

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МАССЫ ВЕКТОРНЫХ ЛЕПТОКВАРКОВ ИЗ РАСПАДОВ

$$K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^- \text{ И } B^0, B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$$

*А. В. Поваров*¹

Ярославское высшее военное училище ПВО, Ярославль, Россия

Вычисляются вклады векторного лептокварка в ширины распадов $K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ в минимальной модели с четырехцветовой симметрией. Из данных по распадам $B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ получены ограничения на массу калибровочного векторного лептокварка. Показано, что учет фермионного смешивания значительно ослабляет ограничения на массу векторного лептокварка снизу с 2200 до 91 ТэВ.

The contributions of vector leptoquark to the widths of decays $K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ are calculated in the minimal model with four-color symmetry. From data on decays $B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$, $B_s^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ the constraints on the mass of gauge vector leptoquark are obtained. It is shown that the inclusion of fermion mixing significantly reduces restrictions on the masses of vector leptoquarks from bottom from 2200 to 91 TeV.

PACS: 12.60.-i; 14.80.Sv

ВВЕДЕНИЕ

Одним из вариантов новой физики за пределами Стандартной модели (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. В простейшем случае группа четырехцветовой симметрии может быть векторной — $SU_V(4)$ группой и объединена с симметрией СМ в виде прямого произведения

$$SU_V(4) \times SU_L(2) \times U_R(1), \quad (1)$$

называемого минимальной кварк-лептонной симметричной моделью (МКЛС-модель [2, 3]).

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

$$Q_{ia\alpha}^{L,R} = \sum_j (A_{Q_a}^{L,R})_{ij} Q_{ja\alpha}^{L,R}, \quad l_{ia}^{L,R} = \sum_j (A_{l_a}^{L,R})_{ij} l_{ja}^{L,R} \quad (2)$$

¹E-mail: povarov@univ.uniyar.ac.ru

физических кварков $Q_{ia\alpha}^{L,R}$ и лептонов $l_{ia}^{L,R}$, 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 $A_{Q_a}^{L,R}$ и $A_{l_a}^{L,R}$ описывают фермионное смешивание и диагонализуют массовые матрицы кварков и лептонов, возникающие после спонтанного нарушения симметрии.

Взаимодействие векторных лептокварков с нижними фермионами в МКЛС-модели имеет вид

$$L_{Vdl} = \frac{g_4}{\sqrt{2}} (\bar{d}_{p\alpha} [(K_2^L)_{pi} \gamma^\mu P_L + (K_2^R)_{pi} \gamma^\mu P_R] l_i) V_{\alpha\mu} + \text{h. c.}, \quad (3)$$

где $g_4 = g_{st}(M_c)$ — калибровочная константа группы $SU_V(4)$, связанная с константой сильного взаимодействия на масштабе M_c нарушения $SU_V(4)$ -симметрии; $p, i = 1, 2, 3, \dots$ — индексы кварковых и лептонных поколений; $\alpha = 1, 2, 3$ — $SU(3)$ цветовой индекс. Четыре унитарные матрицы $K_a^{L,R} = (A_{Q_a}^{L,R})^+ A_{l_a}^{L,R}$, $a = 1, 2$, специфичны для моделей с четырехцветовой кварк-лептонной симметрией и описывают возникающее в этом случае смешивание (нижних при $a = 2$) фермионов в лептокварковых токах. Отметим, что, хотя группа (1) является векторной, взаимодействие (3), вообще говоря, не имеет чисто векторного характера из-за возможного различия матриц смешивания в (2) для левых и правых кварков и лептонов. Частный случай чисто векторного взаимодействия в (3) при $K_2^L = K_2^R$ рассматривался в работах [4, 5].

