

МРНТИ 29.05.23

<https://doi.org/10.26577/RCPH.2024.v91.i4.a1>М.Н. Ильясов^{1,2} , А.Н. Исадыков^{1,3*} ¹Институт ядерной физики, г.Алматы, Казахстан²Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы, Казахстан³Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия*e-mail: a.issadykov@inp.kz

ВЫЧИСЛЕНИЕ ФОРМ-ФАКТОРОВ, БРЕНЧИНГОВ И УГЛОВЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ ДЛЯ ПЕРЕХОДА $B \rightarrow \omega$ В РАМКАХ КОВАРИАНТНОЙ МОДЕЛИ КВАРКОВ

Статья посвящена исследованию перехода $B \rightarrow \omega$ в рамках ковариантной модели кварков, которая представляет собой теоретический подход для описания динамики адронов с учетом кварковой структуры. Целью работы является вычисление форм-факторов для перехода $B \rightarrow \omega$ во всем диапазоне передаваемого импульса q^2 , а также исследование и расчет бренчингов распадов по лептонным каналам, асимметрии «вперёд-назад», угловых наблюдаемых, продольной и поперечной поляризации для распада $B^0 \rightarrow \omega l^+ l^-$ (где $l - e; \mu; \tau$). Научная значимость работы заключается в её вкладе в проверку Стандартной модели и возможности обнаружения новой физики, связанной с нарушением лептонной универсальности и другими аномалиями. Практическое значение исследования выражается в возможности использования полученных результатов для дальнейших экспериментальных и теоретических исследований в физике элементарных частиц. Методология исследования основана на ковариантной модели кварков, которая описывает адроны как составные системы, состоящие из кварков и антикварков, взаимодействующих через эффективные вершинные функции. Форм-факторы вычисляются с использованием программного обеспечения на языках Fortran и Mathematica, а их параметризация позволяет проводить дальнейшие расчеты бренчингов и угловых наблюдаемых. Полученные результаты показывают хорошее согласие с имеющимися теоретическими прогнозами. Расчеты демонстрируют значимость ковариантной модели кварков в описании редких распадов мезонов, подтверждая её применимость для анализа переходов с изменением аромата. Вклад данной работы в область знаний состоит в предоставлении новых данных для проверки теоретических моделей и в изучении возможных проявлений новой физики.

Ключевые слова: стандартная модель, квантовая теория поля, В мезоны, форм-факторы, бренчинг, угловые наблюдаемые, продольная поляризация.

М.Н. Ильясов^{1,2}, А.Н. Исадыков^{1,3*}¹Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан²Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан³Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна қ., Ресей*e-mail: a.issadykov@inp.kz

Кварктардың ковариантты моделі шеңберінде $B \rightarrow \omega$ ауысуы үшін форм- факторлары, бренчингі және бұрыштық бақылауларын есептеу

Мақала кварк құрылымын ескере отырып, адрондардың динамикасын сипаттаудың теориялық тәсілі болып табылатын кварктардың ковариантты моделіндегі $B \rightarrow \omega$ ыдырауының зерттеуге арналған. Жұмыстың мақсаты – q^2 берілетін импульстің барлық диапазонында $B \rightarrow \omega$ ыдырауының форм-факторларын есептеу, сондай-ақ лептондық арналар арқылы ыдырау бренчингтерін, «алға-артқа» асимметриясын, $B^0 \rightarrow \omega l^+ l^-$ ыдырауы үшін бұрыштық бақыланатын, бойлық және көлденең поляризацияны зерттеу және есептеу (мұндағы $l - e; \mu; \tau$ лептондар). Жұмыстың ғылыми маңыздылығы оның стандартты модельді тексеруге және лептондық әмбебаптықтың бұзылуымен және басқа да ауытқулармен байланысты жаңа физиканы анықтау мүмкіндігіне қосқан үлесі болып табылады. Зерттеудің практикалық мәні алынған нәтижелерді бөлшектер физикасындағы одан әрі эксперименттік және теориялық зерттеулер үшін пайдалану мүмкіндігінде көрінеді. Зерттеу әдістемесі кварктардың ковариантты моделіне негізделген, ол адрондарды тиімді шыңдық функциялар арқылы өзара әрекеттесетін кварктар мен антикварктардан тұратын құрама жүйелер ретінде сипаттайды. Форма

факторлары Fortran және Mathematica тілдеріндегі бағдарламалық жасақтаманың көмегімен есептеледі және олардың параметрленуі бренчингтер мен бұрыштық бақыланатын есептеулерді одан әрі жүргізуге мүмкіндік береді. Алынған нәтижелер қолда бар Теориялық болжамдармен жақсы келісімді көрсетеді. Есептеулер кварктардың ковариантты моделінің сирек кездесетін мезон ыдырауын сипаттаудағы маңыздылығын көрсетеді, бұл оның хош иістің өзгеруімен ауысуларды талдауға қолданылуын растайды. Бұл жұмыстың білім саласына қосқан үлесі теориялық модельдерді тексеру және жаңа физиканың мүмкін көріністерін зерттеу үшін жаңа мәліметтер беруден тұрады.

