Письма в ЭЧАЯ. 2019. Т. 16, № 6(225). С. 454–466

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА. ТЕОРИЯ

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ СКАЛЯРНЫХ ЛЕПТОКВАРКОВ В ЧЕТЫРЕХЦВЕТОВОЙ МОДЕЛИ

А. В. Поваров [1]

Ярославское высшее военное училище ПВО, Ярославль, Россия

Показано, что в рамках четырехцветовой симметрии ограничения на массы скалярных лептокварков значительно меньше, чем на массы векторных лептокварков. Исследованы процессы с нарушением лептонного аромата $l_i \to l_j\gamma$, аномальный магнитный момент мюона и магнитный момент нейтрино. Показано, что при учете значений матрицы дополнительного фермионного смешивания K_2^L ограничения на массы скалярных лептокварков с электрическими зарядами 2/3 и –1/3 составляют порядка нескольких тераэлектронвольт.

It is shown that in the framework of four-color symmetry the restrictions on the masses of scalar leptoquarks are much smaller than those of vector leptoquarks. The processes with the lepton flavor violation $l_i \to l_j\gamma$, the anomalous magnetic moment of the muon and the magnetic moment of the neutrino are investigated. It is shown that the accounting values of the additional fermionic mixing matrix K_2^L restrictions on the masses of scalar leptoquarks with electric charges 2/3 and –1/3 constitute the order of several TeV.

PACS: 12.60.-i; 14.80.Sv

ВВЕДЕНИЕ

Одним из вариантов новой физики за пределами СМ может быть четырехцветовая симметрия кварков и лептонов типа Пати–Салама [1]. Она предсказывает существование в калибровочном секторе векторных лептокварков ($SU_c(3)$-цветовых триплетов) с массой масштаба спонтанного нарушения четырехцветовой симметрии. Известны сильные ограничения на массы векторных лептокварков (более 1200 ТэВ [2–4]) из ненаблюдения распадов типа $K_L^0 \to \mu^\pm e^\mp$. Поэтому принято считать, что эффекты четырехцветовой симметрии слишком слабы, чтобы проявить себя на существующих ускорителях. Как недавно было показано в работах [5, 6], нижняя граница масс векторного лептокварка при учете фермионного смешивания из распадов $K_L^0 \to l_i^+ l_j^-$, $B^0 \to l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \to l_i^+ l_j^-$ может быть порядка 100 ТэВ. Однако проявления четырехцветовой симметрии возможны при гораздо меньших энергиях (порядка 1 ТэВ). Ограничения на массы скалярных лептокварков, предсказываемых моделью из экспериментов по аномальному магнитному моменту мюона, магнитному моменту нейтрино и лептонных процессов с нарушением аромата, показывают, что их массы могут быть порядка нескольких тераэлектронвольт.

[1]E-mail: povarov272@mail.ru

В простейшем случае группа четырехцветовой симметрии может быть векторной — $SU_V(4)$ — группой и объединена с симметрией Стандартной модели в виде прямого произведения

$$SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1), \tag{1}$$

называемого минимальной кварк-лептонной симметричной моделью (МКЛС-моделью [7,8]).

Взаимодействия калибровочных лептокварков с нижними кварками и лептонами в общем случае можно представить в виде

$$L_{Vdl} = (\bar{d}_{p\alpha}[(g_k^L)_{pi}\gamma^\mu P_L + (g_k^R)_{pi}\gamma^\mu P_R]l_i)V_{\alpha\mu}^k + \text{h. c.}, \tag{2}$$

где $(g_k^{L,R})_{pi}$ — феноменологические константы, описывающие калибровочное взаимодействие с учетом возможного смешивания фермионов, индексы $p, i = 1, 2, 3, \ldots$ нумеруют кварковые и лептонные поколения, индекс k нумерует калибровочные лептокварки, $\alpha = 1, 2, 3$ — цветовой $SU(3)$-индекс и $P_{L,R} = (1 \pm \gamma_5)/2$ — левый и правый проекционные операторы.

В МКЛС-модели базисные поля левых (L) и правых (R) кварков $Q'^{L,R}_{ia\alpha}$ и лептонов $l'^{L,R}_{ia}$ образуют фундаментальные квартеты цветовой группы $SU_V(4)$ и в общем случае являются суперпозициями физических кварков $Q^{L,R}_{ia\alpha}$ и лептонов $l^{L,R}_{ia}$,

$$Q'^{L,R}_{ia\alpha} = \sum_j (A^{L,R}_{Q_a})_{ij}\, Q^{L,R}_{ja\alpha}, \quad l'^{L,R}_{ia} = \sum_j (A^{L,R}_{l_a})_{ij}\, l^{L,R}_{ja}, \tag{3}$$

где $i, j = 1,\, 2,\, 3$ — индексы фермионных поколений; $a = 1, 2$ и $\alpha = 1, 2, 3$ — индексы группы $SU_L(2)$ и группы $SU_c(3)$, $Q_{i1} \equiv u_i = (u, c, t)$, $Q_{i2} \equiv d_i = (d, s, b)$ — верхние и нижние кварки; $l_{j1} \equiv \nu_j$ — массовые состояния нейтрино; $l_{j2} \equiv l_j = (e^-, \mu^-, \tau^-)$ — заряженные лептоны. Унитарные матрицы $A^{L,R}_{Q_a}$ и $A^{L,R}_{l_a}$ описывают фермионное смешивание и диагонализируют массовые матрицы кварков и лептонов, возникающие после спонтанного нарушения симметрии. Из них строятся матрицы — $C_Q = (\overset{+}{A}{}^L_{Q_1})A^L_{Q_2}$ — матрица Кабиббо–Кобаяши–Маскавы, обусловленная, как известно, имеющимся различием матриц смешивания $A^L_{Q_1}$ и $A^L_{Q_2}$ для верхних и нижних левых кварков, $C_l = (\overset{+}{A}{}^L_{l_1})A^L_{l_2}$ — аналогичная матрица в лептонном секторе (при этом матрица $C_l^\dagger$ описывает смешивание нейтрино и совпадает с используемой в настоящее время матрицей Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты), обусловленная различием матриц смешивания $A^L_{l_1}$ и $A^L_{l_2}$ для верхних и нижних левых лептонов, $K^{L,R}_a = (\overset{+}{A}{}^{L,R}_{Q_a})A^{L,R}_{l_a}$ — четыре унитарных матрицы смешивания, обусловленные возможным различием кварковых и лептонных матриц смешивания $A^{L,R}_{Q_a}$ и $A^{L,R}_{l_a}$, специфичные для четырехцветовой симметрии кварков и лептонов. Отметим, что, хотя группа (1) является векторной, взаимодействие (2) не имеет чисто векторного характера из-за возможного различия матриц смешивания в (3) для левых и правых кварков и лептонов. Частный случай чисто векторного взаимодействия в (2) при $K_2^L = K_2^R$ рассматривался в работах [2,9,10].