В литературе известны нижние ограничения на массы векторных лептокварков. Наиболее сильные из них следуют из ненаблюдения распадов типа $K_L^0 \rightarrow \mu^\pm e^\mp$ и являются достаточно высокими, составляя порядка 10^3 ТэВ [4–6] (при отсутствии фермионного смешивания). По этой причине принято считать, что эффекты четырехцветовой симметрии кварков и лептонов достаточно малы, чтобы проявляться при ускорительных энергиях. Введение фермионного смешивания может привести к сильному ослаблению ограничений на массы векторных лептокварков [7–9]. В настоящей работе исследованы ограничения на массы векторных лептокварков снизу из текущих данных по лептонным распадам K_L^0 -, B^0 -, B_s -мезонов исходя из общих предположений относительно фермионного смешивания. В недавней работе [10] исследовались данные процессы с предположением, что вклад из распадов K_L^0 -мезона нулевой. Часть результатов в кратком виде была приведена в работе [8].

1. ВЕРОЯТНОСТИ ИНДУЦИРУЕМЫХ ЛЕПТОКВАРКАМИ ЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ

Индукцируемые лептокварками лептонные распады

$$\Phi_{pq} \rightarrow l_i^+ l_j^- \quad (4)$$

псевдоскалярных мезонов Φ_{pq} , являющихся связанными состояниями $\Phi_{pq} = (\tilde{d}_p d_q) 0^-$ кварк-антикварковых пар, были вычислены в модельно-независимом виде [11].

Амплитуда распада (4) с пренебрежением в ней малым по сравнению с массой лептокварка передаваемым импульсом после преобразования Фирца имеет вид

$$M_{pq,ij} = \langle 0 | \bar{d}_p \gamma^\mu \gamma^5 d_q | \Phi_{pq} \rangle (\bar{u}_{l_j}(p_j) [F_A^L \gamma^\mu P_L + F_A^R \gamma^\mu P_R]_{pq,ij} u_{l_i}(-p_i)) + \langle 0 | \bar{d}_p \gamma^5 d_q | \Phi_{pq} \rangle (\bar{u}_{l_j}(p_j) [F_P^L P_L + F_P^R P_R]_{pq,ij} u_{l_i}(-p_i)), \quad (5)$$

где

$$(F_A^{L,R})_{pq,ij} = \mp \frac{1}{2} \sum_k \frac{(g_k^{L,R})_{pi} (g_k^{L,R})_{qj}^*}{m_{V^k}^2}, \quad (6)$$

$$(F_P^{L,R})_{pq,ij} = \mp \sum_k \frac{(g_k^{L,R})_{pi} (g_k^{R,L})_{qj}^*}{m_{V^k}^2}. \quad (7)$$

Входящие в (5) матричные элементы аксиального и псевдоскалярного кварковых токов параметризованы в виде

$$\langle 0 | \bar{d}_p \gamma^\mu \gamma^5 d_q | \Phi_{pq} \rangle = i f_{\Phi_{pq}} p_\mu, \quad (8)$$

$$\langle 0 | \bar{d}_p \gamma^5 d_q | \Phi_{pq} \rangle = -i \bar{m}_{\Phi_{pq}} f_{\Phi_{pq}}, \quad (9)$$

где $f_{\Phi_{pq}}$ и $p_\mu = (p_i + p_j)_\mu$ — формфактор и 4-импульс распадающегося мезона, а

$$\bar{m}_{\Phi_{pq}} = \frac{m_{\Phi_{pq}}^2}{m_{Q_p} + m_{Q_q}}. \quad (10)$$

Используя уравнение Дирака для лептонных биспиноров, амплитуды (5) с учетом (8), (9) приводим к виду

$$M_{pq,ij} = i (\bar{u}_{l_j}(p_j) [F^L P_L + F^R P_R]_{pq,ij} u_{l_i}(-p_i)), \quad (11)$$

где

$$F_{pq,ij}^{L,R} = \left[F_A^{L,R} m_{l_j^-} - F_A^{R,L} m_{l_i^+} + F_P^{L,R} \bar{m}_{\Phi_{pq}} \right]_{pq,ij} f_{\Phi_{pq}}. \quad (12)$$

