty} \frac{(N_b T)^{i-1}}{(i-1)!} \exp(-N_b T), \quad (13)$$

где N_b — скорость счета фоновых импульсов, T — временной интервал между первым и k -м импульсом в сгустке и k — число импульсов в сгустке.

Источниками фона являются:

— мюоны космических лучей и вторичные частицы (e , γ , n), генерируемые мюонами как непосредственно, так и в ядерных и электромагнитных каскадах, развивающихся в грунте и в детекторе;

— генерация мюонами и вторичными частицами изотопов, с их последующим распадом;

— естественная радиоактивность окружающих пород и конструкционных материалов (e , γ , n , α);

— естественная радиоактивность детекторов (e , γ , n , α).

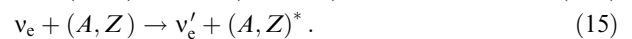
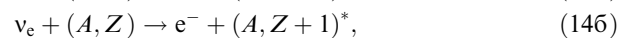
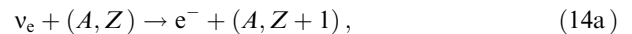
Основными источниками нейтронов в последних двух группах являются ^{238}U и ^{232}Th . Регистрация нейтронов высокой энергии, а также одновременного попадания γ -кванта (электрона) и нейтрона в счетчик имитируют детектирование антинейтрино. Для уменьшения фона

необходимо помещать детекторы глубоко под землей, использовать низкорadioактивные материалы, активную защиту, выбирать материалы мишени, дающие возможность хорошо идентифицировать событие.

Международная сеть нейтринных детекторов (SNEWS), работающих в режиме поиска совпадений, помогает значительно уменьшить требования к фону.

6. Регистрация нейтрино в модели вращающегося коллапсара

В случае модели вращающегося коллапсара в течение (2,4–6) с излучаются электронные нейтрино со спектром, представленным на рис. 2, со средними энергиями 25–55 МэВ. Регистрация таких нейтрино может осуществляться благодаря реакциям:



В работах [37–41] рассчитаны сечения взаимодействия нейтрино с различными ядрами. На рисунке 3 представлены энергетические зависимости приведенных сечений реакций (14a, 14б, 15) $\sigma_{\nu_e} = \sigma_{\nu_e A}/N_n$, для ядер ^{12}C , ^{16}O , ^{56}Fe [37]. Видно, что в интересующей нас области эти сечения могут отличаться более чем на порядок. Например, при $E_\nu \leq 40 \text{ МэВ}$ $\sigma_{\nu_e n}$ для железа превышает $\sigma_{\nu_e n}$ для кислорода более чем в 20 раз.

Черенковские детекторы, работающие на воде H_2O , в которых нейтрино взаимодействует с кислородом ^{16}O , практически на порядок уступают сцинтилляционным детекторам, имеющим в своем составе углерод ^{12}C , если рассчитывать эффект на единицу массы. Эти детекторы мало пригодны для детектирования электронных нейтрино с $E_{\nu_e} \leq 40 \text{ МэВ}$ и мюонных и τ -нейтрино с $E_{\nu_{\mu,\tau}} \leq 60 \text{ МэВ}$.

Для регистрации электронных нейтрино с энергиями 20–50 МэВ наиболее подходящими являются ядра ^2D , ^{56}Fe , ^{31}Ga , ^{35}Br , ^{37}Cl , ^{82}Pb . Однако не все они могут быть использованы в детекторах с массой мишени более 1 кт: одни по причине очень высокой стоимости, другие из-за сложности изготовления экспериментальных установок.

Для регистрации мюонных и τ -нейтрино пригодны реакции, аналогичные (15). Относительно большим

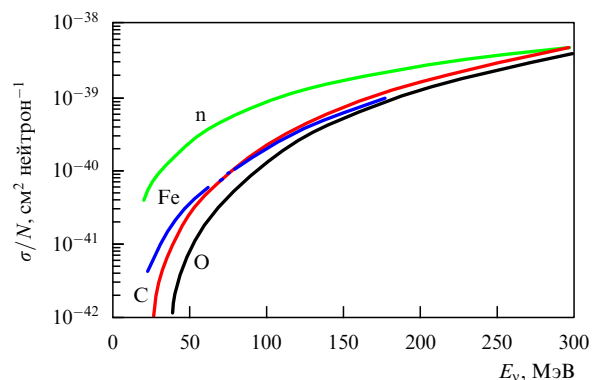


Рис. 3. Вероятность взаимодействия электронных нейтрино с разными ядрами (в расчете на один нейтрон) и со свободными нейтронами в зависимости от энергии нейтрино [37].

