Дираковская частица в расширенной стандартной модели

Мурчикова Елена Михайловна
аспирант
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
E-mail: murchikova@yahoo.com

Лоренц-инвариантность физических законов многие десятилетия считалась одним из наиболее фундаментальных законов природы и практически не подвергалась сомнению, она была подтверждена в экспериментах с высочайшей точностью [1]. Однако в последние годы появился ряд указаний на нарушение лоренц-инвариантности, например, в такой фундаментальной теории как теория струн.

В настоящее время существует множество теорий, содержащих гипотезу нарушения лоренц-инвариантности, но наиболее полная и непротиворечивая из них – расширенная стандартная модель (SME) [2,3], которая к тому же включает в себя, как частные случаи, большинство других физически разумных теорий с упомянутым нарушением.

Уравнение Дирака, отвечающее лагранжиану SME в присутствии аксиально-векторного и тензорного конденсатов, имеет вид:

$$\left\{ i\hat{\partial} - \frac{i}{2}\mu_0 F^{\mu\nu}\sigma_{\mu\nu} - \frac{1}{2}\hat{f}(1+\gamma^5) - m \right\}\Psi = 0\,, \qquad (1)$$

где f^{μ}, $F^{\mu\nu}$, μ_0 – постоянные величины; $\hat{a} = a_{\mu}\gamma^{\mu}$.

Рассматриваемое уравнение, интересно еще и тем, что может быть интерпретировано как уравнение, описывающее поведение массивного нейтрального лептона (нейтрино) в плотной среде в присутствии сильного электромагнитного поля [4,5]. В этом случае μ_0 – аномальный магнитный момент частицы; $F^{\mu\nu}$ – тензор внешнего электромагнитного поля; f^{μ} представляет собой линейную комбинацию 4-векторов токов и поляризаций фермионов среды.

В случае, когда выполняются соотношения:

$$F^{\mu\nu} f_{\nu} = 0,\ \ F^{\mu\alpha} H_{\alpha\nu} = -\delta^{\mu}_{\nu}(EH) = 0, \qquad (2)$$

где $H^{\mu\nu} = -\frac{1}{2}e^{\mu\nu\alpha\rho}F_{\alpha\rho}$ – тензор, дуальный тензору $F^{\mu\nu}$ (тензору электромагнитного поля), решение уравнения (1) может быть найдено в виде [6]:

$$\Psi(x) = U(\tau(x))\Psi_0(x)\,,$$

где $\Psi_0(x) = e^{-iqx}(\hat{q}+m)(1-\gamma^5\hat{S}_0)\psi_0$ – решение уравнения Дирака для свободной частицы в стандартной модели; $U(\tau(x))$ – резольвента классического уравнения эволюции спина, ψ_0 – постоянный биспинор; q^{μ} – кинетический импульс частицы ($q^2 = m^2$).

Если вектор S_0^{μ} выбрать таким образом, что:

$$S_0^{\mu} = S_{tp}^{\mu} = \frac{q^{\mu}(\varphi q)/m - \varphi^{\mu} m}{\sqrt{(\varphi q)^2 - \varphi^2 m^2}}\,,$$

то нормированное выражение для волновой функции примет следующий вид:

$$\Psi(x) = \left(1 + \zeta\frac{(f\varphi)}{2\sqrt{(\varphi q)^2 - m^2\varphi^2}}\right)\sqrt{\left(1 + \zeta\frac{\mu_0(H\varphi) - 4\mu_0^2(I_1)}{\sqrt{(\varphi q)^2 - m^2\varphi^2}}\right)}\, e^{-i(Px)}(\hat{q}+m)\left(1 - \zeta\gamma^5\hat{S}_{tp}\right)\psi_0\,.$$

Здесь $\varphi^{\mu} = f^{\mu} + 2\mu_0 H^{\mu\nu}q_{\nu}/m$, $H^{\mu} = H^{\mu\nu}q_{\nu}$, $\zeta = \pm 1$ – знак проекции спина частицы на направление S_{tp}^{μ}; $I_1 = \frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}$ – первый инвариант тензора $F^{\mu\nu}$ (тензора электромагнитного поля). При этом канонический импульс частицы имеет вид:

$$P^{\mu} = q^{\mu}\left(1+\zeta\,\frac{(f\varphi)}{2\sqrt{(\varphi q)^2-\varphi^2 m_{\nu}^2}}\right)+\frac{f^{\mu}}{2}\left(1-\zeta\,\frac{\sqrt{(\varphi q)^2-\varphi^2 m_{\nu}^2}}{(\varphi q)}\right)-\zeta\varphi^{\mu}\,\frac{(f\varphi)m^2}{2(\varphi q)\sqrt{(\varphi q)^2-\varphi^2 m_{\nu}^2}}\,.$$

Полученная волновая функция является собственной функцией оператора соответствующего оператору проекции кинетического импульса и оператору поляризации частицы.

Из формы выражения для волновой функции легко заметить, что частицы находясь в конденсатах, удовлетворяющих условиям (2) ведут себя как свободные, т.е. движутся с постоянной скоростью и сохраняют знак поляризации.

Модифицированный присутствием конденсатов закон дисперсии частицы:

$$P^2 = m^2+(Pf)-\frac{f^2}{2}-2\mu_0^2 I_1-\zeta\sqrt{\left(1+8\mu_0^2\frac{I_1}{f^2}\right)\left((Pf)-\frac{f^2}{2}\right)^2-\frac{m^2}{f^2}\left(2\frac{\mu_0}{m}(f^{\mu}H_{\mu\nu}P^{\nu})+f^2\right)^2}$$

приводит к тому, что для частиц открываются новые каналы реакций. В частном случае, когда $F^{\mu\nu}=0$ и отлична от нуля только временная компонента вектора f^{μ}, было показано, что как электрон [7], так и нейтрино [8], могут спонтанно излучать фотоны. Также возможен процесс рождения пар фермионов фотонами с вакуумным законом дисперсии [7,9].

Выражаю глубокую благодарность моему научному руководителю д.ф.-м.н., в.н.с. Лобанову А.Е., а также проф. Жуковскому В.Ч. и проф. Борисову А.В.

Литература

1. K. Hagiwara et al., Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002).
2. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **55**, 6760 (1997).
3. D. Colladay, V.A. Kostelecky, Phys. Rev. D **58**, 116002 (1998).
4. P.B. Pal, T.N. Pham, Phys. Rev. D **40**, 259 (1989).
5. J.F. Nieves, Phys. Rev. D **40**, 866 (1989).
6. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **619**, 136 (2005).
7. V.Ch. Zukovsky, A.E. Lobanov, E.M. Murchikova, Phys. Rev. D **73**, 065016 (2006).
8. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **619**, 136 (2005).
9. A.E. Lobanov, Phys. Lett. B **637**, 274 (2006).