

СПЕКТРЫ НЕЙТРИНО МАГНИТОРОТАЦИОННЫХ СВЕРХНОВЫХ И НАБЛЮДЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ТЕЛЕСКОПОВ БОЛЬШОГО ОБЪЕМА

© 2023 г. В. Н. Кондратьев^{1, 2, *}, С. Кэрубини³

¹ Лаборатория Теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

² Государственный университет “Дубна”, Дубна, Россия

³ Факультет физики и астрономии “Этторе Майорана”, Университет Катании, СІТУ, Италия

*E-mail: vkondrat@theor.jinr.ru

Поступила в редакцию 09.09.2022 г.

После доработки 01.12.2022 г.

Принята к публикации 08.12.2022 г.

Рассмотрена динамика нейтрино в горячем и плотном намагниченном веществе, соответствующем магниторотационному взрыву сверхновых. Показано, что эффективные столкновения нейтрино в намагниченном нуклонном газе, обусловленные гамов-теллеровским компонентом нейтрального тока, изменяются от экзо- к эндоэнергетическому рассеянию, когда энергия нейтрино становится выше температуры вещества примерно в четыре раза. Соответственно, сечение передачи энергии в кинетике нейтрино изменяется с положительных на отрицательные значения при этих условиях. Для реалистичных параметров сверхновых рассмотренные эффекты приводят к усилению жесткости спектров нейтрино. Обсуждаются возможности детектирования нейтрино сверхновых обсерваториями больших объемов: KM3NeT и Baikal-GVD.

Ключевые слова: ядерная астрофизика, сверхновые, нейтрино

DOI: 10.31857/S0004629923020056, **EDN:** CJTMWJ

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие нейтрино с веществом представляет собой важную проблему в различных астрофизических явлениях, например: сверхновые, слияние нейтронных звезд, образование коры нейтронных звезд и т.д. В частности, давления, обусловленные потоком нейтрино и/или магнитным полем, рассматриваются как дополнительный ключевой вклад в формирование ударной волны сверхновых и возможный механизм передачи энергии всему изначально связанному веществу звезды-прародителя [1].

В сценарии взрыва за счет нейтринного разогрева развитие остановившейся ударной волны может быть возобновлено электронными нейтрино и антинейтрино, излучаемыми охлаждающейся прото-нейтронной звездой [1–3]. Кроме того, способствовать возникновению взрыва могут многомерные эффекты, такие как конвекция и неустойчивость плазмы, как это следует из современных моделирований взрыва сверхновых [1, 4–6] и анализа процессов нуклеосинтеза [7–10]. Действительно, принудительная конвекция, вызывающая магниторотационную неустойчивость и/или динамо процессы, может привести к огромному усилению магнитной индукции. Такие большие поля могут возникать в короткое

время формирования ударной волны и имеют хаотический характер. Соответствующее магнитное давление накачивает энергию в вещество звезды и может рассматриваться как преобладающий механизм формирования ударной волны для сценария быстро протекающего взрыва. Последующее пересоединение магнитных линий приводит к подавлению до двух порядков величины значений магнитной индукции. Учитывая, что дипольные компоненты магнитного поля большинства нейтронных звезд, образованных в остатках СН, составляют 1–10 Терагаусс ($1 \text{ ТГс} = 10^{12} \text{ Гс}$), напряженность переходных магнитных полей может достигать сотни ТГс.

Учитывая, что нейтринное и/или магнитное давление вносит значительный вклад в механизм взрыва сверхновых, необходим анализ транспорта нейтрино в веществе сверхновых с учетом магнитных эффектов. Присутствие магнитного поля приводит к заметному обмену энергией и при рассеянии нейтрино на нуклонах [11, 12]. Целью этой работы является исследование дополнительных каналов нейтрино-ядерных реакций, возникающих в намагниченной среде СН. Показано, что такие каналы изменяют энергию нейтрино. В частности, мы рассматриваем рассеяние нейтрино на нуклонах в намагниченной горячей ве-

шестве вблизи нейтрино-сферы и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Проанализированы возможности наблюдения эффектов с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT, Baikal-GVD.

