

Эксклюзивные полулептонные распады D и D_s мезонов в орбитально возбужденные состояния странных и легких мезонов

В. О. Галкин^{1,*}, И. С. Суханов^{2†}

¹Федеральный исследовательский центр «Информатика и управление» Российской академии наук
Россия, 119333, Москва, ул. Вавилова, д. 40

²Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет,
кафедра квантовой теории и физики высоких энергий. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2
(Поступила в редакцию 31.05.2023; подписана в печать 04.07.2023)

В рамках релятивистской кварковой модели, основанной на квазипотенциальном подходе и квантовой хромодинамике, подробно исследованы полулептонные распады D - и D_s -мезонов в орбитально возбужденные состояния странных и лёгких мезонов. Формфакторы, параметризующие матричные элементы слабого тока между мезонными состояниями, рассчитаны с последовательным учетом релятивистских эффектов. Их зависимость от квадрата переданного импульса явно определена во всем доступной кинематической области. С помощью метода спиральных амплитуд рассчитаны дифференциальные ширины распада, полные вероятности распадов, а также различные асимметрии и поляризационные характеристики, которые могут быть измерены экспериментально. Полученные результаты хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

PACS: 12.39.Ki, 13.20.-v, 13.25.Ft

УДК: 539.126

Ключевые слова: полулептонные распады, очарованные мезоны, орбитально возбужденные мезоны, релятивистская кварковая модель

ВВЕДЕНИЕ

Полулептонные распады тяжелых мезонов дают важную информацию о значениях матричных элементов Каббиро–Кобаяши–Маскавы (далее КKM) V_{Qq} (где Q обозначает тяжелый кварк, а q — легкий), которые являются существенными элементами Стандартной Модели. Экспериментально такие распады могут быть измерены более точно, чем чисто лептонные, поскольку они не подавлены по спиральности.

Еще одним важным достоинством полулептонных распадов является простота их теоретического описания: лептонная часть легко рассчитывается с помощью стандартных методов, а адронная — факторизуется, что снижает теоретическую неопределенность. Адронный матричный элемент обычно параметризуют набором инвариантных формфакторов, которые рассчитываются с использованием непертурбативных подходов, основанных на квантовой хромодинамике (КХД), таких как решеточная КХД, правила сумм КХД, потенциальные кварковые модели. В полулептонных распадах в конечном состоянии помимо лептонов присутствует адрон, что приводит к более богатой феноменологии по сравнению с чисто лептонными распадами.

Более точные и детальные измерения абсолютных и дифференциальных вероятностей и формфакторов распадов D - и D_s -мезонов на псевдоскалярные и векторные мезоны стали доступными благодаря большой статистике, накопленной коллаборацией BES III

на BEPS II. Были исследованы как наиболее вероятные, так и подавленные элементами матрицы КKM моды распада с позитроном и мюоном. Это позволяет проверить лептонную универсальность в распадах D -мезонов. Отметим, что возможные намеки на ее нарушение недавно были обнаружены в Λ -распадах [1]. Более точные и полные данные ожидаются с BES III и Belle II в ближайшем будущем. В этой связи, повышенный интерес вызывают распады D -мезонов в орбитально возбужденные состояния странных и лёгких мезонов: экспериментально только для нескольких каналов распада имеются измерения [2], [3], а для большинства получены только верхние ограничения на ширину распадов; теоретически такие распады мало и плохо исследованы.

В данной работе проведен расчет матричных элементов изменяющего аромат заряженного слабого тока между начальными D - или D_s - мезонами и конечными орбитально возбужденными легкими скалярными (3P_0 состояние), аксиально векторными (P_1 и P_1' состояния), и тензорными (3P_0 состояние) мезонами в рамках релятивистской кварковой модели [4], основанной на квазипотенциальном подходе. Найдено, что релятивистские эффекты играют очень важную роль как для легких, так и для тяжелых адронов. Таким образом, формфакторы рассчитаны с последовательным учетом релятивистской динамики кварков. Они выражены через интегралы перекрытия волновых функций мезонов, известных из изучения их спектроскопии. Зависимость формфакторов от квадрата переданного импульса q^2 определена в явном виде во всем кинематическом диапазоне без дополнительных предположений и экстраполяций. Эти формфакторы и спиральный формализм были использованы для расчета дифферен-

* galkin@ccas.ru

† sukhonov.is17@physics.msu.ru

циальных и полных вероятностей распада (Branching fraction), а также параметров поляризации и асимметрии. Проведено сравнение полученных результатов с имеющимися экспериментальными данными и предыдущими предсказаниями.

Настоящая работа организована следующим образом. В разделе 1 описана релятивистская кварковая модель и ее применение к расчету инвариантных форм-факторов. В разделе 2 получены выражения для расчетов дифференциальных ширин распада, полных ширин распада, полных вероятностей распада и наблюдаемых величин. В разделе 3 приведены результаты наших вычислений и их анализ, а именно сравнение вычисленных нами параметров с экспериментальными данными и результатами других теоретических работ. В заключении подведены итоги.

1. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАРКОВАЯ МОДЕЛЬ

Как было отмечено во введении, для расчёта свойств мезонов в данной работе используется релятивистская кварковая модель, основанная на квазипотенциальном подходе. В этой модели, мезон массы M описывается волновой функцией $\Psi_M(\mathbf{p})$ связанного кварк-антикварк состояния, удовлетворяющей квазипотенциальному уравнению шрёдингеровского вида:

$$\left(\frac{b^2(M)}{2\mu_R} - \frac{\mathbf{p}^2}{2\mu_R} \right) \Psi_M(\mathbf{p}) = \int \frac{d^3q}{2\pi^3} V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M) \Psi_M(\mathbf{q}), \quad (1)$$

где \mathbf{p} — относительный импульс кварков. Квадрат относительного импульса в системе центра масс на массовой поверхности равен:

$$b^2(M) = \frac{[M^2 - (m_1 + m_2)^2][M^2 - (m_1 - m_2)^2]}{4M^2}, \quad (2)$$

а релятивистская приведенная масса определяется соотношением:

$$\mu_R = \frac{M^4 - (m_1^2 - m_2^2)^2}{4M^3}, \quad (3)$$

где $m_{1,2}$ — массы кварков.

Ядром уравнения (1) является мотивированный КХД кварк-антикварковый потенциал $V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)$, который строится с помощью амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, спроецированной на состояния с положительной энергией. Предполагается, что оно состоит из потенциала одноглюонного обмена, доминирующего на малых расстояниях, и смеси скалярного и векторного линейных запирающих взаимодействий, доминирующих на больших расстояниях. Кроме того, предполагается, что вершина дальнегодействующего запирающего векторного взаимодействия содержит дополнительный паулиевский член. Заметим, что подобная лоренцевская структура для ковариантного ядра

взаимодействия была предположена в работе [5]. Таким образом, квазипотенциал задается следующим образом:

$$V(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M) = \bar{u}_1(p)\bar{u}_2(-p)\mathcal{V}(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M)u_1(q)u_2(-q), \quad (4)$$

при этом:

$$\mathcal{V}(\mathbf{p}, \mathbf{q}; M) = \frac{4}{3}\alpha_s D_{\mu\nu}(\mathbf{k})\gamma_1^\mu\gamma_2^\nu + V_{conf}^V(\mathbf{k})\Gamma_1^\mu(\mathbf{k})\Gamma_{2;\nu}(\mathbf{k}) + V_{conf}^S(\mathbf{k}), \quad (5)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{p} - \mathbf{q}$, α_s — постоянная связи КХД, $D_{\mu\nu}$ — пропагатор глюонов в кулоновской калибровке, γ_μ и $u(\mathbf{p})$ — матрицы Дирака и спиноры, соответственно. Вершина дальнегодействующего векторного взаимодействия имеет вид:

$$\Gamma_\mu(\mathbf{k}) = \gamma_\mu + \frac{i\kappa}{2m}\sigma_{\mu\nu}k^\nu, \quad (6)$$

где κ — дальнегодействующий аномальный хромомагнитный момент кварка. Важно отметить, что построенный квазипотенциал содержит как спин-независимые, так и спин-зависимые релятивистские вклады. Все параметры модели были зафиксированы в работе [5] из рассмотрения адронной спектроскопии и адронных распадов. Выпишем полученные значения всех параметров модели.

