Письма в ЖЭТФ, том 84, вып. 8, с. 491 – 495

Измерение сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ на детекторе КМД-2 в диапазоне энергий 370–520 МэВ

В. М. Аульченко[+*], *Р. Р. Ахметшин*[+], *В. Ш. Банзаров*[+], *Л. М. Барков*[+*], *Н. С. Баштовой*[+], *Д. В. Бондарев*[+*], *А. Е. Бондарь*[+], *А. В. Брагин*[+], *Н. И. Габышев*[+], *Д. А. Горбачёв*[+], *А. А. Гребенюк*[+], *Д. Н. Григорьев*[+*], *С. К. Дхаван*[1)□], *Д. А. Епифанов*[+], *А. С. Зайцев*[+*], *С. Г. Зверев*[+], *Ф. В. Игнатов*[+], *В. Ф. Казанин*[+*], *С. В. Карпов*[+], *И. А. Кооп*[+*], *П. П. Кроковный*[+*], *А. С. Кузьмин*[+*], *И. Б. Логашенко*[+△], *П. А. Лукин*[+*], *А. П. Лысенко*[+], *А. И. Мильштейн*[+*], *К. Ю. Михайлов*[+], *И. Н. Нестеренко*[+*], *М. А. Никулин*[+], *А. В. Отбоев*[+], *В. С. Охапкин*[+], *Е. А. Переведенцев*[+*], *А. С. Попов*[+], *С. И. Редин*[+], *Б. Л. Робертс*[1) △], *Н. И. Роот*[+], *А. А. Рубан*[+], *Н. М. Рыскулов*[+], *А. Л. Сибиданов*[2) +], *В. А. Сидоров*[+], *А. Н. Скринский*[+], *В. П. Смахтин*[×], *И. Г. Снопков*[+], *Е. П. Солодов*[+*], *Д. А. Томпсон*[1) ▽], *Г. В. Федотович*[+*], *Б. И. Хазин*[+*], *В. В. Хьюз*[1) □], *А. Г. Шамов*[+], *Ю. М. Шатунов*[+], *Б. А. Шварц*[+*], *С. И. Эйдельман*[+*], *Ю. В. Юдин*[+]

[+] *Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

[*] *Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия*

[△] *Boston University, MA 02215 Boston, USA*

[□] *Yale University, CT 06511 New Haven, USA*

[▽] *University of Pittsburgh, PA 15260 Pittsburgh, USA*

[×] *Weizmann Institute of Science, 76100 Rehovot, Israel*

Поступила в редакцию 18 сентября 2006 г.

Представлены результаты эксперимента по измерению сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 370–520 МэВ в системе центра масс. Систематическая ошибка измерений составила 0.7%. В модели векторной доминантности, используя все данные КМД-2 по формфактору пиона, вычислен его электромагнитный радиус. Измерено сечение рождения пары мюонов в области энергий эксперимента.

PACS: 13.25.–k, 13.40.Gp, 13.66.–a, 29.30.–h

Введение. Изучение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ дает важную информацию об электромагнитном формфакторе пиона, который описывает его внутреннюю структуру и предсказывается различными теоретическими моделями. Измерение сечения этой реакции с высокой точностью необходимо для уточнения величины адронного вклада в аномальный магнитный момент мюона, который в первом порядке теории возмущений дается дисперсионным интегралом [1]:

$$a_\mu^{\mathrm{had,LO}} = \frac{m_\mu^2}{12\pi^3} \int\limits_{4m_\pi^2}^{\infty} \mathrm{d}s \, \frac{\sigma^0(e^+e^- \to \mathrm{hadrons})\, \hat{K}(s)}{s}, \quad (1)$$

где $\hat{K}(s)$ – функция, монотонно растущая от значения 0.63 на пороге рождения пары пионов $s = 4m_\pi^2$ до 1 при $s \to \infty$, где s – квадрат полной энергии в системе центра масс. Так как ядро $\hat{K}(s)/s$ в интеграле усиливает вклад малых энергий, особенно важную роль играет прецизионное измерение сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$, доминирующего в полном сечении при энергии ниже 1 ГэВ. Кроме того, указанное сечение необходимо при проверке соотношений между спектральными функциями двух пионов в e^+e^- аннигиляции и распадах τ-лептона, основанных на сохранении векторного тока и $SU(2)$-симметрии [2].

