

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

УДК 539.165.8:537.636:524.35.6

АСИММЕТРИЯ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРИНО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И САМОУСКОРЕНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД. II.

Ю. М. Лоскутов, К. В. Парфенов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Анализируется индуцируемая внешним магнитным полем асимметрия испускания нейтрино в модифицированном УРКА-процессе с учетом влияния плотной нуклонной среды. Результаты применяются для изучения эффекта самоускорения нейтронной звезды.

В первой части настоящей работы [1] исследовалась асимметрия испускания нейтрино в однонуклонных процессах, протекающих в веществе нейтронной звезды на стадии ее нейтронизации. Было показано, что учет эффектов среды существенно уменьшает результирующую скорость отдачи звезды. На заключительных этапах нейтронизации однонуклонные процессы подавляются ($p_F^e = p_F^p \simeq 85 (\rho/\rho_0)^{2/3}$ МэВ, $p_F^n \simeq 340 (\rho/\rho_0)^{1/3}$ МэВ, $p_F^* < T \simeq 10$ МэВ, $\rho \sim \rho_0 = 2.8 \cdot 10^{14}$ г/см³) и в дальнейшем основной вклад в нейтринную светимость дают двухнуклонные и (или) конденсатные процессы [2]. Во второй части изучается асимметрия нейтринного излучения модифицированного УРКА-процесса $nn \rightarrow n\bar{\nu}\nu$ в магнитном поле (в состоянии β -равновесия вклад реакции $n\bar{\nu} \rightarrow nn\nu$ приводит просто к удвоению светимости). Все вычисления аналогичны проведенным в [1] для однонуклонных процессов в магнитном поле и в [2, 3] для модифицированного УРКА-процесса в отсутствие поля. Смягчение пионного обмена в нуклонной среде будем описывать, следуя [4], фактором

$$\mathcal{D}_\pi^{-1} = (\omega + \mu_\pi)^2 - m_\pi^2 - k^2 - \Pi(k, \omega, \mu_\pi, T),$$

где $\Pi(\dots)$ — поляризационный оператор пиона [4]. При $\rho \gg \rho_0$ будем пользоваться простым выражением

$$\text{Re}[\mathcal{D}_\pi^{-1}] \simeq \tilde{\omega}_\pi^2(k),$$

где $\tilde{\omega}_\pi$ находится из уравнения

$$\tilde{\omega}_\pi^2(k) = m_\pi^2 + k^2 + \Pi(k, 0, \tilde{\omega}_\pi, T).$$

Более подробное исследование свойств $\mathcal{D}_\pi$ можно найти в работе [4]. Изменение $\mathcal{D}_\pi$ в магнитном поле учитывать не будем.

Спектрально-угловое распределение нейтринного излучения двухнуклонных процессов дается выражением

$$\frac{d\mathcal{E}_{\text{УРКА}}^{\nu}}{dq^{\nu}} = \frac{q^{\nu}}{(2\pi)^3} \int \prod_{i=1}^3 \frac{d^3 p_i^n}{(2\pi)^3} \frac{dq_3^e}{2\pi} \frac{dp_5^p}{2\pi} \sum_{e, p} (2\pi)^2 \delta(E_f - E_i) \delta(p_{3f} - p_{3i}) \times \\ \times n_{n_1} n_{n_2} (1 - n_{n_3}) (1 - n_p) (1 - n_e) |\mathcal{F}_{\text{УРКА}}|^2.$$

На рис. 1 показаны учитываемые диаграммы процесса $nn \rightarrow n\bar{\nu}\nu$. Штриховка вершин означает введение факторов нуклонных корреля-