Значение конституентных масс кварков равны: $m_b = 4.88$ ГэВ, $m_c = 1.55$ ГэВ, $m_s = 0.5$ ГэВ, $m_{u,d} = 0.33$ ГэВ; параметры линейного потенциала равны $A = 0.18$ ГэВ² и $B = -0.30$ ГэВ. Значение параметра смешивания скалярного и векторного запирающих потенциалов $\varepsilon = -1$ было определено при рассмотрении полуплептоновых распадов $B \rightarrow D$ [6], и радиационных распадов чармония [5]. Наконец, универсальная паулевская константа взаимодействия $\kappa = -1$ была зафиксирована на основании анализа тонкого расщепления 3P_J -состоянии тяжелых кваркониев [5].

Постоянную связи КХД возьмём с инфракрасным замерзанием:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{4\pi}{\beta_0 \ln \frac{\mu^2 + M_0^2}{\Lambda^2}}, \quad (7)$$

где $\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f$, n_f — число ароматов, $\Lambda = 413$ МэВ, $M_0 = 2.24\sqrt{A} = 0.95$ ГэВ и масштаб $\mu = \frac{2m_1m_2}{m_1+m_2}$.

Для рассмотрения полуплептоновых распадов D -мезонов необходимо вычислить адронный матричный элемент локального тока, определяющего слабый переход $c \rightarrow f$ ($f = s, d$). В квазипотенциальном подходе матричный элемент этого слабого тока $J_\mu^W = \bar{f}\gamma_\mu(1-\gamma_5)c$ между начальным $D_{(s)}$ мезоном с четырёхимпульсом $p_{D_{(s)}}$ и конечным мезоном F с четырёхимпульсом p_F определяется выражением:

$$\langle F(p_F) | J_\mu^W | D_{(s)}(p_{D_{(s)}}) \rangle = \int \frac{d^3p d^3q}{(2\pi)^6} \bar{\Psi}_{F\mathbf{p}_F}(\mathbf{p}) \Gamma_\mu(\mathbf{p}, \mathbf{q}) \Psi_{D_{(s)}\mathbf{p}_{D_{(s)}}}(\mathbf{q}), \quad (8)$$

где $\Psi_{M\mathbf{p}_M}$ — начальная и конечная мезонные волновые функции, спроецированные на состояния с положительной энергией и бустированные в движущуюся систему отсчета с трех-импульсом \mathbf{p}_M . Вершинная функция равна:

$$\Gamma = \Gamma^{(1)} + \Gamma^{(2)}, \quad (9)$$

где $\Gamma^{(1)}$ является вершинной функцией первого порядка, соответствующей импульсному приближению:

$$\Gamma_\mu^{(1)}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = \bar{u}_f(p_f)\gamma_\mu(1 - \gamma_5)u_c(q_c)(2\pi)^3\delta(\mathbf{p}_q - \mathbf{q}_q), \quad (10)$$

в которой функция δ отвечает за сохранение импульса на антикварковой линии спектатора q . Вершинная функция $\Gamma^{(2)}$ учитывает взаимодействие активных кварков (s, \bar{f}) со спектаторным антикварком (q) и включает часть пропагатора активного кварка с отрицательной энергией. Она является следствием проекции на состояния с положительной энергией и имеет вид:

$$\begin{aligned} \Gamma_\mu^{(2)}(\mathbf{p}, \mathbf{q}) = & \bar{u}_f(p_f)\bar{u}_q(p_q) \times \\ & \times \left\{ \mathcal{V}(\mathbf{p}_q - \mathbf{q}_q) \frac{\Lambda_f^{(-)}(k')}{\epsilon_f(k') + \epsilon_c(q_c)} \gamma_1^0 \gamma_{1\mu} (1 - \gamma_1^5) + \right. \\ & \left. + \gamma_{1\mu} (1 - \gamma_1^5) \frac{\Lambda_c^{(-)}(k)}{\epsilon_c(k) + \epsilon_c(p_f)} \gamma_1^0 \mathcal{V}(\mathbf{p}_q - \mathbf{q}_q) \right\} u_c(q_c)u_q(q_q), \end{aligned} \quad (11)$$

где $\mathbf{k} = \mathbf{p}_f - \Delta$; $\mathbf{k}' = \mathbf{q}_c + \Delta$; $\Delta = \mathbf{p}_F - \mathbf{p}_D$; $\epsilon(p) = \sqrt{\mathbf{p}^2 + m^2}$; и оператор проектирования на состояния с отрицательной энергией:

$$\Lambda^{(-)}(p) = \frac{\epsilon(p) - (m\gamma^0 + \boldsymbol{\gamma}\mathbf{p})}{2\epsilon(p)}.$$

Волновая функция P-волнового конечного F-мезона в состоянии покоя определяется выражением:

$$\Psi_F(\mathbf{p}) \equiv \Psi_{F(2S+1P_J)}^{JM}(\mathbf{p}) = \mathcal{Y}_S^{JM} \Psi_{F(2S+1P_J)}(\mathbf{p}), \quad (12)$$

где J и M — полный угловой момент мезона и его проекция, а $S = 0, 1$ — полный спин. $\Psi_{F(2S+1P_J)}(\mathbf{p})$ — радиальная часть волновой функции, которая определяется численным решением уравнения (1) в [5]. Состояния тяжёло-лёгких мезонов (таких как D_1, D_1') с $J = L = 1$ являются смесями триплетного $F(3P_1)$ и синглетного $F(1P_1)$ по спину состояний:

$$\begin{aligned} \Psi_{F_1} &= \Psi_{(1P_1)} \cos \varphi + \Psi_{(3P_1)} \sin \varphi, \\ \Psi_{F_1'} &= -\Psi_{(1P_1)} \sin \varphi + \Psi_{(3P_1)} \cos \varphi, \end{aligned} \quad (13)$$

где φ — угол смешивания, и штрихованное состояние является более массивным. Значения угла смешивания были определены при расчетах спектров масс тяжёло-лёгких мезонов, и приведены в табл. 1.

Таблица 1. Угол смешивания φ для K-мезонов

| Состояние | 1P | 2P | 3P | 1D | 2D | 1F |
|-----------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| K | 43.8° | 44.6° | 44.8° | 44.2° | 44.5° | 44.3° |

Расчеты распадов адронов обычно ведутся в системе покоя распадающегося адрона, в данном случае это $D_{(s)}$ мезон, и поэтому его импульс $\mathbf{p}_D = 0$. Тогда конечный мезон F движется с импульсом отдачи $\Delta = \mathbf{p}_F$ и его волновая функция должна быть бустирована в движущуюся систему отсчета. Волновая функция движущегося мезона $\Psi_{F\Delta}$ связана с волновой функцией в системе покоя Ψ_{F0} преобразованием:

$$\Psi_{F\Delta}(\mathbf{p}) = D_f^{1/2}(R_{L\Delta}^W)D_q^{1/2}(R_{L\Delta}^W)\Psi_{F0}, \quad (14)$$

где R^W — вигнеровское вращение, L_Δ — канонический лоренцев буст из системы покоя мезона в движущуюся систему отсчёта. Матрица вращения $D^{1/2}(R)$ в спинорном представлении имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} D_{q,c}^{1/2}(R_{L\Delta}^W) = S^{(-1)}(\mathbf{p}_{q,c})S(\Delta)S(\mathbf{p}), \quad (15)$$

где

$$S(\mathbf{p}) = \sqrt{\frac{\epsilon(p) + m}{2m}} \left(1 + \frac{\boldsymbol{\alpha}\mathbf{p}}{\epsilon(p) + m} \right)$$

2. НАБЛЮДАЕМЫЕ ВЕЛИЧИНЫ

В Стандартной Модели (далее СМ) полулептонные распады $D_{(s)}$ -мезонов идут через два подпроцесса: $c \rightarrow d(s)W^{*+}$ и $W^{*+} \rightarrow l\nu_l$ как показано на рис. 1.