2. РЕЖИМЫ ДИНАМИКИ НЕЙТРИНО ВНЕ И ВНУТРИ НЕЙТРИНО-СФЕРЫ НАМАГНИЧЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Нейтрино-сфера соответствует области протонейтронной звезды, где пространственное движение нейтрино изменяется от диффузного к квазисвободному. Электронно-ароматные нейтрино и антинейтрино в ядре сверхновой взаимодействуют со звездным веществом посредством реакций поглощения и испускания из-за заряженного тока, которые вносят значительный вклад в их непрозрачность и приводят к интенсивному обмену энергией при взаимодействии. Энергетические спектры нейтрино, вылетающих из вещества такой протонейтронной звезды в область слабой связи или нейтрино-сферы, можно параметризовать следующим уравнением

$$W(E_\nu, T) = E_\nu^2 \int d\Omega f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, l) \sim \sim E_\nu^\alpha \exp\{-(1 + \alpha) E_\nu / E_{av}\}, \quad (1)$$

где функция распределения в фазовом пространстве $f(\mathbf{r}, \mathbf{p}, l)$ проинтегрирована по Ω , что обозначает телесный угол вектора импульса \mathbf{p} , E_{av} — средняя энергия, а α — параметр, описывающий величину спектрального заземления; значение $\alpha = 2$ соответствует спектру Максвелла-Больцмана, а $\alpha = 2.30$ — распределению Ферми-Дирака с нулевым химическим потенциалом. При отсутствии дополнительных полей (например, магнитного) вблизи и за пределами поверхности протонейтронной звезды в области нейтрино-сферы невозможно поддерживать как химическое равновесие между нейтрино и звездным веществом, так и диффузию. Однако заметный обмен энергией между нейтрино и сильно намагниченным веществом звезды может повлиять на спектры нейтрино.

Нейтрино, соответствующие тяжелым лептонам, энергетически менее связаны со звездной плазмой, в основном из-за таких реакций как образования пар, тормозное излучение при рассеянии на нуклонах, электронах и аннигиляция нейтрино-антинейтрино. Однако полная непрозрачность в основном определяется рассеянием нейтрино на нуклонах. Таким образом, тяжелолептонные нейтрино отщепляются из теплового равновесия в энергетической сфере, которая находится значительно глубже внутри зарождающейся протонейтронной звезды, чем транспортная сфера, находящаяся рядом с нейтрино-сфе-

рой, где происходит переход от диффузии к свободному потоку. Соответственно, в режиме слабой рассеивающей атмосферы тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами.

Вещество вблизи области нейтрино-сферы соответствует умеренной плотности $n \sim 0.1 - 10 \text{ Тг/см}^3$ и температуре $T \sim 5 - 10 \text{ МэВ}$. Поскольку эта область также соответствует точке бифуркации, мы предполагаем значительные флуктуации температуры T и плотности n в сочетании с сильной конвекцией. При таких условиях и реалистичных значениях параметра бета-равновесия, т.е. $Y_e \sim \sim 0.2$, энергии Ферми для нуклонов E_F^N и электронов E_F^e малы и велики по сравнению с температурой, соответственно [16, 17]. Следовательно, нуклонные компоненты с $E_F^N \ll T$ представляют собой невырожденный газ, в то время как электронный газ с $E_F^e \gg T$ сильно вырожден. Как следствие, сечение рассеяния нейтрино на электронах сильно подавлено из-за принципа Паули. Такой эффект блокировки также приводит к фактическому прекращению заряженного компонента тока в нейтрино-нуклонном рассеянии. Намагничивание приводит к эффективному увеличению энергии Ферми и дальнейшему уменьшению соответствующего процесса рассеяния. Таким образом, соответствующая длина свободного пробега (mfp) возрастает до километра при рассматриваемых плотностях. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем процессами рождения и аннигиляции нейтрино вблизи нейтрино-сферы.

Напротив, рассеяние нейтрино на нуклонах за счет нейтрального компонента тока можно рассматривать как независимый процесс с соответствующим $mfp_l = (N_N \sigma_{GT0})^{-1} \approx 100 \text{ м}$. Здесь $N_i = n_i / m_i$ представляет собой количественную плотность i -й ядерной частицы (N обозначает нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n , $\sigma_{GT0} \approx 10^{-40} \text{ см}^2 (E_\nu / 37 \text{ МэВ})^2$ представляет собой соответствующее сечение, см. [6].