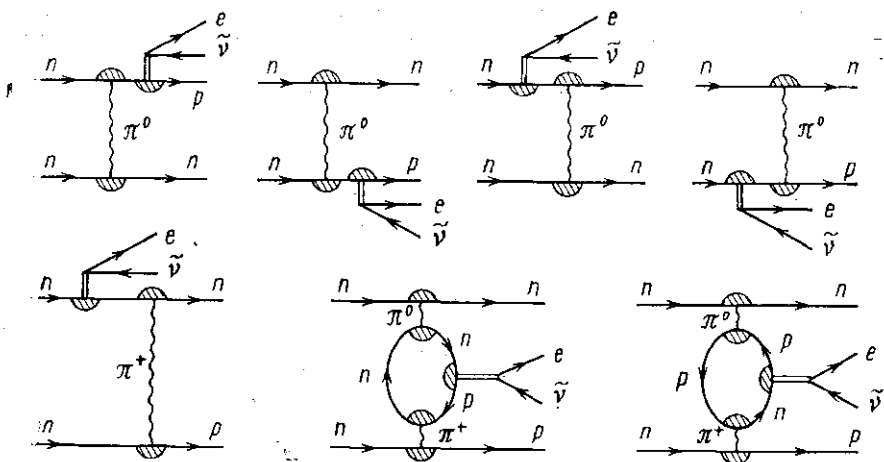


Рис. 1

ций γ_V , γ_A для вершины слабого взаимодействия и $\gamma \simeq \gamma_{\pi}^{nn} \simeq \gamma_{\pi}^{np}$ для πNN -вершины:

$$\gamma_{\pi}^{np} \simeq \{1 + 2g' p_F^n p_0^{-1} \Phi_1(0, p_F^n)\}^{-1},$$

$$\gamma_{\pi}^{nn} \simeq \{1 + g^{nn} p_F^n p_0^{-1} [\Phi_1(0, p_F^n) + \Phi_1(0, -p_F^n)]\}^{-1}.$$

В приближении слабого поля $|eH| \ll p_F^2$ вычисления приводят к результату:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_{\text{УРКА}}^V}{dq^V} &\simeq \frac{\tilde{G}^2 f_{\pi}^4 \gamma^4}{48\pi^{10}} m_n^{*3} m_p^* p_F^{e2} p_F^{n4} (p_F^e + \Delta\mu + q^V)^{-2} \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-4}(p_F^n) q^V (q^{V4} + 10\pi^2 T^2 q^{V2} + \\ &+ 9\pi^4 T^4) [1 + \exp(q^V/T)]^{-1} \left\{ I_{\text{УРКА}} + (|eH|/2p_F^{e2}) \times \right. \\ &\times \left. \left[5(1 - \beta + \kappa)^2 - \tilde{g}_A^2 \left(3\beta^2 - \frac{2}{9}\beta + \frac{5}{2} \right) \right] \cos \vartheta \right\}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь f_{π} — константа πN -взаимодействия,

$$\Delta\mu = \mu_n - \mu_p, \quad \beta = \tilde{\omega}_{\pi^0}^2(p_F^n) / \tilde{\omega}_{\pi^+}^2(p_F^n),$$

$$\kappa = \gamma [\Pi_P^{\pi^0}(0, p_F^n) - 0,5 \Pi_P^{\pi^+}(\mu_{\pi^+}, p_F^n)] / \tilde{\omega}_{\pi^+}^2(p_F^n),$$

Π_P — полюсная часть поляризационного оператора пиона

$$\Pi_P = \text{diagram showing a pion loop with a rho meson insertion}$$

$$\text{а } I_{\text{УРКА}} = [5(1 - \beta + \kappa)^2 + \tilde{g}_A^2(3,5 - 2\beta + 9\beta^2)]/2.$$

Остальные обозначения совпадают с введенными в части I.