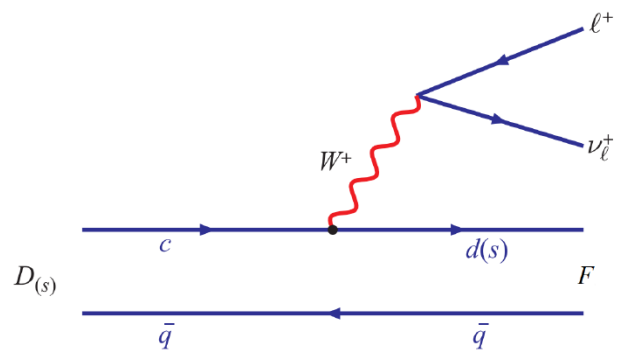


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для полулептонных распадов $D_{(s)}$ мезонов. Кварк-наблюдатель \bar{q} может быть \bar{u} (D^0), \bar{d} (D^+) или \bar{s} (D_s)

Теоретическое описание слабых взаимодействий в этих распадах не вызывает сложностей, основные трудности возникают в описании сильных взаимодействий, связывающих кварки внутри адронов, которые велики при характерных энергиях распада. Благодаря тому, что бозон W^{*+} распадается на лептонную пару, не участвующую в сильном взаимодействии, слабое и сильное взаимодействия можно разделить. Это делает полулептонные распады теоретически более простыми, чем нелептонные распады.

В SM матричный элемент для полулептонных распадов $D_{(s)}$ -мезона на скалярный (S), аксиально-векторный (AV) или тензорный (T) мезон записывается как:

$$\mathcal{M}(D_{(s)} \rightarrow Fl^+ \nu_l) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cq}^* H^\mu L_\mu, \quad (16)$$

где G_F - константа Ферми. Лептонный ток и адронный матричный элемент определяются как:

$$L_\mu = \bar{\nu}_l \gamma_\mu (1 - \gamma_5) l, \quad (17)$$

$$H^\mu = \langle F | J_\mu^W | D \rangle, \quad (18)$$

где $J_\mu^W = \bar{f} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c$ — слабый ток полулептонных распадов D -мезонов, и $f = s, d$ — конечный кварк.

Все сильные эффекты учтены адронным матричным элементом H^μ , который может быть параметризован инвариантными формфакторами. Выпишем их для каждого из возможных видов распадов.

Матричные элементы слабого тока $J_\mu^W = \bar{f} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) c$ для распадов D -мезонов в орбитально возбужденные скалярные (S) странные и лёгкие мезоны могут быть параметризованы двумя инвариантными формфакторами:

$$\begin{aligned} \langle S(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu c | D(p_D) \rangle &= 0, \\ \langle S(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu \gamma_5 c | D(p_D) \rangle &= \\ &= f_+(q^2)(p_D^\mu + p_F^\mu) + f_-(q^2)(p_D^\mu - p_F^\mu), \end{aligned} \quad (19)$$

где $q = p_D - p_F$, M_S — масса скалярного мезона.

Матричные элементы слабого тока для распадов D -мезонов в орбитально возбужденные аксиально-векторные (AV) странные и лёгкие мезоны могут быть выражены в терминах четырех инвариантных формфакторов:

$$\begin{aligned} \langle A(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu c | D(p_D) \rangle &= (M_D + M_A) h_{V1}(q^2) \epsilon^{*\mu} + \\ &+ [h_{V2}(q^2) p_D^\mu + h_{V3}(q^2) p_F^\mu] \frac{\epsilon^* \cdot q}{M_D}, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\langle A(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu \gamma_5 c | D(p_D) \rangle = \frac{2i h_A(q^2)}{M_D + M_A} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_\nu^* p_{D\rho} p_{F\sigma}, \quad (21)$$

где M_A и ϵ^μ масса и вектор поляризации аксиально-векторного мезона.

Матричные элементы слабого тока для распадов D -мезонов в тензорные мезоны (T) могут быть параметризованы четырьмя лоренц-инвариантными формфакторами:

$$\langle T(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu c | D(p_D) \rangle = \frac{2it_V(q^2)}{M_D + M_T} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \epsilon_{\nu\alpha}^* \frac{p_D^\alpha}{M_D} p_{D\rho} p_{F\sigma}, \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \langle T(p_F) | \bar{f} \gamma^\mu \gamma_5 c | D(p_D) \rangle &= (M_D + M_T) t_{A1}(q^2) \epsilon^{*\mu\alpha} \frac{p_{D\alpha}}{M_D} + \\ &+ [t_{A2}(q^2) p_D^\mu + t_{A3}(q^2) p_F^\mu] \epsilon_{\alpha\beta}^* \frac{p_D^\alpha p_D^\beta}{M_D^2}, \end{aligned} \quad (23)$$

где M_T и $\epsilon^{\mu\nu}$ масса и тензор поляризации тензорного мезона.

Явный вид формфакторов в рамках релятивистской кварковой модели представлен в статье [8]. Характерный вид формфакторов на примере полулептонных распадов D -мезонов в странные мезоны представлен на рис. 2.

С помощью метода спиральных амплитуд можно явно выписать двукратное дифференциальное распределение ширины распада по q^2 и $\cos \theta$:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(D \rightarrow Fl^+ \nu_l)}{d(q^2) d\cos \theta} &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cq}|^2 \frac{\lambda^{1/2}(q^2)(q^2 - m_l^2)^2}{64M_D^3 q^2} \times \\ &\times \left[(1 + \cos^2 \theta) H_U + 2 \sin^2 \theta H_L + 2 \cos \theta H_P + \right. \\ &\left. + 2\delta_l \left(\sin^2 \theta H_U + 2 \cos^2 \theta H_L + 2H_S - 4 \cos \theta H_{SL} \right) \right]. \end{aligned} \quad (24)$$

где $\lambda(x, y, z) \equiv x^2 + y^2 + z^2 - 2(xy + yz + zx)$ — функция Каллена, m_l — масса соответствующего лептона.

Приведенное выше уравнение содержит соответствующие билинейные комбинации H_i , называемые спиральными амплитудами, определения которых приведены в табл. 2. При дальнейшем интегрировании по $\cos \theta$ получим дифференциальное распределение по q^2 :

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(D \rightarrow Fl^+ \nu_l)}{dq^2} &= \\ &= \frac{G_F^2}{(2\pi)^3} |V_{cq}|^2 \frac{\lambda^{1/2}(q^2)(q^2 - m_l^2)^2}{24M_D^3 q^2} H_{tot}. \end{aligned} \quad (25)$$

Приведем характерный вид зависимости ширины распада от квадрата переданного импульса q^2 на примере полулептонных распадов D -мезонов в странные мезоны:

Для получения полной ширины распада необходимо проинтегрировать (25) по всем возможным значениям квадрата переданного импульса q^2 :

$$\Gamma = \int_{m_l^2}^{(M_D - M_F)^2} dq^2 \frac{d\Gamma(D \rightarrow Fl^+ \nu_l)}{dq^2}. \quad (26)$$

В эксперименте, как правило, измеряют не саму ширину распада, а вероятность распада (в английской литературе именуемые Branching fraction), определяемую