После суммирования квадрата амплитуды (11) по поляризациям конечных лептонов для ширин (4) имеем следующее выражение:

$$\Gamma(\Phi_{pq} \rightarrow l_i^+ l_j^-) = \frac{m_{\Phi_{pq}}}{16\pi} \left[(|F_{pq,ij}^L|^2 + |F_{pq,ij}^R|^2) (1 - \mu_{l_i}^2 - \mu_{l_j}^2) - 2 \left(\bar{F}_{pq,ij}^{L*} F_{pq,ij}^R + F_{pq,ij}^L \bar{F}_{pq,ij}^{R*} \right) \mu_{l_i} \mu_{l_j} \right] \sqrt{[1 - (\mu_{l_i} + \mu_{l_j})^2][1 - (\mu_{l_i} - \mu_{l_j})^2]}, \quad (13)$$

где $\mu_{l_i} = m_{l_i}/m_{\Phi_{pq}}$. Формула (13) при $F_{pq,ij}^{L,R}$ из (12), (6), (7) определяет ширины распадов (4) в модельно-независимом виде.

Общие вычисления вкладов векторных лептокварков в ширины распадов K_L^0 -, B^0 - и B_s -мезонов вида

$$K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^- \quad (14)$$

при $i, j = 1, 2$, $l_i^\pm = e^\pm, \mu^\pm$ и

$$B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-, \quad B_s \rightarrow l_i^+ l_j^- \quad (15)$$

при $i, j = 1, 2, 3$, $l_i^\pm = e^\pm, \mu^\pm, \tau^\pm$ проводились в минимальной модели с четырехцветовой симметрией векторного типа с учетом фермионного смешивания.

Для индуцированных векторным лептокварком относительных вероятностей распадов (14) получаем следующее выражение (пренебрегая массами электрона и мюона ($m_e, m_\mu \ll m_{K^0}$)):

$$BR(K_L^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-) = \frac{m_{K^0} \pi \alpha_{st}^2 f_{K^0}^2 \bar{m}_{K^0}^2 (R_{K^0}^V)^2}{4m_V^4 \Gamma_K^{\text{tot}}} \varkappa_{ij}^2, \quad (16)$$

где $\bar{m}_{K^0} = m_{K^0}^2 / (m_s + m_d)$, $f_{K^0} = 155,72$ МэВ — формфактор K^0 -мезона, фактор $R_{K^0}^V = R_{K^0}(\mu_{K^0}, M_c)$ учитывает глюонные поправки, а факторы

$$\varkappa_{ij} = \sqrt{\frac{|\varkappa_{ij}^L|^2 + |\varkappa_{ij}^R|^2}{2}} \quad (17)$$

при

$$\varkappa_{ij}^{L,R} = (K_2^{L,R})_{2i} (K_2^{*R,L})_{1j} + (K_2^{L,R})_{1i} (K_2^{*R,L})_{2j} \quad (18)$$

учитывают фермионное смешивание общего вида, Γ_K^{tot} — полная ширина распада K_L^0 -мезона.

В частном случае $K_2^L = K_2^R$ параметр \varkappa_{ij} воспроизводит соответствующий фактор работ [4, 5]. В случае $K_2^L = K_2^R = I$ отсутствия фермионного смешивания $\varkappa_{12} = 1$ и распады $K_L^0 \rightarrow e^\mp \mu^\pm$ являются единственными распадами вида (14). В этом случае ширина распада $K_L^0 \rightarrow e^- \mu^+$ согласуется с результатом работы [6].

Индукцируемые векторным лептокварком относительные вероятности распадов (15) можно представить, на примере B^0 -мезона, в виде

$$BR(B^0 \rightarrow l_i^+ l_j^-) = \frac{m_{B^0} \pi \alpha_{st}^2 f_{B^0}^2 \bar{m}_{B^0}^2 (R_{B^0}^V)^2}{4m_V^4 \Gamma_{B^0}^{\text{tot}}} \beta_{ij}^2,$$

$$\beta_{ij}^2 = \left[(|\beta_{ij}^L|^2 + |\beta_{ij}^R|^2)(1 - \mu_{l_i}^2 - \mu_{l_j}^2) + 2(\beta_{ij}^{*L} \beta_{ij}^R + \beta_{ij}^L \beta_{ij}^{*R}) \mu_{l_i} \mu_{l_j} \right] \times \\ \times \sqrt{[1 - (\mu_{l_i} + \mu_{l_j})^2][1 - (\mu_{l_i} - \mu_{l_j})^2]}, \quad (19)$$

