

ПЕРИОД БЕТА-РАСПАДА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КВАНТУЮЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

О.Ф.Дорофеев, В.Н.Родионов, И.М.Тернов

Рассмотрены квантовые эффекты при бета-распаде, возникающие в присутствии сильного магнитного поля, в условиях высокой плотности релятивистского электронного газа.

Изучение многих особенностей образования нейтронных звезд сопряжено с необходимостью учета целого ряда экстремальных значений параметров, определяющих условия протекания физических процессов на стадии коллапса ¹.

Теоретические и экспериментальные исследования нейтринных реакций показывают, что они могут играть важную роль в эволюции звезд и при взрывах сверхновых. Именно за счет них в условиях высоких плотностей и температур происходят основные необратимые потери энергии звездами. Ранее были представлены отдельные фрагменты изучения так на-

¹) Краевой и глубокий экситоны – прямые и соответствуют центру зоны Бриллюэна, Г-точке, однако, не исключается возможность принадлежности глубокого экситона точке M_2 .

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}, \quad (1)$$

$$p + e^- \rightarrow n + \nu \quad (2)$$

в сильном магнитном поле ^{2, 3}. В данной работе продолжено исследование существенно квантовых эффектов в реакциях (1) и (2), возникающих в присутствии интенсивных магнитных полей, в условиях высокой плотности релятивистского электронного газа.

Квантование поперечного импульса легких заряженных частиц в магнитном поле H приводит к тому, что при сильном вырождении ($kT \ll \mu mc^2$, μ — химический потенциал) основными параметрами являются целые части величин $N_1 = H_c(\mu^2 - 1)/(2H)$, $N_2 = H_c(\epsilon_0^2 - 1)/(2H)$, где $H_c = m^2 c^3 / (e \hbar)$. Эти величины определяют, по существу, число разрешенных уровней Ландау при энерговоыделении $\epsilon_0 = (M_n - M_p) / m$. Так же как и в других процессах в магнитном поле, когда $N_1, N_2 \gg 1$ (заселено много уровней) квантовый характер поля проявляется слабо, а при $N_1, N_2 \sim 1$ квантовые эффекты заметно усиливаются.

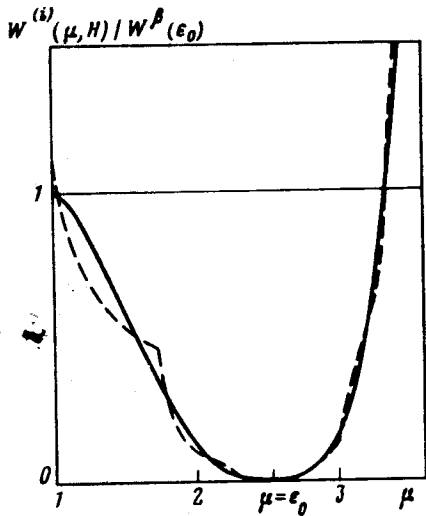


Рис. 1. График нормированных на вероятность бета-распада в вакууме вероятностей бета-распада (1) и захвата (2) в вырожденном релятивистском электронном газе в случае магнитного поля $H = 0$ (————) и $H/H_c = 1$ (-----) в зависимости от химического потенциала μ

В отсутствие магнитного поля вероятности процессов (1) и (2) при $\mu \rightarrow \epsilon_0$ монотонно убывают (см. рис. 1). Это обусловлено прежде всего сокращением спектрального интервала электронов, участвующих в реакциях.

В случае полностью вырожденного электронного газа вероятности процессов (1), (2) в сильном магнитном поле могут быть записаны в виде

$$W^{(1)}(H)/W_0 = H(F_1 - F_2)/H_c, \quad (\mu < \epsilon_0), \quad (3)$$

$$W^{(2)}(H)/W_0 = H(F_2 - F_1)/H_c, \quad (\mu > \epsilon_0), \quad (4)$$

где

$$F_1(\epsilon_0) = \sum_{n=0}^{[N_2]} (1 - \delta_{n,0}/2) I(\epsilon_0, b_n),$$

$$F_2(\mu) = \sum_{n=0}^{[N_1]} (1 - \delta_{n,0}/2) I(\mu, b_n),$$

$$I(q, b_n) = b_n^3 \{ s^3/3 + s[1 - \epsilon_0(q - \epsilon_0)/b_n^2] - (\epsilon_0/b_n) \ln(q/b_n + s) \},$$

$$s^2 = (q/b_n)^2 - 1, \quad b_n^2 = 1 + 2nH/H_c, \quad W_0 = G^2 m^5 (1 + 3\alpha_0^2) / (2\pi^3),$$

