Письма в ЖЭТФ, том 121, вып. 4, с. 249 – 252

Почему мы не видим радиационных распадов $D_{s1}^{+}(2536)$-мезона?

А. Е. Бондарь[1)]

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 3 ноября 2024 г.
После переработки 16 декабря 2024 г.
Принята к публикации 16 декабря 2024 г.

Радиационные распады $D_{s1}(2536)^+$ очарованного странного мезона не наблюдались. Мы используем доступные измерения Babar для получения ограничения сверху на ширину распада $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma$ и обсуждаем, к каким следствиям для кварковой структуры $D_{s1}(2460)^+$ это приводит.

DOI: 10.31857/S0370274X25020139, EDN: WOLGRP

1. Введение. С момента экспериментального открытия узких P-волновых состояний очарованных странных мезонов $D_{s0}(2317)^+$ [1] и $D_{s1}(2460)^+$ [2] продолжаются дискуссии о кварковой структуре этих состояний [3–13]. При этом гораздо меньше внимания уделяется партнерам этих состояний $D_{s1}(2536)^+$ и $D_{s2}(2573)^+$, что, вероятно, связано с общим мнением, что эти состояния являются обычными кваркониями. В настоящее время в литературе обсуждаются в основном механизмы и величина смешивания в физическом состоянии $D_{s1}(2536)^+$ идеальных P-волновых состояний с $j = 1/2$ и $j = 3/2$ [14] (j – полный момент легкого кварка). Что касается предсказаний радиационных ширин этих состояний, то они, за редким исключением, относятся к периоду времени до 2003 г., когда были открыты узкие P-волновые состояния. Эти предсказания обычно основаны на кварковой модели. Несмотря на наличие теоретических предсказаний радиационных ширин $D_{s1}(2536)^+$ и $D_{s2}(2573)^+$, экспериментальных данных об этих распадах в литературе нет[2)]. Возможно, это связано с тем, что ожидаемые вероятности радиационных распадов этих состояний довольно малы, но для этих вероятностей не существует даже верхних пределов. Досадным упущением является отсутствие в эксперименте попыток наблюдать радиационные распады $D_{s1}(2536)^+$ и $D_{s2}(2573)^+$. В данной статье на основе имеющихся в литературе результатов предпринята попытка получить верхний предел на ширину радиационного распада $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma$ и сравнить полученный предел с имеющимися на данный момент теоретическими предсказаниями.

2. Что мы можем получить из эксперимента? Как упоминалось выше, в настоящее время не существует опубликованных верхних пределов для радиационных распадов $D_{s1}(2536)^+$. Однако существует подробное исследование Babar [16], в котором измерены произведения сечений образования $D_{s0}(2317)^+$ и $D_{s1}(2460)^+$ в инклюзивных событих e^+e^--аннигиляции на вероятности распада этих мезонов на целый ряд конечных состояний. Список измеренных сечений представлен в табл. 1.

Таблица 1. Результаты измерений Babar [16]. Все сечения получены для импульса мезона в системе центра масс e^+e^- пучков $p^* > 3.2$ гэВ/с. Первая указанная неопределенность для центрального значения является статистической, а вторая – систематической. Пределы соответствуют 95 % CL

Мода	Значение (фб)	Ограничение (фб)
$\sigma(D_{s1}(2460)^+)\mathcal{B}(D_{s1}(2460)^+ \to X)\mathcal{B}(D_s^+ \to \phi\pi^+)$		
$D_s^+\pi^0$	$-1.0 \pm 1.4 \pm 0.1$	< 1.7
$D_s^+\gamma$	$14.4 \pm 1.0 \pm 1.4$	—
$D_s^*(2112)^+\pi^0$	$41.6 \pm 5.1 \pm 5.0$	—
$D_{s0}^*(2317)^+\gamma$	$1.1 \pm 5.1 \pm 5.0$	< 15.2
$D_s^+\pi^0\pi^0$	$5.5 \pm 5.4 \pm 2.4$	< 28.5
$D_s^+\gamma\gamma$	$3.5 \pm 4.3 \pm 1.7$	< 13.2
$D_s^*(2112)^+\gamma$	$-0.9 \pm 3.5 \pm 4.1$	< 9.7
$D_s^+\pi^+\pi^-$	$3.3 \pm 0.5 \pm 0.3$	—
$\sigma(D_{s1}(2536)^+)\mathcal{B}(D_{s1}(2536)^+ \to X)\mathcal{B}(D_s^+ \to \phi\pi^+)$		
$D_s^+\pi^+\pi^-$	$5.2 \pm 0.7 \pm 0.4$	—