Анализируемые экспериментальные данные были набраны на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М [3] с детектором КМД-2 [4] в 10 точках по энергии в диапазоне от 370 до 520 МэВ в с.ц.м. Интеграл светимости составил 56 нб$^{-1}$. За время проведения эксперимента на магнитные ленты было записано более миллиона событий.

Универсальный криогенный магнитный детектор (КМД-2) [4] состоит из трековой системы, цилиндрического и торцевого электромагнитных калориметров на основе кристаллов CsI и BGO, соответственно, и мюонной пробежной системы. Трековая система

[1)] S. K. Dhawan, B. L. Roberts, J. A. Thompson, V. W. Hughes.
[2)] e-mail: A.L.Sibidanov@inp.nsk.su

состоит из дрейфовой камеры с ячейками струйного типа и двухслойной пропорциональной Z-камеры, помещенных внутри тонкого сверхпроводящего соленоида с полем 1 Тл.

В эксперименте использовались два независимых триггера – "заряженный" и "нейтральный". "Заряженный" триггер требовал наличия хотя бы одного трека в дрейфовой камере, а "нейтральный" использовал информацию об энергии и положении кластеров в цилиндрическом калориметре CsI.

Отбор коллинеарных событий. Из записанных на ленты событий было отобрано $1.1 \cdot 10^5$ коллинеарных событий, удовлетворяющих следующим требованиям:

- в событии сработал "заряженный" триггер;
- в дрейфовой камере найдены две частицы с разными знаками зарядов;
- $\rho_{1,2} < 0.3$ см, где ρ – прицельный параметр относительно оси пучков;
- $|Z_{1,2}| < 7$ см, где Z – координата трека в точке, ближайшей к оси пучков;
- $|\Delta\phi| = |\pi - |\phi_1 - \phi_2|| < 0.15$, где ϕ – азимутальный угол трека;
- $|\Delta\theta| = |\pi - (\theta_1 + \theta_2)| < 0.25$, где θ – полярный угол трека;
- значение импульсов конечных частиц $P < 350$ МэВ/с, а поперечный импульс каждой частицы $P \times \sin\theta > 90$ МэВ/с. Последнее условие обеспечивает постоянную эффективность срабатывания "заряженного" триггера. При меньших импульсах эффективность начинает падать;
- "средний" полярный угол вылета двух частиц $\theta_{\text{aver}} = (\pi + \theta_2 - \theta_1)/2$ лежит в диапазоне $\theta_{\min} < \theta_{\text{aver}} < \pi - \theta_{\min}$, где $\theta_{\min} = 1.1$. При этом вклад в систематическую ошибку величины этого параметра практически полностью определяется точностью измерения координат точек пересечения частиц с Z-камерой. Неопределенность положения вершины практически не влияет на точность параметра.

В небольшом количестве событий восстанавливается более двух частиц. Как правило, это связано с некорректной работой алгоритма реконструкции треков в дрейфовой камере либо с обратным вылетом частиц из калориметра в дрейфовую камеру. В этих случаях проверялись все возможные пары частиц с противоположными знаками зарядов, и событие принималось, если хотя бы одна из них удовлетворяла условиям отбора.

