

УДК 539.17

МАГНИТНЫЕ И ТЕПЛОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЙАНИИ НЕЙТРИНО В ГОРЯЧЕМ И ПЛОТНОМ ЯДЕРНОМ ВЕЩЕСТВЕ

© 2020 г. В. Н. Кондратьев^{1, 2, *}, А. А. Джюев¹, А. И. Вдовин¹, С. Кэрубини³, М. Балдо³

¹Международная межправительственная организация Объединенный институт ядерных исследований, лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, Дубна, Россия

²Государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Московской области “Университет “Дубна”, Дубна, Россия

³Университет Катании, Факультет физики и астрономии “Эttore Майорана”, Катания, Италия

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

Поступила в редакцию 02.03.2020 г.

После доработки 15.04.2020 г.

Принята к публикации 27.04.2020 г.

Рассмотрено нейтрино-ядерное рассеяние в горячем и плотном веществе, соответствующем взрыву сверхновых, слиянию нейтронных звезд, прото-нейтронным звездам. При ненулевой температуре нейтрино претерпевает экзо- и эндоэнергетическое рассеяние на нуклонах и ядрах, обусловленное гамов-теллеровской компонентой нейтрального тока. Показано, что средняя переданная при рассеянии энергия меняет свой знак при энергии нейтрино, превышающей температуру вещества примерно в четыре раза.

DOI: 10.31857/S0367676520080189

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.

В сценарии взрыва за счет нейтринного разогрева, остановившаяся ударная волна может быть оживлена электронными нейтрино и антинейтрино, излучаемыми охлаждающейся прото-нейтронной 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 динамо процессы, может привести к огромному усилению магнитной индукции с чрезвычайно большой напряженностью поля до десятков тератесла (ТТл). Соответствующее магнитное давление накачивает энергию в вещество звезды и может рассматриваться как преобладающий механизм формирования ударной волны для сценария быстро

протекающего взрыва. 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.

Хакстон впервые указал [7], что реакции нейтрино на ядрах, вызванные нейтральным и заряженным токами, могут играть важную роль при взрыве сверхновых. Учет этих реакций при компьютерном моделировании коллапса коры звезды [7, 8] показывает, что в процессе термализации нейтрино неупругое рассеяние нейтрино на ядрах столь же существенно, как и рассеяние нейтрино электронами. В данной работе проанализировано влияние барионной компоненты на транспорт нейтрино в горячем и плотном веществе. Показано, что в намагниченной среде возникают дополнительные неупругие каналы нейтрино-ядерных реакций. Такие каналы, индуцированные магнитным полем, дают эффект, аналогичный рассеянию на нагретых ядрах.

ТРАНСПОРТ НЕЙТРИНО В ВЕЩЕСТВЕ ЗВЕЗД

Для количественного описания передачи энергии при рассеянии нейтрино на ядерной компоненте горячего вещества сверхновой рассмотрим энергетически взвешенные интегральные значения силовой функции $\Sigma_{GT_0}(E, T)$, которая дает среднюю

силу переходов с энергией E между состояниями нагретой ядерной системы

$$S_n = \frac{G_F^2}{\pi} g_A^2 \int_{-\infty}^{\varepsilon_v} (-E)^n (\varepsilon_v - E)^2 \Sigma_{GT_0}(E, T) dE, \quad (1)$$

где G_F – константа слабого взаимодействия Ферми, $g_A = -1.26$ – аксиально-векторная константа связи, а ε_v – энергия налетающего нейтрино. После акта рассеяния энергия нейтрино меняется на величину $\Delta\varepsilon_v = -E$. Величина S_0 соответствует сечению реакции неупругого рассеяния, т.е. $\sigma = S_0$, а отношение S_1/S_0 определяет среднюю энергию, переданную нейтрино от нагретой ядерной системы, $\langle \Delta\varepsilon_v \rangle = S_1/S_0$.

Силовая функция может содержать вклады переходов различной мультипольности. Однако для нейтрино с энергией $\varepsilon_v \leq 20$ МэВ основной вклад в неупругое рассеяние дают разрешенные 1^+ переходы [10]. Более того, в указанном диапазоне энергий можно пренебречь переданным импульсом. В этом случае оператор 1^+ переходов принимает форму зарядово-нейтрального оператора Гамова–Теллера (ГТ) $GT_0 = \sum_k \bar{\sigma}^{(k)} t_0^{(k)}$ [13]. Здесь $\bar{\sigma}^{(k)}$ – оператор спина k -го нуклона, а $t_0^{(k)}$ – оператор нулевой проекции изоспина в сферических координатах. После усреднения по всем возможным возбужденным состояниям ядерной системы, зависящую от температуры силовую функцию ГТ₀-переходов можно записать в следующем виде

$$\Sigma_{GT_0}(E, T) = \frac{1}{Z(T)} \times \sum_{i,f} \exp\left(-\frac{E_i}{T}\right) | \langle f | GT_0 | i \rangle |^2 \delta(E - E_f + E_i), \quad (2)$$

