

ЭФФЕКТ ЯДЕРНОГО НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ В СПЕКТРАХ НЕЙТРИНО В РЕЖИМЕ СЛАБОЙ СВЯЗИ С ВЕЩЕСТВОМ

В. Н. Кондратьев^{1,2,*}, *Д. Торехан*², *С. Кэрубини*³

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Государственный университет «Дубна», Дубна, Россия

³ Университет Катании, Катания, Италия

Рассмотрено влияние неупругого рассеяния на ядрах в динамоактивных сверхновых на энергетические спектры нейтрино во время эволюции, слабо связанной с горячей и плотной намагниченной материей. При конечной температуре нейтрино испытывает экзо- и эндоэнергетическое рассеяние на намагниченных нуклонах, обусловленное компонентой нейтрального тока взаимодействия Гамова–Теллера. Исходя из анализа свойств и сечений передачи энергии за счет существенных дополнительных механизмов обмена энергии, возникающих в намагниченном нуклонном газе, получено кинетическое уравнение для динамики нейтрино. Показано, что величина передачи энергии и коэффициент переноса в энергетическом пространстве меняют знак с положительного на отрицательный при энергии нейтрино, превышающей в 4 раза температуру вещества, практически независимо от величины магнитной индукции. При реалистичных значениях параметров вещества звезды такие эффекты приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино, особенно для ароматов, соответствующих тяжелым лептонам. Показано, что такое усиление жестких энергий нейтрино благоприятно для наблюдения нейтрино сверхновых с помощью нейтринных телескопов больших объемов.

We consider an effect of inelastic scattering in nucleon gas on the energy spectra of neutrinos during evolution weakly coupled with hot and dense magnetized matter of dynamoactive supernovae. At a finite temperature neutrinos exhibit exo- and endoenergetic scattering on magnetized nucleons due to the Gamow–Teller neutral current interaction component. On the basis of an analysis of energy transfer properties and cross sections due to significant additional energy exchange mechanisms arising in a magnetized nucleon gas, we obtain a kinetic equation for the neutrino dynamics. It is shown that the energy transfer value magnitude and coefficient change the sign from positive to negative when the incoming neutrino energy exceeds four times the temperature of the stellar material, and almost independent of the magnetic induction. For realistic stellar parameters such effects lead to an increase in the hardness of the neutrino energy spectra, especially for the heavy lepton component. It is shown that such strengthening of neutrino hard

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

energies is favorable for supernova neutrino observations by large-volume neutrino telescopes.

PACS: 07.85.-m; 26.30.+k; 95.85.Pw; 98.58.M

ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие нейтрино с веществом является важной проблемой, связанной с различными астрофизическими явлениями, например сверхновыми, слиянием нейтронных звезд, образованием коры нейтронных звезд и т. д. В частности, давление, обусловленное потоком нейтрино и/или магнитным полем, рассматривается как дополнительный ключевой вклад в формирование ударной волны сверхновых и возможный механизм передачи энергии всему изначально связанному веществу звезды-прародителя.

В сценарии взрыва за счет нейтринного разогрева развитие остановившейся ударной волны может быть возобновлено электронными нейтрино и антинейтрино, излучаемыми охлаждающейся протонейтронной звездой [1, 2]. Кроме того, способствовать возникновению взрыва могут многомерные эффекты, такие как конвекция и неустойчивость плазмы, как это следует из современного моделирования взрыва сверхновых [3–6]. Действительно, принудительная конвекция, вызывающая магниторотационную неустойчивость (МРН) и/или динамопроцессы, может привести к огромному усилению магнитной индукции с чрезвычайно большой напряженностью поля — до десятков тератесла. Соответствующее магнитное давление накачивает энергию в вещество звезды и может рассматриваться как преобладающий механизм формирования ударной волны для сценария быстротекающего взрыва. На основании того, что нейтринное и/или магнитное давление вносит значительный вклад в механизм взрыва сверхновых, необходимо провести анализ транспорта нейтрино в веществе сверхновых с учетом магнитных эффектов. Хакстон впервые указал [7], что реакции нейтрино на ядрах, вызванные нейтральным и заряженным токами, могут играть важную роль при взрыве сверхновых. Присутствие магнитного поля приводит к заметному обмену энергией и при рассеянии нейтрино на нуклонах [8, 9].

Целью данной работы является анализ дополнительных каналов нейтрино-ядерных реакций, возникающих в намагниченной среде сверхновых. Показано, что такие каналы изменяют энергию нейтрино. В частности, мы рассматриваем рассеяние нейтрино на нуклонах в намагниченном горячем веществе вблизи нейтриносферы и соответствующий эффект в энергетических спектрах нейтрино.

