

## Теоретический анализ аннигиляционного распада $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$

И. М. Парнова\*

Ярославский государственный университет им П. Г. Демидова,  
физический факультет, кафедра теоретической физики  
Россия, 150003, Ярославль, ул. Советская, д. 14  
(Поступила в редакцию 20.05.2022; подписана в печать 23.05.2022)

В Стандартной модели (СМ) нейтральные  $b \rightarrow s$  и  $b \rightarrow d$  токи с изменением аромата, индуцированные петлевыми диаграммами, являются стандартными экспериментальными каналами для тестирования СМ, а также поисков возможной «Новой физики». Чисто аннигиляционные распады  $B$ -мезонов представляют значительный интерес, так как они чрезвычайно малы в СМ, и эффекты Новой физики могут существенно увеличивать их ширины распада. Радиационные и полуплептонные распады с рождением  $\phi$ -мезона, являясь предметом экспериментальных поисков на Большом адронном коллайдере (БАК) и  $B$ -фабрике SuperKEKB, — типичные примеры процессов аннигиляционного типа. В настоящей работе обсуждается полуплептонный распад аннигиляционного типа  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ , где  $\ell$  — заряженный лептон, и представлены теоретические предсказания для его относительной вероятности в рамках метода слабых эффективных гамильтонианов без учета влияния  $\omega$  —  $\phi$ -смешивания. Исследуется зависимость относительной вероятности от выбора модели амплитуд распределения  $B$ -мезона, входящих в вероятность посредством первых обратных моментов. Полная относительная вероятность распада  $Br \sim 10^{-12}$  на три порядка меньше ограничения, полученного коллаборацией LHCb, однако имеются механизмы увеличения этой вероятности, которые требуют дополнительного исследования.

PACS: 13.25.Nw

УДК: 539.1.01.

Ключевые слова: амплитуда распределения, аннигиляция, кварк, матричный элемент перехода, полуплептонный распад, тяжелый мезон, относительная вероятность, световой конус, первый обратный момент, эффективный электрослабый лагранжиан.

### ВВЕДЕНИЕ

Физика  $B$ -мезонов — одна из самых актуальных областей физики высоких энергий.  $B$ -мезоны состоят из легкого  $u$ - или  $d$ -кварка и тяжелого  $b$ -антикварка. Широко используемым подходом к описанию таких частиц является Эффективная теория тяжелого кварка [1, 2], в которой тяжелый антикварк рассматривается как статический источник хромоматричного поля, и динамика мезона полностью определяется движением легкого кварка. Более того, в нерелятивистском пределе спин тяжелого кварка можно не учитывать при определении внутренней динамики, и спиновая структура мезона может быть легко восстановлена после добавления спина тяжелого кварка и проецирования на требуемое спиновое состояние мезона [1, 2]. В этом приближении псевдоскалярный  $B$ - и векторный  $B^*$ -мезоны динамически эквиваленты с точностью до  $1/m_b$  поправок, где  $m_b$  — масса  $b$ -кварка.

Особый интерес представляют редкие распады  $B$ -мезонов, которые идут за счет нейтральных токов с изменением аромата, т. е. обусловлены кварковыми  $b \rightarrow s$  и  $b \rightarrow d$  переходами [3, 4]. Использование эффективного электрослабого гамильтониана, который получен после удаления из теории тяжелых степеней свободы, существенно упрощает вычисления ширины редких распадов. Такая эффективная теория содержит ин-

формацию о  $W$ - и  $Z$ -бозонах,  $t$ -кварке и стандартном хиггсовском бозоне в форме вильсоновских коэффициентов, которые характеризуют относительный вес того или иного локального оператора в эффективном гамильтониане [3, 4]. Относительные вероятности распадов имеют простой вид в терминах эффективных вильсоновских коэффициентов, однако структура самих коэффициентов существенно усложняется после учета радиационных поправок, обусловленных сильными взаимодействиями.

Экспериментальное обнаружение редких распадов  $B$ -мезонов, в характеристиках которых будут наблюдаться отклонения от предсказаний Стандартной Модели (СМ), может привести к открытию Новой Физики. На данный момент, экспериментальные данные по редким распадам  $B$ -мезонов указывают на отсутствие существенных отличий от СМ. Например, коллаборациями LHCb, CMS и ATLAS на Большом адронном коллайдере (БАК) была измерена вероятность сверхредкого распада аннигиляционного типа  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , среднее значение которой составляет  $\mathcal{B}_{\text{exp}}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (2.9 \pm 0.4) \times 10^{-9}$  [5], что согласуется в пределах погрешностей с предсказанием СМ  $\mathcal{B}_{\text{th}}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.65 \pm 0.23) \times 10^{-9}$  [6]. Также идут активные экспериментальные поиски  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , аналогичного распада  $B$ -мезона. К редким полуплептонным аннигиляционным распадам  $B_{(c)}^0$ -мезонов относятся (в предположении, что  $\omega$ - и  $\phi$ -мезоны — это чистые состояния  $(\bar{u}u + \bar{d}d)/\sqrt{2}$  и  $\bar{s}s$  соответственно):  $B^0 \rightarrow \phi \ell^- \ell^+$ ,  $B_s^0 \rightarrow \rho^0 \ell^- \ell^+$ ,  $B_s^0 \rightarrow \omega \ell^- \ell^+$ , где  $\ell = e, \mu, \tau$ , а также их радиационные аналоги  $B^0 \rightarrow \phi \gamma$ ,  $B_s^0 \rightarrow \rho^0 \gamma$ ,

