

УДК 539.126.6

ИЗУЧЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИИ Ξ_b БАРИОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS

К. М. Иванов^{1,2}

*В работе обсуждаются недавние результаты по изучению свойств различных состояний и распадов семейства Ξ_b барионов с использованием данных, набранных экспериментом CMS на БАК в 2016–2018 годах в столкновениях протонов с энергией 13 ТэВ, что соответствует интегральной светимости 140 фбн⁻¹. В этом эксперименте впервые обнаружен новый распад $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и измерена его относительная вероятность по сравнению с известным $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$. Кроме того, точно измерены масса и естественная ширина возбужденного Ξ_b^{*0} бариона, и его сечение рождения по сравнению с Ξ_b^- барионом.*

Ключевые слова: CMS, физика частиц, b -физика, спектроскопия.

Введение. Настоящая работа посвящена обсуждению спектроскопии Ξ_b барионов – элементарных частиц, изодублеты которых состоят из трех кварков qsb (где легкий кварк первого поколения q является u кварком для Ξ_b^0 и d кварком для Ξ_b^-). Как и большинство элементарных частиц, изучаемых на коллайдерах (напр., бозон Хиггса), Ξ_b барионы являются нестабильными и быстро распадаются; они не присутствуют в окружающем нас мире. Однако изучение свойств различных элементарных частиц является крайне важным для проверок Стандартной Модели и поисков возможной Новой Физики за ее пределами. В целом, спектроскопия адронов, содержащих тяжелые кварки, является очень интересной и бурно развивающейся областью в физике элементарных частиц. Обнаружение новых адронов, содержащих тяжелые кварки (таких как Ξ_b), и изучение их свойств (масса, время жизни, вероятности распада в разные конечные состояния) очень важно для развития наших представлений о сильном взаимодействии, позволяет проверять и уточнять различные теоретические модели. В настоящей статье обсуждаются последние результаты по спектроскопии Ξ_b барионов, полученные экспериментом CMS в работе [1].

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kirill.ivanov@cern.ch.

² МФТИ, 141700 Россия, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский пер., 9.

Спектроскопия Ξ_b барионов. Стандартная кварковая модель [2, 3] предсказывает существование трех изодублетов Ξ_b , не являющихся орбитальными или радиальными возбуждениями, которые при этом имеют различные квантовые числа, массу, время жизни. Первым из этих изодублетов являются основные состояния Ξ_b барионов, распадающиеся слабым образом – они обнаружены в 2007–2011 годах в протон-антипротонных столкновениях на Тэватроне экспериментами D0 и CDF [4–6] и имеют спин легкого $q\bar{s}$ дикварка $j = 0$ и полную спин-четность $J^P = 1/2^+$. Еще двумя изодублетами являются состояния Ξ'_b и Ξ_b^* , имеющие $j = 1$ и $J^P = 1/2^+$ и $3/2^+$, соответственно. Три из четырех таких барионов были обнаружены на Большом адронном коллайдере (БАК) экспериментами CMS и LHCb в сильных распадах на $\Xi_b^- \pi^+$ и $\Xi_b^0 \pi^-$ в 2012–2016 гг. [7]. Обнаружение четвертого состояния затруднено из-за того, что, по-видимому, Ξ_b^0 имеет массу меньше, чем кинематический порог системы $\Xi_b^- \pi^+$, что делает его сильный распад на $\Xi_b^- \pi^+$ невозможным.

Следующими очевидными изодублетами, в соответствии с аналогами в секторе очарованных барионов [7], являются орбитально-возбужденные P -волновые состояния Ξ_b^{**} с $J^P = 1/2^-$ и $3/2^-$. Аналогично предыдущим, три из четырех таких резонансов были обнаружены коллаборациями CMS и LHCb совсем недавно, в 2021–2023 гг., в распадах на $\Xi_b^{*0} \pi^\pm$ и $\Xi_b'^- \pi^+$ [8, 9]. Четвертое состояние должно распадаться на необнаруженный по ранее обсужденным причинам Ξ_b^0 барион. На эксперименте LHCb были также обнаружены [7] и более тяжелые возбужденные состояния Ξ_b , свойства и моды распадов которых совместимы с гипотезами $1P$ и $1D$ резонансов; однако их квантовые числа нуждаются в дальнейших измерениях. Возможно также, что некоторые из обнаруженных широких состояний могут представлять собой наложение друг на друга нескольких узких сигналов различных барионов.