1. ДИНАМИКА НЕЙТРИНО В НАМАГНИЧЕННЫХ СВЕРХНОВЫХ

Для описания динамики нейтрино мы используем общее кинетическое уравнение для функции распределения в фазовом пространстве $f(r, p, l)$

$$\frac{df}{dl} = \frac{\partial f}{\partial l} + z \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{\partial p}{\partial l} \frac{\partial f}{\partial p} = \Lambda + \text{St}(f), \quad (1)$$

где расстояние, пройденное нейтрино, $l = ct$ со скоростью света c за время t , ∂r и ∂p представляют частные производные по пространственной координате r и координатам импульса $p = zE_\nu/c$ с единичным вектором z , определяющим направление импульса нейтрино при энергии E_ν . Мы предполагаем, что нейтрино сверхновых распространяются по существу со скоростью света c , поскольку их типичные энергии в диапазоне мегаэлектронвольт значительно превышают экспериментальный предел массы покоя для активных ароматов менее 1 эВ. Производная по импульсу в уравнении (1) ∂p учитывает обмен энергией и импульсом при столкновениях нейтрино с частицами окружающей среды. В правой части уравнения (1) обозначены все процессы преобразования, рождения, поглощения и аннигиляции нейтрино, а член $\text{St}(f)$ учитывает флуктуации в процессах рассеяния.

1.1. Режим слабой связи нейтрино с веществом. В этой работе мы сосредоточимся на кинетике нейтрино в области слабой связи нейтрино с веществом для динамоактивных сверхновых. Электронно-ароматические 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, можно параметризовать следующим уравнением

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

Здесь Ω обозначает телесный угол вектора z , $E_{\text{ав}}$ — средняя энергия, а α — параметр, описывающий величину спектрального защемления. 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 нейтриносферы 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 реакций образования пар, таких как тормозное излучение нуклонов, аннигиляция электрон–позитрон и 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 нейтриносферой, где нарушается переход от диффузии к свободному потоку. В рассеивающей атмосфере тяжелолептонные нейтрино все еще часто сталкиваются с нейтронами и протонами. Как показано в пп. 1.2 и 1.3, магнитные эффекты в этом случае заметно усиливают энергообмен в нейтрино-нуклонном рассеянии за счет нейтрального тока. Вещество вблизи области нейтриносферы соответствует умеренной плотности $n \sim 0,1\text{--}10 \text{ Тг/см}^3$ и температуре $T \sim 5\text{--}10 \text{ МэВ}$. Поскольку эта область также соответствует точке бифуркации, мы предполагаем

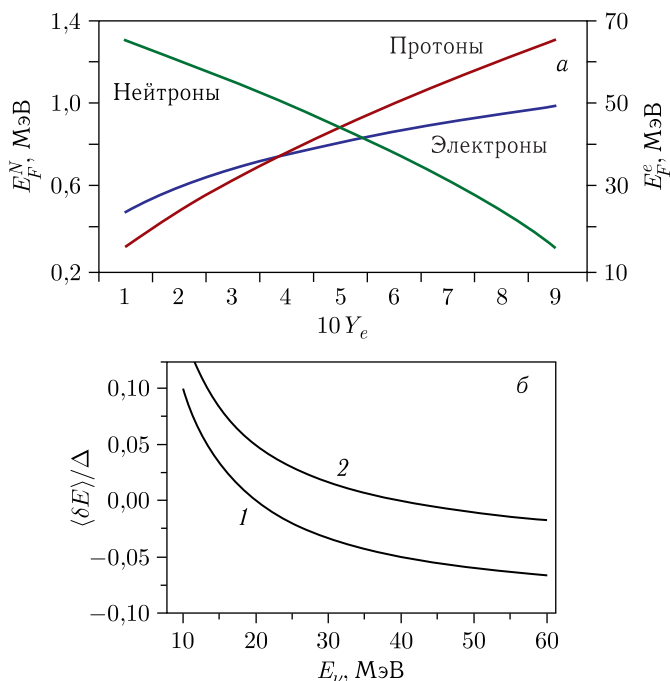


Рис. 1. Свойства вещества нейтриносферы: а) энергия Ферми при плотности $n = 1 \text{ Тг} \cdot \text{см}^{-3}$ в зависимости от параметра бета-равновесия Y_e ; б) зависимость средней переданной энергии $\langle \delta E \rangle$ от энергии налетающего нейтрино в неупругом рассеянии при температурах $T = 5$ и 10 МэВ , соответствующих кривым 1 и 2 (см. уравнение (3))