Введение фермионного смешивания может привести к сильному ослаблению ограничений на массы векторных лептокварков [10–12]. Фитированием углов смешивания в $K_2^{L,R}$ были получены ограничения на массу векторного лептокварка из процессов

$K_L^0 \to l_i^+ l_j^-$, $B^0 \to l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \to l_i^+ l_j^-$. При этом получены значения углов смешивания, при которых массы векторных лептокварков меньше 100 ТэВ.

В частности, при

$$K_2^L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -0{,}383 \\ 0 & 0 & 0{,}924 \\ -0{,}818 & 0{,}574 & 0 \end{bmatrix}, \quad K_2^R = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -0{,}818 \\ 0 & 0 & 0{,}574 \\ -0{,}383 & 0{,}924 & 0 \end{bmatrix} \qquad (4)$$

минимальное ограничение на массу векторного лептокварка составляет $m_V > 91{,}5$ ТэВ или при

$$K_2^L = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ -0{,}79 & 0{,}61 & 0 \\ -0{,}61 & -0{,}79 & 0 \end{bmatrix}, \quad K_2^R = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \qquad (5)$$

$m_V > 91{,}7$ ТэВ.

Исходя из полученных ограничений на матрицы фермионного смешивания $K_2^{L,R}$, рассмотрим ограничения, накладываемые на скалярные лептокварки в модели из экспериментов по аномальному магнитному моменту мюона (АМММ), магнитному моменту нейтрино (ММН) и лептонным процессам с изменением аромата типа $l_i \to l_j \gamma$.

1. СКАЛЯРНЫЕ ЛЕПТОКВАРКИ В МОДЕЛИ

Скалярный сектор модели содержит в общем случае четыре мультиплета $\Phi^{(1)}$, $\Phi^{(2)}$, $\Phi^{(3)}$ и $\Phi^{(4)}$, преобразующихся соответственно по представлениям $(4,1,1)$, $(1,2,1)$, $(15,2,1)$ и $(15,1,0)$ группы $SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1)$, с соответствующими вакуумными средними η_1, η_2, η_3, η_4. Имеющие $SU_L(2)$-дублетную структуру мультиплеты $\Phi^{(2)}$ и $\Phi^{(3)}$ юкавским образом взаимодействуют с фермионами, придавая им массы механизмом спонтанного нарушения симметрии. При этом с помощью мультиплета $\Phi^{(3)}$ достигается расщепление масс кварков и лептонов в каждом поколении.

Мультиплет $\Phi^{(3)}$ содержит два дублета скалярных лептокварков $S_{a\alpha}^{(\pm)}$ с гиперзарядом $Y_S = 1 \pm 4/3$, восемь дублетов скалярных глюонов F_{ja}, $j = 1, 2, \ldots, 8$ с $Y_F = 1$ и дублет $\Phi_{15,a}^{(3)}$, который, смешиваясь с дублетом $\Phi_a^{(2)}$ путем суперпозиции:

$$\Phi_a^{(\mathrm{SM})} = \Phi_a^{(2)} \cos\beta + \Phi_{15,a}^{(3)} \sin\beta,$$
$$\Phi'_a = -\Phi_a^{(2)} \sin\beta + \Phi_{15,a}^{(3)} \cos\beta,$$

образует стандартный дублет

$$\Phi^{(\mathrm{SM})} = \begin{pmatrix} \Phi_1^{(\mathrm{SM})} \\ \dfrac{\eta + \chi^{(\mathrm{SM})} + i\omega}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$$

и дополнительный скалярный дублет

$$\Phi' = \begin{pmatrix} \Phi'_1 \\ \dfrac{\chi' + i\omega'}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}.$$

Угол β определяется отношением вакуумных средних как $\operatorname{tg}\beta = \eta_3/\eta_2$.

Анализ исходного лагранжиана скалярных полей показывает, что наряду с голдстоуновскими модами Стандартной модели $\Phi_1^{(\mathrm{SM})}$ и ω голдстоуновской модой является также

$$S_0 = \left[-\frac{\eta_1}{2} S^{(1)} + \sqrt{\frac{2}{3}} \left(\eta_3 \frac{S_2^{(+)} + \overset{*}{S}{}_2^{(-)}}{\sqrt{2}} + \eta_4 S^{(4)} \right) \right] \Bigg/ \sqrt{\frac{\eta_1{}^2}{4} + \frac{2}{3}(\eta_3{}^2 + \eta_4{}^2)}, \tag{6}$$

где $S^{(1)}$ и $S^{(4)}$ — поля скалярных лептокварков с зарядом 2/3, содержащиеся в мультиплетах $\Phi^{(1)}$ и $\Phi^{(4)}$. Поскольку мода S_0 построена из полей $S_{2\alpha}^{(+)}$, $\overset{*}{S}{}_{2\alpha}^{(-)}$, $S_\alpha^{(1)}, S_\alpha^{(4)}$, смешивание этих полей является необходимым и их можно представить в виде суперпозиций голдстоуновской моды S_0 и ортогональных к ней физических лептокварков S_1, S_2, S_3 с электрическим зарядом 2/3. В общем случае эти суперпозиции можно представить в виде

$$\begin{aligned} S_2^{(+)} &= \sum_m c_m^{(+)} S_m, \quad & \overset{*}{S}{}_2^{(-)} &= \sum_m c_m^{(-)} S_m, \\ S^{(1)} &= \sum_k c_m^{(1)} S_m, \quad & S^{(4)} &= \sum_k c_m^{(4)} S_m, \end{aligned} \tag{7}$$

где $c_m^{(\pm)}, c_m^{(1)}, c_m^{(4)}$, $k = 0, 1, 2, 3$ — элементы унитарной 4×4 матрицы смешивания.