где $Z(T)$ – статистическая сумма нуклона или ядра, а суммирование производится по всем возможным начальным и конечным состояниям системы. Температура T в формуле (2) и далее в статье везде выражается в энергетических единицах (10^{10} К = 0.86 МэВ). Определение силовой функции $\Sigma_{GT_0}(E, T)$ подразумевает, что при $T \neq 0$ энергия перехода E может быть как положительной, так и отрицательной величиной, что соответствует эндо- и экзоэнергетическому рассеянию нейтрино. В первом случае нейтрино теряет энергию при рассеянии ($\Delta\varepsilon_v < 0$), а во втором – приобретает ($\Delta\varepsilon_v > 0$). Силовая функция удовлетворяет принципу детального баланса $\Sigma_{GT_0}(-E, T) = \exp(-E/T) \Sigma_{GT_0}(E, T)$. Хотя $\Sigma_{GT_0}(-E, T) < \Sigma_{GT_0}(E, T)$, росту вклада переходов с энергией $E < 0$ в процесс рассеяния способ-

ствует больший по сравнению с $E > 0$ переходами объем фазового пространства (что представлено множителем $(\varepsilon_v - E)^2$ в формуле (1)) для нейтрино в конечном состоянии.

Рассеяние нейтрино

в намагниченном невырожденном нуклонном газе

Рассеяние нейтрино в нуклонном газе, $n + N \rightarrow \nu + N'$, представляет собой простейшую актуальную проблему. Этот пример дает прозрачные и четкие результаты для сечений и скоростей передачи энергии, а также фундаментальные представления о динамике нейтрино в горячем и плотном ядерном веществе при сильных магнитных полях, вносящих заметный вклад в энергию взрыва сверхновых и достигающих десятков ТТл, см. [4–6] и ссылки к ним. Вещество сверхновых вблизи и вне нейтрино-сферы, соответствующей сильной конвекции, при плотностях $\sim 10^{12}$ г · см⁻³ и температуре $T \sim 10$ МэВ можно рассматривать как невырожденный нуклонный газ из-за сильной нейтронизации. Как следует из решения уравнения Шрёдингера для уровней энергии свободной частицы в однородном магнитном поле, сильное магнитное поле H приводит к расщеплению на величину $\Delta = |g_\alpha| \mu_N H = |g_\alpha| \omega_L$ энергетических уровней нуклонов со спиновыми магнитными моментами, направленными вдоль (спин вверх) и противоположно (спин вниз) относительно направления поля. Здесь μ_N – ядерный магнетон, а g_α – g-фактор нуклонов. Для рассеяния нейтрино на нуклонах, вызванного гамов-теллеровской компонентой нейтрального тока при таких условиях, из формул (1) и (2) получим следующее выражение для энергетически взвешенных интегральных значений силовой функции:

$$S_n(\varepsilon_v, T) \approx \sigma_{GT_0} \Delta^n \Phi_n, \quad (3)$$

где

$$\Phi_n = \frac{1}{2 \operatorname{ch}(\delta_T)} \times \left[e^{-\delta_T} (1 + \delta_\varepsilon)^2 + (-1)^n e^{\delta_T} (1 - \delta_\varepsilon)^2 \theta(1 - \delta_\varepsilon) \right], \quad (4)$$

а σ_{GT_0} – сечение рассеяния нейтрино свободными нуклонами за счет гамов-теллеровской компоненты нейтрального тока (см., например, работу [7] и ссылки в ней). В выражении (4) введены следующие обозначения: $\delta_T = \Delta/2T$, $\delta_\varepsilon = \Delta/\varepsilon_v$, $\theta(x)$ – ступенчатая функция Хевисайда. Таким образом, для намагниченного нуклонного газа средняя переданная энергия при неупругом рассеянии нейтрино равна $\langle \Delta\varepsilon_v \rangle = \Delta \Phi_1/\Phi_0$. Величина $\langle \Delta\varepsilon_v \rangle$ зависит как от параметров T , Δ нуклонного газа, так и от энергии ε_v налетающего нейтрино.