На рисунке 1 показано распределение экспериментальных событий по инвариантной массе $D_s^+\gamma$, где хорошо виден сигнал $D_{s1}(2460)^+$. Наблюдаемое число событий $D_{s1}(2460)^+$ в подгонке составляет 920 ± 60. В то же время никаких признаков сигнала на массе $D_{s1}(2536)^+$ нет. Полагая, что эффективность регистрации конечного состояния $D_s\gamma$ для

[1)]e-mail: A.E.Bondar@inp.nsk.su

[2)]Утверждение в статье [15] о наблюдении $D_{s1}(2536)^+$ во взаимодействии $\bar{\nu}N$ в канале распада $D_s^*\gamma$ не вызывает доверия, поскольку отсутствие сигнала в D^*K указано в той же статье.

$D_{s1}(2460)^+$ и $D_{s1}(2536)^+$ одинакова, можно консервативно оценить количество обнаруженных событий распада $D_{s1}(2536)^+$ как менее 120 на 95 % уровне достоверности (CL). Таким образом, используя результаты табл. 1, мы получаем верхний предел для произведения сечения образования $D_{s1}(2536)^+$ и вероятностей распада $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma$, $D_s^+ \to \phi\pi^+$ и $\phi \to K^+K^-$ как 1.9 фб. При этом мы не учитываем вклад систематической ошибки, поскольку из оценки Babar [16] систематическая ошибка в определении числа $D_{s1}(2460)^+ \to D_s^+\gamma$ событий мультипликативна и составляет 10 %. Используя известную вероятность распада $D_s^+ \to \phi\pi^+, \phi \to K^+K^-$ [17], равную (2.21 ± 0.06) %, находим верхний предел произведения инклюзивного сечения образования $D_{s1}(2536)^+$ и вероятности распада $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma$, равным 85 фб (сечения, полученные Babar [16], даны для импульсов восстановленных мезонов $p^* > 3.2$ гэВ/с).

Теперь воспользуемся тем, что инклюзивное сечение рождения $D_{s1}(2536)^+$ при e^+e^--аннигиляции на $\Upsilon(4S)$ было измерено CLEO [18] с распадами в конечные состояния $D^{*0}K^+$ и $D^{*+}K^0$. Произведение сечения на вероятность распада оказывается равным

$$\sigma(e^+e^- \to D_{s1}(2536)^+X) \times Br(D_{s1}(2536)^+ \to$$
$$\to D^{*0}K^+) = (6.5 \pm 1.1 \pm 1.0) \text{ пб},$$
$$\sigma(e^+e^- \to D_{s1}(2536)^+X) \times Br(D_{s1}(2536)^+ \to$$
$$\to D^{*+}K^0) = (5.8 \pm 1.0 \pm 0.9) \text{ пб}.$$

Поскольку $D^{*0}K^+$ и $D^{*+}K^0$ являются доминирующими каналами распада $D_{s1}(2536)^+$, сумма этих сечений определяет полное инклюзивное сечение рождения для $D_{s1}(2536)^+$ с хорошей точностью.

В той же статье CLEO измерил функцию фрагментации $D_{s1}(2536)^+$, которая оказалась значительно более жесткой, чем в случае D_s^+ и D_s^{*+} ($\epsilon = 0.014^{+0.01}_{-0.005} \pm 0.003$, где ϵ – параметр петерсоновской функции фрагментации [19]). На основании измеренной функции фрагментации можно получить значение сечения инклюзивного рождения $D_{s1}(2536)^+$ для $p^* > 3.2$ гэВ/с, как (9520 ± 2000) фб. Поскольку полная ширина $D_{s1}(2536)^+$ известна и равна (0.92 ± 0.05) мэВ [17], мы можем получить вероятности и ширины распадов $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma$ и $D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\pi^+\pi^-$:

$$Br(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma) < 0.009,$$
$$\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma) < 8 \text{ кэВ},$$
$$Br(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\pi^+\pi^-) = (0.025 \pm 0.0065),$$
$$\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\pi^+\pi^-) = (23 \pm 6) \text{ кэВ}.$$

