

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ И $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $\sqrt{s} = 0.98\text{--}1.38$ ГэВ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ СО СФЕРИЧЕСКИМ НЕЙТРАЛЬНЫМ ДЕТЕКТОРОМ

М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин, А. Г. Богданчиков, А. В. Боженок, Д. А. Букин, А. А. Валмиев, А. В. Васильев, В. Б. Голубев, Т. В. Димова, В. П. Дружинин, В. Н. Иванченко, А. А. Король, С. В. Кошуба, И. Н. Нестеренко, Е. В. Пахтусова, Е. А. Переведенцев, Е. А. Пята, А. А. Сальников, А. Н. Скринский, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе, В. В. Шарый, Ю. М. Шатунов*

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения Российской академии наук
630090, Новосибирск, Россия*

*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 5 января 2003 г.

В экспериментах со сферическим нейтральным детектором на коллайдере ВЭПП-2М проведены измерения сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ с вычтенным вкладом промежуточного состояния $\omega\pi$ в диапазоне энергии 0.98–1.38 ГэВ. В эксперименте было отобрано около 41000 событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$ и более 54000 событий процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Достигнутая статистическая точность в определении сечения составила 2–20 %, а систематическая — 7 и 8 %.

PACS: 13.66.Bc

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из важных экспериментов на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2М [1] со сферическим нейтральным детектором (СНД) [2] является изучение процессов рождения четырех π -мезонов:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-, \quad (1)$$

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (2)$$

Процессы (1) и (2) являются важнейшим источником информации при изучении возбужденных состояний ρ -мезона. В соответствии с современными данными в области 1–2 ГэВ существуют два

возбужденных состояния ρ -мезона: ρ' , или $\rho(1450)$, и ρ'' , или $\rho(1700)$ [3]. Параметры этих состояний плохо определены и получены по измеренным сечениям процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$, а также (1), (2) [4–6]. Не ясна и природа этих состояний. Так, имеются работы, в которых рассматривается вопрос об экзотической структуре возбужденных состояний ρ -мезона, например, о возможном смешивании с четырехкварковыми мезонами [7, 8]. Существуют указания на наличие состояния $\rho_x(1300)$ [9], которое, возможно, не является обычным кварк-антикварковым мезоном [10]. Проведенные в данной работе измерения сечений процессов (1), (2) позволят прояснить ситуацию в этой области энергий и улучшить точности определения параметров ρ' - и ρ'' -мезонов.

*E-mail: V.V.Shary@inp.nsk.su

Гипотеза сохранения векторного тока связывает спектральную функцию $\nu_1(q^2)$ распада $\tau \rightarrow h^\pm \nu_\tau$ с сечением процесса $e^+e^- \rightarrow h^0$, где h^\pm, h^0 — система нескольких адронов с квантовыми числами $I^G J^{PC} = 1^+ 1^{--}$. В работах [11–13] было проведено сравнение сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ со спектральными функциями соответствующих распадов τ -лептона. Было показано, что гипотеза сохранения векторного тока для этих процессов выполняется с экспериментальной точностью. Однако при дальнейшем увеличении точности измерений на e^+e^- -коллайдерах выяснилось, что существует различие между измерениями сечений e^+e^- -аннигиляции и предсказаниями по распадам τ -лептонов на уровне до 3σ [14]. В данной работе проведено сравнение полученных сечений с предсказаниями гипотезы сохранения векторного тока из распадов τ -лептонов.

В диапазоне энергии 1–2 ГэВ процессы (1), (2) являются доминирующими и вносят основной вклад в адронную поляризацию вакуума. Коллаборацией g-2 измерен аномальный магнитный момент мюона с очень высокой точностью [15]:

$$a_\mu(\text{эксп.}) = (11\,659\,203 \pm 8) \cdot 10^{-10},$$

величина которого сравнима с теоретическими предсказаниями. Так, в работе [14] расчет дает значение

$$a_\mu = (11\,659\,169.1 \pm 7.0 \pm 3.5 \pm 0.3) \cdot 10^{-10}.$$

Вклад от процессов 4π в области энергии 1.02–1.8 ГэВ составляет в соответствии с [14]: $(13.95 \pm 0.90 \pm 0.23) \cdot 10^{-10}$ для канала (1) и $(16.73 \pm 1.32 \pm 0.20) \cdot 10^{-10}$ для канала (2). Хотя вклад процессов 4π не является определяющим, тем не менее он дает существенный вклад в ошибку определения адронной части аномального магнитного момента мюона.

