

РЕДКИЕ РАСПАДЫ ОЧАРОВАННЫХ МЕЗОНОВ НА ТРИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЛЕПТОНА И НЕЙТРИНО

А. В. Данилина^{1, *}, *Н. В. Никитин*^{1, 2, 3, 4, **}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

³ Курчатовский комплекс теоретической и экспериментальной физики
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Москва

⁴ Московский физико-технический институт
(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

В рамках Стандартной модели получены парциальные ширины и дифференциальные распределения для распадов очарованных D^{\pm} - и D_s^{\pm} -мезонов на три легких заряженных лептона и нейтрино. Учтены вклады от процессов излучения виртуального фотона легкими (d или s) и тяжелым (c) кварками очарованных мезонов и тормозное излучение виртуального фотона заряженным лептоном в конечном состоянии. Излучение виртуального фотона легкими кварками описывается с помощью модели доминантности векторных мезонов.

In the framework of the Standard Model, the branching ratios and differential distributions for the four-lepton decays $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ and $D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ are found. In our calculations, we took into account the processes of a virtual photon emission by light (d or s) and heavy (c) quarks of the charmed meson and bremsstrahlung. The emission of a virtual photon by light quark has been described using the vector mesons dominance model.

PACS: 14.40.Lb; 12.39.-x; 12.15.-y; 14.65.Dw; 13.40.Hq; 23.70.+j

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время имеется только одна экспериментальная работа коллаборации LHCb, в которой определен верхний предел для парциальной ширины распада заряженного прелестного псевдоскалярного мезона (B -мезона) на три легких заряженных лептона и нейтрино [1]. Для аналогичных распадов заряженных очарованных псевдоскалярных мезонов (D - или D_s -мезонов) экспериментальных данных пока нет.

Теоретическому изучению четырехлептонных распадов заряженных B -мезонов посвящены работы [2–10]. Отметим, что в работе [7] была

* E-mail: danechka@student.su

** E-mail: 679nik@mail.ru

предложена согласованная с требованием калибровочной инвариантности вычитательная процедура, использование которой позволило наилучшим образом согласовать теоретические предсказания с экспериментальным результатом [1].

Четырехлептонные распады D_s^\pm -мезонов впервые изучались в работе [11], а распады D^\pm -мезонов на три заряженных лептона и нейтрино до настоящего времени в публикациях не рассматривались. В данной работе мы приведем численные предсказания для парциальных ширин и дифференциальные характеристики распадов $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ и $D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$. При получении амплитуд распадов $D_{(s)}^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-$ использован подход работы [11], который учитывает идею необходимости вычитательной процедуры [7], хотя конкретная модель вычитательной процедуры строится иначе.

ОБОСНОВАНИЕ МОДЕЛИ И БАЗОВЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

В низшем порядке теории возмущений распады $D_{(s)}^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-$ идут на древесном уровне за счет вкладов большого числа электрослабых вершин. В таких распадах отсутствует петлевое подавление, обусловленное унитарностью матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (ККМ). Напомним, что подобное подавление, например, делает практически невозможным экспериментальное наблюдение распада $D^0 \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \mu^-$ и аналогичных ему распадов.

Если рассматривать только нерезонансный вклад, то распады D_s^\pm -мезонов с легкими лептонами в конечном состоянии имеют ККМ-преимущество над аналогичными распадами D^\pm , поскольку

$$\frac{\text{Br}_{\text{NR}}(D_s^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-)}{\text{Br}_{\text{NR}}(D^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-)} \sim \frac{|V_{cs}|^2}{|V_{cd}|^2} \left(\frac{M_{D_s}}{M_D} \right)^5 \frac{\tau_{D_s}}{\tau_D} \sim 10,$$

где $\tau_{D_{(s)}}$ и $M_{D_{(s)}}$ — время жизни и масса $D_{(s)}$ -мезона [12]. Величину нерезонансного вклада грубо (прежде всего, без полного учета процессов тормозного излучения) можно оценить как

$$\text{Br}_{\text{NR}}(D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) \sim \alpha_{\text{em}} \text{Br}(D_s^- \rightarrow \gamma \bar{\nu}_e e^-).$$