2.1. Обмен энергией при рассеянии нейтрино на намагниченных нуклонах

Обмен энергией в горячем намагниченном веществе при рассеянии $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ рассматривался в [11, 12]. Напомним, что уровни энергии нуклонов со спиновыми магнитными моментами, направленными вдоль (спин вверх) и противоположно (спин вниз) направлению магнитного поля, расщепляются на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H \equiv |g_\alpha| \omega_L$ из-за взаимодействия с полем H . Здесь μ_N обозначает ядерный магнетон, $\omega_L = \mu_N H$ представляет частоту Лармора, а g_α — g -фактор нуклона. Следовательно, при рассеянии за счет компо-

нента нейтрального тока взаимодействия Гамов-Теллера (GT0) на нуклонах, занимающих уровни со спином вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзо-энергетические переходы соответственно [11, 12]. Такие режимы возникают из-за оператора перехода GT0 ($GT0 = \sigma_{t_0}$) с передачей спина и четности $J^\pi = 1^+$, приводящего к перевороту спина при эффективном процессе рассеяния. За единичное эффективное столкновение нейтрино теряет или набирает энергию Δ .

В случае многократного рассеяния обмен энергией можно количественно получить с помощью сечения передачи энергии. Это значение определяется как $S_1^i = -\int d\epsilon \epsilon (d\sigma_{v \rightarrow v}^i / d\epsilon)$ с передачей энергии ϵ и дифференциальным сечением $d\sigma_{v \rightarrow v}^i / d\epsilon$ для рассеяния нейтрино на i -м типе ядерных частиц. При температуре T для GT0 рассеяния нейтрино на намагниченных нуклонах сечение передачи энергии имеет вид [11, 12]

$$S_1 \approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - (1 + \delta_E^2) \text{th}(\delta_T/2)) \Big|_{\Delta < E, T} \approx \quad (2)$$

$$\approx \sigma_{GT0} \Delta (2\delta_E - \delta_T/2). \quad (3)$$

Здесь $\delta_T = \Delta/T$, $\delta_E = \Delta/E_v$ и $\text{th}(x)$ – гиперболический тангенс. Зависимость этой величины от энергии налетающего нейтрино E_v определяется температурой T , а произведение расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе определяет соответствующую интенсивность энергообмена.

Средняя величина обмена энергией $\langle \Delta E_v \rangle$, т.е. сечение передачи энергии S_1 , отнесенное к сечению рассеяния σ_{GT0} , $\langle \Delta E_v \rangle = S_1 / \sigma_{GT0}$, показано на рис. 1. Видно изменение этой величины от положительного значения (т.е. экзоэнергетическое рассеяние нейтрино, ведущее к ускорению) для горячего нуклонного газа на отрицательное (т.е. эндоэнергетическое столкновение, ведущее к торможению нейтрино) для холодной системы. Такой переход от режима остановки к режиму разгона происходит при условиях $E_v \approx 4T$. Физической причиной такого перехода, очевидно, является уменьшение тепловой заселенности верхнего расщепленного энергетического уровня нуклона, что приводит к подавлению вклада GT0 переходов с этого уровня на нижележащий уровень. Условие этого изменения от одного режима к другому хорошо описывается соотношением, приведенным выше, и не зависит от величины расщепления и, следовательно, от геометрии магнитной индукции [9].

При однократном столкновении соотношение между соответствующими экзо- и эндоэнергетическими режимами определяется соотношением заполнения соответствующих нуклонных уров-

ней и фазового объема нейтрино в выходном канале, т.е. $\exp\{\delta_T\} (1 - \delta_E)^2 \theta(1 - \delta_E) / (1 + \delta_E)^2$, со ступенчатой функцией $\theta(x)$. Когда это отношение меньше 1, количество эндоэнергетических столкновений больше, чем экзоэнергетических, и наоборот. Следовательно, для нейтринной динамики в намагниченном нуклонном газе смена предпочтительных режимов ускорения и остановки соответствует условию $T = \Delta / (2 \ln\{(E_v + \Delta) / \theta(E_v - \Delta)(E_v - \Delta)\})$. В случае, когда начальной энергии нейтрино E_v и температуры вещества T значительно превышают расщепление уровней Δ , это условие упрощается к виду $E_v \approx 4T$. Такое же соотношение начальной энергии нейтрино E_v и температуры газа нуклонов T для переключения динамических режимов получается, также в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнениях (3) и (4) и их обсуждении.