Выражение для удельной светимости в этом случае совпадает с полученным в [2]:

$$\mathcal{E}_{\text{УРКА}}^V \simeq \frac{11513}{241920\pi} \tilde{G}^2 f_{\pi}^4 \gamma^4 m_n^{*3} m_p^* p_F^{n4} p_F^{e2} \tilde{\omega}_{\pi^0}^{-4}(p_F^n) T^8 I_{\text{УРКА}}.$$

Влияние магнитного поля проявляется в возникновении асимметрии нейтринного излучения:

$$\frac{d\mathcal{E}_{\text{УРКА}}^{\nu}}{d\Omega} = \mathcal{E}_{\text{УРКА}}^{\nu} (4\pi)^{-1} (1 + k_{\text{УРКА}} \cos \vartheta),$$

причем параметр асимметрии $k_{\text{УРКА}}$ существенно зависит от плотности и сильно отличается от пустотного значения $k_0 = -\frac{|eH|}{2p_F^2}$. На

рис. 2 показана зависимость $k_{\text{УРКА}}(\rho)$ для $\rho \sim \rho_0$, $\gamma \simeq 0,5$, $\tilde{\omega}_{\pi}|_{\rho=\rho_0} \simeq m_{\pi}$, $H = H_0 \rho / \rho_0$, $H_0 = 10^{15}$ Гс. Обращает на себя внимание более высокая, чем в однонуклонных процессах, степень асимметрии, которая связана с большим вкладом фермиевских переходов в промежуточных частично-дырочных состояниях [2]. Кроме того, при $\rho \gg \rho_0$ $k_{\text{УРКА}}$ практически не зависит от значений констант локального взаимодействия f' и g' , но весьма чувствителен к степени смягчения пионного пропагатора.

Для получения численных результатов выберем некоторый определенный сценарий начальной стадии охлаждения нейтронной звезды [5, 6]: к моменту окончания нейтронизации $\rho \sim 10^{14}$ г/см³, $T \sim 10^{11}$ К, вырождение нейтринного газа снимается, но длина пробега нейтрино меньше радиуса активной области звезды R_a вплоть до температуры $T_0 \simeq 6 [\tilde{\omega}_{\pi}^2 (\rho_F^n / m_{\pi})^2 \gamma^{-2} (\rho_0 / \rho)]^{5/6}$. Далее излучение нейтрино идет в условиях прозрачности. На всех этапах предполагается линейное нарастание магнитного поля при уплотнении $H = H_0 \rho / \rho_0$. Параметры конечного состояния звезды — типичные для нейтронных звезд в отсутствие пионного конденсата: $M \simeq 1,3 M_{\odot}$, $R \simeq 12$ км, плотность во внутренней области $\rho_{\text{int}} \simeq 4 \cdot 10^{14}$ г/см³. В этом случае вычисления дают

$$v_H^{\text{УРКА}} = -3,8 H_{0,15} \text{ км/с.}$$

Видно, что при сделанных предположениях вклад модифицированного УРКА-процесса значительно превосходит вклад однонуклонных процессов на стадии нейтронизации и в результате звезда приобретает скорость, направленную против магнитного поля. Для объяснения наблюдаемой степени анизотропии коллапса $v \simeq 100$ км/с [7] следует положить $H \simeq 3 \cdot 10^{16}$ Гс $\ll p_F^2 / |e| \sim 10^{18}$ Гс.

В дополнение к проведенному анализу изучим асимметрию нейтринного излучения β -процессов в сверхсильном поле $|eH| > p_F^2 / 2$. Хотя такие напряженности магнитного поля вряд ли достигаются в известных нам астрономических объектах, в качестве некоторого экзотического примера интересно рассмотреть и этот случай. При такой величине поля практически все электроны будут находиться в состоянии с $n=0$, $\zeta=-1$. Так как $p_F^0 = p_F^z$, то и протоны в значительной степени будут поляризованы. Движение заряженных частиц становится по существу одномерным. Теперь для процесса $e p \rightarrow n \nu$ получаем