Для $\text{Br}(D_s^- \rightarrow \gamma \bar{\nu}_e e^-)$ имеется только экспериментальный верхний предел $1,3 \cdot 10^{-4}$ на 90%-м уровне достоверности [13]. Поэтому гарантированно

$$\text{Br}_{\text{NR}}(D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) < 10^{-6} \quad (1)$$

и

$$\text{Br}_{\text{NR}}(D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) < 10^{-7}. \quad (2)$$

Ожидается, что эти значения должны быть еще как минимум на порядок меньше.

Перейдем к оценке резонансных вкладов. Основной вклад в распады D_s -мезонов вносит каскадный распад $D_s^- \rightarrow (\varphi(1020) \rightarrow \ell^+ \ell^-) \bar{\nu}_\ell \ell'^-$. Поскольку $\varphi(1020)$ -резонанс является узким, то возможно написать простую оценку для резонансного вклада:

$$\begin{aligned} \text{Br}_\varphi(D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) &\approx \\ &\approx \text{Br}(D_s^- \rightarrow \varphi(1020) \bar{\nu}_e e^-) \text{Br}(\varphi(1020) \rightarrow \mu^+ \mu^-) \approx 0,7 \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \quad (3)$$

В распадах D^\pm -мезонов основную роль играют каскадные процессы $D^- \rightarrow (\omega(782) \rightarrow \ell^+ \ell^-) \bar{\nu}_\ell \ell'^-$ и $D^- \rightarrow (\rho^0(770) \rightarrow \ell^+ \ell^-) \bar{\nu}_\ell \ell'^-$. Резонанс $\omega(782)$ — узкий. В этом он похож на резонанс $\varphi(1020)$ в распадах D_s^\pm -мезонов. Поэтому его вклад можно оценить как

$$\begin{aligned} \text{Br}_\omega(D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) &\approx \\ &\approx \text{Br}(D^- \rightarrow \omega(782) \bar{\nu}_e e^-) \text{Br}(\omega(782) \rightarrow \mu^+ \mu^-) \approx 1,3 \cdot 10^{-7}. \end{aligned} \quad (4)$$

Резонанс $\rho^0(770)$ — широкий. Для оценки его вклада мы можем пренебречь его интерференцией с узким резонансом $\omega(782)$ и отдельно написать, что

$$\begin{aligned} \text{Br}_\rho(D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) &\approx \\ &\approx \text{Br}(D^- \rightarrow \rho^0(770) \bar{\nu}_e e^-) \text{Br}(\rho^0(770) \rightarrow \mu^+ \mu^-) \approx 0,9 \cdot 10^{-7}. \end{aligned} \quad (5)$$

Сравнивая (1) и (3), видим, что в четырехлептонных распадах D_s -мезонов нерезонансный вклад будет минимум на порядок меньше резонансного. Учитывая примерно 15% неопределенности при вычислении факторов переходов $D_s \rightarrow \varphi(1020)$ (см., например, [14]), заключаем, что нерезонансным вкладом от процесса $D_s^- \rightarrow \gamma^* \bar{\nu}_e e^-$ в первом приближении можно пренебречь.

В распадах D^\pm -мезонов вклад от $\omega(782)$ -резонанса (4) также можно считать намного больше нерезонансного вклада (2) с учетом того, что говорилось выше о реальной величине нерезонансного вклада (2). При этом в качестве своеобразного «эффективного нерезонансного вклада» можно рассматривать вклад (5) широкого $\rho^0(770)$ -резонанса.