Таблица 2.

Детектор	Глубина водного эквивалента	Рабочая масса (т), вещество	Порог регистрации, МэВ	Эффективность регистрации		Частота фоновых импульсов $N_b \text{ c}^{-1} **$
				Спектр e^+ Реакции $\bar{\nu}_e p \rightarrow e^+ n$ (2)	Спектр e^- Реакции $\nu_i e^- \rightarrow \nu_i e^-$ (10а, 10в)*	
БПСТ, СССР	850	130 $C_n H_{2n}$ 160 Fe	10	0,6	0,15 (0,54)	0,013 (0,033)
LSD, СССР–Италия	5200	90 $C_n H_{2n}$ 200 Fe	5–7	0,9	0,4 (0,7)	0,01
КП Япония–США	2700	2140 H_2O	7–14	0,7	0,17 (0,54)	0,022
IMB, США	1570	5000 H_2O	20–50	0,1	0,02 (0,18)	$3,5 \times 10^{-6}$

* В скобках приведены эффективности регистрации спектра электронов, получаемых в реакциях $\nu_{\mu,\tau}(\bar{\nu}_{\mu,\tau}) + e^- \rightarrow \nu_{\mu,\tau}(\bar{\nu}_{\mu,\tau}) + e^-$ (10в).

** Фон приведен в интервале энергий $E_{th} - 50$ МэВ; для черенковских детекторов фон дан для регистрации внутренних событий.

сечением обладает углерод ^{12}C [41]. Предложение об использовании ^{12}C для поиска нейтринных осцилляций во время коллапсов звезд опубликовано в [42].

7. Возможная интерпретация экспериментальных результатов, полученных во время вспышки сверхновой SN1987A

23 февраля 1987 г. была зарегистрирована вспышка сверхновой в Большом Магеллановом Облаке. В это время работали четыре подземных детектора: два сцинтилляционных (в СССР и Италии) и два черенковских (в США и Японии). Параметры этих детекторов представлены в табл. 2. Эффекты от реакций (2, 10, 11), ожидаемые в рамках "стандартной" модели коллапса, приведены в табл. 3. Видно, что реакция (2) дает самый большой вклад в ожидаемое число событий.

Для того чтобы оценить, каков будет отклик детекторов на вспышку сверхновой в случае модели вращающегося коллапсара, рассмотрим характерные особенности работавших установок.

Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп (БПСТ) состоит из 3130 модулей [5]. Полная масса сцинтиллятора 330 тонн. БПСТ представляет собой куб с ребром 14 м. Внутри куба расположены две горизонтальные плоскости. Каждая плоскость содержит 400 сцинтилляционных модулей размером $0,7 \times 0,7 \times 0,3 \text{ м}^3$. Каждый счетчик–модуль просматривается одним ФЭУ с диаметром фотокатода 15 см (ФЭУ-49Б). Расстояние между горизонтальными плоскостями $\sim 3,6$ м. Их толщина — 170 г см^{-2} ($\sim 20 \text{ г см}^{-2}$ составляет железо). Сцинтиллятор сделан на основе уайт-спирита (молекулярный состав $C_n H_{2n}$, $\bar{n} = 10$) [3]. Энергетический порог регистрации ~ 10 МэВ. Рабочий объем телескопа, используемый для задачи поиска нейтрино от

коллапсов звезд, состоит из счетчиков, расположенных в трех горизонтальных плоскостях: двух внутренних и одной нижней. Масса сцинтиллятора 132 тонны. При анализе результатов, полученных 23 февраля 1987 г., авторы использовали информацию также от некоторых наружных детекторов. Таким образом, рабочая масса была увеличена до 200 тонн.

