

высоких энергий. I_ν находим из (4), умножив подинтегральное выражение на энергию нейтринной пары $q_0 = u\varepsilon/(1+u)$:

$$I_\nu = \frac{4}{3} \frac{\Gamma(2/3)}{(9\pi)^3} (g_V^2 + g_A^2) G^2 m_Z^4 m^2 (3\chi)^{2/3} \ln \chi. \quad (11)$$

Для I_τ при $\chi \gg 1$ имеем [10]:

$$I_\tau = (2^4/3^5) \Gamma(2/3) a m^2 (3\chi)^{2/3}.$$

Отсюда и из (11) получаем отношение интенсивностей:

$$r = \frac{I_\nu}{I_\tau} = \frac{g_V^2 + g_A^2}{36\pi^3 \alpha} G^2 m_Z^4 \ln \chi \simeq 4 \cdot 10^{-4} \ln \chi, \quad (12)$$

где использованы известные численные значения констант электрослабого взаимодействия. Таким образом, отношение (12) растет с энергией частицы логарифмически, тогда как при $1 \ll \chi \ll (m_Z/m)^3$ это отношение $r \simeq 2 \cdot 10^{-24} \cdot \chi^{4/3} \ln \chi$.

Авторы благодарят В. Ч. Жуковского, В. Р. Халилова и А. И. Студеникина за полезное обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Понтекорво Б. М. // ЖЭТФ. 1959. 36. С. 1615—1616. [2] Фаулер У., Хойл Ф. Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых. М., 1967. [3] Байер В. Н., Катков В. М. // ДАН СССР. 1966. 171. С. 313—316. [4] Landsstreet J. D. // Phys. Rev. 1967. 153. P. 1372—1377. [5] Caputo V., Chiu H. Y., Chou S. K., Fassio-Caputo L. // Phys. Rev. 1970. D2. P. 281—287. [6] Борисов А. В., Жуковский В. Ч., Эминов П. А. // Изв. вузов. Физика. 1978. № 3. С. 110—114. [7] Вшивцев А. С. // Там же. 1982. № 9. С. 39—41. [8] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Калибровочные поля. М., 1986. [9] Тернов И. М., Родионов В. Н., Студеникин А. И. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1982. 23, № 5. С. 104—107; Ядерная физика. 1983. 37. С. 1270—1278; Изв. вузов. Физика. 1984. № 8. С. 115—117. [10] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовая электродинамика. М., 1983. [11] Ригус В. И. // Тр. ФИАН. Т. 111, М., 1979. С. 5—151. [12] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1983.

Поступила в редакцию
16.06.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ. 1987, Т. 28, № 6

АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.123.17; 124.17; 524.834

ПОВЕДЕНИЕ СПИРАЛЬНОСТИ МАССИВНЫХ ДИРАКОВСКИХ НЕЙТРИНО СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ РАССЕЯНИИ НА НУКЛОНЕ И ЕГО АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ

Б. К. Керимов, А. М. Моурао (Португалия), В. П. Цветков

(кафедра теоретической физики)

Вычислены дифференциальное и полное сечения процесса упругого, рассеяния массивных дираковских нейтрино средних энергий ($E_\nu \ll M_\nu$) нуклоном с учетом спиральности нейтрино до и после рассеяния. Исследовано поведение спиральности нейтрино в условиях нейтринной звезды.

1. Экспериментальное открытие слабых нейтральных токов [1, 2], предсказанных теорией электрослабого взаимодействия Глэшоу—Вайнберга—Салама (ГВС), оказало большое влияние на развитие наших

представлений об эволюции Вселенной в целом, и в частности о механизме остывания нейтронных звезд.

В недрах нейтронных звезд (НЗ) благодаря нейтральным токам становится возможным рассеяние нейтрино на нуклонах и ядрах. Это приводит к сильному уменьшению длины свободного пробега нейтрино в звезде, которая становится намного меньше радиуса звезды. Ранние работы [3—6] указывали уже на наличие этого эффекта и на его влияние на процесс остывания НЗ. В указанных работах нейтрино рассматривалось как частица с нулевой массой покоя, тогда как эксперименты по определению массы нейтрино дают ограничения на массу электронного нейтрино: $m(\nu_e) < 55$ эВ [7], $20 < m(\nu_e) < 45$ эВ [8].

Нейтрино с ненулевой массой также предсказывается в разных моделях теории большого объединения, и его космологическое и астрофизическое следствия широко обсуждаются (см., напр., [9]). Так, например, ограничение на сумму масс всех возможных типов нейтрино следует из их вклада в космологическую плотность вещества

$$\sum_{i=e,\mu,\dots} m(\nu_i) < 50 - 100 \text{ эВ.}$$

Важной характеристикой массивного дираковского нейтрино (МДН) является спиральность и ее поведение во взаимодействиях нейтрино с веществом. В этой связи в работах [10, 11] рассматривались влияние слабого гравитационного, электромагнитных полей произвольной конфигурации и поля вращающегося магнитного диполя на поведение спиральности МДН. Показано, что действия гравитационного и внутреннего магнитного полей в рождающихся нейтронных звездах на спиральность нейтрино (переворот спиральности) определяет степень перехода возникающих внутри звезды левополяризованных нейтрино в уходящие за ее пределы правополяризованные нейтрино.