Отметим, что примесь голдстоуновской моды к нижним компонентам дублетов достаточно слабая:

$$|c_0^{(\pm)}|^2 = \frac{2}{3} \frac{\eta_3^2}{\left(\dfrac{\eta_1^2}{4} + \dfrac{2}{3}(\eta_3^2 + \eta_4^2) \right)} = \frac{2}{3} \frac{g_4^2 \eta_3^2}{m_V^2} = \frac{2}{3} g_4^2 \frac{\eta^2 \sin^2 \beta}{m_V^2} = \xi^2 \sin^2 \beta,$$

где g_4 — калибровочная константа группы $SU(4)$; m_V — масса векторного лептокварка, так, $\xi^2 \leqslant 7{,}6 \cdot 10^{-6}$ при $m_V = 91$ ТэВ (нижний предел на массу векторного лептокварка в моделях с четырехцветовой симметрией типа Пати–Салама [11, 12]). Нужно отметить, что $c_0^{(+)} = c_0^{(-)}$.

В унитарной калибровке голдстоуновские моды исключаются и физическими полями являются два триплета верхних лептокварков $S_{1\alpha}^{(+)}, S_{1\alpha}^{(-)}$ с электрическими зарядами 5/3 и 1/3, три скалярных лептокварка $S_{m\alpha}, m = 1, 2, 3$ с электрическим зарядом 2/3.

Взаимодействие скалярных лептокварков с фермионами можно записать в виде

$$\begin{aligned} L_{S_1^{(+)} u_i l_j} &= \bar{u}_{i\alpha} \Big[(h_+^L)_{ij} P_L + (h_+^R)_{ij} P_R \Big] \, l_j S_{1\alpha}^{(+)} + \mathrm{h.\,c.}, \\ L_{S_1^{(-)} \nu_i d_j} &= \bar{\nu}_i \Big[(h_-^L)_{ij} P_L + (h_-^R)_{ij} P_R \Big] \, d_{j\alpha} S_{1\alpha}^{(-)} + \mathrm{h.\,c.}, \\ L_{S_m u_i \nu_j} &= \bar{u}_{i\alpha} \Big[(h_{1m}^L)_{ij} P_L + (h_{1m}^R)_{ij} P_R \Big] \, \nu_j S_{m\alpha} + \mathrm{h.\,c.}, \\ L_{S_m d_i l_j} &= \bar{d}_{i\alpha} \Big[(h_{2m}^L)_{ij} P_L + (h_{2m}^R)_{ij} P_R \Big] \, l_j S_{m\alpha} + \mathrm{h.\,c.}, \end{aligned} \tag{8}$$

где $P_{L,R} = (1 \pm \gamma_5)/2$ — левый и правый проекционный операторы; $(h_\pm^{L,R})_{ij}$ и $(h_{am}^{L,R})_{ij}$ — феноменологические константы взаимодействия; i, j — индексы поколений.

В силу своего хиггсовского происхождения константы взаимодействия пропорциональны отношению масс фермионов к вакуумному среднему в СМ $\eta = 246$ ГэВ. Так как эти отношения очень малы: $m_u/\eta, m_d/\eta \sim 10^{-5}$, $m_s/\eta \sim 10^{-3}$ и $m_c/\eta, m_b/\eta \sim 10^{-2}$, за исключением $m_t/\eta \sim 0{,}7$, то для дальнейшего упрощения вычислений мы пренебрегаем массами фермионов в константах, кроме масс b- и t-кварков.

Доминирующие вклады в константы взаимодействия (8) тогда можно представить в виде [13, 14]

$$
\begin{aligned}
(h_{+}^{L})_{3j} &= \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{m_t}{\eta\sin\beta}(K_1^L C_l)_{3j},\\
(h_{+}^{R})_{3j} &= -\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{m_b}{\eta\sin\beta}\Big[(C_Q)_{33}(K_2^R)_{3j}\Big],\\
(h_{-}^{L})_{i3} &= \sqrt{\frac{3}{2}}\frac{m_t}{\eta\sin\beta}(\overset{+}{K}{}_1^R)_{i3}(C_Q)_{33},\\
(h_{-}^{R})_{i3} &= -\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{1}{\eta\sin\beta}\Big[(C_l\overset{+}{K}{}_2^L)_{i3}m_b\Big],\\
(h_{1m}^{L,R})_{3j} &= -\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{m_t}{\eta\sin\beta}(K_1^{L,R})_{3j}c_m^{(\pm)},\\
(h_{2m}^{L,R})_{3j} &= -\sqrt{\frac{3}{2}}\frac{m_b}{\eta\sin\beta}(K_2^{L,R})_{3j}c_m^{(\mp)}.
\end{aligned}
\tag{9}
$$

Скалярные лептокварки в МКЛС-модели, как видно из (8), (9), обладают особенностями, присущими только четырехцветовой симметриии: а) они не киральны, б) могут участвовать в недиагональных по аромату процессах, в) преимущественно взаимодействуют с тяжелыми фермионами (особенно с t-кварком), т. е. ведут себя как лептокварки третьего поколения.

2. ЛЕПТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ С НАРУШЕНИЕМ АРОМАТА $l_i \to l_j\gamma$

Процессы с нарушением лептонного аромата типа $l_i \to l_j\gamma$ могут идти через скалярные лептокварки S_m с электрическим зарядом 2/3 и скалярный лептокварк $S_1^{(+)}$ с электрическим зарядом 5/3.