Первые измерения процессов (1), (2) были сделаны в работах [16–19]. Наиболее точные измерения процессов (1), (2) проведены в работах [20–22], причем в работе [20] они проводились в диапазоне энергии до 2 ГэВ. Особенностью этих результатов является большой систематический разброс между ними (до 30%) при значительно меньших статистических ошибках. В эксперименте с КМД-2 [21] было показано, что промежуточное состояние $a_1\pi$ доминирует в процессе (1), а вместе с промежуточным состоянием $\omega\pi$ — в процессе (2). Наиболее точные измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$ в канале $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ были проведены в работе [23], что позволяет сделать независимую проверку результатов для процесса (2).

Цель данной работы — измерение сечений процессов (1) и (2) с помощью СНД в области энергии 0.98–1.38 ГэВ.

2. ОТБОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СОБЫТИЙ

Набор статистических данных в экспериментах с СНД проводился методом сканирования заданного энергетического интервала. В диапазоне энергий 1.06–1.38 ГэВ (выше ϕ -мезонного резонанса) была набрана интегральная светимость 9.25 пб^{-1} . В области пика ϕ -мезонного резонанса $\sqrt{s} = 0.98\text{--}1.06$ ГэВ интегральная светимость составила 8.5 пб^{-1} .

Для отбора событий процесса (1) в области энергий 1.06–1.38 ГэВ применялись следующие условия отбора.

1. Число заряженных частиц больше или равно 4, число нейтральных частиц больше или равно 0. Дополнительные заряженные и нейтральные частицы могут появиться в результате наложений пучкового фона на экспериментальные события. Источником заряженных частиц также служат δ -электроны, а нейтральных — ядерное взаимодействие π -мезонов, расщепление ливней в калориметре.

2. Полное энерговыделение в калориметре меньше $0.75\sqrt{s}$.

3. Наименьшее расстояние от трека до места встречи в плоскости $R\phi$ для любой заряженной частицы меньше 0.2 см.

4. Координата Z ближайшей к оси пучков точки трека для любой заряженной частицы меньше 8 см (характерный разброс по параметру Z составляет около 2.5 см и связан с разбросом точки взаимодействия e^+e^- -пучков).

5. Полярные углы θ заряженных частиц удовлетворяют условиям $-0.9 < \cos\theta < 0.9$.

6. Наименьший угол между заряженными частицами больше 18° , т. е. равен угловому размеру ячейки трековой системы.

Основными источниками фона являются события процессов

$$e^+e^- \rightarrow 3\pi, \quad e^+e^- \rightarrow 2e^+2e^-, \quad e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-\pi^0,$$

пучковый фон. Условия 2–5 подавляют как пучковый фон, так и фон от процессов $e^+e^- \rightarrow 2e^+2e^-$. Условие 6 уменьшает систематическую ошибку в эффективности регистрации для событий с заряженными частицами, попавшими в одну ячейку дрейфовой камеры.

Так как в СНД отсутствует магнитное поле, импульсы частиц непосредственно не измеряются, а вычисляются с использованием законов сохранения энергии-импульса и измеренных в трековой системе углов вылета заряженных частиц. Если событие содержало более четырех заряженных частиц, то рассматривались только первые четыре частицы с наибольшим энерговыделением в калориметре. Нейтральные частицы игнорировались. В качестве дополнительного условия отбора событий процесса (1) использовалось требование, чтобы система уравнений (законов сохранения энергии-импульса) имела решение. Это условие позволяет в значительной степени уменьшить пучковый фон.

В области 0.98–1.06 ГэВ существует дополнительный фон от распада

$$\phi \rightarrow K_S K_L, \quad K_S \rightarrow \pi^+ \pi^-, \quad K_L \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0.$$

Этот распад характеризуется тем, что точка вылетов π -мезонов из-за отлета K_S , как правило, лежит вне области взаимодействия e^+e^- -пучков (распадная длина K_S -мезона при этих энергиях составляет 0.3–1 см, а для K_L — около 2–5.7 м). Отобранные события реконструировались в предположении, что все частицы имеют общую точку вылета в области взаимодействия e^+e^- -пучков. Затем вычислялся параметр кинематической реконструкции χ^2 , и в дальнейшем анализе использовались события, для которых значение χ^2 для реконструкции с общей точкой вылета было меньше 100. Это условие в 1.5 раза улучшает соотношение сигнал/фон в пике ϕ -мезонного резонанса. После применения перечисленных выше условий отбора в интервале энергии 1.06–1.38 ГэВ было отобрано 36538 событий, а в области ϕ -мезонного резонанса 0.98–1.06 ГэВ — 4297 событий (см. табл. 1).