Разделение событий. Разделение отобранных коллинеарных событий основано на информации об импульсах частиц, измеренных в трековой системе детектора. Двухмерное распределение P_+ от P_- при энергии $\sqrt{s} = 2 \times 195$ МэВ показано на рис.1. Видны четко выраженные области, где концентриру-

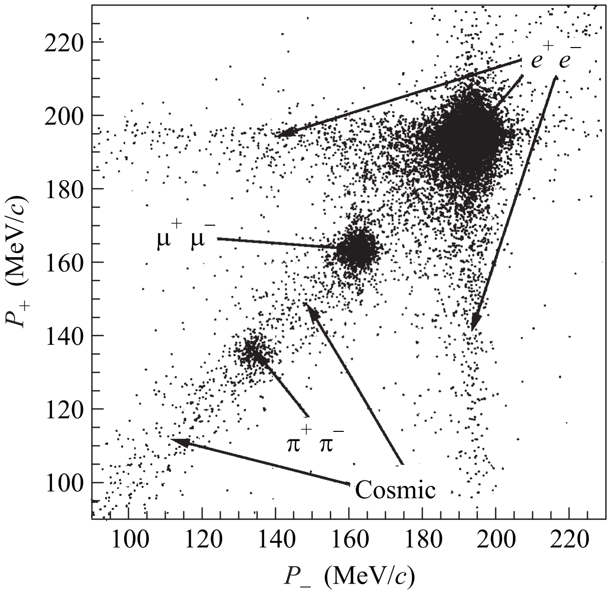

Рис.1. Двухмерное импульсное распределение экспериментальных данных на энергии 195 МэВ

ются электроны, мюоны и пионы, а также сгущение событий вблизи диагонали гистограммы, обусловленное фоном космических частиц.

Количество частиц каждого типа определяется при минимизации функции максимального правдоподобия, которая записывается в виде

$$\mathcal{L} = -\sum_{\text{events}} \ln\Big(\sum_i w_i \cdot f_i(P_-, P_+)\Big), \quad \sum_i w_i = 1, \quad (2)$$

где $f_i(P_-, P_+)$ – плотность вероятности для конечных состояний типа i (электроны, мюоны, пионы и космический фон) иметь измеренные импульсы P_- и P_+ в трековой системе, а $w_i = N_i/N_{\text{tot}}$ – доля событий каждого типа от общего числа событий.

На рис.2 представлена, в виде примера, проекция двухмерной аппроксимации на импульс отрицательно заряженной частицы при энергии пучка 195 МэВ.

В результате процедуры разделения было получено, что отобранные коллинеарные события состоят из: 95066 событий процесса $e^+e^- \to e^+e^-$, 9000 –

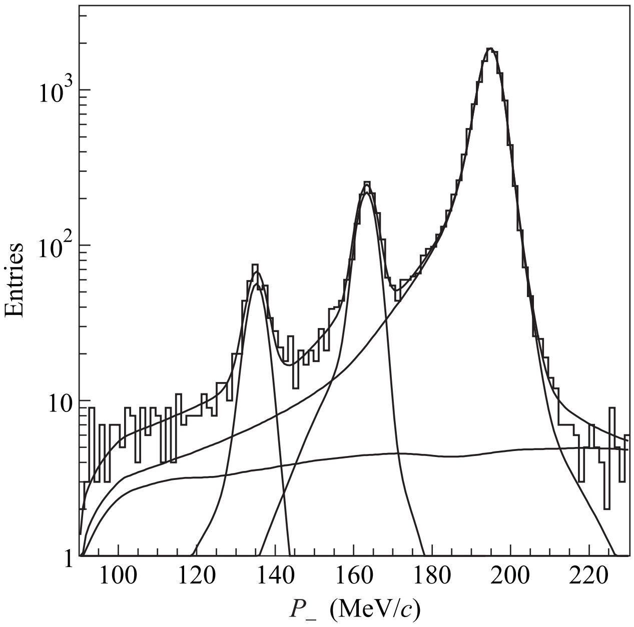

Рис.2. Проекция двухмерной аппроксимации импульсного распределения экспериментальных событий. Кривыми показаны вклады электронов, мюонов, пионов и фона космических частиц, полученные в результате процедуры разделения событий

$e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, 4053 – $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ и 4632 событий фона космических лучей.