Детектор LSD [6], работавший под Монбланом на глубине 5200 м.в.э., состоял из 72 сцинтилляционных счетчиков (рис. 4), находившихся в девяти модулях, размещенных на трех уровнях (по три модуля в каждом) с площадью $6,4 \times 7,4 \text{ м}^2$. Высота LSD — 4,5 м. Каждый модуль представлял собой железный контейнер площадью $6,4 \times 2,14 \text{ м}^2$, высотой 1,5 м и толщиной стенок 2 см. Внутренняя часть модуля была разделена железными листами толщиной 2 см на восемь ячеек, в которых располагались сцинтилляционные счетчики размером $1 \times 1 \times 1,5 \text{ м}^3$. Полная масса сцинтиллятора, сделанного на основе уайт-спирита [3] — 90 тонн, полная масса железа — 200 тонн. Каждый счетчик просматривался тремя фотоумножителями с диаметром фотокатода 15 см (ФЭУ-49Б). Высокая чувствительность и низкий фон детектора позволяли измерять обе частицы в реакции (2) как позитрон, так и нейтрон по захвату на

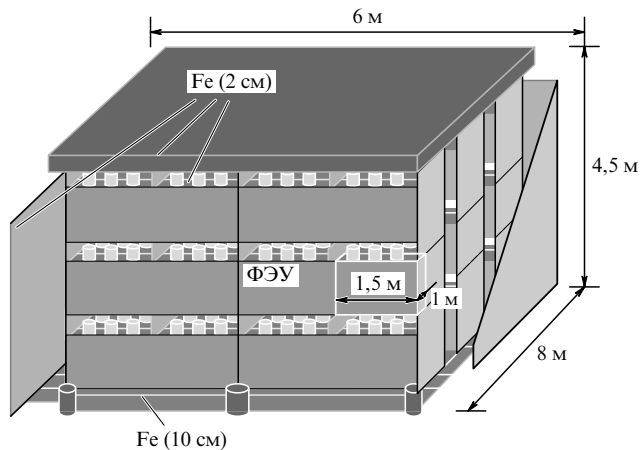


Рис. 4. Жидкостный сцинтилляционный детектор LSD, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель.

Таблица 3.

Детектор	$K_{e^+}(2)$	$K_{e^-}(10a + 10b)$	$K_{e^-}(10в)$
LSD	1,5	0,043	0,024
БПСТ	2	0,052	0,036
КП	17	0,53	0,36
IMB	6	0,4	0,35

водороде (9). Время захвата в сцинтилляторе $\tau \sim 170$ мкс. Гамма-кванты ($E_\gamma = 2,2$ МэВ) регистрировались во временном окне (с энергетическим порогом 0,8 МэВ), которое открывалось в течение 500 мкс после каждого импульса, имевшего энергию более 5 МэВ. Эффективность регистрации нейтрона в том же счетчике, где измеряется позитрон, составляла $\sim 50\%$; при учете возможности регистрации γ -квантов соседними счетчиками, эффективность детектирования нейтронов увеличивается до 80 %.

Черенковский детектор Камиоканде II (КII) [7] состоял из двух коаксиальных цилиндров. Внешний цилиндр имел диаметр 19,6 м и высоту 22,5 м; диаметр внутреннего цилиндра равнялся 15,6 м, а его высота была 16 м. Детектор был заполнен водой. Средняя длина поглощения черенковского света равнялась 45 м. Детектор просматривался 900 фотоумножителями с диаметром фотокатода 50 см, расположенными на поверхности внутреннего цилиндра, который содержал 2140 тонн воды. Эффективность регистрации импульсов зависела от энергетического порога и составляла 50 % для $E = 8,5$ МэВ и 90 % для $E = 14$ МэВ.

Большой черенковский детектор IMB (Irvine-Michigan-Brookhaven) [8] представлял собой прямоугольный параллелепипед с размерами $22,5 \times 17 \times 18$ м³, заполненный водой. Рабочий объем 5000 м³ просматривался 2048 ФЭУ с диаметром фотокатода 20 см, расположенными на шести гранях детектора. Эффективность регистрации импульсов в детекторе составляла 14 % для энергии $E = 20$ МэВ; 56 % для $E = 30$ МэВ и 89 % для $E = 50$ МэВ.

Рисунок 1 показывает временную последовательность событий, зарегистрированных 23 февраля 1987 г. различными установками. Видно, что события сгруппированы около двух моментов времени: около 2:52:36 UT, когда основной сигнал был зарегистрирован детектором LSD, и 7:35:35 UT, когда были получены значимые сигналы в КII и IMB.