Для отбора событий процесса (2) применялись следующие условия.

1. Число заряженных частиц равно 2, число нейтральных частиц больше или равно 4 (дополнительные нейтральные частицы появляются в калориметре из-за ядерного взаимодействия π -мезонов и расщепления ливней в калориметре, а также в результате наложения пучкового фона).

2. Наименьшее расстояние от трека до места встречи в плоскости $R\phi$ для любой заряженной частицы меньше 0.2 см.

Источниками фоновых событий являются процессы

$$e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0, \quad e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-3\pi^0,$$

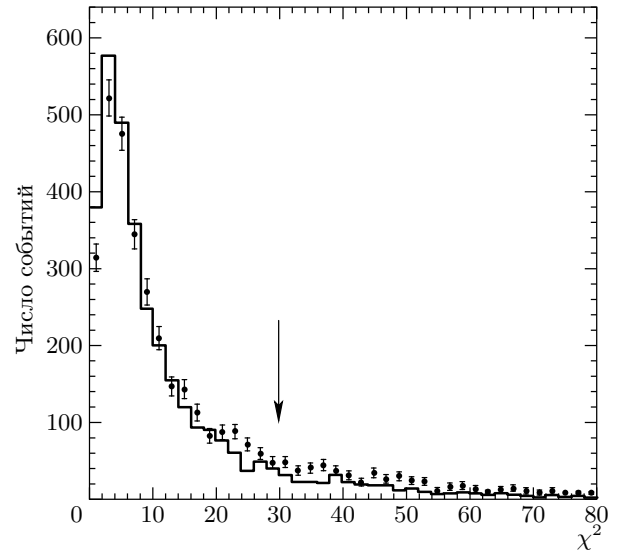


Рис. 1. Распределение событий по параметру χ^2 кинематической реконструкции в процессе $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$. Точки с ошибками — экспериментальные данные, гистограмма — моделирование. Стрелкой показано условие отбора (см. текст). Энергия $\sqrt{s} = 1380$ МэВ

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-2\gamma,$$

пучковый и космический фоны. Процедура кинематической реконструкции, использующая законы сохранения энергии-импульса, позволяет подавить вклад фоновых процессов и восстановить энергию заряженных π -мезонов. Поскольку фотоны образуются в результате распада π^0 -мезона, вводились два дополнительных условия: инвариантная масса двух фотонов равна массе π^0 -мезона. При реконструкции вычислялось значение χ^2 . Для выбора комбинаций фотонов, образующих π^0 -мезон, проводился перебор всех возможных вариантов и выбиралась комбинация с наименьшим параметром χ^2 . Экспериментальные и моделированные распределения по параметру χ^2 приведены на рис. 1. Для окончательного отбора дополнительно использовалось следующее условие:

3. Параметр χ^2 кинематической реконструкции меньше 30.

В области ϕ -мезона для подавления фона от распада $\phi \rightarrow 3\pi$ приведенных выше условий недостаточно, поэтому проводилась кинематическая реконструкция в предположении конечного состояния $\pi^+\pi^-\pi^0$. Для уменьшения количества фоновых событий накладывалось следующее условие.

4. При энергии в системе центра масс $\sqrt{s} <$

Таблица 1. В зависимости от энергии E показаны: интеграл светимости L , количество отобранных событий N , эффективность ε , радиационная поправка $1 + \delta$ и сечение σ_{exp} для процесса (1) (для сечения приведена только статистическая ошибка)