Определение формфактора пиона. Сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ может быть записано как

$$\sigma^B_{\pi^+\pi^-}(s) = \sigma^{\mathrm{P.L.}}_{\pi^+\pi^-}(s) \cdot |F_\pi(s)|^2, \qquad (3)$$

где $\sigma^{\mathrm{P.L.}}_{\pi^+\pi^-}(s)$ – сечение рождения пары точечных пионов в рамках скалярной электродинамики, а $F_\pi(s)$ – электромагнитный формфактор. Следует отметить, что эффекты поляризации вакуума включены в формфактор, и в случае расчета дисперсионного интеграла (1) необходимо вычесть этот вклад, а также добавить вклад процесса с излучением фотона конечными пионами [5]:

$$\sigma^0_{\pi^+\pi^-(\gamma)}(s) = \sigma^B_{\pi^+\pi^-}(s) \cdot \lambda(s) \cdot |1 - \Pi(s)|^2, \qquad (4)$$

где $\lambda(s)$ – поправка на излучение фотонов конечными пионами, $\Pi(s)$ – поляризационный оператор промежуточного фотона.

Квадрат формфактора $|F_\pi(s)|^2$ определяется из экспериментальных данных следующим образом:

$$|F_\pi|^2 = \frac{N_{\pi\pi}}{N_{ee}+N_{\mu\mu}} \frac{\sigma^B_{ee}(1+\delta_e)\varepsilon_e(1-\Delta_{\mathrm{B}}) + \sigma^B_{\mu\mu}(1+\delta_\mu)\varepsilon_\mu}{\sigma^B_{\pi\pi}(1+\delta_\pi)(1+\Delta_{H\&D})\varepsilon_\pi}, \qquad (5)$$

где N_{ee}, $N_{\mu\mu}$, $N_{\pi\pi}$ – числа электронов, мюонов и пионов, полученные в результате процедуры разделения событий, σ^B_{ee}, $\sigma^B_{\mu\mu}$, $\sigma^B_{\pi\pi}$ – борновские сечения соответствующих процессов, δ_e, δ_μ, δ_π – радиационные поправки к сечениям при выбранных условиях отбора, $\Delta_{H\&D}$ – поправка, учитывающая потерю пионов в результате ядерных взаимодействий с веществом детектора и их распады на лету в трековой системе, ε_e, ε_μ, ε_π – эффективности регистрации, определяемые триггером и алгоритмом программы реконструкции треков заряженных частиц, Δ_{B} – поправка, связанная с тормозным излучением электронов на вакуумной трубе и веществе детектора.

Сечение рождения пары мюонов $\sigma^B_{\mu\mu}$, в первом порядке по α, вычисляется точно в рамках квантовой электродинамики. Сравнение расчетного и измеренного в эксперименте сечений является проверкой как точности процедуры разделения событий, так и точности вычисления радиационных поправок, которые используются при его вычислении.

Сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ определяется из экспериментальных данных при помощи следующего выражения:

$$\sigma^{\mathrm{exp}}_{\mu\mu} = \frac{N_{\mu\mu}}{N_{ee}} \frac{\sigma^B_{ee}(1+\delta_e)\varepsilon_e(1-\Delta_{\mathrm{B}})}{(1+\delta_\mu)\varepsilon_\mu}, \qquad (6)$$

где $N_{\mu\mu}/N_{ee}$ – экспериментальное отношение чисел мюонов и электронов, полученное при разделении событий. При корректном анализе отношение экспериментального сечения к теоретическому $R_\mu = \sigma^{\mathrm{exp}}_{\mu\mu}/\sigma^{\mathrm{theory}}_{\mu\mu}$ должно равняться 1 с точностью до экспериментальных неопределенностей.

