ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 539.124.17;539.123.17

# ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПРОЦЕССЕ ТОРМОЗНОГО РОЖДЕНИЯ МАССИВНЫХ МЕЗОНОВ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

**И. М. Тернов, В. Н. Родионов, В. Г. Жулего, А. И. Студеникин**

*(кафедра квантовой теории)*

Известно, что в модели объединенного электромагнитного и слабого взаимодействий Вайнберга — Салама переносчиком слабого взаимодействия являются наряду с заряженными векторными мезонами с массой $m_W \geqslant 37{,}3$ ГэВ также и нейтральные мезоны с массой $m_Z \geqslant 74{,}5$ ГэВ. Несмотря на то что ожидаемые значения масс этих мезонов достаточно велики, при движении ультрарелятивистских частиц в сильном электромагнитном поле может происходить процесс их испускания, аналогичный процессу тормозного рождения фотонов заряженной частицей (синхротронное излучение — СИ). В связи с этим важно оценить условия экспериментального наблюдения таких процессов. Вероятность тормозного рождения массивного векторного мезона в магнитном поле при условии, что масса $m$ излучающей частицы (электрона) меньше массы $M$ мезона ($\rho$-мезона), получена в работе [1]. Этот результат в принципе может служить для оценки соответствующих вероятностей рождения $Z$-мезона (при замене констант взаимодействия). Однако существенной особенностью процесса излучения $Z$-мезона является наличие в вершине взаимодействия аксиальной части; в зависимости от относительного вклада этой части вероятность может принимать, вообще говоря, различные значения. Оказывается, что особенно заметно влияние аксиальной части на поляризационные эффекты (зависимость полной вероятности от ориентации спина начальной частицы и угловые распределения частиц).

Лагранжиан взаимодействия слабого нейтрального (для определенности — электронного) тока с $Z$-мезонами имеет вид:

$$\mathscr{L} = \frac{g}{2\sin 2\theta_W}\{(4\sin^2\theta - 1)\bar\psi_e\gamma_\mu\psi_e - \bar\psi_e\gamma_\mu\gamma_5\psi_e\} Z^\mu =$$

$$= G\{\bar\psi_e\gamma_\mu(1+\alpha\gamma_5)\psi_e\} Z^\mu, \tag{1}$$

где $\theta_W$ — угол Вайнберга, $\sin\theta_W = g'/(g^2+g'^2)^{1/2}$,

$$\alpha = (g^2+g'^2)/(g^2-3g'^2),\quad G = (g^2-3g'^2)/2(g^2+g'^2)^{1/2}.$$

Функции $\bar\psi_e$, $\psi_e$ определяют состояние электрона в магнитном поле, характеризуемое значением квантового числа $n=0, 1, \ldots$ (уровни Ландау) и компонентой импульса вдоль оси $z(p_3)$.

Матричный элемент перехода электрона из состояния $n$ в состояние $n'$ с излучением массивного векторного мезона можно представить в виде

$$M = G(j_\mu e^\mu),$$

где $e^\mu$ — вектор поляризации $Z$-мезона, а ток $j_\mu$ состоит из векторной и аксиально-векторной частей

$$j_\mu = j_\mu^V + j_\mu^A \equiv \int \bar\psi_e\gamma_\mu(1+\alpha\gamma_5)\psi_e Z^\mu d^4x. \tag{2}$$

Волновую функцию мезона возьмем в виде плоской волны Де Бройля.

Суммирование по трем состояниям поляризации векторного мезона квадрата матричного элемента проводится по следующей формуле:

$$\sum_{\lambda=1,2,3} e_\mu^\lambda e_\nu^\lambda = -g_{\mu\nu} + \frac{k'_\mu k'_\nu}{M^2}, \tag{3}$$

где $k_\mu'$ — 4-импульс мезона. Заметим здесь, что в противоположность сохраняющейся векторной части тока $j_\mu (j_\mu{}^\nu k'^\mu = 0)$ аксиально-векторная часть не сохраняется, в связи с чем в вероятность войдут члены типа $(j_\mu{}^A k'^\mu)^2$. Легко, однако, показать, что дивергенция аксиального тока пропорциональна амплитуде вероятности излучения псевдоскалярного мезона (с массой $Z$-мезона), поскольку $k'^\mu j_\mu^A = 2im \int \overline{\psi}_e \gamma_5 \psi_e d^4x$.