Рассмотрим подробнее события LSD. Параметры импульсов для времени 2:52 UT и 7:35 UT представлены в табл. 4. В третьей колонке даны энергии измеренных импульсов, соответствующие двум энергетическим калибровкам, проведенным по измерению спектра энерговыделений от мюонов космических лучей до и после 23 февраля 1987 г. (временной интервал каждой калибровки — три месяца). Точность измерения энергии ~ 20 –25 %. Следует отметить, что LSD регистрировал пачку из 5 импульсов в реальном времени до получения сведений о вспышке SN 1987A. Вероятность случайного совпадения регистрации такого события со вспышкой сверхновой менее 10^{-3} в год [9]. Подобной пачки импульсов не было зафиксировано в течение всего

времени работы LSD: как с 1984 г. по 1987 г., так и с 1987 г. по 1999 г. Правда, в 1988 г. фон детектора был снижен благодаря дополнительной защите. Таким образом, событие LSD значимо.

Во время 2:52:35,4 UT были зарегистрированы также импульсы на двух гравитационных антеннах (в Риме и Мэриленде) [43]. Сильные корреляции между импульсами гравитационных антенн и подземных детекторов наблюдались 23 февраля от 2:00 UT до 8:00 UT [44, 45].

События, полученные на детекторах IMB, КII и БПСТ в 7:35 UT, были проанализированы после получения сообщения о вспышке сверхновой. Эти события большинством физиков интерпретированы как регистрация антинейтринного излучения от SN 1987A.

Попытки объяснить таким же образом событие LSD встречали определенные трудности:

- Во-первых, в момент времени 2:52 UT в КII были измерены 2 или 4 импульса² [46], т.е. в LSD было зарегистрировано больше импульсов, чем в КII. При условии регистрации антинейтринного излучения обоими детекторами такое соотношение могло бы быть возможным только в случае излучения коллапсаром антинейтрино низких энергий (напомним, что энергетический порог регистрации LSD — 5 МэВ, а КII — более 7 МэВ). Но такое предположение требует полной энергии, уносимой нейтрино при коллапсе звезды, $E_\nu = 6E_\gamma \approx 1,2 \times 10^{55}$ эрг [10]. Эта энергия более чем на порядок превышает энергию связи нейтронной звезды с массой $\sim 2 M_\odot$.

- Во-вторых, из пяти зарегистрированных LSD импульсов только один сопровождался малым импульсом с энергией $\sim 1,4$ МэВ, отстоящим от триггерного на 278 мкс. В среднем, при условии регистрации антинейтрино, два-три импульса должны были бы сопровождаться регистрацией γ -кванта 2,2 МэВ от захвата нейтрона (9). Вероятность того, что в этих условиях будет зарегистрирован только один нейтрон, составляет менее 5 %.

Таким образом, объяснение эффекта LSD детектированием антинейтрино, по всей видимости, маловероятно. Все попытки объяснить противоречивые результаты, полученные 23 февраля 1987 г., в рамках модели стандартного коллапса были безуспешны. Однако после того как была предложена модель, учитывающая вращение звезды, появилась возможность по-иному взглянуть на результаты, полученные 19 лет назад. Объяснение эффекта LSD в рамках модели вращающегося коллапсара получается достаточно естественным. Напомним, что первый нейтринный всплеск в этой модели состоит, в основном, из электронных нейтрино. С учетом нейтринных осцилляций на Землю могут прийти нейтрино всех типов с $E_\nu \leq 60$ МэВ [18], но не антинейтрино.

Регистрация электронных нейтрино может осуществиться с помощью реакций (14а, 14б), регистрация мюонных и τ -нейтрино — благодаря реакции, аналогичной реакции (15). Для простоты, сначала рассмотрим взаимодействие электронных нейтрино с ядрами вышеупомянутых детекторов.

IMB и КII имели в своем составе кислород, в основном, ^{16}O ; LSD и БПСТ — углерод ^{12}C и железо

Таблица 4.

№ события	Время, UT ± 2 мс	Энергия, МэВ
1	2:52:36,79	7–6,2
2	40,65	8–5,8
3	41,01	11–7,8
4	42,70	7–7,0
5	43,80	9–6,8
1	7:36:00,54	8
2	7:36:18,88	9

² Количество импульсов зависит от точности временной привязки шкалы к всемирному времени.