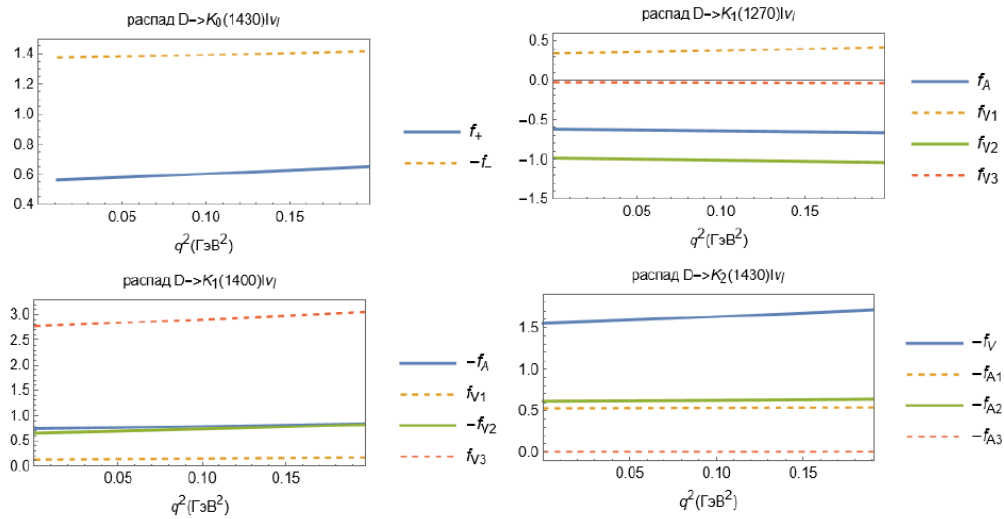


Рис. 2. Формафакторы распадов D-мезонов в странные мезоны

Таблица 2. Сохраняющие и нарушающие четность спиральные амплитуды

| Сохраняющие четность | Нарушающие четность |
|----------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------|
| $H_U = H_+ ^2 + H_- ^2$ | $H_P = H_+ ^2 - H_- ^2$ |
| $H_L = H_0 ^2$ | $H_A = \frac{1}{2} \text{Re}(H_+ H_0^\dagger - H_- H_0^\dagger)$ |
| $H_T = \text{Re}(H_+ H_-^\dagger)$ | $H_{IA} = \frac{1}{2} \text{Im}(H_+ H_0^\dagger - H_- H_0^\dagger)$ |
| $H_{IT} = \text{Im}(H_+ H_-^\dagger)$ | $H_{SA} = \frac{1}{2} \text{Re}(H_+ H_t^\dagger - H_- H_t^\dagger)$ |
| $H_I = \frac{1}{2} \text{Re}(H_+ H_0^\dagger + H_- H_0^\dagger)$ | $H_{ISA} = \frac{1}{2} \text{Im}(H_+ H_t^\dagger - H_- H_t^\dagger)$ |
| $H_{II} = \frac{1}{2} \text{Im}(H_+ H_0^\dagger + H_- H_0^\dagger)$ | |
| $H_S = H_t ^2$ | |
| $H_{ST} = \frac{1}{2} \text{Re}(H_+ H_t^\dagger + H_- H_t^\dagger)$ | |
| $H_{IST} = \frac{1}{2} \text{Im}(H_+ H_t^\dagger + H_- H_t^\dagger)$ | |
| $H_{SL} = \text{Re}(H_0 H_t^\dagger)$ | |
| $H_{ISL} = \text{Im}(H_0 H_t^\dagger)$ | |
| $H_{tot} = H_U + H_L + \delta_l(H_U + H_L + 3H_S)$ | |

следующим образом:

$$Br(D \rightarrow Fl\nu_l) = \Gamma(D \rightarrow Fl\nu_l)\tau_D, \quad (27)$$

где τ_D — время жизни D-мезона.

Для того, чтобы изучить влияние лептонной массы и получить более подробную физическую картину полулептонных распадов помимо вероятностей распада, можно определить другие физические наблюдаемые, такие как асимметрия «вперед-назад» (A_{FB}^l), продольная (P_L^l) и поперечная (P_T^l) поляризации заряженного лептона, продольная поляризация ($F_L^l(V)$) конечного векторного мезона и параметр лептонной выпуклости (C_F^l). Эти наблюдаемые так же выражаются с помо-

щью указанных выше спиральных амплитуд. Выпишем явные выражения для каждой из асимметрий через введённые ранее спиральные амплитуды (подробнее в [16]).

Начнём с асимметрии «вперед-назад». Область «вперед» лежит в диапазоне $\theta \in [0, \pi/2]$, а область «назад» в диапазоне $\theta \in [\pi/2, \pi]$. Тогда A_{FB}^l определяется как:

$$A_{FB}^l(q^2) = \frac{\int_0^1 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta} - \int_{-1}^0 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta}}{\int_0^1 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta} + \int_{-1}^0 d \cos \theta \frac{d\Gamma}{dq^2 d \cos \theta}} = \frac{3 H_P - 4 \delta_l H_{SL}}{4 H_{tot}}. \quad (28)$$

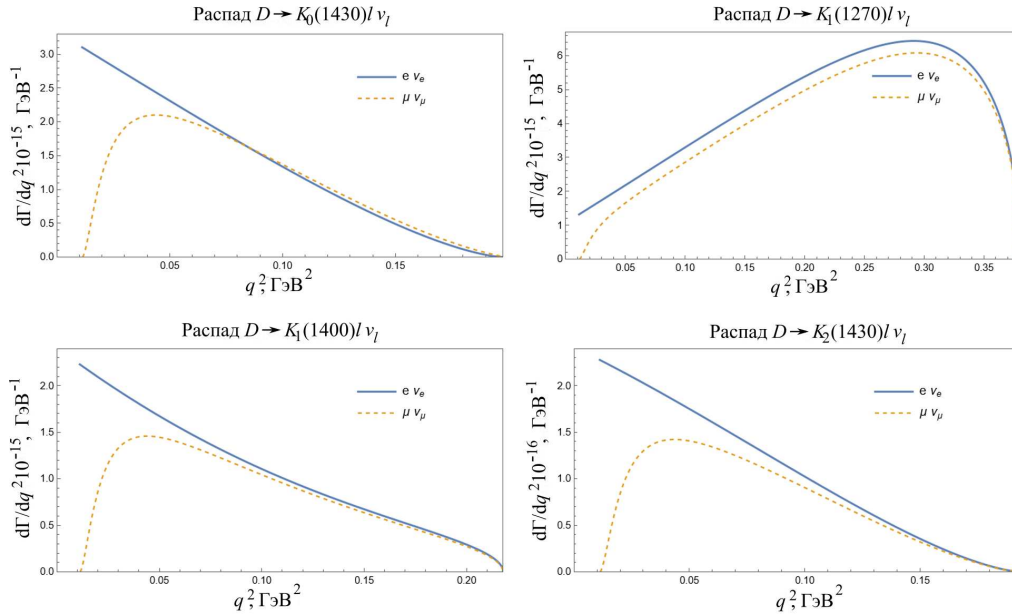


Рис. 3. Дифференциальные ширины для распадов D-мезонов

Выражение [25] нормированное на дифференциальную ширину $d\Gamma/dq^2$ может быть переписано через A_{FB}^l и C_F^l :

$$\frac{1}{d\Gamma/dq^2} \frac{d\Gamma(D \rightarrow Fl^+\nu_l)}{dq^2 d\cos\theta} = \frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{3} C_F^l(q^2) \right] + A_{FB}^l(q^2) \cos\theta + \frac{1}{2} C_F^l(q^2) \cos^2\theta, \quad (29)$$

где коэффициент $\frac{1}{2} \left[1 - \frac{1}{3} C_F^l(q^2) \right]$ выбран для соблюдения условия нормировки.

Тогда параметр лептонной выпуклости, являющийся второй производной (2) по $\cos\theta$, равен:

$$C_F^l(q^2) = \frac{3}{4} \delta_l \frac{H_U - 2H_L}{H_{tot}}. \quad (30)$$

Продольная поляризация лептона определяется как отношение распределения поляризованного распада к распределению неполяризованного распада:

$$P_L^l(q^2) = \frac{H_U + H_L - \delta_l(H_U + H_L + 3H_S)}{H_{tot}}. \quad (31)$$

Поперечная поляризация лептона задается выражением:

$$P_T^l(q^2) = -\frac{3\pi\sqrt{\delta_l}}{4\sqrt{2}} \frac{H_P + 2H_{SL}}{H_{tot}}. \quad (32)$$

Для распадов $D \rightarrow V$ продольная поляризация конечного векторного мезона определяется выражением:

$$F_L(q^2) = \frac{H_L + \delta_l(H_L + 3H_S)}{H_{tot}}. \quad (33)$$

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данной работе мы будем пользоваться полиномиальной аппроксимацией инвариантных формфакторов вида:

$$F(q^2) = F(0)/(1 - aq^2/M^2 + bq^4/M^4 + cq^6/M^6), \quad (34)$$

где $M = 2.112$ ГэВ — масса D_s^* мезона. Значения параметров a, b, c , минимальные и максимальные значения формфакторов для каждого из распадов D - и D_s -мезонов представлены в табл. 3.

