Министерство образования и науки Российской Федерации
НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЯДЕРНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
«МИФИ»
ФАКУЛЬТЕТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
КАФЕДРА ФИЗИКИ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

ТЫРИН КИРИЛЛ СЕРГЕЕВИЧ

«КОСМОЛОГИЧЕСКОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ РАЗНИЦЫ МАСС e+e-»

Реферат по космомикрофизике

Содержание

1 Введение

Я решил посвятить реферат пересказу заинтересовавшей меня статьи[1][2], которую я услышал в качестве доклада на конференции ICPPA-2015, идеально подходящую для курса по космомикрофизике. В ней было показано что разница масс между электроном и позитроном разрушает Лоренц а следовательно и CPT инвариантность. Так же в теории с разной массой для частицы и античастицы нарушается заряженный ток. Следствием этого может являться возникновение не нулевой массы у фотона. Используя такую «не правильную» квантовую теорию поля с CPT нарушением можно получить связь между разницей масс частицы-античастицы и фотона. Далее используя экспериментальные данные по ограничению на массу фотона, получается ограничение на разницу масс e+e-, на много порядков превосходящее самый точный эксперимет.

2 Комплексное скалярное поле с C+CPT нарушением

Наивный переход от локальной CPT инвариантной теории поля к теории с CPT нарушением был предложен Баренбоймом и соавторами [3]. Они предложили написать оператор свободного комплексного скалярного поля, полагая разные массы для частицы и античастицы:

$$\phi(x,t) = \sum_p \{ \frac{1}{\sqrt{2E}} e^{-i(Et-px)} a(p) + \frac{1}{\sqrt{2\tilde{E}}} e^{i(\tilde{E}t-px)} b^\dagger(p) \} \tag{1}$$

Здесь полагаются стандартными коммутационные соотношения бозе операторов рождения-поглощения и их действие на Фоковские вектора:

$$[a(p), a(p')] = [a^\dagger(p), a^\dagger(p')] = 0 \tag{2}$$

$$[a(p), a^\dagger(p')] = \delta(p - p') \tag{3}$$

$$a^\dagger(p)|0\rangle = |p\rangle \quad a(p)|p\rangle = |0\rangle \tag{4}$$

$$\langle 0|a(p) = \langle p| \quad \langle p|a^\dagger(p) = \langle 0| \tag{5}$$

В самом общем случае спектр для частицы $E(p,m)$ и античастицы $\tilde{E}(p,\tilde{m})$ не обязаны совпадать. Однако даже если для обоих положить $E = \sqrt{p^2+m^2}$ такое поле не является решением уравнения Клейна - Гордона и, как будет аргументировано далее, не может быть получено не из одного локального Лоренц инвариантного лагранжиана. В силу заложенной разной массой частицы и античастицы, C четность очевидно нарушена. Однако покажем что нарушается Лоренц инвариантность и CPT.

3 Нарушение микропричинности и не инвариантность пропагатора

Условие микропричинности является фундаментальным постулатом любой состоятельной квантовой теории поля. Оно выражается занулением коммутатора полей взятых в разных точках пространственно подобного интервала:

$$[\phi(x), \phi^\dagger(x')] = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{e^{-ip(x-x')} - e^{ip(x-x')}}{2E} = 0, \quad t = t', (x-x')^2 < 0 \tag{6}$$

и означает существование системы отсчета, в которой соблюдена причинность рождения и поглощения частицы/античастицы. Для предложенного поля коммутатор:

$$[\phi(x), \phi^\dagger(x')] = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{e^{-ip(x-x')} - e^{i\tilde{p}(x-x')}}{2\sqrt{E\tilde{E}}} \neq 0, \quad t = t', (x-x')^2 < 0 \tag{7}$$

может обращаться в ноль только если $m = \tilde{m}$. Рассмотрим пропагатор:

$$\varDelta_F(x-x') = \langle 0|T\phi(x)\phi^\dagger(x')|0\rangle = \eta(x^0-x'^0)\varDelta^+(x-x';m)+\eta(x'^0-x^0)\varDelta^-(x'-x;\tilde{m}) \tag{8}$$

Где

$$\varDelta^\pm(x-x') = \int \frac{d^3p}{(2\pi)^3} \frac{e^{\pm ip(x-x')}}{2E} \tag{9}$$

В импульсном представлении

$$\Delta_F = \frac{1}{2E(p)}\frac{1}{(p^0 - E(p))} - \frac{1}{2\widetilde{E}(p)}\frac{1}{(p^0 + \widetilde{E}(p))} \neq inv \tag{10}$$

представляет из себя инварантное выражение, только если $E(p) = \sqrt{p^2 + m^2}$ и $m = \tilde{m}$. Это наглядно демонстрирует классическую теорему о CPT сохранении, необходимыми условиями которой являются локальность и лоренц инвариантность. Более подробно о том почему C+CPT нарушение разрушает локальность и лоренц инвариантность изложено в [4]. Пример не локальной но Лоренц инвариантной теории с нарушением CPT но сохранением C изложен в [5]. До сих пор нет примера не локальной теории в которой бы нарушались и CPT и C (наш случай) но при этом она являлась Лоренц инвариантной и её существование стоит под вопросом.