Кинематика распадов $D_{(s)}^-(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) \bar{\nu}_e(k_3) e^-(k_4)$ показана на рис. 1. Угол θ_{12} определяется в системе покоя $\mu^+ \mu^-$ -пары, угол θ_{34} определяется в системе покоя $\bar{\nu}_e e^-$ -пары, угол φ задается в системе покоя $D_{(s)}^-$ -мезона. Определим безразмерные переменные $x_{12} = (k_1 + k_2)^2 / M_1^2 = q^2 / M_1^2$ и $x_{34} = (k_3 + k_4)^2 / M_1^2 = k^2 / M_1^2$. Легко понять, что $\sqrt{q^2}$ находится в диапазоне

$$0,001 \text{ ГэВ} \approx 2m_\mu \leq \sqrt{q^2} \leq M_{D_{(s)}} - m_e \sim 2 \text{ ГэВ}.$$

При $\sqrt{q^2} > 1,2\text{--}1,4 \text{ ГэВ}$ предложенная модель, по всей видимости, неприемима, поскольку в данной области необходимо учитывать нерезонанс-

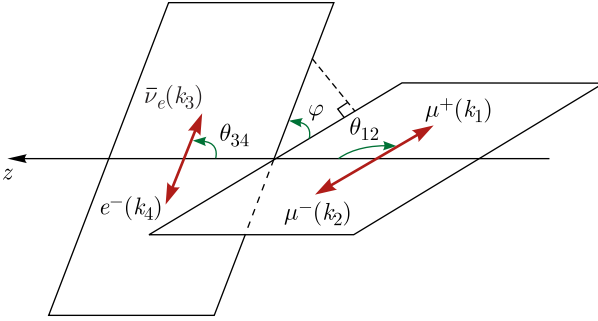


Рис. 1. Кинематика распадов $D_{(s)}^-(p, M_1) \rightarrow \mu^+(k_1) \mu^-(k_2) \bar{\nu}_e(k_3) e^-(k_4)$

ный вклад от процесса $D_{(s)}^- \rightarrow (\gamma^* \rightarrow \ell^+ \ell^-) \bar{\nu}_\ell \ell'^-$, резонансный вклад от $\varphi(1680)$ -резонанса для $D_{(s)}^\pm$ -мезонов и вклады $\omega(1420)$, $\rho(1450)$, $\omega(1650)$, $\rho(1700)$ для распадов D^\pm -мезонов. Однако численно эти вклады малы.

ВЫЧИСЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ РАСПАДА

$$D_{(s)}^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$$

В рамках Стандартной модели учитываются три основных вклада в амплитуды распадов $D_{(s)}^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$.

Во-первых, это вклад от излучения виртуального фотона легким d - или s -кварком, который описывается с помощью модели доминантности векторных мезонов (VMD) с эффективным гамильтонианом

$$\mathcal{H}_{\text{VMD}}(x) = -e \sum_{V_i} \frac{M_{V_i}^2}{f_{V_i}} V_i^\mu(x) A_\mu(x), \quad (6)$$

где $e = |e| > 0$, $\alpha_{\text{em}} = e^2/4\pi \approx 1/137$; $V_i^\mu(x)$ — поле векторного мезона V_i ; M_{V_i} — масса этого мезона. Безразмерные константы взаимодействия f_{V_i} могут быть получены численно. Ориентируемся на работу [15], в которой $f_{\varphi(1020)} = -13,2$, $f_{\rho(770)} = 5,04$ и $f_{\omega(782)} = 17,1$. Предполагается, что амплитуда распадов $D^\pm_{(s)}$ -мезонов насыщается только $\varphi(1020)$ -резонансом, как это показано на рис. 2. А амплитуда распадов D^\pm -мезонов насыщается $\rho^0(770)$ - и $\omega(782)$ -резонансами. В последнем случае в резонансы переходит только $d\bar{d}$ -пара, что учитывается с помощью введения изотопических факторов $I_\rho = \langle \rho^0(770) | d\bar{d} \rangle = -1/\sqrt{2}$ и $I_\omega = \langle \omega(782) | d\bar{d} \rangle = +1/\sqrt{2}$, которые аналогичны изотопическим факторам из работ [15, 16].

