

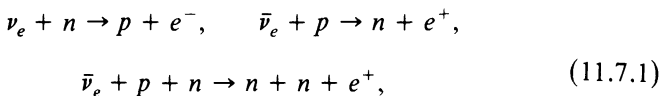
Поскольку s -кварк обладает большой массой, импульсы взаимодействующих частиц могут в значительной степени быть неколлинеарными, что обеспечивает неравенство нулю матричных элементов. Однако слабое взаимодействие между s - и u -кварками [например, реакции (11.6.16) и (11.6.17)] в теории ВСГ «подавлено по Каббиво» относительно взаимодействия, связывающего d - и u -кварки [например, реакции (11.6.10) и (11.6.11)]. Точнее, первое взаимодействие пропорционально $\sin^2\theta_C$, а второе — $\cos^2\theta_C$, где θ_C называется *углом Каббиво*. Экспериментально обнаружено, что θ_C удовлетворяет соотношению $\cos^2\theta_C \approx 0,974$. По этой причине Ивамото заключает, что нейтринные процессы с s -кварком не влияют заметно на полную светимость (11.6.14).

Вопрос о том, существует ли в ядрах нейтронных звезд кварковое вещество, еще никак нельзя считать решенным. Однако сравнение уравнений (11.5.24), (11.6.7) и (11.6.15) показывает, что звезда с кварковым веществом будет остывать с гораздо большей скоростью, чем обычная нейтронная звезда, сравнимой со скоростью остывания звезды, имеющей в ядре пионный конденсат.

11.7. ПРОНИКАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ НЕЙТРИНО

Если нейтринные светимости известны, можно рассчитать характерные времена охлаждения. Основным для последующего обсуждения является предположение, что все нейтрино, рожденные в нейтронной звезде, ускользают из нее без дальнейших взаимодействий или потерь энергии. Сейчас мы покажем, что для $T \lesssim 10^9$ это предположение справедливо.

До открытия нейтральных токов в 1974 г. предлагалась следующая аргументация [41]. Реакции типа



и т.д. запрещены в недрах нейтронных звезд законами сохранения энергии и импульса. Наиболее важным для потерь энергии нейтрино взаимодействием будет неупругое рассеяние на электронах (для ν_e и $\bar{\nu}_e$) и мюонах (для ν_μ и $\bar{\nu}_\mu$). В вырожденном газе сечение рассеяния $\nu_e - e^-$ равно (с учетом лишь взаимодействия через заряженные токи)

$$\sigma_e \approx \chi \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2 \frac{E_\nu}{E_F(e)}, \quad (11.7.2)$$

где

$$\sigma_0 \equiv \frac{4}{\pi} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^{-4} \left(\frac{G_F}{m_e c^2} \right)^2 = 1,76 \cdot 10^{-44} \text{ см}^2, \quad (11.7.3)$$

причем $\chi \approx 0,1$ в рамках V — A-теории (взаимодействие только через заряженные токи) и $\chi \approx 0,06$ в теории ВСГ (взаимодействие через заряженные и нейтральные токи).

Поперечные сечения для остальных трех процессов рассеяния сравнимы с этим значением.

Тогда средний пробег электронного нейтрино равен

$$\lambda_e = (\sigma_e n_e)^{-1}. \quad (11.7.4)$$

Используя результаты упражнения 11.1 и старое значение σ_e , основанное на V—A-теории, получим

$$\lambda_e \sim 9 \cdot 10^7 \left(\frac{\rho_{\text{нuc}}}{\rho} \right)^{4/3} \left(\frac{100 \text{ кэВ}}{E_\nu} \right)^3 \text{ км}. \quad (11.7.5)$$

Поскольку $\lambda_e \gg 10$ км, звезда прозрачна для нейтрино.

