

NEWS

OF THE NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF THE REPUBLIC OF KAZAKHSTAN  
PHYSICO-MATHEMATICAL SERIES

ISSN 1991-346X

Volume 2, Number 312 (2017), 86 – 94

S.A. Zhaugasheva, G.G. Saidullaeva,  
G.S. Nurbakova, N. Khabyl, M.M. Turarbekova

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan  
[sazh\\_74@mail.ru](mailto:sazh_74@mail.ru) [guzch\\_08@mail.ru](mailto:guzch_08@mail.ru) [nuigui@mail.ru](mailto:nuigui@mail.ru) [makosva..93@mail.ru](mailto:makosva..93@mail.ru)

## DETERMINATION PROPERTIES OF HEAVY DECAY IN THE B(Bs) MESON IN THE FRAMEWORK OF THE RELATIVISTIC CHARACTER OF THE INTERACTION

**Abstract.** Considering the surge of great interest to the problem of CP violation recently observed in a  $B_s - \bar{B}_s$  system, decays of  $B_s$  to  $D - \bar{D}_s$  and color suppressed decay  $B_s \rightarrow J/\psi\phi$  attracted the attention of both theorists and experimentalists. Using the available experimental data on two-particle radiative decays of pseudoscalar and vector mesons, made a global fit and the parameters of the model.

**Key words:**  $B_s - \bar{B}_s$  system, mesons, global fit, decays of  $B_s$ , radiative decays of pseudoscalar and vector mesons.

С.А. Жаугашева, Г.Г. Сайдуллаева,  
Г.С. Нурбакова, Н. Хабыл, М.М. Турарбекова

Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВОЙСТВ ТЯЖЕЛОГО В (BS) - МЕЗОНА В РАМКАХ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ХАРАКТЕРА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

**Аннотация.** В свете интереса к CP-нарушению в системе  $B_s - \bar{B}_s$  которое экспериментально наблюдается, а также связанными с этой проблемой нелептонные распады  $B_s$ -мезона в  $D - \bar{D}_s$ -пары и подавленный по цвету распад  $B_s \rightarrow J/\psi\phi$ , изучены свойства  $B_s$ -мезона в развитом подходе. Используя имеющиеся экспериментальные данные по двухчастичным радиационным распадам псевдоскалярных и векторных мезонов, выполнен глобальный фит и определены параметры модели.

**Ключевые слова:**  $B_s$ -мезоны,  $D - \bar{D}_s$ -пары, мезоны, векторные мезоны, нелептонные распады, двухчастичные радиационные распады, псевдоскалярные мезоны.

В данной работе исследовали редкие распады тяжелых мезонов. Тяжелый распад В-мезонов является одной из важных исследований при изучении новых экзотических состояний, нарушении CP-инвариантности и т.д. Одной из актуальных проблем современных исследований микромира является изучение структуры квантовых систем. В 20-ом веке в этом направлении проведено много исследований. Практически каждое открытие в данной области нашло практическое применение и дало возможность создания современных высоких технологий. Так, например, открытие структуры атома стало толчком в развитии микроэлектроники, а открытие структуры ядра и понимание взаимодействия нуклонов привело к созданию атомной электростанций, т.е. к новому источнику энергии. В настоящий момент в международных крупных научных центрах мира, интенсивно изучают структуру, образование и взаимодействие адронов. Появились

многочисленные международные коллаборации по этим направлениям. В частности, Большой адронный коллайдер (БАК) в ЦЕРНе (Женева, Швейцария) работает именно над изучением структуры адронов, природы их взаимодействия и над проверкой предсказаний стандартной модели. В связи с возросшей точностью измерений, возрос интерес к изучению редких распадов тяжёлых адронов-адронов, имеющих в своём составе один или два тяжёлых кварка ("bottom" и/или "charm"). Их изучение позволит определить значения параметров стандартной модели, таких как матричные элементы матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскава и параметры CP-нарушения. Интригующим моментом экспериментальных исследований является также поиск возможных проявлений новой физики, лежащей за пределами стандартной модели. В частности, для этой цели весьма интересными оказались редкие распады  $B$  и  $B_s$  мезонов, идущие с изменением  $b$ –флэйвора.

Основная сложность при теоретическом описании свойств адронов и тем, более экзотических состояний состоит в необходимости использования непертурбативных методов, т.е. выхода за рамки теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД). Как правило, данные методы сводятся к построению моделей, которые, с одной стороны, отражают основные свойства КХД, а с другой стороны позволяют производить расчёты матричных элементов реальных физических процессов в непертурбативной области.

Данная статья посвящена теоретическому изучению свойств  $B_s$  – мезона расчёту матричных элементов и ширин редких распадов нейтральных странных  $B$ -мезонов в рамках релятивистской модели кварков.