$\alpha_0 = G_A / G_V$, G — константа Ферми, $\delta_{n,0}$ — символ Кронекера. Из выражений (3) и (4)

легко видеть, что при действии достаточно сильного магнитного поля $H > H_c (\epsilon_0^2 - 1)/2$, $H_c (\mu^2 - 1)/2$ в суммах, определяющих функции F_i , остаются только единственные слагаемые с индексом $n = 0$ (электроны занимают основное состояние). При этом полные вероятности процессов (1), (2) линейно растут с увеличением напряженности магнитного поля, поскольку в функциях F_i зависимость от поля выпадает

$$(F_1(\epsilon_0) - F_2(\mu)) |_{H=0} = \frac{1}{2} \{ [(\epsilon_0^2 - 1)^{3/2} - (\mu^2 - 1)^{3/2}] / 3 + (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2} - (\mu^2 - 1)^{1/2} (1 - \epsilon_0 \mu + \epsilon_0^2) - \epsilon_0 \ln [(\epsilon_0 + (\epsilon_0^2 - 1)^{1/2}) / (\mu + (\mu^2 - 1)^{1/2})] \}.$$

В этом пределе при $\mu \rightarrow \epsilon_0$ монотонность убывания вероятностей сохраняется.

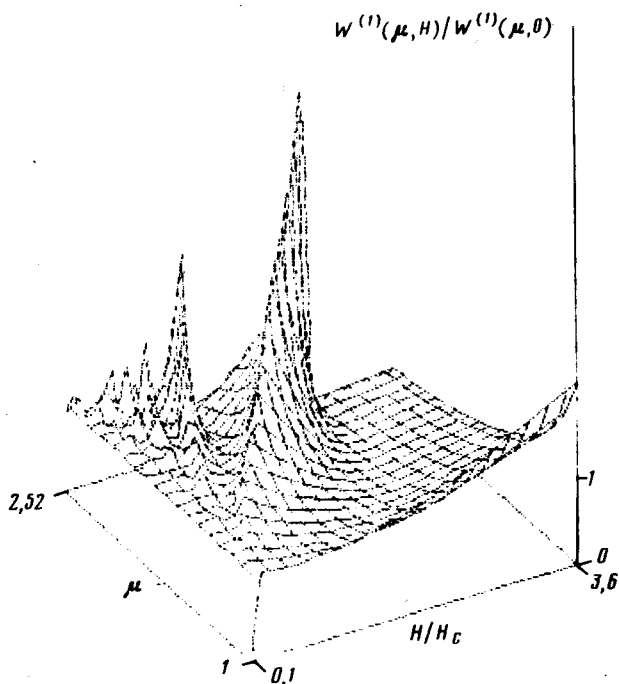


Рис. 2. График зависимости от магнитного поля H/H_c и химического потенциала μ вероятности бета-распада (1), отнесенной к вероятности того же процесса при $H = 0$

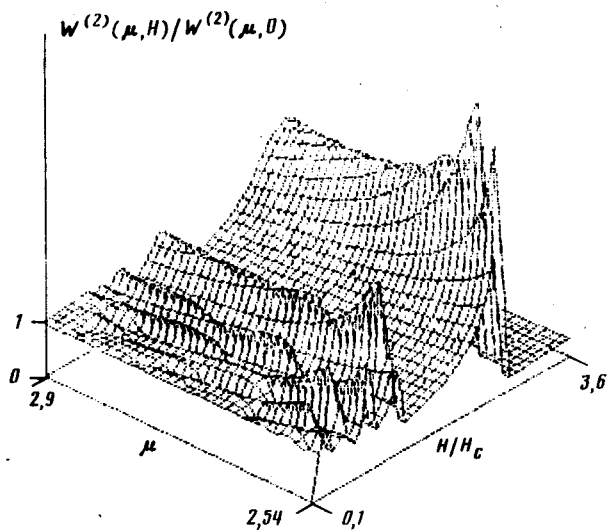


Рис. 3. График зависимости вероятности реакции захвата (2), отнесенной к вероятности того же процесса при $H = 0$, от величины магнитного поля H/H_c и химического потенциала μ