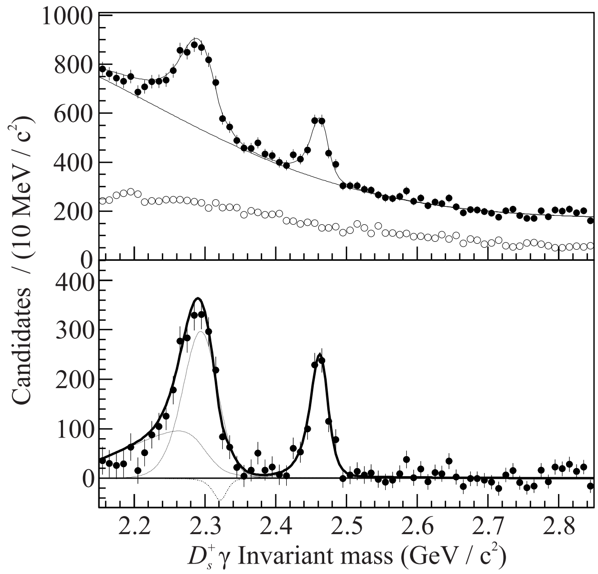

Рис. 1. Пример описания инвариантного распределения по массе $D_s^+\gamma$. Сплошными точками вверху – показано суммарное распределение по инвариантной массе. Открытыми точками показан фон к сигналу D_s^+, масштабированный соответствующим образом. Нижний график показывает те же данные после вычитания фоновой кривой. Различные вклады в описание сигнала также показаны. График взят из [16]

3. Возможные следствия. Интересно сравнить полученное ограничение на $\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma)$ с теоретическими предсказаниями (табл. 2).

Все теоретические предсказания для радиационной ширины $\Gamma(D_{s1}(2536)^+ \to D_s^+\gamma)$, показанные в этой таблице, за исключением двух [22, 27], значительно превышают полученный верхний предел. Если $D_{s1}(2536)^+$ действительно является связанным состоянием $c\bar{s}$, то в приближении кварковой модели ширина обсуждаемого распада описывается известной формулой (см., например, [20]):

$$\Gamma(i \to f + \gamma) = \frac{4}{27}\alpha < e_Q >^2 \omega^3 (2J_f + 1) \times$$
$$\times \, | < {}^{2s+1}S_{J_f}|r|^{2s+1}P_{J_i} > |^2 S_{if} \;, \qquad (1)$$

где S_{if} – статистический фактор $S_{if} = 1$ для переходов между спин-триплетными состояниями и $S_{if} = 3$ для перехода между спин-синглетными состояниями, J_f – полный угловой момент конечного состояния, $< e_Q >$ – эффективный заряд кварка, который определяется формулой:

$$< e_Q > = \frac{m_q e_c - m_c e_{\bar{q}}}{m_c + m_q} \;, \qquad (2)$$

где $e_c = +2/3$ – заряд c-кварка, а $e_{\bar{q}} = +1/3$ – заряд s-антикварка, выраженный в единицах заряда элек-

Таблица 2. Теоретические предсказания для ширины радиационного распада $\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\gamma)$

Публикация	$\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\gamma)$ (кэВ)
S. Godfrey [20]	15
J. L. Goity and W. Roberts [21]	25.2-31.1
F. E. Close and E. S. Swanson [22]	7
N. Green, W. W. Repko and S. F. Radford [23]	61.2
S. F. Radford, W. W. Repko and M. J. Saelim [24]	54.5
S. F. Chen, J. Liu, H. Q. Zhou and D. Y. Chen [25]	18.18-18.85
T. Matsuki, K. Seo [26]	27
J. G. Korner, D. Pirjol and K. Schilcher [27]	1.6 ± 2.3
Данная работа	<8 (95 % CL)