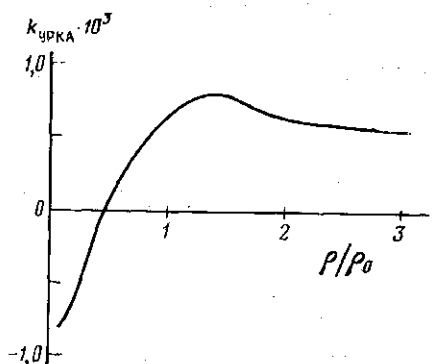


Рис. 2

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_{ep}^v}{dq^v} &\simeq \frac{\tilde{G}^2}{64\pi^6} \frac{|eH|}{p_F^e} m_n^* m_p^* q^v (1-n_v) [(q^v - \delta\mu)^2 + \pi^2 T^2] \times \\ &\times \left[1 + \exp\left(\frac{q^v - \delta\mu}{T}\right) \right]^{-1} \exp\left(-\frac{p_F^e}{2|eH|}\right) \times \\ &\times \left[2A\left(\frac{q^v}{p_F^e} \cos \vartheta\right) + A\left(\frac{2p_F^e - q^v \cos \vartheta}{p_F^e}\right) + A\left(\frac{2\tilde{p}_F^e + q^v \cos \vartheta}{p_F^e}\right) \right] \times \\ &\times [1 + 2\tilde{g}_A + 5\tilde{g}_A^2 + (1 + 2\tilde{g}_A - 3\tilde{g}_A^2) \cos \vartheta], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$A(x) = I_0 \left(\frac{p_F^e q^v}{|eH|} \sin \vartheta \sqrt{1-x^2} \right) \exp\left(-\frac{p_F^e x^2 - q^{v2} \sin^2 \vartheta}{2|eH|}\right) \Theta(1-|x|),$$

I_0 — функция Инфельда. При высокой плотности в отсутствие поля вклад однонуکلонных процессов в светимость подавляется при $2p_F^e < < p_F^n$. Сверхсильное магнитное поле, как видно из (2), поддерживает протекание однонуکلонных процессов в этих условиях.

Аналогичные вычисления для модифицированного УРКА-процесса приводят к результату

$$\begin{aligned} \frac{d\mathcal{E}_{\text{УРКА}}^v}{dq^v} &\simeq \frac{\tilde{G}^2 f_\pi^4 \gamma^4}{96\pi^9} \frac{m_n^* m_p^* p_F^{n3} q^v |eH|^2}{p_F^e (p_F^e + \Delta\mu + q^v)^2 \tilde{\omega}_{\pi^0}^2 (p_F^e)} (q^{v4} + 10\pi^2 T^2 q^{v2} + 9\pi^4 T^4) \times \\ &\times [1 + \exp(q^v/T)]^{-1} \left\{ \frac{5}{2} (1 - \beta + \kappa)^2 + \frac{2}{3} \tilde{g}_A (1 - \beta + \kappa) \left(\frac{4}{3} - \beta \right) + \right. \\ &+ \frac{1}{9} \tilde{g}_A^2 \left(34\beta^2 + \frac{17}{5} \beta + \frac{35}{2} \right) + \left[\frac{5}{2} (1 - \beta + \kappa)^2 + \frac{2}{3} \tilde{g}_A (1 - \beta + \kappa) \times \right. \\ &\left. \left. \times \left(\frac{4}{3} - \beta \right) - \frac{1}{3} \tilde{g}_A^2 \left(2\beta^2 + \frac{7}{15} \beta + \frac{13}{6} \right) \right] \cos \vartheta \right\}. \end{aligned}$$

Здесь магнитное поле резко увеличивает светимость, причем зависимость $\mathcal{E}^v$ от поля нелинейна: $\mathcal{E}^v \sim H^2$. При дальнейшем увеличении поля (до $H \sim p_F^{n3}/|e| \simeq 2 \cdot 10^{19}$ Гс) зависимость приближается к линейной, но этот случай уже выходит за рамки рассматриваемого приближения.