На рис. 1 для модели намагниченного нуклонного газа показана средняя переданная энергия $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle$ в единицах Δ как функция от δ_T и δ_ϵ . Как видно из рисунка, средняя переданная энергия, то есть отношение S_1/S_0 , изменяется от положительного значения для горячего нуклонного газа к отрицательному для холодной системы. Такое изменение соответствует переходу от экзоэнергетического ($\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle > 0$) к эндоэнергетическому ($\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle < 0$) режиму рассеяния нейтрино. Переход происходит при условии $S_1 = 0$, т.е. при температуре $T = 0.5\Delta / [\ln(1 + \delta_\epsilon) - \ln(1 - \delta_\epsilon)] \theta(1 - \delta_\epsilon)$. Очевидно, что физической причиной такого перехода является уменьшение теплового заселения верхнего из расщепленных энергетических уровней нуклона, что ведет к подавлению вклада ΓT_0 -переходов с этого уровня на нижележащий уровень. Линия перехода из одного режима в другой определяется соотношением $\delta_\epsilon = (e^{\delta_T} - 1) / (1 + e^{\delta_T})$, и на рис.1 она показана сплошной линией. Там же пунктирной линией показана линия перехода при $\delta_T, \delta_\epsilon \ll 1$. В этом случае температура перехода определяется соотношением $T = \epsilon_\nu / 4$. Не трудно показать, что коэффициент $1/4$ в этом соотношении возникает из-за степени 2 в множителе $(\epsilon_\nu - E)^2$ в формуле (1). Напомним, что множитель $(\epsilon_\nu - E)^2$ связан с объемом фазового пространства для рассеянного нейтрино.

Рассеяние нейтрино на нагретом ядре ^{56}Fe

В качестве следующего примера рассмотрим рассеяние нейтрино на нагретых ядрах, а именно на нуклиде ^{56}Fe – одном из наиболее распространенных ядер в веществе мантии сверхновых. Для расчета величин S_n мы будем использовать так называемый метод теплового квазичастичного приближения случайной фазы (ТКПСФ) [9–11], который использует статистическую формулировку ядерной задачи многих тел при ненулевой температуре.

В методе ТКПСФ зависящая от температуры ΓT_0 -силовая функция нагретого ядра $\Sigma_{\Gamma T_0}(E, T)$ выражается через собственные функции так называемого теплового гамильтониана $\mathcal{H} = H - \hat{H}$. Здесь H – гамильтониан ядра, а \hat{H} – его тильда-партнер, действующий в гильбертовом пространстве изоморфном таковому исходного гамильтониана H [12]. Тепловой гамильтониан диагонализуются в терминах тепловых мультипольных фононов

$$\mathcal{H} = \sum_{J,k} \omega_{Jk}(T) (Q_{Jk}^+ Q_{Jk} - \tilde{Q}_{Jk}^+ \tilde{Q}_{Jk}). \quad (5)$$

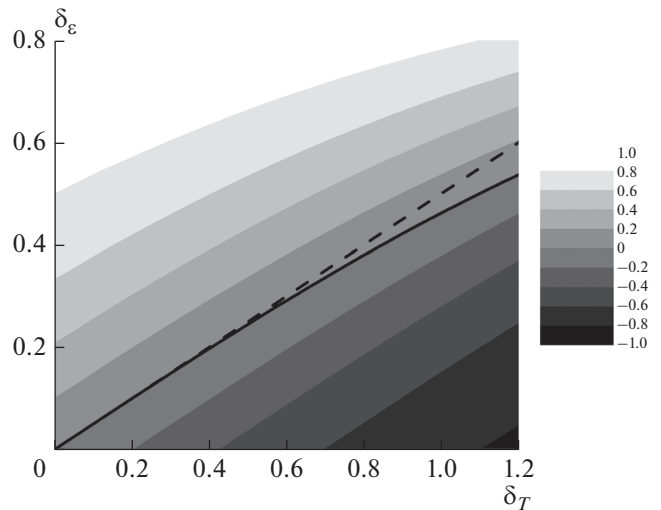


Рис. 1. Средняя переданная энергия $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle$ в единицах Δ при неупругом рассеянии нейтрино на намагниченном нуклонном газе. Безразмерная величина $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle / \Delta$ показана как функция от величин $\delta_T = \Delta / 2T$ и $\delta_\epsilon = \Delta / \epsilon_\nu$. Темная область в правом нижнем углу соответствует отрицательным значениям $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle / \Delta$ с минимумом равным -1 , светлая область в левом верхнем углу соответствует положительной средней переданной энергии. Сплошная линия обозначает границу раздела между эндоэнергетическим и экзоэнергетическим режимами рассеяния, а штриховая линия соответствует соотношению $\epsilon_\nu = 4T$ между энергией нейтрино и температурой.

