Письма в ЖЭТФ, том 99, вып. 11, с. 771 – 781 © 2014 г. 10 июня

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Проекты РФФИ # 11-02-00394

Нейтринные процессы во внешней активной среде

А. В. Кузнецов[1], *Н. В. Михеев*

Ярославский государственный университет им. Демидова, 150000 Ярославль, Россия

Поступила в редакцию 30 апреля 2014 г.

Проанализированы возможные проявления взаимодействий нейтрино с внешней активной астрофизической средой (плотной плазмой и сильным магнитным полем) как за счет нестандартного магнитного момента дираковского нейтрино, возникающего в расширениях стандартной модели, так и за счет стандартного слабого взаимодействия.

DOI: 10.7868/S0370274X14110113

1. Введение. Одним из важнейших событий последних десятилетий в нейтринной физике является разрешение загадки солнечных нейтрино в эксперименте на тяжеловодном детекторе Нейтринной обсерватории в Садбери (Канада). Подтвердив ключевую идею Б. Понтекорво о нейтринных осцилляциях, этот эксперимент, а также эксперименты с атмосферными и реакторными нейтрино доказывают наличие у нейтрино массы покоя и смешивания в лептонном секторе. Кроме того, процесс решения проблемы солнечных нейтрино заметно стимулировал прогресс физики Солнца в различных ее аспектах, а также ряда наук, изучающих свойства материи на уровне микромира (физики ядерных реакций, радиохимии и т.д.).

Другим направлением нейтринной астрофизики, где тоже взаимодействует сразу несколько отраслей физической науки, является регистрация нейтрино от взрыва сверхновой. На данный момент имеется единственный зарегистрированный нейтринный сигнал от сверхновой SN1987A в Большом Магеллановом Облаке. В этом случае сразу четыре подземных нейтринных детектора (Камиоканде-2, ИМБ, ЛСД и Баксанский сцинтилляционный телескоп) впервые зафиксировали электронные антинейтрино в реакции $\bar{\nu}_e + p \to n + e^+$.

Взрывы сверхновых можно назвать уникальными естественными лабораториями для изучения фундаментальных свойств материи при экстремальных физических условиях. При этом одним из важнейших факторов, практически полностью определяющих энергетику процесса, является присутствие гигантских потоков нейтрино. Это означает, что микроскопические характеристики нейтрино могли бы оказывать решающее влияние на макроскопические свойства указанных астрофизических событий. Нейтринный мониторинг Галактики сетью детекторов, нацеленных на регистрацию нейтринного сигнала от ожидаемого взрыва галактической сверхновой, выводит эту элементарную частицу на передний план как один из основных инструментов астрофизических исследований. В связи с вышеизложенным наблюдается устойчивый рост интереса к физике нейтрино в условиях внешней активной среды.

В настоящем обзоре, основанном на публикациях [1–6], мы рассматриваем несколько возможных проявлений взаимодействий нейтрино с внешней активной астрофизической средой (плотной плазмой и сильным магнитным полем) как за счет нестандартного магнитного момента дираковского нейтрино, возникающего в расширениях стандартной модели, так и за счет стандартного слабого взаимодействия.

2. Ограничение на магнитный момент нейтрино из данных по SN1987A. Ненулевой по величине магнитный момент нейтрино открывает возможности для протекания различных процессов с переворотом спиральности, в которых термализованные левоспиральные нейтрино внутри звезды становятся правоспиральными, т.е. стерильными по отно-

[1]e-mail: avkuzn@uniyar.ac.ru

шению к слабому взаимодействию. Это может быть важным, например, при учете потерь энергии звездами. В рамках стандартной модели, расширенной на включение нейтринных масс m_ν, нейтрино обладает магнитным моментом [7, 8]

$$\mu_\nu^{(\mathrm{SM})} = \frac{3e\, G_\mathrm{F}\, m_\nu}{8\pi^2\sqrt{2}} = 3.20 \cdot 10^{-19} \left(\frac{m_\nu}{1\,\text{эВ}}\right) \mu_\mathrm{B}, \qquad (1)$$

где $\mu_\mathrm{B} = e/2m_e$ – магнетон Бора (мы используем естественную систему единиц $c = \hbar = 1$; $e > 0$ –элементарный заряд). Однако с учетом известных ограничений на массы нейтрино эту величину можно считать ненаблюдаемо малой. С другой стороны, различные нетривиальные расширения стандартной модели, такие, например, как нарушенная лево-правая симметрия [9–13], допускают существенно бóльшие значения магнитного момента нейтрино [14–16].

В общем случае следует рассматривать матрицу магнитных моментов $\mu_{\nu_i \nu_j} \equiv \mu_{ij}$ (т.е. как диагональные, так и переходные магнитные моменты), где ν_i, ν_j — состояния нейтрино с определенной массой. Нейтринные состояния ν_ℓ с определенными ароматами ℓ, рождающиеся в слабых процессах, являются суперпозициями состояний ν_i:

$$\nu_\ell = \sum_i U^*_{\ell i} \nu_i\,, \qquad (2)$$

где $U_{\ell i}$ — унитарная матрица лептонного смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты. В дальнейшем мы для простоты будем использовать эффективное значение магнитного момента. Например, для процессов с начальными электронными нейтрино под величиной μ_ν^2 следует понимать

$$\mu_\nu^2 \to \mu_{\nu_e}^2 \equiv \sum_i \left| \sum_j \mu_{ij} U_{ej} \right|^2 . \qquad (3)$$

То же самое справедливо для начальных мюонного и тау-нейтрино.

Анализ возможных проявлений магнитного момента нейтрино в энергетике звезд позволяет установить довольно сильные астрофизические ограничения на величину μ_ν. Например, нестандартные нейтринные потери могли бы проявляться в ядрах красных гигантов малой массы, приводя к задержке возгорания гелия. Соответственно был получен предел [17, 18]:

$$\mu_\nu < 0.3 \cdot 10^{-11}\, \mu_\mathrm{B}. \qquad (4)$$

Независимое ограничение на магнитный момент нейтрино было получено из анализа эволюции ранней Вселенной [19, 20]:

$$\mu_\nu < 6.2 \cdot 10^{-11}\, \mu_\mathrm{B}. \qquad (5)$$

Здесь нейтринные столкновения с переворотами спиральности могли бы заметно увеличить число стерильных дираковских компонент в эпоху перед отщеплением нейтрино. Это, в свою очередь, стало бы причиной удвоения эффективного числа термально возбужденных степеней свободы нейтрино и увеличения скорости расширения Вселенной, что привело бы к переизбытку гелия.