Оценка систематических ошибок. В табл.1 приведены различные вклады в систематическую ошибку измерения формфактора пиона. Ошибка метода разделения событий определялась по разнице числа событий, полученных в этом методе и заложенных в моделирование. Ошибка в измерении телесного угла оценивалась из точности измерения продольной координаты трека в Z-камере детектора. Эффективность реконструкции измерялась отдельно для каждого типа частиц и составила для электронов – $96.5 \pm 0.1\%$, мюонов – $96.4 \pm 0.3\%$ и пионов – $97.1 \pm 0.4\%$. При определении формфактора важна лишь средняя разница между эффективностями, которая и бралась как оценка систематической ошибки. Потери пионов от ядерных взаимодействий в веществе детектора и распады в объеме дрейфовой камеры определялись из полного моделирования детектора КМД-2 [6]. Точность ядерных сечений для низкоэнергетичных пионов в пакете FLUKA [7], использовавшимся в моделировании, определяет систематическую ошибку потерь пионов. Радиационные поправки рассчитывались на основе работы [8], декларируемая точность которой лучше 0.2% для каждого процесса. Точность определения энергии пучков в накопителе составляет $\Delta E/E \sim 10^{-3}$, что приводит к ошибке в формфакторе пиона 0.3%. Тормозное излучение на вакуумной трубе и веществе детектора приводит к тому, что электроны могут потерять значительную долю энергии и часть событий Баба рассеяния не попадет в условия отбора. Точность этой поправки ограничивается знанием количества вещества, с которым взаимодействуют электроны.

Таблица 1

Вклады в систематическую ошибку

Источник ошибки	Ошибка, %
Метод разделения событий	0.4
Телесный угол	0.2
Эффективность реконструкции	0.2
Потери пионов	0.2
Радиационные поправки	0.3
Калибровка энергии ускорителя	0.3
Тормозное излучение	0.05
Всего	0.7

Обсуждение результатов. После процедуры разделения событий и учета поправок в каждой энергетической точке были получены экспериментальные значения сечения процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$ и формфактора пиона, а также пионное сечение для вычисления дисперсионного интеграла (1). Эти значения представлены в табл. 2.

Полученное отношение $R_\mu = \sigma^{\rm exp}_{\mu\mu}/\sigma^{\rm theory}_{\mu\mu}$ показано на рис.3. Разница экспериментального значения и его теоретического расчета, в среднем по всем энергиям, составила $2.0 \pm 1.3_{\rm stat} \pm 0.7_{\rm syst}$ %. На данный момент – это первое прямое сравнение экспериментальных данных и теоретических расчетов на уровне 1% в области низких энергий.

Для определения величины электромагнитного радиуса пиона $\langle r_\pi^2\rangle$ зависимость формфактора от энергии описывалась совместно с другими данными КМД-2 [9, 10]. Для описания экспериментальных данных использовалась модель из предыдущей работы КМД-2 по измерению формфактора пиона в районе ρ-мезона [9].

На рис.4 приведены измеренные значения пионного формфактора, полученные в данной работе и в предыдущих экспериментах [11 – 15]. Данные экспериментов на встречных электрон-позитроных пучках находятся в хорошем согласии друг с другом – среднее расхождение не превышает 1.5 стандартных отклонений, тогда как с экспериментом NA7 оно составляет почти 4 стандартных отклонения.