Вакуум тепловых фононов, $|0(T)\rangle$, называется тепловым вакуумом, и он описывает равновесное состояние нагретого ядра. Взаимодействие с нейтрино приводит к возбуждению одно-фононных состояний над тепловым вакуумом. ΓT_0 -переходы, вызванные рассеянием нейтрино, ведут к возбуждению тепловых фононов с моментом и четностью $J^\pi = 1^+$. В этом случае силовую функцию можно выразить через матричные элементы оператора $GT_0 = \sum_k \bar{\sigma}^{(k)} t_0^{(k)}$ между тепловым вакуумом и одно-фононными состояниями с $J^\pi = 1^+$:

$$\Sigma_{\Gamma T_0}(E, T) = \sum_k \{ \xi_k \delta(\omega_k - E) + \tilde{\xi}_k \delta(\omega_k - E) \}, \quad (6)$$

где $\xi_k, \tilde{\xi}_k$ обозначают вероятности ΓT_0 -переходов с теплового вакуума на одно-фононные состояния

$$\begin{aligned} \xi_k &= \langle Q_k \| GT_0 \| 0(T) \rangle^2, \\ \tilde{\xi}_k &= \langle \tilde{Q}_k \| GT_0 \| 0(T) \rangle^2. \end{aligned} \quad (7)$$

Переходы с теплового вакуума на фононы с положительной энергией описывают эндоэнер-

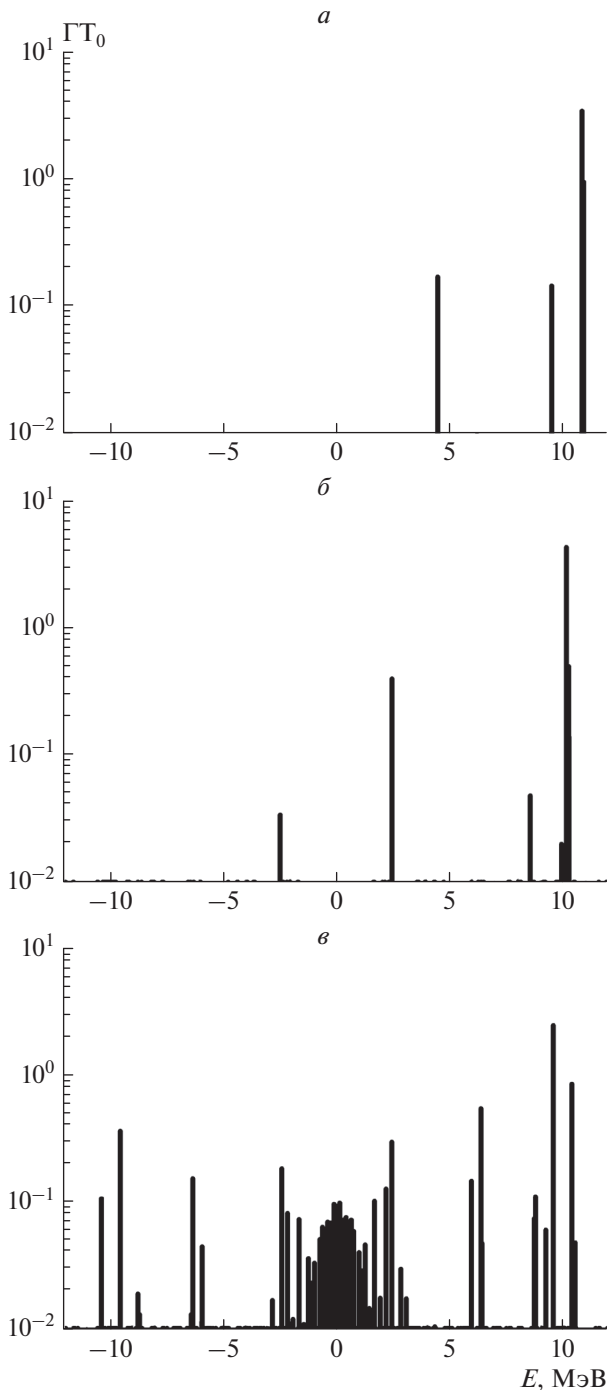


Рис. 2. Силовая функция зарядово-нейтральных Гамов–Теллеровских переходов в ^{56}Fe . Силовая функция показана для нескольких значений температуры: $T = 0$ (а), $T = 1$ (б) и $T = 5$ МэВ (в).