\* [parnova.irina@yandex.ru](mailto:parnova.irina@yandex.ru)

$B_s^0 \rightarrow \omega\gamma$ . В силу малости их ширин, имеются только экспериментальные ограничения на относительные вероятности следующих распадов:  $\mathcal{B}_{\text{exp}}(B^0 \rightarrow \phi\gamma) < 1.0 \times 10^{-7}$  [7] и  $\mathcal{B}_{\text{exp}}(B^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-) < 3.2 \times 10^{-9}$  [8]. Теоретический анализ радиационных распадов аннигиляционного типа для  $B$ -мезонов представлен [9–12], причем в [12] получены предсказания для относительных вероятностей распадов с учетом  $\omega - \phi$  смешивания в рамках Эффективной теории мягких и коллинеарных мод [13]. Полученное предсказание для  $B^0 \rightarrow \phi\gamma$  находится в согласии с экспериментальным ограничением, полученным коллаборацией Belle [7], а предсказания для распадов  $B_s$ -мезона дают основание полагать о значимости вклада от смешивания легких нейтральных векторных мезонов (вклад от  $\omega - \phi$  смешивания дает превышение над аннигиляционным вкладом примерно на 2 порядка):

$$\mathcal{B}_{th}(B^0 \rightarrow \phi\gamma) = 3.99_{-1.46}^{+1.67} \times 10^{-9}, \quad (1)$$

$$\mathcal{B}_{th}(B_s \rightarrow \omega\gamma) = 2.01_{-0.71}^{+0.81} \times 10^{-7}, \quad (2)$$

$$\mathcal{B}_{th}(B_s \rightarrow \rho^0\gamma) = 5.67_{-1.76}^{+1.62} \times 10^{-9}.$$

В настоящей работе представлен теоретический анализ чисто аннигиляционного полуплептонного распада  $B^0 \rightarrow \phi\ell^-\ell^+$  без учета влияния  $\omega - \phi$  смешивания, и оценивается зависимость относительной вероятности распада от выбора теоретических моделей амплитуд распределения  $B$ -мезона, входящих посредством первых обратных моментов. В анализе использованы две типичные модели амплитуд распределения: экспоненциальная и линейная. Также приводится оценка для полной относительной вероятности рассматриваемого распада.

## 1. ТЕОРИЯ РЕДКИХ РАСПАДОВ $B$ -МЕЗОНОВ

Анализ проводится методом Эффективных электро-слабых гамильтонианов [3, 4], которые получают после удаления из СМ тяжелых степеней свободы —  $t$ -кварка,  $W$ - и  $Z$ -бозонов, а также бозона Хиггса. В этой эффективной теории также не содержатся фотоны и глюоны с энергиями порядка масс тяжелых частиц. Лагранжиан теории включает стандартные лагранжианы квантовой электродинамики, квантовой хромодинамики и эффективных электро-слабых гамильтонианов. Полный эффективный лагранжиан теории для  $b \rightarrow d$  перехода [3, 4]:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}}(x) = \mathcal{L}_{\text{QED}}(x) + \mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) - \mathcal{H}_{\text{weak}}^{b \rightarrow d}(x), \quad (3)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QED}}(x) = e \sum_f Q_f [\bar{f}(x)\gamma^\mu f(x)] A_\mu(x), \quad (4)$$

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}(x) = g_{\text{st}} \sum_q [\bar{q}(x)\gamma^\mu T^a q(x)] G_\mu^a(x), \quad (5)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $Q_f$  — относительный заряд фермиона  $f(x) = \{\ell(x), q(x)\}$ ,  $A_\mu(x)$  — поле фотона,  $g_{\text{st}}$  — постоянная сильного взаимодействия,  $T^a$  ( $a = 1, \dots, 8$ ) — генераторы цветовой группы  $SU(3)_C$ ,  $G_\mu^a(x)$  — поле глюона. Гамильтониан, отвечающий за нейтральный ток с изменением аромата в (4) имеет следующий вид [3, 4]:

$$\mathcal{H}_{\text{weak}}^{b \rightarrow d} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \sum_{p=u,c} \lambda_p^{(d)} \sum_j C_j(\mu) \mathcal{P}_j(\mu) + \text{h. c.}, \quad (6)$$

где  $G_F$  — константа Ферми,  $C_j(\mu)$  — коэффициенты Вильсона,  $\mathcal{P}_j(\mu)$  — 4-фермионные операторы  $b \rightarrow d$  перехода,  $\lambda_p^{(d)} = V_{pd}^* V_{pb}$  — произведение элементов матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскава. Для операторов  $\mathcal{P}_j(\mu)$  размерности  $d = 6$  выбран следующий базис [4]:

- Деревесные операторы ( $p = u, c$ ):

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_1^{(p)} &= (\bar{d}\gamma_\mu L T^a p)(\bar{p}\gamma^\mu L T^a b), \\ \mathcal{P}_2^{(p)} &= (\bar{d}\gamma_\mu L p)(\bar{p}\gamma^\mu L b), \end{aligned} \quad (7)$$

- Пингвинные операторы:

$$\mathcal{P}_3 = (\bar{d}\gamma_\mu L b) \sum_q (\bar{q}\gamma^\mu q), \quad (8)$$

$$\mathcal{P}_4 = (\bar{d}\gamma_\mu L T^a b) \sum_q (\bar{q}\gamma^\mu T^a q),$$

$$\mathcal{P}_5 = (\bar{d}\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho L b) \sum_q (\bar{q}\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho q), \quad (9)$$

$$\mathcal{P}_6 = (\bar{d}\gamma_\mu \gamma_\nu \gamma_\rho L T^a b) \sum_q (\bar{q}\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho T^a q),$$

- Электромагнитный и хромомагнитный дипольные операторы:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{7\gamma} &= \frac{e}{16\pi^2} [\bar{d}\sigma^{\mu\nu} (m_b R + m_d L) b] F_{\mu\nu}, \\ \mathcal{P}_{8g} &= \frac{g_{\text{st}}}{16\pi^2} [\bar{d}\sigma^{\mu\nu} (m_b R + m_d L) T^a b] G_{\mu\nu}^a, \end{aligned} \quad (10)$$

- Полулептонные операторы:

$$\begin{aligned} \mathcal{P}_{9\ell} &= \frac{\alpha}{2\pi} (\bar{d}\gamma_\mu L b) \sum_\ell (\bar{\ell}\gamma^\mu \ell), \\ \mathcal{P}_{10\ell} &= \frac{\alpha}{2\pi} (\bar{d}\gamma_\mu L b) \sum_\ell (\bar{\ell}\gamma^\mu \gamma^5 \ell), \end{aligned} \quad (11)$$

где  $L, R(x) = (1 \mp \gamma_5)/2$  — правый и левый проекционный оператор,  $F_{\mu\nu}$  и  $G_{\mu\nu}^a$  — тензоры электромагнитного и глюонного полей соответственно,  $m_b$  — масса  $b$ -кварка, и  $\sigma^{\mu\nu} = i(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)/2$ . Вес локальных операторов в лагранжиане определяется вильсоновскими коэффициентами  $C_j^{(k)}$ . Отметим, что вильсоновские

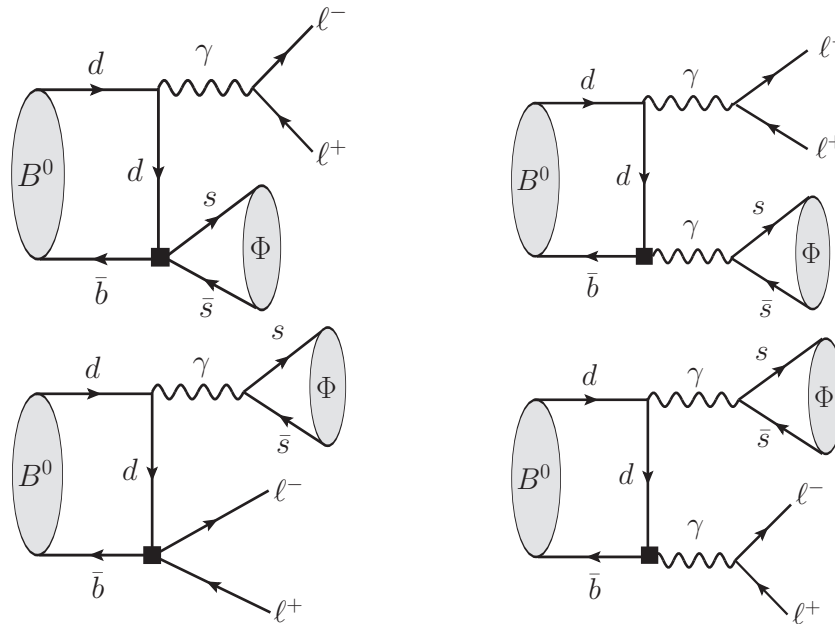


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана распада  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ , не имеющие подавления массой  $b$ -кварка

коэффициенты являются масштабно зависимыми величинами. Лагранжиан — масштабно инвариантный оператор, поэтому масштабная зависимость вильсоновского коэффициента компенсируется масштабной зависимостью локального оператора. Поскольку коэффициенты Вильсона (КВ) определяются вкладами тяжелых частиц, исключенных из эффективной теории, то они определяются на масштабе  $\mu_W \sim m_W$ , где  $m_W$  — масса  $W$ -бозона, где Стандартная модель и эффективная теория совпадают друг с другом. На этом масштабе  $C_j^{(k)}$  вычисляются по теории возмущений КХД, поскольку константа взаимодействия  $\alpha_s(\mu_W)$  мала:

$$C_j(\mu_W) = \sum_{k=0}^{\infty} \left[ \frac{\alpha_s(\mu_W)}{4\pi} \right]^k C_j^{(k)}(\mu_W). \quad (12)$$