В общем случае анализ выражений для полной вероятности процессов (1), (2) в зависимости от H/H_c показывает, что F_i довольно сложные функции поля, в которых наряду с монотонно меняющимися есть и осциллирующие вклады, возникающие из-за пороговых

особенностей действия магнитного поля. Ограничиваясь членами порядка $(H/H_c)^4$, для функций F_i можно получить следующее представление

$$F_i(q)H/H_c = \Phi_0(q) + (H/H_c)^2 \Phi_1(q)/3 - (H/H_c)^4 \Phi_2(q)/360 + \\ + (q - \epsilon_0)^2 (2H/H_c)^{3/2} \zeta(-1/2, v) + [2(\epsilon_0 - q)/(3q)](2H/H_c)^{5/2} \zeta(-3/2, v) + \\ + [2\epsilon_0/(15q^3)](2H/H_c)^{7/2} \zeta(-5/2, v), \quad (5)$$

где $\zeta(s, v)$ — обобщенная дзета-функция, v — дробная часть N_i .

$$\Phi_0(q) = (\epsilon_0/2) \ln [q + (q^2 - 1)^{1/2}] + (q^2 - 1)^{1/2} (-4/15 - 2\epsilon_0^2/3 + \\ + \epsilon_0 q/2 - 2q^2/15 + 2\epsilon_0^2 q^2/3 - \epsilon_0 q^3 + 2q^4/5), \\ \Phi_1(q) = \epsilon_0 \ln [q + (q^2 - 1)^{1/2}] + (q^2 - 1)^{-1/2} (1 - q^2/2 - \epsilon_0 q + \epsilon_0/2), \\ \Phi_2(q) = (q^2 - 1)^{-5/2} (4\epsilon_0 q^5 - 10\epsilon_0 q^3 + 5q^2 + 3\epsilon_0^2 - 2).$$

Для функции $\zeta(s, v)$ справедливо разложение ⁴

$$\zeta(s, v) = 2(2\pi)^{s-1} \Gamma(1-s) \sum_{n=1}^{\infty} n^{s-1} \sin [2\pi n v + \pi s/2], \quad (6)$$

откуда очевиден осциллирующий характер вкладов, пропорциональных этой функции. Конечно характер осцилляций устанавливается первым членом представления (6), однако для повышения точности необходимо проведение расчетов на ЭВМ. Эта формула хорошо работает при $N_1, N_2 \gg 1$, если же N_1, N_2 небольшие, то для расчетов полной вероятности может оказаться более удобным представление (3), (4).

Аналогичное поведение вероятности бета-распада во внешнем поле электромагнитной волны отмечалось и ранее ⁵, но в волновом поле осциллирующие поправки оказывались в сильной мере подавленными монотонными вкладами. В исследованном нами случае роль полевых поправок заметно возрастает и для определенных значений магнитного поля H при $\mu \rightarrow \epsilon_0$ вклад осциллирующих членов становится доминирующим, даже по сравнению с вакуумным вкладом (см. рис. 2 и рис. 3).

Следует отметить, что применительно к ситуациям, которые могут складываться в процессе коллапса, проведенные исследования показывают, что выход нейтрино из областей звезды, характеризующихся различными значениями плотности и магнитного поля, не будет однородным. Этот эффект может, например, привести не только к появлению импульса отдачи пульсаров вдоль магнитного поля ^{3, 6}, но и к дополнительному изменению их вращения ^{7, 8}.

Авторы благодарны А.Н.Васильеву за помощь в построении графиков на ЭВМ.

Литература

1. Landau L.D. Phys. Zs. Sovjet., 1932, №1, 285.
2. Тернов И.М., Лысов Б.А., Коровина Л.И. Вестник МГУ, Физика, Астрономия, 1965, № 5, 58.
3. Дорофеев О.Ф., Родионов В.Н., Тернов И.М. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 159.
4. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М.: Наука, 1965, т. 1, с. 41.
5. Нукишов А.И., Рутус В.И. ЖЭТФ, 1983, 85, 24.
6. Vilenkin A. Nature, 1979, 280, 569.
7. Kazanas D. Nature, 1977, 267, 501.
8. Mikaelian K. Astrophys. J. 1977, 214, L23.