где $\bar{m}_{B^0} = m_{B^0}^2 / (m_b + m_d)$, $f_{B^0} = 190,9$ МэВ — формфактор B^0 -мезона, фактор $R_{B^0}^V = R_{B^0}(\mu_{B^0}, M_c)$ учитывает глюонные поправки, $\Gamma_{B^0}^{\text{tot}}$ — полная ширина распада B^0 -мезона, а параметры

$$\beta_{ij}^{L,R} = k_{ij}^{L,R} - (\bar{\mu}_{l_j^-} k_{ij}^{\prime L,R} + \bar{\mu}_{l_i^+} k_{ij}^{\prime R,L})/2 \quad (20)$$

при $\bar{\mu}_{l_i^\pm} = m_{l_i^\pm} / (\bar{m}_{B^0} R_{B^0}^V)$ и

$$k_{ij}^{L,R} = (K_2^{L,R})_{3i} (K_2^{*R,L})_{1j}, \quad (21)$$

$$k_{ij}^{\prime L,R} = (K_2^{L,R})_{3i} (K_2^{*L,R})_{1j} \quad (22)$$

в общем виде учитывают фермионное смешивание в лептокварковых токах.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Существующие экспериментальные ограничения на лептонные распады составляют для K_L^0 -мезона [12]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(K_L^0 \rightarrow e\mu) &< 4,7 \cdot 10^{-12}, \\ \text{BR}(K_L^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= (6,84 \pm 0,11) \cdot 10^{-9}, \\ \text{BR}(K_L^0 \rightarrow e^+ e^-) &= (9_{-4}^{+6}) \cdot 10^{-12} \end{aligned} \quad (23)$$

и для B^0, B_s^0 -мезонов [12–15]:

$$\begin{aligned} \text{BR}(B^0 \rightarrow e\mu) &< 1 \cdot 10^{-9}, \\ \text{BR}(B^0 \rightarrow e\tau) &< 2,8 \cdot 10^{-5}(*), \\ \text{BR}(B^0 \rightarrow \mu\tau) &< 2,2 \cdot 10^{-5}(*), \\ \text{BR}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &< 3,4 \cdot 10^{-10}, \\ \text{BR}(B^0 \rightarrow e^+ e^-) &< 8,3 \cdot 10^{-8}, \\ \text{BR}(B^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-) &< 2,1 \cdot 10^{-3}, \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \text{BR}(B_s \rightarrow e\mu) &< 5,4 \cdot 10^{-9}(*), \\ \text{BR}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= (3,0_{-0,63}^{+0,67}) \cdot 10^{-9}(*), \\ \text{BR}(B_s \rightarrow e^+ e^-) &< 2,8 \cdot 10^{-7}(*), \\ \text{BR}(B_s \rightarrow \tau^+ \tau^-) &< 6,8 \cdot 10^{-3}. \end{aligned} \quad (25)$$

Для вычислений использовалась параметризация матриц дополнительного фермионного смешивания в стандартной форме, как для матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы:

$$K_2^{L,R} = \begin{bmatrix} c_{12}^{L,R} c_{13}^{L,R} & s_{12}^{L,R} c_{13}^{L,R} & s_{13}^{L,R} \\ s_{12}^{L,R} c_{23}^{L,R} - c_{12}^{L,R} s_{23}^{L,R} s_{13}^{L,R} & c_{12}^{L,R} c_{23}^{L,R} - s_{12}^{L,R} s_{23}^{L,R} s_{13}^{L,R} & s_{23}^{L,R} c_{13}^{L,R} \\ s_{12}^{L,R} s_{23}^{L,R} - c_{12}^{L,R} c_{23}^{L,R} s_{13}^{L,R} & c_{12}^{L,R} s_{23}^{L,R} - s_{12}^{L,R} c_{23}^{L,R} s_{13}^{L,R} & c_{23}^{L,R} c_{13}^{L,R} \end{bmatrix},$$

где $s_{ij}^{L,R} = \sin \Theta_{ij}^{L,R}$, $c_{ij}^{L,R} = \cos \Theta_{ij}^{L,R}$, $\Theta^{L,R}$ — углы смешивания, значения углов берутся в первом квадранте. (На первом этапе вычислений фазы не учитываются.)