Вклад скалярных лептокварков в $l_i \to l_j\gamma$ определяется двумя диаграммами, изображенными на рис. 1. Наибольший вклад от скалярных лептокварков будет, когда в петле

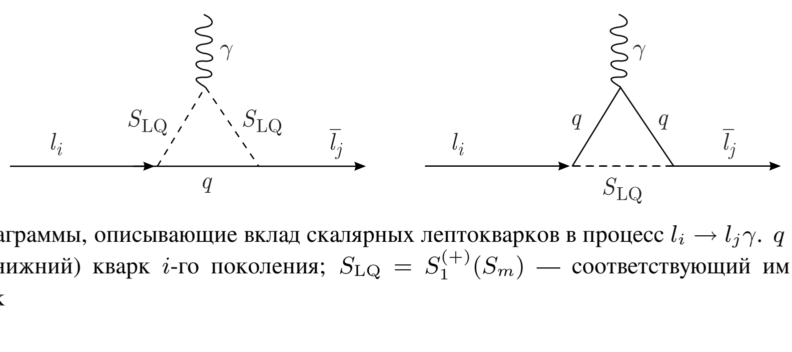

Рис. 1. Диаграммы, описывающие вклад скалярных лептокварков в процесс $l_i \to l_j\gamma$. $q = u_i(d_i)$ — верхний (нижний) кварк i-го поколения; $S_{\mathrm{LQ}} = S_1^{(+)}(S_m)$ — соответствующий им скалярный лептокварк

вместе с лептокварком находится кварк 3-го поколения, для $S_1^{(+)}$ это t-кварк, а для S_m — b-кварк. Вклад S_m-лептокварка с b-кварком в петле в процесс $l_i \to l_j\gamma$ будет подавляться в сравнении с аналогичным вкладом $S_1^{(+)}$-лептокварка и t-кварка в m_t^2/m_b^2 раз в силу того, что в константах (9) для $S_1^{(+)}$-лептокварка одна из констант пропорциональна массе t-кварка, а не b-кварка. Поэтому в дальнейшем в общих выражениях мы будем предполагать процесс, идущий через $S_1^{(+)}$-лептокварк и t-кварк.

Вероятность процесса $l_i \to l_j\gamma$, учитывая вид констант (9), можно представить в виде [18]

$$W(l_i \to l_j\gamma) = \frac{9\alpha m_i}{256(4\pi)^4}\left(\frac{m_i}{\eta}\right)^4\left(\frac{m_t}{m_{\mathrm{LQ}}}\right)^4 \times \\ \times\left(B_1^2(x)k_{ij}^{(1)} - 2\frac{m_b}{m_i}B_1(x)B_2(x)\,\mathrm{Re}\,(k_{ij}^{(12)}) + 4\left(\frac{m_b}{m_i}\right)^2 B_2^2(x)k_{ij}^{(2)}\right), \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} B_1(x) &= \frac{2}{3}F_5(x) + \frac{5}{3}F_2(x), \\ B_2(x) &= \frac{2}{3}F_6(x) + \frac{5}{3}F_3(x); \\ F_2(x) &= \frac{1}{6(1-x)^4}(1 - 6x + 3x^2 + 2x^3 - 6x^2\ln x), \\ F_3(x) &= \frac{1}{(1-x)^3}(1 - x^2 + 2x\ln x), \\ F_5(x) &= \frac{1}{6(1-x)^4}(2 + 3x - 6x^2 + x^3 - 6x\ln x), \\ F_6(x) &= \frac{1}{(1-x)^3}(-3 + 4x - x^2 - 2\ln x) \end{aligned}$$

и $x = m_t^2/m_{\mathrm{LQ}}^2$.

$$\begin{aligned} k_{ij}^{(1)} &= \frac{|(K_1^L C_l)_{3j}|^2|(K_1^L C_l)_{3i}|^2}{\sin^4\beta}, \\ k_{ij}^{(2)} &= \frac{|(K_1^L C_l)_{3j}|^2|(K_2^R)_{3i}|^2 + |(K_1^L C_l)_{3i}|^2|(K_2^R)_{3j}|^2}{\sin^4\beta}, \\ k_{ij}^{(12)} &= \frac{(|(K_1^L C_l)_{3j}|^2 + |(K_2^R)_{3j}|^2)((K_1^L C_l)^*_{3i}(K_2^R)_{3i} + (K_2^R)^*_{3i}(K_1^L C_l)_{3i})}{\sin^4\beta} + i \leftrightarrow j. \end{aligned}$$

Относительные вероятности записываются как $\mathrm{Br}\,(l_i \to l_j\gamma) = W(l_i \to l_j\gamma)/\Gamma(l_i \to \mathrm{total})$, где $\Gamma(l_i \to \mathrm{total})$ — полная ширина распада лептона l_i. Так, для мюона

$$\Gamma(\mu \to \mathrm{total}) = \Gamma_\mu = 2{,}97\cdot 10^{-19}\ \text{ГэВ}$$

и для $\mu \to e\gamma$ получим

$$\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma) = 1{,}1\cdot 10^{-4}x^2\left(B_1^2(x)k_{\mu e}^{(1)} - 84B_1(x)B_2(x)\,\mathrm{Re}\,(k_{\mu e}^{(12)}) + 7056B_2^2(x)k_{\mu e}^{(2)}\right).$$

Текущие экспериментальные значения для этого процесса имеют высокую точность и составляют [19]:

$$\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma) < 4{,}2 \cdot 10^{-13}.$$

Как видно из (10), для процесса $\mu \to e\gamma$ основным вкладом является третье слагаемое, пропорциональное (m_b^2/m_μ^2). Это позволяет упростить запись $\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma)$:

$$\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma) = 0{,}7x^2 B_2^2(x) k_{\mu e}^{(2)},$$

$$k_{\mu e}^{(2)} = \frac{|(K_1^L C_l)_{31}|^2 |(K_2^R)_{32}|^2 + |(K_1^L C_l)_{32}|^2 |(K_2^R)_{31}|^2}{\sin^4 \beta}.$$

В параметр смешивания модели $k_{\mu e}^{(2)}$ входит неизвестный угол смешивания β, на который есть единственное ограничение из применимости теории возмущений к константам взаимодействия с t-кварком $h^2/4\pi \sim 3m_t^2/(8\pi\eta^2 \sin^2 \beta) < 1$, откуда следует, что $\sin\beta > 0{,}25$. Для элементов матрицы $(K_2^{L,R})$ значение можно выбрать $(K_2^R)_{32} = 0{,}92$ и $(K_2^R)_{31} = -0{,}38$ из (4) или из (5) $(K_2^R)_{32} = 0$ и $(K_2^R)_{31} = 1$. По аналогии с матрицами смешивания в кварковом секторе $C_Q = V_{\mathrm{CKM}}$ и в лептонном $\overset{+}{C}_l = U_{\mathrm{PNSM}}$ [20] элементы матрицы $(K_1^{L,R})$ дополнительного фермионного смешивания могут быть от сотых до десятых долей единицы и $k_{\mu e}^{(2)}$ вполне может быть порядка 10^{-4}–10^{-2}.