Перенормировка локальных операторов приводит к смешиванию КВ, причем коэффициенты, равные нулю, приобретают отличные от нуля значения на более низком масштабе энергии  $\mu$ . Значения КВ на масштабе массы  $b$ -кварка определяются после решения уравнений ренормгруппы на КВ. Иерархия значений КВ представлена в табл. 1, и КВ пингвинных операторов всех меньше.

## 2. АНАЛИЗ ПОЛУЛЕПТОННОГО АННИГИЛЯЦИОННОГО РАСПАДА $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$

В древесном приближении распад  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$  описывается восемью диаграммами. Первые четыре из них изображены на рис. 1.

Их объединяет то, что виртуальный фотон испускается легким  $d$ -кварком. Наибольший вклад бу-

Таблица 1. Численные значения коэффициентов Вильсона на масштабе  $m_b = 4.8$  ГэВ

$C_1(m_b)$	-0.146	$C_3(m_b)$	0.011	$C_{9\ell}(m_b)$	4.15
$C_2(m_b)$	1.056	$C_4(m_b)$	-0.033	$C_{10\ell}(m_b)$	-4.26
$C_{7\gamma}(m_b)$	-0.317	$C_5(m_b)$	0.010		
$C_{8g}(m_b)$	0.149	$C_6(m_b)$	-0.039		

дет давать верхняя левая диаграмма, определяемая пингвинными операторами  $\mathcal{P}_3$  и  $\mathcal{P}_5$ . Вклад трех других диаграмм будет подавлен на величину порядка  $\alpha$ . Диаграммы, в которых виртуальный фотон испускается тяжелым  $b$ -кварком, приведены на рис. 2. Поскольку данные диаграммы дают поправки, подавленные массой тяжелого кварка  $m_b$ , то ими пренебрегается, хотя численно следует ожидать эффект  $\sim 10\%$ .

Прежде чем переходить к обсуждению амплитуды распада  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ , заметим, что пингвинные операторы  $\mathcal{P}_3$  и  $\mathcal{P}_5$  имеют ток-токовую структуру. В рассматриваемом распаде один ток, содержащий  $b$ -кварк, определяет начальный  $B$ -мезон, а второй, построенный из  $s$ -кварков, — конечный  $\phi$ -мезон. В результате полная амплитуда процесса факторизуется в виде произведения константы  $f_\phi$  лептонного распада  $\phi$ -мезона и волновой функции  $B$ -мезона, определенной на световом конусе.

Как известно [14], волновая функция  $B$ -мезона на световом конусе характеризуется двумя амплитудами распределения  $\varphi_+^B(t)$  и  $\varphi_-^B(t)$  посредством матричного

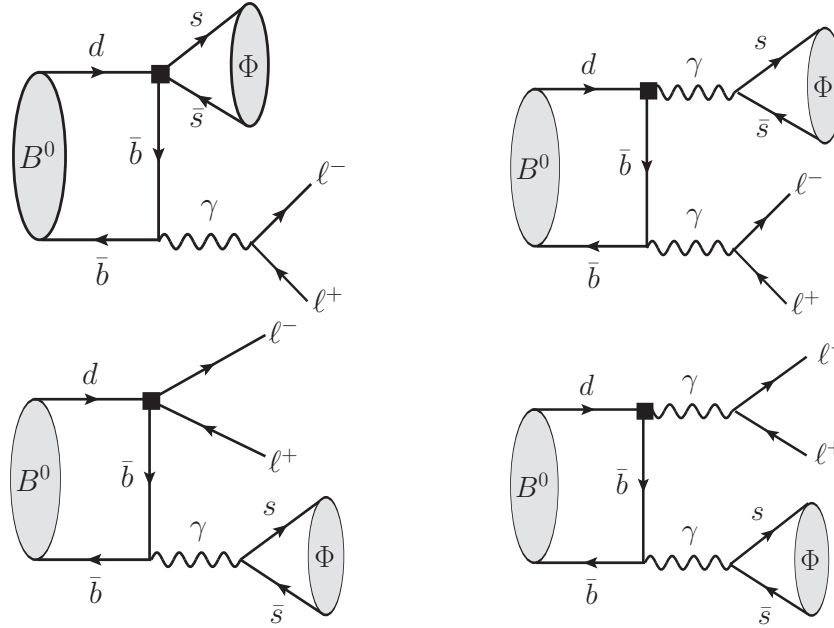


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана распада  $B^0 \rightarrow \phi l^+ l^-$ , вклады которых подавлены массой  $b$ -кварка