При вычислении ширин распадов $\tilde{\Phi}_{pq} \rightarrow l_i^- l_j^+$ и $\tilde{\Phi}_{pq} \rightarrow l_i^+ l_j^-$ с $l_i \neq l_j$ ширины суммировались,

$$\Gamma(\Phi_{pq} \rightarrow l_i l_j) \equiv \Gamma(\Phi_{pq} \rightarrow l_i^- l_j^+) + \Gamma(\tilde{\Phi}_{pq} \rightarrow l_i^+ l_j^-), \quad (26)$$

что достигается суммированием факторов смешивания

$$\varkappa_{12}^{(K^0)} = \varkappa_{12}^2 + \varkappa_{21}^2, \quad \beta_{ij}^{(B^0, B_s)} = \beta_{ij}^2 + \beta_{ji}^2, \quad i, j = 1, 2, 3.$$

Минимальные значения масс векторных лептокварков, известные в литературе и найденные при $\varkappa_{ij} = 1$ и ограничениях (23), составляют 2220, 360 и 1750 ТэВ соответственно [11]. В работе [10] исследовались процессы распадов K_L^0 -, B^0 - и B_s -мезонов с учетом фермионного смешивания наиболее общего вида и в предположении,

что $\varkappa_{ij}^{(K^0)} = 0$. В нашем анализе такие допущения не делались, и результат достигается естественным образом. Соответствующим выбором углов смешивания имеем $\varkappa_{ij}^{(K^0)} = 0$, и отсутствие вкладов из (23) реализуемо всегда.

Совместное вычисление с использованием данных для всех распадов (23), (24) и (25) приводит к понижению ограничения на массу векторного лептокварка. Так, при углах смешивания

$$\Theta_{12}^L = \frac{\pi}{8}, \quad \Theta_{12}^R = \frac{61\pi}{200}, \quad \Theta_{13}^L = \Theta_{13}^R = \frac{\pi}{2}, \quad \Theta_{23}^L = \Theta_{23}^R = 0$$

матрицы дополнительного фермионного смешивания имеют вид

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

при этом

$$\varkappa_{ij}^{(K^0)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta_{ij}^{(B^0)} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0,72 \\ 0 & 0 & 0,51 \\ 0,72 & 0,51 & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta_{ij}^{(B_s)} = \begin{pmatrix} 0,62 & 0,746 & 0 \\ 0,746 & 0,613 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (27)$$

и минимальное ограничение на массу векторного лептокварка составляет $m_V > 91,5$ ТэВ (что близко к результату $m_V > 86$ ТэВ [10]).

Как видно из (27), вклад в ограничение массы векторного лептокварка дают процессы $B^0 \rightarrow e\tau$, $B^0 \rightarrow \mu\tau$, помеченные (*) в (24), и $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B_s^0 \rightarrow \mu e$, и $B_s^0 \rightarrow e^+e^-$ (25). В связи с этим отметим отсутствие вкладов из таких процессов, как $B^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $B^0 \rightarrow \mu e$ и $B^0 \rightarrow e^+e^-$. Для B^0 -мезона процессы, дающие ненулевые вклады, имеют слабые экспериментальные ограничения и труднообнаруживаемы, и поэтому перспективы для новой физики в B^0 -секторе невелики. Для B_s^0 -мезона отсутствие вкладов от содержащих τ -лептон распадов $B_s^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$, $B_s^0 \rightarrow \tau\mu$ и $B_s^0 \rightarrow \tau e$ не так критично, и следует ожидать, что увеличение статистики в B_s^0 -секторе приведет в будущем к новым более сильным ограничениям на массы векторных лептокварков. Пока же прямые ограничения из экспериментов на нижнюю границу массы векторного лептокварка Пати–Салама типа из $B_s^0 \rightarrow e^\mp\mu^\pm$ и $B^0 \rightarrow e^\mp\mu^\pm$ составляют 107(126) ТэВ [16] (по данным 2013 г. и без учета фермионного смешивания).

