

ПРОВЕРКА ЛЕПТОННОЙ УНИВЕРСАЛЬНОСТИ В РАСПАДАХ J/ψ -МЕЗОНОВ

© 2013 г. Е. М. Балдин^{1,2,*}

(от коллаборации КЕДР^{** 1,2,3})

¹Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский Государственный Университет, Новосибирск, Россия

³Новосибирский Государственный Технический Университет, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 28.08.2013 г.

В статье сравниваются парциальные ширины J/ψ -мезона в e^+e^- - и $\mu^+\mu^-$ -каналах распада. Анализ опирался на статистику 7×10^6 распадов J/ψ -мезона, полученную в эксперименте ВЭПП-4М/КЕДР. Предварительный результат для отношения лептонных ширин составил: $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = 0.9965 \pm 0.0045 \pm 0.0050$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Актуальной задачей современной физики высоких энергий является поиск Новой Физики, то есть явлений, не укладывающихся в рамки Стандартной Модели взаимодействия элементарных частиц. В случае распадов J/ψ -мезонов ярким проявлением Новой Физики было бы нарушение лептонной универсальности. Отношение парциальных ширин J/ψ -мезона в e^+e^- - и $\mu^+\mu^-$ -каналах распада в случае лептонной универсальности должно быть близко к единице.

Ранее наиболее точное измерение отношения вероятностей распада J/ψ -мезона в лептоны было проведено коллаборацией CLEO с использованием каскадного процесса $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+\pi^-$: $\mathcal{B}_{ee}/\mathcal{B}_{\mu\mu} = (99.7 \pm 1.2 \pm 0.6)\%$ [1]. Наш предварительный результат, полученный исследованием прямого рождения J/ψ -резонанса на встречных пучках, согласуется с этим измерением и имеет в два раза лучшую точность.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ И МОДЕЛИРОВАНИЕ

Эксперимент проводился на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4М [2] с детектором КЕДР [3] в ИЯФ им. Г. И. Будкера в г. Новосибирске. Отличительной особенностью эксперимента ВЭПП-4М/КЕДР является возможность высокоточного измерения энергии с помощью двух независимых методов [4]: резонансной деполяризации с точностью $(5-15) \times 10^{-6}$ и обратному комптоновскому рассеянию с точностью $\simeq 3 \times 10^{-5}$.

В период с декабря 2007 по январь 2009 года в эксперименте ВЭПП-4М/КЕДР вблизи массы J/ψ -резонанса был набран интеграл светимости 2.2 пб^{-1} , что соответствует примерно 7×10^6 распадов J/ψ -мезона.

^{**} В. В. Анашин¹, В. М. Аульченко^{1,2}, Е. М. Балдин^{1,2}, А. К. Барладян¹, А. Ю. Барняков¹, М. Ю. Барняков¹, С. Е. Бару¹, И. Ю. Басок¹, О. Л. Белобородова^{1,2}, А. Е. Блинов¹, В. Е. Блинов^{1,3}, А. В. Бобров¹, В. С. Бобровников¹, А. В. Богомятков^{1,2}, А. Е. Бондарь^{1,2}, А. Р. Бузыкаев¹, А. И. Воробьев¹, Ю. М. Глуховченко¹, Д. Н. Григорьев^{1,3}, В. В. Гулевич¹, Д. В. Гусев¹, В. Н. Жилич^{1,2}, В. В. Жуланов^{1,2}, А. Н. Журавлев^{1,2}, С. Е. Карнаев¹, Г. В. Карпов¹, С. В. Карпов¹, В. А. Киселев¹, В. В. Колмогоров¹, С. А. Кононов^{1,2}, К. Ю. Котов¹, Е. А. Кравченко^{1,2}, В. Н. Кудрявцев¹, В. Ф. Куликов^{1,2}, Г. Я. Куркин^{1,3}, Э. А. Купер^{1,2}, Е. Б. Левичев^{1,3}, Д. А. Максимов¹, В. М. Малышев¹, А. Л. Масленников¹, А. С. Медведко^{1,2}, О. И. Мешков^{1,2}, С. И. Мишнев¹, И. И. Морозов^{1,2}, Н. Ю. Мучной¹, В. В. Нейфельд¹, С. А. Никитин¹, И. Б. Николаев^{1,2}, И. Н. Окунев¹, А. П. Онучин^{1,3}, С. Б. Орешкин¹, И. О. Орлов^{1,2}, А. А. Осипов¹, С. В. Пелеганчук¹, В. В. Петров¹, С. Г. Пивоваров^{1,3}, П. А. Пимин¹, А. О. Полуэктов¹, В. Г. Присекин¹, А. А. Рубан¹, Г. А. Савинов¹, В. К. Сандырев¹, Е. А. Симонов¹, С. В. Сияткин¹, А. Н. Скринский¹, В. В. Смалюк¹, А. В. Соколов^{1,2}, Е. В. Старостина^{1,2}, А. М. Сухарев¹, А. А. Талышев^{1,2}, В. А. Таюрский¹, В. И. Тельнов^{1,2}, Ю. А. Тихонов^{1,2}, К. Ю. Тодышев¹, Г. М. Тумайкин¹, Ю. В. Усов¹, Т. А. Харламова^{1,2}, А. Г. Шамонов¹, Д. Н. Шатилов¹, Б. А. Шварц^{1,2}, С. И. Эйдельман^{1,2}, А. Н. Юшков¹.