Помимо вопроса изучения спектроскопии возбужденных состояний, интересным является также и изучение слабых распадов основных состояний Ξ_b барионов, описываемых в рамках эффективных моделей тяжелого кварка (HQET) [10]. В настоящее время было обнаружено весьма небольшое число таких распадов (по сравнению, напр., с B -мезонами) [7], что вызвано, во многом, большой массой и недоступностью рождения прелестных барионов на B -фабриках, таких как Belle и BaBar, а также более сложное теоретическое описание внутренней динамики этих адронов.

В данной работе описаны недавние результаты по изучению Ξ_b барионов [1], полученные в эксперименте CMS на данных 2016–2018 гг. в протон-протонных столкновениях на БАК. В частности, представлено первое обнаружение нового распада

$\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ и измерение его относительной вероятности по отношению к известному распаду $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$ ³. Также было проведено точное измерение массы, естественной ширины и сечения рождения Ξ_b^{*0} бариона с использованием 4 каналов восстановления Ξ_b^- бариона: $J/\psi\Xi^-$, $\psi(2S)\Xi^-$, $J/\psi\Lambda K^-$ и $J/\psi\Sigma^0 K^-$.

Процедура восстановления событий. Эксперимент CMS (Компактный Мюонный Соленоид) [11] является одним из двух детекторов общего назначения на БАК и предназначен для разнообразных физических задач. В частности, он обладает великолепной мюонной системой, отличным разрешением по поперечному импульсу (p_T) треков и надежным восстановлением вершин, в том числе отделенных от точки взаимодействия протонов, что позволяет коллаборации CMS делать значимый вклад в физику тяжелых адронов. Опираясь на вышеприведенные особенности детектора, для восстановления Ξ_b^- бариона используются каналы распадов, содержащие в первую очередь мюоны в конечном состоянии из распадов чармония (J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов). Схематично топологии распадов изображены на рис. 1.

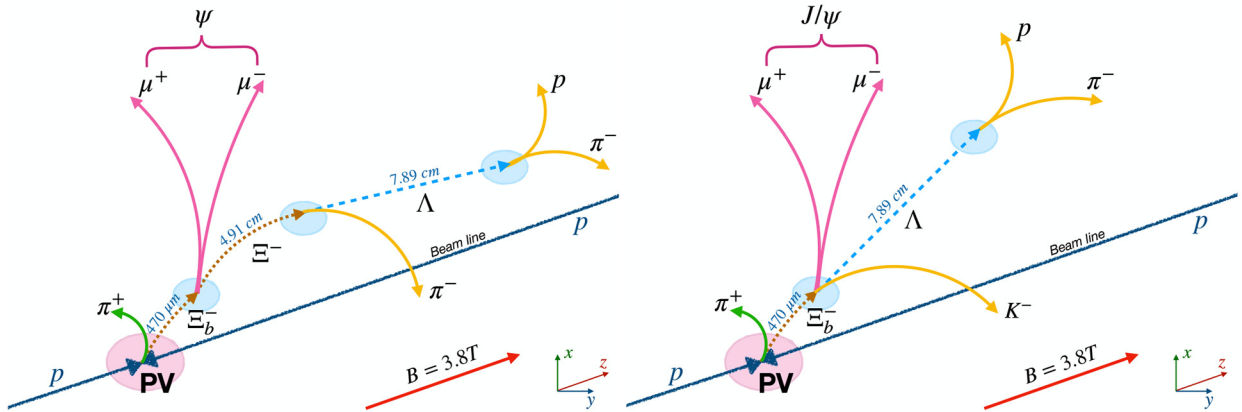


Рис. 1: Топология распада $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$, где Ξ_b^- распадается на $J/\psi\Xi^-$ (слева) или $J/\psi\Lambda K^-$ (справа).

Процедура реконструкции начинается с отбора двух мюонов противоположного знака, значимо отделенных от первичной вершины pp -столкновений, причем инвариантная масса $\mu^+\mu^-$ должна быть в районе массы J/ψ или $\psi(2S)$ мезонов. Далее добавляются кандидаты в Λ гиперон по его распаду $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, формирующие как удаленная вершина распада с двумя исходящими треками в форме буквы V и суммарным нулевым зарядом (V0).