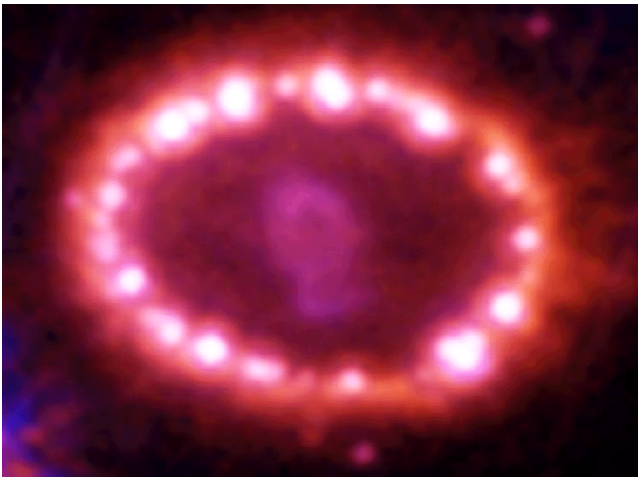


Рис. 6. В феврале 1987 года до Земли дошел свет от ярчайшего из всех наблюдавшихся в современную эпоху взрыва звезды — сверхновой SN1987A. На этом изображении, полученном усовершенствованной камерой для обзоров космического телескопа им. Хаббла в ноябре 2003 года, видно место взрыва спустя 16 лет. Снимок показывает, что ударная волна от сверхновой продолжает сталкиваться с существовавшим до взрыва кольцом из вещества, а зарождающийся в центре остаток вспышки продолжает расширяться. Горячие яркие пятна, похожие на жемчужины на космическом ожерелье, возникли в середине 1990-х годов, когда ударная волна нагрела окружающее вещество до нескольких миллионов градусов. С тех пор астрономы следят за ними во всех спектральных диапазонах. Сверхновая SN1987A находится в Большом Магеллановом Облаке — соседней галактике, удаленной на 170 тыс. световых лет. Это означает, что сам взрыв — коллапс ядра и детонация звезды примерно в 20 раз массивнее Солнца — произошел за 170 тыс. лет до февраля 1987 года. (Фотография взята из The Hubble Heritage Information Center: <http://heritage.stsci.edu>. Авторы P. Challis, R. Kirshner (CfA), and B. Sugerman (STScI), NASA. — Перевод: Д.Ю. Цветкова).

Таким образом, вся совокупность импульсов, зарегистрированных детекторами LSD, КП, ИМВ и БПСТ 23 февраля 1987 г. в период с 2:52 УТ до 7:35 УТ, вполне соответствуют ожидаемой для модели вращающегося коллапсара.

Здесь заметим, что остаток вспышки SN 1987A имеет асимметричную квазиэллипсоидную форму, сильно вытянутую в одном направлении (рис. 6).

**8. Заключение:
детекторы и перспективы наблюдения**

К сожалению, коллапсы звезд — явление очень редкое. За последнюю тысячу лет в письменных источниках были сообщения только о пяти Сверхновых, вспыхнувших в нашей Галактике. Возможны так называемые "скрытые" коллапсы, т.е. коллапсы, происходящие без сброса оболочки или экранированные пылью. Теория предсказывает, что частота таких коллапсов примерно один раз в 20 лет. В связи с этим необходимо иметь детекторы, способные зарегистрировать нейтринную вспышку от коллапсов звезд, развивающихся по разным сценариям. Установки должны непрерывно работать многие годы и, чтобы не работать вхолостую, быть многоцелевыми.

В настоящее время существуют большие детекторы, используемые в разных областях подземной физики (нейтринной физики, физики космических лучей, поиска редких процессов, предсказываемых теорией): Супер-Камиоканде (SuperK), KamLAND, SNO, LVD. Параметры вышеперечисленных установок приведены в табл. 7, а местоположение — на рис. 7. Масса рабочего вещества в SNO (тяжелая вода), в LVD и KamLAND (сцинтиллятор) близка к 1 кт, SuperK (вода) равна 22,5 кт. Кроме этого работают два сцинтилляционных детектора с меньшими массами АСД (Артемовск, Украина, ИЯИ

Таблица 7.

