

П И С Ь М А
В ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ОСНОВАН В 1965 ГОДУ
 ВЫХОДИТ 24 РАЗА В ГОД

ТОМ 63, ВЫПУСК 5
 10 МАРТА, 1996

Письма в ЖЭТФ, том 63, вып.5, стр.305 - 308

© 1996г. 10 марта

РОЖДЕНИЕ ПАР ФОТИНО В МАГНИТНОМ ПОЛЕ И
АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ СЛЕПТОНОВ

А.В.Курилин, А.И.Тернов

*Московский физико-технический институт
 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*Московский государственный открытый педагогический институт
 109004 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 12 января 1996 г.

Рассмотрен процесс рождения пары фотино заряженным лептоном во внешнем электромагнитном поле $l \rightarrow l\gamma$. Анализ роли этого процесса в теории звездной эволюции позволил получить новые ограничения на массы слептонов.

PACS 14.80.Ly

В настоящее время почти все зарегистрированные явления в физике элементарных частиц адекватно описываются стандартной моделью электрослабых взаимодействий. Однако, с теоретической точки зрения, стандартная модель является не совсем удовлетворительной из-за присутствия в ней скалярных хиггсовских полей, с которыми связано немало трудностей. Наиболее известной из них является "проблема иерархий" [1]. Это обстоятельство заставляет теоретиков искать всевозможные обобщения стандартной модели, в которых можно было бы обойти вышеупомянутые трудности, не войдя при этом в противоречие с известными экспериментальными фактами. Одним из наиболее популярных кандидатов на роль новой обобщающей теории является так называемая минимальная стандартная суперсимметричная модель (МССМ) [2], базирующаяся на идее о существовании бозон-фермионной симметрии на масштабе энергий порядка 1 ТэВ. Согласно этой теории, все известные к настоящему моменту элементарные частицы должны иметь своих "двойников" – суперпартнеров, отличающихся по спину на 1/2.

Попытки экспериментального обнаружения суперчастиц не принесли пока какого-либо конкретного ответа на вопрос об их существовании. Поэтому было бы весьма интересно найти новые нетрадиционные подходы к данной

проблеме, основанные на анализе возможностей наблюдения некоторых проявлений "новой физики" в необычных условиях сильных электромагнитных полей. Этим проблемам был посвящен ряд работ (см., например, [3]).

В данной статье мы изучаем процесс рождения пары фотино заряженным лептоном во внешнем электромагнитном поле: $l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$. Эта реакция представляет интерес как один из возможных каналов потерь энергии некоторыми астрофизическими объектами.

Сравнение вероятности рассматриваемого процесса с вероятностью излучения лептоном нейтринной пары [4] позволяет получить ограничения на массы промежуточных слептонов. Заметим, что оба эти процесса являются запрещенными законами сохранения и не могут идти в отсутствие внешнего поля.

Матричный элемент изучаемого нами процесса ($l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$) в рамках МССМ описывается диаграммами, представленными на рис.1. В настоящее время установлен нижний предел на массы слептонов порядка $m_Z/2 \cong 45$ Гэв [5]. Поэтому в контактном приближении из лагранжиана МССМ получаем следующее выражение для эффективного электрон-фотинного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{eff} = & \frac{e^2}{2M_R^2} (\bar{l}(x)(1 + \gamma^5)\lambda(x))(\bar{\lambda}(x)(1 - \gamma^5)l(x)) + \\ & + \frac{e^2}{2M_L^2} (\bar{l}(x)(1 - \gamma^5)\lambda(x))(\bar{\lambda}(x)(1 - \gamma^5)l(x), \end{aligned} \quad (1)$$

где $l(x)$ и $\lambda(x)$ – волновые функции соответственно заряженного лептона и фотино, M_L и M_R – массы левого и правого слептонов, $\gamma^5 = -i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3$.

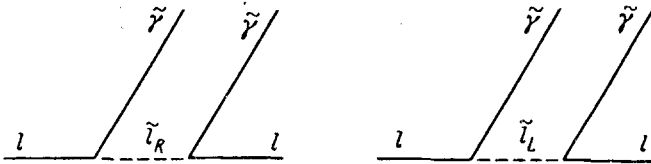


Рис.1. Диаграммы, описывающие процесс рождения фотинных пар в электромагнитном поле

Влияние внешнего поля в (1) учитывается путем выбора в качестве волновых функций начального и конечного лептонов точных решений уравнения Дирака в электромагнитном поле (см. [6]). В этой работе мы ограничимся рассмотрением случая скрещенного поля ($|\mathbf{H}| = |\mathbf{E}|$; $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$). Как известно [7], изучение квантовых эффектов в скрещенном поле имеет важное значение, потому что формулы, определяющие вероятности процессов в скрещенном поле, применимы также и для описания аналогичных явлений в произвольном постоянном электромагнитном поле при условии квазиклассического приближения.