В заключение следует отметить, что полученные нами численные результаты могут претендовать лишь на роль оценок, в то время как аналитические выражения позволяют в принципе проводить более точные вычисления скорости отдачи нейтронной звезды в рамках более строгого подхода — при моделировании процессов коллапса и охлаждения звезды. Существенные поправки могут возникать при использовании сильно нелинейной функции нарастания магнитного поля при уплотнении: если в ходе сжатия высокие значения напряженности достигаются при сравнительно низкой плотности $\rho \ll \rho_0$, то это может привести к усилению эффекта отдачи, если же нарастание поля происходит на более поздних этапах эволюции звезды — эффект будет сильно подавлен. Кроме того, асимметричное испускание и захват нейтрино приведут к небольшому отличию степени вырождения нейтрино (и, следовательно, к различию в скорости нейтронизации) в разных полусферах звезды, что может вызвать асимметричное развитие процесса сброса оболочки. На асимметрии нейтринного излучения может сказаться и эффект самополяризации частиц при излучении в магнитном

поле, если выравнивающие поляризацию релаксационные процессы будут протекать достаточно медленно [8].

Однако полученные результаты позволяют предположить, что изучение процесса ускорения пульсаров за счет отдачи от нейтринного излучения будет полезно как для проверки правильности описания ранней стадии эволюции нейтронной звезды, так и для понимания особенностей взаимодействия нуклонов в нейтронном веществе. Наконец, рассмотренные эффекты интересны и сами по себе как необычайно редкий пример проявления в астрономических масштабах особенностей структуры сразу всех типов микроскопических взаимодействий — в их создании участвуют электромагнитное, слабое и сильное взаимодействия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Лоскутов Ю. М., Парфенов К. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1989. 30, № 5. С. 3. [2] Воскресенский Д. Н., Сенаторов А. В. // ЖЭТФ. 1986. 90. С. 1505. [3] Friman B. L., Maxwell O. V. // Astroph. J. 1979. 232. P. 541. [4] Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1983. [5] Tsuruta S. // Phys. Rep. 1979. 56. P. 239. [6] Trimble V. // Rev. Mod. Phys. 1982. 54. P. 1183; 1983. 55. P. 511. [7] Корнилов В. Г., Липунов В. М. // Астрон. журн. 1984. 61. С. 686. [8] Захарцов В. М., Лоскутов Ю. М. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1985. 26, № 2. С. 24.

Поступила в редакцию
03.06.88

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1989. Т. 30, № 6

УДК 517.9:538.5

АНАЛИЗ ЯВЛЕНИЯ РЕЗОНАНСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МЕТОДОМ ДИСКРЕТНЫХ ИСТОЧНИКОВ

Ю. А. Еремин, А. Г. Свешников

(кафедра математики)

Рассматривается вопрос создания теоретических основ дозиметрии электромагнитных излучений. На основе реализации метода дискретных источников исследуются эффекты резонансного поглощения электромагнитных волн биологическими рассеивателями.

Повсеместное внедрение электромагнитных устройств, таких, как телевизоры, видеотехника, персональные компьютеры, бытовые СВЧ-печи и др., в повседневную жизнь современного общества привлекает внимание к той возможной опасности, которой подвергается человеческий организм, находящийся в поле электромагнитного излучения. Во многих странах проводятся интенсивные исследования, связанные с анализом влияния электромагнитного излучения на живые организмы [1—2]. Поскольку проведение подобных исследований на человеческом организме заранее исключается, то значительно возрастает роль теоретических исследований с применением современных средств математического моделирования.

Первоочередной задачей при исследовании математических моделей биологических рассеивателей является разработка теоретических основ дозиметрии электромагнитных излучений, где понятие «доза» является гораздо более сложным, чем в случае ионизирующих излучений [2], так как электромагнитные излучения различной длины волны и поляризации по-разному взаимодействуют с биологическими тканями.