## 1 Релятивистский характер взаимодействия

Ковариантная модель кварков является эффективным квантовополевым подходом к адронным взаимодействиям, основанным на лагранжиане взаимодействия адронов с их составляющими кварками. Знание соответствующего интерполирующего кваркового тока позволяет вычислять самосогласованным образом матричные элементы физических процессов. Отличительной особенностью данного подхода является то, что многокварковые состояния, такие как барионы (три кварка), тетракварки (четыре кварка) и т.д., могут быть рассмотрены и описаны на том же уровне строгости, как и простейшие кварк-антикварковые системы (мезоны). Константы связи адронов с их интерполирующими кварковыми токами определяются из условия связности  $Z_H = 0$ , предложенного в [1, 2] и в дальнейшем используемого во многих разделах физики частиц [3]. Здесь  $Z_H$  есть константа перенормировки волновой функции адрона. Матричные элементы физических процессов определяются набором кварковых диаграмм, которые строятся в соответствии с  $1/N_c$  – разложением.

В ковариантной модели кварков эффективным образом вводится инфракрасное обрезание в пространстве параметров Фока – Швингера, по которым проводится интегрирование в выражениях для матричных элементов. Такая процедура позволяет устранить все пороговые сингулярности, соответствующие рождению кварков, и тем самым гарантировать конфайнмент кварков. В модели отсутствуют ультрафиолетовые расходимости, благодаря вершинным адрон-кварковым формфакторам, которые описывают нелокальную структуру адронов. Ковариантная модель кварков содержит несколько свободных параметров: массы конституэнтных кварков, параметр инфракрасного обрезания, который характеризует область конфайнмента, и параметры, которые описывают эффективный размер адронов.

Основной идеей теоретических исследований в области тяжелых кварков является отделение вклада малых расстояний, описание которых возможно в рамках пертурбативной квантовой хромодинамики (КХД), от вкладов больших расстояний, для описания которых необходимо привлекать непертурбативные методы. Наиболее популярным и простым методом является так называемая *наивная* факторизация, основанная на выводе эффективных слабых гамильтонианов, которые описывают слабые переходы кварков и лептонов. Эффективные гамильтонианы слабых взаимодействий представляют собой набор локальных кварк-кварковых и кварк-лептонных

операторов, умноженных на так называемые коэффициенты Вильсона [4]. Коэффициенты Вильсона характеризуют динамику малых расстояний и могут быть оценены пертурбативными методами с помощью операторных разложений. При вычислении матричных элементов локальных операторов между начальными и конечными состояниями требуется использовать нептурбативные методы. При этом, необходимо знать, каким образом адроны построены из кварков. Технически, любой матричный элемент локального оператора может быть выражен через набор лоренцевых структур, умноженных на скалярные функции, которые зависят от кинематических переменных. Данные скалярные функции называются формфакторами.

Помимо наивной факторизации существуют более продвинутые методы отделения вкладов малых и больших расстояний. Это так называемая КХД факторизация и эффективная теория SCET (Soft-Collinear Effective Theory). Эти подходы выводят теоремы факторизации, которые позволяют дать систематическое описание того или иного процесса в терминах "мягких" и "жестких" матричных элементов [5-8].

Существует достаточно много теоретических подходов для вычисления необходимых адронных формфакторов. Упомянем некоторые из них. Считается, что наиболее модельно-независимым подходом является подход правил сумм КХД на световом конусе [9-10]. В рамках правил сумм на световом конусе можно вычислить формфакторы лишь в области достаточно малых переданных импульсов (или больших отдач). Вычисленные формфакторы затем экстраполируются в область больших переданных импульсов (или малых отдач) с помощью полусных аппроксимаций. В [11] был разработан систематический подход для описания редких распадов  $B \rightarrow K^* l^+ l^-$  в области малых отдач с помощью эффективной теорией тяжелых кварков. Подробный анализ распадов с малой отдачей с использованием данного подхода позднее был проделан в работе [12,13].

Приведем несколько модельных подходов для вычисления форм-факторов, основанных на иных принципах, нежели подход правил сумм на световом конусе. Это:-

- уравнения Дайсона-Швингера в КХД [14];
- модель конституэнтных кварков с использованием дисперсионных соотношений [15-16];
- релятивистская кварковая модель с использованием потенциалов [17];
- релятивистская потенциальная модель КХД [18, 19];
- правила сумм КХД [20, 21];

Следует подчеркнуть, что в рамках ковариантной кварковой модели адронные формфакторы могут быть вычислены во всей кинематической области импульсных переменных.