Ограничения на массу скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ из $\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma)$ при различных значениях $k_{\mu e}^{(2)}$ приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, масса скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ может быть меньше 100 ТэВ.

Ограничения на массу скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ из процессов $\tau \to \mu\gamma$ и $\tau \to e\gamma$ значительно слабее, так как меньше соответствующие ограничения на вероятности распадов.

Если в петле b-кварк и S_m-лептокварк, то из $\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma) < 4{,}2 \cdot 10^{-13}$ могут быть получены ограничения на массу легчайшего скалярного лептокварка S_m с зарядом 2/3. Ограничения слабее, чем для скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ в $(m_t/m_b)^2$ раз, так что при

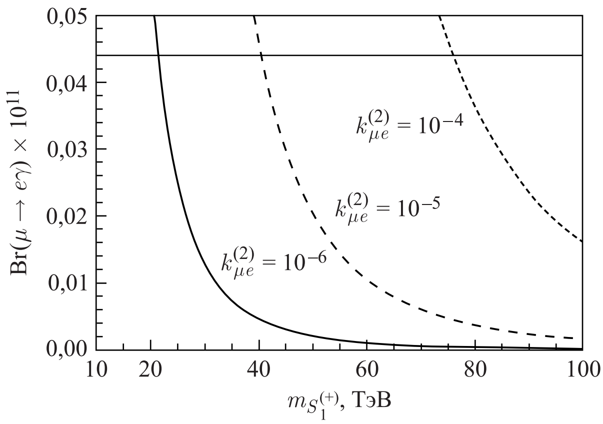

Рис. 2. Зависимость $\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma)$ от массы скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ при различных значениях $k_{\mu e}^{(2)}$. Горизонтальной линией показан экспериментальный предел $\mathrm{Br}\,(\mu \to e\gamma) < 4{,}2 \cdot 10^{-13}$

$k_b^{(2)} < 1$ они ниже экспериментальных пределов для лептокварка с зарядом 2/3, которые составляют 850 ГэВ [15]. При $k_b^{(2)} = 10$ нижняя граница может составлять 1,35 ТэВ.

3. АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ МЮОНА

Вклад в аномальный магнитный момент мюона (АММM) могут давать скалярные лептокварки S_m с электрическим зарядом 2/3 и скалярный лептокварк $S_1^{(+)}$ с электрическим зарядом 5/3.

Аномальный магнитный момент мюона вычисляем как магнитный формфактор $g(0)$, взятый при $p = 0$, где p — 4-импульс фотона. Вклад скалярных лептокварков в АММM определяется двумя диаграммами, изображенными на рис. 1, где нужно положить $l_i = l_j = \mu$.

Наибольший вклад от скалярных лептокварков в АММM будет, когда в петле вместе с лептокварком находится кварк 3-го поколения, для $S_1^{(+)}$ это t-кварк, а для S_m — b-кварк.

Суммарному однопетлевому вкладу в общем случае соответствует [16]

$$\delta a_\mu = -\frac{N_c m_\mu^2}{16\pi^2 m_{LQ}^2}\Bigg[(Q_i F_5(x) - Q_S F_2(x))(|(h^L)_{i2}|^2 + |(h^R)_{i2}|^2) + \\ + \frac{m_i}{m_\mu}(Q_i F_6(x) - Q_S F_3(x))\left(\frac{(\overset{+}{h}{}^L)_{2i}(h^R)_{i2} + (\overset{+}{h}{}^R)_{2i}(h^L)_{i2}}{2}\right)\Bigg], \quad (11)$$

где $N_c = 3$ — цветовой фактор; Q_i — заряд кварка q_i в петле (2/3 для t-кварка и –1/3 для b-кварка); Q_S — электрический заряд лептокварка в петле (–5/3 для $S_1^{(+)}$ и –2/3 для S_m); m_μ, m_i — массы мюона и q_i-кварка; m_{LQ} — масса скалярного лептокварка $h^{L,R}$ константы взаимодействия в форме (9).

Как видно из значений констант связи скалярных лептокварков (9), вклад скалярных лептокварков S_m в АММM меньше, чем у $S_1^{(+)}$ с зарядом 5/3, как минимум в $(m_t/m_b)^2$ раз. Поэтому в первую очередь рассмотрим вклад скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$.

Рассмотрим лидирующие вклады в АММM от скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$. Как видно из (9), первое слагаемое в (11) пропорционально $(m_t/\eta)^2$ (из $(h_+^L)^2$), а второе слагаемое $\sim (m_t m_b/\eta^2)$ (из произведений левых и правых констант связи), но за счет отношения массы кварка в петле к массе мюона m_t/m_μ второе слагаемое больше первого в m_b/m_μ раз, поэтому в численных расчетах можно ограничиться только им. В этом случае выражение (11) при учете констант (9) будет иметь вид

$$\delta a_\mu = \frac{3N_c m_\mu^2}{32\pi^2 m_{S_1^{(+)}}^2}\frac{m_t^2}{\eta^2}\frac{m_b}{m_\mu}\left(Q_t F_6(x) - Q_S F_3(x)\right)k, \\ \text{где} \quad k = \left(\frac{(K_1^L C_l)_{32}^*(K_2^R)_{32} + (K_2^R)_{32}^*(K_1^L C_l)_{32}}{2\sin^2\beta}\right) \quad (12)$$

— параметр смешивания модели и $x = (m_t/m_{S_1^{(+)}})^2$.

