

ОБОБЩЕННАЯ ДРЕВЕСНАЯ АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ СРЕДЕ

А. В. Кузнецов, Д. А. Румянцев, Д. М. Шленев *

Ярославский государственный университет им. П. Г. Демидова, Ярославль, Россия

Вычислены древесные двухвершинные амплитуды для переходов $jj \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле произвольной напряженности и в присутствии заряженной фермионной плазмы для различных комбинаций вершин скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов. Полученные результаты применяются для анализа процесса фоторождения нейтринной пары, $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, с учетом возможного резонанса на виртуальном электроде в условиях плотной сильно замагниченной плазмы.

The tree-level two-point amplitudes for the transitions $jj \rightarrow j'f'$ in a constant uniform magnetic field of an arbitrary strength and in charged fermion plasma for the interaction vertices of the scalar, pseudoscalar, vector, and axial-vector types have been calculated. The results are applied to the analysis of the neutrino photoproduction process, $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$, taking into account possible resonance on the virtual electron in conditions of dense strongly magnetized plasma.

PACS: 12.20.Ds; 14.60.Cd; 97.10.Ld; 94.30.-d

В настоящее время довольно большой интерес представляют астрофизические объекты с масштабами индукции магнитного поля порядка его критического значения $B_e = m_e^2/e \simeq 4,41 \cdot 10^{13}$ Гс (в работе используется естественная система единиц, где $c = \hbar = k_B = 1$, m_e — масса электрона, m_f — масса фермиона, e_f — заряд фермиона). Этот класс объектов включает в себя радиопульсары и так называемые магнитары, которые являются нейтронными звездами, обладающими магнитными полями с индукцией от 10^{12} Гс (радиопульсары) до $4 \cdot 10^{14}$ Гс (магнитары) (см. работу [1] и ссылки в ней).

Известно, что сильное магнитное поле и/или плазма существенно влияют на квантовые процессы (см. [2]), так как активная среда может катализировать процессы, изменять их кинематику и индуцировать новые взаимодействия. Следовательно, влияние замагниченной плазмы на микрофизику

*E-mail: allen_caleb@rambler.ru

должно учитываться в моделях магнитосфер сильно замагниченных нейтронных звезд. В данной работе исследуются двухвершинные процессы $jf \rightarrow j'f'$ в постоянном однородном магнитном поле и в присутствии заряженной фермионной плазмы для различных комбинаций вершин скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов. Двухвершинные процессы такого типа с виртуальным фермионом, находящимся на произвольном уровне Ландау, могут иметь резонансный характер и, следовательно, представляют огромный интерес для астрофизических приложений [3].

Для анализа обобщенных амплитуд рассеяния $jf \rightarrow j'f'$ мы будем использовать эффективный лагранжиан взаимодействия токов j с фермионами в следующей форме:

$$\mathcal{L}(X) = \sum_k g_k [\bar{\Psi}_f(X) \Gamma_k \Psi_f(X)] j_k(X), \quad (1)$$

где индекс $k = S, P, V, A$ соответствует матрицам Γ_k , $\Gamma_S = 1$, $\Gamma_P = \gamma_5$, $\Gamma_V = \gamma_\alpha$, $\Gamma_A = \gamma_\alpha \gamma_5$; $j_k(x)$ — обобщенные токи ($j_S, j_P, j_{V\alpha}$ или $j_{A\alpha}$) или векторы поляризации фотонов; g_k — константы взаимодействия и $\Psi_f(X)$ — волновые функции фермионов, являющиеся собственными функциями ковариантного оператора $\hat{\mu}_z = m_f \Sigma_z - i\gamma_0 \gamma_5 [\mathbf{\Sigma} \times \hat{\mathbf{P}}]_z$ [4] с собственными значениями $s = \pm 1$. Здесь $\hat{\mathbf{P}} = -i\nabla - e_f \mathbf{A}$ — оператор динамического импульса. Выберем ось z вдоль направления магнитного поля и четырехмерный потенциал в калибровке Ландау: $A^\mu = (0, 0, xB, 0)$. Далее удобно ввести обозначение $\beta = |e_f|B$.

При $k = V$, $g_V = G_F C_V / \sqrt{2}$ и $k = A$, $g_A = -G_F C_A / \sqrt{2}$ получаем из (1) лагранжиан четырехфермионного слабого взаимодействия:

$$\mathcal{L}(X) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\Psi}_f(X) \gamma_\alpha (C_V + C_A \gamma_5) \Psi_f(X)] J_\alpha(X), \quad (2)$$

где $J_\alpha(X) = \bar{\nu}(X) \gamma_\alpha (1 - \gamma_5) \nu(X)$ — ток левых нейтрино; $C_V = \pm 1/2 + 2 \sin^2 \theta_W$, $C_A = \pm 1/2$ и θ_W — угол Вайнберга. Верхний знак соответствует случаю, когда аромат нейтрино совпадает с ароматом фермиона ($\nu = \nu_f$), нижний — случаю разных ароматов нейтрино и фермиона ($\nu \neq \nu_f$).