### 1.1 Эффективный лагранжиан, условие связанности и инфракрасный конфайнмент.

Взаимодействие мезона  $H(q_1 \bar{q}_2)$  с его составными кварками  $q_1$  и  $q_2$  описывается эффективным лагранжианом [22]

$$L_{\text{int } Hqq}(x) = g_H H(x) \int dx_1 \int dx_2 F_H(x, x_1, x_2) \cdot \bar{q}_2(x_2) \Gamma_H q_1(x_1) + H.c. \quad (1.1)$$

$\Gamma_H$  - матрицы Дирака или строки матрицы Дирака, которые проектируется на спиновое квантовое число мезонного поля  $H(x)$ . В данном случае, структура Дирака для псевдоскалярного мезона  $\gamma^5$  для векторного мезона  $\gamma^\mu$ . Функция  $F_H$  связано со скалярной частью амплитуды Бете-Солпитера и характеризует ограниченный размер мезона. Чтобы удовлетворить трансляционной инвариантности скалярная функция  $F_H$  должен удовлетворить соотношения  $F_H(x+a, x_1+a, x_2+a) = F_H(x, x_1, x_2)$  для любых четырех векторов  $a$ . Конкретные формы, которая удовлетворяет трансляционной инвариантности записывается в виде

$$F_H(x, x_1, x_2) = \delta(x - w_1 x_1 - w_2 x_2) \Phi_H((x_1 - x_2)^2) \quad (1.2)$$

где,  $\Phi_H$  корреляционная функция двух конституэнтных кварков с массами  $m_{q_1}, m_{q_2}$  и

$$\text{отношения масс } w_i = \frac{m_{q_i}}{m_{q_1} + m_{q_2}}.$$

Константа связи в формуле (1.1) ограничена так называемым условием связанности, использовался в работе [22]. Для выполнения условия связанности необходимо равенство нулю константа перенормировки элементарного мезонного поля  $H(x)$ :

$$Z_H = 1 - \frac{3g_H^2}{4\pi^2} \tilde{\Pi}'_H(m_H^2) = 0 \quad (1.3)$$

где  $\tilde{\Pi}'_H$  - производная от массового оператора мезона. Чтобы выяснить физический смысл условия связанности в формуле (1.3), для начала напомним, что константа перенормировки  $Z_H^{1/2}$  может также интерпретироваться как матричный элемент между физическим и соответствующий ему «голым» состоянием. Условие  $Z_H = 0$  означает, что физическое состояние не содержит «голых» состояний и соответственно описывается как связанное состояние. Лагранжиан взаимодействия уравнения (1.1) и соответствующие свободные части лагранжиана описать как составляющих (кварков) и физических частиц (адронов), которые рассматриваются как связанные состояния кварков. В результате взаимодействия, физические частицы «одет», т.е. его масса и волновая функция должна быть перенормирована.

В более знакомой обстановке, условие связанности  $Z_H = 0$  гарантирует правильную нормировку заряда заряженных частиц при нулевой передаче импульса. В этом можно убедиться с помощью идентичности, касающиеся производной свободно-кваркового пропагатора (с петлевым импульсом  $k + p$ ) с электромагнитной  $\gamma_\mu$  связью к тому же пропагатору в точке с импульсом равной нулю. Идентичность записывается в виде

$$\frac{\partial}{\partial p^\mu} \frac{1}{m_q - k - p} = \frac{1}{m_q - k - p} \gamma^\mu \frac{1}{m_q - k - p} \quad (1.4)$$

Левая сторона уравнения (1.4) нормируется в связи с условием связанности, следовательно, правая сторона также нормирована.

Условие  $Z_H = 0$  также эффективно исключает конституэнтные степени свободы из пространства физических состояний. Конституэнты существуют только в виртуальных состояниях. Одним из следствий условия связанности является отсутствие прямого взаимодействия «одетых» заряженных частиц с электромагнитным полем. Принимая во внимание так трехуровневой диаграммы, как и диаграммы с вставками собственной энергии во внешние концы (т.е. деревообразная диаграмма  $Z_H - 1$ ) дает общий фактор  $Z_H$ , который равен нулю.

В случае псевдоскалярных и векторных мезонов, производная массового оператора мезона, входящий в уравнение (1.3) может быть вычислена из однопетлевой двухточечной функции, заданной

$$\begin{aligned} \tilde{\Pi}'_P(p^2) &= \frac{1}{2p^2} p^\alpha \frac{d}{dp^\alpha} \int \frac{d^4k}{4\pi^2 i} \tilde{\Phi}_P^2(-k^2) \text{tr}[\gamma^5 S_1(k + w_1 p) \gamma^5 S_1(k - w_1 p)] \\ &= \frac{1}{2p^2} \int \frac{d^4k}{4\pi^2 i} \tilde{\Phi}_P^2(-k^2) \{w_1 \text{tr}[\gamma^5 S_1(k + w_1 p) \not{p} \gamma^5 S_1(k + w_1 p) \gamma^5 S_2(k - w_2 p)]\} \\ &\quad - w_2 \text{tr}[\gamma^5 S_1(k + w_1 p) \gamma^5 S_2(k - w_2 p) \not{p} S_2(k - w_2 p)]\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\tilde{\Pi}'_V(p^2) &= \frac{1}{3} \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) \frac{1}{2p^2} p^\alpha \frac{d}{dp^\alpha} \int \frac{d^4 k}{4\pi^2 i} \tilde{\Phi}_V^2(-k^2) \text{tr}[\gamma^\mu S_1(k+w_1 p) \gamma^\nu S_2(k-w_2 p)] \\ &= \frac{1}{3} \left( g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right) \frac{1}{2p^2} \int \frac{d^4 k}{4\pi^2 i} \tilde{\Phi}_p^2(-k^2) \{ w_1 \text{tr}[\gamma^\mu S_1(k+w_1 p) p S_1(k+w_1 p) \gamma^\nu S_2(k-w_2 p)] \} \\ &\quad - w_2 \text{tr}[\gamma^\mu S_1(k+w_1 p) \gamma^\nu S_2(k-w_2 p) p S_2(k-w_2 p)] \},\end{aligned}\quad (1.5)$$