3. ЭФФЕКТ ЭНЕРГООБМЕНА В ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО

Используя уравнение (4), для интенсивности передачи энергии на длине l получаем

$$\frac{\partial E_v}{\partial l} = \sum_i N_i S_i \approx E_v \left(1 - \frac{E_v}{4T}\right) / l, \quad (4)$$

где средняя длина передачи энергии $l_i^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Как обосновано в разделе 2.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино-вещество в области нейтрино-сферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии получим как $l_i \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ} / \Delta_{av})^2 (10 \text{ Тг см}^{-3}) / n$, с усредненным значением расщепления $\Delta_{av}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2 / N$. Измененный энергетический спектр нейтрино после пролета расстояния l дается уравнением (1) с заменой E_v решением уравнения (4), т.е. $E_v \rightarrow e_l E_v (e_l + (1 - e_l) E_v / 4T)^{-1}$ с $e_l = \exp\{l/l_i\}$.

На рис. 2 показан эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино в процессе эволюции в окрестности нейтриносферной области. Распределение Максвелла-Больцмана, соответствующее $\alpha = 2$ и $E_{av} = 10 \text{ МэВ}$ в уравнении (1), принято в качестве начального. Видно, что эффект передачи энергии в намагниченном нуклонном газе приводит к увеличению энергии нейтрино в максимуме распределения. Когда путь нейтрино l приближается к средней длине передачи энергии l_i , мы получаем разброс в распределении $W(E)$ с увеличением энергии в точке максимума почти линейно с ростом l . Такое ускорение осо-

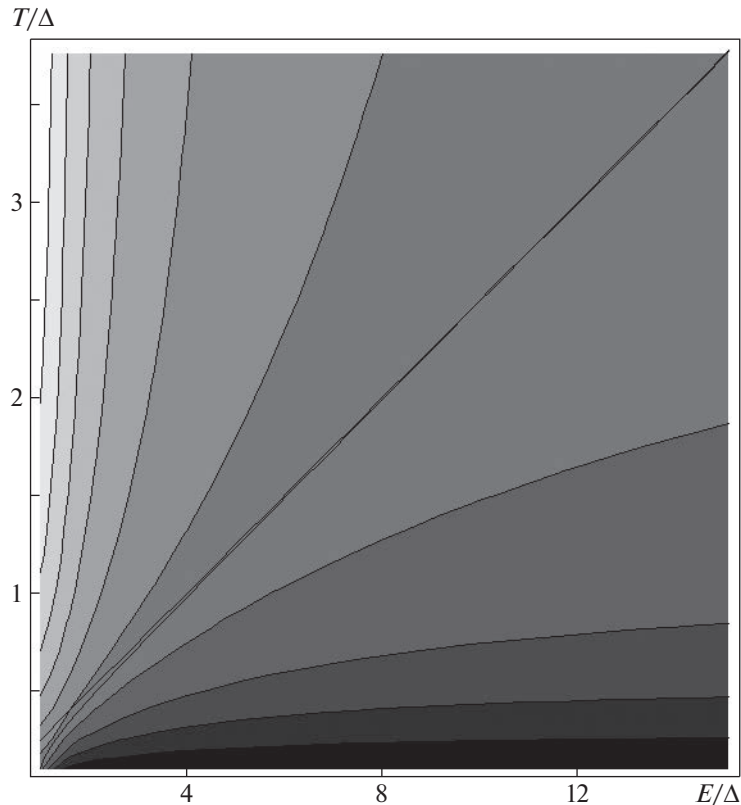


Рис. 1. Средняя переданная энергия $\langle \Delta E_\nu \rangle$ в единицах расщепления уровней Δ при неупругом рассеянии нейтрино на намагниченном нуклонном газе. Контурное изображение безразмерной величины $\langle \Delta E_\nu \rangle / \Delta$ показано как функция начальной энергии нейтрино и температуры газа и изменяется от -1 (темная область в правом нижнем углу) к положительной средней переданной энергии (светлая область в левом верхнем углу). Сплошная диагональная прямая линия обозначает границу раздела между эндо- и экзотермическими режимами рассеяния и соответствует соотношению $E_\nu = 4T$ между энергией нейтрино E_ν и температурой T .

бенно эффективно при более высоких температурах газа.

3.1. Эффекты флуктуаций в энергетических спектрах

Значительные флуктуации вблизи нейтрино-сферы и точки бифуркации вызывают большие флуктуации свойств соответствующего звездного материала. Усредним результаты изменения энергетических спектров по флуктуациям. Для температуры T мы предполагаем равномерное распределение в диапазоне от 5 до 10 МэВ независимо от флуктуаций плотности. Как видно на рис. 2б, максимум распределения $W(E)$ смещен в сторону больших энергий, приближаясь к области 10–20 МэВ. Свойства такого усредненного распределения энергии напоминают результаты для температуры $T = 10$ МэВ, обеспечивающие, таким образом, эффективность механизма ускорения при более высоких температурах.