Формулы, используемые для вычисления сечения J/ψ -резонанса с учетом радиационных поправок на излучение в начальном состоянии, подробно обсуждаются в работах [5, 6].

Программа моделирования детектора реализована в рамках пакета GEANT 3.21 [7]. Число событий моделирования примерно в десять раз превосходило число распадов $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ в эксперименте, число событий Bhabha-рассеяния – в шесть раз, а число адронных событий было примерно равно числу распадов J/ψ в эксперименте.

Резонансный вклад лептонов $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ моделировался с угловым распределением $\propto (1 + \cos^2\theta)$, где θ – полярный угол. Небольшое отклонение от этого распределения обсуждается в разделе 4. Радиационные поправки в конечном состоянии учитывались с помощью пакета PHOTOS [8], который применялся и при моделировании эффекта интерференции.

Для моделирования Bhabha-рассеяния использовались два независимых генератора BHWIDE [9] и MCGPJ [10], которые учитывают радиационные поправки в начальном и конечном состояниях.

Для оценки фона от адронных распадов J/ψ -мезона использовался генератор, разработанный в эксперименте BES [11].

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ

Для выделения лептонных распадов $J/\psi \rightarrow l^+l^-$ были использованы следующие критерии отбора:

1. Были отобраны пары заряженных треков противоположного знака, исходящих из одной точки в области места встречи пучков и имеющих продолжение в калориметре.
2. Дополнительное энерговыделение вне двух кластеров калориметра, соответствующих трекам, ограничивалось величиной порядка 0.15 ГэВ (5% от энерговыделения в двух основных кластерах для e^+e^- и 30% для $\mu^+\mu^-$).
3. Неколлинеарность треков по полярному (θ) и по азимутальному (φ) углам не превышало 10° .
4. Ограничение на импульс частиц: $p^+ > 0.5$ ГэВ и $p^+ + p^- > 1$ ГэВ.
5. Для событий e^+e^- накладывалось ограничение на энерговыделение в калориметре $E^+ > 0.7$ ГэВ, $E^- > 0.7$ ГэВ и $E^+ + E^- > 2$ ГэВ. Для мюонов – $E^+ + E^- < 0.75$ ГэВ и 0.06 ГэВ $< E^\pm < 0.5$ ГэВ.
6. Для отрицательно заряженных частиц вводилось ограничение на полярный угол θ : для e^+e^- – от 45 до 135 градусов, а для $\mu^+\mu^-$ – от 50 до 130 градусов. Частицы с положительным зарядом ограничивались только условием 3.

Более узкий угловой диапазон для мюонов объясняется необходимостью использовать мюонную систему (см. ниже условие 8), которая покрывает меньший телесный угол, чем цилиндрический калориметр детектора.

Последнее требование асимметрично по отношению к частицам разных знаков. Для проверки связанной с этим фактом систематической неопределенности вся процедура повторялась с условием 6, наложенным на положительно заряженные частицы. Итоговый результат является средним между полученными значениями.

7. Для подавления фона от космических частиц для событий $\mu^+\mu^-$ накладывалось условие на время пролета: $|t^+ \times \sin(\theta^+) - t_{90^\circ}| < 3 \times \sigma_t$, где $t_{90^\circ} = 2.40$ нс – время пролета мюона от места встречи до сцинтилляционных счетчиков под углом $\theta = 90^\circ$, а $\sigma_t = 0.36$ нс – временное разрешение времяпролетной системы.

8. Для подавления фона от адронных распадов в событиях $\mu^+\mu^-$ для частицы, на знак которой накладывалось ограничение по полярному углу в условии 6, требовалось продолжение в мюонной системе.