элемента перехода из мезонного состояния в вакуумное при  $z^2 = 0$  (легкий кварк считается безмассовым и находится на световом конусе) [14]:

$$\langle 0 | q_\alpha(z) E(0, z) h_{v,\beta}(0) | \bar{B}(v) \rangle = -\frac{if_B m_B}{4} \times \left[ (1 + \hat{v}) \left\{ \tilde{\varphi}_+^B(t) - \left[ \tilde{\varphi}_+^B(t) - \tilde{\varphi}_-^B(t) \right] \frac{\hat{z}}{2t} \right\} \gamma_5 \right]_{\beta\alpha}, \quad (13)$$

где  $t = (vz)$  — собственное время в системе покоя  $B$ -мезона,  $f_B$  — константа лептонного распада  $B$ -мезона с размерностью массы,  $E(0, z)$  — вильсоновская линия, соединяющая кварк с антикварком,  $v^\mu = (1, 0, 0, 0)$  — 4-скорость  $B$ -мезона. В амплитуды процессов входит Фурье-образ амплитуд распределения:

$$\tilde{\varphi}_\pm^B(t) = \int_0^\infty d\omega e^{-i\omega t} \phi_\pm^B(\omega), \quad (14)$$

где  $\omega$  — энергия легкого кварка. Из двух амплитуд,  $\phi_+^B(\omega)$  — основная, независимая амплитуда, а  $\phi_-^B(\omega)$  связана с ней соотношением Вандзуры-Вильчека, которое в наинизшем фоковском состоянии вид [14, 15]:

$$\phi_-^B(\omega) = \int_\omega^\infty \frac{\phi_+^B(\omega')}{\omega'} d\omega'. \quad (15)$$

Если основная амплитуда распределения известна, найти вторую в этом приближении не составляет труда.

В области  $q^2 \lesssim M_{J/\psi}^2$ , где  $q^\mu$  — четырехмерный импульс лептонной пары, учитывая только пертурбативный вклад и пренебрегая вкладами больших расстояний от  $\rho^0$ ,  $\omega$ - и  $\phi$ -мезонов, получаем следующее выражение для дифференциальной вероятности распада:

$$\frac{dB(B^0 \rightarrow \phi l^+ l^-)}{dq^2} = \tau_B \frac{G_F^2 |V_{td}^* V_{tb}|^2 \alpha^2}{216\pi} M_B f_B^2 f_\phi^2 Q_d^2 \lambda^3 (1, m_\phi/M_B, \sqrt{q^2}/M_B) \times \quad (16)$$

$$\times |C_3 + 4C_5|^2 \left[ \left| \lambda_{B,-}^{-1}(q^2) \right|^2 + \frac{m_\phi^2}{q^2 (1 - q^2/M_B^2)^2} \left| \lambda_{B,+}^{-1}(q^2) \right|^2 \right], \quad (17)$$

где  $M_B$  и  $\tau_B$  — масса и время жизни  $B$ -мезона, соответственно,  $m_\phi$  — масса  $\phi$ -мезона,  $f_B$  и  $f_\phi$  — соответствующие постоянные лептонных рас-

падов,  $Q_d = -1/3$  — относительный заряд  $d$ -кварка,  $\lambda_{B,\pm}^{-1}(q^2)$  — первые обратные моменты  $B$ -мезона, зависящие от квадрата инвариантной массы лептон-

ной пары. Первые обратные моменты представляют собой непертурбативные величины и зависят от выбора модели амплитуды распределения  $B$ -мезона  $\phi_+^B(\omega)$ . В (17) входит стандартная кинематическая функция  $\lambda(a, b, c)$  [16]:

$$\lambda^2(a, b, c) = (a + b + c)(a + b - c) \times (a - b + c)(a - b - c). \quad (18)$$

В амплитуды двухчастичных адронных распадов обычно входят первые простой и логарифмический обратные моменты:

$$\lambda_B^{-1}(\mu) = \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \phi_+^B(\omega; \mu), \quad (19)$$

$$\frac{\sigma_{B,n}(\mu)}{\lambda_B(\mu)} = \int_0^\infty \frac{d\omega}{\omega} \phi_+^B(\omega; \mu) \ln^n \frac{\mu}{\omega},$$

которые являются масштабно зависимыми величинами, как и сами амплитуды распределения. В дифференциальную вероятность полуплептонного распада входят  $q^2$ -зависимые первые обратные моменты:

$$\lambda_{B,\pm}^{-1}(q^2) = \int_0^\infty \frac{\phi_\pm^B(\omega) d\omega}{\omega - q^2/M_B - i\epsilon}. \quad (20)$$

Рассмотрим две наиболее простые модели, предложенные для амплитуд распределения. Экспоненциальная модель Грозина и Нойберга [14] была первой. В их подходе амплитуды распределения задаются следующими функциями:

$$\phi_B^+(\omega) = \frac{\omega}{\omega_0^2} e^{-\omega/\omega_0}, \quad \phi_B^-(\omega) = \frac{1}{\omega_0} e^{-\omega/\omega_0}, \quad \omega_0 = \frac{2}{3} \bar{\Lambda}, \quad (21)$$

где  $\bar{\Lambda} = M_B - m_b$  — эффективная масса  $B$ -мезона. Следующей была линейная модель, форма которой была заимствована Кавамурой и др. [17] у амплитуд распределения легких мезонов:

$$\phi_B^+(\omega) = \frac{\omega}{2\bar{\Lambda}^2} \Theta(2\bar{\Lambda} - \omega), \quad \phi_B^-(\omega) = \frac{2\bar{\Lambda} - \omega}{2\bar{\Lambda}^2} \Theta(2\bar{\Lambda} - \omega), \quad (22)$$

где  $\Theta(x)$  — функция единичной ступеньки. Зависимости амплитуд распределения от энергии легкого кварка в  $B$ -мезоне для двух моделей приведены на рис. 3.