где  $\tilde{\Phi}_H(-k^2)$  фурье-образ вершинной функции  $\Phi_H((x_1-x_2)^2)$ ,  $S_i(k)$  пропагатор свободных кварков выражается в следующем виде

$$S_i(k) = \frac{1}{m_{q_i} - \not{k}} \quad (1.6)$$

и  $m_{q_i}$  эффективная конституентная масса кварка.

Для удобства в вычислениях, выберем простую гауссовскую форму вершинной функции

$$\overline{\Phi}_H(-k^2) = \exp(k^2 / \Lambda_H^2) \quad (1.7)$$

где параметр  $\Lambda_H$  характеризует размер соответствующего связанного состояния мезона  $H$ . Поскольку  $k^2$  превращается в  $-k_E^2$  в евклидовом пространстве, форма (1.8) имеет соответствующий спад поведения в евклидовой области. Подчеркнем, что любой выбор для  $H$  является соответствующим, если он падает достаточно быстро, в ультрафиолетовой области евклидова пространства, чтобы сделать соответствующую диаграмму Фейнмана ультрафиолетово-конечным.

Технические детали одно-петлевой интеграции, например, в формуле (1.6) можно найти в работе. [10]. Отметим, что мы используем представление Швингера, чтобы написать локальный пропагатор кварков

$$S(k) = (m + \not{k}) \int_0^\infty d\beta e^{-\beta(m^2 - k^2)} \quad (1.8)$$

В показателе появился импульс петли, который позволяет очень эффективно бороться с тензорным петлевым интегралом путем преобразования петлевого импульса в производные

$$k_i^\mu e^{2kr} = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r_{i\mu}} e^{2kr} \quad (1.9)$$

Мы написали программу FORM [23], которая дает возможность достичь необходимой коммутации дифференциальных операторов эффективным способом.

После выполнения петлевой интеграции, получим

$$\Pi = \int_0^\infty d^n \beta F(\beta_1, \dots, \beta_n) \quad (1.10)$$

для данной диаграмм Фейнмана  $\Pi$ , где  $F$  обозначает всю структуру данной диаграммы. Массовый оператор в уравнении (1.5), имеет три пропагатора, и, таким образом, имеется три параметра Швингера  $\beta_i (i=1,2,3)$ . Для переходных форм факторов, которые будут обсуждаться в дальнейшем, нужны еще три пропагатора ведущих снова к  $n=3$ .

Далее, вкратце опишем, как инфракрасный конфайнмент реализован [22] для кварковых петель. Во-первых, отметим, что набор параметров Швингера  $\beta_i$  могут быть превращены в

симплексы введением дополнительного  $t$  интегрирования

$$1 = \int_0^{\infty} dt \delta(t - \sum_{i=1}^n \beta_i) \quad (1.11)$$

который приводит к

$$\Pi^c = \int_0^{\infty} dt t^{n-1} \int_0^1 d^n \alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i\right) F(t\alpha_1, \dots, t\alpha_n).$$

В данном случае есть в целом  $n$  численного интегрирования:  $(n-1)$  – интегрирования по параметрам  $\alpha$  и интегрирование по размерному параметру  $t$ . Очень большая  $t$  область соответствует области, где начинают появляться сингулярности диаграммы с локальным кварковым пропагатором. Однако, как описано в работе [22], если ввести инфракрасный обрез на верхнем пределе  $t$  интегрирования, все сингулярности исчезают, так как интеграл в данном случае является аналитической при любом значении кинематических переменных. Мы отрезали верхнее интегрирование в  $1/\lambda^2$  и получили

$$\Pi^c = \int_0^{1/\lambda^2} dt t^{n-1} \int_0^1 d^n \alpha \delta\left(1 - \sum_{i=1}^n \alpha_i\right) F(t\alpha_1, \dots, t\alpha_n). \quad (1.12)$$

Вводя инфракрасное обрезание, мы сняли все возможные пороги в кварк-петлевой диаграмме, т.е. кварки никогда не выходят за пределы, таким образом, фактический выполняется принцип конфайнмента. Параметр обрезания  $\lambda$  выбирается таким, чтобы он был одинаков для всех физических процессов, то есть инфракрасный параметр является универсальным. Численные вычисления интегралов было сделано с помощью программы, написанная на Фортране.