E , МэВ	L , нб ⁻¹	N	ε	$1 + \delta$	σ^{exp} , нб	E , МэВ	L , нб ⁻¹	N	ε	$1 + \delta$	σ^{exp} , нб
980.00	129.31	38	0.277	0.908	1.07±0.21	1140.00	288.98	476	0.302	0.898	6.00±0.28
984.10	374.60	107	0.251	0.907	1.20±0.09	1150.00	69.33	139	0.305	0.898	7.33±0.62
1003.80	391.03	121	0.252	0.903	1.25±0.12	1160.00	319.55	647	0.308	0.899	7.33±0.30
1009.68	314.12	106	0.252	0.902	1.43±0.15	1180.00	423.22	1029	0.313	0.899	8.61±0.28
1015.66	369.09	162	0.252	0.901	1.65±0.15	1190.00	172.29	425	0.316	0.900	8.68±0.42
1016.68	637.89	271	0.252	0.901	1.56±0.12	1200.00	438.60	1458	0.319	0.900	11.58±0.32
1017.66	1011.70	527	0.252	0.901	1.72±0.12	1210.00	151.45	464	0.322	0.901	10.58±0.51
1018.64	1063.49	598	0.252	0.901	1.65±0.11	1220.00	342.87	1172	0.324	0.901	11.67±0.36
1019.62	1083.77	719	0.252	0.901	1.87±0.10	1230.00	140.75	450	0.327	0.902	10.85±0.52
1020.58	679.29	389	0.252	0.901	1.69±0.12	1240.00	377.73	1508	0.330	0.903	13.37±0.36
1021.64	347.48	197	0.252	0.901	1.85±0.16	1250.00	209.00	943	0.332	0.904	15.04±0.50
1022.76	380.67	183	0.252	0.900	1.67±0.15	1260.00	162.90	680	0.335	0.905	13.80±0.54
1027.74	386.31	183	0.252	0.900	1.89±0.15	1270.00	241.26	1232	0.337	0.906	16.75±0.49
1033.72	349.90	155	0.252	0.900	1.87±0.17	1280.00	228.98	1173	0.339	0.907	16.67±0.50
1040.00	416.57	206	0.252	0.899	2.08±0.15	1290.00	271.88	1365	0.341	0.908	16.22±0.45
1050.00	280.83	168	0.252	0.898	2.37±0.15	1300.00	259.97	1486	0.343	0.910	18.33±0.50
1060.00	278.80	201	0.284	0.898	2.51±0.13	1310.00	202.04	1102	0.345	0.911	17.39±0.53
1070.00	97.74	78	0.286	0.898	3.11±0.35	1320.00	235.80	1287	0.346	0.913	17.29±0.49
1080.00	578.03	715	0.288	0.897	3.38±0.18	1330.00	292.78	1725	0.347	0.914	18.56±0.45
1090.00	95.15	87	0.290	0.897	3.52±0.38	1340.00	438.69	3102	0.348	0.916	22.20±0.45
1100.00	445.12	459	0.292	0.897	3.92±0.19	1350.00	256.66	1782	0.349	0.918	21.66±0.53
1110.00	90.37	107	0.294	0.897	4.48±0.43	1360.00	624.90	4828	0.350	0.920	23.98±0.36
1120.00	306.38	403	0.297	0.897	4.93±0.25	1370.00	256.16	1974	0.350	0.923	23.86±0.55
1130.00	112.58	165	0.299	0.898	5.46±0.43	1380.00	479.75	3742	0.350	0.925	24.08±0.40

< 1094 МэВ, значение параметра χ^2 кинематической реконструкции $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ больше 200.

Это условие подавляет фон в 12 раз, при этом количество событий процесса (2) уменьшается на 20%. Для подавления фона от коллинеарных процессов $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовалось следующее условие.

5. При энергии $\sqrt{s} < 1094$ МэВ в системе центра

масс угол отклонения от коллинеарности в плоскости $R\phi$ для заряженных частиц больше 10° .

Это условие подавляет фон в 5 раз, а события процесса (2) — на 10%. В результате оцениваемое количество фоновых событий при энергии, равной массе ϕ -мезона (1020 МэВ), составило около 6%. Вне ϕ -мезона количество фоновых событий уменьшается в несколько раз из-за резонансного поведения про-

цесса $e^+e^- \rightarrow 3\pi$ и роста сечения процесса (2) с увеличением энергии. В соответствии с этими условиями отбора в диапазоне энергий 0.98–1.38 ГэВ было отобрано 54470 событий (см. табл. 2).

3. МОДЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ СОСТОЯНИЙ КОНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ ЧЕТЫРЕХ ПИОНОВ

В экспериментах с детекторами КМД-2 [21] и СЛЕО-2 [12] было показано, что динамика процесса (1) может быть описана в модели $a_1\pi$ промежуточного состояния

$$e^+e^- \rightarrow a_1(1260)\pi \rightarrow \rho\pi\pi,$$

а в случае процесса (2) необходим учет промежуточного состояния

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \rho\pi\pi.$$

Для вычисления эффективности проводилось моделирование процессов (1) и (2) методом Монте-Карло. Матричные элементы процессов вычислялись по формулам, приведенным в [21]. Параметры a_1 -мезона фиксировались из [3], в качестве ширины a_1 -мезона было принято значение 450 МэВ. Для процесса (1) на рис. 2 приведены экспериментальные и

