

Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 173 – 175

5 февраля 1971 г.

РАСЩЕПЛЕНИЕ ФОТОНА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖЕСТКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ

• Д.В.Гальцов, В.В.Скобелев

Исходя из соображений $СР$ -инвариантности и закона сохранения энергии – импульса с учетом поляризации вакуума, Адлер и др. [1] показали, что процесс $\gamma \rightarrow 2\gamma$ в магнитном поле, по величине близком к $B_0 = 4,41 \cdot 10^{13}$ эс, должен приводить к поляризации жесткого γ -излучения ($\omega \sim m$, m – масса электрона). Эффект может реализоваться в условиях нейтронных звезд, если верно предположение о существовании в них сверхсильных магнитных полей [2 – 4].

Для оценки вероятности расщепления ζ фотона в [1] был рассчитан вклад от диаграммы шестого порядка, включающей трехкратное взаимодействие с однородным внешним магнитным полем. По мнению авторов [1], вклад диаграммы более низкого четвертого порядка должен быть равен нулю. Такой вывод основывался на утверждении, что, для обеспечения градиентной инвариантности, матричный элемент должен быть построен только из тензоров $F_{\mu\nu}^{(i)}$ ($i = 1, 2, 3$) трех участвующих в процессе ζ фотонов, тензора $F_{\mu\nu}$ постоянного и однородного внешнего поля и волновых векторов ζ фотонов (в четвертом порядке эта конструкция оказывается тождественно равной нулю).

Мы хотим подчеркнуть, что благодаря специфической кинематике процесса $\gamma \rightarrow 2\gamma$ импульсы всех трех ζ фотонов параллельны – градиентная инвариантность ζ фактически налагает более слабые ограничения на возможный вид матричного элемента, и, следовательно, приведенные в [1] доводы несостоятельны. Основной вклад в вероятность рассматриваемого процесса дает именно диаграмма четвертого порядка, поэтому сделанные в работе [1] количественные оценки занижены на много порядков.

Нами был проделан расчет диаграммы четвертого порядка и было получено следующее выражение для матричного элемента ¹⁾.

$$M = \frac{7}{6\sqrt{\pi}} \frac{e^4}{m^2} k^\mu F_{\mu\nu} (e^\nu (e_1 e_2)^* - \lambda e_1^{*\nu} (e e_2^*) - (1 - \lambda) e_2^{*\nu} (e e_1^*)). \quad (1)$$

Здесь k^μ – импульс первичного ζ фотона, λk^μ и $(1 - \lambda) k^\mu$ ($0 < \lambda < 1$) – импульсы рождающихся ζ фотонов; e^ν , e_1^ν , e_2^ν соответствующие вектора поляризации. Учитывая равенство $(e k) = (e_1 k) = (e_2 k) = 0$ и антисимметрию тензора $F_{\mu\nu}$ нетрудно убедиться в том, что матричный элемент (1) является градиентно-инвариантным.

В случае однородного магнитного поля вероятность процесса равна

$$dw = w_0 [(eN)(e_1 e_2)^* - \lambda(e_1^* N)(e e_2^*) - (1 - \lambda)(e_2^* N)(e e_1^*)]^2 d\lambda \quad (2)$$

$$w_0 = (\alpha^3 / \pi^2) (49/1152) (B \sin \theta / B_0)^2 (\omega/m) m$$

$\sin \theta \omega B N = [kE]$; θ – угол между k и E ; ω , k – частота и волновой вектор первичного ζ фотона.

¹⁾ Процесс $\gamma \rightarrow 2\gamma$ в четвертом порядке рассматривался ранее Скобовым [5]. Полученный им результат не является градиентно-инвариантным из-за ошибки, допущенной при расчете. Градиентно-инвариантное выражение было получено Санниковым [6], изучавшим обратную реакцию, однако численный коэффициент в [6] неверен. Отметим, что формула (1) является первым исчезающим приближением по B/B_0 при $\omega < 2m$.

Рассмотрим реакции с участием фотонов, линейно-поляризованных параллельно (\parallel) и перпендикулярно (\perp) вектору N . Из (2) следует, что реакции $\parallel \rightarrow \parallel + \parallel$, $\parallel \rightarrow \parallel + \perp$, $\perp \rightarrow \perp + \perp$ и $\perp \rightarrow \parallel + \parallel$ запрещены в рассматриваемом низшем порядке по V/B_0 . Если учесть далее эффекты поляризации вакуума, именно явление двойного лучепреломления в магнитном поле [7,8], то, оказывается запрещенной также реакция $\perp \rightarrow \perp + \parallel$. Действительно эффективный показатель преломления для "поперечной" поляризации несколько больше чем для "продольной" (при $(\omega/m)(V/B_0) \ll \ll 1$), поэтому распад $\perp \rightarrow \perp + \parallel$ запрещен сохранением энергии-импульса. Таким образом единственной разрешенной реакцией является распад "параллельного" фотона на два "перпендикулярных": $\parallel \rightarrow \perp + \perp$, что должно приводить к поляризации первоначального неполяризованного пучка фотонов в плоскости, проходящей через направление магнитного поля и линию наблюдения. Этот вывод полностью согласуется с выводом работы [1].

Интегрируя (2) по λ найдем величину обратной длины пробега "параллельных" фотонов:

$$\lambda^{-1} \simeq 0,4 \cdot 10^2 (B \sin \theta / B_0)^2 (\omega/m) \text{ (см)}. \quad (3)$$

Для оценки величины эффекта в предполагаемых условиях нейтронных звезд положим $B \sim 0,1 B_0$ и будем считать $\sin \theta \sim 1$. Тогда для γ -лучей в области $\omega \sim 0,1 m$ (50 кэв) длина пробега "параллельных" фотонов порядка 25 см. Заметим, что согласно результатам Адлера и др. [1], при тех же значениях параметров длина пробега в 10^{11} раз больше.

Таким образом наши результаты показывают, что весьма вероятной является поляризация не только гамма, но и рентгеновского (в области начиная от нескольких килоэлектронвольт) излучения пульсаров.

Поступила в редакцию
21 декабря 1970 г.

Литература

- [1] S.L.Adler, J.N.Bahcall, C.G.Callan, M.N.Rosenbluth. Phys.Rev., 25, 1061, 1970.
- [2] В.Л.Гинзбург, В.В.Железняков, В.В.Зайцев. УФН, 98, 201, 1969.
- [3] A.Hewish. Annual Review of Astronomy and Astrophys., 8, 265, 1970.
- [4] V.Canuto, H.Y.Chiu, C.Chiuderi. Nature, 225, 47, 1970.
- [5] В.Г.Скобов. ЖЭТФ, 35, 1315, 1958.
- [6] С.С.Санников. ЖЭТФ, 52, 1303, 1967.
- [7] R.Baier, P.Breitenlohner. Acta Phys. Austriaca, 25, 212, 1967; Nuovo Cim., 47B, 117, 1967.
- [8] Н.Б.Нарожный. ЖЭТФ. 55. 714, 1968.