Интерес к возможным астрофизическим и космологическим проявлениям магнитного момента нейтрино стимулировал эксперименты по его измерению в лабораторных условиях. Наилучшее ограничение получено в эксперименте GEMMA по изучению рассеяния антинейтрино на электронах, поставленном на Калининской атомной станции коллаборацией ИТЭФ (Москва) и ОИЯИ (Дубна). Верхняя граница на магнитный момент нейтрино составила [21]

$$\mu_\nu < 3.2 \cdot 10^{-11}\, \mu_\mathrm{B}. \qquad (6)$$

Интерес к магнитному моменту нейтрино значительно возрос после знаменательного события – вспышки сверхновой SN1987A. Он был связан с моделированием взрыва сверхновой, в котором гигантский исходящий поток нейтрино фактически определяет энергетику процесса. Последнее означает, что такая микроскопическая характеристика нейтрино, как магнитный момент, способна оказывать решающее влияние на макроскопические свойства этих астрофизических событий. Нейтрино левой спиральности, запертые во время коллапса внутри ядра сверхновой, могут перейти в правоспиральные. Данный процесс возможен благодаря взаимодействию магнитного момента дираковского нейтрино с виртуальным плазмоном, который способен как рождаться, так и поглощаться:

$$\nu_L \to \nu_R + \gamma^*, \quad \nu_L + \gamma^* \to \nu_R\,. \qquad (7)$$

Эти стерильные нейтрино, покидая ядро, могли бы не оставить достаточно энергии, необходимой для объяснения наблюдаемой нейтринной светимости сверхновой. Отсюда может быть установлена верхняя граница на магнитный момент нейтрино.

Данный вопрос в различных аспектах рассматривался многими авторами. Список работ и анализ полученных оценок можно найти, например, в [3, 4]. В работе [22] был проведен детальный анализ процессов (7) с конверсией спиральности нейтрино, обусловленных его взаимодействием со всеми заряженными компонентами плазмы через виртуальный плазмон, с учетом поляризационных эффектов плазмы в фотонном пропагаторе. Рассматривались только дираковские нейтрино, поскольку в этом случае взаимодействие магнитного момента (и диагональных, и недиагональных составляющих) нейтрино с фотонами переводит активные левые нейтрино в правые, которые стерильны по отношению к слабому взаимодействию. Случай майорановских нейтрино в данном аспекте не представляет интереса, т.к. рождающиеся при этом правые антинейтринные состояния нестерильны.

В работе [22] на основе стандартной техники вычислений квантовой электродинамики была получена функция $\Gamma_{\nu_R}(E')$, определяющая вероятность рождения правого нейтрино с фиксированной энергией E', просуммированную по всем состояниям начальных левых нейтрино и по состояниям начальных и конечных частиц плазмы. При помощи функции $\Gamma_{\nu_R}(E')$ можно рассчитать полное число правых нейтрино, излученных в расчете на 1 МэВ шкалы энергий за единицу времени из единичного объема:

$$\frac{\mathrm{d}n_{\nu_R}}{\mathrm{d}E'} = \frac{E'^2}{2\,\pi^2}\,\Gamma_{\nu_R}(E'). \qquad (8)$$

Спектр энергий правых нейтрино (8) может быть использован для исследования возможных механизмов переноса энергии этими нейтрино во внешние слои оболочки сверхновой.

Полученная функция $\Gamma_{\nu_R}(E')$ использовалась для установления ограничения сверху на магнитный момент нейтрино путем сравнения светимости ядра сверхновой, вычисленной из спектра энергии правых нейтрино (8), со светимостью левых нейтрино $L_{\nu_L} \sim (10^{52}-10^{53})$ эрг/с [23, 24].

В результате из данных по сверхновой SN1987A была установлена новая астрофизическая граница на магнитный момент электронного нейтрино [22]:

$$\mu_\nu < (0.7-1.5)\cdot 10^{-12}\,\mu_{\mathrm{B}}. \qquad (9)$$

Однако как эти, так и все известные предыдущие исследования были основаны на очень упрощенных моделях ядра сверхновой в виде однородного шара с некоторыми усредненными величинами физических параметров. Более того, согласно современным представлениям значения параметров являются скорее завышенными, чем типичными.

Целью работ [3, 4] являлось получение оценки магнитного момента дираковского нейтрино более надежным, чем в предыдущих работах, способом с использованием радиальных распределений и временнóй эволюции физических параметров, взятых из нескольких реалистичных моделей ядра сверхновой [25–28]. Были получены верхние ограничения на комбинацию эффективных магнитных моментов электронного, мюонного и тау-нейтрино. Основой для данных ограничений послужило условие достаточно малого влияния испускания правых нейтрино в течение 1–2 с после коллапса на последующую стадию взрыва сверхновой (так называемую стадию Кельвина–Гельмгольца).

Временнáя эволюция светимости правых нейтрино определяется интегралом по объему области, испускающей нейтрино, и по энергиям нейтрино:

$$L_{\nu_R}(t) = \frac{1}{2\,\pi^2}\int dV \int\limits_0^\infty dE'\,E'^3\,\Gamma_{\nu_R}(E'). \qquad (10)$$

Правые нейтрино – новый охлаждающий агент. Для того чтобы значительно повлиять на темп охлаждения звездного ядра он должен конкурировать с потерями энергии через активные типы нейтрино. Длительность наблюдаемого нейтринного сигнала от сверхновой SN1987A указывает на то, что дополнительные потери энергии через правые нейтрино должны быть ограничены сверху по меньшей мере значением потерь через левые нейтрино:

$$L_{\nu_R} < L_{\nu_L}, \qquad (11)$$

что дает консервативную оценку ограничения на магнитный момент нейтрино. В работах [3, 4] была получена следующая верхняя граница на усредненный по ароматам и по времени магнитный момент нейтрино на стадии Кельвина–Гельмгольца взрыва сверхновой:

$$\bar{\mu}_\nu < (1.1-2.7)\,\cdot 10^{-12}\,\mu_{\mathrm{B}} \qquad (12)$$

(в зависимости от модели взрыва). С 2010 года эта оценка включена в международные таблицы свойств элементарных частиц (Review of Particle Physics).

3. Магнитный момент дираковского нейтрино и динамика взрыва сверхновой. При численном моделировании взрыва сверхновой возникают две основные проблемы [23, 24, 29–31]. Во-первых, еще недостаточно разработан механизм стимулирования затухающей ударной волны, без которого взрыв, по-видимому, не может состояться. Напомним, что основной причиной затухания ударной волны является потеря энергии на диссоциацию ядер. Вторая проблема состоит в том, что даже в случае "успешного" теоретического взрыва сверхновой энерговыделение оказывается существенно меньше наблюдаемой кинетической энергии оболочки ($\sim 10^{51}$ эрг). Последнее известно как проблема FOE (*ten to the Fifty One Ergs*). Наиболее естественным считается, что для согласованного описания динамики взрыва необходимо, чтобы исходящий из центральной части сверхновой нейтринный поток за счет некоторого механизма передавал оболочке энергию масштаба $\sim 10^{51}$ эрг.