значительные флуктуации температуры T и плотности n в сочетании с сильной конвекцией. При таких условиях и реалистичных значениях параметра бета-равновесия, т. е. $Y_e \sim 0,2$, энергии Ферми для нуклонов E_F^N и электронов E_F^e малы и велики по сравнению с температурой соответственно (рис. 1, *a*). 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 электроны сильно подавлено из-за принципа Паули. Такой эффект блокировки также приводит к фактическому прекращению заряженной компоненты 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 1 км при рассматриваемых плотностях. Поэтому в дальнейшем мы пренебрегаем правой частью уравнения (1). Напротив, рассеяние нейтрино-нуклонов за счет нейтральной компоненты тока можно рассматривать как независимый процесс с соответствующим mfp $l_f = (N_N \sigma_{\text{GT0}})^{-1} \approx 100$ м. Здесь $N_i = n_i/m_i$ представляет собой плотность i -й ядерной частицы (N обозначает нуклон) с массой m_i и вкладом n_i в общую массовую плотность n , $\sigma_{\text{GT0}} \approx 10^{-40}$ см² $(E_\nu/37 \text{ МэВ})^2$ представляет собой соответствующее сечение [3].

1.2. Обмен энергией в нейтрино-ядерных реакциях. Обмен энергией в горячем намагниченном веществе при рассеянии $\nu + N \rightarrow \nu' + N'$ рассматривался в работах [8, 9]. 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 собой частоту Лармура, а g_α — g -фактор нуклона. Следовательно, при рассеянии за счет компоненты нейтрального тока взаимодействия Гамова–Теллера (ГТ0) на нуклонах, занимающих уровни со спином вверх и вниз, нейтрино претерпевает эндо- и экзонергетические переходы соответственно [8, 9]. Такие режимы возникают из-за оператора перехода ГТ0 ($\text{GT0} = \sigma_{t0}$) 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 оценить с помощью сечения передачи энергии. Это значение определяется как $S_1^i = - \int d\varepsilon \varepsilon (d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i / d\varepsilon)$ с передачей энергии ε и дифференциальным сечением $d\sigma_{\nu \rightarrow \nu'}^i / d\varepsilon$ для рассеяния нейтрино на i -м типе ядер. При температуре T для ГТ0 рассеяния нейтрино на намагниченных нуклонах сечение передачи энергии имеет вид [8, 9]

$$S_1 \approx \sigma_{\text{GT0}} \Delta (2\delta_E - (1 + \delta_E^2) \text{th}(\delta_T/2)) \Big|_{\Delta < E, T} \approx \quad (3)$$

$$\approx \sigma_{\text{GT0}} \Delta (2\delta_E - \delta_T/2). \quad (4)$$

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

Средняя величина обмена энергией, т. е. сечение передачи энергии S_1 , отнесенное к сечению рассеяния σ_{GT0} , показана на рис. 1, б. Видно изменение этой величины с 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 условии $E_\nu \approx 4T$. 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 [6].

1.3. Эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино.

Модификация энергетических спектров нейтрино во время квазисвободного режима эволюции показана на рис. 2 для реалистичных значений параметров свехновых. Как видно, заметная часть ускоренных нейтрино возникает из-за такой динамики, слабо связанной с намагниченным веществом звезды в окрестности нейтриносферы.

1.3.1. Единичное эффективное событие столкновения. При однократном столкновении соотношение между соответствующими экзо- и эндоэнергетическим режимами определяется соотношением заполнения соответствующих нуклонных уровней 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

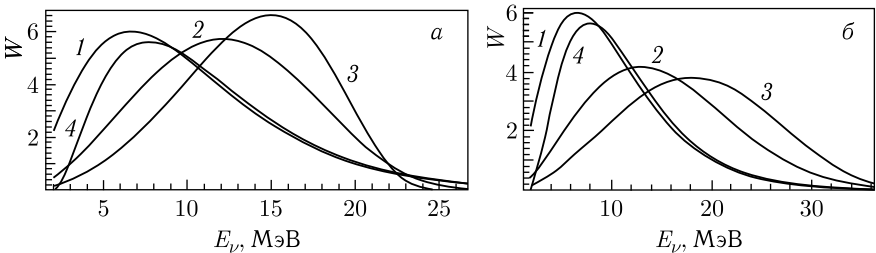


Рис. 2. Спектры энергии нейтрино в произвольных единицах для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 5$ и 10 МэВ на рис. а и б, $e_l = 1$ (т. е. $l = 0$) — кривая 1, 2 — кривая 2 и 3 — кривая 3. Кривая 4 соответствует единичному эффективному событию столкновения при $\Delta = 2$ МэВ

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 предпочтительно режимов ускорения и остановки соответствует условию $\delta_T = -2 \ln \{(\theta(1 - \delta_E)(1 - \delta_E)/(1 + \delta_E))\}_{\delta_E, \delta_T < 1} \approx 4\delta_E$. Такое же соотношение начальной энергии нейтрино E_ν и температуры газа нуклонов T для переключения динамических режимов получается в случае множественных эффективных столкновений, рассмотренных в уравнениях (3) и (4) (см. их обсуждение).