Для значений магнитной индукции $H \sim 10^2$ ТГц длина передачи энергии $l_t \sim 10^3$ км значительно

превышает размер нейтрино-сферы. При этом соответствующая длина пробега электронного нейтрино $l \ll l_t$, что практически не изменяет энергетический спектр. Тяжелолептонные нейтрино отщепляются от термодинамического равновесия в области энергетической сферы. Их последующая динамика, в основном, определяется столкновениями с нуклонами в рассеивающей атмосфере вплоть до нейтрино-сферы. Эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к заметному эффекту ускорения в случае тяжелолептонного компонента.

При увеличении магнитного поля характерная длина передачи энергии уменьшается как $l_t \sim H^{-2}$. Для электронных нейтрино уже при $H \sim 10^4$ ТГц отношение $l/l_t \sim 1$ приводит к увеличению энергии максимума в спектре и средней энергии [16] нейтрино в два-три раза, см. рис. 2. В случае тяжелолептонного компонента эффект ускорения

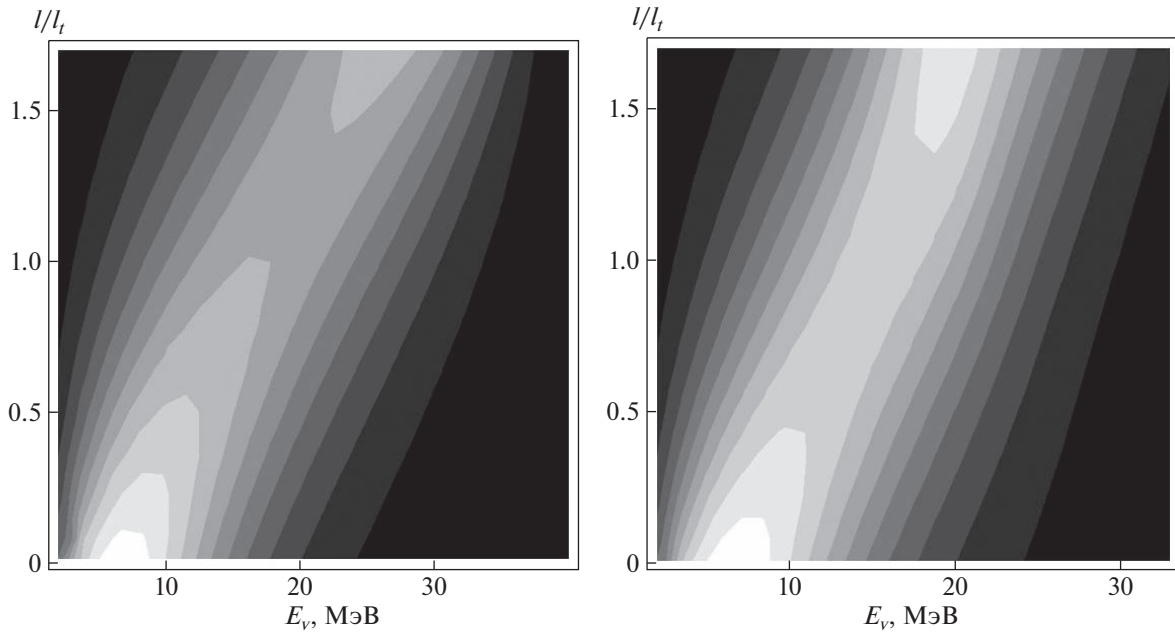


Рис. 2. Спектры энергии нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 10$ МэВ на левой части (а) и усредненной по интервалу $T = 5-10$ МэВ на правой части (б).

более существенен. т.к. путь в намагниченной области длиннее. Следовательно, возможный сценарий взрыва СН, ведущий к образованию магнитаров (ультранамагнитных нейтронных звезд, см. [13–15] и ссылки там), характеризуется более жестким энергетическим спектром нейтрино.

4. УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛЬШИХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРИНО

Сильно изменяющиеся переходные потоки частиц нейтрино могут быть обнаружены [16, 18, 19] с помощью крупномасштабных нейтринных телескопов: KM3NeT [20], Baikal-GVD [21]. Соответствующий сигнал можно выделить из детектирования фотоэлектронными умножителями (ФЭУ), черенковского излучения от энергичных электронов и позитронов, возникающих при рассеянии нейтрино на ядерных частицах. Для низкоэнергетических ~ 10 МэВ нейтрино сверхновых сигнал возникает, в основном, за счет обратного бета-распада (ОБР) электронных антинейтрино на свободных протонах ($\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$) [22]. На его долю приходится $\sim 88-93\%$ частоты обнаружения нейтрино. Этому каналу благоприятствуют его относительно большое сечение и тот факт, что энергия падающего нейтрино эффективно передается исходящему позитрону, повышая вероятность обнаружения. Взаимодействие нейтрино с ядрами кислорода, вызванное заряженным током, ($\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^- + {}^{16}\text{F}$, $\bar{\nu}_e + {}^{16}\text{O} \rightarrow e^+ + {}^{16}\text{N}$). Они

вносят от 2 до 8% в частоту обнаружения, в зависимости от предшественника. Упругое рассеяние на электронах ($\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$), которое возможно для всех ароматов нейтрино и вносит вклад на уровне $\sim 3-5\%$.

Взаимодействие нейтрино с энергией ниже 100 МэВ приводит к образованию заряженного лептона (e^+ или e^-), с длиной пробега до нескольких десятков сантиметров (≈ 0.5 см на 1 МэВ энергии электрона/позитрона падающего нейтрино [23]). Поскольку эта длина невелика по сравнению с типичным расстоянием разделения между ФЭУ, соответствующие источники черенковского излучения можно рассматривать как точечные и изотропные. При этом число фотонов черенковского излучения пропорционально энергии заряженного лептона (или нейтрино) $N \approx N_{10} E_{10}$, где $N_{10} \approx 1600$ число фотонов при контрольной энергии 10 МэВ, и $E_{10} = E/10$ МэВ. Учитывая, что $N_t \approx 3$ фотонов включают сигнал в трубке фотоумножителя, черенковский источник возможно зарегистрировать вплоть до расстояния $R \approx (E_{10} N_{10} / N_t)^{1/2} r_t / 2$, где r_t радиус трубки фотоумножителя. Соответственно, эффективный объем, отнесенный к фотоумножителю, $V_{ef} \approx r_t^3 (E_{10} N_{10} / N_t)^{3/2} \pi / 6$.

Предполагая сферически однородное излучение нейтрино, получаем для потока нейтрино на Земле $\Phi(t) = L(t)/4\pi d^2$ со светимостью нейтрино $L(t)$ и расстоянием до источника d . Резкое увеличение пространственно однородного потока нейтрино $\Phi(t)$ связано с фазой коллапса СН, которая