В табл. 4 и 5 выпишем параметры, которые необходимы для расчета дифференциальной ширины распада, и в рамках работы считающиеся известными.

Вероятности рассматриваемых распадов представлены в табл. 6 и 7.

Полученные вероятности распадов $D^+ \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ и $D^0 \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ хорошо согласуются с экспериментальными данными. Значительное отклонение от эксперимента в работе [11] может быть следствием использования метода правила сумм.

Таблица 3. Параметры линейной аппроксимации инвариантных формфакторов слабых распадов D и D_s мезонов

| Распад | Формфактор | $F(0)$ | $F(q_{max}^2)$ | a | b | c |
|-------------------------------------|------------|---------|----------------|--------|--------|---------|
| $D \rightarrow K_0^*(1430)l\nu_l$ | f_+ | 0.558 | 0.652 | 3.549 | 7.406 | -15.86 |
| | f_- | -1.370 | -1.418 | 0.594 | -2.908 | -18.95 |
| $D \rightarrow K_1(1270)l\nu_l$ | h_A | -0.621 | -0.694 | 1.404 | -3.311 | 61.75 |
| | h_{V1} | 0.336 | 0.553 | 4.242 | -1.352 | -34.95 |
| | h_{V2} | -0.986 | -1.111 | 1.199 | 3.452 | -58.27 |
| | h_{V3} | -0.031 | -0.052 | 8.021 | 53.33 | -192.66 |
| $D \rightarrow K_1(1400)l\nu_l$ | h_A | -0.735 | -0.848 | 2.809 | 1.514 | -5.678 |
| | h_{V1} | 0.117 | 0.166 | 6.461 | 11.75 | -54.04 |
| | h_{V2} | -0.648 | -0.836 | 5.268 | 15.49 | -59.91 |
| | h_{V3} | 2.772 | 3.083 | 2.105 | 0.609 | 2.295 |
| $D \rightarrow K_2^*(1430)l\nu_l$ | h_V | -1.551 | -1.715 | 2.158 | -0.915 | -6.820 |
| | h_{A1} | -0.523 | -0.536 | 0.456 | -1.535 | -8.785 |
| | h_{A2} | -0.616 | -0.640 | 0.611 | -5.140 | -20.83 |
| | h_{A3} | -0.005 | -0.006 | 2.560 | -2.651 | 1.689 |
| $D \rightarrow a_0(1450)l\nu_l$ | f_+ | 0.719 | 0.784 | 2.586 | 6.498 | -9.296 |
| | f_- | -1.391 | -1.440 | 0.769 | -4.681 | -17.32 |
| $D \rightarrow a_1(1260)l\nu_l$ | h_A | -0.694 | -1.044 | 4.309 | 7.761 | -6.376 |
| | h_{V1} | 0.378 | 0.374 | -0.181 | 2.057 | -28.39 |
| | h_{V2} | -1.175 | -1.769 | 3.210 | -0.757 | -45.39 |
| | h_{V3} | 2.078 | 2.845 | 3.112 | 0.611 | 13.76 |
| $D \rightarrow b_1(1235)l\nu_l$ | h_A | 0.068 | 0.177 | 14.66 | 135.5 | -536.8 |
| | h_{V1} | 0.157 | 0.176 | 1.210 | 2.620 | -24.51 |
| | h_{V2} | -0.611 | -0.276 | -5.248 | -47.69 | 1469 |
| | h_{V3} | -2.070 | -2.857 | 3.125 | 1.413 | -1.162 |
| $D \rightarrow a_2(1320)l\nu_l$ | h_V | -1.602 | -2.117 | 3.414 | -1.628 | -10.30 |
| | h_{A1} | -0.443 | -0.473 | 0.658 | -2.638 | -22.09 |
| | h_{A2} | -0.680 | -0.740 | 0.009 | -10.67 | -99.06 |
| | h_{A3} | 0.042 | 0.040 | -0.286 | 4.396 | 42.58 |
| $D_s \rightarrow K_0^*(1430)l\nu_l$ | f_+ | 0.370 | 0.603 | 8.647 | 55.22 | -191.0 |
| | f_- | -1.563 | -1.773 | 0.933 | -11.65 | -20.38 |
| $D \rightarrow K_1(1270)l\nu_l$ | h_A | -0.515 | -0.753 | 2.976 | 1.982 | -0.812 |
| | h_{V1} | 0.312 | 0.307 | -0.123 | 0.503 | -2.907 |
| | h_{V2} | -0.430 | -0.959 | 6.221 | 22.94 | -92.96 |
| | h_{V3} | -0.116 | -0.139 | 1.826 | 3.144 | 1.149 |
| $D_s \rightarrow K_1(1400)l\nu_l$ | h_A | -0.720 | -0.965 | 4.174 | 9.465 | -7.611 |
| | h_{V1} | 0.220 | 0.198 | -1.507 | 3.180 | -32.64 |
| | h_{V2} | -1.605 | -1.770 | 1.610 | 7.179 | 159.5 |
| | h_{V3} | 3.026 | 3.824 | 3.129 | 2.732 | 4.471 |
| $D_s \rightarrow K_2^*(1430)l\nu_l$ | h_V | -2.3511 | -2.710 | 2.047 | 1.284 | -17.93 |
| | h_{A1} | -0.641 | -0.689 | 0.974 | -0.866 | -11.32 |
| | h_{A2} | -0.623 | -0.841 | 2.406 | -26.93 | 38.50 |
| | h_{A3} | 0.082 | 0.078 | -0.294 | 3.339 | 32.79 |
| $D_s \rightarrow f_0(1500)l\nu_l$ | f_+ | 0.340 | 0.476 | 7.785 | 45.89 | -165.1 |
| | f_- | -1.764 | -1.823 | 0.587 | -1.426 | -10.43 |

Продолжение таблицы на следующей странице

Таблица 3. Продолжение

| Распад | Формфактор | $F(0)$ | $F(q_{max}^2)$ | a | b | c |
|-----------------------------------|------------|--------|----------------|--------|--------|--------|
| $D_s \rightarrow f_1(1420)l\nu_l$ | h_A | -1.133 | -1.309 | 2.157 | 1.769 | -2.305 |
| | h_{V1} | 0.233 | 0.246 | 0.587 | -3.174 | -7.279 |
| | h_{V2} | -1.493 | -1.885 | 3.053 | -0.158 | -20.52 |
| | h_{V3} | 1.963 | 2.255 | 2.059 | 1.539 | -2.042 |
| $D_s \rightarrow h_1(1415)l\nu_l$ | h_A | 0.060 | 0.075 | 3.908 | 17.16 | -32.64 |
| | h_{V1} | 0.120 | 0.119 | 0.053 | 1.780 | 6.331 |
| | h_{V2} | -0.266 | -0.378 | 3.102 | -18.38 | 8.106 |
| | h_{V3} | -2.323 | -2.461 | 1.125 | 1.619 | 41.53 |
| $D_s \rightarrow f_2(1525)l\nu_l$ | h_V | -2.043 | -2.207 | 1.608 | -0.381 | -0.984 |
| | h_{A1} | -0.692 | -0.716 | 0.700 | -0.683 | -3.890 |
| | h_{A2} | -0.653 | -0.686 | 0.791 | -5.432 | -14.75 |
| | h_{A3} | 0.019 | 0.018 | -0.972 | 4.896 | 32.67 |