Вероятность процесса рождения мезона в магнитном поле определяется выражением

$$W = \frac{G^2}{8\pi^2} \int \frac{d^3k'}{k_0'} |M|^2 \delta (p_0 - p_0' - k_0'). \tag{4}$$

Вычисление всех интегралов в (2) и (4) проводится в полной аналогии со случаем СИ (см. [2]); в результате можно получить дифференциально-угловое распределение вероятности рождения векторного мезона в магнитном поле произвольной напряженности. Эта вероятность будет выражаться через квадратичные комбинации функций Лагерра $I_{nn'}(x)$. Рассмотрим, однако, энергетические ограничения на процесс: из закона сохранения энергии и проекции импульса электрона на направление поля можно получить для энергии мезона в системе отсчета, в которой начальный электрон не имеет движения вдоль $z$ $(p_3=0)$:

$$k_0' = \frac{p_0}{\sin^2\theta} \left\{1 - \left[1 - \frac{M^2 \cos^2\theta + 2\gamma (n - n')}{p_0^2} \sin^2\theta\right]^{1/2}\right\},$$

где $\theta$ — угол между направлением импульса мезона и направлением внешнего поля, $\gamma = e_0 H$, $p_0$ — энергия электрона. Условие существования распада $e \to e' + Z$ имеет вид: $p_0 > M$, в действительности же это условие должно быть еще более жестким $(p_0 \gg M)$, так как только в этом случае вероятности процесса могут стать заметными. Отсюда получим ограничение на разность $n - n' = \nu_0 = p_0 M H_0 / m^2 H \gg 1$; если считать также, что конечный электрон остается релятивистским, то функции Лагерра могут быть аппроксимированы в этой области функциями Эйри (подробно см. в [1, 2]). В результате для вероятности рождения $Z$-мезона, усредненной по спиновым состояниям конечного электрона, получим

$$W = \frac{G^2 m^2}{2\pi^2 p_0} (1 + \alpha^2) \int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left(\frac{u}{2\chi}\right)^{1/3} \times$$
$$\times \left\{-f_1(\alpha) \Phi^2(t) + \left(\frac{2\chi}{u}\right)^{2/3} \left[1 + \frac{u^2}{2(1+u)} f_2(\alpha)\right] \times\right.$$
$$\times [t\Phi^2(t) + \Phi'^2(t)] + \frac{su}{1+u} \Phi(t) \Phi'(t) \left(\frac{2\chi}{u}\right)^{1/3} f_3(\alpha, u) -$$
$$\left. - \frac{2u(2+u)}{1+u} \tau \Phi(t) \Phi'(t) \left(\frac{2\chi}{u}\right)^{1/3} f_4(\alpha)\right\}, \tag{5}$$

где мы ввели следующие обозначения:

$$\lambda = p_0 - p_3,\ u = (\lambda - \lambda')/\lambda',\ \tau = \lambda\cos\theta,\ f_1(\alpha) = \Delta^2/2 + (1-2\alpha^2)/(1+\alpha^2),$$

$$f_2(\alpha) = 1 + 2\alpha^2/\Delta^2(1+\alpha^2),\ f_3(\alpha, u) = [u - \alpha^2(4 + 3u + 2u^2/\Delta^2)]/(1+\alpha^2),\ f_4(\alpha) = \alpha/(1+\alpha^2).$$

$\Phi(t)$, $\Phi'(t)$ — функция Эйри и ее производная от аргумента

$$t = \left(\frac{u}{2\chi}\right)^{2/3}\left(1 + \tau^2 + \Delta^2\frac{1+u}{u^2}\right).$$

Параметр скрещенного поля $\chi = H(p_0 - p_3)/mH_0$ определяется напряженностью магнитного поля и энергией частицы. Параметр $\Delta = M/m$ в (5) произволен и может быть как меньше единицы, так и больше. Величина $s = \pm 1$ характеризует направление спина начального электрона по $(+1)$ и против $(-1)$ магнитного поля. В случае $\alpha = 0$ и $\Delta \to 0$ из (5) получим известное выражение для спектрально-углового распределения вероятности СИ.

Линейный по $\tau$ (и $\alpha$) член в (5) при интегрировании по $\tau$ пропадает и не дает вклада в полную вероятность процесса, однако этот член изменяет угловые распределения конечных частиц. Интегрируя (5) по известным формулам (см. [2]), получим спектральное распределение вероятности тормозного рождения массивного мезона:

$$W = \frac{G^2m^2}{8\pi\sqrt{\pi}\,p_0}(1+\alpha^2)\int_0^\infty \frac{du}{(1+u)^2}\left\{-f_1(\alpha)F(x) - \left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}\times\right.$$

$$\left.\times\left[2 + \frac{u^2}{1+u}f_2(\alpha)\right]\Phi'(x) - \frac{su}{1+u}\Phi(x)\left(\frac{\chi}{u}\right)^{2/3}f_3(\alpha, u)\right\}, \qquad (6)$$

