

ЭФФЕКТЫ КОЛЛЕКТИВНОГО ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРИНО

Н.В. Гончаров, В.В. Полянский

При высокой плотности исходных частиц возможна конкуренция эффектов коллективного испускания нейтрино и их фермиевского отталкивания. Показано, что это может приводить к осцилляциям плотности нейтрино.

Стандартные методы расчета спектров нейтрино [1] предполагают независимость отдельных актов распада исходных частиц. Это предположение реалистично в случае малых плотностей в конфигурационном или фазовом пространствах. Интересно выяснить насколько оно оправдано в противоположной ситуации. В более общем случае возникает вопрос о влиянии статистических свойств распределений исходных частиц на характер нейтринных спектров. При соизмеримости среднего расстояния между частицами с длиной волны нейтрино включается механизм коллективного распада, на характер которого оказывают влияние статистика распадающихся частиц и статистика продуктов распада.

В данной работе рассматривается возможность коррелированных распадов пионов; аналогично можно изучать и другие слабые процессы. Решена модельная задача об эволюции во времени числа нейтрино от распада N_0^π пионов, находящихся в объеме V , с учетом слабого взаимодействия между частицами. Отправной точкой служит $\pi^+ \mu^+ \nu$ сектор слабого гамильтониана (т. е. рассматриваем канал $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, канал $\pi^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ подавлен как $(m_e/m_\mu)^2 \sim 10^{-4}$):

$$H = \sum_k [\epsilon_\nu(k) a_k^+ a_k^{*-} + \epsilon_\mu(k) a_{k,s}^{*+} a_{k,s}^- + \epsilon_\pi(k) \tilde{\pi}_{+k}^+ \tilde{\pi}_{+k}^- + a_k^+ b_k^- + b_k^+ a_k^{*-}],$$

где $\epsilon_\nu = |k|$, $\epsilon_{\mu, \pi} = (k^2 + m_{\mu, \pi}^2)^{1/2}$ — энергии соответственно нейтрино (предполагаем $m_\mu \approx 0, \hbar = c = 1$), мюона, пиона;

$$b_k^+ = V^{-1/2} \sum_p a_k^{*+} M^{*s}(k, p) \tilde{\pi}_{+k+p}^- / \sqrt{2\epsilon_\pi(k+p)};$$

$$M^s(k, p) = G f_\pi m_\mu^{-1} \nu^+(k) (1 - \gamma_5) \nu_s^-(p) / 2 \sqrt{\epsilon_\nu(k) \epsilon_\mu(p)};$$

a_k^+ (a_k^{*-}); $a_{k,s}^{*+}$ ($a_{k,s}^-$); $\tilde{\pi}_{+k}^+$ ($\tilde{\pi}_{+k}^-$) — операторы рождения (уничтожения) нейтрино, мюона с поляризацией s и пиона в данном объеме V , для которых выполняются (анти) коммутационные соотношения

$$\{a_k^+, a_{k'}^{*-}\} = \delta_{kk'}, \quad \{a_{k,s}^{*+}, a_{k,s}^-\} = \delta_{ss} \delta_{kk'}, \quad [\tilde{\pi}_{+k}^+, \tilde{\pi}_{+k'}^-] = -\delta_{kk'},$$

причем $\nu^+(k)$, $\nu_s^-(k)$ — нормированные решения уравнения Дирака в импульсном пространстве для нейтрино и мюона, G — фермиевская константа слабого взаимодействия, f_π — слабая константа распада мюона. Предполагаем малое влияние объема V и граничных условий на характер основных результатов, и разложение ведем по плоским волнам. С помощью этой модельной задачи рассматриваем начальную стадию распадов пионов, поскольку именно в этом временном интервале могут быть существенными эффекты коррелированных распадов пионов.

На основе квантовомеханической формулы для производной по времени среднего от оператора \hat{A} ($\langle \hat{A} \rangle = i \langle [\hat{H}, \hat{A}] \rangle$) можно получить систему уравнений, которой подчиняются средние числа частиц $n_k^\nu = \langle a_k^+ a_k^{*-} \rangle$, $n_{k,s}^\mu = \langle a_{k,s}^{*+} a_{k,s}^- \rangle$. Используя коммутационные соотношения (1), имеем

$$dx_k/dt = (\epsilon_\nu(k) - \epsilon_0)y_k + 2R_k - n_k^\nu/2\tau^2, \quad dy_k/dt = (\epsilon_\nu(k) - \epsilon_0)x_k, \quad dR_k/dt = -x_k/4\tau^2, \quad dn_k^\nu/dt = x_k, \quad (2)$$