трона $|e|$, m_c и m_q – массы c- и s-кварков, ω – энергия фотона, α – постоянная тонкой структуры. Конкретные значения масс c- и s-кварков фиксируются в потенциальных моделях из описания положения основных состояний кваркония. Матричный элемент $< S|r|P >$ оценивается с помощью волновых функций, рассчитанных с использованием модельных потенциалов, описывающих кварк-антикварковые взаимодействия. Кварковая модель в различных модификациях обычно хорошо предсказывает ширины радиационных переходов в кварконии, поэтому расчет матричного элемента в случае $D_{s1}(2536)^{+}$ можно считать вполне надежным. Однако, как известно, при электрических и магнитных дипольных переходах состояний $(c\bar{s})$ вклады кварков c и $\bar{s}$ в амплитуду перехода существенно компенсируют друг друга. Это видно из формулы (2) для эффективного электрического заряда $< e_Q >$. Например, для отношения масс кварков $m_s/m_c = \frac{1}{2}$ значение $< e_Q >$ становится равным нулю. Тот факт, что в потенциальных кварковых моделях вероятность радиационного перехода $D_s^{*+} \to D_s^{+}\gamma$ может быть завышена в несколько раз, отмечался ранее [10].

Предполагая кваркониевую природу $D_{s1}(2460)^{+}$ в рамках той же модели, можно оценить верхний предел и для ширины радиационного распада $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma)$, учитывая, что электрический дипольный переход сохраняет спин исходного состояния:

$$\frac{\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma)}{\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\gamma)} = \\ = \frac{\sin^2\theta}{\cos^2\theta}\left[\frac{\omega(D_{s1}(2460)^{+})}{\omega(D_{s1}(2536)^{+})}\right]^3 = 0.34\,, \qquad (3)$$

что соответствует $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma) < 2.7$ кэВ[3)], где θ – угол смешивания спин-синглетных и спин-триплетных волновых функций начального состояния (в пределе тяжелого c-кварка $\sin^2\theta/\cos^2\theta = 1/2$). Так как мы знаем отношение ширин $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-})/\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma) = 0.24 \pm 0.06$ [17], мы также можем получить ограничение на ширину $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}) < 0.65$ кэВ, что выглядит довольно странно по сравнению с полученной ранее шириной распада $\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}) = 23$ кэВ. По-видимому, должны быть какие-то особые причины, почему ширины распада в $D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}$ двух близких по массе псевдовекторных состояний очарованого странного кваркония на столько различаются, или исходное предположение, что $D_{s1}(2460)^{+}$ – чистое состояние кваркония является неправильным. Возможно, значительная примесь молекулярного состояния $(D^{*}K)$ снимает подавление эффективного заряда при радиационных переходах $D_{s1}(2460)^{+}$ и тем самым уменьшает соотношение ширин трехчастичного и радиационного распада. Действительно, теоретические предсказания распада $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma)$ в молекулярной модели дают значение ширины около 20−40 кэВ [12, 22, 28], а для $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}) = 16^{+7}_{-5}$ [13].

4. Заключение. На основе имеющихся в литературе экспериментальных данных получена оценка парциальной ширины распада $\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}) = (23 \pm 6)$ кэВ и верхний предел на ширину радиационного распада $\Gamma(D_{s1}(2536)^{+} \to D_s^{+}\gamma) < 8$ кэВ (95 % CL). В рамках модели конституентных кварков, предполагая чисто кваркониевую природу $D_{s1}(2460)^{+}$, получены соответствующие ширины ($\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\gamma) < 2.7$ кэВ и $\Gamma(D_{s1}(2460)^{+} \to D_s^{+}\pi^{+}\pi^{-}) < 0.65$ кэВ) для этого состояния. На основании этого делается вывод, что состояние $D_{s1}(2460)^{+}$, вероятно, имеет существенный вклад молекулярной компоненты $(D^{*}K)$, что согласуется с ранее сделанным предположением в работах [4–8] для объяснения значительного отличия измеренной массы $D_{s1}(2460)^{+}$ от прогно-

[3)] Однако нельзя полностью исключить, что степень подавления радиационных переходов E1 может быть различной для $P_{j=3/2}$ и $P_{j=1/2}$ состояний из-за неучтенных поправок $1/m_c$.

зируемого значения, полученого в рамках потенциальных моделей. Для подтверждения выводов, сделанных в данной работе, представляется необходимым измерение вероятностей радиационных распадов $D_{s1}(2460)^+$ и $D_{s1}(2536)^+$-мезонов и их инклюзивных сечений рождения в e^+e^- аннигиляции с лучшей точностью, что в настоящее время возможно в эксперименте Belle и Belle II, и, по возможности, более детально изучить амплитуду распада этих мезонов в $D_s^+\pi^+\pi^-$ конечное состояние.