Для $(K_2^R)_{32}$ значение можно выбрать 0,92 из (4) или 0 из (5). По аналогии с матрицами смешивания в кварковом секторе $C_Q = V_{\mathrm{CKM}}$ и в лептонном $\overset{+}{C}_l = U_{\mathrm{PNSM}}$ [20] элементы матриц $(K_1^{L,R})_{32}$ дополнительного фермионного смешивания могут быть от сотых до десятых долей единицы и k вполне может быть порядка 10^{-2}.

Подставляя численные значения в выражение (12), получаем

$$\delta a_\mu = 1910 \cdot 10^{-10} x (Q_t F_6(x) - Q_S F_3(x)) k.$$

Для сравнения по данным [15] имеем

$$19{,}2 \cdot 10^{-10} < \delta a_\mu < 34{,}4 \cdot 10^{-10}. \tag{13}$$

Ограничения, полученные на массу скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ из АМММ при различных значениях параметра k, представлены на рис. 3. Как видно из рис. 3, для значений АМММ, соответствующих (13), ограничения на массу скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ могут быть порядка 1 ТэВ (а в случае (5) $(K_2^R)_{32} = 0$ их нет).

Предположим для простоты вырождение масс у скалярных лептокварков с зарядом 2/3, что в общем случае не обязательно, тогда мы можем избавиться от неизвестных элементов матрицы лептокваркового смешивания $c_m^{(\pm)}$. По условию унитарности

$$\sum_m^4 \overset{+}{c}{}_m^{(\pm)} c_m^{(\mp)} = 0, \quad \sum_m^3 \overset{+}{c}{}_m^{(\pm)} c_m^{(\mp)} = -\overset{+}{c}{}_0^{(\pm)} c_0^{(\mp)} = -\xi^2 \sin^2\beta.$$

Тогда

$$\delta a_\mu = -\frac{3N_c}{32\pi^2}\frac{m_\mu^2}{\eta^2}\frac{m_b}{m_\mu}\xi^2 x_m \left(Q_b F_6(x_m) - Q_S F_3(x_m)\right) k_b,$$
$$k_b = \left(\frac{(K_1^L)^*_{32}(K_1^R)_{32} + (K_1^R)^*_{32}(K_1^L)_{32}}{2}\right)$$

и

$$\delta a_\mu = -1910 \cdot 10^{-10} \xi^2 x_m \left(Q_b F_6(x_m) - Q_S F_3(x_m)\right) k_b,$$

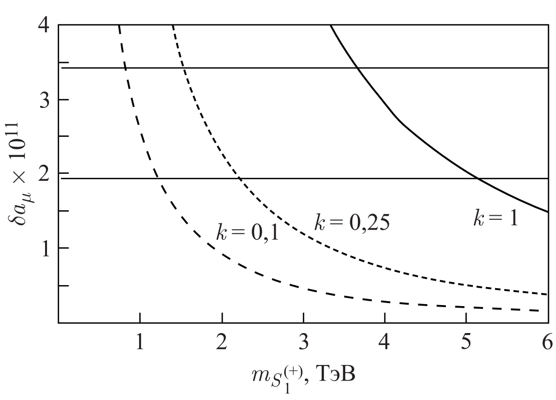

Рис. 3. Зависимость δa_μ от $m_{S_1^{(+)}}$ для различных значений параметра $k = 1$, 0,25, 0,1. Горизонтальными линиями обозначены экспериментальные пределы (13)

где оцениваем входящие в выражение параметры как $x_m < 10^{-5}$, что справедливо при $m_{S_m} > 850$ ГэВ (ограничение из прямых поисков для скалярных лептокварков 3-го поколения с электрическим зарядом 2/3 [15]) и $\xi^2 < 10^{-6}$, что справедливо при $m_V > 91$ ТэВ. Выражение в скобках не превосходит 6 (для масс скалярных лептокварков до 1 ТэВ), а $|k_b| \leqslant 1$. Как видно, вклад даже вырожденных по массе скалярных лептокварков S_m дает очень малое значение ($\delta a_\mu \sim 10^{-18}$), откуда следует, что из АМММ нельзя получить ограничения на массы вырожденных скалярных лептокварков S_m.

В случае отсутствия вырождения по массе у скалярных лептокварков S_m можно оценить вклад легчайшего состояния. Этот вклад составит $\sim 10^{-7} x_m k_{bm}$, где параметр смешивания $k_{bm} \leqslant 25$, но в него входят кроме матричных элементов дополнительного фермионного смешивания $K^{L,R}$ еще и матричные элементы лептокваркового смешивания $c_m^{(\pm)}$, при этом $x = (m_b/m_{S_m})^2 \leqslant 10^{-5}$. При любых значениях k_{bm} ограничение на массу скалярного лептокварка S_m становится меньше экспериментального предела, следующего из прямых поисков (850 ГэВ).

4. МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ НЕЙТРИНО

Вкладу скалярных лептокварков в магнитный момент нейтрино (ММН) соответствуют две диаграммы, приведенные на рис. 1, где $l_i = l_j = \nu_i$ и $S_{\mathrm{LQ}} = S_1^{(-)}(S_m)$. В качестве пары: кварк q, лептокварк S_{LQ} — в петле могут находиться t-кварк и S_m-лептокварк с $Q = 2/3$ и b-кварк и $S_1^{(-)}$-лептокварк с $Q = -1/3$.

Общий вид магнитного момента нейтрино ν_i в однопетлевом приближении, обусловленный вкладом скалярного лептокварка S_{LQ} и q_j-кварка в петле, имеет вид [17]

$$\mu_{\nu_i} = -\frac{N_c m_e}{16\pi^2 m_{LQ}^2}\mu_B \Bigg[m_{\nu_i}\left(Q_j F_5(x) - Q_s F_2(x)\right)\left(|(h^L)_{ji}|^2 + |(h^R)_{ji}|^2\right) + \\ + m_j\left(Q_j F_6(x) - Q_s F_3(x)\right)\left(\frac{(\overset{+}{h}{}^L)_{ij}(h^R)_{ji} + (\overset{+}{h}{}^R)_{ij}(h^L)_{ji}}{2}\right)\Bigg], \quad (14)$$

где Q_j — заряд кварка; Q_S — заряд скалярного лептокварка; m_{ν_i} — масса нейтрино; m_{LQ} — масса скалярного лептокварка; m_j — масса q_j-кварка; μ_B — магнетон Бора и $x = m_j^2/m_{\mathrm{LQ}}^2$.