³Здесь и далее в тексте работы подразумевается равное присутствие зарядово-сопряженных частиц.

После этого в процедуру реконструкции добавляется еще один отрицательно заряженный трек с массовой гипотезой пиона или каона. В случае пиона его трек фитируется вместе с псевдотреком Λ в общую вершину, образуя распад Ξ^- -гиперона на $\Lambda\pi^-$; далее для получения распадов $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$ или $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$ проводится кинематический вершинный фит отобранных μ^+ , μ^- и Ξ^- -кандидатов. Для $\psi(2S)$ -мезона используется также канал $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ – в этом случае в вышеописанную процедуру добавляются два трека пионов с противоположным зарядом. В случае каона при получении сигнала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Lambda K^-$ вместе фитируются кандидаты μ^+ , μ^- , Λ и K^- .

Для изучения Ξ_b^{*0} бариона посредством его распада на $\Xi_b^- \pi^+$ к отобранным Ξ_b^- кандидатам добавляется положительно заряженный трек пиона, исходящий из первичной вершины. С целью улучшения детекторного разрешения по инвариантной массе $\Xi_b^- \pi^+$ применяется специальная процедура повторного фитирования первичной вершины аналогично предыдущим работам CMS [8, 12].

Изучение распадов Ξ_b^- бариона. На рис. 2 представлены распределения по инвариантной массе для $J/\psi\Xi^-$, $J/\psi\Lambda K^-$ и $\psi(2S)\Xi^-$ -кандидатов, где для последних отдельно представлены результаты восстановления в модах $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$. Проводится аппроксимация полученных распределений, где сигнал описывается двойной функцией Гаусса с общим средним, а фон – полиномом 1-ой степени или экспонентой. Также в распределении $J/\psi\Lambda K^-$ присутствует вклад от частично восстановленного распада $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Sigma^0 K^-$ (с потерей фотона из распада $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$), который описан асимметричной функцией Гаусса с параметрами, зафиксированными из Монте-Карло (МК) симуляции. Для последующего изучения системы $\Xi_b^- \pi^+$ отбираются Ξ_b^- кандидаты, лежащие внутри массовых окон, изображенных на рис. 2 зелеными (фиолетовыми) вертикальными линиями для полностью (частично) восстановленных кандидатов.

Статистическая значимость сигнала $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, оцененная методом разницы функций наибольшего правдоподобия, составила [1] значительно больше 5 стандартных отклонений для обоих каналов реконструкции $\psi(2S)$, что свидетельствует о первом обнаружении этого распада. Было проведено измерение [1] его вероятности относительного нормировочного канала $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$:

$$R = \frac{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-)}{\mathcal{B}(\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-)} = 0.84_{-0.19}^{+0.21}(\text{стат.}) \pm 0.10(\text{сист.}) \pm 0.02(\mathcal{B}),$$

где последняя погрешность связана с неточностью среднемировых значений вероятностей распада J/ψ и $\psi(2S)$. В оценку систематических погрешностей входят вариация сигнальной и фоновой моделей аппроксимации, учет конечного размера наборов МК