Одним из возможных вариантов решения указанных проблем является механизм, предложенный А. Даром [32]. Он основан на предположении о существовании у нейтрино не слишком малого магнитного момента. Левые нейтрино электронного типа ν_e, рождающиеся в большом количестве в коллапсирующем ядре сверхновой, частично превращаются в правые нейтрино за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с электронами и протонами плазмы. В свою очередь, правые нейтрино, стерильные относительно слабого взаимодействия, свободно покидают центральную часть сверхновой, если магнитный момент нейтрино не слишком велик: $\mu_\nu < 10^{-11}\,\mu_{\rm B}$, где $\mu_{\rm B}$ – магнетон Бора. Часть этих нейтрино может снова превратиться в левые за счет взаимодействия магнитного момента нейтрино с магнитным полем в оболочке сверхновой. По существующим представлениям величина магнитного поля может достигать здесь масштаба критического значения $B_e = m_e^2/e \simeq 4.41 \cdot 10^{13}$ Гс, и даже превышать его [33, 34]. Вновь рождающиеся энергичные левые нейтрино, поглощаясь в ходе бета-процессов ($\nu_e n \to e^- p$), могут передавать оболочке сверхновой дополнительную энергию.

После того как в работе [22] было показано, что в предыдущих статьях на данную тему оценки для потока и светимости правых нейтрино из центральной части сверхновой были существенно занижены, появились основания для более детального рассмотрения механизма двукратной конверсии спиральности нейтрино. Новый анализ процесса $\nu_L \to \nu_R \to \nu_L$ в условиях сверхновой и возможности стимулирования затухающей ударной волны выполнен в работе [2].

Для того чтобы полная энергия, уносимая правыми нейтрино из центральной части сверхновой за время порядка 0.2 с, имела масштаб 10^{51} эрг, интегральная светимость правых нейтрино должна составлять

$$L_{\nu_R} \simeq 4 \cdot 10^{51}\,\text{эрг/с}. \tag{13}$$

Анализ показывает, что такая светимость может быть обеспечена за счет обсуждаемого механизма конверсии спиральности нейтрино при значениях магнитного момента нейтрино, не превышающих полученного в работах [3, 4] уточненного верхнего предела (12). Для оценок мы использовали значение магнитного момента нейтрино $\mu_\nu = 3 \cdot 10^{-13}\,\mu_{\rm B}$. Эта величина, с одной стороны, достаточно мала, чтобы не исказить динамику сверхновой. С другой же стороны, она может обеспечить требуемый уровень светимости правых нейтрино.

Поток правых нейтрино, исходящий из ядра сверхновой при коллапсе, попадает в область оболочки сверхновой между нейтриносферой (радиуса R_ν) и зоной стагнации ударной волны (радиуса R_s). По существующим представлениям типичные значения этих радиусов за время стагнации меняются незначительно. Они могут быть оценены как $R_\nu \sim (20{-}50)$ км, $R_s \sim (100{-}200)$ км. Если в рассматриваемой области присутствует достаточно большое магнитное поле ($\sim 10^{13}$ Гс), то имеет место явление спиновых осцилляций нейтрино, которое при определенных условиях может носить резонансный характер.

Влияние магнитного поля на нейтрино, обладающее магнитным моментом, удобнее всего проиллюстрировать с помощью уравнения эволюции спиральности нейтрино во внешнем магнитном поле. С учетом дополнительной энергии C_L, которую левые нейтрино электронного типа ν_e приобретают в веществе, уравнение эволюции спиральности может быть записано в виде (см., например, [35])

$$i\frac{\partial}{\partial t}\begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix} = \left[\hat{E}_0 + \begin{pmatrix} 0 & \mu_\nu B_\perp \\ \mu_\nu B_\perp & C_L \end{pmatrix}\right]\begin{pmatrix} \nu_R \\ \nu_L \end{pmatrix}, \tag{14}$$

где

$$C_L = \frac{3\,G_{\rm F}}{\sqrt{2}}\frac{\rho}{m_N}\left(Y_e - \frac{1}{3}\right). \tag{15}$$

Здесь $\rho/m_N = n_B$ – концентрация нуклонов, $Y_e = n_e/n_B = n_p/n_B$, $n_{e,p}$ – концентрации электронов и протонов, $B_\perp$ – поперечная по отношению к направлению движения нейтрино составляющая магнитного поля, а слагаемое $\hat{E}_0$ пропорционально единичной матрице и несущественно для нашего анализа.

Выражение (15) для дополнительной энергии левых нейтрино C_L заслуживает специального анализа. Примечательной является возможность для этой величины обращаться в нуль именно в интересующей нас области оболочки сверхновой. Последнее определяет условие резонансного перехода $\nu_R \to \nu_L$ в виде $Y_e = 1/3$. Необходимо отметить, что в оболочке сверхновой реализуются значения Y_e, характерные для коллапсирующего вещества: $Y_e \sim 0.4{-}0.5$. Ударная волна, вызывающая диссоциацию тяжелых ядер, делает вещество более прозрачным для нейтрино. Это ведет к так называемой короткой нейтринной вспышке и, как следствие, к значительной делептонизации вещества в данной области. Согласно существующим представлениям в радиальном распределении величины Y_e возникает характерный провал, где Y_e может падать вплоть до значений ~ 0.1 (см., например, [30, 31]). Таким образом, неизбежно имеется точка, где Y_e принимает значение 1/3. Примечательно, что есть только одна такая точка с $dY_e/dr > 0$ (см. [30, 31]).

Подчеркнем, что выражение (15) относится только к электронному нейтрино, в амплитуде рассеяния которого на электронах среды присутствуют каналы обмена как нейтральным Z-бозоном, так и заряженным W-бозоном. Для мюонного и тау-нейтрино, которые рассеиваются на электронах только через обмен нейтральным Z-бозоном, дополнительная энергия нигде не обращается в нуль и указанный резонансный переход невозможен.