Первое слагаемое в (14) пропорционально массе нейтрино и является достаточно малым, оно соответствует вкладам киральных лептокварков, тогда как второе слагаемое в (14) соответствует вкладу не киральных лептокварков и пропорционально массе q_j-кварка в петле и поэтому значительно больше первого.

Вклад от скалярных лептокварков S_m с зарядом 2/3 в магнитный момент нейтрино преобладает над вкладом скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ с зарядом –1/3, так как он содержит t-кварк в петле и обе константы пропорциональны массе t-кварка (9), в то время как лептокварк $S_1^{(-)}$ содержит b-кварк в петле и одна из его констант (9) пропорциональна массе t-кварка, а другая — b-кварка. Поэтому вклад $S_1^{(-)}$ в магнитный момент нейтрино в $(m_t/m_b)^2$ раз меньше, чем у S_m.

Окончательный вид магнитного момента нейтрино, где учтен вид констант (9) для скалярных лептокварков S_m (пренебрегая первым слагаемым с массой нейтрино в (14)), запишем как

$$\mu_{\nu_i} = -\sum_{m=1}^{3} \frac{9 m_e m_t}{32\pi^2\eta^2} x_m \mu_B \left(Q_t F_6(x_m) - Q_s F_3(x_m)\right) k_m,$$

$$k_m = \frac{(\overset{+}{K}{}_1^R)_{i3}(K_1^L)_{3i}\overset{+}{c}{}_m^{(+)} c_m^{(-)} + (\overset{+}{K}{}_1^L)_{i3}(K_1^R)_{3i}\overset{+}{c}{}_m^{(-)} c_m^{(+)}}{2\sin^2\beta},$$

где $x_m = m_t^2/m_{S_m}^2$.

После подстановки численных значений известных параметров и масс получаем

$$\mu_{\nu_i} = -4\cdot 10^{-8}\mu_B \sum_{m=1}^{3} x_m \left(Q_t F_6(x_m) - Q_s F_3(x_m)\right) k_m. \tag{15}$$

Трудностью при вычислениях вклада в магнитный момент нейтрино от скалярных лептокварков S_m может являться расщепление их масс (в общем случае). Для упрощения анализа предполагаем вырождение скалярных лептокварков S_m по массе и суммируем по числу физических полей.

Откуда получаем

$$\mu_{\nu_i} = 0{,}3\cdot 10^{-12}\mu_B x \left(Q_t F_6(x) - Q_s F_3(x)\right) k,$$

где

$$k = \frac{(\overset{+}{K}{}_1^R)_{i3}(K_1^L)_{3i} + (\overset{+}{K}{}_1^L)_{i3}(K_1^R)_{3i}}{2} \quad \text{и} \quad x = \frac{m_t^2}{m_{S_m}^2}.$$

Исходя из астрофизического ограничения на магнитный момент нейтрино [15]

$$\mu_\nu < 3\cdot 10^{-12}\mu_B, \tag{16}$$

получаем ограничение на нижнюю границу для массы скалярных лептокварков меньше существующих экспериментальных ограничений $m_{S_m} > 850$ ГэВ.

Оценим вклад легчайшего из лептокварков в случае отсутствия вырождения масс у скалярных лептокварков S_m.

На рис. 4 показан вклад легчайшего по массе скалярного лептокварка S_m в магнитный момент нейтрино в зависимости от массы скалярного лептокварка m_{S_m} при различных значениях параметра k_m. Напомним, что в параметр смешивания k_m, кроме неизвестных матричных элементов $(K^{L,R})_{3i}$, входят неизвестные элементы матрицы лептокваркового смешивания $c_m^{(\pm)}$. Как видно из рис. 4, ограничения на массу скалярного лептокварка S_m составляют порядка нескольких тераэлектронвольт.

Так как вклад скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ с электрическим зарядом –1/3 в магнитный момент нейтрино в $(m_t/m_b)^2$ раз меньше, чем у лептокварков S_m с электрическим зарядом 2/3, то и ограничения на его массу значительно слабее.

Подставляя численный фактор $(m_b/m_t)^2 \sim 5{,}8\cdot 10^{-4}$ в (15) и учитывая, что $x = (m_b/m_{S_1^{(-)}})^2 < 5\cdot 10^{-5}$ (существующий экспериментальный предел на массу скалярного

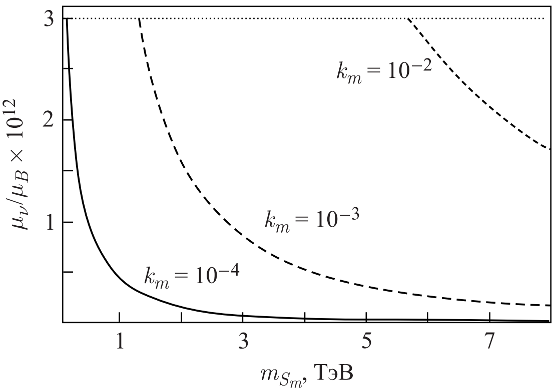

Рис. 4. Зависимость μ_ν/μ_B от массы скалярного лептокварка S_m при различных значениях k_m. Горизонтальной линией показан астрофизический предел $\mu_\nu < 3 \cdot 10^{-12}\mu_B$

лептокварка третьего поколения с $Q = 1/3$ дает $m_{S_1^{(-)}} > 625$ ГэВ), получим

$$\mu_{\nu_i}^{(S_1^{(-)})} < 10^{-16}\mu_B k^{(-)},$$

откуда видно, что при любом возможном значении параметра $k^{(-)}$ вклад скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ в магнитный момент нейтрино меньше ограничения (16). Следовательно, оценка на массу скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ из ММН слабее существующих экспериментальных ограничений из прямых поисков.