гетический процесс, в котором ядро получает энергию от налетающей частицы ($\Delta\varepsilon_\nu < 0$), а переходы на тильда-фононные состояния с отрицательной энергией соответствуют экзоэнергетическому процессу, когда энергию получает на-

летающая частица ($\Delta\varepsilon_\nu > 0$). Вероятности экзо- и эндоэнергетических процессов связаны принципом детального баланса $\xi_k^- = e^{-\omega_k/T} \xi_k^+$.

Для расчета силовой функции ГТ-переходов в нагретом ядре ^{56}Fe и анализа температурных эффектов, влияющих на рассеяние нейтрино мы объединили ТКПСФ с методом энергетического функционала для сил Скирма (см. работу [11] и ссылки в ней). В данной работе мы использовали силы Скирма SkM*. На рис. 2 показано, как меняется силовая функция ГТ₀-переходов с ростом температуры ядра. Для основного состояния, т.е. при $T = 0$, практически вся сила зарядово-нейтральных ГТ-переходов концентрируется в резонансном состоянии с энергией $E \approx 10$ МэВ, и лишь небольшая часть силы находится при низкой энергии $E \approx 4$ МэВ. Согласно нашим расчетам, резонансное состояние является суперпозицией протонных и нейтронных квазичастичных конфигураций, возбуждающихся при одночастичном переходе с переворотом спина $1f_{7/2} \rightarrow 1f_{5/2}$. Низколежащее состояние формируется за счет нейтронного перехода $2p_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$. Так как оператор ГТ перехода не действует на угловую часть одночастичной волновой функции, то 1^+ переход $2p_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$ не дает вклад в распределение ГТ₀-силы.

Энергетическая щель ≈ 4 МэВ между основным состоянием и нижайшим 1^+ состоянием приводит к порогу реакции неупругого рассеяния нейтрино на ^{56}Fe (см. рис. 3а). Отметим, что согласно экспериментальным данным нижайшее 1^+ возбужденное состояние в ^{56}Fe находится при энергии 3.12 МэВ [14]. При ненулевой температуре тепловое размытие нейтронной и протонной поверхностей Ферми в ядре приводит к разблокировке ГТ₀-переходов, запрещенных в основном состоянии принципом Паули. В результате происходит усиление низкоэнергетической области силовой функции. Кроме того, согласно принципу детального баланса происходит экспоненциальный рост той части силовой функции, которая находится в области отрицательных энергий, и, следовательно, дает вклад в экзоэнергетические процессы. Данный рост вызван тепловым заселением возбужденных состояний ядра и их последующим распадом. В частности, пик ГТ₀-силы при энергии $E \approx -10$ МэВ соответствует девозбужденному ГТ₀-резонансу. Повышение температуры также ведет к разблокировке низкоэнергетических запрещенных переходов. Однако, как показано в [10] их вклад в процесс неупругого рассеяния нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu \leq 20$ МэВ несущественен.

На рис. 3а показано, как меняется сечение $\sigma = S_0$ неупругого рассеяния нейтрино с ростом температуры ядра ^{56}Fe . Как видно, при $T = 0$ сечение резко возрастает при достижении нейтрино порога неупругого рассеяния $\varepsilon_\nu \approx 4$ МэВ. При $T \neq 0$ из-за разблокировки переходов с низкой и отрицательной энергией порог реакции исчезает, и низкоэнергетическая часть сечения возрастает более чем на три порядка при увеличении температуры от 1 до 5 МэВ. Помимо этого, как видно из рис. 3а, тепловые эффекты влияют и на высокоэнергетическую часть сечения.

Для анализа относительной роли экзо- и эндоэнергетических процессов в тепловом росте сечения рассеяния рассмотрим отношение

$$\alpha(\varepsilon_\nu, T) = \frac{\sigma_{exo}(\varepsilon_\nu, T)}{\sigma(\varepsilon_\nu, T)}, \quad (8)$$

где $\sigma_{exo}(\varepsilon_\nu, T)$ учитывает только ту часть силовой функции, которая находится при отрицательных энергиях. На рис. 3б отношение $\alpha(\varepsilon_\nu, T)$ показано как функция температуры при разных значениях энергии налетающего нейтрино ε_ν . Как следует из рисунка, роль экзоэнергетических процессов увеличивается с ростом температуры и уменьшается с ростом энергии нейтрино. Для нейтрино с энергией $\varepsilon_\nu < 10$ МэВ, вклад $\sigma_{exo}(\varepsilon_\nu, T)$ начинает превалировать в сечении уже при достаточно низких температурах. Для нейтрино с $\varepsilon_\nu > 10$ МэВ основной вклад в процесс рассеяния при малых температурах дает возбуждение GT_0 -резонанс, и поэтому вклад $\sigma_{exo}(\varepsilon_\nu, T)$ в полное сечение мал. Однако по мере роста температуры, в силу принципа детального баланса экспоненциально увеличивается вклад переходов с отрицательной энергией. Этому также способствует увеличившийся объем фазового пространства для нейтрино рассеявшихся экзоэнергетически. В результате, при высоких температурах экзоэнергетическая компонента сечения оказывается сопоставимой с эндоэнергетической или превышает ее.