1.3.2. Множественные эффективные события столкновения. Используя уравнение (4), определим коэффициент передачи энергии как

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial l} = \sum_i N_i S_i \approx E_\nu \left(1 - \frac{E_\nu}{4T}\right) / l_t, \quad (5)$$

где средняя длина передачи энергии равна $l_t^{-1} = 2 \sum_i \sigma_{GT0}^i N_i \delta_{E_i}^2$. Как обосновано в п.1.1, намагниченный газ нуклонов дает преобладающий вклад в энергообмен нейтрино–вещество в области нейтриносферы. Тогда, учитывая уравнение (3), длину передачи энергии оценим как $l_t \approx 100 \text{ м} (3 \text{ МэВ}/\Delta_{\text{ав}})^2 (10 \text{ Тг} \cdot \text{см}^{-3})/n$ с усредненным значением расщепления $\Delta_{\text{ав}}^2 = \sum_i N_i \Delta_i^2/N$. С пренебрежением правой части уравнения (1) для равномерного потока $z \partial f / \partial r = 0$ решение уравнения (1) дается заменой E_ν решением уравнения (5), т.е. $E_\nu \rightarrow e_l E_\nu (e_l + (1 - e_l) E_\nu / 4T)^{-1}$ с $e_l = \exp\{l/l_t\}$.

На рис. 2 показан эффект энергообмена в энергетических спектрах нейтрино в процессе эволюции в окрестности нейтриносферной области. Распределение Максвелла–Больцмана, соответствующее $\alpha = 2$ и $E_{\text{ав}} = 10 \text{ МэВ}$ в уравнении (2), 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_t , мы получаем разброс в распределении $W(E)$ с увеличением энергии в точке максимума почти линейно с ростом e_l . Такое ускорение особенно эффективно при более высоких температурах газа.

1.4. Эффекты флуктуаций в энергетических спектрах. Значительные флуктуации вблизи нейтриносферы 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 из рис. 3, а, максимум распределения $W(E)$ смещен в сторону больших энергий, ближе к области 10–20 МэВ. Свойства такого усредненного распределения энергии близки к результатам для темпе-

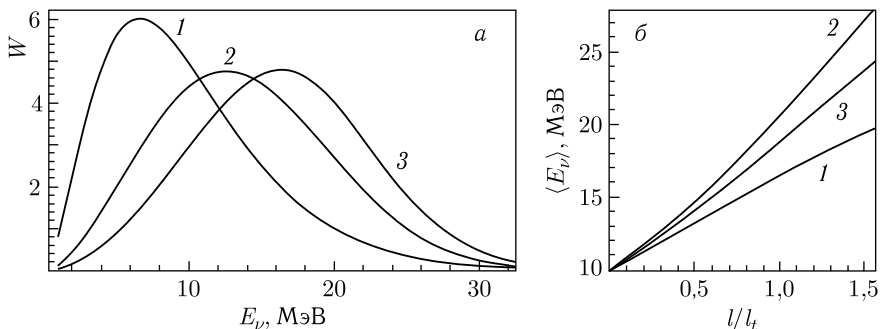


Рис. 3. а) Энергетические спектры нейтрино в произвольных единицах для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ и $e_l = 1$ (т.е. $l = 0$) — кривая 1, 2 — кривая 2 и 3 — кривая 3, усредненные по температуре T в интервале от 5 до 10 МэВ, что соответствует коэффициенту передачи энергии вблизи нейтриносферы. б) Средняя энергия нейтрино в зависимости от длины пробега l для $\alpha = 2$, $E_{av} = 10$ МэВ, $T = 5$ МэВ — кривая 1 и 10 МэВ — кривая 2. Кривая 3 соответствует усреднению по температуре T в интервале от 5 до 10 МэВ

ратуры $T = 10$ МэВ, обеспечивающим, таким образом, эффективность механизма ускорения при более высоких температурах.