## 1.2. Формфакторы переходов P-P, P-V

Прежде всего мы дадим определение формфакторов переходов псевдоскаляр-псевдоскаляр и псевдоскаляр-вектор:

$$\begin{aligned} \langle P'_{[\bar{q}_3 q_2]}(p_2) | \bar{q}_2 O^\mu q_1 | P_{[\bar{q}_3 q_1]}(p_1) \rangle &= N_c g_P g_{P'} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_P(-(k+w_{13})^2) \tilde{\Phi}'_{P'}(-(k+w_{23})^2) \\ \times \text{tr}[O^\mu S_1(k+p_1) \gamma^5 S_3(k) \gamma^5 S_2(k+p_2)] &= F_+(q^2) P^\mu + F_-(q^2) q^\mu, \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$\begin{aligned} \langle P'_{[\bar{q}_3 q_2]}(p_2) | (\bar{q}_2 \sigma^{\mu\nu} q_\nu) q_1 | P_{[\bar{q}_3 q_1]}(p_1) \rangle &= N_c g_P g_{P'} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_P(-(k+w_{13})^2) \tilde{\Phi}'_{P'}(-(k+w_{23})^2) \\ \times \text{tr}[\sigma^{\mu\nu} q_\nu S_1(k+p_1) \gamma^5 S_3(k) \gamma^5 S_2(k+p_2)] &= \frac{i}{m_1 + m_2} (q^2 P^\mu - q \cdot P q^\mu) F_T(q^2), \end{aligned} \quad (1.15)$$

$$\begin{aligned} \langle V(p_2, \epsilon_2)_{[\bar{q}_3 q_2]} | \bar{q}_2 O^\mu q_1 | P_{[\bar{q}_3 q_1]}(p_1) \rangle &= N_c g_P g_V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_P(-(k+w_{13})^2) \tilde{\Phi}'_V(-(k+w_{23})^2) \\ \times \text{tr}[O^\mu S_1(k+p_1) \gamma^5 S_3(k) \not{\epsilon}_2^+ S_2(k+p_2)] &= \frac{\epsilon_\nu^+}{m_1 + m_2} (-g^{\mu\nu} P \cdot q A(q^2) + P^\mu P^\nu A_+(q^2) \\ + q^\mu P^\nu A_-(q^2) + i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_\alpha q_\beta V(q^2)), \end{aligned} \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned}
 & \langle V(p_2, \epsilon_2)_{[\bar{q}_3 q_2]} | \bar{q}_2 (\sigma^{\mu\nu} q_\nu (1 + \gamma^5)) q_1 | P_{[\bar{q}_3 q_1]}(p_1) \rangle \\
 &= N_c g_P g_V \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4 i} \tilde{\Phi}_P(-(k + w_{13})^2) \tilde{\Phi}_V(-(k + w_{23})^2) \\
 & \times \text{tr}[(\sigma^{\mu\nu} q_1 (1 + \gamma^5)) S_1(k + p_1) \gamma^5 S_3(k) \not{\epsilon}_2^+ S_2(k + p_2)] = \epsilon_\nu^+ (-g^{\mu\nu} - q^\mu q^\nu / q^2) P \cdot q a_0(q^2) \\
 & + (P^\mu P^\nu - q^\mu P P^\nu \cdot q / q^2) a_+(q^2) + i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_\alpha q_\beta g(q^2).
 \end{aligned} \tag{1.17}$$

Используем обозначения  $P = p_1 + p_2$  и  $q = p_1 - p_2$ . Для векторных мезонов на массовой поверхности  $\epsilon_2^+ \cdot p_2 = 0$ . И для всех мезонов  $p_i^2 = m_i^2$ . Поскольку имеются три вида кварков, участвующих в переходе, мы ввели два индекса:  $w_{ij} = \frac{m_{qj}}{m_{qi} + m_{qj}}$ , ( $i, j = 1, 2, 3$ ) так, что  $w_{ij} + w_{ji} = 1$ . Формфакторы в уравнении (1.17) удовлетворяют условию  $a_0(0) = a_+(0)$ , которые гарантирует, что кинематическая сингулярность не возникает в матричном элементе при  $q^2 = 0$ . Для полноты картины мы даем связь наших формфакторов с определениями, используемыми в ряде других работ, [10]. Эти соотношения имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}
 F_+ &= f_+, \quad F_- = -\frac{m_1^2 + m_2^2}{q^2} (f_+ - f_0), \quad F_T = f_T, \quad A_0 = \frac{2m_2(m_1 + m_2)}{(m_1 - m_2)} A_1, \\
 A_+ &= A_2, \quad A_- = \frac{2m_2(m_1 + m_2)}{q^2} (A_3 - A_0), \quad V = V, \quad a_0 = T_2, \\
 g &= T_1, \quad a_+ = T_2 + \frac{q^2}{m_1^2 - m_2^2} T_3.
 \end{aligned} \tag{1.18}$$