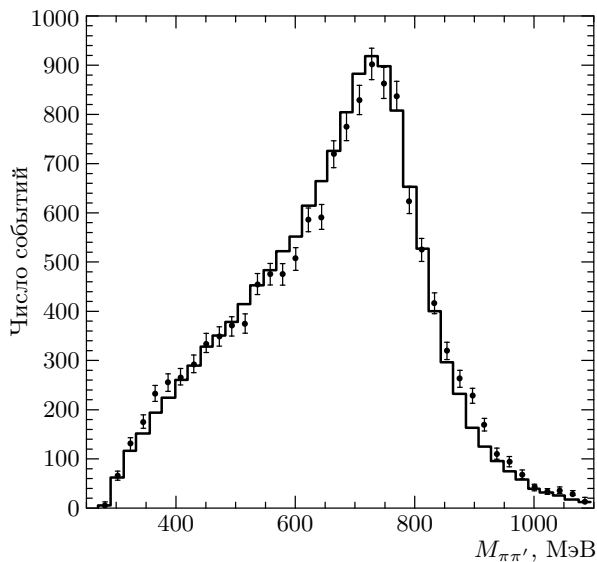


Рис. 2. Распределение событий по инвариантной массе двух π -мезонов в процессе (1) (π -мезон с минимальной энергией отброшен). Гистограмма — моделирование $a_1\pi$, точки с ошибками — экспериментальные данные; $\sqrt{s} = 1380$ МэВ

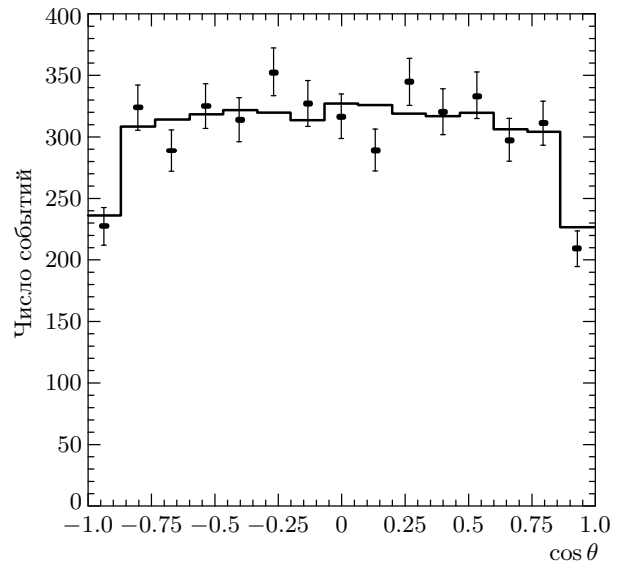


Рис. 3. Распределение событий по углу вылета наименее энергичного π -мезона в процессе (1). Гистограмма — моделирование $a_1\pi$, точки с ошибками — экспериментальные данные; $\sqrt{s} = 1380$ МэВ

моделированные распределения (модель $a_1\pi$) по инвариантным массам двух π -мезонов. Все комбинации, за исключением комбинаций с наименее энергичным π -мезоном, включены в распределение (всего таких комбинаций 3). Видно, что моделирование $a_1\pi$ адекватно отражает экспериментальную ситуацию как в спектре инвариантных масс, так и для угловых распределений (рис. 2, 3). Вычисленные значения эффективности приведены в табл. 1.

В канале (2) распределение по инвариантным массам двух заряженных π -мезонов и одного нейтрального (рис. 4) показывает наличие как промежуточного состояния $\omega\pi$, соответствующего реакции

$$e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0, \quad (3)$$

так и событий вне области пика ω -мезона, которые не могут быть описаны моделированием процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$. Как будет показано ниже, они хорошо описываются моделью с промежуточным состоянием $a_1\pi$:

$$e^+e^- \rightarrow a_1\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0. \quad (4)$$

Для разделения событий процессов (3) и (4) в процессе (2) использовалось распределение по инвариантной массе трех π -мезонов, ближайшей к массе ω -мезона (рис. 4). Если N_1 — количество событий в пике ω -мезона (область 1), а N_2 — вне его (область

Таблица 2. Интеграл светимости L , количество отобранных событий N_ω , N_{a_1} , эффективность ε , радиационная поправка $1 + \delta$ и сечения σ_{exp} для процессов (2), (3) и (4) для различных значений энергии E (приведена только статистическая ошибка)