Вероятность процесса $l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ во внешнем поле получается интегрированием квадрата модуля матричного элемента по фазовому объему конечных состояний частиц. Суммируя по спиновым состояниям фотино и лептона, находим

$$\begin{aligned} w(l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) = & \frac{\alpha^2 m_l^2}{36\pi^2 p_0} \left(\frac{m_l}{M_R}\right)^2 \left(\frac{m_l}{M_L}\right)^2 \chi^2 \int_0^1 dv \frac{v^2}{1-v} \{8\beta(3-3v+v^2)\Phi_1(z) + \\ & + [9(1-v) + \beta(3-3v+2v^2)][z^3\Phi_1(z) + z^2\Phi'(z)] + \\ & + [21(1-v) + \beta(15-15v+2v^2)]z\Phi(z)\}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$z = \chi^{-2/3} \left(\frac{v}{1-v} \right)^{2/3}, \quad \beta = \frac{1}{2} \left[\left(\frac{M_L}{M_R} \right)^2 + \left(\frac{M_R}{M_L} \right)^2 \right], \quad \chi = em_i^{-3} \sqrt{-(F_{\mu\nu} p^\nu)^2},$$

$\alpha = e^2/4\pi$ – постоянная тонкой структуры, m_l и p_0 – масса и энергия начального лептона. Выражение (2) получено в предположении, что фотино является наиболее легкой стабильной суперчастицей [5], массой которой можно пренебречь по сравнению с массами лептона и слептонов ($m_{\tilde{\gamma}} \ll m_l$, $m_{\tilde{\gamma}} \ll M_R, M_L$). Функции Эйри $\Phi(z)$, $\Phi'(z)$, $\Phi_1(z)$, появление которых является характерным для процессов в скрещенных полях, определяются формулами

$$\Phi(z) = \int_0^\infty dt \cos(zt + \frac{t^3}{3}), \quad \Phi'(z) = \frac{d\Phi(z)}{dz}, \quad \Phi_1(z) = \int_z^\infty \Phi(x) dx.$$

Рассмотрим асимптотический вид вероятности процесса $l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ при различных предельных значениях динамического параметра χ .

Если $\chi \ll 1$, то из (2) получаем

$$w(l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) = \frac{119\alpha^2}{72\pi\sqrt{3}} \left(\frac{m_l^2}{p_0} \right) \left(\frac{m_l}{M_L} \right)^2 \left(\frac{m_l}{M_R} \right)^2 \chi^5 \left\{ \frac{27}{17} + \left(\frac{M_L}{M_R} \right)^2 + \left(\frac{M_R}{M_L} \right)^2 \right\}. \quad (3)$$

Отметим, что вероятность данного процесса в относительно слабых внешних полях ($\chi \ll 1$) пропорциональна χ^5 в отличие от реакций $l \rightarrow l\tilde{\gamma}$, $e \rightarrow W\tilde{\nu}$ (см., например, [8]), вероятности которых в аналогичных условиях подавлены экспоненциальным фактором $\exp(-\text{const}/\chi)$. Следовательно, рассматриваемая нами реакция может играть более заметную роль в эволюции нейтронных звезд.

В приближении сильных полей и высоких энергий лептона ($\chi \gg 1$) из (2) можно получить

$$w(l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) = \frac{\alpha^2}{27\pi} \left(\frac{m_l^2}{p_0} \right) \left(\frac{m_l}{M_L} \right)^2 \left(\frac{m_l}{M_R} \right)^2 \left[\left(\frac{M_L}{M_R} \right)^2 + \left(\frac{M_R}{M_L} \right)^2 \right] \chi^2 \left(\ln \frac{\chi}{\sqrt{3}} - \gamma_E - \frac{5}{6} \right), \quad (4)$$

где $\gamma_E = 0.577$ – постоянная Эйлера. Подобная зависимость от параметра χ характерна для многих процессов с тремя частицами в конечном состоянии, например: $\nu \rightarrow \nu e^+ e^-$ [9], $\mu \rightarrow e\nu_e \bar{\nu}_\mu$ [7] и др.