Түйін сөздер: стандартты модель, өрістің кванттық теориясы, В мезондар, форм- факторлар, бренчинг, бұрыштық бақылау, бойлық поляризация.

M.N. Ilyassov^{1,2}, A.N. Issadykov^{1,3*}

¹Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

³Joint institute for nuclear research, Dubna, Russia

*e-mail: a.issadykov@inp.kz

Calculation of form factors, stringing and angular observables for the $B \rightarrow \omega$ transition in the framework of the covariant quark model

The paper is devoted to the study of the $B \rightarrow \omega$ transition in the framework of the covariant quark model, which is a theoretical approach to describe the hadron dynamics taking into account the quark structure. The aim of the work is to calculate the form factors for the $B \rightarrow \omega$ transition in the whole range of the transmitted momentum q^2 , as well as to investigate and calculate the lepton channel decay branchings, forward-backward asymmetry, angular observables, longitudinal and transverse polarization for the decay $B^0 \rightarrow \omega l^+ l^-$ (where $l = e; \mu; \tau$). The scientific significance of the work lies in its contribution to the verification of the Standard Model and the possibility of discovering new physics related to the violation of lepton universality and other anomalies. The practical significance of the study is expressed in the possibility of using the results obtained for further experimental and theoretical studies in elementary particle physics. The methodology of the study is based on the covariant model of quarks, which describes hadrons as composite systems consisting of quarks and antiquarks interacting through effective vertex functions. The form factors are calculated using Fortran and Mathematica software, and their parameterization allows for further calculations of branchings and angular observables. The results are in good agreement with available theoretical predictions. The calculations demonstrate the importance of the covariant quark model in the description of rare meson decays, confirming its applicability to the analysis of flavor-changing transitions. The contribution of this work to the field of knowledge is to provide new data to test theoretical models and to explore possible manifestations of new physics.

Keywords: standard model, quantum field theory, B mesons, form factors, branching, angular observables, longitudinal polarization.

Введение

Исследование распадов с изменением аромата, такие как $b \rightarrow dl^+l^-$, является важным направлением в физике элементарных частиц. Эти процессы связаны с трансформациями ароматов кварков при сохранении электрического заряда, что делает их особенно интересными для проверки Стандартной модели (СМ) и поиска признаков новой физики [1-6]. Нейтральные токи с изменением аромата, такие как $b \rightarrow dl^+l^-$, представляют интерес для поиска новой физики за пределами Стандартной модели [7,8]. Теоретически также редко имеется какая-либо информация о переходах, соответствующих $B \rightarrow$

ωl^+l^- [9-13]. В настоящей работе мы анализируем этот редкий распад в рамках стандартной модели, используя ковариантную модель ограниченного кварка, разработанную Г. В. Ефимовым и М. А. Ивановым [14-17].

В данной статье мы сосредотачиваемся на расчете редких распадов с переходами $b \rightarrow d$, включая такие каналы, как $B \rightarrow \omega l^+l^-$, в рамках ковариантной модели кварка. В статье представлены вычисления форм-факторов для распадов $B \rightarrow \omega l^+l^-$ на всем динамическом диапазоне передаваемого импульса, а также результаты расчетов вероятностей распада, асимметрии вперед-назад, продольной поляризации и других угловых наблюдаемых.

Теоретическая часть

В данной работе рассматривается ковариантная модель кварка (CCQM, Covariant Confined Quark Model), которая представляет собой теоретический подход, разработанный для описания динамики адронов, таких как мезоны и барионы, с учетом кварковой структуры этих частиц. Модель основывается на квантово-полевом формализме и предполагает, что адроны состоят из кварков, которые связаны сильным взаимодействием. Главная особенность модели заключается в том, что она учитывает эффект конфайнмента, то есть невозможность существования свободных кварков, что является одним из ключевых аспектов квантовой хромодинамики (КХД).

CCQM описывает адроны как составные системы, состоящие из кварков и антикварков или трех кварков, которые взаимодействуют через эффективные вершинные функции. Эти функции представляют собой распределение вероятностей для кварков внутри адрона и зависят от их относительных импульсов и внутренних структурных параметров адрона.