Следующий вклад — это вклад излучения виртуального фотона тяжелым s -кварком. Данный процесс является кросс-каналом распада

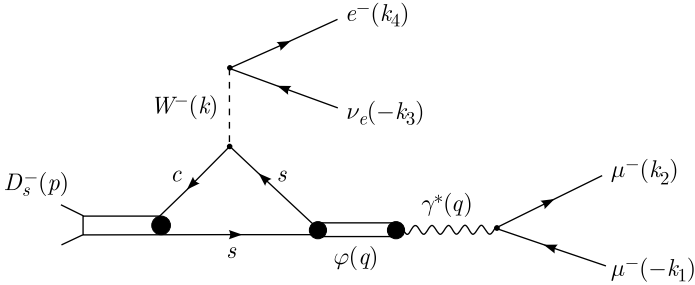


Рис. 2. Диаграмма, описывающая излучение виртуального фотона s -кварком в распаде $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$

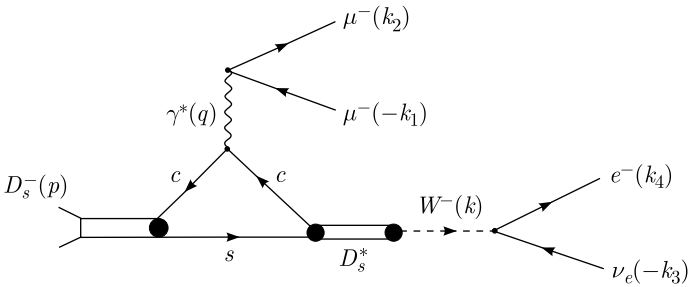


Рис. 3. Диаграмма, описывающая излучение виртуального фотона тяжелым s -кварком в распаде $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$

$D_{(s)}^* \rightarrow D_{(s)} \gamma^*$. Амплитуда процесса имеет вид

$$\mathcal{M}_{fi}^{(c)} \sim \frac{1}{q^2} \frac{M_{D_{(s)}^*} f_{D_{(s)}^*}}{k^2 - M_{D_{(s)}^*}^2} \frac{V_c(q^2)}{M_1 + M_{D_{(s)}^*}} \epsilon_{\mu\nu kq} j^\nu(k_2, k_1) J^\mu(k_4, k_3), \quad (7)$$

где $j^\nu(k_2, k_1)$ и $J^\mu(k_4, k_3)$ — слабый и электромагнитный лептонные токи. Мнимая добавка в пропагаторе отсутствует, поскольку $\sqrt{k^2} < M_{D_{(s)}^*}$. Диаграмма, соответствующая данному вкладу, представлена на рис. 3.

Третий вклад отвечает тормозному излучению виртуального фотона, которое описывается с помощью диаграммы на рис. 4. Можно показать [11], что амплитуда тормозного излучения имеет вид

$$\mathcal{M}_{fi}^{(\text{brem})} \sim \frac{i}{q^2} f_{D_{(s)}} g_{\mu\nu} j^\nu(k_2, k_1) J^\mu(k_4, k_3). \quad (8)$$

На примере выражений (7) и (8) видно, что полная амплитуда распадов $D_{(s)}^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ содержит кинематическую особенность при $q^2 \rightarrow 0$. Как было отмечено в работе [7], эта особенность не может отвечать реальной частице, поскольку в канале излучения $\ell^+ \ell^-$ -пары

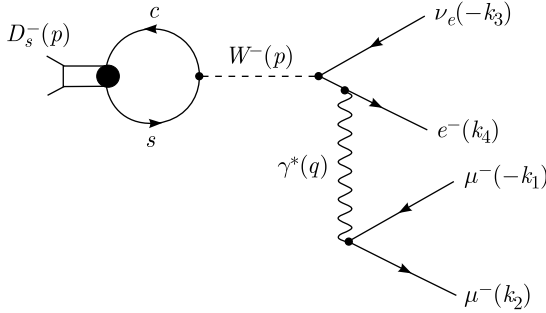


Рис. 4. Диаграмма тормозного излучения в распаде $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$

отсутствует безмассовый векторный мезон. Для явного устранения нефизического полюса требуется вычитательная процедура. Такая процедура была проведена [7]. В настоящей работе мы придерживаемся модификации данной процедуры из работы [11].

ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Все необходимые для вычислений массы, времена жизни, формфакторы и ККМ-матричные элементы можно найти в работах [11, 12, 14].