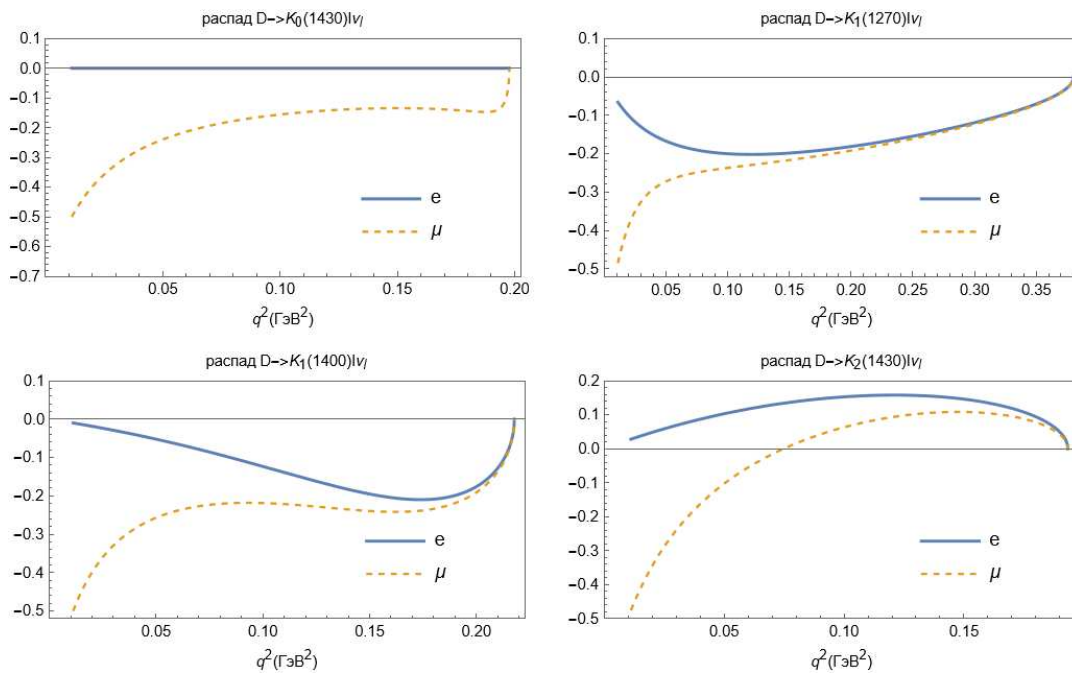


Рис. 4. Асимметрия «вперёд-назад» для распадов D-мезонов

Таблица 4. Массы мезонов [10]

| | | | | | | |
|-----------------|-----------------|-------------------|-----------------|-----------------|-------------------|-----------------|
| M_D , | M_{D_s} | $M_{K_0^*(1430)}$ | $M_{K_1(1270)}$ | $M_{K_1(1400)}$ | $M_{K_2^*(1430)}$ | $M_{a_0(1450)}$ |
| 1.869 ГэВ | 1.968 ГэВ | 1.425 ГэВ | 1.253 ГэВ | 1.403 ГэВ | 1.432 ГэВ | 1.474 ГэВ |
| $M_{a_1(1260)}$ | $M_{b_1(1235)}$ | $M_{a_2(1320)}$ | $M_{f_0(1500)}$ | $M_{f_1(1420)}$ | $M_{h_1(1415)}$ | $M_{f_2(1525)}$ |
| 1.230 ГэВ | 1.229 ГэВ | 1.318 ГэВ | 1.506 ГэВ | 1.426 ГэВ | 1.416 ГэВ | 1.517 ГэВ |

Для распадов $D_{(s)} \rightarrow K_0^*(1430)e^+\nu_e$ полученные значения вероятностей распада хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями, полученными в работе [12].

Расхождения с результатами, полученными в работе [12].

Таблица 5. Экспериментальные параметры [10]

| | | |
|-----------------------------|-----------------------------|--------------------------------------------|
| τ_{D^+} | τ_{D^0} | τ_{D_s} |
| 1.033×10^{-12} , с | 4.103×10^{-13} , с | 5.04×10^{-13} , с |
| V_{cd} | V_{cs} | $G_F/(\hbar c)^3$ |
| 0.221 | 0.975 | 1.166×10^{-5} , ГэВ ⁻² |

Таблица 6. Вероятность распада D^- и D_s^- -мезонов в возбужденные состояния странных мезонов ($\times 10^{-5}$)

| Распад | Теория | | | | Эксперимент PDG [10] | |
|---------------------------------------------|--------|--------------------|---------------------|----------------------|-------------------------|-------------------|
| | PKM | [11] | [12] | [13] | | [14] |
| $D^+ \rightarrow K_0^*(1430)e^+\nu_e$ | 44 | | 46^{+37}_{-26} | | | |
| $D^0 \rightarrow K_0^*(1430)e^+\nu_e$ | 17 | | 18^{+15}_{-10} | | | |
| $D^+ \rightarrow K_0^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 32 | | | | < 640 | |
| $D^0 \rightarrow K_0^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 13 | | | | | |
| $D^+ \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ | 257 | 1686^{+27}_{-27} | | 270^{+25}_{-25} | 320^{+30}_{-30} | 230^{+69}_{-72} |
| $D^0 \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ | 102 | 678^{+12}_{-12} | | 103^{+10}_{-10} | | 101^{+18}_{-18} |
| $D^+ \rightarrow K_1(1270)\mu^+\nu_\mu$ | 231 | | | | 260^{+30}_{-30} | |
| $D^0 \rightarrow K_1(1270)\mu^+\nu_\mu$ | 92 | | | | | |
| $D^+ \rightarrow K_1(1400)e^+\nu_e$ | 37 | 128^{+8}_{-8} | | 475^{+29}_{-29} | < 0.10 | |
| $D^0 \rightarrow K_1(1400)e^+\nu_e$ | 15 | 82^{+5}_{-5} | | 178^{+15}_{-15} | | |
| $D^+ \rightarrow K_1(1400)\mu^+\nu_\mu$ | 27 | | | | < 0.09 | |
| $D^0 \rightarrow K_1(1400)\mu^+\nu_\mu$ | 11 | | | | | |
| $D^+ \rightarrow K_2^*(1430)e^+\nu_e$ | 3.2 | | | | | < 50 |
| $D^0 \rightarrow K_2^*(1430)e^+\nu_e$ | 1.3 | | | | | |
| $D^+ \rightarrow K_2^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 2.0 | | | | | |
| $D^0 \rightarrow K_2^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 0.8 | | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow K_0^*(1430)e^+\nu_e$ | 1.6 | | $2.4^{+2.2}_{-1.5}$ | | | |
| $D_s^+ \rightarrow K_0^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 1.3 | | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ | 7.3 | 166^{+5}_{-5} | | $20.9^{+2.4}_{-2.4}$ | 17^{+4}_{-4} | |
| $D_s^+ \rightarrow K_1(1270)\mu^+\nu_\mu$ | 6.5 | | | | 15^{+2}_{-2} | |
| $D_s^+ \rightarrow K_1(1400)e^+\nu_e$ | 3.4 | 16^{+2}_{-2} | | $58.8^{+3.4}_{-3.4}$ | < 2.6 | |
| $D_s^+ \rightarrow K_1(1400)\mu^+\nu_\mu$ | 2.7 | | | | < 2.18 | |
| $D_s^+ \rightarrow K_2^*(1430)e^+\nu_e$ | 0.48 | | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow K_2^*(1430)\mu^+\nu_\mu$ | 0.36 | | | | | |

боте [14] могут возникать из-за изменений в экспериментальных значениях масс конечных мезонов. Данные распады имеют небольшой фазовый объём, и изменение массы мезонов значительно меняет конечную вероятность распада. Для распадов, имеющих экспериментальные верхние ограничения полученные вероятности распада меньше их на порядок, что может служить индикатором их скорого экспериментального измерения.

Характерный вид зависимости асимметрии «вперёд-назад» A_{FB} и параметра лептонной выпуклости C_F^l от квадрата переданного импульса q^2 приведён на рис. 3 и 4 (на примере полулептонных распадов D-мезонов в странные мезоны).

В эксперименте из-за ограниченности статистики, измеряют не сами наблюдаемые параметры, а их средние величины, для получения которых нужно отдельно интегрировать числитель и знаменатель с учетом фазового множителя $C(q^2)$. Более явно:

$$A_{FB}^l = \frac{3 \int dq^2 C(q^2) (H_P - 4\delta_l H_{SL})}{4 \int dq^2 C(q^2) H_{tot}}, \quad (35)$$

где $C(q^2) = \frac{\lambda^{1/2}(q^2)(q^2 - m_l^2)^2}{M_D^3 q^2}$.

Средние значения наблюдаемых величин распадов D^- и D_s^- мезонов рассчитанные в данной работе представлены в табл. 8 и 9.