С учетом нейтральных токов *эффективная* длина свободного пробега для поглощения значительно сокращается из-за реакций *упругого* рассеяния $n - \nu^1$, например,

$$n + \nu_e \rightarrow n + \nu_e, \quad n + \nu_\mu \rightarrow n + \nu_\mu, \quad (11.7.6)$$

которые протекают только через нейтральные токи. Хотя упругое рассеяние не уменьшает энергию нейтрино, оно мешает нейтрино ускользнуть сразу же после излучения. Нейтрино многократно рассеивается нейтронами в недрах звезды пока, наконец, не столкнется с электроном (или мюоном) и не рассеется *неупруго* или в процессе случайного блуждания не подойдет к поверхности и не освободится с неизменившейся энергией.

Поперечное сечение упругого рассеяния нейтронами равно [579]

$$\sigma_n = \frac{1}{4} \sigma_0 \left(\frac{E_\nu}{m_e c^2} \right)^2, \quad (11.7.7)$$

а соответствующая длина свободного пробега составляет

$$\lambda_n = \frac{1}{\sigma_n n_n} \approx 300 \frac{\rho_{\text{нuc}}}{\rho} \left(\frac{100 \text{ кэВ}}{E_\nu} \right)^2 \text{ км}. \quad (11.7.8)$$

Мы использовали приведенное в упражнении 11.1 значение n_n . *Эффективная* длина свободного пробега для неупругого рассеяния электронами (с

¹⁾ Термин *упругое* означает, что в очень хорошем приближении энергия нейтрино $E_\nu \ll m_n c^2$ до рассеяния равна энергии нейтрино *после* рассеяния в системе координат звезды (т.е. нейтрона).

учетом возросшей вероятности соударения с электронами в недрах звезды благодаря зигзагообразному пути нейтрино) равна¹⁾

$$\lambda_{\text{eff}} \sim (\lambda_n \lambda_e)^{1/2} \quad (11.7.9)$$

$$\sim 2 \times 10^5 \left(\frac{\rho_{\text{нuc}}}{\rho} \right)^{7/6} \left(\frac{100 \text{ кэВ}}{E_\nu} \right)^{5/2} \text{ км}, \quad (11.7.10)$$

где мы использовали ВСГ-значение σ_e . Итак, хотя эффективная длина λ_{eff} значительно меньше λ_e , она все же гораздо больше радиуса нейтронной звезды. Следовательно, «старый» вывод о прозрачности нейтронной звезды для нейтрино малых энергий ($T \lesssim 10^9 \text{ К}$, $kT \lesssim 100 \text{ кэВ}$) все еще верен.

11.8. КРИВЫЕ ОСТЫВАНИЯ

Теперь можно подсчитать температуру нейтронной звезды как функцию времени. Тепловая энергия звезды заключена почти полностью в вырожденных фермионах (нейтронах или кварках). Если пренебречь взаимодействиями, то теплоемкость N таких частиц с массой m и параметром релятивизма $x = p_f/mc$ равна [114]

$$C_v = Nc_v \equiv \frac{dU}{dT} \Big|_{N, V} = \frac{\pi^2(x^2 + 1)^{1/2}}{x^2} Nk \left(\frac{kT}{mc^2} \right), \quad (11.8.1)$$

где c_v — удельная теплоемкость (на частицу).

Упражнение 11.5.

- Проинтегрируйте уравнение (11.8.1) и найдите полную тепловую энергию U (в первом приближении величина x остается постоянной).
- Каково значение U для нормальной нейтронной звезды с массой M , плотностью ρ и температурой T ?

Указание: Предположите, что $x \ll 1$ и воспользуйтесь результатами упражнения 11.1.

Ответ:

$$U_n \approx 6 \cdot 10^{47} (M/M_\odot) (\rho/\rho_{\text{нuc}})^{-2/3} T_9^2 \text{ эрг}. \quad (11.8.2)$$

- Каково значение U для релятивистского кваркового вещества с $n_u = n_d = n_s = n$?

¹⁾ Уравнение (11.7.9) случайного блуждания фактически выводится в разд. 14.5 для аналогичного случая диффузии фотонов через горячую плазму. В этом примере представляющий интерес процесс поглощения энергии — это обратное тормозное излучение, а процесс упругого рассеяния — томсоновское рассеяние на свободных электронах.