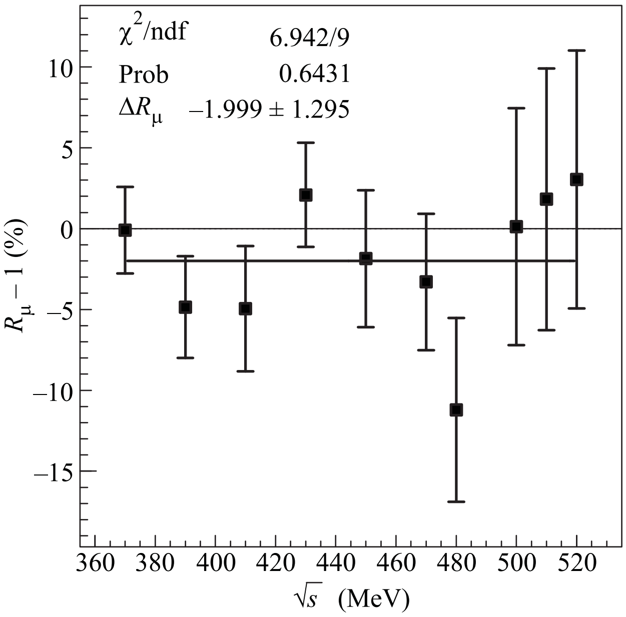

Рис.3. Отношение экспериментального сечения рождения мюонов к теоретическому расчету R_μ

Таблица 2

Сечение процесса $e^+e^- \to \mu^+\mu^-$, электромагнитный формфактор заряженного пиона $|F_\pi|^2$ и сечение процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ для вычисления дисперсионного интеграла (1). Показаны только статистические ошибки

E, МэВ	$\sigma^{\rm Born}_{\mu\mu}$, нб	$\|F_\pi\|^2$	$\sigma^0_{\pi\pi(\gamma)}$, нб
185	605 ± 16	2.05 ± 0.12	91.8 ± 5.6
195	523 ± 17	1.83 ± 0.12	89.0 ± 5.9
205	476 ± 19	1.98 ± 0.14	100.0 ± 7.0
215	468 ± 14	2.52 ± 0.11	129.7 ± 5.9
225	412 ± 17	2.69 ± 0.15	138.5 ± 7.5
235	373 ± 16	2.83 ± 0.14	144.2 ± 7.3
240	329 ± 21	3.02 ± 0.20	152.4 ± 10.3
250	343 ± 25	3.24 ± 0.24	160.2 ± 11.7
255	336 ± 26	3.83 ± 0.25	186.6 ± 12.4
260	327 ± 25	3.52 ± 0.21	169.2 ± 10.3

Электромагнитный радиус пиона зависит от поведения формфактора при малых переданных импульсах:

$$\langle r_\pi^2\rangle = 6\,\frac{dF_\pi(s)}{ds}\bigg|_{s=0}.$$

Его величина, полученная на основе аппроксимации формфактора в точку $s = 0$, составила

$$\langle r_\pi^2\rangle = 0.4219 \pm 0.0010 \pm 0.0012 \text{ фм}^2,$$

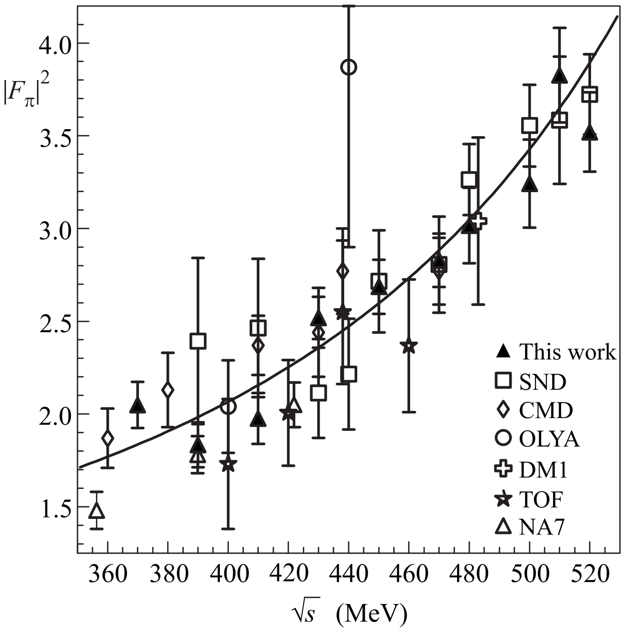

Рис.4. Сравнение с другими экспериментами. Кривая – аппроксимация данных КМД-2

где первая ошибка – статистическая, а вторая – систематическая. Это значение хорошо согласуется с результатом, полученным в работе [14], $\langle r_\pi^2 \rangle = 0.422 \pm 0.003 \pm 0.013$ фм^2. Хорошее согласие наблюдается также с результатами эксперимента NA7 в пространственноподобной области [16], $\langle r_\pi^2 \rangle = 0.439 \pm \pm 0.008$ фм^2.