Формулы (3), (4) имеют интересное астрофизическое приложение. В литературе неоднократно обсуждался вопрос о том, что процессы излучения легких нейтральных частиц могут иметь важное значение в теории звездной эволюции. Так, например, многими авторами отмечалось, что на заключительной стадии эволюции некоторых астрофизических объектов реакция тормозного испускания нейтринной пары в магнитном поле $l \rightarrow l\nu\bar{\nu}$ может являться одним из главных механизмов отвода энергии [10]. Это объясняется тем, что нейтральные частицы, которые рождаются в подобных реакциях, практически не взаимодействуют с веществом звезды и могут беспрепятственно уносить значительную долю энергии прямо из ее центра. Изучаемый нами процесс рождения пары фотино $l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$ имеет сходную кинематику и во многом аналогичен упомянутому выше нейтринному излучению. Следовательно, он также способен сыграть заметную роль в общей картине эволюции таких объектов, как нейтронные звезды и белые карлики. Однако, если придерживаться современной модели остывания нейтронной звезды, то вклад реакции $l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}$

должен быть практически ненаблюдаем. Этот факт позволяет наложить следующее ограничение на вероятность рождения суперсимметричных частиц:

$$w(l \rightarrow l\tilde{\gamma}\tilde{\gamma}) < w(l \rightarrow l\nu_l\bar{\nu}_l). \quad (5)$$

Используя известные выражения для вероятности реакции $l \rightarrow l\nu_l\bar{\nu}_l$ в интенсивном электромагнитном поле [4], мы находим условие, которому должны удовлетворять массы правого и левого слептонов:

$$M_R^{-4} + M_L^{-4} + (27/17)M_R^{-2}M_L^{-2} < (8M_W^4 \sin^4 \theta_W)^{-1}, \quad (6)$$

где M_W – масса W -бозона.

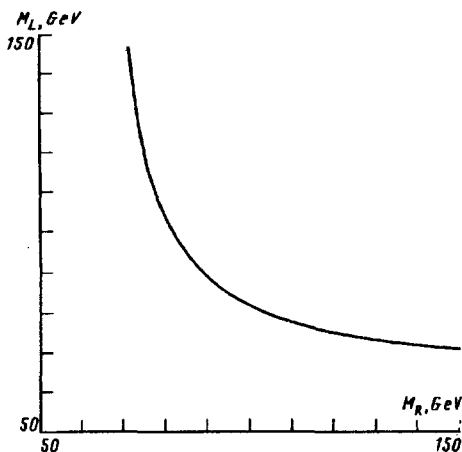


Рис.2. Граница области допустимых значений масс левого и правого слептонов

В плоскости параметров M_R , M_L неравенство (6) выделяет некоторую область допустимых значений масс слептонов, которая ограничена кривой, изображенной на рис.2. В частности, если слептоны \tilde{L} и \tilde{R} имеют одинаковые массы, равные $M_{\tilde{l}}$, то из (6) получаем следующую оценку:

$$M_{\tilde{l}} > 89.4 \text{ ГэВ.}$$

Если же один из суперпартнеров заряженного лептона намного тяжелее другого (например, $M_R \gg M_L$), то ограничение на массу наиболее легкого слептона будет более слабым:

$$M_L > 65.0 \text{ ГэВ.}$$

1. E.Gildener, Phys. Rev. D14, 1667 (1976); E.Gildener and S.Weinberg, Phys. Rev. D 13, 3333 (1976).
2. H.-P.Nilles, Phys. Rep. 110, 1 (1984); H.E.Haber and G.L.Kane, Phys. Rep. 117, 75 (1985).
3. П.А.Эминов, ЯФ 51, 542 (1990); В.Ч.Жуковский, П.А.Эминов, ЯФ 52, 1473 (1990); A.V.Kurilin, Phys. Lett. B 249, 455 (1990).
4. В.Н.Байер, В.М.Катков, ДАН СССР 171, 313 (1966); В.И.Ригус, ЖЭТФ 56, 986 (1969).
5. Particle Data Group, Phys. Lett. B239, 1 (1990).
6. В.Б.Берестецкий, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, Квантовая электродинамика, М.: Наука, 1989.
7. В.И.Ригус, Квантовая электродинамика явлений в интенсивном поле (Труды ФИАН СССР, т.111), М.: Наука, 1979, с.5.
8. А.В.Курилин, ЯФ 57, 1129 (1994); A.V.Kurilin, Int. Journ. of Mod. Phys. A 26, 4581 (1994).
9. A.V.Borisov, A.I.Ternov, and V.Ch. Zhukovsky, Phys. Lett. B318, 489 (1993).
10. J.D.Landstreet, Phys. Rev. 153, 1372 (1967); V.Canuto, H.Y.Chiu, C.K.Chou et. al., Phys. Rev. D 2, 281 (1970).