Вся обрабатываемая статистика была разбита на две части: пик и подложка. Для событий в пике энергия в центре масс отличается от массы J/ψ -мезона не более чем на 1.3 МэВ, а для событий подложки – более чем на 8.9 МэВ при энергетическом разбросе менее 0.9 МэВ.

На рис. 1 приведено распределение отобранных e^+e^- -событий по углу рассеяния электрона на статистике в пике. Экспериментальные значения изображены звездочками, а сплошные линии соответствуют моделированию. На малых углах преобладает Bhabha-рассеяние, на больших – распад резонанса. Вклад интерференции не показан, так как в приведенных данных, соответствующих пику J/ψ -мезона, он близок к нулю.

Число полученных в эксперименте e^+e^- событий соответствовало соотношению:

$$N^{\text{эксп.}}(\theta) = A \times N_{J/\psi \rightarrow ee}^{\text{мод.}}(\theta) + B_{\text{пик}} \times N_{\text{Bhabha}}^{\text{мод.}}(\theta) + N_{\text{интер.}}^{\text{мод.}}(\theta), \quad (1)$$

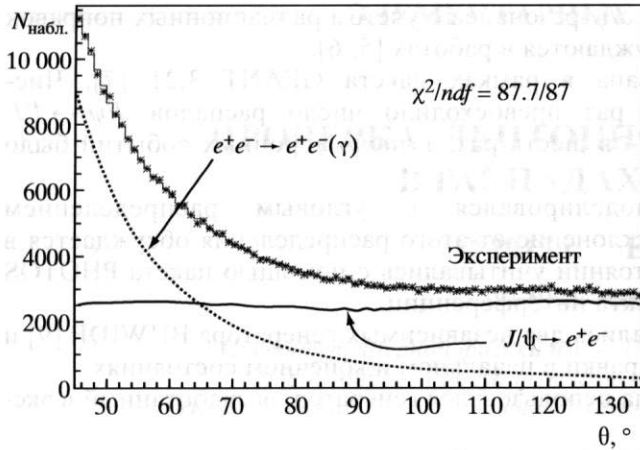


Рис. 1. Наблюдаемое распределение событий по углу рассеяния электрона в пике. Звездочки – эксперимент. Гистограмма – моделирование, состоящее из событий Bhabha-рассеяния (пунктирная линия) и $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (сплошная линия) и интерференционных слагаемых, которые здесь не отображены в силу своей малости.

где число событий моделирования пропорционально светимости, определяемой по однократному тормозному излучению, эффективности и сечению моделируемого процесса: $N^{\text{мод.}} = \mathcal{L}_{1\gamma} \cdot \epsilon^{\text{мод.}} \cdot \sigma^{\text{теор.}}$. Минимизация χ^2 даст величины $A = 0.9861 \pm 0.0034$ и $B_{\text{пик}} = 0.9757 \pm 0.0047$. Коэффициент A позволяет подсчитать число событий $J/\psi \rightarrow e^+e^-$, а $B_{\text{пик}}$ определяет абсолютную калибровку светимости. Светимость по однократному тормозному излучению существенна только для учета эффекта интерференции, являющейся малой поправкой. Более подробное описание этого подхода содержится в работе [5].

Для оценки числа событий Bhabha-рассеяния в подложке выполнялась аналогичная процедура, откуда был получен коэффициент, определяющий абсолютную калибровку светимости в подложке: $B_{\text{подл.}} = 0.9822 \pm 0.0057$.

Число событий распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ определялось по формуле:

$$N_{\mu\mu} = \frac{\{N_{\text{пик}}^{\text{эксп.}} - N_{\text{пик}}^{\text{интер.}} - \mathcal{R} \times (N_{\text{подл.}}^{\text{эксп.}} - N_{\text{подл.}}^{\text{интер.}})\}}{\epsilon_{J/\psi \rightarrow \mu\mu}^{\text{мод.}}}, \quad (2)$$

где $\mathcal{R} = N_{\text{пик}}^{\text{Bhabha}} / N_{\text{подл.}}^{\text{Bhabha}}$ – отношение числа событий Bhabha-рассеяния в пике и подложке с учетом абсолютной калибровки светимости. Доля нерезонансного $\mu^+\mu^-$ фона составила $\approx 3.5\%$ от числа событий в пике. Эффект интерференции оценивался из моделирования. Статистическая ошибка определения числа событий $\mu^+\mu^-$ равна 0.27% .