В рамках Стандартной модели редкие распады типа $b \rightarrow dl^+l^-$ описываются с использованием эффективного гамильтониана, который может быть выражен через разложение операторного произведения. Эффективный гамильтониан для распада $b \rightarrow dl^+l^-$ имеет следующий вид [18-20]:

$$H_{SM}^{eff} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} V_{td}^* V_{td} \left(\sum_{i=10}^{10} C_i(\mu) O_i(\mu) + \lambda_u \sum_{i=10}^{10} C_i(\mu) [O_i(\mu) - O_i^u(\mu)] \right), \quad (1)$$

где C_i — коэффициенты Вильсона, а O_i — набор локальных операторов, полученных в рамках СМ для перехода $b \rightarrow dl^+l^-$.

Операторы включают такие вклады, как токи кварков, глюонов и фотонов,

взаимодействующих с кварками внутри мезонов.

Форм-факторы перехода $B \rightarrow \omega$ выражены в следующем виде в рамках ковариантной модели кварков с конфайнментом

$$\begin{aligned} \langle \omega^0(p_2, \epsilon) | \bar{d} O^\mu b | B(p_1) \rangle = \\ = \frac{\epsilon_\nu^\dagger}{m_1 + m_2} [-g^{\mu\nu} P \cdot q A_0(q^2) + P^\mu P^\nu A_+(q^2) + q^\mu P^\nu A_-(q^2) + i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_\alpha q_\beta V(q^2)], \\ \langle \omega^0(p_2) | \bar{d} \sigma^{\mu\nu} q_\nu (1 + \gamma^5) b | B(p_1) \rangle = \\ = \epsilon_\nu^\dagger \left(- \left(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2} \right) P \cdot q a_0(q^2) + \left(P^\mu P^\nu - q^\mu P^\nu P \cdot \frac{q}{q^2} \right) a_+(q^2) + i \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} P_\alpha q_\beta g(q^2) \right), \quad (2) \end{aligned}$$

где $P = p_1 + p_2$, $q = p_1 - p_2$. В приведенных выше уравнениях p_1 и p_2 импульсы B мезона с массой m_1 и дочернего мезона с массой m_2 , ϵ — вектор поляризации дочернего мезона, а $O^\mu = \gamma^\mu (1 - \gamma^5)$ — слабая матрица Дирака. Также условие «оболочки» требует, чтобы

$$p_1^2 = m_1^2 = m_b^2 \text{ и } p_2^2 = m_2^2 = m_\omega^2.$$

Параметры модели, такие как массы составляющих кварков и размерные параметры мезонов, определяются на основе экспериментальных данных, таких как лептонные константы и электромагнитные ширины распада, а также массы мезонов. Эти параметры фиксируются с использованием метода наименьших квадратов (Таблица 1).

Таблица 1 – Параметры ковариантной модели кварков

$m_{u/d}$	m_s	m_c	m_b	λ	Λ_B	Λ_ω	m_B	m_ω
0.241	0.428	1.67	4.68	0.181	1.963	0.488	5.279	0.785

Форм-факторы вычисляются для различных значений переданного импульса q^2 с использованием кодов, написанных на языках программирования FORTRAN и Mathematica. Полученные форм-факторы могут быть выражены через параметризацию двойного

полюса, что позволяет упростить дальнейшие вычисления:

$$F(q^2) = \frac{F(0)}{1 - as + bs^2}, s = \frac{q^2}{m_B^2}, \quad (3)$$

где $F(0)$, a и b — параметры, определяемые из численных расчетов, а m_B — масса B мезона.

Эта параметризация обеспечивает точное представление форм-факторов на всем диапазоне q^2 и позволяет использовать их в последующих вычислениях брэнчингов распада и других наблюдаемых величин. Ширина этих спадов вычисляется путем интегрирования по q^2 дифференциального распределения [21]

$$\frac{d\Gamma(b \rightarrow dl^+l^-)}{dq^2} = \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} \left(\frac{\alpha\lambda_d}{2\pi} \right)^2 \frac{|\mathbf{p}_2|q^2\beta_l}{12m_1^2} \mathcal{H}_{tot},$$

$$\mathcal{H}_{tot} = \frac{1}{2}(\mathcal{H}_U^{11} + \mathcal{H}_U^{22} + \mathcal{H}_L^{11} + \mathcal{H}_L^{22}) + \delta_U \left(\frac{1}{2}\mathcal{H}_U^{11} - \mathcal{H}_U^{22} + \frac{1}{2}\mathcal{H}_L^{11} - \mathcal{H}_L^{22} + \frac{3}{2}\mathcal{H}_S^{22} \right). \quad (4)$$

В дальнейшем мы используем краткое обозначение $m_1 = m_B$, а m_2 – это масса ρ мезона, $\beta_l = \sqrt{1 - 4m_l^2/q^2}$, $\delta_U = 2m_l^2/q^2$ – коэффициент подавления сдвига спиральности, $|\mathbf{p}_2| =$

$\lambda^{1/2}(m_1^2, m_2^2, q^2)/(2m_1)$ – импульс ω мезона в системе отсчета с помощью функции Келлена $\lambda(a, b, c) = a^2 + b^2 + c^2 - 2(ab + ac + bc)$. Также $\lambda_d = |V_{tb}^* V_{td}|$ – произведение элементов матрицы СКМ.