Рассмотрим теперь влияние тепловых эффектов на обмен энергией между нейтрино и нагретым ядром ^{56}Fe в терминах средней переданной энергии $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle = S_1/S_0$. На рис. 4 величина $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle$ показана как функция энергии налетающего нейтрино ε_ν для различных значений температуры T . Для средней переданной энергии при неупругом рассеянии на ^{56}Fe мы наблюдаем тот же самый эффект, что был обнаружен при рассмотрении рассеяния нейтрино на намагниченном нуклонном газе. А именно, для данной энергии нейтрино значение $\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle$ меняется от отрицательного к положительному при росте температуры. Из предыдущего обсуждения ясно, что изменение

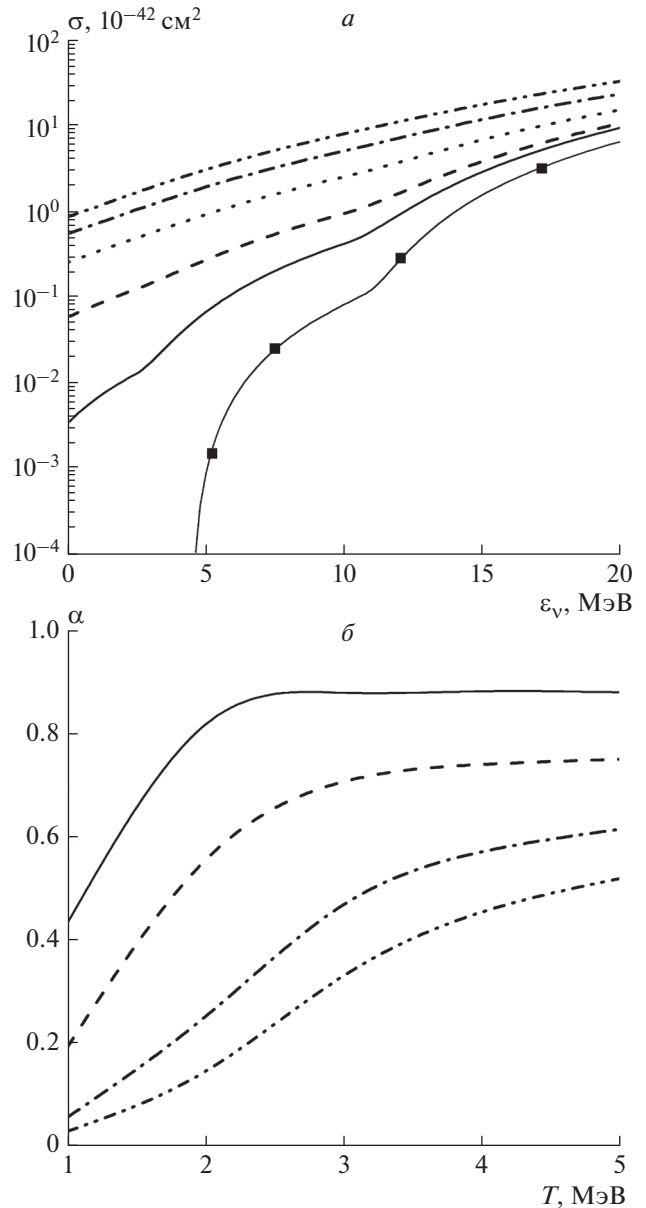


Рис. 3. а – Сечение неупругого рассеяния нейтрино на ^{56}Fe как функция энергии нейтрино ε_ν при температурах $T = 0$ (сплошная линия с квадратами), $T = 1.0$ МэВ (сплошная линия), $T = 2.0$ МэВ (штриховая линия), $T = 3.0$ МэВ (точечная линия), $T = 4.0$ МэВ (штриховая линия с одной точкой) и $T = 5.0$ МэВ (штриховая линия с двумя точками). б – Относительный вклад α экзотермически рассеянных нейтрино как функция температуры T при энергии налетающего нейтрино $\varepsilon_\nu = 5$ МэВ (сплошная линия), $\varepsilon_\nu = 10$ МэВ (штриховая линия), $\varepsilon_\nu = 15$ МэВ (штриховая линия с одной точкой), $\varepsilon_\nu = 20$ МэВ (штриховая линия с двумя точками).