Начнем с получения парциальных ширин распадов $D_{(s)}^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$. В качестве кинематических ограничений снизу выберем $x_{12 \min} = 4\hat{m}_\mu^2 \approx 0,01$ и $x_{34 \min} = \hat{m}_e^2 \approx 0$, где $\hat{m}_\ell = m_\ell/M_1$. Процедура численного интегрирования с помощью программного пакета EvtGen [17] детально описана в работах [11, 16]. В результате интегрирования имеем

$$\text{Br}(D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) \Big|_{\sqrt{q^2} \geq 2m_\mu} \approx 0,2 \frac{\tau_{D_s}}{5,04 \cdot 10^{-13} \text{ с}} \frac{|V_{cs}|^2}{0,95} \cdot 10^{-5} \quad (9)$$

и

$$\text{Br}_\rho(D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-) \Big|_{\sqrt{q^2} \geq 2m_\mu} \approx 4,7 \frac{\tau_D}{1,03 \cdot 10^{-12} \text{ с}} \frac{|V_{cd}|^2}{0,05} \cdot 10^{-7}, \quad (10)$$

что неплохо согласуется с наивными оценками (3), (4) и (5). Неопределенность предсказаний (9) и (10) порядка 30%, что связано как с неопределенностью при непertурбативном вычислении адронных формфакторов, так и с особенностями принятой модели для описания четырехлептонного распада.

Перейдем к распределениям по переменной x_{12} , которые представлены на рис. 5. Поскольку данные распределения имеют фотонный полюс при $x_{12} \rightarrow 4\hat{m}_\mu^2$ и полюс в области узких резонансов ($\varphi(1020)$ для D_s^\pm и $\omega(782)$ для D^\pm), то эти распределения необходимо строить в логарифмическом масштабе. Распределения по переменной x_{12} представлены вплоть

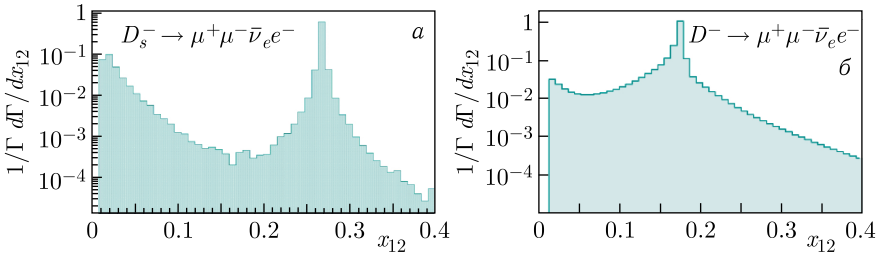


Рис. 5. Нормированные дифференциальные распределения $(1/\Gamma)(d\Gamma/dx_{12})$ для распадов $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (а) и $D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (б) при $x_{12 \min} = 0,01$

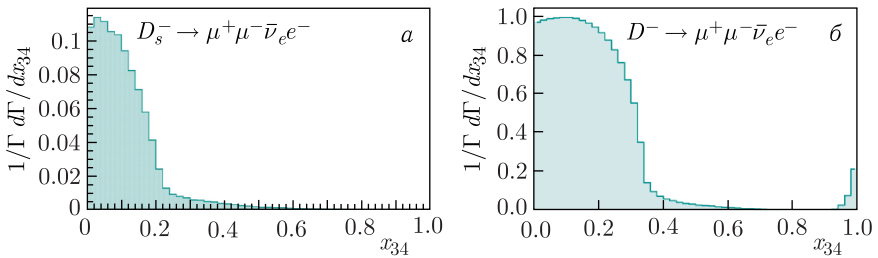


Рис. 6. Нормированные дифференциальные распределения $(1/\Gamma)(d\Gamma/dx_{34})$ для распадов $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (а) и $D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (б)

до $x_{12} = 0,4$, что соответствует области применимости предложенной модели. Отметим, что в обоих распадах резонансный вклад доминирует над вкладом фотонного полюса. Кроме того, на рис. 5, б подложка оказывается гораздо выше, чем на рис. 5, а. Это происходит из-за дополнительного вклада в эту подложку широкого $\rho^0(770)$ -резонанса.