В приведенном выше уравнении билинейные комбинации структурной функции спиральности для каналов распада $B \rightarrow \omega$ определяются как [21]:

$$\mathcal{H}_U^{ii} = |H_{+1+1}^i|^2 + |H_{-1-1}^i|^2,$$

$$\mathcal{H}_L^{ii} = |H_{00}^i|^2, \quad (5)$$

$$\mathcal{H}_S^{ii} = |H_{t0}^i|^2,$$

где амплитуды спиральности выражаются через форм-факторы, входящие в матричный элемент $b \rightarrow dl^+l^-$ редкого распада, как:

$$H_{t0}^i = \frac{1}{m_1 + m_2} \frac{1}{2m_2\sqrt{q^2}} (Pq(-A_0^i + A_+^i) + q^2 A_-^i),$$

$$H_{\pm 1\pm 1}^i = \frac{1}{m_1 + m_2} (-PqA_0^i \pm 2m_1|\mathbf{p}_2|V^i), \quad (6)$$

$$H_{00}^i = \frac{1}{m_1 + m_2} \frac{1}{2m_2\sqrt{q^2}} (-Pq(m_1^2 - m_2^2 - q^2)A_0^i + 4m_1^2|\mathbf{p}_2|^2 A_+^i).$$

Для редких распадов, таких как $B \rightarrow \omega l^+l^-$ форм-факторы, вычисленные в рамках CCQM, могут быть использованы для определения амплитуд распада и предсказания вероятностей распада, асимметрии вперед-назад, поляризации конечных частиц и других наблюдаемых величин. Одним из ключевых наблюдаемых параметров при исследовании распада $B \rightarrow \omega l^+l^-$ является асимметрия вперед-назад (A_{FB}). Этот параметр позволяет характеризовать угловое распре-

деление продуктов распада и для поиска отклонений, которые указывают на наличие новой физики.

Асимметрия вперед-назад A_{FB} определяется как разность между вероятностями распада, при которой лептон l движется вперед (в направлении движения мезона B°) и назад, относительно направления переданного импульса q^2 . Она выражается следующей формулой

$$A_{FB}^l = \frac{1}{d\Gamma/dq^2} \left(\int_0^1 - \int_{-1}^0 \right) d \cos \theta \frac{d^2\Gamma}{dq^2 d \cos \theta} = \frac{3}{4} \beta_l \frac{\mathcal{H}_P^{12}}{\mathcal{H}_{tot}}, \quad (7)$$

где A_{FB} – асимметрия вперед-назад; $d\Gamma/dq^2$ – дифференциальная ширина распада по q^2 ; θ – угол между направлением передаваемого импульса и направлением движения мезона B° в системе покоя лептонной пары e^+e^- ; β – фактор, зависящий от энергии лептонов; \mathcal{H}_P^{12} и \mathcal{H}_{tot} – спиральные амплитуды, характеризующие взаимодействие частиц.

Поляризация продольного компонента – это величина, которая характеризует ориентацию спина (или углового момента) конечных частиц в распаде относительно их направления движения. В контексте распадов $B \rightarrow \omega l^+l^-$, продольная поляризация (F_L) указывает на вероятность того, что спин векторной частицы ориентирован вдоль ее направления движения или поперек него. Значение F_L близкое к 1 означает, что частица в

основном продольно поляризована, тогда как значение близкое к 0 говорит о поперечной поляризации.

$$F_L = \frac{1}{2} \beta_l^2 \frac{\mathcal{H}_L^{11} + \mathcal{H}_L^{11}}{\mathcal{H}_{tot}}. \quad (8)$$

Поперечная поляризация – это поляризация, направленная перпендикулярно направлению движения частицы (F_T). Данный компонент поляризации вместе с продольным важен для описания полного состояния спина частицы. Поперечная поляризация важна при анализе угловых распределений продуктов распада, так как она влияет на то, как распределяются продукты распада относительно оси движения материнской частицы.

$$F_T = \frac{1}{2} \beta_l^2 \frac{\mathcal{H}_U^{11} + \mathcal{H}_U^{11}}{\mathcal{H}_{tot}}. \quad (9)$$

Угловые наблюдаемые – это величины, которые описывают распределение углов между направлениями движения продуктов распада в системе покоя исходной частицы: P_i и $P_i'^{**}$ – это наблюдаемые, которые описывают угловые корреляции между направлениями движения лептонов спином материнской частицы. Они зависят от передаваемого импульса q^2 и могут быть использованы для исследования динамики распада и проверки теоретических моделей. Эти наблюдаемые величины определены в работах [22, 23]. Для данной работы мы вычисляем эти наблюдаемые величины P , используя соотношения, выраженные в ссылках [24, 25].