4 Нарушение сохранения заряженного тока и масса фотона

В стандартной электродинамике оператор заряда имеет вид

$$Q = -e\sum_p \{a^\dagger(p)a(p) - b^\dagger(p)b(p)\} \tag{11}$$

Для нашего случая(1) это выражение начинает зависеть от времени

$$Q(t) = -e\sum_p \{a^\dagger(p)a(p) - b^\dagger(p)b(p)\} + Const\sum_p \frac{E - \tilde{E}}{2\sqrt{E\tilde{E}}}\{b(p)a(-p)e^{-i(E+\tilde{E})t} + h.c.\} \tag{12}$$

что приводит к нарушению заряженного тока. В КЭД фотон взаимодействует с заряженным током $\mathcal{L} = A_\mu j^\mu = -eA_\mu\overline{\psi}\gamma^\mu\psi$ и так как теперь $\partial_\mu j^\mu \neq 0$ ни что не запрещает фотону иметь не нулевую массу. В работе [1] предположили что в таком случае фотон может получить массу при взаимодействии с петлей частица-античастица разных масс(собственная энергия).

$$\Delta m_\gamma^2 = C\Delta m^2$$

Продемонстрировано это было вычислением поляризационного оператора в однопетлевом приближении. При этом, так как нету примера квантовой теории поля в которой масса частицы и античастицы были бы разными, константу C не возможно вычислить самосогласованным способом. По этому авторы положили для фермионного поля аналогично(1)

$$\psi(x,t) = \sum_{p,\lambda}\{\frac{u(\mathbf{p})}{2E}e^{-ipx}a(p) + \frac{u(\textbf{-p})}{2\tilde{E}}e^{i\tilde{p}x}b^{\dagger}(p)\} \tag{13}$$

но пользовались обычными правилами Фейнмана инвариантной диаграмной техники, перенормировка выполнялась методом размерной регуляризации:

$$\Pi_{\mu\nu}(q^2) = (-ie)^2\int\frac{d^Dp}{(2\pi)^D}Tr\gamma^{\mu}\frac{1}{\widehat{p}-m_1}\gamma^{\nu}\frac{1}{\widehat{p}-\widehat{q}-m_2} \tag{14}$$

Поляризационный оператор в этом случае разбивается на продольную и поперечную часть:

$$\Pi_{\mu\nu}(q^2) = (g_{\mu\nu} - \frac{p_{\mu}p_{\nu}}{p^2})\Pi_T(q^2) + g_{\mu\nu}\Pi_L(q^2) \tag{15}$$

Случаю массивного фотона отвечает $\Pi_{\mu\nu}(0)$, поперечная часть $\Pi_T(q^2) \sim q^2$ зануляется. Для $\Pi_L(q^2)$ после не тривиальных вычислений получается[1]:

$$\Pi_L(0) = m_{\gamma}^2 = \frac{\alpha}{2\pi}(m_2-m_1)^2(\ln\frac{4\Lambda^2}{(m_2+m_1)^2} - \frac{5}{3}) \tag{16}$$

Интересно использовать это выражение, выбрав разумное значение параметра обрезания, на пример $\Lambda = 10^{13} - 10^{16}$ GeV. Учитывая что самые сильные ограничения на длину волны фотона[6] дают $\lambda_{\gamma} > 10^{22}$ cm. , т.е. $m_{\gamma} < 10^{-27}$ eV, используя (16) получаем

$$\Delta m < 10^{-26}eV \tag{17}$$

в то время как самый точный эксперимент согласно PDG[7]:

$$|m_{e+} - m_{e-}| < 4 * 10^{-3} \quad eV \tag{18}$$

5 Заключение

Таким образом используя деформированную кэд с C и CPT нарушением можно установить связь между разницей масс частицы-античастица и наличием массы фотона, аргументировать что такое явление не возможно в любой самосогласованной локальной КТП и получить ограничение на разницу e+e-, на много порядков превышающее современный эксперимент.

6 Список литературы

Список литературы

1. A.D. Dolgov, V.A. Novikov «A cosmological bound on e+e mass difference» Physics Letters B Volume 732, 1 May 2014, Pages 244–246

2. http://indico.cfr.mephi.ru/event/2/session/31/contribution/24/material/slides/0.pdf

3. G. Barenboim, L. Borissov, J.D. Lykken, A.Y. Smirnov, JHEP 0210 (2002) 001;

4. O.W. Greenberg, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 231602.

5. M. Chaichian, A.D. Dolgov, V.A. Novikov, A. Tureanu Phys.Lett. B 699 (2011) 177

6. G. V. Chibisov, Sov. Phys. Usp. 119 (1976) 624 [Uspek. Fiz. Nauk 119 (1976) 551].

7. J. Beringer et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D bf 86 (2012) 010001