знака средней переданной энергии, то есть переход от эндоэнергетического рассеяния ($\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle < 0$) к экзоэнергетическому ($\langle \Delta\varepsilon_\nu \rangle > 0$), происходит вслед-

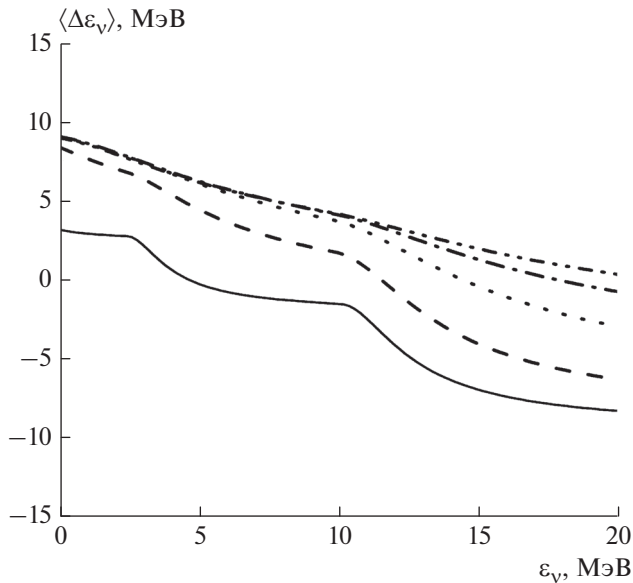


Рис. 4. Средняя энергия $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle$ переданная нейтрино при неупругом рассеянии на нагретом ядре ^{56}Fe как функция энергии налетающего нейтрино ϵ_ν . Средняя переданная энергия $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle$ показана при температурах $T = 1.0$ МэВ (сплошная линия), $T = 2.0$ МэВ (штриховая линия), $T = 3.0$ МэВ (точечная линия), $T = 4.0$ МэВ (штриховая линия с одной точкой) и $T = 5.0$ МэВ (штриховая линия с двумя точками).

ствии усиления роли GT_0 -переходов связанных с разрядкой возбужденных состояний ядра. При достаточно больших температурах происходит заселение GT_0 -резонанса, и при малой энергии нейтрино его девозбуждение дает основной вклад в увеличение энергии нейтрино. В результате оказывается, что $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle \approx 9$ МэВ. Кроме того, чем выше температура, тем выше критическая энергия нейтрино ϵ_ν , при которой происходит переход от экзоэнергетического к эндоэнергетическому режиму рассеяния. Для рассматриваемых температур $T = 1, 2, 3, 4, 5$ МэВ данный переход происходит при энергиях нейтрино $\epsilon_\nu = 4.6, 11.6, 14.4, 18.1$ и 20.5 МэВ соответственно.

На рис. 5, для намагниченного нуклонного газа показана зависимость между температурой T , при которой средняя переданная энергия обращается в ноль, и энергией налетающего нейтрино ϵ_ν . Как видно из рисунка, экзотермический режим осуществляется при температуре $T > \epsilon_\nu/4$ или при энергии нейтрино, не превосходящей порог Δ эндоэнергетической реакции. Однако в последнем случае сечение рассеяния мало. Эндоэнергетический режим доминирует при больших энергиях нейтрино $\epsilon_\nu > 4T$, превосходящих порог Δ . По-