Отметим, что условие $Y_e = 1/3$ является необходимым, но все же еще не достаточным условием резонансной конверсии правых нейтрино в левые ($\nu_R \to \nu_L$). Необходимо также выполнение так называемого условия адиабатичности. Смысл последнего сводится к тому, что при смещении от точки резонанса на расстояние порядка длины осцилляций диагональный элемент C_L в уравнении (14) по крайней мере не должен превышать недиагональный элемент $\mu_\nu B_\perp$. Это ведет к условию [35]

$$\mu_\nu B_\perp \gtrsim \left(\frac{dC_L}{dr}\right)^{1/2} \simeq \left(\frac{3\,G_\mathrm{F}}{\sqrt{2}}\frac{\rho}{m_N}\frac{dY_e}{dr}\right)^{1/2}. \qquad (16)$$

Типичные значения параметров в рассматриваемой области составляют (см. [30, 31])

$$\frac{dY_e}{dr} \sim (10^{-8}–10^{-7})\,\text{см}^{-1}, \quad \rho \sim 10^{10}\,\text{г}\cdot\text{см}^{-3}. \qquad (17)$$

Для значения магнитного поля, обеспечивающего выполнение условия резонанса, находим

$$B_\perp \gtrsim 2.6\cdot 10^{13}\,\text{Гс}\left(\frac{10^{-13}\mu_\mathrm{B}}{\mu_\nu}\right)\times \\ \times\left(\frac{\rho}{10^{10}\,\text{г}\cdot\text{см}^{-3}}\right)^{1/2}\left(\frac{dY_e}{dr}\cdot 10^{8}\,\text{см}\right)^{1/2}. \qquad (18)$$

При оцениваемых энергиях $E_\nu \sim (100–200)$ МэВ длина свободного пробега нейтрино относительно бета-процессов составляет

$$\lambda \simeq 800\,\text{м}\,\frac{1}{1-Y_e}\left(\frac{150\,\text{МэВ}}{E_\nu}\right)^2. \qquad (19)$$

Таким образом, в рассматриваемой области левые нейтрино поглощаются практически полностью.

Представленный анализ показывает, что механизм Дара двукратной конверсии спиральности нейтрино, $\nu_L \to \nu_R \to \nu_L$, может реализоваться. При этом условия его реализации оказываются не слишком жесткими: магнитный момент дираковского нейтрино должен находиться в интервале $10^{-13}\,\mu_\mathrm{B} < \mu_\nu < 10^{-12}\,\mu_\mathrm{B}$, а в области $R_\nu < R < R_s$ должно существовать магнитное поле $\sim 10^{13}$ Гс. За время стагнации ударной волны $\Delta t \sim (0.2–0.4)$ с в указанную область инжектируется дополнительная энергия порядка

$$\Delta E \simeq L_{\nu_R}\,\Delta t \sim 10^{51}\,\text{эрг}, \qquad (20)$$

которой как раз и достаточно для решения проблемы.

4. Нейтринный пульсар. При наличии у нейтрино магнитного момента в интервале $10^{-13}\,\mu_\mathrm{B} < \mu_\nu < 10^{-12}\,\mu_\mathrm{B}$ и при условии, что в оболочке ядра сверхновой существует магнитное поле масштаба $\sim 10^{14}$ Гс, возможно возникновение временно́й эволюции нейтринного сигнала от сверхновой, обусловленной осцилляциями спиральности нейтрино, в которых происходит превращение активных электронных нейтрино и антинейтрино основного нейтринного потока в стерильную по отношению к слабому взаимодействию форму: $\nu_L \to \nu_R$, $\bar\nu_R \to \bar\nu_L$. Как показал анализ (см. (14)–(16)), при наличии указанных значений магнитного поля в оболочке ядра сверхновой процесс конверсии может иметь резонансный характер.

Предположим, что в оболочке ядра сверхновой существует достаточно медленно меняющееся со временем полоидальное магнитное поле порядка 10^{14} Гс. Заметим, что обсуждаемые в литературе [36–39] возможные величины полоидального магнитного поля, генерируемого в оболочке ядра сверхновой, достигают 10^{16} Гс.

Формулируя условие адиабатичности (16) через некоторую эффективную интенсивность поля B_eff в виде

$$B_\perp(R_{1/3}) \gtrsim B_\mathrm{eff}, \qquad (21)$$

где $R_{1/3}$ – расстояние от центра звезды до точки $Y_e = 1/3$, можно определить величину B_eff

$$B_\mathrm{eff} = \frac{1}{\mu_\nu}\left(\frac{3\,G_\mathrm{F}}{\sqrt{2}}\frac{\rho}{m_N}\frac{dY_e}{dr}\right)^{1/2}. \qquad (22)$$

Используя типичные масштабы параметров в рассматриваемой области, (см. (17)), для значения магнитного поля B_eff, обеспечивающего выполнение условия резонанса, находим

$$\frac{B_\mathrm{eff}}{B_e} \simeq 2\cdot\left(\frac{10^{-13}\mu_\mathrm{B}}{\mu_\nu}\right)\times \\ \times\left(\frac{\rho}{10^{10}\,\text{г}\cdot\text{см}^{-3}}\right)^{1/2}\left(\frac{dY_e}{dr}\cdot 10^{7}\,\text{см}\right)^{1/2}. \qquad (23)$$

Заметим, что при значении поперечной компоненты магнитного поля $B_\perp \sim B_{\text{eff}}$ более чем 99 % всех нейтрино конвертирует в стерильную форму. Таким образом, оболочка сверхновой с магнитным полем становится практически непрозрачной для активных нейтрино. Это должно привести к подавлению нейтринного сигнала от сверхновой.

Поскольку в формулы (14), (21) входит поперечная составляющая магнитного поля $B_\perp$, при рождении магнитара с полем $\sim 10^{14}$ Гс нейтрино могут избежать конверсии своей спиральности только в узкой области вблизи полюсов. При вращении рождающегося магнитара вокруг оси, не совпадающей с его магнитным моментом, если нам "повезет" с ориентацией оси вращения, нейтринный сигнал будет иметь пульсирующий характер, т.е. может наблюдаться своего рода нейтринный пульсар.

Как уже отмечалось, процесс резонансной конверсии спиральности имеет место только для электронных нейтрино (это справедливо также и для антинейтрино). В нейтринном потоке, исходящем из ядра сверхновой, возможны резонансные осцилляции аромата в верхних слоях звезды. Поэтому в потоке нейтрино, достигающих Земли, может иметь место дефицит не только нейтрино электронного аромата, но и других типов нейтрино, ν_μ и ν_τ. Следовательно, для реставрации потока нейтрино от сверхновой необходимы детекторы, чувствительные ко всем типам нейтрино. Реставрированный таким образом поток нейтрино от сверхновой будет иметь пульсирующий во времени характер с глубиной пульсаций $\sim 30\,\%$, (рис. 1).