Таблица 7. Вероятность распада D^- и D_s^- -мезонов в возбужденные состояния лёгких мезонов ($\times 10^{-5}$)

| Распад | Теория | | | | Эксперимент |
|-------------------------------------------|--------|-------|------------------------|---------|-------------|
| | PKM | [15] | [14] | PDG[10] | |
| $D^+ \rightarrow a_0(1450)e^+\nu_e$ | 2.1 | 0.428 | $0.54^{+0.05}_{-0.05}$ | | |
| $D^0 \rightarrow a_0(1450)e^+\nu_e$ | 0.8 | 0.314 | | | |
| $D^+ \rightarrow a_0(1450)\mu^+\nu_\mu$ | 1.4 | 0.276 | $0.38^{+0.03}_{-0.03}$ | | |
| $D^0 \rightarrow a_0(1450)\mu^+\nu_\mu$ | 0.6 | 0.201 | | | |
| $D^+ \rightarrow a_1(1260)e^+\nu_e$ | 24.8 | 9.38 | | | |
| $D^0 \rightarrow a_1(1260)e^+\nu_e$ | 9.9 | 6.90 | | | |
| $D^+ \rightarrow a_1(1260)\mu^+\nu_\mu$ | 21.0 | 8.52 | | | |
| $D^0 \rightarrow a_1(1260)\mu^+\nu_\mu$ | 8.4 | 6.27 | | | |
| $D^+ \rightarrow b_1(1235)e^+\nu_e$ | 4.0 | 6.58 | $7.4^{+0.7}_{-0.7}$ | < 17.5 | |
| $D^0 \rightarrow b_1(1235)e^+\nu_e$ | 1.6 | 4.85 | | < 11.2 | |
| $D^+ \rightarrow b_1(1235)\mu^+\nu_\mu$ | 3.3 | 6.00 | $6.4^{+0.6}_{-0.6}$ | | |
| $D^0 \rightarrow b_1(1235)\mu^+\nu_\mu$ | 1.3 | 4.40 | | | |
| $D^+ \rightarrow a_2(1320)e^+\nu_e$ | 0.69 | | | | |
| $D^0 \rightarrow a_2(1320)e^+\nu_e$ | 0.27 | | | | |
| $D^+ \rightarrow a_2(1320)\mu^+\nu_\mu$ | 0.52 | | | | |
| $D^0 \rightarrow a_2(1320)\mu^+\nu_\mu$ | 0.20 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_0(1500)e^+\nu_e$ | 11.0 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_0(1500)\mu^+\nu_\mu$ | 8.1 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_1(1420)e^+\nu_e$ | 41.9 | | 25^{+5}_{-5} | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_1(1420)\mu^+\nu_\mu$ | 33.8 | | 21^{+5}_{-5} | | |
| $D_s^+ \rightarrow h_1(1415)e^+\nu_e$ | 11.9 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow h_1(1415)\mu^+\nu_\mu$ | 9.2 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_2(1525)e^+\nu_e$ | 3.0 | | | | |
| $D_s^+ \rightarrow f_2(1525)\mu^+\nu_\mu$ | 2.0 | | | | |

Таблица 8. Средние значения наблюдаемых величин для распадов D -мезонов

| Распад | $\langle A_{FB} \rangle$ | $\langle C_F^L \rangle$ | $\langle P_L \rangle$ | $\langle P_T \rangle$ | $\langle F_L \rangle$ |
|---------------------------------------|--------------------------|-------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| $D \rightarrow K_0^*(1430)e\nu_e$ | 0 | -1.5 | 1 | 0 | - |
| $D \rightarrow K_0^*(1430)\mu\nu_\mu$ | -0.213 | -0.850 | 0.386 | -0.776 | - |
| $D \rightarrow K_1(1270)e\nu_e$ | -0.148 | -0.199 | 1 | 0 | 0.422 |
| $D \rightarrow K_1(1270)\mu\nu_\mu$ | -0.165 | -0.140 | 0.908 | -0.067 | 0.417 |
| $D \rightarrow K_1(1400)e\nu_e$ | -0.085 | -1.166 | 1 | 0 | 0.851 |
| $D \rightarrow K_1(1400)\mu\nu_\mu$ | -0.250 | -0.653 | 0.553 | -0.531 | 0.830 |
| $D \rightarrow K_2^*(1430)e\nu_e$ | 0.096 | -0.965 | 1 | 0 | 0.762 |
| $D \rightarrow K_2^*(1430)\mu\nu_\mu$ | -0.048 | -0.490 | 0.590 | -0.541 | 0.730 |
| $D \rightarrow a_0(1450)e\nu_e$ | 0 | -1.5 | 1 | 0 | - |
| $D \rightarrow a_0(1450)\mu\nu_\mu$ | -0.240 | -0.757 | 0.282 | -0.820 | - |
| $D \rightarrow a_1(1260)e\nu_e$ | -0.111 | -0.787 | 1 | 0 | 0.723 |
| $D \rightarrow a_1(1260)\mu\nu_\mu$ | -0.198 | -0.599 | 0.763 | -0.327 | 0.706 |
| $D \rightarrow b_1(1235)e\nu_e$ | 0.043 | -0.787 | 1 | 0 | 0.683 |
| $D \rightarrow b_1(1235)\mu\nu_\mu$ | -0.083 | -0.327 | 0.573 | -0.511 | 0.653 |
| $D \rightarrow a_2(1320)e\nu_e$ | 0.137 | -0.975 | 1 | 0 | 0.767 |
| $D \rightarrow a_2(1320)\mu\nu_\mu$ | 0.015 | -0.575 | 0.649 | -0.538 | 0.745 |

Таблица 9. Средние значения наблюдаемых величин для распадов D_s -мезонов

| Распад | $\langle A_{FB} \rangle$ | $\langle C_F^L \rangle$ | $\langle P_L \rangle$ | $\langle P_T \rangle$ | $\langle F_L \rangle$ |
|-----------------------------------------|--------------------------|-------------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| $D_s \rightarrow K_0^*(1430)e\nu_e$ | 0 | -1.5 | 1 | 0 | - |
| $D_s \rightarrow K_0^*(1430)\mu\nu_\mu$ | -0.156 | -1.030 | 0.577 | -0.659 | - |
| $D_s \rightarrow K_1(1270)e\nu_e$ | -0.200 | -0.319 | 1 | 0 | 0.422 |
| $D_s \rightarrow K_1(1270)\mu\nu_\mu$ | -0.234 | -0.204 | 0.885 | -0.096 | 0.462 |
| $D_s \rightarrow K_1(1400)e\nu_e$ | -0.106 | -1.054 | 1 | 0 | 0.802 |
| $D_s \rightarrow K_1(1400)\mu\nu_\mu$ | -0.227 | -0.678 | 0.678 | -0.423 | 0.785 |
| $D_s \rightarrow K_2^*(1430)e\nu_e$ | 0.138 | -0.929 | 1 | 0 | 0.746 |
| $D_s \rightarrow K_2^*(1430)\mu\nu_\mu$ | 0.019 | -0.546 | 0.663 | -0.517 | 0.724 |
| $D_s \rightarrow f_0(1500)e\nu_e$ | 0 | -1.5 | 1 | 0 | - |
| $D_s \rightarrow f_0(1500)\mu\nu_\mu$ | -0.243 | -0.765 | 0.328 | -0.784 | - |
| $D_s \rightarrow f_1(1420)e\nu_e$ | -0.223 | -0.649 | 1 | 0 | 0.620 |
| $D_s \rightarrow f_1(1420)\mu\nu_\mu$ | -0.303 | -0.388 | 0.770 | -0.210 | 0.598 |
| $D_s \rightarrow h_1(1415)e\nu_e$ | 0.025 | -0.853 | 1 | 0 | 0.713 |
| $D_s \rightarrow h_1(1415)\mu\nu_\mu$ | -0.126 | -0.308 | 0.487 | -0.548 | 0.677 |
| $D_s \rightarrow f_2(1525)e\nu_e$ | 0.096 | -0.944 | 1 | 0 | 0.753 |
| $D_s \rightarrow f_2(1525)\mu\nu_\mu$ | -0.042 | -0.491 | 0.609 | -0.525 | 0.722 |