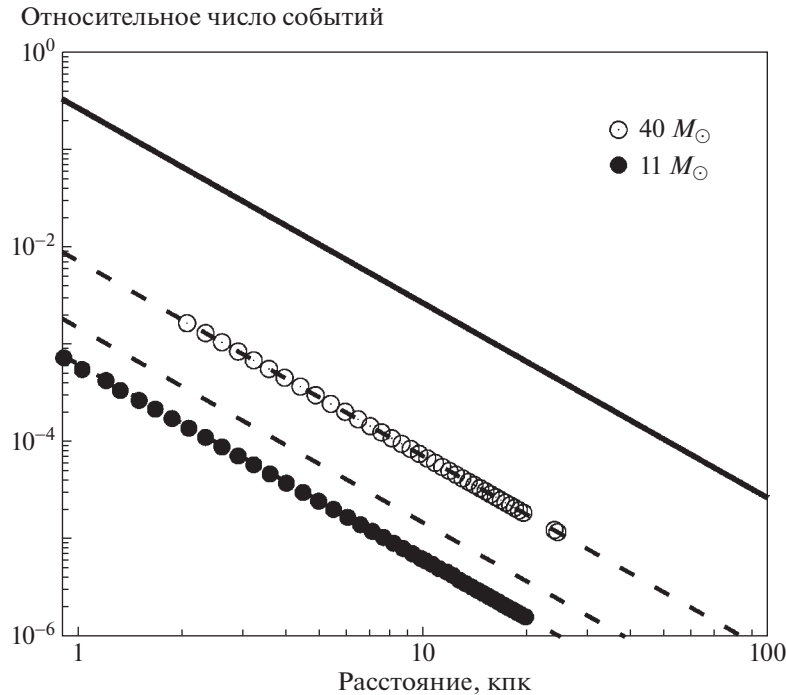


Рис. 3. Ожидаемое количество сигнальных событий, отнесенное к одному ФЭУ, как функция расстояния до источника за интервал времени $\delta t = 0.1$ с в максимуме кривой блеска нейтрино L . Результаты Ур. (5) представлены сплошной (для Waikal-GVD при массе звезды предшественника $40 M_{\odot}$) и штриховыми (для KM3NeT при трех звездах предшественниках с массами $11 M_{\odot}$, $27 M_{\odot}$ и $40 M_{\odot}$) линиями. Круги показывают результаты Монте-Карло моделирований [18].

происходит в течение половины секунды [24], определяющей время наблюдения. Скорость обнаружения сигнальных событий нейтрино СН, $r_{\text{SN}}(t)$, может быть записана как

$$r_{\text{SN}}(t) \approx \Phi(t) \sum_i n_i \langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle \quad (5)$$

с суммированием по индексу $i \in \{p, e^{\pm}, {}^{16}\text{O}\}$, включающим наиболее важные компоненты мишени (воды), производящие энергичные заряженные частицы (т.е. e^{\pm}), для тяжелолептонных нейтрино подобные эффективные столкновения возможны только с электронами, n_i — количественная плотность частиц мишеней, и

$$\langle \sigma^i V_{\text{ef}} \rangle = \int dE_v W(E_v) \sigma^i(E_v) V_{\text{ef}}(E_v) \sim \langle E_v^{7/2} \rangle. \quad (6)$$

Здесь $\sigma^i(\epsilon)$ — сечение взаимодействия для данного компонента мишени i , а $W(\epsilon)$ дает энергетический спектр из уравнения (1).

В момент времени t для временного интервала δt вероятность срабатывания детектора от потока нейтрино СН $p_{\text{SN}} = r_{\text{SN}}(t) \delta t$. На рис. 3 показано ожидаемое количество сигнальных событий на один ФЭУ как функция расстояния до источника для KM3NeT и Waikal-GVD. Уравнение (5) воспроизводит результаты Монте-Карло моделирований [18], показывая $\sim 1/d^2$ зависимость сигнала. Число событий растет с увеличением массы для трех рассмотренных предшественников из-за

больших светимости L и средней энергии нейтрино, см. уравнения (5) и (6).

Общая частота обнаружения $r = r_{\text{SN}} + r_{\text{B}}$ включает частоту фоновых событий r_{B} . Множественные совпадения k детекторов соответствуют вероятности, заданной законом Пуассона $p^k/k!e^{-p}$. В этом случае отношение сигнал/фон задается как $(1 + r_{\text{SN}}/r_{\text{B}})^k \approx (1 + k r_{\text{SN}}/r_{\text{B}})$. Очевидно, что k -кратное совпадение усиливает в k раз чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино СН. Когда условие $(k r_{\text{SN}}/r_{\text{B}}) \approx 1$ соответствует значению k , приближающемуся к десяти, тогда для $d \sim 10$ кпк требуется превышение десятков или сотен тысяч в пересчете на общее количество детекторов П соответственно.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы рассмотрели передачу энергии при рассеянии нейтрино на нуклонах в сильных магнитных полях, предположительно, возникающих в сверхновых, и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино. Показано, что ядерное намагничивание приводит к появлению новых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что приводит к дополнительным заметным механизмам рассеяния в динамике нейтрино, слабо связанным с веществом. Показано, что сечение передачи энергии в динамике нейтрино

изменяется от положительных значений на отрицательные с увеличением энергии столкновения. Для намагниченного невырожденного нуклонного газа такое переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в четыре раза температуру газа, в то время как ларморовская частота для нуклонов достаточно мала. Такое изменение динамических свойств происходит из-за принципа детального баланса и разницы в объеме фазового пространства для нейтрино в начальном и конечном каналах при рассеянии на нуклонах со спином вверх и спином вниз и не зависит от величины расщепления Δ в магнитных полях. Следовательно, такое свойство нечувствительно к геометрии намагничивания. Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе. При реалистичных свойствах звездного материала такие эффекты ядерного рассеяния нейтрино приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отделяются от вещества в нейтрино-сфере и после этого испытывают несколько (в среднем единичное) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелолептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере (вплоть до нейтрино-сферы) эти столкновения достаточно часты, чтобы поддерживать пространственную диффузию тяжелолептонных нейтрино. Соответственно, значительный пройденный путь l в намагниченной области звезды приводит к значительному эффекту ускорения в случае тяжелолептонного компонента.