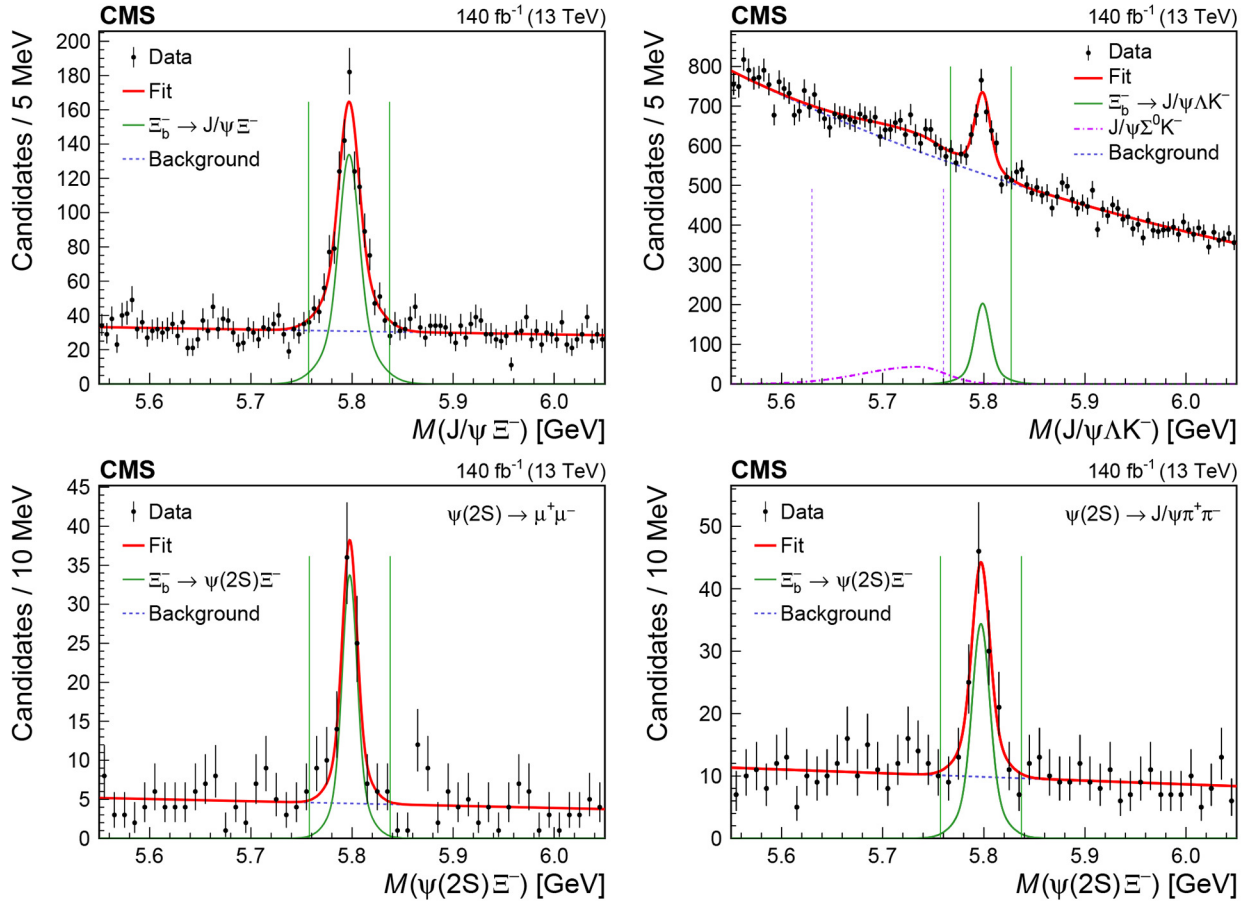


Рис. 2: Распределение по инвариантной массе отобранных $J/\psi\Xi^-$ (слева сверху), $J/\psi\Lambda K^-$ (справа сверху) и $\psi(2S)\Xi^-$ (снизу, слева мода $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$, справа – $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$) кандидатов с наложенными результатами аппроксимации [1].

симуляции, а также учет возможных эффектов, связанных с различием триггеров для набора событий с J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов.

*Изучение сигнала Ξ_b^{*0} бариона.* На рис. 3 представлены распределения по разнице инвариантных масс $\Delta M = M(\Xi_b^- \pi^-) - M(\Xi_b^-) - m^{\text{PDG}}(\pi^+)$ для отобранных $\Xi_b^- \pi^-$ кандидатов. Выбор переменной ΔM обусловлен существенным улучшением разрешения сигнала Ξ_b^{*0} благодаря вычитанию разрешения Ξ_b^- бариона. Явный пик вблизи кинематического порога, соответствующий сигналу $\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^-$, описывается сверткой релятивистской функции Брейта-Вигнера и Гауссовой функции разрешения (фиксировано из МК симуляции), в то время как фон описан пороговой функцией. Для уменьшения статистической погрешности проводится одновременная аппроксимация всех четырех

распределений, в которой масса $\Delta M(\Xi_b^{*0})$ и естественная ширина $\Gamma(\Xi_b^{*0})$ пика являются общими параметрами, а разрешение и количество событий, а также параметры фона – свои для каждого из распределений. В результате были измерены [1] $\Delta M(\Xi_b^{*0}) = 15.810 \pm 0.077(\text{стат.}) \pm 0.032(\text{сист.})$ МэВ, $\Gamma(\Xi_b^{*0}) = 0.87_{-0.20}^{+0.22}(\text{стат.}) \pm 0.16(\text{сист.})$ МэВ. Учет систематических погрешностей представляет собой вариацию сигнальной и фоновой моделей, в т. ч. параметров функции Брейта–Вигнера и детекторного разрешения, и вариацию диапазона аппроксимации.