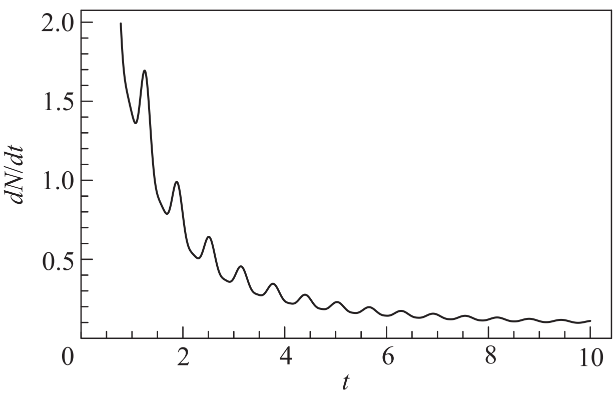

Иллюстрация пульсирующего характера нейтринного сигнала при вращении рождающегося магнитара вокруг оси, не совпадающей с его магнитным моментом (нейтринного пульсара)

5. Нейтринный триггер магниторотационного механизма толчка новорожденного пульсара. Одной из наиболее острых астрофизических проблем, для решения которой неоднократно предпринимались попытки привлечь физику нейтрино, является обсуждаемая уже более 40 лет проблема больших собственных скоростей пульсаров, рождающихся при взрывах сверхновых. Общий список публикаций с данными соответствующих наблюдений достаточно велик. Здесь мы укажем только первые работы [40, 41], в которых эта проблема была сформулирована, и работы [42] и [43], в которых были обобщены наблюдательные данные по массивам из 99 и 233 пульсаров соответственно. Средняя скорость по выборке из 233 пульсаров [43] была оценена на уровне 400 км/с. При этом более 15 % пульсаров имело скорости > 1000 км/с. Скорости двух наиболее быстрых пульсаров оценивались на уровне ~ 1600 км/с. Позднее появилось сообщение [44] об открытии пульсара с рекордной скоростью 2400–2900 км/с.

Важно, что установлена корреляция между направлениями скоростей пульсаров и их осей вращения. В статье [45] анализировался массив из 25 пульсаров, для 10 из которых было обнаружено отклонение вектора скорости от оси вращения на угол либо $< 10^\circ$, либо $> 80^\circ$. Возникновение корреляции у такой большой доли массива благодаря случайными факторам маловероятно.

Очевидно, что причиной начального толчка является некоторая асимметрия взрыва сверхновой. Однако природа последней до сих пор не раскрыта. В целом ряде работ, перечень которых можно найти, например, в статьях [6], предлагались различные варианты объяснения данной асимметрии. Укажем здесь работы [46, 47]. Они посвящены многомерному моделированию взрыва сверхновой, в котором анизотропия развивается хаотично. В результате возможное значение скорости пульсара достигает уровня 10^3 км/с. Однако в этом подходе никак не объясняется установленная корреляция между направлениями скорости пульсара и оси его вращения [45].

Наиболее интересными, с нашей точки зрения, выглядят механизмы с участием нейтрино. Известно, что нейтрино уносят около 99 % от общей излучаемой энергии сверхновых, $E \sim 3{\cdot}10^{53}$ эрг. Если имеется асимметрия вылета нейтрино на уровне $\sim 3\,\%$, то они уносят импульс $\sim 0.03\,E/c$. Компактный остаток взрыва, т.е. нейтронная звезда с массой $\sim 1.4 M_\odot$, получает такой же импульс. В этом случае его скорость может быть легко оценена. Она составит ~ 1000 км/с.

В работах [48–51] в качестве реактивной силы, выталкивающей нейтронную звезду, рассматривалось асимметричное излучение нейтрино (антинейтрино) при коллапсе через урка-процессы в сильном магнитном поле масштаба 10^{14}–10^{15} Гс в ядре сверхновой. Однако, как было показано в [52–54], нейтрино, рождающиеся в электрослабых процессах, имеют небольшие длины свободного пробега в веществе центральной части сверхновой и не могут обеспечить высоких скоростей пульсаров.

Предпринимались также попытки объяснить большие пространственные скорости молодых пульсаров с учетом некоторых возможных нестандартных свойств нейтрино. Например, в работах [55–57] авторы попытались использовать для объяснения асимметрии взрыва сверхновой стерильные нейтрино. Привлекательность данного сценария состоит в том, что тяжелые стерильные нейтрино (с массовым масштабом в несколько кэВ) решали бы одновременно две проблемы: обеспечивая начальную скорость пульсаров, они могли бы также играть роль темной материи. Однако, как показал анализ [6], в каждой из указанных работ результат для асимметрии был завышен более чем на порядок. В результате величина магнитного поля, необходимого для достижения желаемого эффекта, должна быть масштаба 10^{17-18} Гс.

Уместен вопрос: если для того чтобы обеспечить толчок рождающейся нейтронной звезде от стерильных нейтрино, мы в действительности нуждаемся в столь сильных магнитных полях, то нельзя ли обойтись стандартными нейтрино? В работах [6] обсуждался механизм начального толчка пульсара с участием только стандартных нейтрино. Использовалась модель магниторотационного взрыва сверхновой с генерацией сильного тороидального магнитного поля. При этом асимметрия возникала как следствие нарушения четности в нейтринных процессах.

Как уже отмечалось, асимметрия излучения стандартных нейтрино в сильном магнитном поле не является новой темой. Например, в серии работ [58, 59, 60] также анализировалась асимметрия нейтринного излучения в сильном магнитном поле оболочки сверхновой:

$$A = \frac{|\sum_i \mathbf{p}_i|}{\sum_i |\mathbf{p}_i|}. \tag{24}$$

Эта асимметрия рассматривалась как следствие нарушения четности в нейтрино-электронных и нейтрино-нуклонных процессах. В сильном магнитном поле полоидального типа [36–39] только за счет процесса $\nu \to \nu e^- e^+$ было получено [58]

$$A \sim 3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \left(\frac{\bar{E}}{20\ \text{МэВ}}\right)^3 \left(\frac{\Delta\ell}{20\ \text{км}}\right). \tag{25}$$

Здесь $\Delta\ell$ – характерный размер области, в которой напряженность поля меняется незначительно, $\bar{E}$ – энергия нейтрино, усредненная по спектру. Видно, что такой асимметрии недостаточно для обеспечения наблюдаемого толчка рождающейся нейтронной звезде при указанном масштабе поля.

Заметим, что известен механизм существенного повышения напряженности магнитного поля в процессе взрыва сверхновой. Это магниторотационная модель генерации тороидального магнитного поля [33, 34]. Полоидальное магнитное поле, усиливающееся в процессе коллапса ядра сверхновой и вмороженное в плазму, создает вследствие дифференциального вращения сильное тороидальное магнитное поле, которое может быть на порядок величины больше полоидального поля.