Результаты и обсуждение

В данной работе были вычислены форм-факторы для перехода $B \rightarrow \omega$, определенные в уравнении (2), в рамках ковариантной модели кварков во всей кинематической области квадрата переданного импульса q^2 и приведены в таблице 2. На рисунке 1 представлены форм-факторы перехода $B \rightarrow \omega$ во всей кинематической области $0 \leq q^2 \leq q_{max}^2$. Определив параметры модели и форм-факторы переходам во всей кинематической области квадрата переданного импульса q^2 , мы также сравниваем наши результаты с предсказаниями из других теоретических подходов.

Для сравнения с другими теоретическими подходами мы приводим уравнение наших форм-факторов в вид форм-факторов Бауэр-Стеч-Вирбель (BSW) из [26].

Обозначив их надстрочным индексом, чтобы отличать от наших форм-факторов, мы получаем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} A_0 &= \frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2} A_1^c, \\ A_- &= \frac{2m_2(m_1 + m_2)}{q^2} (A_3^c - A_0^c), \\ A_+ &= A_2^c, \\ a_+ &= T_2^c + \frac{q^2}{m_1^2 - m_2^2} T_3^c, \\ V &= V^c, \\ a_0 &= T_2^c, \\ g &= T_1^c. \end{aligned} \quad (10)$$

Таблица 2 – Форм-факторы перехода $B \rightarrow \omega$ в рамках модели

Форм-фактор	$F(0)$	a	b
A_+	0.206 ± 0.016	1.390	0.375
A_-	-0.214 ± 0.017	1.442	0.417
A_0	0.288 ± 0.023	0.557	-0.325
V	0.229 ± 0.023	1.504	0.472
a_0	0.206 ± 0.017	0.618	-0.275
a_+	0.206 ± 0.017	1.401	0.384
g	0.206 ± 0.017	1.506	0.472

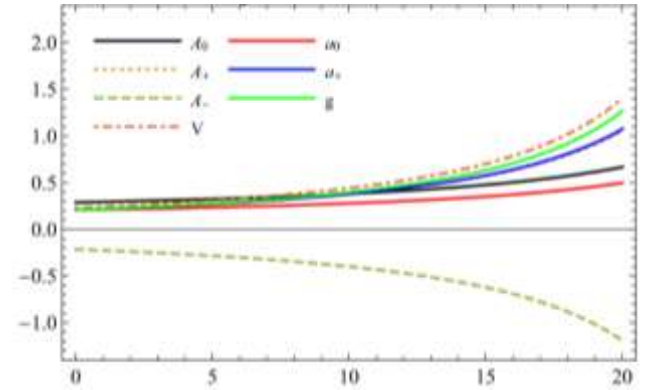


Рисунок 1 – Форм-факторы перехода $B \rightarrow \omega$ в зависимости от квадрата переданного импульса q^2

Кроме того, мы также отмечаем, что форм-факторы, указанные выше, должны удовлетворять следующим ограничениям:

$$\begin{aligned} A_0^c(0) &= A_3^c(0), \\ 2m_2 A_3^c(q^2) &= (m_1 + m_2) A_1^c(q^2) - (m_1 - m_2) A_2^c(q^2). \end{aligned} \quad (11)$$

Поскольку $a_0(0) = a_+(0) = g(0)$, представим форм-факторы $A_0^c = \frac{(m_1 - m_2)[A_0(0) - A_+(0)]}{2m_2}$,

$$A_1^c(0) = \frac{A_0(0)(m_1 - m_2)}{m_1 + m_2}, A_2^c(0) = A_+(0),$$

$$T_1^c = g(0) \text{ и}$$

$$T_3^c(0) = \lim_{q^2 \rightarrow 0} (m_1^2 - m_2^2)(a_+ - a_0)/q^2,$$

полученные в нашей модели, и сравним их с результатами других подходов. Необходимо обратить внимание, что для сравнения с другими подходами мы опускаем верхний индекс для упрощения. Сравнение форм-факторов для перехода $B \rightarrow \omega$ с данными из других теоретических подходов приведены в Таблице 3.