В древесном приближении S -матричный элемент процесса рассеяния $jf \rightarrow j'f'$ может быть представлен в виде

$$S_{k'k}^{s's} = \frac{i(2\pi)^3 \delta^{(3)}(P - p' - q')}{\sqrt{2q_0 V 2q'_0 V 2E_\ell L_y L_z 2E_{\ell'} L_y L_z}} \mathcal{M}_{k'k}^{s's}. \quad (3)$$

Здесь $p^\mu = (E_\ell, \mathbf{p})$ и $p'^\mu = (E_{\ell'}, \mathbf{p}')$ — четырехмерные векторы энергии-импульса начального и конечного фермиона, находящихся на уровнях Ландау ℓ и ℓ' соответственно, k и k' обозначают типы вершин в начальном и конечном

состояниях соответственно, s и s' — начальное и конечное поляризационные состояния фермиона, $P_\alpha = (p + q)_\alpha = p''_\alpha$, $\alpha = 0, 2, 3$.

Полный набор амплитуд $\mathcal{M}_{k'k}^{s's}$ в отсутствие резонанса для вершин взаимодействия скалярного, псевдоскалярного, векторного и аксиально-векторного типов без учета резонанса приведен в работе [5].

С другой стороны, при выполнении условия $\ell, \ell' > n$ возможна ситуация, когда знаменатель пропагатора электрона обращается в ноль, что приводит к необходимости учета радиационных поправок к массе электрона. В случае узкого резонансного пика квадраты амплитуд $\mathcal{M}_{k'k}^{s's}$ можно представить в следующем приближенном виде:

$$|\mathcal{M}_{k'k}^{s's}|^2 \simeq \sum_{s''=\pm 1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\pi}{E_n'' \Gamma_n^{s''}} \delta(E''^2 - p_z''^2 - m_f^2 - 2\beta n) |\mathcal{M}_{k \rightarrow f_n''}^{s''s}|^2 |\mathcal{M}_{f_n'' \rightarrow k'}^{s's''}|^2, \quad (4)$$

где $\Gamma_n^{s''}$ — полная ширина изменения состояния фермиона (см. [5]); $\mathcal{M}_{k \rightarrow f_n''}^{s''s}$ и $\mathcal{M}_{f_n'' \rightarrow k'}^{s's''}$ — амплитуды рождения и уничтожения реального фермиона в поляризационном состоянии s'' на уровне Ландау n соответственно.

В качестве приложения полученных результатов рассмотрим задачу о количестве энергии, уносимой нейтринной парой из единицы объема плотной замагниченной плазмы за единицу времени (так называемая нейтринная светимость), обусловленной процессом фоторождения нейтрино на электроны, $\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}$. Светимость может быть представлена в виде [6]

$$Q_{\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}} = \frac{1}{L_x} \sum_{\ell, \ell'=0}^{\infty} \int \frac{d^3k f(q_0)}{(2\pi)^3 2q_0} \frac{d^2p f(E_\ell)}{(2\pi)^2 2E_\ell} \frac{d^2p'}{(2\pi)^2 2E_{\ell'}} [1 - f(E_{\ell'})] \times \\ \times \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \frac{d^3p_2}{(2\pi)^3 2E_2} q'_0 (2\pi)^3 |\mathcal{M}_{\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}}|^2 \delta^{(3)}(P - p' - q'), \quad (5)$$

где $f(q_0) = [1 - e^{q_0/T}]^{-1}$ — равновесная функция распределения начального фотона с 4-вектором $q^\mu = (q_0, \mathbf{k})$; $f(E_\ell)$ и $f(E_{\ell'})$ — равновесные функции распределения начального и конечного электронов соответственно, $f(E_\ell) = [1 + e^{(E_\ell - \mu)/T}]^{-1}$; $q'_0 = E_1 + E_2$ — энергия нейтринной пары, $E_{1,2} = |\mathbf{p}_{1,2}|$; $d^2p = dp_y dp_z$; $V = L_x L_y L_z$ — объем плазмы.

После несложного интегрирования в (5) с учетом факторизации амплитуды (4) получим для нейтринной светимости за счет процесса $e_n \rightarrow e_{\ell'}\nu\bar{\nu}$ [7] следующий результат:

$$Q_{\gamma e \rightarrow e\nu\bar{\nu}} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{\ell'=0}^{n-1} Q_{e_n \rightarrow e_{\ell'}\nu\bar{\nu}}. \quad (6)$$

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 14-02-00233-а). Работа Д. Румянцева также выполнена при поддержке проекта № 984 в рамках базовой части государственного задания на НИР ЯрГУ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Olausen S. A., Kaspi V. M.* The McGill Magnetar Catalog // *Astrophys. J. Suppl.* 2014. V. 212. P. 6.
2. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* Electroweak Processes in External Active Media. Berlin; Heidelberg: Springer-Verlag, 2013.
3. *Lyutikov M., Gavriil F. P.* Resonant Cyclotron Scattering and Comptonization in Neutron Star Magnetospheres // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 2006. V. 368. P. 690.
4. *Sokolov A. A., Ternov I. M.* Synchrotron Radiation. Oxford: Pergamon, 1968.
5. *Kuznetsov A. V., Romyantsev D. A., Shlenev D. M.* Generalized Two-Point Tree-Level Amplitude $jj \rightarrow j'j'$ in a Magnetized Medium // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2015. V. 30. P. 1550049.
6. *Михеев Н. В., Румянцев Д. А., Чистяков М. В.* Фоторождение нейтрино на электроне в плотной замагниченной среде // *ЖЭТФ.* 2014. Т. 146. С. 289.
7. *Yakovlev D. G. et al.* Neutrino Emission from Neutron Stars // *Phys. Rep.* 2001. V. 354. P. 1.