где $x = (u/\chi)^{2/3}\left(1 + \Delta^2\frac{1+u}{u^2}\right)$, а $F(x)$ — интеграл от функции Эйри. Вероятность (6) при $\alpha = 0$, просуммированная по спину, впервые была получена в работе [3] (правда, в несколько другом виде). Способ интегрирования (6) определяется значением аргумента $x$ в точке своего минимума $u_0 = (\Delta^2 + \sqrt{\Delta^4 + 32\Delta^2})/4$. В рассматриваемом случае $\Delta \gg 1$ и $u_0 \approx \Delta^2/2$, аргумент в этой точке равен $x(u_0) \approx 3(\Delta^2/2\chi)^{2/3}$. Отсюда следует, что значение $\chi_1 \equiv \Delta^2$ является критическим, поскольку величина аргумента $x(u_0)$ при этом порядка единицы. Кроме того, дифференциальная вероятность содержит еще один масштаб $\chi_2 \equiv \Delta^3$, поскольку при $\chi \ll \Delta^3$ множитель при функциях Эйри имеет максимум в точке $u_1 = (4/3)^3(\Delta^3/\chi)^3 \ll u_0$; при $\chi \sim \Delta^3$ или $\chi \gg \Delta^3$ максимум этот пропадает, а множитель при функциях Эйри становится гладкой функцией. Таким образом, величины $\Delta^2$, $\Delta^3$ делят область изменения $\chi$ на три характерные области, в каждой из которых вероятность может быть проинтегрирована до конца.

Рассмотрим область $\chi \ll \Delta^2$, тогда $x(u_0) \gg 1$ и функции Эйри можно аппроксимировать экспонентами. Разлагая затем $x(u)$ вблизи точки $u_0$ и интегрируя вблизи этой точки (на самом деле интегрирование можно проводить в пределах $\pm\infty$ ввиду быстрого экспоненциального затухания подынтегрального выражения), получим вероятность в следующем виде:

$$W = \frac{G^2m^2}{4\pi p_0}\frac{2}{\sqrt{3}}\frac{\chi}{\Delta^2}\left\{1 + \frac{5 + 11\alpha^2}{\Delta^2(1+\alpha^2)} - \frac{\sqrt{3}(1-4\alpha^2)}{\Delta^2(1+\alpha^2)}s\right\}\exp\{-\sqrt{3}\,\Delta^2/\chi\}. \qquad (7)$$

Вероятность в этой области значений $\chi$ оказывается экспоненциально малой величиной. Зависимость полной вероятности от направления спина весьма слабая, однако знак спиновой поправки в (7) зависит от значения $\alpha$; критическим с этой точки зрения является значение $\alpha_0 = {}^1/_2$.

Формула (7) показывает, что эффективное образование $Z$-мезона следует ожидать при значениях $\chi \sim \Delta^2$, однако эта формула получена в предположении $\chi \ll \Delta^2$. Для оценки вероятности в этой точке можно найти сначала вероятность в области $\Delta^2 \ll \chi \ll \Delta^3$ и сшить ее с вероятностью (7) в точке $\chi = \Delta^2$. Аргумент функции Эйри можно приближенно положить равным $x \approx \left(\frac{u}{\chi}\right)^{2/3} \frac{\Delta^2}{u}$, тогда интегрирование (6) проводится по известным формулам для интегралов от функции Эйри (см. [2, 3]); в результате получим следующую оценку для вероятности:

$$W = \frac{G^2 m^2}{4\pi p_0}(1+\alpha^2)\frac{\chi^2}{\Delta^4}\left[1 + 6\frac{\chi^2}{\Delta^6} + \frac{5\alpha^2 - 1}{\Delta^2(1+\alpha^2)} - s\frac{3\chi}{\Delta^4}\,\frac{1-3\alpha^2}{1+\alpha^2}\right]. \quad (8)$$

Полная вероятность в этой области может быть не малой, поскольку величина $(\chi/\Delta^2) \gg 1$, зависимость от спина в (8) также слабая, однако и здесь знак поправки зависит от значения $\alpha$. При приближении $\chi$ к $\Delta^2$ и формула (7), и формула (8) дают совпадающий с точностью до нескольких процентов результат, следовательно, их можно использовать для оценки вероятности и в точке $\chi = \Delta^2$.