Адронный вклад в $a_\mu^{\mathrm{had,LO}}$ от диапазона 390–520 МэВ, вычисленный по формуле (1) на основе полученных в данной работе значений $\sigma^0_{\pi\pi(\gamma)}$, составляет $(46.17 \pm 0.98 \pm 0.32) \cdot 10^{-10}$. Эта величина в пределах ошибок согласуется со значением $(48.72 \pm 1.45 \pm \pm 1.51) \cdot 10^{-10}$, вычисленным по данным экспериментов [12, 14], и точнее его в два раза.

Заключение. В данной работе представлены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \to \pi^+\pi^-$ в диапазоне энергий 370–520 МэВ в с.ц.м. Проведена прямая проверка предсказания КЭД для сечения рождения пары мюонов. Электромагнитный формфактор заряженного пиона измерен с лучшей в мире статистической и систематической точностью на экспериментах со встречными электрон-позитронными пучками. С использованием всех данных по формфактору пиона, полученных на детекторе КМД-2, определен его электромагнитный радиус.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, гранты # 03-02-16477, # 03-02-16280, # 04-02-16217, # 04-02-16223, # 04-02-16434 и # 06-02-16156.

---

1. T. Kinoshita, B. Nižić, and Y. Okamoto, Phys. Rev. D **31**, 2108 (1985).
2. M. Davier, S. Eidelman, A. Höcker, and Z. Zhang, Eur. Phys. J. C **31**, 503 (2003).
3. В. В. Анашин, И. Б. Вассерман, В. Г. Вещеревич и др., Препринт ИЯФ **84-114**, Новосибирск, 1984.
4. Э. В. Анашкин, В. М. Аульченко, Р. Р. Ахметшин и др., ПТЭ **5**, 1 (2006).
5. A. Hoefer, J. Gluza, and F. Jegerlehner, Eur. Phys. J. C **24**, 51 (2002).
6. E. V. Anashkin, A. E. Bondar, N. I. Gabyshev et al., Preprint INP **99-1**, Novosibirsk, 1999.
7. A. Fassó, A. Ferrari, S. Roesler et al., eConf. **C0303241**, MOMT005 (2003).
8. A. B. Arbuzov, G. V. Fedotovich, F. V. Ignatov et al., Eur. Phys. J. C **46**, 689 (2006); A. B. Arbuzov, G. V. Fedotovich, F. V. Ignatov et al., Preprint INP **2004-70**, Novosibirsk, 2004.
9. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, A. B. Arbuzov et al., Phys. Lett. B **527**, 161 (2002); R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, A. B. Arbuzov et al., Phys. Lett. B **578**, 285 (2004).
10. V. M. Aulchenko, R. R. Akhmetshin, V. Sh. Banzarov et al., JETP Lett. **82**, 743 (2005).
11. A. Quenzer, M. Ribes, F. Rumpf et al., Phys. Lett. B **76**, 512 (1978).
12. I. B. Vasserman, P. M. Ivanov, G. Ya. Kezerashvili et al., Yad. Fiz. **33**, 709 (1981).
13. S. R. Amendolia, B. Badelek, G. Batignani et al., Phys. Lett. B **138**, 454 (1984).
14. L. M. Barkov, A. G. Chilingarov, S. I. Eidelman et al., Nucl. Phys. B **256**, 365 (1985).
15. M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., J. Exp. Theor. Phys. **101**, 1053 (2005); M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., [arXiv:hep-ex/0604052].
16. S. R. Amendolia, M. Arik, B. Badelek et al., Nucl. Phys. B **277**, 168 (1986).