Напомним, в чем состоит возможное интегральное воздействие нейтрино на замагниченную плазму. Рассмотрим вначале нейтрино-электронные процессы [59]. Полный набор этих процессов в плазме:

$$\nu e^{\mp} \to \nu e^{\mp}, \quad \nu \to \nu e^- e^+, \quad \nu e^- e^+ \to \nu, \tag{26}$$

приводит к энергетическому и силовому воздействию потока нейтрино на плазму:

$$(\dot{\mathcal{E}}, \mathcal{F}_B) = \int (P - P')_{0,z}\, dn_\nu\, dW, \tag{27}$$
$$dn_\nu = \frac{d^3P}{(2\pi)^3} \frac{\Phi(\vartheta, R)}{e^{(E-\mu_\nu)/T_\nu} + 1}.$$

Здесь $\dot{\mathcal{E}}$ – энергия, передаваемая от потока нейтрино единице объема плазмы за единицу времени, $\mathcal{F}_B$ – проекция на направление поля силы, с которой нейтринный поток воздействует на единицу объема плазмы, dW – полная дифференциальная вероятность всех процессов, указанных в (26), P и P' – 4-импульсы начального и конечного нейтрино, ось z направлена вдоль магнитного поля, dn_ν – плотность начальных нейтрино, μ_ν и T_ν – эффективный химический потенциал и спектральная температура нейтринного газа, функция $\Phi(\vartheta, R)$ определяет угловое распределение нейтрино, зависящее от угла ϑ между импульсом нейтрино и радиальным направлением в звезде, а также от расстояния R до центра звезды. Следует отметить, что формула (27) может использоваться для оценки интегрального воздействия нейтрино на плазму в условиях не очень плотной плазмы, например в оболочке ядра сверхновой, где справедливо приближение одноактного взаимодействия нейтрино с плазмой.

Спектральные температуры для различных типов нейтрино оцениваются как [61]

$$T_{\nu_e} \simeq 4\,\text{МэВ}, \quad T_{\bar\nu_e} \simeq 6\,\text{МэВ}, \\ T_{\nu_{\mu,\tau}} \simeq T_{\bar\nu_{\mu,\tau}} \simeq 8\,\text{МэВ}. \tag{28}$$

Вероятность бета-процессов ($\nu_e + n \leftrightarrow e^- + p$) существенно выше, чем вероятность нейтрино-электронных процессов. Поэтому именно бета-процессы доминируют в энергетическом балансе. В результате нейтринного нагрева плазмы ее температура должна быть очень близка к спектральной температуре электронных нейтрино, ($T \simeq T_{\nu_e}$).

В работах [6] были получены численные оценки вклада ν-e-процессов с участием $\bar\nu_e$, $\nu_{\mu,\tau}$, $\bar\nu_{\mu,\tau}$ в величины $\dot{\mathcal{E}}$ и $\mathcal{F}_B$. Подчеркнем, что в результате сохранения CP-четности нейтрино и антинейтрино толкают плазму в одном и том же направлении. Нейтринная сила $\mathcal{F}_B$ пропорциональна произведению электрослабых констант $C_V^{(i)}, C_A^{(i)}$ эффективного лагранжиана нейтрино-электронного взаимодействия, а также быстро меняющейся функции отношения температуры нейтринной фракции T_{ν_i} к температуре плазмы T. Электрослабые константы $C_V^{(e)} \simeq 0.96$, $C_A^{(e)} = 0.50$, $C_V^{(\mu,\tau)} \simeq -0.04$, $C_A^{(\mu,\tau)} = -0.50$. Анализ [6] показал, что указанная температурная функция, а следовательно, и силовое воздействие нейтрино на плазму отличны от нуля только в случае отличия спектральных температур нейтрино от температуры плазмы. При этом для мюонного и тау-нейтрино и антинейтрино эта функция на порядок больше, чем для электронных антинейтрино. Таким образом, несмотря на малость электрослабой константы $C_V^{(\mu,\tau)}$, существенное отличие спектральных температур T_{ν_μ,ν_τ} от температуры плазмы $T \simeq T_{\nu_e}$ в районе ν_e-нейтриносферы приводит к тому, что вклады в величины $\dot{\mathcal{E}}$ и $\mathcal{F}_B$ в (27) от электронных антинейтрино и от μ- и τ-нейтрино и антинейтрино оказываются одного порядка.

Суммарное силовое воздействие всех типов нейтрино, взаимодействующих с электрон-позитронной плазмой, приобретает вид

$$\mathcal{F}_B^{(\nu e)} \simeq 5.4 \cdot 10^{20} \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \left(\frac{T}{4\ \text{МэВ}}\right)^7 \frac{\text{дин}}{\text{см}^3}. \tag{29}$$

Вклад нейтрино-нуклонных процессов оценивался в работах [60]. Для параметров оболочки ядра сверхновой $Y_e \simeq 0.2$, $\rho \simeq 10^{12}\,\text{г/см}^3$ можно получить (где νN – означает как урка-процессы, так и νN-рассеяние):

$$\mathcal{F}_B^{(\nu N)} \simeq 2.4 \cdot 10^{20} \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \frac{\text{дин}}{\text{см}^3}. \tag{30}$$

Важно, что вклады как нейтрино-электронных, так и нейтрино-нуклонных процессов имеют одинаковый знак. Суммарная объемная плотность нейтринной силы равна

$$\mathcal{F}_B^{(\text{total})} \simeq 0.8 \cdot 10^{21} \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \frac{\text{дин}}{\text{см}^3}. \tag{31}$$

Заметим, что плотность силы (31) примерно на пять порядков величины меньше, чем плотность гравитационной силы в той же части сверхновой. Следовательно, ее влияние на радиальную динамику оболочки сверхновой пренебрежимо мало. Вместе с тем когда в оболочке генерируется тороидальное магнитное поле [33, 34], сила (31), направленная вдоль поля, ничем не скомпенсирована. В тороидальном магнитном поле, которое вморожено в плазму, эта нейтринная сила создает элементу плазмы, находящемуся на расстоянии R от оси вращения, угловое ускорение

$$\dot\Omega = \frac{\mathcal{F}}{\rho R} \simeq 1.6 \cdot 10^3 \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \frac{1}{\text{с}^2}. \tag{32}$$

Это означает, что за время ~ 1с (как известно, процесс охлаждения оболочки сверхновой – так называемая стадия Кельвина–Гельмгольца – длится около 10 с) увеличение угловой скорости составит

$$\Delta\Omega \sim 10^3 \left(\frac{B}{10^{16}\ \text{Гс}}\right) \frac{1}{\text{с}}\,. \tag{33}$$

В двух тороидах, в которых магнитное поле имеет противоположные направления, тангенциальное ускорение плазмы под действием нейтринного потока будет иметь разные знаки по отношению к направлению вращательного движения плазмы. Данный эффект может привести к существенному перераспределению силовых линий магнитного поля, концентрируя их преимущественно в одном из тороидов. В результате возникнет значительная асимметрия энергии магнитного поля в двух полушариях, которая способна привести к асимметрии взрыва сверхновой. Это, в частности, может объяснить обсуждаемый феномен высоких собственных скоростей пульсаров.