E , МэВ	L , нб ⁻¹	N_ω	N_{a_1}	ε		$1 + \delta$		σ^{exp} , нб		
				(3)	(4)	(3)	(4)	(2)	(3)	(4)
980	129.31	61	27	0.230	0.072	0.860	0.937	5.56 ± 1.58	2.72 ± 0.54	3.14 ± 1.51
1019	54.50	59	5	0.230	0.076	0.887	0.934	8.07 ± 1.65	7.59 ± 1.19	1.33 ± 1.27
1040	68.76	110	7	0.230	0.078	0.898	0.932	9.17 ± 1.47	8.71 ± 0.96	1.43 ± 1.20
1050	83.91	168	6	0.230	0.079	0.902	0.931	10.66 ± 1.35	10.84 ± 0.95	1.03 ± 1.05
1060	278.80	612	21	0.230	0.080	0.906	0.930	11.45 ± 0.75	11.85 ± 0.55	0.92 ± 0.57
1070	97.74	176	12	0.230	0.081	0.910	0.929	10.26 ± 1.25	9.67 ± 0.85	1.67 ± 1.00
1080	578.03	1291	134	0.230	0.082	0.913	0.928	13.67 ± 0.63	11.97 ± 0.39	3.04 ± 0.52
1090	95.15	217	16	0.230	0.083	0.916	0.927	13.01 ± 1.37	12.19 ± 0.94	2.18 ± 1.09
1100	445.12	1586	263	0.312	0.313	0.919	0.927	14.41 ± 0.42	13.99 ± 0.41	1.98 ± 0.21
1110	90.37	257	56	0.312	0.313	0.922	0.926	12.02 ± 0.86	11.15 ± 0.82	2.12 ± 0.45
1120	306.38	1151	238	0.312	0.315	0.925	0.925	15.67 ± 0.54	14.64 ± 0.52	2.67 ± 0.29
1130	112.58	435	68	0.312	0.315	0.928	0.924	15.41 ± 0.88	15.03 ± 0.87	2.07 ± 0.43
1140	288.98	1152	236	0.312	0.316	0.930	0.923	16.50 ± 0.58	15.42 ± 0.56	2.80 ± 0.30
1150	69.33	245	74	0.312	0.317	0.933	0.922	15.78 ± 1.16	13.66 ± 1.07	3.64 ± 0.67
1160	319.55	1293	329	0.313	0.318	0.935	0.921	17.34 ± 0.58	15.59 ± 0.54	3.49 ± 0.33
1180	423.22	1827	553	0.313	0.320	0.939	0.919	19.14 ± 0.54	16.55 ± 0.49	4.44 ± 0.32
1200	438.60	1856	686	0.313	0.322	0.942	0.917	19.54 ± 0.55	16.14 ± 0.49	5.21 ± 0.34
1210	151.45	658	209	0.313	0.323	0.944	0.916	19.36 ± 0.92	16.54 ± 0.83	4.67 ± 0.55
1220	342.87	1429	623	0.314	0.324	0.945	0.915	20.10 ± 0.64	15.79 ± 0.55	6.08 ± 0.41
1230	140.75	581	269	0.314	0.325	0.946	0.915	20.34 ± 1.00	15.65 ± 0.88	6.44 ± 0.63
1240	377.73	1631	851	0.314	0.326	0.947	0.914	22.03 ± 0.63	16.29 ± 0.54	7.57 ± 0.41
1250	209.00	946	446	0.314	0.326	0.949	0.913	22.35 ± 0.85	17.10 ± 0.73	7.17 ± 0.54
1260	162.90	759	327	0.314	0.327	0.950	0.913	22.33 ± 0.94	17.59 ± 0.82	6.71 ± 0.59
1270	241.26	1171	611	0.314	0.328	0.951	0.912	24.69 ± 0.82	18.29 ± 0.70	8.45 ± 0.53
1280	228.98	1052	597	0.315	0.329	0.952	0.912	24.03 ± 0.83	17.28 ± 0.70	8.69 ± 0.54
1290	271.88	1268	729	0.315	0.330	0.953	0.911	24.46 ± 0.76	17.51 ± 0.65	8.91 ± 0.49
1300	259.97	1355	735	0.315	0.331	0.954	0.911	26.57 ± 0.83	19.46 ± 0.72	9.29 ± 0.53
1310	202.04	898	582	0.315	0.332	0.956	0.911	24.29 ± 0.87	16.63 ± 0.74	9.52 ± 0.58
1320	235.80	1104	744	0.315	0.333	0.957	0.911	25.92 ± 0.84	17.49 ± 0.70	10.40 ± 0.56
1330	292.78	1368	967	0.315	0.334	0.959	0.911	26.31 ± 0.75	17.41 ± 0.62	10.85 ± 0.50
1340	438.69	2097	1536	0.315	0.335	0.960	0.912	27.19 ± 0.63	17.77 ± 0.51	11.41 ± 0.44
1350	256.66	1254	1001	0.316	0.336	0.962	0.913	28.81 ± 0.83	18.11 ± 0.69	12.73 ± 0.57
1360	624.90	2919	2185	0.316	0.337	0.965	0.914	28.35 ± 0.54	18.33 ± 0.45	12.07 ± 0.36
1370	256.16	1297	984	0.316	0.338	0.968	0.915	28.99 ± 0.81	18.65 ± 0.67	12.43 ± 0.55
1380	479.75	2416	1847	0.316	0.338	0.972	0.917	28.80 ± 0.58	18.46 ± 0.49	12.41 ± 0.40