где $x_k = i(\bar{c}_k - c_k)$, $y_k = \bar{c}_k + c_k$, $c_k = \langle a_k^+ b_k^- \rangle$, $R_k = \langle b_k^+ b_k^- \rangle$, $\{b_k^+, b_k^-\} \approx (1/4\tau_0^2) (\hat{N}^\pi + \hat{N}^\mu) \delta_{kk'}$, $1/\tau_0^2 = (\frac{4\pi^2}{\epsilon_\nu^2}) \times \chi(W/V)$, $\hat{N} = \sum_k \hat{n}_k$, $\epsilon_0 \approx \epsilon_\pi(k) - \epsilon_\mu(k)$, $W = (G^2 f_\pi^2 / 8\pi) m_\mu^2 m_\pi (1 - m_\mu/m_\pi)^2$. Здесь использован следующий способ факторизации средних: $\langle a^+ a^{*-} \tilde{\pi}^+ \tilde{\pi}^- \rangle \approx \langle a^+ a^{*-} \rangle \langle \tilde{\pi}^+ \tilde{\pi}^- \rangle$ и учтены лишь диагональные элементы, что соответствует пренебрежению процессами, аналогичными радиационному затуханию с дополнительным уширением спектра распадов. Данное приближение имеет место при условии $\tau W \ll 1$, где $\tau^2 = \tau_0^2 / N_0^\pi \propto 1/\rho$, $\rho = N_0^\pi / V$ — плотность пионов. Из (2) следует

$$\ddot{x}_k = - [(\epsilon_\nu(k) - \epsilon_0)^2 + \tau^{-2}] x_k. \quad (3)$$

Используя начальные условия $n_k^\nu = 0$, $\dot{n}_k^\nu(0) = x_k(0) = 0$, и предполагая, что при $1/\epsilon_0 \ll t \ll \tau$ пионы распадаются независимо (т. е. для полного числа нейтрино выполнено соотношение $N^\nu \approx N_0^\pi W t$), получим следующее решение:

$$n_k^\nu = N_0^\pi (1 - \cos t \sqrt{(\epsilon_\nu(k) - \epsilon_0)^2 + N_0^\pi \tau^{-2}}) / 2\tau_0^2 (\tau^{-2} N_0^\pi + (\epsilon_\nu(k) - \epsilon_0)^2). \quad (4)$$

Выражение (4) удовлетворяет (3) и начальным условиям, а при $1/\epsilon_0 \ll t \ll \tau$ и в случае бесконечного объема дает линейный рост полного числа испущенных нейтрино с течением времени.

Таким образом, только в начальный момент пионы распадаются спонтанно, как независимые частицы. При $t \approx T = \tau_0 / (N_0^\pi)^{1/2}$ вступает в игру механизм коллективного распада и число нейтрино изменяется по законам, отличным от теории возмущений. Из-за фермиевской статистики рост нейтрино ограничен и возникают осцилляции. Для $(\epsilon_\nu - \epsilon_0)^2 \tau_0^2 / N_0^\pi \hbar^2 \ll 1$ при синусоидальном росте числа нейтрино ширина спектра сужается по закону ($t < \tau$)

$$\Delta\epsilon = \hbar [4\pi \sqrt{N_0^\pi} / 3t\tau_0]^{1/2},$$

максимум излучения достигается за время $t \sim T$, причем ширина спектра $\Delta\epsilon$ согласно (3) по порядку величины равна $\hbar \sqrt{N_0^\pi} / \tau_0$. Из (4) можно оценить период колебаний $2\pi T$ при $\epsilon_\nu \rightarrow \epsilon_0$.

Рассмотренная задача является идеализированной, т. к. в обычных условиях нейтрино покидают объем V , где они родились. Необходимые условия могут быть реализованы в слабых процессах в экстремальных астрофизических ситуациях. В силу ряда факторов нейтринная прозрачность звездной сердцевин и мантии может быть малой. Во-первых, сечения нейтринно-лептонных и нейтринно-нуклонных взаимодействий увеличиваются с ростом энергии. Во-вторых, происходит усиление упругого рассеяния на ядрах в результате когерентного вклада нуклонов. Так, если дебройлевская длина волны нейтрино достаточно велика, чтобы покрыть все ядро ($E_\nu \leq 60$ МэВ), то сечение $\sigma \propto N^2/3$. Другая возможность открывается при глубокой банчировке пучка пионов в пиотроне [4], когда условия задачи воспроизводятся при переходе нейтрино от банча к банчу. В этом случае ряд параметров задачи (например, $\tau_0^{-2} N_0^\pi$, ρ , N^μ) поддаются управлению, а колебания плотности могут приводить к "ложным" эффектам осцилляций нейтрино.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stefanski R. I., White H. B. Preprint FN-292, Batavia, 1976; Wang C. L. Phys. Rev., D7, 2609 (1973).
2. Dicke R. H. Phys. Rev., 93, 99 (1954).
3. Freedman D. Z., Schramm D. N., Tubbs D. L. Ann. Rev. Nucl. Sci., 27, 167 (1977).