Рассмотрим область еще больших значений $\chi \gg \Delta^3$. В этом пределе можно положить $x \approx (u/\chi)^{2/3}$. Для оценки вероятности можно воспользоваться тем, что аргумент в этой области мал ($x \ll 1$), тогда значение функции Эйри можно взять в нуле, а оставшееся интегрирование дает такую оценку для вероятности:

$$W = \frac{G^2 m^2}{4\pi p_0}\,\frac{14\Gamma(2/3)}{27}(3\chi)^{2/3}(1+\alpha^2)\left\{1 + \frac{2\alpha^2}{7\Delta^2(1+\alpha^2)} - \right.$$
$$\left. - \frac{3f_1(\alpha)}{7(3\chi)^{2/2}\Gamma(2/3)} - \frac{\pi\sqrt{3}}{7\Gamma^2(2/3)}\,\frac{1-11\alpha^2}{1+\alpha^2}\,\frac{s}{(3\chi)^{1/3}}\right\}. \quad (9)$$

Таким образом, вероятность растет с ростом $\chi$ в этой области как $\chi^{2/3}$, спиновая часть вероятности растет как $\chi^{1/3}$ (что находится в полном согласии с аналогичным результатом для случая СИ [4], и вообще в этом пределе фазовый объем процессов излучения фотона и массивного мезона одинаков, вероятности будут отличаться только константами взаимодействия).

Полученные выше результаты показывают, что вероятность рождения массивного векторного мезона в магнитном поле становится заметной только при $\chi \sim \Delta^2$, откуда получим соотношение, связывающее оптимальные значения $p_0$ и $H$: $p_0 H \sim M^2 m/e_0$. Таким образом, оптимальные условия можно получить либо в случае большой напряженности поля, либо в случае большой энергии начального электрона. Заметим также, что при данных $p_0$ и $H$ с наибольшей вероятностью будут излучать наиболее легкие лептоны, причем излучаться будут мезоны с наименьшей массой. В области сверхвысоких энергий $p_0 \sim 10^{17}$—$10^{20}$ эВ (космические лучи) в магнитных полях порядка характерного электродинамического поля $H \sim 10^{13}$ Гс (которые могут быть в окрестности пульсаров, см. [5]) электроны могут излучить мезон (за счет механизмов СИ) с массой

$$M \ll \sqrt{\frac{mp_0H}{H_0}} \approx 10^{12} \text{ эВ}.$$

Сравнение этих значений с нижними границами масс промежуточных мезонов указывает на принципиальную возможность таких процессов. Современные оценки для угла Вайнберга дают приблизительно $\sin^2\theta_W \approx 0,23$ (см. [6]); это означает, что в (2) доминирующим вкладом будет аксиально-векторная часть, поскольку $|\alpha| \gg 1$. Тем самым фиксируется знак спиновой поправки (плюс при $s=1$). В целом же при $\Delta \gg 1$ спиновые поправки, как мы видим, малы, хотя и довольно критичны к величине $\alpha = (1-4\sin^2\theta_W)^{-1} \approx 12,5$.

В заключение можно отметить, что вероятность (6) фактически представляет собой вероятность рождения мезона в скрещенном поле, которая может быть вычислена также на основе точных решений уравнения Дирака в скрещенном поле.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Жуковский В. Ч. Ядерная физика, 1978, **49**, с. 763. [2] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [3] Гальцов Д. В., Никитина Н. С. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1974, **15**, № 4, с. 375. [4] Синхротронное излучение / Под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М.: Наука, 1966. [5] Trümper J. et al. Astrophys. J., 1978, **219**, p. 105. [6] Окунь Л. Б. УФН, 1981, **134**, с. 3.

Поступила в редакцию
03.08.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 6

УДК 621.318.136

# МЕХАНИЗМЫ МАГНИТНЫХ ПОТЕРЬ В МЕЛКОЗЕРНИСТЫХ Ni—Zn-ФЕРРИТАХ

**В. Г. Ефремов, Е. В. Лебедева, М. А. Харинская**

*(кафедра радиофизики СВЧ)*

Механизм влияния размера зерна на порог параметрического возбуждения $h_{\text{пор}}$ и потери спиновых волн исследуются давно. Предложена полукачественная модель [1], согласно которой в мелкозернистых поликристаллах время жизни спиновых волн ограничивается размерами зерна

$$\tau = l/v_{\text{гр}},$$

где $l$ — размер зерна, $v_{\text{гр}}$ — групповая скорость спиновой волны.

Имеется большое количество экспериментальных работ, проведенных с целью проверки предложенной модели. Качественно результаты подтверждают основные выводы теории:

1) при уменьшении размера зерна до 1 мкм величина $h_{\text{пор}}$ возрастает для всех спиновых волн, при этом минимум кривой $h_{\text{пор}}=f(H)$ ($H$ — постоянное магнитное поле) смещается в сторону более коротких спиновых волн [1, 2];

2) при дальнейшем уменьшении размера зерен кривая зависимости $h_{\text{пор}}=f(H)$ деформируется так, что наинизший порог оказывается у наиболее коротких спиновых волн [2];