Форм факторы (1.18) удовлетворяют следующие ограничения

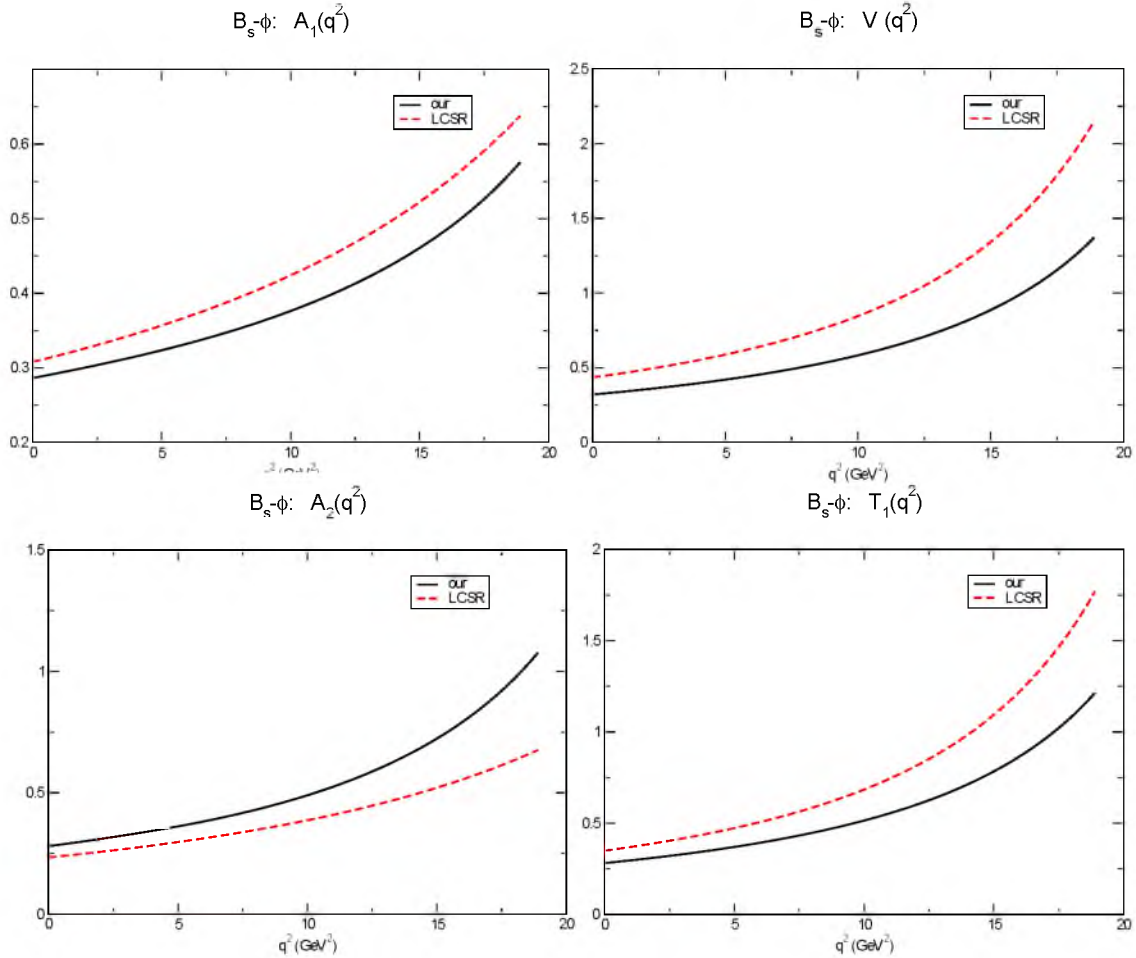
$$A_0(0) = A_3(0), \quad 2m_2 A_3(q^2) = (m_1 + m_2) A_1(q^2) - (m_1 - m_2) A_2(q^2). \tag{1.19}$$

На рис. 11-а,б,с,д мы проводим поведение формфакторов, вычисленных в рамках ковариантной кварковой модели во всей кинематической области  $0 \leq q^2 \leq q_{\max}^2$ .

Как было предложено в работах [8, 9], можно проверить насколько хорошо формфакторы, вычисленные в ковариантной кварковой модели, удовлетворяют трем соотношениям при малой отдаче, полученными в работе [11] для трех пар формфакторов  $(T_1, V)$ ,  $(T_2, A)$ ,  $(T_3, A_2)$ .

$$R_1 = \frac{T_1(q^2)}{V(q^2)}, \quad R_2 = \frac{T_2(q^2)}{A_1(q^2)}, \quad R_3 = \frac{q^2 T_3(q^2)}{m_B^2 A_2(q^2)}, \tag{1.20}$$

Эти соотношения в пределе симметрии тяжелых кварков и при малой отдаче све должны быть порядка  $1 - (2\alpha / (3\pi)) \ln(\mu / m_b)$ , т.е. близко к 1. Из рисунков 1, 2 следует, что также как и экстраполированные формфакторы в правилах сумм на световом конусе, фромфакторы, полученные в ковариантной кварковой модели, удовлетворяют достаточно хорошо в случае  $R_1$  и  $R_2$ . Согласие на очень хорошее в случае отношения  $R_3$ .