Детектор	Глубина, м.в.э.	Масса, кт	Порог, МэВ	Эффективность			Ожидаемое количество событий					Фон, с ⁻¹
				η_{e^+}	η_n	η_γ	Стандартная модель [1]			Модель вращающе- гося коллапса		
							$\tilde{\nu}_e p$ ($\tilde{\nu}_e D + \nu_e D$)	$\nu_i e^-$	$\nu_i C$	$\nu_e A$	$\nu_e C$	
Артемовск АСД, Россия	570	0,105 $C_n H_{2n}$	5	0,97	0,8	0,85	57	2,1	9,5		19* 9**	0,16
Баксан БПСТ, Россия	850	0,13 (0,2) $C_n H_{2n}$	10	0,6		0,2	45 (67)	1,4 (2,2)	2,8 (4,3)		5* (8) 3** (4)	0,013 (0,033)
KamLAND, США – Япония	2700	1 $C_n H_{2n}$	~ 4	0,9			500	22	85		180* 80**	
Gran Sasso LVD, Италия – Россия	3300	0,95 Fe 1 $C_n H_{2n}$	4 – 6	0,9	0,6	0,55	500	22	55	250* 100**	110* 50**	< 0,1
Kamioka SuperK Япония, США	2700	22,5 H ₂ O	5,5	0,9			9400	400		650* < 160**		
SNO, Канада	6000	1 D ₂ O	5				700	16		600* 350**		

* Количество событий для $E_{\nu_e} = 40$ МэВ.

** Количество событий для $E_{\nu_e} = 30$ МэВ.

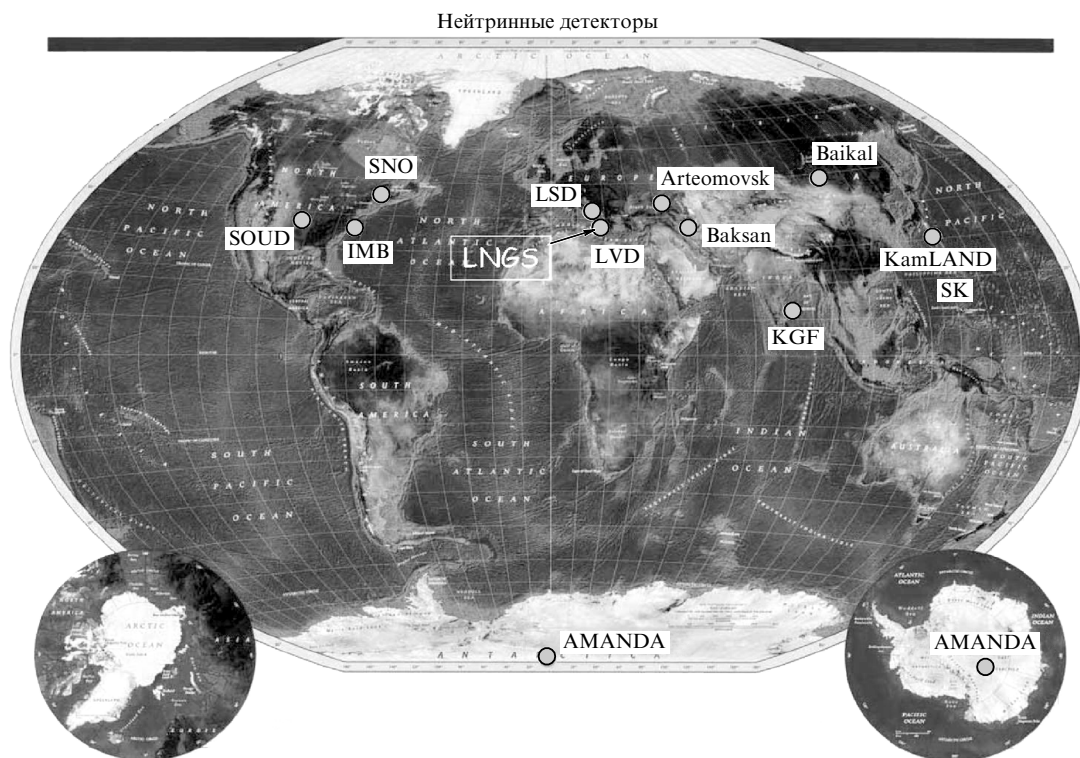


Рис. 7. Расположение существовавших и существующих ныне нейтринных детекторов.

РАН) — 0,1 кт и БПСТ (Баксан, Россия, ИЯИ РАН) — 0,2 кт. Несмотря на относительно небольшие объемы, эти приборы, работающие более 27 лет, способны зарегистрировать нейтринное излучение от коллапсов звезд в Галактике и используются в системе слежения за коллапсами.