В настоящей работе, являющейся развитием [10, 11], исследуется поведение спиральности МДН средних энергий в упругом нейтрино-нуклонном рассеянии применительно к условиям НЗ. Вычислены дифференциальное и полное сечения процесса с учетом спиральности нейтрино в начальном и конечном состояниях. Рассматриваются каналы рассеяния с изменением ($s'_\nu = -s_\nu$) и без изменения ($s'_\nu = s_\nu$) спиральности налетающих массивных нейтрино. Показывается, что при упругом рассеянии массивного левополяризованного нейтрино нуклоном происходит изменение спиральности нейтрино с вероятностью $\sim m_\nu^2/E_\nu^2$ по отношению к случаю рассеяния без изменения спиральности (формулы (10)). Образующиеся при этом правополяризованные нейтрино уже быстрее покидают звезду (из-за гораздо большей длины свободного пробега).

Приводимые ниже результаты показывают, что поведение спиральности массивного нейтрино при рассеянии нуклонами следует учитывать при оценке потоков нейтрино от астрономических объектов (коллапсирующих звезд, взрывов сверхновых, Солнца и др.).

2. Рассмотрим процесс упругого рассеяния нейтрино нуклоном, обусловленный взаимодействием нейтральных слабых токов ($\bar{\nu}\nu$) ($\bar{N}N$):

$$\nu(k, s) + N(p) \rightarrow \nu(k', s') + N(p'). \quad (a)$$

Здесь $k(k')$ и $p(p')$ — 4-импульсы начального (конечного) нейтрино и начального (конечного) нуклона; $s(s')$ — 4-вектор поляризации начального (конечного) массивного нейтрино; $N = n$ или p .

Матричный элемент процесса (а) в локальном пределе ($q^2 \ll M_Z^2$) дается выражением [12]:

$$M_{if} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \bar{\nu}(k', s') \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu(k, s) \bar{N}(p') \gamma^\alpha [F_{VN}(q^2) + \gamma_5 F_{AN}(q^2)] N(p), \quad (1)$$

где $G_F = 1,16 \cdot 10^{-5}$ ГэВ⁻² — константа Ферми; $q = k - k'$ — 4-импульс, переданный нуклону; $F_{VN}(q^2)$ и $F_{AN}(q^2)$ — векторный и аксиально-векторный формфакторы нуклона. При интересующих нас энергиях нейтрино $E_\nu \ll M_N$, $q^2 \ll M_Z^2$, где M_N и M_Z — массы нуклона и промежуточного Z^0 -бозона, формфакторы $F_{VN,AN}(q^2)$ можно заменить их значениями при $q^2 = 0$, которые в модели ГВС для нейтральных токов нейтрона ($N = n$) и протона ($N = p$) равны

$$F_{Vn}(0) = -\frac{1}{2}, \quad F_{An}(0) = -\frac{1}{2} g_A(0), \quad F_{Vp}(0) = \frac{1}{2} - 2 \sin^2 \theta_W, \\ F_{Ap}(0) = \frac{1}{2} g_A(0), \quad g_A(0) \cong 1,25. \quad (2)$$

Дифференциальное сечение реакции (а) определяется в произвольной системе отсчета по следующей формуле:

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{4 \sqrt{(pk)^2 - M_N^2 m_\nu^2}} |M_{if}|^2 \delta^4(p' + k' - p - k) \frac{d^3 p'}{(2\pi)^3 2E_N} \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2E_\nu}, \quad (3)$$

где m_ν — масса покоя нейтрино, E_ν (E_N) — полная энергия конечного нейтрино (нуклона).

Интегрируя (3) по импульсу $d^3 p'$ конечного нуклона, получим следующее выражение для дифференциального сечения в лабораторной системе:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{64\pi^2 M_N^2} \left[1 + \frac{2E_\nu}{M_N} \sin^2 \frac{\theta}{2} \right]^{-1} |M_{if}|^2. \quad (4)$$

Усредненный по начальным и просуммированный по конечным спиновым состояниям нуклона квадрат матричного элемента дается выражением

$$\overline{|M_{if}|^2} = 8G_F^2 M_N^2 E_\nu^2 (1 - \beta s_\nu) (1 - \beta s'_\nu) [g_+^2 - g_-^2 (1 - s_\nu s'_\nu \cos \theta)], \quad (5)$$

где $g_\pm^2 = F_{VN}^2(0) \pm F_{AN}^2(0)$; $\beta = (1 - m_\nu^2/E_\nu^2)^{1/2}$; s_ν и s'_ν — спиральности начального и конечного нейтрино; s_ν (s'_ν) = -1 соответствует начальному (конечному) левополяризованному нейтрино ν_L (ν'_L); s_ν (s'_ν) = +1 — начальному (конечному) правополяризованному нейтрино ν_R (ν'_R); θ — угол рассеяния нейтрино, $\cos \theta = k^0 k'^0$.