Для каждого из применяемых условий отбора на экспериментальных данных и на данных моделирования определялась доля потерянных событий. Разность долей событий, отбракованных в эксперименте и на моделировании, определяла поправку к числу зарегистрированных событий e^+e^- и $\mu^+\mu^-$. Отношение числа e^+e^- к числу $\mu^+\mu^-$ корректировалось на разность этих поправок. Результирующе-

Таблица 1. Систематические неопределенности и поправки отношения $N_{e\ell} / N_{\mu\mu}$

№	Источник	Поправка	Ошибка
1	Интерференционные эффекты		
	Относительная светимость		0.01%
	Измерение энергии		0.02%
2	Вычисление радиационных поправок		0.10%
	Фон $J/\psi \rightarrow$ адроны	+0.20%	0.10%
3	Моделирование		
	Bhabha-рассеяние		0.11%
4	Угловое распределение $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$	+0.12%	0.04%
	Триггер		
5	первичный	-1.28%	0.14%
	вторичный	-1.18%	0.13%
5	Отбор событий		
	трековая система	+1.25%	0.10%
	калориметр	+0.09%	0.10%
6	мюонная система	-0.07%	0.04%
	Процедура анализа		
6	Асимметрия в условиях 6 и 8		0.04%
	Ограничение на угол θ		0.30%
7	Потеря времен в ToF	-22.3%	0.25%
	Квадратичная сумма		0.50%

щие значения этих поправок представлены в таблице 1. Исключением являются поправка на время-пролетную систему (условие 7), полученная определением абсолютной эффективности регистрации событий по экспериментальным данным ($\epsilon_{\text{ТОФ}}$).

4. ОБСУЖДЕНИЕ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЕЙ

Основные источники систематических неопределенностей, величина поправок и оценка ошибок представлены в табл. 1. Далее нумерация абзацев в тексте соответствует нумерации в таблице.

1) Относительная светимость однократного тормозного излучения и измерение энергии были необходимы для учета интерференционных эффектов. Для получения оценки систематической неопределенности светимость случайно варьировалась со стандартным отклонением в 10% от величины измеренной светимости, а энергия пучков варьировалась в пределах ошибок измерения. В неопределенность, связанную с энергией, также включена ошибка определения энергетического разброса. Систематическая ошибка, связанная с вычислением радиационных поправок, была оценена из вариации амплитуды интерференции в пределах 10%.

2) Согласно моделированию адронных распадов J/ψ -мезона и экспериментальному исследованию процесса $J/\psi \rightarrow p\bar{p}$ адронный фон в событиях $\mu^+\mu^-$ не превышает 0.2%. Систематическая неопределенность этого вклада консервативно оценивается в 0.1%.

3) Систематическая ошибка, связанная с моделированием $B\text{ha}B\text{ha}$ -рассеяния, определялась посредством сравнения результатов работы двух независимых генераторов BHWIDE [9] и MCGPJ [10]. В этом анализе от генераторов требуется только соответствие углового распределения дифференциального сечения рассеяния e^+e^- реальным событиям.

Из-за пренебрежимой массы мюона угловое распределение распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ пропорционально $d\sigma/d\Omega \propto (1 + \cos^2\theta) + (1 - \beta_\mu^2)\sin^2\theta$, где $(1 - \beta_\mu^2) \simeq 4.6 \cdot 10^{-3}$. Учет этого фактора сдвигает результат на 0.12%. Систематическая неопределенность определяется выбором углового диапазона, в котором нужно вычислить поправку.

4) В отличие от событий e^+e^- , события $\mu^+\mu^-$ не проходят триггер по энерговыделению в калориметре. В силу небольшой неэффективности заряженного триггера часть событий теряется. Потеря событий $\mu^+\mu^-$ оценивалась по событиям e^+e^- . Систематическая неопределенность характеризует степень различия электронов и мюонов с точки зрения заряженного триггера.

5) В случае трековой системы основной причиной поправки является требование на вылет треков из одной точки и ограничение по числу треков в событии. Более мягкие и более жесткие требования на привязку треков, а также разрешение на наличие дополнительного трека, меняли величину поправки для числа событий e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ примерно на процент, но фактически не меняли отношение этих чисел.

Отклик калориметра хорошо описывается моделированием. Оценка систематической неопределенности была получена из вариаций условий отбора, связанных с энерговыделением в калориметре, в пределах 10%.

Систематическая ошибка, связанная с мюонной системой (условие 8), оценивалась по изменению результата при изменении “окна” привязки срабатывания мюонной системе к треку от трех стандартных отклонений до десяти. При этом в расчет бралось увеличение фона от распадов J/ψ в адроны.