Рассмотрим распределения по переменной x_{34} , которые приведены на рис. 6. Как было показано в работе [11], форма таких распределений в основном определяется интегрированием по переменной x_{12} в области вклада узкого резонанса и может быть хорошо описана формулой

$$\frac{1}{\Gamma} \frac{d\Gamma}{dx_{34}} \sim g(x_{34}) \left(C_1 + C_2 \operatorname{arctg} \left(\frac{(1 - \sqrt{x_{34}})^2 - \hat{M}_{V_i}^2}{\hat{\Gamma}_{V_i} \hat{M}_{V_i}} \right) \right), \quad (11)$$

где $\hat{M}_{V_i} = M_{V_i}/M_1$. Из формулы (11) видно, что «излом» распределений (рис. 6) должен происходить при $\tilde{x}_{34} = (1 - \hat{M}_{V_i})^2$. Отсюда получаем, что $\tilde{x}_{34} \approx 0,23$ (для рис. 6, а) и $\tilde{x}_{34} \approx 0,34$ (для рис. 6, б). Эти результаты прекрасно соответствуют рисункам.

На рис. 7 показаны нормированные на единицу двойные дифференциальные распределения по переменным x_{12} и x_{34} . Вряд ли стоит ожидать, что эти распределения будут измерены в обозримом будущем. Однако форма данных распределений однозначно показывает, что именно

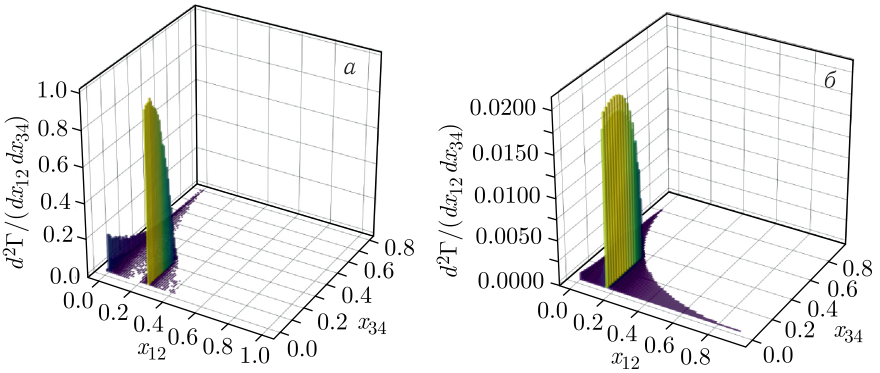


Рис. 7. Двойные нормированные дифференциальные распределения для распада $D_s^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (а) и для распада $D^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \bar{\nu}_e e^-$ (б)

легчайшие векторные резонансы и фотонный полюс дают основной вклад в парциальные ширины, а вклад более высоких резонансов должен быть подавлен по фазовому объему.

Полученные выше оценки парциальных ширин показывают, что распады $D_{(s)}^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-$ с легкими лептонами в конечном состоянии потенциально находятся в зоне экспериментального обнаружения на установках BESIII и ЛHCб. Имеет смысл более подробно проработать возможность регистрации подобных распадов на установках коллайдера NICA и на планируемых чарм-тау фабриках.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе даны предсказания (9) и (10) для парциальных ширин и построены дифференциальные распределения (рис. 5–7) для распадов $D_{(s)}^- \rightarrow \ell^+ \ell^- \bar{\nu}_{\ell'} \ell'^-$.

Благодарности. Авторы искренне благодарят С. П. Баранова, Э. Э. Бооса, А. А. Бузину, В. Ю. Егорычева и Д. И. Мелихова за плодотворные обсуждения, которые способствовали улучшению настоящей работы.

Финансирование. Данная работа финансировалась за счет бюджетных средств физического факультета Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова и Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д. В. Скобельцына Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова.