Из (4) и (5) для полного сечения реакции (а) получим выражение

$$\sigma = \frac{G_F^2}{4\pi} E_\nu^2 (1 - \beta s_\nu) (1 - \beta s'_\nu) \mathcal{F}_{V,A}^N(0), \quad (6)$$

где введено обозначение

$$\mathcal{F}_{V,A}^N(0) = F_{VN}^2(0) \pm 3F_{AN}^2(0).$$

Согласно (6) сечение процесса (а), когда левополяризованное нейтрино не меняет спиральности при рассеянии $\nu_L \rightarrow \nu_L$ ($s_\nu = s'_\nu = -1$) запишется в виде

$$\sigma_{LL} = \frac{G_F^2}{4\pi} E_\nu^2 (1 + \beta)^2 \mathcal{F}_{V,A}^N(0). \quad (7)$$

Наоборот, если нейтрино меняет спиральность при рассеянии $\nu_{L,R} \rightarrow \nu_{R,L}$ ($s_\nu = -s'_\nu = \mp 1$),

$$\sigma_{LR} = \sigma_{RL} = \frac{G_F^2 m_\nu^2}{4\pi} \mathcal{F}_{V,A}^N(0). \quad (8)$$

Сечение рассеяния правополяризованного нейтрино без изменения спиральности $\nu_R \rightarrow \nu_R$ ($s_\nu = s'_\nu = +1$) равно

$$\sigma_{RR} = \frac{G_F^2}{4\pi} E_\nu^2 (1 - \beta)^2 \mathcal{F}_{V,A}^N(0). \quad (9)$$

В ультрарелятивистской области при $E_\nu \gg m_\nu$ сечения (7)–(9) принимают вид

$$\sigma_{LL} \cong \frac{G_F^2}{\pi} E_\nu^2 \mathcal{F}_{V,A}^N(0), \quad \sigma_{RR} \cong \frac{G_F^2 m_\nu^2}{16\pi} \left(\frac{m_\nu}{E_\nu}\right)^2 \mathcal{F}_{V,A}^N(0), \quad \frac{\sigma_{LR}}{\sigma_{LL}} \cong \frac{m_\nu^2}{4E_\nu^2}. \quad (10)$$

3. Рассмотрим теперь применение полученных нами формул в условиях нейтронных звезд.

Среднюю длину свободного пробега нейтрино (λ) в нейтронной звезде с учетом эффекта когерентности рассеяния нейтрино на нейтронах можно определить по формуле

$$\lambda = (\sigma f \rho_n)^{-1}, \quad (11)$$

где σ — полное сечение рассеяния нейтрино на нейтроне ($N=n$), $\rho_n = 1,7 \cdot 10^{38} (\rho/\rho_0) \text{ см}^{-3}$ — плотность нейтронов в звезде, ρ — плотность звезды, $\rho_0 = 2,8 \cdot 10^{14} \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$; $f = \lambda_\nu^3 \rho_n$ — фактор, учитывающий когерентность взаимодействия нейтрино с нейтронами, содержащимися в объеме порядка λ_ν^3 , где $\lambda_\nu = 2\pi/E_\nu$ — длина волны нейтрино с энергией E_ν .

Из (7)–(11) находим длины свободного пробега левополяризованного (λ_{LL}) и правополяризованного (λ_{RR}) нейтрино ($\nu_L \rightarrow \nu_L$, $\nu_R \rightarrow \nu_R$):

$$\lambda_{LL} = (\sigma_{LL} f \rho_n)^{-1} \cong 8 \cdot 10^{-4} \left(\frac{E_\nu}{\text{МэВ}}\right) \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) \text{ см} \ll R_{\text{нз}}, \quad (12)$$

$$\lambda_{RR} = (\sigma_{RR} f \rho_n)^{-1} \cong \left(\frac{E_\nu}{m_\nu}\right)^4 \left(\frac{E_\nu}{\text{МэВ}}\right) \left(\frac{\rho_0}{\rho}\right) \text{ см} \gg R_{\text{нз}}, \quad (13)$$

где $R_{\text{нз}} \cong 10^6 \text{ см}$ — радиус нейтронной звезды; $\rho_0/\rho \sim 1$.