Таблица 3 – Сравнение форм-факторов перехода $B \rightarrow \omega$ с данными из других теоретических подходов

	Наша модель	[9]	[10]	[11]	[12]	[13]
$V(0)$	0.229 ± 0.023	$0.268^{+0.014}_{-0.015}$	0.3293	0.304 ± 0.038	0.275	0.27
$A_0(0)$	0.236 ± 0.011	-	0.281	0.328 ± 0.048	0.240	0.28 ± 0.01
$A_1(0)$	0.214 ± 0.017	$0.214^{+0.013}_{-0.012}$	0.219	0.243 ± 0.031	0.209	0.23
$A_2(0)$	0.206 ± 0.016	$0.170^{+0.010}_{-0.011}$	0.198	0.270 ± 0.040	0.198	0.21
$T_{1,2}(0)$	0.206 ± 0.017	$0.237^{+0.013}_{-0.014}$	0.242	0.251 ± 0.031	0.239	-
$T_3(0)$	0.158 ± 0.013	0.160 ± 0.009	0.155	0.683 ± 0.090	0.168	-

Таблица 4 содержит результаты расчета бренчингов для переходов $B \rightarrow \omega l^+ l^-$, которые были вычислены с использованием полученных форм-факторов. Сравнение с экспериментальными данными и теоретическими предсказаниями показало, что бренчинги, предсказанные в нашей модели, находятся в согласии с данными из работы [9].

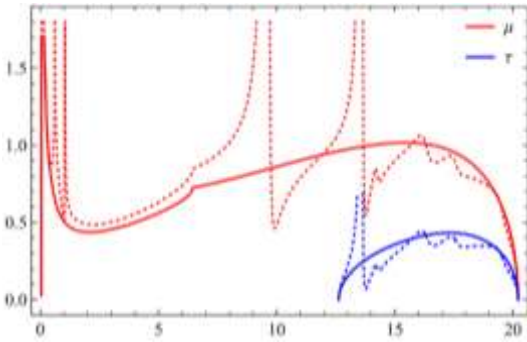


Рисунок 2 – Поведение бренчингов для каналов $B^0 \rightarrow \omega \mu^+ \mu^-$ и $B^0 \rightarrow \omega \tau^+ \tau^-$

Таблица 4 Значения бренчингов распада $B \rightarrow \omega l^+ l^-$ ковариантной модели кварков и сравнение с предсказаниями из другой теоретической модели

Каналы	Наша модель	[9]
$B^0 \rightarrow \omega e^+ e^-$	1.85 ± 0.89	1.3 ± 0.1
$B^0 \rightarrow \omega \mu^+ \mu^-$	1.57 ± 0.55	1.2 ± 0.1
$B^0 \rightarrow \omega \tau^+ \tau^-$	0.25 ± 0.05	0.13 ± 0.01

Также в рамках данной работы были проведены вычисление амплитуд распада и предсказания вероятностей распада, асимметрии вперед-назад, поляризации конечных частиц и других наблюдаемых величин, данные приведены в Таблице 5.

Таблица 5 – Значение угловых наблюдаемых для распада $B \rightarrow \omega l^+ l^-$

Наблюдаемые	$\langle A_{FB} \rangle$	$\langle F_L \rangle$	$\langle F_T \rangle$	$\langle P_1 \rangle$	$\langle P_3 \rangle \times 10^4$	$\langle P'_4 \rangle$	$\langle P'_5 \rangle$	$\langle P'_8 \rangle$
$e^+ e^-$	-0.184	0.415	0.566	-0.322	0.526	0.768	-0.388	290.5
$\mu^+ \mu^-$	-0.229	0.501	0.465	-0.486	2.498	1.017	-0.537	255.9
$\tau^+ \tau^-$	-0.203	0.111	0.218	-0.706	17.584	1.304	-0.970	-44.7

Заклучение

В рамках проведенного исследования была изучена динамика переходов $B \rightarrow \omega l^+ l^-$ в контексте ковариантной модели кварков (CCQM). Основное внимание уделено вычислению форм-факторов для данного канала во всем динамическом диапазоне переданного импульса q^2 . Используя эти форм-факторы, были рассчитаны брэнчинги, а также угловые наблюдаемые, такие как отношение вероятности распада для различных лептонов, асимметрия «вперёд-назад» (A_{FB}), и продольная поляризация векторного мезона ω .

Результаты расчетов показывают хорошее согласие с существующими теоретическими

предсказаниями и подтверждают применимость ковариантной модели кварков для описания таких сложных процессов, как переходы с изменением аромата. Эти процессы играют ключевую роль в проверке Стандартной модели и могут предоставить важную информацию о возможных проявлениях новой физики, таких как нарушение лептонной универсальности или появление новых взаимодействий.

Благодарность

Работа выполнена в рамках проекта (грант №BR21881941) при поддержке Министерства образования и науки Республики Казахстан.