Простые и логарифмические первые обратные моменты в экспоненциальной модели имеют вид:

$$\lambda_B(\mu) = \omega_0(\mu) = \frac{2}{3} \bar{\Lambda}, \quad \sigma_B(\mu) = \ln \frac{\mu}{\lambda_B(\mu)} + \gamma_E, \quad (23)$$

где  $\gamma_E \simeq 0.577$  — постоянная Эйлера. В этой же модели первые обратные моменты, зависящие от  $q^2$ , равны

$$\lambda_{B,+}^{-1}(q^2) = \lambda_B^{-1} + \zeta \lambda_{B,-}(q^2), \quad (24)$$

$$\lambda_{B,-}^{-1}(q^2) = \lambda_B^{-1} e^{-\zeta} [-\text{Ei}(\zeta) + i\pi], \quad (25)$$

где  $\zeta = q^2/(M_B \lambda_B)$  — безразмерный квадрат импульса,  $\text{Ei}(x)$  — интегральная показательная функция.

Для линейной модели  $\phi_+^B(\omega)$  и  $\phi_-^B(\omega)$  простой и логарифмический первые обратные моменты равны

$$\lambda_B(\mu) = \bar{\Lambda}(\mu) = M_B - m_b(\mu), \quad \sigma_B(\mu) = \ln \frac{\mu}{2\lambda_B(\mu)} + 1, \quad (26)$$

а для первых обратных моментов, зависящих от  $q^2$ , получается:

$$\lambda_{B,+}^{-1}(q^2) = \lambda_B^{-1} [\xi \ln |1/\xi - 1| + 1 + i\pi \xi \Theta(1 - \xi)], \quad (27)$$

$$\lambda_{B,-}^{-1}(q^2) = \lambda_B^{-1} [(1 - \xi) \ln |1/\xi - 1| - 1 + i\pi(1 - \xi) \Theta(1 - \xi)], \quad (28)$$

где  $\xi = q^2/(2M_B \lambda_B)$  — безразмерный квадрат импульса.

Зависимость  $\lambda_B \lambda_{B,\pm}^{-1}(q^2)$  от  $q^2$  в области малых  $q^2$  изображена на рис. 4 для экспоненциальной (левый график) и линейной (правый график) моделей.

### 3. РАСПАД $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ : ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На эксперименте измеряются частично проинтегрированные относительные вероятности распада, которые определяются как

$$\Delta \mathcal{B}(q_{\min}^2 < q^2 < q_{\max}^2) = \int_{q_{\min}^2}^{q_{\max}^2} \frac{d\mathcal{B}}{dq^2} dq^2. \quad (29)$$

Дифференциальная вероятность распада включает в себя  $q^2$ -зависимые первые обратные моменты  $B$ -мезона, явный вид которых фиксируется выбором модели амплитуды распределения. Для экспоненциальной (GN) и линейной (KKQT) моделей частично проинтегрированные вероятности распада в интервале  $q^2 \in [1.0, 8.0]$  ГэВ<sup>2</sup> равны

$$\Delta \mathcal{B}^{\text{GN}}(1 \text{ GeV}^2 < q^2 < 8 \text{ GeV}^2) = (2.14_{-0.96}^{+1.57}) \times 10^{-13}, \quad (30)$$

$$\Delta \mathcal{B}^{\text{KKQT}}(1 \text{ GeV}^2 < q^2 < 8 \text{ GeV}^2) = (3.88_{-1.75}^{+2.85}) \times 10^{-13}. \quad (31)$$

Полученные результаты демонстрируют довольно сильную зависимость от выбора модели амплитуды распределения. Различие в значениях для частично проинтегрированной вероятности распада для рассмотренных моделей по порядку величины такое же, как и у неопределенности за счет изменения масштаба факторизации ( $m_b/2 \leq \mu_b \leq 2 m_b$ ). Представляет интерес оценить и полную относительную вероятность распада, обусловленную пертурбативным вкладом:

$$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-) \sim 10^{-12}, \quad (32)$$

которая на 3 порядка ниже верхнего предела, полученного LHCb [8]. Представленный анализ следует дополнить учетом вклада  $\omega - \phi$  смешивания, который как