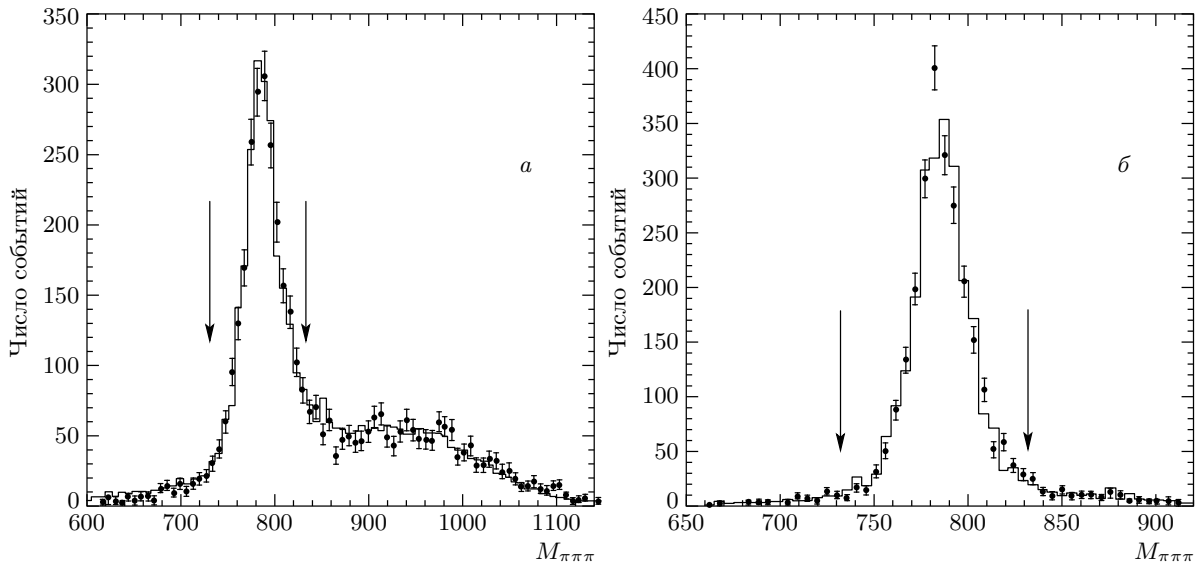


Рис. 4. Распределение событий по инвариантной массе для двух заряженных и нейтрального π -мезонов в процессе (2) (выбирается ближайшая масса к массе ω мезона). Гистограмма — моделирование $\omega\pi + a_1\pi$, точки с ошибками — экспериментальные данные. Стрелками показаны границы областей 1 и 2, описанные в разд. 4; $\sqrt{s} = 1380$ МэВ (а) и $1040 \leq \sqrt{s} \leq 1080$ МэВ (б)

2), то количество событий процессов (3), (4) определяется как

$$\begin{aligned} N_\omega &= \frac{\beta N_1 - (1 - \beta)N_2}{\alpha + \beta - 1}, \\ N_{a_1} &= \frac{-(1 - \alpha)N_1 + \alpha N_2}{\alpha + \beta - 1}, \end{aligned} \quad (5)$$

где α — вероятность событиям процесса (3) попасть в область 1, β — вероятность событиям процесса (4) попасть в область 2. Параметры α, β и их энергетическая зависимость определяются из моделирования. Полученное число событий N_ω, N_{a_1} и эффективность приведены в табл. 2. Об ошибках эффективности, связанных с модельной зависимостью, см. разд. 5.

Распределения по инвариантным массам нейтрального и заряженного π -мезонов в области инвариантных масс 3π вне пика ω -мезона (рис. 5) содержат пик в области ρ -мезона. Аналогичное распределение по инвариантным массам заряженных π -мезонов (рис. 5) такого пика не содержит, что говорит о том, что события «не $\omega\pi$ »-процесса, в основном, содержат заряженный ρ -мезон и не содержат нейтрального. То есть реакция протекает через промежуточные состояния с изотопическим спином резонанса $I = 1$. Такая конфигурация характерна для промежуточного состояния $a_1\pi$. Из рис. 4 видно, что моделирование с учетом промежуточных состояний

$\omega\pi + a_1\pi$ в соотношении, определяемом из эксперимента, адекватно описывает спектр инвариантных масс и может быть использовано для определения эффективности регистрации процессов (3), (4). Возможная интерференция между состояниями (3) и (4) не учитывалась, поскольку она не превышает 2%, что много меньше систематических ошибок измерений.