6) Систематическая неопределенность, связанная с асимметрией в условиях 6 и 8, оценивалась как полуразница результатов, полученных при наложении условий на частицы с положительными и отрицательными знаками зарядов соответственно. Итоговый результат является их полусуммой.

Основная систематическая неопределенность в этом анализе связана с выбором углового интервала в условии 6. За оценку ошибки было принято максимальное отклонение в случае наихудшей комбинации при вариации границ угловых интервалов для e^+e^- и $\mu^+\mu^-$ в пределах 5 градусов.

Таблица 2. Промежуточные результаты (только статистические ошибки)

Значения	N_{ee}	$N_{\mu\mu}$
Число событий в пике	382115 ± 623	169905 ± 417
Число событий КЭД (фон)	154591 ± 767	6047 ± 170
Число событий распадов J/ψ	227410 ± 796	163858 ± 450
$\epsilon_{\text{ТОФ}}$		77.75%
ϵ	55.09%	50.88%
N/ϵ	412798 ± 1445	414245 ± 1137

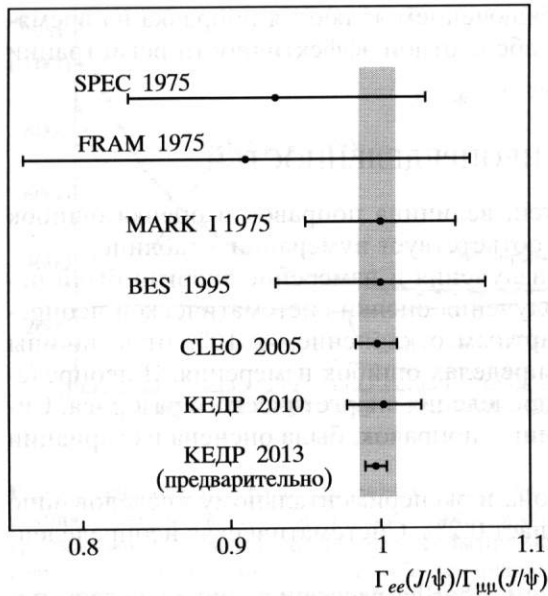


Рис. 2. Сравнение $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$, полученных в разных экспериментах. Положение полосы и ее ширина соответствует среднемировому значению и неопределенности $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu}$.

интерференции с учетом всех поправок, кроме поправки на эффективность времяпролетной системы (ε_{ToF}), сама ε_{ToF} и эффективность регистрации, полученная согласно моделированию.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предварительный результат по измерению отношения числа событий распадов J/ψ -мезона в лептоны: $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\mu\mu} = 0.9965 \pm 0.0045 \pm 0.0050$. На рис. 2 приведено сравнение отношения лептонных ширин J/ψ -резонанса, полученных в экспериментах, цитируемых PDG [12]. Наш предварительный результат не противоречит им и имеет наименьшую неопределенность.

Работа выполнена в рамках Программы фундаментальных научных исследований государственных академий наук на 2008–2012 гг. при финансовой поддержке Минобрнауки России, грант № 14.518.11.7003, гранта РФФИ № 12-02-00023, а также поддержана грантом Президента РФ для ведущих научных школ НШ-5320.2012.2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Z. Li *et al.*, Phys. Rev. D **71**, 111103 (2005).
2. V. Anashin *et al.*, VEPP-4M collider: Status and plans, Prepared for 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm, Sweden, (1998).
3. V. V. Anashin *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **478**, 420 (2002).
4. V. E. Blinov *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A **598**, 23 (2009).
5. V. V. Anashin *et al.*, Phys. Lett. B **685**, 134 (2010).
6. V. V. Anashin *et al.*, Phys. Lett. B **711**, 292 (2012).
7. R. Brun *et al.*, Geant 3.21, Detector Description and Simulation Tool, Cern Program Library Long Writeup w5013, CERN, Geneva, Unpublished.
8. E. Barberio and Z. Was, PHOTOS – A Universal Monte Carlo for QED Radiative Corrections: Version 2.0, Tech. rep., CERN (1993).
9. S. Jadach, W. Płaczek and B. F. L. Ward, Phys. Lett. B **390**, 298 (1997).
10. A. B. Arbuzov *et al.*, Eur. Phys. J. C **46**, 689 (2006).
11. J. C. Chen, G. S. Huang, X. R. Qi, *et al.*, Phys. Rev. D **62**, 034003 (2000).
12. J. Beringer *et al.*, (Particle Data Group), Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).