Литература

- 1 Aaij R. et al. Measurement of Form-Factor-Independent Observables in the Decay // Phys. Rev. Lett. – 2013. – Vol.111. – Art.No. 191801. DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.191801
- 2 Aaij R. et al. Measurement of Observables in the Decay // JHEP. – 2017. – Vol.08. – P.055. DOI: 10.1007/JHEP08(2017)055
- 3 Aaij R. et al. Measurement of Angular Distributions in the Decay // Phys. Rev. Lett. – 2014. – Vol.113. – Art. No. 151601. DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.151601
- 4 Huschle M. et al. Measurement of Form-Factor Parameters in Semileptonic Decays // Phys. Rev. D. – 2015. – Vol.92(7). – Art. No. 072014. DOI: 10.1103/PhysRevD.92.072014
- 5 Sato Y. et al. Branching Fraction and CP Asymmetry in Decays // Phys. Rev. D. – 2016. – Vol.94(7). – Art. No. 072007. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.072007
- 6 Aaij R. et al. Evidence for New Physics in Angular Observables // Phys. Rev. Lett. – 2015. – Vol.115(11). – Art. No. 111803. DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.111803. [Erratum: Phys. Rev. Lett. – 2015. – Vol.115. – Art. No. 159901.]
- 7 Huth T., Nakao M. Theory of Rare Decays and New Physics // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. – 2010. – Vol.60. – P. 104424. DOI: 10.1146/annurev.nucl.012809.104424
- 8 Blake T. et al. Phenomenology of Rare Decays // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2017. – Vol.92. – P. 50-91. DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.10.001
- 9 Wu Y.L. et al. Physics Beyond the Standard Model in Decays // Int. J. Mod. Phys. A. – 2006. – Vol.21. – P. 6125-6172. DOI: 10.1142/S0217751X06033209
- 10 Ball P., Zwicky R. Analysis of Decay Amplitudes in Rare Decays // Phys. Rev. D. – 2005. – Vol.71. – Art. No. 014029. DOI: 10.1103/PhysRevD.71.014029
- 11 Bharucha A. et al. Theoretical Insights into Decay Channels // JHEP. – 2016. – Vol.1608. – Art. No. 098. DOI: 10.1007/JHEP08(2016)098
- 12 Lu C.D. et al. Theoretical Predictions for Decays // Phys. Rev. D. – 2007. – Vol.76. – Art. No. 014013. DOI: 10.1103/PhysRevD.76.014013
- 13 Verma R. Hadronic Form Factors in Decays // J. Phys. G. – 2012. – Vol.39. – Art. No. 025005. DOI: 10.1088/0954-3899/39/2/025005
- 14 Efimov G.V., Ivanov M.A. The Quark Confinement Model of Hadrons. – Bristol: IOP, 1993. – 179 p.
- 15 Branz T. et al. Decay Dynamics in Heavy Meson Decays // Phys. Rev. D. – 2010. – Vol.81. – Art. No. 034010. DOI: 10.1103/PhysRevD.81.034010
- 16 Ivanov M.A. et al. Study of Semileptonic Decays // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol.85. – Art. No. 034004. DOI: 10.1103/PhysRevD.85.034004
- 17 Ivanov M.A. et al. Analysis of Transition Form Factors // Phys. Rev. D. – 2012. – Vol.86. – Art. No. 074013. DOI: 10.1103/PhysRevD.86.074013
- 18 Buras A.J., Munz M. Effective Hamiltonians in Rare Decays // Phys. Rev. D. – 1995. – Vol.52. – P. 186. DOI: 10.1103/PhysRevD.52.186
- 19 Kruger F., Sehgal L. Angular Distributions in Rare Decays // Phys. Rev. D. – 1997. – Vol.55. – P. 2799. DOI: 10.1103/PhysRevD.55.2799
- 20 Buchalla G. et al. Standard Model Predictions for Rare Decays // Rev. Mod. Phys. – 1996. – Vol.68. – P. 1125. DOI: 10.1103/RevModPhys.68.1125
- 21 Faessler A. et al. Study of Exotic Hadron Decays // Eur. Phys. J. Direct. – 2002. – Vol.4(18). DOI: 10.1007/s1010502c0018

- 22 Aaij R. et al. Experimental Results in Angular Observables // JHEP. – 2016. – Vol.02. – Art. No. 104. DOI: 10.1007/JHEP02(2016)104
- 23 Aaij R. et al. Updated Measurements of Observables // Phys. Rev. Lett. – 2020. – Vol.125(1). – Art. No. 011802. DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.011802
- 24 Dubnicka S. et al. Hadronic Transition Form Factors // Few Body Syst. – 2016. – Vol.57(2). – P. 121. DOI: 10.1007/s00601-015-1034-4
- 25 Descotes-Genon S. et al. Phenomenological Constraints on Rare Decays // JHEP. – 2013. – Vol.01. – Art. No. 048. DOI: 10.1007/JHEP01(2013)048
- 26 Wirbel M. et al. Quark Models and Decay Amplitudes // Z. Phys. C. – 1985. – Vol.29. – P. 637. DOI: 10.1007/BF01560299