внениями (1.14) и (1.15). Левая панель для  $B - \pi$  перехода, правая панель для  $B - K$  перехода. Для сравнения приведены кривые работы по LCSR [9]

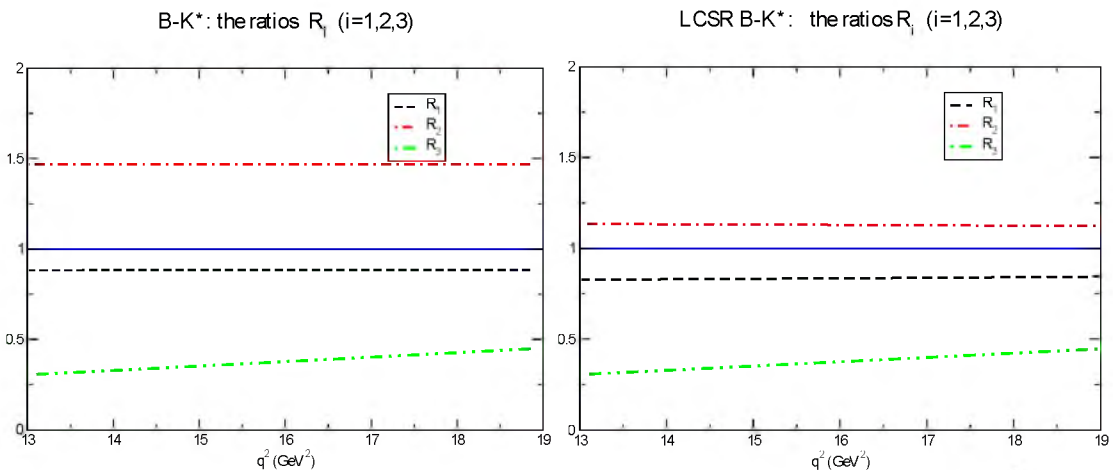


Рисунок 2 - Результаты для отношений формфакторов, определенных в уравнении (1.20) для  $B - K^*$  перехода

**Заключение**

Используя имеющиеся экспериментальные данные по двухчастичным радиационным распадам псевдоскалярных и векторных мезонов, а так же имеющиеся экспериментальные данные, так и результаты решеточных вычисления для констант лептонных распадов, был выполнен глобальный фит. Затем вычислили формфакторы переходов  $B(B_s) \rightarrow P(V)$  во всей кинематической области квадрата переданного импульса.



