Краткие сообщения по физике № 9 1975

НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ И НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ХОЛОДНЫХ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В. П. Фролов

УДК 539.I23

Основываясь на аналогии с эффектом рождения заряженных частиц в постоянном электромагнитном поле рассмотрен эффект нейтринного излучения от нейтронных и коллапсирующих звезд.

Открытие нейтральных токов, вероятно, будет иметь существенное значение для астрофизики, где малость константы слабого взаимодействия может компенсироваться большими значениями чисел нуклонов и электронов - источников нейтринного поля /I-4/. Цель этой статьи - обратить внимание на возможность существования постоянного нейтринного излучения от систем с большим числом нуклонов ядерной плотности (нейтронные звезды) и тесную аналогию между этим эффектом и эффектом рождения электрон-позитронных пар в постоянном электрическом поле.

Лагранжиан взаимодействия нуклонного тока с нейтринным имеет вид

$$L_{int} = - G(\bar{\Psi}_n \gamma_\mu (1 + \gamma^5)\Psi_n)(\bar{\Psi}_\nu \gamma^\mu (1 + \gamma^5)\Psi_\nu).$$

В рассматриваемой задаче характерная длина волны излучения нейтринного поля λ и плотность нуклонов n такие, что $n^{1/3}\lambda \gg 1$. Поэтому для описания нуклонного тока можно воспользоваться квазиклассическим приближением, и усредняя L_{int} по N-нуклонному состоянию (при $T = 0$) или соответствующему ансамблю Гиббса (при $T \neq 0$), получаем

$$\bar{L}_{int} = - GB_\mu(x)\bar{\Psi}_\nu \gamma^\mu (1 + \gamma^5)\Psi_\nu,$$

где $B_\mu(x) = n(x)u_\mu(x) \equiv \langle \bar{\Psi}_n \gamma^\mu (1 + \gamma^5)\Psi_n \rangle$, $u_\mu(x)$ - средняя скорость нуклонной среды.

Обращает на себя внимание довольно близкая аналогия между уравнением для ψ_ν в рассматриваемом случае и уравнением Дирака для электронов массы $m = 0$ во внешнем электромагнитном поле $A_\mu(x)$. При этом роль eA_μ играет величина $- GB_\mu(x)$. Несущественное отличие состоит в том, что электрон и нейтрино имеют разное число допустимых значений спиральности. При выбранном знаке константы G на нейтрино будет действовать сила, выталкивающая его из области большой нуклонной плотности, в то время как на антинейтрино будет действовать сила притяжения.

Указанная выше аналогия позволяет при вычислении скорости рождения нейтринно-антинейтринных пар нуклонным полем воспользоваться методами расчета эффектов рождения электрон-позитронных пар во внешнем статическом электромагнитном поле, развитыми в работах /5/, /6/. Если $\operatorname{grad} n$ мало изменяется на расстоянии λ порядка величины длины волны рожденных пар (это условие выполняется для рассматриваемой в работе системы типа нейтринной звезды), то для числа нейтринно-антинейтринных пар, рожденных нуклонным полем в единице объема за единицу времени, имеет место выражение

$$\frac{dN}{dt dV} = (G \operatorname{grad} n)^2/2\pi^2\hbar^2 c.$$

Рожденные нейтрино выталкиваются потенциалом $Gn(r)$ наружу, а антинейтрино остаются внутри звезды. Если пренебречь энергией, которой обладает нейтрино сразу после рождения, то нейтрино, рожденное на радиусе r, покидает поверхность нейтронной звезды, имея энергию $Gn(r)$. За единицу времени нейтрино уносят энергию, равную

$$\frac{dE}{dt} = \int\limits_0^\infty \frac{2G^3}{\pi\hbar^2 c} (\operatorname{grad} n)^2 n r^2 dr.$$

Для оценки порядка величины скорости излучения энергии можно положить $\bar{n} = 3N/4\pi R^3$, $\operatorname{grad} n = \bar{n}/R$, где N - общее число нуклонов. Подставляя соответствующие значения, получаем

$$\frac{dE}{dt} \sim \frac{9G^3N^3}{8\pi^2\hbar^2 c R^8} = 10^{26} \left(\frac{N}{N_\odot}\right)^3 (R \text{ км})^{-8} \text{ эрг/сек}.$$

Здесь $N_\odot = 1{,}2\cdot 10^{57}$ - число нуклонов в Солнце. Характерная энергия вылетающих нейтрино $\varepsilon \sim G\bar{n} = 3{,}5\cdot 10^4 (N/N_\odot)(R \text{ км})^{-3}$ эв. Для нейтронной звезды массой порядка массы Солнца и размером порядка 10 километров энергия вылетающих нейтрино менее 100 эв, и поэтому они беспрепятственно покидают толщу звезды.

Если нейтронная звезда вращается с угловой скоростью ω, то рассмотренный выше эффект несколько усиливается. В случае, когда $\omega R \ll c$, B_μ можно записать следующим образом: $B_\mu = (n, \vec{B})$, где $\vec{B}$ в цилиндрических координатах имеет вид $B^i = n\omega\rho\delta^i_\varphi$. Поэтому, кроме аналога напряженности электрического поля $e\vec{E} = G \times \operatorname{grad} n$, появляется аналог магнитного поля $e\vec{H} = G \operatorname{rot} \vec{B}$. Если обозначить

$$F = \frac{1}{2}\left[(\operatorname{rot}\vec{B})^2 - (\operatorname{grad} n)^2\right], \quad J = \operatorname{rot}\vec{B}\operatorname{grad} n,$$

$$\mathcal{E} = (\sqrt{F^2 + J^2} - J)^{1/2}, \quad H = (\sqrt{F^2 + J^2} + J)^{1/2},$$

то для среднего числа пар, рожденных в единице объема за единицу времени, получаем выражение

$$\frac{dN}{dt\,dV} = \frac{G^2\mathcal{E}H}{2\pi\hbar^2 c}\operatorname{cth}\left(\frac{\pi H}{\mathcal{E}}\right).$$

Полная энергия, излучаемая вращающейся нейтронной звездой за единицу времени, дается соотношением

$$\frac{dE}{dt} = \int_0^\infty \frac{2G^3}{\hbar^2 c}\mathcal{E}Hnr^2 \operatorname{cth}\left(\frac{\pi H}{\mathcal{E}}\right)dr.$$

В заключение отметим одно, на наш взгляд, интересное обстоятельство. Дело в том, что хотя для реальных нейтронных звезд энергия нейтринного излучения довольно мала, однако сильная зависимость этой энергии от радиуса $\left(\frac{dE}{dt} \sim R^{-8}\right)$ показывает, что при коллапсе, после ухода звезды под гравитационный радиус, интенсивность нейтринного излучения сильно возрастает. Хотя это излучение не выходит к внешнему наблюдателю, оно может оказать существенное влияние на динамику коллапса.

Автор выражает благодарность М. А. Маркову за обсуждения, стимулирующие появление работы, и благодарит И. М. Железных и А. И. Никишова за ценные замечания.

Поступила в редакцию
25 июня 1975 г.

Литература

1. S. Weinberg. Rev. Mod. Phys., 46, 255 (1974).
2. J. R. Wilson. Phys. Rev., 32, 849 (1974).
3. J. N. Backcall, S. B. Treiman, A. Zee. Phys. Lett., 52B,275 (1974).
4. D. N. Schramm, W. D. Arnett. Phys. Rev. Lett., 34, 113(1974).
5. J. S. Schwinger. Phys. Rev., 82, 664 (1951).
6. А. И. Никишов. ЖЭТФ, 57, I2I0 (I969).