Согласно (8), (11) средняя длина пробега нейтрино в случае изменения его спиральности $\nu_{L,R} \rightarrow \nu_{R,L}$ равна

$$\lambda_{LR} = \lambda_{RL} = (\sigma_{LR} f \rho_n)^{-1} \cong 4 \frac{E_\nu^2}{m_\nu^2} \lambda_{LL} \cong 3,2 \cdot 10^{-3} \left(\frac{E_\nu}{m_\nu}\right)^2 \left(\frac{E_\nu}{\text{МэВ}}\right) \text{ см}. \quad (14)$$

Левополяризованные нейтрино, родившиеся внутри нейтронной звезды, многократно рассеиваются на нейтронах, прежде чем достигнут

поверхности звезды, тогда как правополяризованные нейтрино могут покинуть звезду, не рассеиваясь на них. Например, при $E_\nu = 100$ кэВ и $m_\nu = 30$ эВ: $\lambda_{LR} \approx 10^4$ см $\ll R_{\text{нз}}$.

Чтобы решить вопрос об изменении спиральности нейтрино, нужно сравнить λ_{LR} с длиной пробега нейтрино в веществе нейтронной звезды с учетом его непрозрачности для нейтрино $l_{\text{пр}} \approx 3(R_{\text{нз}} - r)^2 / \lambda_{LL}$ (r — радиус точки рождения нейтрино в звезде). Если $\lambda_{LR} < l_{\text{пр}}$, то спиральность нейтрино изменится. В случае же $\lambda_{LR} > l_{\text{пр}}$ нейтрино будут сохранять первоначальную спиральность. Такой подход дает возможность провести простые, но достаточно надежные оценки.

Вопрос о точном времени пробега нейтрино в нейтронной звезде, t_0 , требует решения кинетического уравнения Больцмана для функции распределения нейтрино в звезде в конкретных условиях (температуры, плотности, отношения числа лептонов к числу барионов, размера коры). Этот вопрос был рассмотрен в работах [3—6, 13], где для среднего времени пробега левополяризованного безмассового нейтрино получено значение $t_0 > 1$ с, что соответствует пройденному пути $l_{\text{пр}} > 3 \cdot 10^{10}$ см.

Из (14) видно, что для нейтрино с энергией $E_\nu < 10$ МэВ и массой $m_\nu \approx 30$ эВ длина свободного пробега $\lambda_{LR} < l_{\text{пр}}$. Это указывает на то, что большая часть левополяризованных нейтрино в нейтронной звезде успевает за время t_0 изменить свою спиральность ($\nu_L \rightarrow \nu_R$).

Следует также отметить, что с увеличением значения массы нейтрино увеличивается вероятность обратного процесса $\nu_R \rightarrow \nu_L$, и при этом λ_{RL} может стать меньше радиуса нейтронной звезды. Отсюда можно сделать вывод о том, что поток нейтрино от нейтронной звезды при определенных условиях может содержать большое количество недетектируемых правополяризованных нейтрино.

Особенно важным процесс изменения спиральности нейтрино может оказаться при взрыве сверхновых. Отметим, что некоторые существующие модели для объяснения взрывов сверхновых предполагают многократное когерентное рассеяние левополяризованных нейтрино на ядрах, которое может иметь место во внешней коре звезды. Но при этом если большое количество нейтрино меняет спиральность при рассеянии на нейтронах, то они покинут звезду, не взаимодействовав с ядрами. В таком случае механизм, объясняющий взрывы сверхновых звезд, оказывается ослабленным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Hasert F. J. et al. // Phys. Lett. 1973. B46. P. 121—124. [2] Benvenuti A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1974. 32. P. 800—803. [3] Sawyer R. F., Soni A. // Astrophys. J. 1979. 230. P. 859—869. [4] Gordon B., Pethick C. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1979. 17. P. 415—443. [5] Glen G., Sutherland P. // Astrophys. J. 1980. 239. P. 671—684. [6] Tubbs D. L., Schramm D. N. // Ibid. 1975. 201. P. 467—488. [7] Bergkvist K. E. // Nucl. Phys. 1972. B39. P. 317—370. [8] Борис С. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1985. 42. С. 107—111. [9] Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю. // УФН. 1981. 135. С. 45—77. [10] Керимов Б. К., Халилов Э. Н., Цветков В. П. // Тр. 2-го Междунар. семинара по спиновым явлениям в физ. высок. энергий, Протвино, 1984. Серпухов, 1985. С. 265—276. [11] Керимов Б. К., Халилов Э. Н., Цветков В. П. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3, Физ. Астрон. 1985. 26, № 6. С. 21—26. [12] Керимов Б. К., Сафин М. Я., Ишанкулиев Д. // Там же. 1976. № 5. С. 621—623. [13] Цветков В. П. // Астрофизика. 1984. 21, № 2. С. 359—364.

Поступила в редакцию
10.07.86