

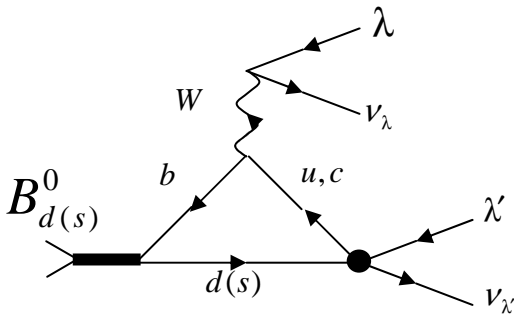
# ЧЕТЫРЁХЛЕПТОННЫЕ РАСПАДЫ В-МЕЗОНОВ

Д.И. Мелихов<sup>1</sup>, Н.В. Никитин<sup>1</sup>, Д.А. Тлисов<sup>1</sup>  
<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ  
 E-mail: tlisov-danila@yandex.ru

This work gives detailed discussion of B-mesons rare decays with four leptons in the final state. In SM  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$  decays induce by flavour-changing neutral currents. In this paper we analyze these decays using the Vector Meson Dominance model. We calculate the matrix elements of such decays and obtain their branching ratios numerical estimation.

Редкие лептонные распады В-мезонов, происходящие за счет переходов b-кварка в s- или d-кварк (так называемые нейтральные токи, нарушающие аромат), запрещены в СМ на древесном уровне и возникают начиная с петлевых поправок. Таким образом, редкие лептонные распады являются уникальным тестом СМ в высших порядках теории возмущений и полигоном для поиска возможных расширений СМ. Именно поэтому на вводимом в настоящее время в эксплуатацию Большом адронном коллайдере (LHC, CERN, Швейцария-Франция) физике тяжёлых мезонов уделяется особое внимание. Распады В-мезонов планируется изучать как в рамках специального эксперимента LHCb, так и на остальных детекторах LHC. Распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$  актуально изучать, поскольку они чувствительны к расширениям СМ и, кроме того, могут являться важным фоном к другому редкому лептонному распаду  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$  [1].

Основной вклад в распад  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$  дает следующая фейнмановская диаграмма:



Соответствующая этой диаграмме амплитуда перехода может быть записана в виде:

$$A = \sum_{q=u,c,t} T_{\mu\nu}(q_1, q_2) \cdot V_{qb} \lambda \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu \cdot V_{q\ell}^* \bar{\nu} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) \lambda,$$

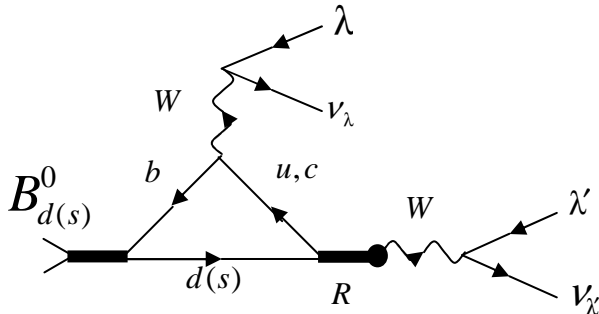
где

$T_{\mu\nu}(q_1, q_2) = \int dx \exp(iq_1 x) \langle 0 | T \{ \bar{b}(x) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q(x) \bar{q}(0) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) d(0) | B(p) \rangle \}$  Для вычисления амплитуды использовался приближенный метод, построенный по аналогии с известной моделью доминантности векторных мезонов. То есть рассматриваются только вклады от виртуальных резонансов R с квантовыми числами, соответствующими квантовым числам W-бозона. Тогда амплитуда

$T_{\mu\nu}$  может быть переписана как

$$T_{\mu\nu} = \sum_R \langle 0 | \bar{q} \gamma_\nu (1 - \gamma_5) d | R(q_2) \rangle \frac{1}{M_R^2 - q_2^2 - i\Gamma_R M_R} \langle R(q_2) | \bar{b} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) q | B(p) \rangle$$

приведенная выше диаграмма Фейнмана преобразуется к виду:



Какие промежуточные состояния  $R$  дают ненулевой вклад и должны быть учтены? Наивный ответ на этот вопрос следующий: должны быть учтены все векторные и аксиальные электрически заряженные мезоны с массами, не превышающими массу  $B_{d,s}^0$ . Однако опыт вычисления форм-факторов легких мезонов показывает, что вклад высших возбуждений на порядок меньше, чем вклад основных состояний. Таким образом, можно предположить, что мезонами, вносящими существенный вклад в амплитуду, для  $B_d^0$ -мезона будут:

Название мезона	Масса, М, МэВ	Ширина, Г, МэВ	Кварки	$f_V$ или $f_A$	спин-чётность
$\rho(770)$	775	150	ud	152,5	1-
$D^*$	2010	96КэВ	cd	250	1-
$a_1(1260)$	1230	450	ud	150	1+
$D^*(2430)$	2427	400	cd	250	1+

Для  $B_s^0$ -мезона существенным будет вклад следующих резонансов:

Название мезона	Масса, М, МэВ	Ширина, Г, МэВ	Кварки	$f_V$ или $f_A$	спин-чётность
$K^*(892)$	892	50	us	190	1-
$D^*s$	2112	<1,9	cs	300	1-
$K_1(1270)$	1272	90	us	190	1+
$D^*s_1(2460)$	2459	<3,5	cs	300	1+

В приведенных выше таблицах  $f_V$  и  $f_A$  обозначают лептонные константы векторных и аксиальных мезонов соответственно, которые определяются следующим образом:

$$\langle 0 | \bar{q} \gamma_\mu q | V(p) \rangle = \varepsilon(p)_\mu M_V f_V,$$

$$\langle 0 | \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q | A(p) \rangle = \varepsilon(p)_\mu M_A f_A.$$

Значения  $f_V$  для векторных мезонов были взяты из статьи [2], для аксиальных мезонов константы  $f_A$  полагались такими же, как константы  $f_V$  их векторных партнёров.