Усиление жесткости энергетического спектра нейтрино благоприятно для наблюдений нейтрино сверхновых с использованием нейтринных телескопов большого объема. В этом случае поток нейтрино сверхновых проявляется как увеличение скорости счета детекторов на начальном этапе взрыва. При повышении энергии нейтрино E_ν число сигнальных событий регистрации растет как $E_\nu^{7/2}$, см. уравнения (6) и обсуждение там. Соответственно, число срабатывающих детекторов пропорционально произведению плотности потока $\Phi(t)$ и $\langle E_\nu^{7/2} \rangle$. Предсказания уравнений (5) и (6) воспроизводят результаты Монте-Карло моделирования [18]. Чувствительность обнаружения слабого сигнала нейтрино сверхновых можно повысить в k раз, используя k -кратное совпадение сигналов от детекторов при обработке данных. Наконец, заметим, что такая сильная намагниченность также возникает при

слияниях нейтронных звезд, в коре магнитаров и столкновениях тяжелых ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *G. S. Bisnovatyi-Kogan Stellar Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 2011).
2. *S. A. Colgate, R. H. White*, *Astrophys. J.* **143**, 626 (1966).
3. *H. A. Bethe, H. A. Wilson*, *Astrophys. J.* **295**, 14 (1985).
4. *S. G. Moiseenko, G. S. Bisnovatyi-Kogan, N. V. Ardeljan*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **370**, 501 (2006).
5. *G. S. Bisnovatyi-Kogan, S. G. Moiseenko, N. V. Ardelyan*, *Acta Polytechnica CTU Proc.* **1**, 181 (2014).
6. *H.-T. Janka, T. Melson, T. Summa*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **66**, 341 (2016).
7. *V. N. Kondratyev*, *Eur. Phys. J. A* **50**, 7 (2014).
8. *V. N. Kondratyev*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **480**, 5380 (2018).
9. *В. Н. Кондратьев, Ю. В. Коровина*, *Письма в ЖЭТФ* **102**, 155 (2015) [*V. N. Kondratyev, Yu. V. Korovina*, *JETP Letters* **102**, 131 (2015)].
10. *V. N. Kondratyev*, *Universe* **7**, 487 (2021).
11. *V. N. Kondratyev et al.*, *Phys. Rev. C* **100**, 045802 (2019).
12. *В. Н. Кондратьев и др.*, *Изв. РАН сер. физическая* **84**, 1167 (2020) [*V. N. Kondratyev et al. Bull. RAS: Physics*, **84**, 962 (2020)].
13. *D. S. Svinikin, K. Hurley, R. L. Aptekar, S. V. Golenetskii, D. D. Frederiks*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **447**, 1028 (2015).
14. *В. Н. Кондратьев*, *ЭЧАЯ* **50**, 722 (2019) [*V. N. Kondratyev*, *PPN* **50**, 613 (2019)].
15. *T. Prasanna, M. S. B. Coleman, M. J. Raives, T. A. Thompson*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **517**, 3008 (2022).
16. *V. N. Kondratyev, T. D. Lobanovskaya, D. B. Torekhan*, *Particles* **5**, 128 (2022).
17. *А. Ю. Игнатовский, Г. С. Бисноватый-Коган*, *Астрон. журн.* **99**, 211 (2022).
18. *S. Aiello, et al.*, *Eur. Phys. J. C* **82**, 317 (2022).
19. *В. Н. Кондратьев, Н. Г. Хорькова, С. Кэрубини*, *ЯФ* **86**, в печати (2023) [*V. N. Kondratyev, N. G. Khor'kova, S. Cherubini*, *Phys. At. Nucl.* **86**, in press (2023)].
20. *S. Adrian-Martinez, et al.*, *J. Phys. G* **43**, 084001 (2016).
21. *A. D. Avrori, et al.*, *EPJ WoC* **136**, 04007 (2017).
22. *K. Scholberg*, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **62**, 81 (2012).
23. *R. Abbasi, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **535**, A109 (2011) (Erratum: *Astron. Astrophys.* **563**, C1 (2014)).
24. The Garching Core-Collapse Supernova Research. Available online: <https://wwwmpa.mpa-garching.mpg.de/ccsnarchive/> (accessed on 7 July 2022).