2. УСИЛЕНИЕ ЖЕСТКОСТИ СПЕКТРА И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БОЛЬШИХ ДЕТЕКТОРОВ НЕЙТРИНО

Сильнопеременные транзитные потоки частиц можно детектировать с помощью нейтринных телескопов больших объемов КМЗНеТ [10], «Байкал» [11] и др. Чувствительность к нейтрино в масштабе 10 МэВ может быть достигнута за счет наблюдения коллективного увеличения скорости счета совпадений с использованием нескольких детекторов. При этом усиление жесткости спектра повышает эффективность регистрации [12]. Жесткость спектров можно характеризовать количественно средней энергией частиц $\langle E \rangle$:

$$\langle E \rangle = \int dE W(E) E \approx e_l E_{av} (1 + (e_l - 1) E_{av}/4T)^{-1}. \quad (6)$$

В уравнении (6) использован метод седловой точки, обоснованный при $e_l \sim 1$. Как видно из рис. 3, б, $\langle E \rangle$ увеличивается практически линейно с ростом длины пробега l .

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 но-

вых каналов реакции, индуцированных нейтральным током, что, в свою очередь, приводит к дополнительным заметным механизмам в динамике нейтрино, слабо связанным с веществом. Показано, что коэффициент переноса в энергетическом пространстве в кинетических уравнениях меняется с положительных значений на отрицательные с увеличением энергии нейтрино. Для намагниченного невырожденного нуклонного газа такое переключение режимов ускорения и торможения происходит, когда энергия нейтрино превышает примерно в 4 раза температуру газа, в то время как частота Лармура нуклонов достаточно мала. Такое изменение динамических свойств происходит из-за принципа детального баланса и разницы в объеме фазового пространства для нейтрино в конечном канале 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 (см. [6]). Соответствующие скорости ускорения и/или торможения определяются произведением расщепления Δ и сечения рассеяния σ_{GT0} в нуклонном газе. При реалистичных свойствах звездного вещества такие эффекты ядерного рассеяния нейтрино приводят к увеличению жесткости энергетических спектров нейтрино. Поскольку электронные нейтрино отделяются от вещества в нейтриносфере и после этого испытывают несколько (в среднем единичное) эффективных столкновений, соответствующий эффект ускорения относительно невелик. За пределами энергетической сферы динамика тяжелолептонных нейтрино в основном определяется столкновениями с нуклонами. В рассеивающей атмосфере (вплоть до нейтриносферы) 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 тяжелолептонной компоненты. Наконец, отметим, что такая сильная намагниченность возникает также при слиянии нейтронных звезд.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Colgate S. A., White R. H.* The Hydrodynamic Behavior of Supernovae Explosions // *Astrophys. J.* 1966. V. 143. P. 626.
2. *Bethe H. A., Wilson H. A.* Revival of a Stalled Supernova Shock by Neutrino Heating // *Astrophys. J.* 1985. V. 295. P. 14.
3. *Janka H.-T., Melson T., Summa T.* Physics of Core-Collapse Supernovae in Three Dimensions: A Sneak Preview // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2016. V. 66. P. 341–375.
4. *Kondratyev V. N.* Explosive Nucleosynthesis at Strong Magnetic Field // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 7.
5. *Kondratyev V. N.* Zeeman Splitting in Structure and Composition of Ultramagnetized Spherical Nuclei // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 782. P. 167.
6. *Кондратьев В. Н., Коровина Ю. В.* Синтез химических элементов в динамо-активных сверхновых // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. С. 155;

- Kondratyev V.N., Korovina Yu. V.* Synthesis of Chemical Elements in Dynamo Active Supernovae // JETP Lett. 2015. V. 102. P. 131.
7. *Haxton W.C.* Neutrino Heating in Supernovae // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. P. 1999.
8. *Kondratyev V.N. et al.* Energy Exchange in Neutrino Nuclear Scattering // Phys. Rev. C. 2019. V. 100. 045802.
9. *Кондратьев В.Н. и др.* Магнитные и тепловые эффекты при рассеянии нейтрино в горячем и плотном ядерном веществе // Изв. РАН. Сер. физ. 2020. Т. 84. С. 1167–1173;
Kondratyev V.N. et al. Magnetic and Thermal Effects in Neutrino Scattering in Hot and Dense Nuclear Matter // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2020. V. 84. P. 962–967.
10. *Adrian-Martinez S. et al.* Letter of Intent for KM3NeT 2.0 // J. Phys. G. 2016. V. 43. 084001.
11. *Aurori A.D. et al.* Baikal-GVD // Eur. Phys. J. WoC. 2017. V. 136. 04007.
12. *Aiello S. et al.* The KM3NeT Potential for the Next Core-Collapse Supernova Observation with Neutrinos // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 445.