Переходы В-мезона в различные векторные мезоны описываются следующими форм-факторами:

$$\langle R(q_2) | \bar{b} \gamma_\mu q | B(p) \rangle = 2g(q_1^2) \varepsilon_{\mu\nu\alpha\beta} \varepsilon^{*\nu} p^\alpha q_2^\beta,$$

в аксиальные:

$$\langle R(q_2) | \bar{b} \gamma_\mu \gamma_5 q | B(p) \rangle = i \varepsilon^{*\alpha} [f(q_1^2) g_{\mu\alpha} + a_+(q_1^2) p_\alpha (p_\mu + q_{2\mu}) + a_-(q_1^2) p_\alpha q_{2\mu}]$$

Однако удобными для использования являются следующие линейные комбинации форм-факторов:

$$V = (M_B + M_R)g,$$

$$A_0 = \frac{1}{2M_R} (f + q_1^2 a_- + (pq_1 + q_2 q_1) a_+),$$

$$A_1 = \frac{1}{M_B + M_R} f,$$

$$A_2 = -(M_B + M_R) a_+.$$

Форм-факторы  $V$ ,  $A_0$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  необходимых для вычисления амплитуды векторных мезонов были найдены в работе [3]. Для аксиальных мезонов соответствующие форм-факторы полагались численно равными форм-факторам их векторных партнёров. Для описания зависимости форм-факторов от переданного 4-импульса  $q_1$  были выбраны следующие аппроксимирующие функции

для  $V$ :

$$f(q_1^2) = \frac{f(0)}{(1 - \frac{q_1^2}{M_R^2}) [1 - \sigma_1 \frac{q_1^2}{M_R^2} + \sigma_2 \frac{q_1^2}{M_R^2}]},$$

для  $A_0$ :

$$f(q_1^2) = \frac{f(0)}{(1 - \frac{q_1^2}{M_B^2}) [1 - \sigma_1 \frac{q_1^2}{M_B^2} + \sigma_2 \frac{q_1^2}{M_B^2}]},$$

для  $A_1$  и  $A_2$ :

$$f(q_1^2) = \frac{f(0)}{1 - \sigma_1 \frac{q_1^2}{M_R^2} + \sigma_2 \frac{q_1^2}{M_R^2}}.$$

Параметры  $f(0)$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$  аппроксимирующих функций сведены в таблицу:

Название мезона	V			A0			A1			A2		
	f(0)	$\sigma_1$	$\sigma_2$	f(0)	$\sigma_1$	$\sigma_2$	f(0)	$\sigma_1$	$\sigma_2$	f(0)	$\sigma_1$	$\sigma_2$
$\rho(770)$	0,31	0,59	0	0,30	0,54	0	0,26	0,73	0,10	0,24	1,40	0,50
$D^*$	0,76	,57	0	0,69	0,58	0	0,66	0,78	0	0,62	1,40	0,41
$a_1(1260)$	0,31	0,59	0	0,30	0,54	0	0,26	0,73	0,10	0,24	1,40	0,50
$D^*(2430)$	0,76	,57	0	0,69	0,58	0	0,66	0,78	0	0,62	1,40	0,41
$K^*(892)$	0,38	0,66	0,30	0,37	0,60	0,16	0,29	0,86	0,60	0,26	1,32	0,54
$D^*s$	0,76	,57	0	0,69	0,58	0	0,66	0,78	0	0,62	1,40	0,41
$K_1(1270)$	0,38	0,66	0,30	0,37	0,60	0,16	0,29	0,86	0,60	0,26	1,32	0,54
$D^*s_1(2460)$	0,76	,57	0	0,69	0,58	0	0,66	0,78	0	0,62	1,40	0,41

Таким образом, матричный элемент  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$  полностью определён и готов для использования в Монте-Карло генераторах, например, в генераторе EvtGen.

Грубой оценкой ширины распада может служить:

$$\frac{Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \mu^- \bar{\nu}_\mu)}{Br(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)} \approx \left( \frac{M_B}{m_\mu} \right)^2 \cdot 4\pi \left( \frac{1}{4\pi} \right)^2 \approx 100.$$

Поэтому распады  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$  действительно могут оказаться важным фоном для распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ .

Итак, в данной работе мы построили матричные элементы для редких четырёхлептонных распадов  $B_{d,s}^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \nu_\ell \nu_\ell$ , полностью определили значения всех входящих в него элементов и выполнили численные оценки парциальных ширин рассматриваемых распадов.

1. [N.V. Nikitin](#), [S.Yu. Sivoklokov](#), [L.N. Smirnova](#), [D.A. Tlisov](#), [K.S. Toms](#), Possibility of recording rare muonic decays of B mesons at the ATLAS detector in the case of LHC operation in the initial-luminosity mode, Phys.Atom.Nucl.70:2086-2102,2007, Yad.Fiz.70:2136-2152,2007.
2. D. Melikhov, O. Nachtmann, V. Nikonov, T. Paulus, Masses and coupling of vector mesons from the pion electromagnetic, weak and  $\pi\gamma$  transition form factors, Eur. Phys. J.C 34, p. 349, 2004.
3. D. Melikhov, B. Stech, Weak form factors for heavy decays: an update, Phys.Rev.D62:014006,2000