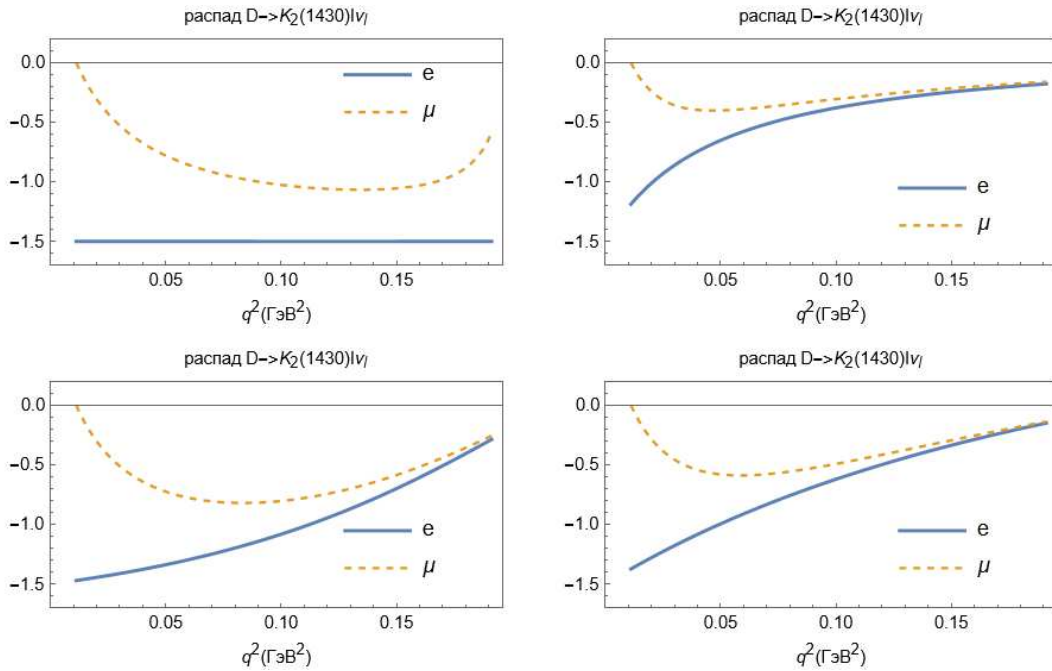


Рис. 5. Параметр лептонной выпуклости для распадов D-мезонов

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе был произведен подробный анализ полулептонных распадов D^- и D_s^- мезонов в орбитально возбужденные состояния странных и легких мезонов. Были вычислены формфакторы, параметризующие матричные элементы изменяющего аромат заряженного слабого тока между начальными D^- или D_s^- мезонами и конечными орбитально возбужденными легкими скалярными (3P_0 состояние), аксиально векторными (P_1 и P_1' состояния), и тензорными (3P_0 состояние) мезонами в рамках релятивистской кварковой модели [4], основанной на квазипотенциальном подходе.

С помощью формфакторов и метода спиральных амплитуд было получено явное выражение для дифференциальной ширины распада от квадрата переданного импульса q^2 . Были рассчитаны полные вероятности распада рассматриваемых распадов. Вычислены отношения вероятностей распада полулептонных распадов с участием электрона и мюона. Если экспериментальные значения будут отличаться от теоретически предсказанных, это будет свидетельством нарушения Стандартной модели.

Были рассчитаны средние значения наблюдаемых величин, таких как асимметрия «вперед-назад» (A_{FB}^l),

продольная (P_L^l) и поперечная (P_T^l) поляризации заряженного лептона, продольная поляризация ($F_L^l(V)$) конечного векторного мезона и параметр лептонной выпуклости (C_F^l). Сравнение теоретических значений наблюдаемых параметров с экспериментальными данными будут качественной проверкой релятивистской кварковой модели.

Для распадов $D^+ \rightarrow K_1(1270)e^+\nu_e$ и $D^+ \rightarrow K_1(1270)\mu^+\nu_\mu$ полученные значения вероятностей распадов хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Для распадов $D^+ \rightarrow K_0^*(1430)\mu^+\nu_\mu$, $D^+ \rightarrow K_2^*(1430)e^+\nu_e$, $D^+ \rightarrow b_1(1235)e^+\nu_e$ и $D^0 \rightarrow b_1(1235)e^+\nu_e$ теоретические вероятности распадов меньше верхних ограничений. Однако, их значения отличаются не более, чем на порядок, что является свидетельством того, что в ближайшее время данные распады могут быть точно измерены. Для остальных полулептонных распадов D^- и D_s^- мезонов в орбитально возбужденные состояния странных и легких мезонов были получены теоретические предсказания вероятностей распада.

Благодарности

Авторы выражают благодарность А.В. Бережному за ценные обсуждения.

[1] *LHCb collaboration.* // Nature Physics. **18**, № 3. 277. (2022).

[2] *Ablikim M.* // arXiv preprint arXiv:1907.11370. (2019).

- [3] *Ablikim M.* // Physical Review Letters. **127**. № 13. 131801. (2021).
- [4] *Faustov R.N., Galkin V.O., Kang X.W.* // Physical Review D. **101**. № 1. 013004. (2020).
- [5] *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* // Physical Review D. **67**. № 1. 014027. (2003).
- [6] *Faustov R.N., Galkin V.O.* // Zeitschrift für Physik C Particles and Fields. **66**. № 1-2. 119. (1995).
- [7] *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* // Physical Review D. **68**. № 9. 094020. (2003).
- [8] *Ebert D., Faustov R.N., Galkin V.O.* // Physical Review D. **82**. № 3. 034019. (2010).
- [9] *Ivanov M.A., Kerner J.G., Santorelli P.* // Physical Review D. **73**. № 5. 054024. (2006).
- [10] *Workman R.L.* // Exp. Phys. **2022**. (2022).
- [11] *Momeni S., Khosravi R.* // Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. **46**. № 10. 105006. (2019).
- [12] *Yang M.Z.* // Physical Review D. **73**. № 3. 034027. (2006).
- [13] *Khosravi R., Azizi K., Ghahramany N.* // Physical Review D. **79**. № 3. 036004. (2009).
- [14] *Hai-Yang Cheng, Xian-Wei Kang* // Eur. Phys. J. C. **77**:587 (2017).
- [15] *Qi Huang, Yan-Jun Sun, Di Gao, Guo-Hua Zhao* и др. // arXiv:2102.12241v3 [hep-ph]
- [16] *Ivanov M.A., Körner J. G., Pandya J. N.* et al. // Frontiers of Physics. 14. 64401. (2019).

Exclusive semileptonic decays of D and D_s mesons into orbitally excited states of strange and light mesons

V. O. Galkin^{1,a}, I. S. Sukhanov^{2,b}

¹Federal Research Center «Computer Science and Control» Russian Academy of Sciences. Moscow, 119333 Russia

²Department of Quantum theory and High Energy Physics Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: ^agalkin@ccas.ru, ^bsukhanov.is17@physics.msu.ru,

Semileptonic decays of D - and D_s -mesons into orbitally excited states of strange and light mesons are studied in detail within the framework of the relativistic quark model based on the quasipotential approach and quantum chromodynamics. The form factors that parameterize the matrix elements of the weak current between meson states are calculated with consistent account of relativistic effect. Their dependence on the square of the transferred momentum is explicitly defined throughout the accessible kinematic region. Using the helicity amplitude formalism, differential decay widths, branching fraction, various asymmetries and polarization characteristics, which can be measured experimentally, are calculated. The results obtained are in good agreement with the available experimental data.

PACS: 12.39.Ki, 13.20.-v, 13.25.Ft

Keywords: semileptonic decays, charmed mesons, orbitally excited mesons, relativistic quark model.

Received 31 May 2023.

Сведения об авторах

1. Галкин Владимир Олегович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (499)135-01-48, e-mail: galkin@ccas.ru.
2. Суханов Иван Сергеевич — магистр 2го курса физического факультета МГУ; e-mail: sukhanov.is17@physics.msu.ru.