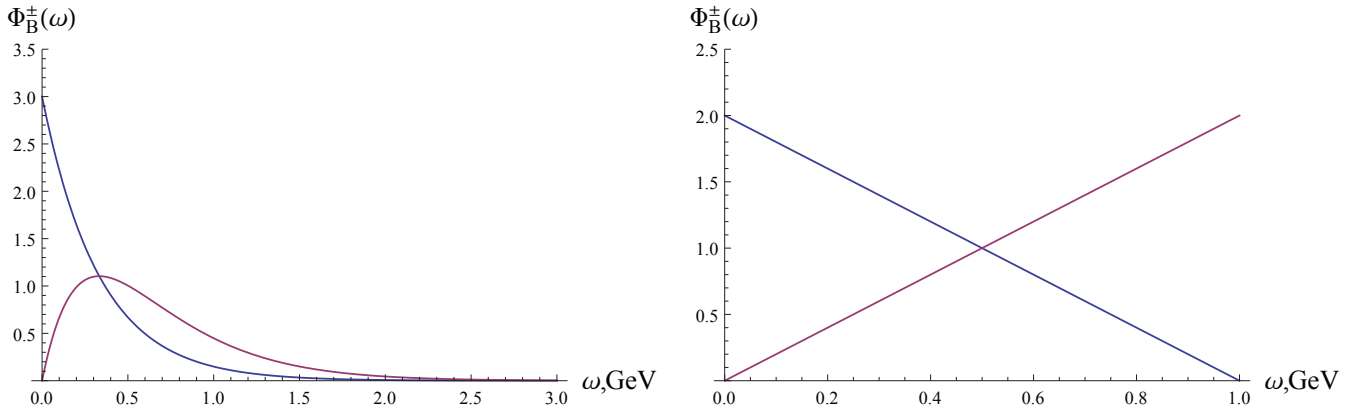


Рис. 3. Амплитуды распределения в экспоненциальной и линейной модели представлены на левом и правом графиках соответственно

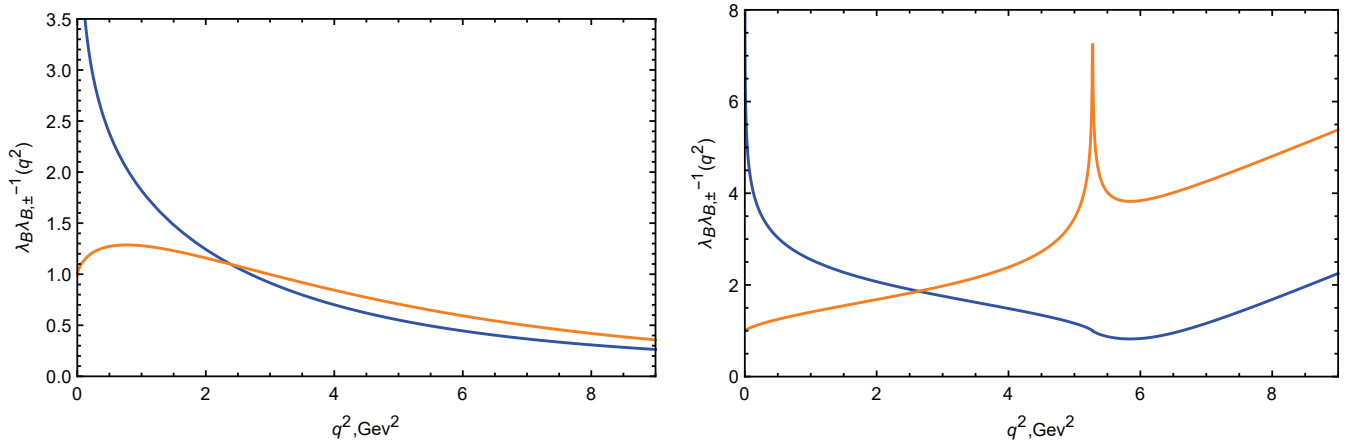


Рис. 4. Первые обратные моменты амплитуд распределения в экспоненциальной и линейной модели приведены на левом и правом графиках соответственно

ождается, может дать существенный вклад в полную ширину распада по аналогии с результатом, полученным для чисто аннигиляционных радиационных мод  $B \rightarrow V\gamma$  [12].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

В данной работе рассмотрены редкие полулептонные распады аннигиляционного типа  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ , где  $\ell = e, \mu$ , в рамках метода эффективных электрослабых гамильтонианов и в приближении факторизации вкладов адронов в амплитуду распада. Для моделей амплитуд распределения  $B$ -мезона выбраны две наиболее простые — экспоненциальная и линейная, и для них вычислены первые обратные моменты. Теоретические предсказания для относительной вероятности распада представлены в главном порядке по  $\alpha_s$  и  $1/m_b$ . Частично проинтегрированная в интервале  $q^2 \in [1.0, 8.0]$  ГэВ<sup>2</sup> вероятность распада чувствительна к выбору модели

амплитуд распределения  $B$ -мезона. Оценка полной относительной вероятности распада  $\mathcal{B}_{th}(B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-) \sim 10^{-12}$  находится в согласии с экспериментальным ограничением  $\mathcal{B}_{exp}(B^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-) < 3.2 \times 10^{-9}$  [8]. Проведенный анализ планируется дополнить учетом вкладов остальных диаграмм древесного приближения, а также получить более строгое предсказание для всей кинематически разрешенной области  $q^2$ . Другим продолжением данного исследования представляется учет вклада от  $\omega - \phi$  смешивания, который может существенно повлиять на полученные теоретические оценки.

#### Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю кандидату физ.-мат. наук А.Я. Пархоменко за советы и ценные замечания при работе над настоящей статьей.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 22-22-00877).

- [1] *Mannel Th.* Effective Field Theories in Flavor Physics. In Springer Tracts in Modern Physics. **203**. New York: Springer-Verlag, 2004.
- [2] *Grozin A. G.* Heavy Quark Effective Theory. In Springer Tracts in Modern Physics. **201**. New York: Springer-Verlag, 2004.
- [3] *Buchalla G., Buras A. J., Lautenbacher M. E.* // Rev. Mod. Phys. 1996. **68**. P. 1125.
- [4] *Chetyrkin K. G., Misiak M., Munz M.* // Phys. Lett. B. 1997. **400**. P. 206–219. [Erratum: Phys. Lett. B. 1998. **425**. P. 414].
- [5] *Zyla P. A. (Particle Data Group) et al.* // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. **2020**. P. 083C01.
- [6] *Bobeth C., Gorbahn M., Hermann T., Misiak M., Stamou E., Steinhauser M.* // Phys. Rev. Lett. 2014. **112**. P. 101801.
- [7] *King Z. (Belle collaboration) et al.* // Phys. Rev. D. 2016. **93**. P. 111101.
- [8] *Aaij R. (LHCb collaboration) et al.* // J. High Energy Phys. 2022. **05**. P. 067.
- [9] *Li X.Q., Lu G.R., Wang R.M., Yang Y.D.* // Eur. Phys. J. C. 2004. **36**. P. 97.
- [10] *Li Y., Lu C.D.* // Phys. Rev. D. 2006. **74**. P. 097502.
- [11] *Lu C.D., Shen Y.L., Wang W.* // Chin. Phys. Lett. 2006. **23**. P. 2684.
- [12] *Deng H., Gao J., Li L.Y., Lu C.D., Shen Y.L., Yu Ch.X.* // Phys. Rev. D. 2021. **103**. P. 076004.
- [13] *Becher T., Broggio A., Ferroglia A.* Introduction to Soft-Collinear Effective Theory. In Lecture Notes in Physics. **896**. New York: Springer-Verlag, 2015.
- [14] *Grozin A. G., Neubert M.* // Phys. Rev. D. 1997. **55**. P. 272.
- [15] *Beneke M., Feldmann T., Seidel D.* // Nucl. Phys. B. 2001. **612**. P. 25.
- [16] *Бюклинг Е., Каянти К.* Кинематика элементарных частиц. М.: Мир, 1975.
- [17] *Kawatana H., Kodaira J., Qiao C.-F., Tanaka K.* // Phys. Lett. B. 2001. **523**. P. 111.

## Theoretical analysis of $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$ annihilation-type decay

I. M. Parnova

<sup>1</sup>*Department of Theoretical Physics, Faculty of Physics, P.G. Demidov Yaroslavl State University, Yaroslavl 150003, Russia.  
E-mail: parnova.irina@yandex.ru*

In the Standard Model (SM), the  $b \rightarrow s$  and  $b \rightarrow d$  flavor-changing neutral currents (FCNC), being loop-induced, are standard experimental channels for testing the SM precisely and searching for possible physics beyond the SM. Purely annihilation decays of  $B$ -mesons are of significant interest as they are extremely suppressed in the SM and New Physics effects can increase substantially their decay widths. Radiative and semileptonic decays with the  $\phi$ -meson production, being a subject of experimental searches at the LHC and Super KEKB, are typical examples of annihilation-type processes. In the paper, the annihilation-type semileptonic  $B^0 \rightarrow \phi \ell^+ \ell^-$  decay, where  $\ell$  is a charged lepton, is discussed, and SM theoretical predictions without including contribution from  $\omega$ - $\phi$  mixing for the branching fraction based on the effective electroweak Hamiltonian approach are given. The dependence of the branching fraction on the choice of models of the  $B$ -meson distribution amplitude included in the branching fraction by means of the first inverse moments is investigated. The total branching fraction of the decay,  $Br \sim 10^{-12}$ , is three orders of magnitude less than the limit obtained by the LHCb collaboration, however, there are mechanisms for increasing this value that require further research.

PACS: 13.25.Hw

*Keywords:* distribution amplitude, annihilation, quark, transition matrix element, semileptonic decay, heavy meson, branching fraction, light cone, first inverse moment, effective electroweak lagrangian density.

*Received 20 May 2022.*

### Сведения об авторах

Парнова Ирина Михайловна — мл. научный сотрудник; тел.: (920) 134-39-48, e-mail: parnova.irina@yandex.ru.