В таблице 7 приведены ожидаемые эффекты в различных детекторах в случае коллапса звезды в центре Галактики как в модели стандартного коллапса, так и в модели вращающегося коллапсара (в момент первой вспышки при средней энергии нейтрино 30 и 40 МэВ). Видно, что наибольшее число взаимодействий в первом случае будет зарегистрировано в SuperK из-за большой массы детектора. Во втором случае при $E_\nu \sim 40$ МэВ эффект в детекторах LVD и SNO будет сравним с эффектом в SuperK, а при $E_\nu < 30$ МэВ будет превосходить количество событий в SuperK из-за малого сечения взаимодействия нейтрино с кислородом. Следует отметить, что российско-итальянский детектор LVD, расположенный в подземной лаборатории Гран Сассо Национального института ядерной физики Италии, работает в режиме поиска нейтринного излучения от коллапсов звезд с 1991 г. Он содержит ~ 1 кт сцинтиллятора и ~ 1 кт железа. LVD способен детектировать не только $\bar{\nu}_e$, но и ν_e . В течение 14 лет наблюдений гравитационных коллапсов в Галактике и Магеллановых облаках, в том числе скрытых (без сброса оболочки), не обнаружено. Верхний предел частоты коллапсов в этих галактиках на 90 %-ном уровне достоверности составляет менее 1 события в 6 лет. С учетом данных детектора "Коллапс" (Артемовск, 1977 г.), БПСТ (1978 г.), LSD (1984–1999 гг.) и LVD (1991 г.), верхний предел частоты коллапсов в Галактике меньше одного события в 12 лет на 90 %-ном уровне достоверности.

LVD, SuperK и SNO входят в состав глобальной сети поиска нейтринных вспышек от коллапсирующих звезд (SNEWS), которая работает 4 года.

Остается лишь пожелать нам всем, чтобы вспышки Сверхновых случались почаще и поближе к Земле, но все же не слишком близко.

Список литературы

1. Зельдович Я Б, Гусейнов О Х ДАН СССР **162** 791 (1965)
2. Domogatsky G V, Zatsepin G T, in *Proc. of the 9th Intern. Conf. on Cosmic Rays London, UK, 1965* Vol. 2 (Ed. A C Stickland) (London: The Institute of Physics and The Physical Society, 1965) p. 1030
3. Воеводский А В, Дадыкин В А, Рязская О Г ПТЭ (1) 85 (1970)
4. Korchagin P V et al., in *Proc. of the 16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979* Vol. 10 (Ed. S Miyake) (Tokyo: Institute for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo Press, 1979) p. 299
5. Alekseev E N et al., in *Proc. of the 16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979* Vol. 10 (Ed. S Miyake) (Tokyo: Institute for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo Press, 1979) p. 282; in *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics Sendai, Japan, 1986* (Eds T Kitagaki, H Yuta) (Singapore: World Scientific Publ. Co., 1986) p. 270
6. Badino G et al. *Nuovo Cimento* **C7** 573 (1984); Dadykin V L et al., in *Proc. of the 16th Intern. Cosmic Ray Conf., Kyoto, Japan, 1979* Vol. 10 (Ed. S Miyake) (Tokyo: Institute for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo Press, 1979) p. 285
7. Hirata K et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1490 (1987)
8. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1494 (1987)
9. *IAU Circ.* (4316) (1987); *IAU Circ.* (4323) (1987)
10. Дадыкин В Л, Зацепин Г Т, Рязская О Г УФН **158** 139 (1989)
11. Nadyozhin D K *Astrophys. Space Sci.* **49** 399; **51** 283 (1977); **53** 131 (1978)
12. Bruenn S W *Phys. Rev. Lett.* **59** 938 (1987)
13. Herant M, Benz W, Colgate S *Astrophys. J.* **395** 642 (1992)
14. Janka H-T, Müller E *Astron. Astrophys.* **290** 496 (1994)
15. Burrows A, Hayes J, Fryxell B A *Astrophys. J.* **450** 830 (1995)
16. Имшенник В С, Литвинова И Ю ЯФ **69** 660 (2006)