Таким образом, можно выделить три этапа возникновения толчка пульсара: 1) ядро предсверхновой коллапсирует с вращением в течение 0.1 с, с генерацией за счет дифференциального вращения сильного тороидального магнитного поля; 2) нейтринная вспышка, толкая плазму тангенциальной силой, направленной вдоль вмороженного в плазму тороидального магнитного поля, приводит к асимметрии магнитного поля (в одном полушарии поле увеличивается, а в другом – уменьшается) в течение ~ 1 с; 3) перепад давлений, возникающий в двух полушариях, толкает ядро.

Согласно закону сохранения импульса в направлении, противоположном скорости пульсара, может сформироваться энергичная плазменная струя. Возможно, такие плазменные струи, образующиеся при взрывах сверхновых, могли бы являться источниками гамма-всплесков [62].

Разумеется, необходимо выполнить детальное многомерное численное моделирование механизма генерации тороидального магнитного поля с учетом действия на плазму нейтринной силы как за счет нейтрино-нуклонных, так и нейтрино-электронных процессов. Оценим по порядку величины эффект, которого можно ожидать.

Перепад давления, возникающий в двух полушариях, может быть оценен как

$$\Delta p \simeq \frac{B^2}{8\pi} = \frac{(eB)^2}{8\pi\alpha}\,, \tag{34}$$

где $\alpha = 1/137$ – постоянная тонкой структуры. Давление магнитного поля вызывает ускорение компактного ядра сверхновой – протонейтронной звезды массы M, равное:

$$\frac{dV_{\text{kick}}}{dt} \simeq 4\cdot 10^4 \left(\frac{B}{10^{16}\,\text{Гс}}\right)^2 \left(\frac{R}{20\,\text{км}}\right)^2 \left(\frac{1.4\,M_\odot}{M}\right) \frac{\text{км}}{\text{с}^2}. \tag{35}$$

В действительности ускорение не постоянно, поскольку имеет место расширение объема магнитного поля, что уменьшает его величину. Из сохранения магнитного потока имеем $p\,V^2 = \text{const}$.

Для начальной скорости пульсара получаем

$$V_{\text{kick}} \simeq 600 \left(\frac{B_0}{10^{16}\,\text{Гс}}\right) \left(\frac{R}{20\,\text{км}}\right) \times \\ \times \left(\frac{\Delta z}{5\,\text{км}}\right)^{1/2} \left(\frac{1.4 M_\odot}{M}\right)^{1/2} \frac{\text{км}}{\text{с}}, \tag{36}$$

где B_0 – максимальная напряженность тороидального поля, Δz – расстояние, пройденное компактным остатком взрыва в процессе разгона. Естественно ожидать, что поле, после взрыва будет значительно меньше максимального значения B_0.

6. Заключение. Итак, нами проанализированы возможные проявления взаимодействий нейтрино с внешней активной астрофизической средой (плотной плазмой и сильным магнитным полем) как за счет нестандартного магнитного момента дираковского нейтрино, возникающего в расширениях стандартной модели, так и за счет стандартного слабого взаимодействия. Исследован процесс переворота спиральности нейтрино в условиях ядра сверхновой, когда рождающиеся левые нейтрино благодаря взаимодействию магнитного момента могут конвертировать в правые нейтрино, стерильные по отношению к слабому взаимодействию. Из условия, что влияние излучения правых нейтрино на масштаб полного времени охлаждения должно быть ограниченным, на основе реалистичных моделей сверхновой получены верхние пределы на усредненный магнитный момент нейтрино дираковского типа. Показано, что при наличии у нейтрино магнитного момента в рамках существующих ограничений и при условии, что в области между нейтриносферой и зоной стагнации ударной волны существует магнитное поле масштаба $\sim 10^{13}$ Гс, за характерное время стагнации ударной волны в эту область может инжектироваться дополнительная энергия порядка 10^{51} эрг, достаточная для реализации взрыва сверхновой. Кроме того, при наличии у нейтрино указанного значения магнитного момента и при условии, что в оболочке сверхновой существует магнитное поле масштаба $\sim 10^{14}$ Гс, при вращении рождающегося магнитара вокруг оси, не совпадающей с его магнитным моментом, если нам "повезет" с ориентацией оси вращения, нейтринный сигнал от сверхновой будет иметь пульсирующий характер, обусловленный резонансным переходом $\nu_L \to \nu_R$ в магнитном поле оболочки, т.е. может наблюдаться своего рода нейтринный пульсар. Рассмотрен механизм начального толчка пульсара с участием только стандартных нейтрино. При этом исходящий нейтринный поток при взрыве сверхновой с генерацией сильного тороидального магнитного поля приводит к перераспределению магнитного поля в "верхней" и "нижней" полусферах оболочки ядра сверхновой. Возникающая асимметрия давления магнитного поля может создать толчок новорожденного пульсара.

Авторы признательны Р.А. Аникину, А.А. Гвоздеву, А.А. Добрыниной, М.А. Дунаеву, Е.Н. Нарынской, И.С. Огневу, А.А. Округину, Д.А. Румянцеву, М.В. Чистякову и А.М. Шитовой за сотрудничество, а также М.И. Высоцкому, В.А. Рубакову, Г. Раффельту и О.В. Лычковскому за полезные замечания. Авторы выражают благодарность Х.-Т. Янке и его сотрудникам, предоставившим подробные данные по радиальным распределениям и времено́й эволюции физических параметров в ядре сверхновой, полученные в их модели взрыва сверхновой и остывания протонейтронной звезды. Обзор подготовлен по материалам гранта РФФИ # 11-02-00394а при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ # 14-02-00233а. Работа А.В.К. также поддержана проектом # 92 в рамках базовой части государственного задания на НИР ЯрГУ.

1. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, *Electroweak Processes in External Active Media*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg (2013).
2. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. А. Округин, Письма в ЖЭТФ **89**, 115 (2009).
3. A. V. Kuznetsov, N. V. Mikheev, and A. A. Okrugin, Int. J. Mod. Phys. A **24**, 5977 (2009).
4. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, А. А. Округин, ЖЭТФ **138**, 80 (2010).
5. Р. А. Аникин, А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, Письма в астрон. журн. **36**, 714 (2010); Ядер. физ. **73**, 2000 (2010).
6. А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, Письма в астрон. журн. **38**, 495 (2012); Ядер. физ. **76**, 1305 (2013).
7. B. W. Lee and R. E. Shrock, Phys. Rev. D **16**, 1444 (1977).
8. K. Fujikawa and R. E. Shrock, Phys. Rev. Lett. **45**, 963 (1980).
9. Э. М. Липманов, ЯФ **6**, 541 (1967).
10. Э. М. Липманов, Н. В. Михеев, Письма в ЖЭТФ **7**, 139 (1968).
11. Э. М. Липманов, ЖЭТФ **55**, 2245 (1968).
12. J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974).
13. M. A. B. Bég, R. Budny, R. N. Mohapatra, and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **38**, 1252 (1977).
14. J. E. Kim, Phys. Rev. D **14**, 3000 (1976).
15. W. J. Marciano and A. I. Sanda, Phys. Lett. B **67**, 303 (1977).
16. M. A. B. Bég, W. J. Marciano, and M. Ruderman, Phys. Rev. D **17**, 1395 (1978).
17. G. G. Raffelt, Phys. Rev. Lett. **64**, 2856 (1990).
18. G. G. Raffelt, Astrophys. J. **365**, 559 (1990).
19. M. Fukugita and S. Yazaki, Phys. Rev. D **36**, 3817 (1987).
20. P. Elmfors, K. Enqvist, G. Raffelt, and G. Sigl, Nucl. Phys. B **503**, 3 (1997).
21. A. G. Beda, V. B. Brudanin, E. V. Demidova, V. G. Egorov, D. V. Medvedev, M. V. Shirchenko, A. S. Starostin, and Ts. Vylov, Phys. Part. Nucl. Lett. **7**, 406 (2010).
22. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, Journ. Cosmol. Astropart. Phys. **11**, 031 (2007).
23. G. G. Raffelt, *Stars as Laboratories for Fundamental Physics*, Univ. of Chicago Press, Chicago (1996).
24. H.-Th. Janka, K. Langanke, A. Marek, G. Martinez-Pinedo, and B. Müller, Phys. Rep. **442**, 38 (2007).
25. H.-Th. Janka, L. Hüdepohl, and B. Müller, unpublished results (private communication).
26. R. Buras, M. Rampp, H.-Th. Janka, and K. Kifonidis, Astron. Astrophys. **447**, 1049 (2006).
27. J. A. Pons, S. Reddy, M. Prakash, J. M. Lattimer, and J. A. Miralles, Astrophys. J. **513**, 780 (1999).
28. W. Keil and H.-Th. Janka, Astron. Astrophys. **296**, 145 (1995).
29. В. С. Имшенник, Д. К. Надежин, УФН **156**, 561 (1988).
30. H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **62**, 801 (1990).
31. R. Buras, M. Rampp, H.-Th. Janka, and K. Kifonidis, Astron. Astrophys. **447**, 1049 (2006).
32. A. Dar, *Neutrino magnetic moment may solve the supernovae problem*, Inst. Advanced Study Preprint-87-0178, Princeton (1987).
33. Г. С. Бисноватый-Коган, Астрон. журн. **47** 813 (1970); *Физические вопросы теории звездной эволюции*, Наука, М. (1989).
34. N. V. Ardeljan, G. S. Bisnovatyi-Kogan, and S. G. Moiseenko, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **359**, 333 (2005).
35. M. B. Voloshin, Phys. Lett. B **209**, 360 (1988).
36. R. C. Duncan and C. Thompson, Astrophys. J. **392**, L9 (1992).
37. P. Bocquet, S. Bonazzola, E. Gourgoulhon, and J. Novak, Astron. Astrophys. **301**, 757 (1995).
38. H. C. Spruit, Astron. Astrophys. **341**, L1 (1999).
39. C. Y. Cardall, M. Prakash, and J. M. Lattimer, Astrophys. J. **554**, 322 (2001).
40. И. С. Шкловский, Астрон. журн. **46**, 715 (1969).
41. J. E. Gunn and J. P. Ostriker, Astrophys. J. **160**, 979 (1970).
42. A. G. Lyne and D. R. Lorimer, Nature **369**, 127 (1994).
43. G. Hobbs, D. R. Lorimer, A. G. Lyne, and M. Kramer, Mon. Not. R. Astron. Soc. **360**, 974 (2005).
44. J. A. Tomsick, A. Bodaghee, J. Rodriguez, S. Chaty, F. Camilo, F. Fornasini, and F. Rahoui, Astrophys. J. Lett. **750**, L39 (2012).
45. S. Johnston, G. Hobbs, S. Vigeland, M. Kramer, J. M. Weisberg, and A. G. Lyne, Mon. Not. R. Astron. Soc. **364**, 1397 (2005).
46. L. Scheck, K. Kifonidis, H.-Th. Janka, and E. Müller, Astron. Astrophys. **457**, 963 (2006).
47. A. Wongwathanarat, H.-Th. Janka, and E. Müller, Astron. Astrophys. **552**, A126 (2013).
48. Н. Н. Чугай, Письма в астрон. журн. **10**, 210 (1984).
49. Ю. М. Лоскутов, Письма в ЖЭТФ **39**, 438 (1984); Теор. мат. физ. **65**, 141 (1985).
50. О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов, И. М. Тернов, Письма в ЖЭТФ **40**, 159 (1984); Письма в астрон. журн. **11**, 302 (1985).
51. Yu. P. Pskovsky and O. F. Dorofeev, Nature **340**, 701 (1989).
52. A. Vilenkin, Astrophys. J. **451**, 700 (1995).
53. D. Lai and Y.-Z. Qian, Astrophys. J. **505**, 844 (1998).
54. P. Arras and D. Lai, Astrophys. J. **519**, 745 (1999).
55. A. Kusenko and G. Segrè, Phys. Lett. B **396**, 197 (1997).
56. G. M. Fuller, A. Kusenko, I. Mocioiu, and S. Pascoli, Phys. Rev. D **68**, 103002 (2003).
57. A. Kusenko, Phys. Rep. **481**, 1 (2009).

58. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, Phys. Lett. B **394**, 123 (1997); А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, Ядер. физ. **60**, 2038 (1997).
59. A. V. Kuznetsov and N. V. Mikheev, Mod. Phys. Lett. A **14**, 2531 (1999); А. В. Кузнецов, Н. В. Михеев, ЖЭТФ **118**, 863 (2000).
60. А. А. Гвоздев, И. С. Огнев, Письма в ЖЭТФ **69**, 337 (1999); ЖЭТФ **121**, 1219 (2002).
61. H.-Th. Janka, Astron. Astrophys. **368**, 527 (2001).
62. К. А. Постнов, УФН **169**, 545 (1999).