Конфликт интересов. Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.)*. Search for the Rare Decay $B^+ \rightarrow \mu^+ \mu^- \mu^+ \nu_\mu$ // Eur. Phys. J. C. 2019. V. 79, No. 675. P. 1–12; arXiv:1812.06004 [hep-ex].
2. *Danilina A. V., Nikitin N. V.* Four-Leptonic Decays of Charged and Neutral B Mesons within the Standard Model // Phys. At. Nucl. 2018. V. 81, No. 3. P. 347–359.
3. *Danilina A. V., Nikitin N. V.* Differential Distributions in Rare Four-Leptonic B -Decays // Eur. Phys. J. Web Conf. 2018. V. 191. 02011.
4. *Danilina A. V., Nikitin N. V., Toms K. S.* Decays of Charged B -Mesons into Three Charged Leptons and a Neutrino // Phys. Rev. D. 2020. V. 101. 096007; arXiv:1911.03670 [hep-ph].
5. *Beneke M., Boer P., Rigatos P., Vos K. K.* QCD Factorization of the Four-Lepton Decay $B^- \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \ell^{(\prime)} \bar{\ell}^{(\prime)}$ // Eur. Phys. J. C. 2021. V. 81. P. 638; arXiv: 2102.10060 [hep-ph].
6. *Bharucha A., Kindra B., Mahajan N.* Probing the Structure of the B Meson with $B \rightarrow \ell \ell' \nu$. arXiv:2102.03193 [hep-ph]. 2021.
7. *Ivanov M., Melikhov D.* Theoretical Analysis of the Leptonic Decays $B \rightarrow \ell \ell' \bar{\nu}_\ell$ // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. 014028; arXiv:2204.02792 [hep-ph]; Erratum // Phys. Rev. D. 2022. V. 106. 119901; arXiv:2107.07247 [hep-ph].
8. *Ivanov M., Melikhov D.* Theoretical Analysis of the Leptonic Decays $B \rightarrow \ell \ell' \bar{\nu}_\ell$. Identical Leptons in the Final State // Phys. Rev. D. 2022. V. 105. 094038; arXiv:2204.02792 [hep-ph].
9. *Wang C., Wang Yu-M., Wei Y.-B.* QCD Factorization for the Four-Body Leptonic B -Meson Decays // J. High Energy Phys. 2022. V. 2202. P. 141; arXiv:2111.11811 [hep-ph].
10. *Kurten S., Zanke M., Kubis B., van Dyk D.* Dispersion Relations for $B^- \rightarrow \ell - \bar{\nu}_\ell \ell' - \ell'^+$ Form Factors // Phys. Rev. D. 2023. V. 107. 053006; arXiv:2210.09832 [hep-ph].
11. *Danilina A. V., Nikitin N. V.* The Rare D_s -Mesons' Decays into Three Charged Leptons and Neutrinos in the Framework of Standard Model // Phys. At. Nucl. 2024. V. 87, No. 5.
12. *Workman R. L. et al. (PDG Collab.)*. Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. 083C01.
13. *Ablikim M. et al. (BESIII Collab.)*. Search for the Decay $D_s^+ \rightarrow \gamma e^+ \nu_e$ // Phys. Rev. D. 2019. V. 99. 072002; arXiv:1902.03351 [hep-ex].
14. *Melikhov D., Stech B.* Weak Form-Factors for Heavy Meson Decays: An Update // Phys. Rev. D. 2000. V. 62. 014006; arXiv:0001113 [hep-ph].
15. *Melikhov D., Nikitin N., Toms K.* Rare Radiative Leptonic Decays $B_{(d,s)} \rightarrow \ell^+ \ell^- \gamma$ // Phys. At. Nucl. 2005. V. 68, No. 11. P. 1842–1850.
16. *Danilina A. V., Nikitin N. V.* Description of the Four-Particle Decays $\bar{B}_{d,s} \rightarrow \mu^+ \mu^- e^+ e^-$ on the Basis of the Standard Model // Phys. At. Nucl. 2024. V. 87, No. 3. P. 274–296.
17. The Development Page for the EvtGen Project. <https://evtgen.hepforge.org/>.