Автор благодарен Александру Мильштейну, Антону Полуэктову, Аркадию Вайнштейну и Анне Винокуровой за полезные обсуждения и ценные предложения.

Финансирование работы. Работа финансировалась из бюджета Института ядерной физики Сибирского отделения Российской академии наук. Работа также выполнена при частичной поддержке гранта Российского научного фонда 22-12-00103.

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

---

1. B. Aubert, R. Barate, D. Boutigny et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. Lett. **90**, 242001 (2003); hep-ex/0304021.
2. D. Besson, S. Anderson, V. V. Frolov et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D **68**, 032002 (2003); Erratum: Phys. Rev. D **75**, 119908 (2007); hep-ex/0305100.
3. R. N. Cahn and J. D. Jackson, Phys. Rev. D **68**, 037502 (2003); hep-ph/0305012.
4. T. Barnes, F. E. Close, and H. J. Lipkin, Phys. Rev. D **68**, 054006 (2003); hep-ph/0305025.
5. E. E. Kolomeitsev and M. F. M. Lutz, Phys. Lett. B **582**, 39 (2004); hep-ph/0307133.
6. Y. Q. Chen and X. Q. Li, Phys. Rev. Lett. **93**, 232001 (2004); hep-ph/0407062.
7. F. K. Guo, P. N. Shen, H. C. Chiang, R. G. Ping, and B. S. Zou, Phys. Lett. B **641**, 278 (2006); hep-ph/0603072.
8. P. N. S. F. K. Guo and H. C. Chiang, Phys. Lett. B **647**, 133 (2007); hep-ph/0610008.
9. Z. G. Wang and S. L. Wan, Nucl. Phys. A **778**, 22 (2006); hep-ph/0602080.
10. W. A. Bardeen, E. J. Eichten, and C. T. Hill, Phys. Rev. D **68**, 054024 (2003); hep-ph/0305049.
11. M. R. M. A. Nowak and I. Zahed, Acta Phys. Polon. B **35**, 2377 (2004); hep-ph/0307102.
12. H. L. Fu, H. W. Grießhammer, F. K. Guo, C. Hanhart, and U. G. Meißner, Eur. Phys. J. A **58**(4), 70 (2022); 2111.09481.
13. M. N. Tang, Y. H. Lin, F. K. Guo, C. Hanhart, and U. G. Meißner, Commun. Theor. Phys. **75**(5), 055203 (2023); 2303.18225.
14. X. G. Wu and Q. Zhao, Phys. Rev. D **85**, 034040 (2012); 1111.4002.
15. A. E. Asratian, A. V. Fedotov, P. A. Gorichev et al. (Collaboration), Z. Phys. C **40**, 483 (1988).
16. B. Aubert, R. Barate, M. Bona et al. (BaBar Collaboration), Phys. Rev. D **74**, 032007 (2006); hep-ex/0604030.
17. R. L. Workman, V. D. Burkert, V. Crede et al. (Particle Data Group Collaboration), PTEP **2022**, 083C01 (2022).
18. J. P. Alexander, C. Bebek, K. Berkelman et al. (CLEO Collaboration), Phys. Lett. B **303**, 377 (1993).
19. C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983).
20. S. Godfrey, Phys. Rev. D **72**, 054029 (2005); hep-ph/0508078.
21. J. L. Goity and W. Roberts, Phys. Rev. D **64**, 094007 (2001); hep-ph/0012314.
22. F. E. Close and E. S. Swanson, Phys. Rev. D **72**, 094004 (2005); hep-ph/0505206.
23. N. Green, W. W. Repko, and S. F. Radford, Nucl. Phys. A **958**, 71 (2017); 1605.06393.
24. S. F. Radford, W. W. Repko, and M. J. Saelim, Phys. Rev. D **80**, 034012 (2009); 0903.0551.
25. S. F. Chen, J. Liu, H. Q. Zhou, and D. Y. Chen, Eur. Phys. J. C **80**(3), 290 (2020); 2003.07988.
26. T. Matsuki and K. Seo, PoS **QNP2012**, 068 (2012).
27. J. G. Korner, D. Pirjol, and K. Schilcher, Phys. Rev. D **47**, 3955 (1993); hep-ph/9212220.
28. P. Colangelo, F. De Fazio, and A. Ozpineci, Phys. Rev. D **72**, 074004 (2005); hep-ph/0505195.