References

- 1 R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett., 111, 191801 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.111.191801
- 2 R. Aaij et al., JHEP 08, 055 (2017). DOI: 10.1007/JHEP08(2017)055
- 3 R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett. 113, 151601 (2014). DOI: 10.1103/PhysRevLett.113.151601
- 4 M. Huschle et al., Phys. Rev. D 92, 072014 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.92.072014
- 5 Y. Sato et al., Phys. Rev. D 94, 072007 (2016). DOI: 10.1103/PhysRevD.94.072007
- 6 R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett. 115, 111803 (2015); Erratum Phys. Rev. Lett. 115, 159901 (2015) DOI: 10.1103/PhysRevLett.115.111803
- 7 T. Hurth and M. Nakao, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 60, 104424 (2010). DOI: 10.1146/annurev.nucl.012809.104424
- 8 T. Blake et al., Prog. Part. Nucl. Phys. 92, 50-91 (2017). DOI: 10.1016/j.pnpnp.2016.10.001
- 9 Y. L. Wu et al., Int. J. Mod. Phys. A 21, 6125-6172 (2006). DOI: 10.1142/S0217751X06033209
- 10 P. Ball and R. Zwicky, Phys. Rev. D 71, 014029 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevD.71.014029
- 11 A. Bharucha et al., JHEP 08, 098 (2016). DOI: 10.1007/JHEP08(2016)098
- 12 C. D. Lu et al., Phys. Rev. D 76, 014013 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevD.76.014013
- 13 R. Verma, J. Phys. G 39, 025005 (2012). DOI: 10.1088/0954-3899/39/2/025005
- 14 G. V. Efimov and M. A. Ivanov, The Quark Confinement Model of Hadrons (IOP, Bristol, 1993), 179 p.
- 15 T. Branz et al., Phys. Rev. D 81, 034010 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.81.034010
- 16 M. A. Ivanov et al., Phys. Rev. D 85, 034004 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevD.85.034004
- 17 M. A. Ivanov et al., Phys. Rev. D 86, 074013 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevD.86.074013
- 18 A. J. Buras and M. Munz, Phys. Rev. D 52, 186 (1995). DOI: 10.1103/PhysRevD.52.186
- 19 F. Kruger and L. Sehgal, Phys. Rev. D 55, 2799 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevD.55.2799
- 20 G. Buchalla et al., Rev. Mod. Phys. 68, 1125 (1996). DOI: 10.1103/RevModPhys.68.1125
- 21 A. Faessler et al., Eur. Phys. J. Direct. 4, 18 (2002). DOI: 10.1007/s1010502c0018
- 22 R. Aaij et al., JHEP 02, 104 (2016). DOI: 10.1007/JHEP02(2016)104
- 23 R. Aaij et al., Phys. Rev. Lett. 125, 011802 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevLett.125.011802
- 24 S. Dubnicka et al., Few Body Syst. 57, 121 (2016). DOI: 10.1007/s00601-015-1034-4
- 25 S. Descotes-Genon et al., JHEP 01, 048 (2013). DOI: 10.1007/JHEP01(2013)048
- 26 M. Wirbel et al., Z. Phys. C 29, 637 (1985). DOI: 10.1007/BF01560299

Article history:

Received 20 August 2024

Received in revised form 28 August 2024

Accepted 18 December 2024

Мақала тарихы:

Түсті – 20.08.2024

Түзетілген түрде түсті – 28.08.2024

Қабылданды – 18.12.2024

Information about authors:

1. **Mukhammedkhanafiya Ilyassov** – Bachelor of Science, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan; Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan; e-mail: vifi5960@gmail.com

2. **Aidos Issadykov** (corresponding author) – PhD, Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan; Joint institute for nuclear research, Dubna, Russia; e-mail: a.issadykov@inp.kz

Авторлар туралы мәлімет:

1. **Мұхаммедханафия Ильясов** – жаратылыстану ғылымдарының бакалавры, Ядролық физика институты, Алматы қ., Қазақстан; Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; e-mail: vifi5960@gmail.com

2. **Айдос Исадыков** (автор корреспондент) – PhD, Әл-Фараби атындағы Қазақ ұлттық университеті, Алматы қ., Қазақстан; Біріккен ядролық зерттеулер институты, Дубна қ., Ресей; e-mail: a.issadykov@inp.kz