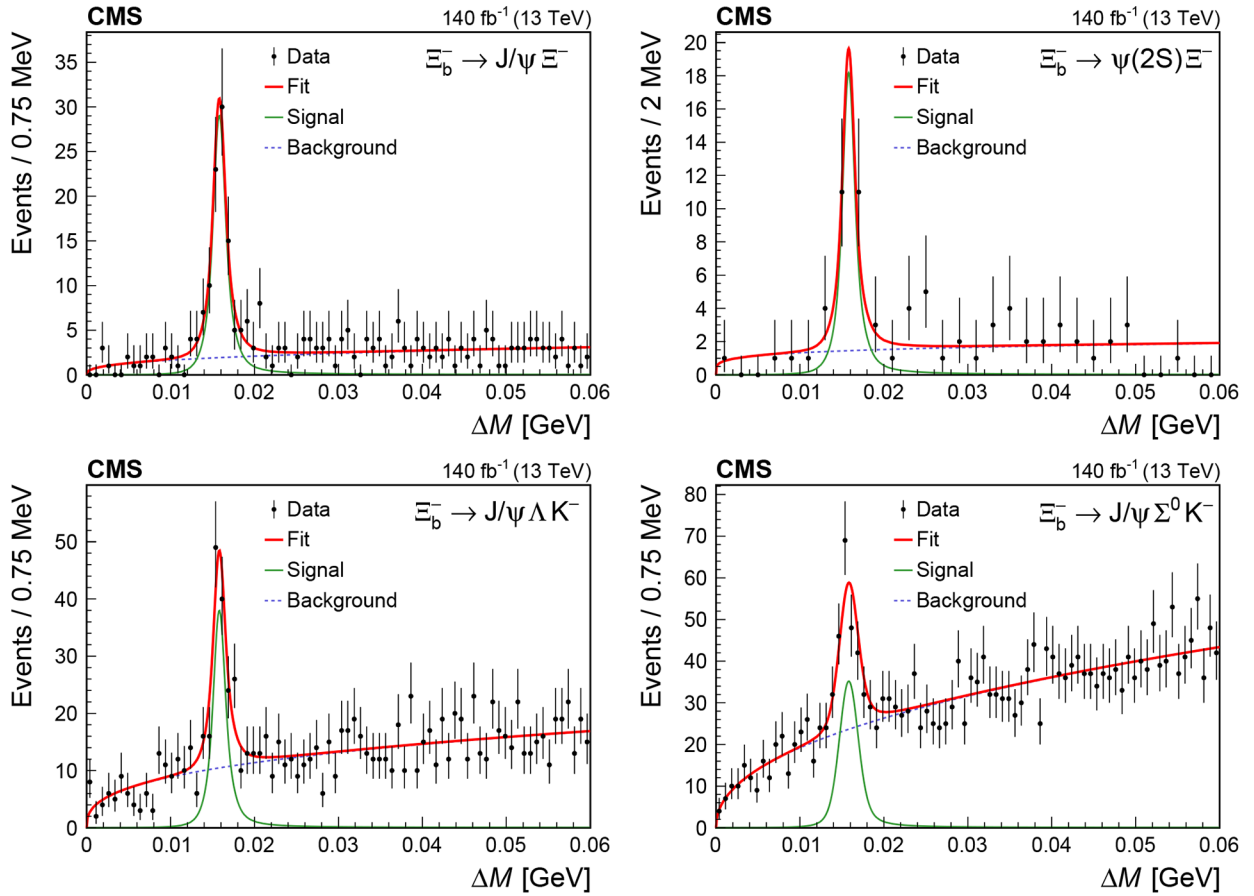


Рис. 3: Распределения по разнице инвариантных масс ΔM , где Ξ_b^- барион восстановлен в каналах $J/\psi \Xi^-$ (слева сверху), $\psi \Xi^-$ (справа сверху), $J/\psi \Lambda K^-$ (слева снизу) и $J/\psi \Sigma^0 K^-$ (справа снизу), с наложенными результатами одновременной аппроксимации [1].