17. Imshennik V S *Space Sci. Rev.* **74** 325 (1995)
18. Имшенник В С, Рязжская О Г *Письма в Астрон. журн.* **30** 17 (2004)
19. Аксенов А Г и др. *Письма в Астрон. журн.* **23** 779 (1997)
20. Tassoul J-L *Theory of Rotating Stars* (Princeton, NJ: Princeton Univ. Press, 1978)
21. Lai Dong, Shapiro S L *Astrophys. J.* **442** 259 (1995)
22. Блинные С И и др. *Астрон. журн.* **67** 1181 (1990)
23. Имшенник В С *Письма в Астрон. журн.* **18** 489 (1992)
24. Аксенов А Г, Блинные С И, Имшенник В С *Астрон. журн.* **72** 717 (1995)
25. Имшенник В С, Надежин Д К *Письма в Астрон. журн.* **18** 195 (1992)
26. Имшенник В С, Надежин Д К *УФН* **156** 561 (1988)
27. Arnett W D *Can. J. Phys.* **44** 2553 (1966)
28. Иванова Л Н и др., в сб. *Труды международного семинара по физике нейтрино и нейтринной астрофизике* Т. 2 (М.: ФИАН СССР, 1969) с. 180
29. Имшенник В С, Надежин Д К, в сб. *Итоги науки и техники. Серия "Астрономия"* Т. 21 (М.: ВИНТИ АН СССР, 1982) с. 63
30. Надежин Д К, Отрошенко Н В *Астрон. журн.* **57** 78 (1980)
31. Bowers R, Wilson J R *Astrophys. J.* **263** 366 (1982)
32. Wilson J R et al. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **470** 267 (1986)
33. Aglietta M et al. *Europhys. Lett.* **3** 1315 (1987); Дадькин В Л и др. *Письма в Астрон. журн.* **14** 107 (1988)
34. Алексеев Е Н и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 461 (1987)
35. Ландау Л Д *ДАН СССР* **17** 301 (1937)
36. Chudakov A E, Ryazhskaia O G, Zatsepin G T, in *Proc. of the 13th Intern. Conf. Cosmic Ray, ICCR, Denver, CO, USA, 17–30 August 1973* (Ed. R L Chasson) (Boulder, CO: Univ. of Denver, Colorado Associated Univ. Press, 1973) p. 2007
37. Bugaev E V et al. *Nucl. Phys. A* **324** 350 (1979)
38. Kolbe E, Langanke K, Krewald S *Phys. Rev. C* **49** 1122 (1994); Kolbe E, Langanke K *Phys. Rev. C* **63** 025802 (2001)
39. Gaponov Yu V, Ryazhskaia O G, Semenov S V *ЯФ* **67** 1993 (2004)
40. Haxton W C *Phys. Rev. D* **36** 2283 (1987)
41. Fukugita M, Kohyama Y, Kubodera K *Phys. Lett. B* **212** 139 (1988)
42. Ryazhskaia O G, Riasny V G, Saavedra O *Письма в ЖЭТФ* **59** 297 (1994)
43. Amaldi E et al. *Europhys. Lett.* **3** 1325 (1987)
44. Pizzella G *Nuovo Cimento. B* **102** 471 (1989)
45. Aglietta M et al. *Nuovo Cimento C* **12** 75 (1989)
46. De Rújula A, in *Proc. EPS, Conf., Uppsala, 1987; Phys. Lett. B* **193** 514 (1987)
47. Деденко Л Г, Федунин Е Ю, частное сообщение (2003)
48. Бояркин В В, Дипломная работа (М.: МФТИ, 2004)

Neutrinos from collapsing stars: present status of experiment

O.G. Ryazhskaia

*Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7A, 117312 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 938-57 46, (7-495) 938-19 30
E-mail: ryazhskaia@lvd.ras.ru; ryazhskaia@vaxmw.tower.ras.ru*

The responses of existing underground detectors to neutrino bursts from collapsing stars is discussed for various models. The interpretation of the results on the detection of the neutrino radiation from SN1987A is considered. A combination of large scintillation counters interlayered with iron slabs (as a target for electron neutrino interaction) is suggested as a detector for collapse neutrinos. Results on the upper limit to stellar collapse rate in Galaxy based on 28 years of observation in the framework of the RAS INR neutrino detection program are presented.

PACS numbers: 95.55.Vj, 95.85.Ry, **97.60. – s**

Bibliography — 48 references

Received 22 May 2006, revised 17 July 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (10) 1039 – 1050 (2006)

Physics – Uspekhi **49** (10) (2006)