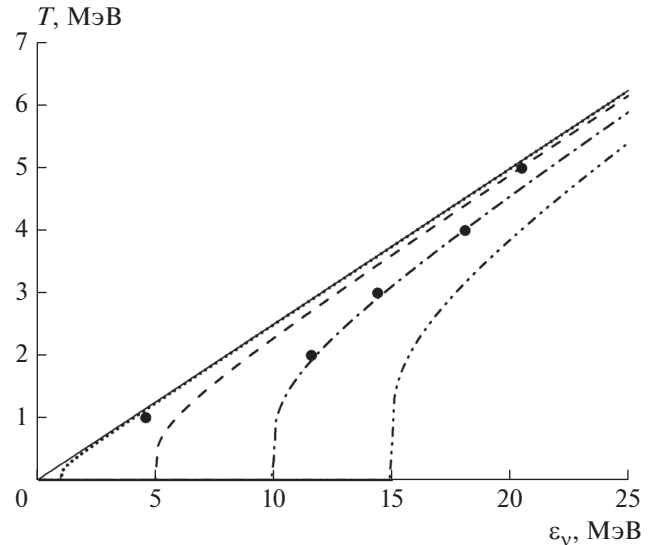


Рис. 5. Зависимость между энергией ϵ_ν нейтрино и температурой T , при которой средняя переданная энергия $\langle \Delta \epsilon_\nu \rangle$ обращается в ноль. Для нуклонного газа эта зависимость показана для различных значений расщепления Δ энергетических уровней: $\Delta = 1$ МэВ (точечная линия), $\Delta = 5$ МэВ (штриховая линия), $\Delta = 10$ МэВ (штриховая линия с одной точкой) и $\Delta = 15$ МэВ (штриховая линия с двумя точками). Сплошная линия соответствует соотношению $\epsilon_\nu = 4T$. Сплошные кружки соответствуют рассеянию на ^{56}Fe .

лученные ранее энергии нейтрино $\epsilon_\nu = 4.6, 11.6, 14.4, 18.1$ и 20.5 МэВ, при которых происходит смена режима рассеяния нейтрино на ^{56}Fe для температур $T = 1, 2, 3, 4, 5$ МэВ, показаны на рис. 5 сплошными кружками. Как видно из рисунка, при энергии нейтрино превышающей энергию GT_0 -резонанса, сплошные кружки с хорошей точностью попадают на кривую соответствующую намагниченному нуклонному газу с расщеплением между уровнями $\Delta = 10$ МэВ. Данное обстоятельство не является удивительным, так как при энергии нейтрино больше чем энергия GT_0 -резонанса, процесс рассеяния на ^{56}Fe в основном определяется возбуждением и девозбуждением GT_0 -резонанса, энергия которого $E \approx 10$ МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследованы особенности транспорта нейтрино в горячем и плотном звездном веществе. На основе анализа величины средней переданной энергии выявлены дополнительные важные механизмы термализации нейтрино, возникающие в намагниченном горячем нуклонном газе. Средняя переданная энергия почти линейно зависит от энергии нейтрино и изменяется от положительного (экзоэнергетический режим рассеяния)

к отрицательному (эндоэнергетический режим рассеяния) значению при энергии нейтрино примерно в четыре раза превосходящей температуру. Эта особенность в динамических свойствах обусловлена принципом детального баланса и разностью объемов фазового пространства для нейтрино в конечном канале при рассеянии на нуклонах со спином вверх и вниз. На примере ^{56}Fe показано, что аналогичные особенности проявляются при рассеянии нейтрино на горячих атомных ядрах. Заметим, что при рассмотрении реакций нейтрино на ядрах, вызванных заряженным током, необходимо учитывать изменение энергии лептонной компоненты и модифицированного ядра, аналогично процессам гамма-захвата [15].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Colgate S.A., White R.H.* // *Astrophys. J.* 1966. V. 143. P. 626.
2. *Bethe H.A., Wilson H.A.* // *Astrophys. J.* 1985. V. 295. P. 14.
3. *Janka H.-T., Melson T., Summa T.* // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2016. V. 66. P. 341.
4. *Kondratyev V.N.* // *Eur. Phys. J. A.* 2014. V. 50. P. 7.
5. *Kondratyev V.N.* // *Phys. Lett. B.* 2018. V. 782. P. 167.
6. *Кондратьев В.Н., Коровина Ю.В.* // *Письма в ЖЭТФ.* 2015. Т. 102. С. 155; *Kondratyev V.N., Korovina Yu.V.* // *JETP Lett.* 2015. V. 102. P. 131.
7. *Haxton W.C.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 1999.
8. *Bruenn S.W., Haxton W.C.* // *Astrophys. J.* 1991. V. 376. P. 678.
9. *Dzhioev A.A., Vdovin A.I.* // *Int. J. Mod. Phys. E.* 2009. V. 18. P. 1535.
10. *Dzhioev A.A., Vdovin A.I., Wambach J., Ponomarev V.Yu.* // *Phys. Rev. C.* 2014. V. 89. Art. № 035805.
11. *Dzhioev A.A., Vdovin A.I., Martínez-Pinedo G. et al.* // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. Art. № 015805.
12. *Takahashi Y., Umezawa H.* // *Int. J. Mod. Phys. B.* 1996. V. 10. P. 1755.
13. *Juodagalvis A., Langanke K., Martínez-Pinedo G. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 2005. V. 747. P. 87.
14. *Junde H., Su H., Dong Y.* // *Nucl. Data Sheets.* 2011. V. 112. P. 1513.
15. *Kondratyev V.N.* // *Phys. Rev. C.* 2004. V. 69. Art. № 038801.