Также было измерено [1] отношение вероятностей рождения (сечений) Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов:

$$R_{\Xi_b^{*0}} = \frac{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^{*0} X) \cdot \mathcal{B}(\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^-)}{\sigma(pp \rightarrow \Xi_b^- X)} = 0.23 \pm 0.04(\text{стат.}) \pm 0.02(\text{сист.}).$$

Заключение. В данной работе приведены результаты по изучению Ξ_b барионов на данных эксперимента CMS 2016–2018 гг. [1]. Впервые был обнаружен новый распад $\Xi_b^- \rightarrow \psi(2S)\Xi^-$, а его вероятность по отношению к известному каналу $\Xi_b^- \rightarrow J/\psi\Xi^-$ составила 0.84 ± 0.22 [1], что находится в разумном согласии с похожими известными отношениями распадов прелестных адронов [7]. Было проведено изучение Ξ_b^{*0} бариона в распаде на $\Xi_b^- \pi^-$, в результате которого разница масс и естественная ширина резонанса измерены с хорошей точностью. С использованием известной массы Ξ_b^- бариона 5797.0 ± 0.6 МэВ [7], можно получить [1] полную массу Ξ_b^{*0} бариона $M(\Xi_b^{*0}) = 5952.4 \pm 0.1 \pm 0.6(m_{\Xi_b^-}^{\text{PDG}})$. Также было измерено отношение сечений для Ξ_b^{*0} и Ξ_b^- барионов в pp -столкновениях на CMS. Все эти результаты находятся в отличном согласии с предыдущими работами CMS и LHCb [7, 9] и помогут улучшить точность среднемировых значений параметров Ξ_b^{*0} бариона. Это важно для проверки и уточнения различных теоретических моделей: например, в работе [3] было предсказано $\Delta M(\Xi_b^{*0}) \approx 25 \pm 6$ МэВ, что находится в разумном согласии с представленным измерением.

В целом, представленные результаты существенно углубляют наше понимание различных свойств Ξ_b барионов и помогают построить надежную теоретическую модель для единого и непротиворечивого описания физики тяжелых адронов, их распадов и процессов, связанных с формированием кварков в адроны.

Исследование было выполнено за счет средств гранта Российского научного фонда № 23-12-00083.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] A. Hayrapetyan and others (CMS Collaboration), arXiv:2402.17738, Accepted by Phys. Rev. D.
- [2] E. Klempt, J.-M. Richard, Rev. Mod. Phys. **82**, 1095 (2010). DOI: 10.1103/RevModPhys.82.1095.
- [3] M. Karliner, B. Keren-Zur, H. J. Lipkin, J. L. Rosner, Annals Phys. **324**, 2 (2009). DOI: 10.1016/j.aop.2008.05.003.

- [4] V. Abazov and others (D0 Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 052001 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.052001.
- [5] T. Aaltonen and others (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **99**, 052002 (2007). DOI: 10.1103/PhysRevLett.99.052002.
- [6] T. Aaltonen and others (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **107**, 102001 (2011). DOI: 10.1103/PhysRevLett.107.102001.
- [7] R. L. Workman and others (Particle Data Group), PTEP **2022**, 083C01 (2022). DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [8] A. M. Sirunyan and others (CMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **126**, 252003 (2021). DOI: 10.1103/PhysRevLett.126.252003, arXiv:2102.04524.
- [9] R. Aaij and others (LHCb Collaboration), Phys. Rev. Lett. **131**, 171901 (2023). DOI: 10.1103/PhysRevLett.131.171901, arXiv:2307.13399.
- [10] A. G. Grozin, *Heavy quark effective theory* (Springer Berlin, Heidelberg, 2004). DOI: 10.1007/b79301.
- [11] S. Chatrchyan and others (CMS Collaboration), JINST **3** S08004, 1 (2008). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [12] A. M. Sirunyan and others (CMS Collaboration), Phys. Lett. B **803**, 135345 (2020). DOI: 10.1016/j.physletb.2020.135345, arXiv:2001.06533.

Поступила в редакцию 11 апреля 2024 г.

После доработки 26 июня 2024 г.

Принята к публикации 27 июня 2024 г.

Публикуется по рекомендации Московской международной школы физики-2024 (ФИАН, Москва).