REFERENCES

- [1] Salam A. *Nuovo Cim.* **1962**, 25, 224 (in Eng).  
 [2] Weinberg S. *Phys. Rev.* **1963**, 130, 776 (in Eng).  
 [3] Hayashi K. et al. *Fort. Phys.* **1967**, 15, 625 (in Eng).  
 [4] Buchalla G., Buras A. J., Lautenbacher M. E. Weak decays beyond leading logarithms *Rev. Mod. Phys.* **1996**, 68, 1125-1144.  
 [5] Beneke M., Buchalla G., Neubert M. and Sachrajda C. T. QCD factorization for  $B \rightarrow \pi \pi$  decays: Strong phases and CP violation in the heavy quark limit *Phys. Rev. Lett.* **1999**, 83., 1914.  
 [6] Beneke M., Neubert M. QCD factorization for  $B \rightarrow PP$  and  $B \rightarrow PV$  decays. *Nucl. Phys. B.* **2003**, 675, 333-415.  
 [7] Feldmann T. Soft-Collinear Effective Theory: Recent Results and Applications. *PoS CONFINEMENT 8 007*, 2008.  
 [8] Bauer C. W., Fleming S., Pirjol D., Stewart I. W. An Effective field theory for collinear and soft gluons: Heavy to light decays. *Phys. Rev. D.* **2001**, 63, 114020.  
 [9] Ball P. and Zwicky R. *Phys. Rev. D.* **2005**, 71, 014029.  
 [10] Khodjamirian A., Mannel T. et al. *Phys. Rev. D.* **2007**, 75, 054013.  
 [11] Grinstein B., Pirjol D. Exclusive rare  $B \rightarrow K l^+ l^-$  decays at low recoil: Controlling the long-distance effects. *Phys. Rev. D.* **2004**, 70, 114005.  
 [12] Bobeth C., Hiller G., van Dyk D. The Benefits of  $B \rightarrow K l^+ l^-$  Decays at Low Recoil. *Journal of High Energy Physics.* **2010**, 1007, 098.  
 [13] Bobeth C., Hiller G., van Dyk D. More Benefits of Semileptonic Rare B Decays at Low Recoil: CP Violation. *Journal of High Energy Physics.* **2011**, 1107, 067.  
 [14] Ivanov M. A., Körner J. G., Kovalenko S. G., Roberts C. D. B- to light-meson transition form-factors. *Phys. Rev. D.* **2007**, 76, 034018.  
 [15] Melikhov D., Nikitin N. and Simula S. Rare exclusive semileptonic  $b \rightarrow s$  transitions in the standard model. *Phys. Rev. D.* **1998**, 57, 6814.  
 [16] Melikhov D. Dispersion approach to quark-binding effects in weak decays of heavy mesons. *Eur. Phys. J. direct C.* **2002**, 4, 1.  
 [17] Ebert D., Faustov R. N., Galkin V. O. New analysis of semileptonic B decays in the relativistic quark model. *Phys. Rev. D.* **2007**, 75, 074008.  
 [18] Ladisa M., Nardulli G., Santorelli P. Semileptonic and rare B meson decays into a light pseudoscalar meson. *Phys. Lett. B.* **1999**, 455, 283-290.  
 [19] Colangelo P., De Fazio F., Ladisa M., Nardulli G., Santorelli P. and Tricarico A. Semileptonic and rare B meson transitions in a QCD relativistic potential model *Eur. Phys. J. C.* **1999**, 8, 81.  
 [20] Colangelo P., De Fazio F., Santorelli P., Scrimieri E. QCD sum rule analysis of the decays  $B \rightarrow K l^+ l^-$  and  $B \rightarrow K^* l^+ l^-$  *Phys. Rev. D.* **1996**, 53, 3672-3686.  
 [21] Colangelo P., Santorelli P. Dependence of the form-factors of  $B \rightarrow \pi$  lepton neutrino on the heavy quark mass *Phys. Lett. B.* **1994**, 327, 123-128.  
 [22] Vermaseren J. A. M. The FORM project *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **2008**, 183, 19.  
 [23] Ivanov M. A., Körner J. G. and Santorelli P. The Semileptonic decays of the Bc meson *Phys. Rev. D.* **2001**, 63, 074010.  
 [24] Ivanov M. A., Körner J. G. and Pakhomova O. N. Exclusive semileptonic and nonleptonic decays of the Bc meson *Phys. Rev. D.* **2006**, 73, 054024.  
 [25] Ivanov M. A., Körner J. G. and Santorelli P. Semileptonic decays of Bc mesons into charmonium states in a relativistic quark model *Phys. Rev. D.* **2005**, 71, 094006; *Erratum-ibid. D.* **2007**, 75, 019901.  
 [26] Nakamura K. et al. Particle Data Group Collaboration. *J. Phys. G G.* **2010**, 37, 075021.  
 [27] Altmannshofer W., Ball P., Bharucha A., Buras A. J., Straub D. M., Wick M. Symmetries and Asymmetries  $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$  Decays in the Standard Model and Beyond *J. of High Energy Phys.* **2009**, 0901, 019.  
 [28] Faller S., Fleischer R., Mannel T. Precision Physics with  $B_0 \rightarrow J/\psi \phi$  at the LHC: The Quest for New Physics *Phys. Rev. D.* **2009**, 79, 014005.  
 [29] Bobeth C., Misiak M., Urban J. Photonic penguins at two loops and  $m(t)$  dependence of  $BR[B \rightarrow X(s) lepton^+ lepton^-]$  *Nucl. Phys. B.* **2000**, 574, 291-330.

С.А. Жаугашева, Г.Г. Сайдуллаева, Г.С. Нурбақова, Н. Хабыл, М.М. Турарбекова

әл-Фараби атындағы Қазақ Ұлттық университеті, Алматы

**В(Bs) МЕЗОННЫҢ АУЫР МЕЗОНДАРГА ҒЫДЫРАУ ҚАСИЕТІН  
РЕЛЯТИВИСТІК ӘСЕРЛЕСУІН ЕСКЕРЕ ОТЫРЫП АНЫҚТАУ**

**Аннотация.** Тәжірибеде байқалған  $B_s - \bar{B}_s$  жүйедегі CP-бұзылуы және лептондық емес  $B_s$  -мезонның  $D - \bar{D}_s$  - жұпқа және түспен басылған ғыдырауы  $B_s \rightarrow J/\psi \phi$  қазіргі таңда қызығушылық танытуда,  $B_s$  -мезонның ғыдырауы релятивистік кварктық модельде зерттелген. Псевдоскалярлы және векторлық мезондардың радиациялық екібөлшекке ғыдырау нәтижелерін тәжірибеден ала отырып ғаламдық фит жасалынды және моделдің параметрлері анықталды.

**Түйін сөздер:**  $B_s$  -мезондар,  $D - \bar{D}_s$  -косақтар, мезондар, векторлық мезондар, бейлептондық ғыдыраулар, ғаламдық фит, псевдоскалярлы және векторлық мезондар.