В заключение отметим, что поиски скалярных лептокварков и ограничений на их параметры являются актуальной задачей (см. [21] и цитируемую литературу). Ограничения на массы скалярных лептокварков, полученные с учетом значений матриц дополнительного фермионного смешивания в четырехцветовой модели, следующие: для скалярного лептокварка $S_1^{(-)}$ с $Q = 1/3$ — ниже существующих экспериментальных ограничений из прямых поисков (625 ГэВ), для скалярного лептокварка S_m с $Q = 2/3$ — порядка нескольких тераэлектронвольт и для скалярного лептокварка $S_1^{(+)}$ с $Q = 5/3$ — меньше или порядка масс векторных лептокварков. Таким образом, проявления четырехцветовой симметрии возможны и при тераэлектронвольтных энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pati J. C., Salam A.* Lepton Number as the Fourth Color // Phys. Rev. D. 1974. V. 10. P. 275.
2. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* Vector Leptoquarks Could Be Rather Light? // Phys. Lett. B. 1994. V. 329. P. 295–299; arXiv:9406347 [hep-ph].
3. *Valencia G., Willenbrock S.* Quark–Lepton Unification and Rare Meson Decays // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 6843–6848.
4. *Smirnov A. D.* Contributions of Gauge and Scalar Leptoquarks to $K_0^L \to l_i^+ l_j^-$ and $B_0 \to l_i^+ l_j^-$ Decay and Constraints on Leptoquark Masses from the Decays $K_L^0 \to e^\pm\mu^\mp$ and $B_0 \to e^\mp\tau^\pm$ // Phys. Atom. Nucl. 2008. V. 71. P. 1470–1480.

5. *Povarov A. V.* The Parameters of the Fermion-Mixing and Search Restriction on a Mass Leptoquark // EPJ Web Conf. 2017. V. 158. P. 02007; https://doi.org/10.1051/epjconf/201715802007.
6. *Smirnov A. D.* On Mass Limits for Vector Leptoquarks from $K_0^L, B_0, B_s \to l_i^+ l_j^-$ Decays with Account of Fermion Mixing // EPJ Web Conf. 2017. V. 158. P. 02004; https://doi.org/10.1051/epjconf/201715802004.
7. *Smirnov A. D.* The Minimal Quark–Lepton Symmetry Model and the Limit on Z-Prime Mass // Phys. Lett. B. 1995. V. 346. P. 297–302; arXiv:9503239 [hep-ph].
8. *Smirnov A. D.* Minimal Four Color Model with Quark–Lepton Symmetry and Constraints on the Z-Prime Boson Mass // Phys. Atom. Nucl. 1995. V. 58. P. 2137–2143.
9. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V.* New Type of Mixing in the Minimal Quark–Lepton Symmetry and a Lower Bound on the Vector Leptoquark Mass // Ibid. P. 2113–2119.
10. *Kuznetsov A. V., Mikheev N. V., Serghienko A. V.* The Third Type of Fermion Mixing in the Lepton and Quark Interactions with Leptoquarks // Intern. J. Mod. Phys. A. 2012. V. 27. P. 1250062-1–1250062-19; arXiv:1203.0196 [hep-ph].
11. *Smirnov A. D.* Vector Leptoquark Mass Limits and Branching Ratios of $K_0^L, B_0, B_s \to l_i^+ l_j^-$ Decays with Account of Fermion Mixing in Leptoquark Currents // Mod. Phys. Lett. A. 2018. V. 71. P. 1850019; arXiv:1801.02895 [hep-ph].
12. *Povarov A. V.* The Constraints on the Masses of the Vector Leptoquarks from the Decays $K_L^0 \to l_i^+ l_j^-$ and $B^0, B_s^0 \to l_i^+ l_j^-$ // Phys. Part. Nucl. Lett. 2019. V. 16. P. 1–5.
13. *Popov P. Y., Povarov A. V., Smirnov A. D.* Fermionic Decays of Scalar Leptoquarks and Scalar Gluons in the Minimal Four-Color Symmetry Model // Mod. Phys. Lett. A. 2005. V. 20. P. 3003–3012; arXiv:0511149 [hep-ph].
14. *Popov P. Y., Povarov A. V., Smirnov A. D.* Dominant Decays of Scalar Leptoquarks and Scalar Gluons in the Minimal Four-Color Symmetry Model // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 739–747.
15. *Tanabashi M. et al. (Particle Data Group).* 2018 Review of Particle Physics // Phys. Rev. D. 2018. V. 98. P. 030001.
16. *Povarov A. V.* Estimating Scalar-Leptoquark Masses from the Muon Anomalous Magnetic Moment within the Four-Color Symmetry Model // Phys. Atom. Nucl. 2006. V. 69. P. 876–883.
17. *Povarov A. V.* Scalar-Leptoquark Contributions to the Neutrino Magnetic Moment // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 871–878.
18. *Povarov A. V., Smirnov A. D.* Limits on Scalar-Leptoquark Masses from Lepton-Flavor-Violating Processes of the $l_i \to l_j \gamma$ Type // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. P. 732–739.
19. *Baldini A. et al.* Search for the Lepton Flavour Violating Decay $\mu^+ \to e^+ \gamma$ with the Full Dataset of the MEG Experiment // Eur. Phys. J. C. 2016. V. 76. P. 434; arXiv:1605.05081 [hep-ex].
20. *Esteban I., Gonzalez-Garcia M. C., Maltoni M., Martinez-Soler I., Schwetz T.* Updated Fit to Three Neutrino Mixing: Exploring the Accelerator-Reactor Complementarity // JHEP. 2017. V. 01. P. 087; arXiv:1611.01514 [hep-ph].
21. *Doršner I., Fajfer S., Greljo A., Kamenik J. F., Košnik N.* Physics of Leptoquarks in Precision Experiments and at Particle Colliders // Phys. Rep. 2016. V. 641. P. 1–68; arXiv:1603.04993 [hep-ph].

Получено 29 апреля 2019 г.