Как видим, учет дополнительного фермионного смешивания приводит к снижению ограничения на массу векторного лептокварка снизу из процессов вида $\Phi_{pq} \rightarrow l_i^- l_j^+$ с 2200 до 91,5 ТэВ, что ниже ограничений из прямых поисков. Кроме того, акцент в поиске ограничений на массы векторных лептокварков переносится с процесса $K_L^0 \rightarrow e^\mp\mu^\pm$ с высоким экспериментальным ограничением, но которое можно исключить за счет фермионного смешивания, на $B_s^0 \rightarrow e^\mp\mu^\pm$ — с гораздо меньшим экспериментальным ограничением. Кроме того, распады B_s^0 -мезона с участием τ -лептонов за счет фермионного смешивания сильно подавляются, тогда как для B^0 -мезона они остаются единственными носителями информации о векторных лептокварках (кроме $\tau^+\tau^-$). Это позволяет надеяться, что масштаб нарушения четырехцветовой симметрии может быть невелик, и ее проявления возможны при современных энергиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Pati J. C., Salam A.* Lepton Number as the Fourth Color // *Phys. Rev. D.* 1974. V. 10. P. 275.
2. *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].
3. *Smirnov A. D.* Minimal Four Color Model with Quark–Lepton Symmetry and Constraints on the Z -Prime Boson Mass // *Phys. At. Nucl.* 1995. V. 58. P. 2137–2143.
4. *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].
5. *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 // *Phys. At. Nucl.* 1995. V. 58. P. 2113–2119.
6. *Valencia G., Willenbrock S.* Quark–Lepton Unification and Rare Meson Decays // *Phys. Rev. D.* 1994. V. 50. P. 6843–6848.
7. *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].
8. *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>.
9. *Smirnov A. D.* On Mass Limits for Vector Leptoquarks from $K_0^L, B_0, B_s \rightarrow l_i^+ l_j^-$ Decays with Account of Fermion Mixing // *EPJ Web Conf.* 2017. V. 158. P. 02004; <https://doi.org/10.1051/epjconf/201715802004>.
10. *Smirnov A. D.* Vector Leptoquark Mass Limits and Branching Ratios of $K_0^L, B_0, B_s \rightarrow l_i^+ l_j^-$ Decays with Account of Fermion Mixing in Leptoquark Currents // *Mod. Phys. Lett. A.* 2018. V. 71. P. 1850019; arXiv:1801.02895 [hep-ph].
11. *Smirnov A. D.* Contributions of Gauge and Scalar Leptoquarks to $K_0^L \rightarrow l_i^+ l_j^-$ and $B_0 \rightarrow l_i^+ l_j^-$ Decay and Constraints on Leptoquark Masses from the Decays $K_L^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ and $B_0 \rightarrow e^\mp \tau^\pm$ // *Phys. At. Nucl.* 2008. V. 71. P. 1470–1480.
12. *Patrighani C. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // *Chin. Phys. C.* 2016. V. 40. P. 100001.
13. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Branching Fraction and Effective Lifetime and Search for $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ Decays // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 191801; arXiv:1703.05747 [hep-ex].
14. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Search for the Decays $B_s^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ and $B^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ // *Phys. Rev. Lett.* 2017. V. 118. P. 251802; arXiv:1703.02508 [hep-ex].
15. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Search for the Lepton-Flavour Violating Decays $B_s^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ // *JHEP.* 2018. V. 1803. P. 078; arXiv:1710.04111 [hep-ex].
16. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.).* Search for the Lepton-Flavor Violating Decays $B_s^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ and $B^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp$ // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 111. P. 141801; arXiv:1307.4889 [hep-ex].

Получено 15 июля 2018 г.