Также было проведено сравнение экспериментальных распределений процессов (1), (2) по инвариантным массам двух π -мезонов и полярным углам частиц с моделированием для других возможных промежуточных состояний ($\pi(1300)\pi, \sigma\rho, a_2(1320)\pi$ — в процессах (1) и (2); $h_1(1170)\pi, \rho^+\rho^-$ — в процессе (2)). Было обнаружено, что результаты моделирования не согласуются с экспериментом.

4. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ ПРОЦЕССОВ $e^+e^- \rightarrow 4\pi$

Сечение процесса в точке с энергией E_i вычислялось по формуле

$$\sigma^{exp}(E_i) = \frac{\sigma_{vis}(E_i)}{\varepsilon_i(1 + \delta_{rad}(E_i))}, \quad \sigma_{vis}(E_i) = \frac{N_i^{exp}}{L_i}, \quad (6)$$

где $\varepsilon_i, L_i, \delta_{rad}(E_i), \sigma_{vis}(E_i)$ — соответственно эффективность регистрации, интегральная светимость, радиационные поправки и сечение регистрации.

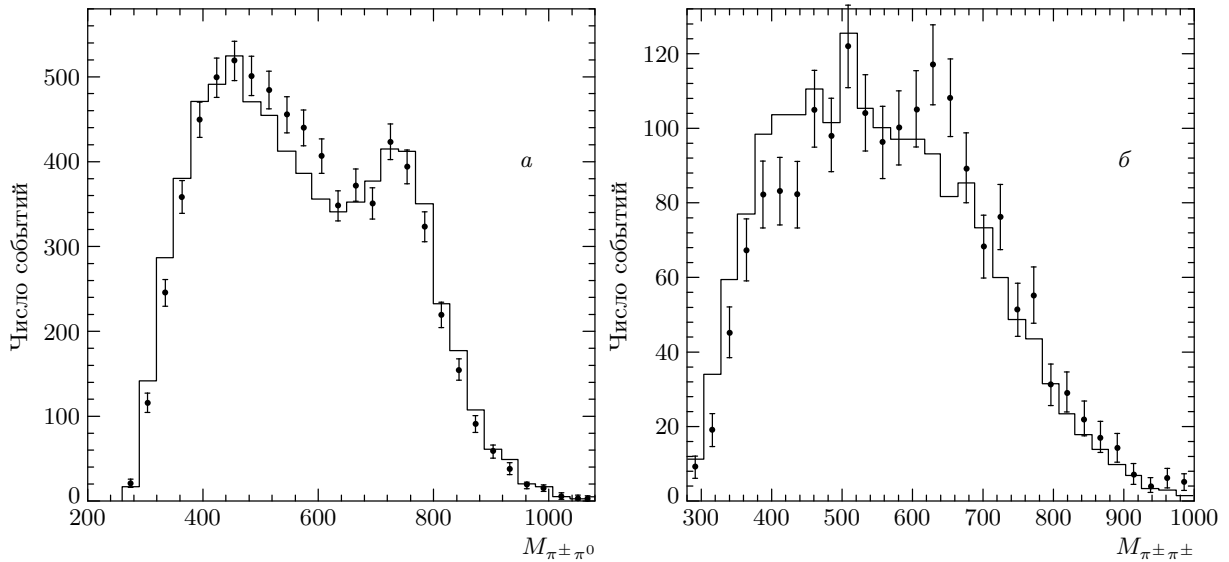


Рис. 5. Распределение событий по инвариантным массам двух π -мезонов в процессе (2) в области инвариантных масс 3π вне пика ω -мезона. Моделирование $\omega\pi + a_1\pi$ представлено в соотношении, определяемом из эксперимента. Гистограмма — моделирование, точки с ошибками — экспериментальные данные. a — $M_{\pi^{\pm}\pi^0}$, b — $M_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}}$; $\sqrt{s} = 1380$ МэВ

Для вычисления сечения по формуле (6) использовалась следующая процедура аппроксимации. Находился максимум логарифмической функции правдоподобия

$$L = \sum_i \ln P_i(N_i^{exp}, N_i^{th}),$$

где P_i — гауссова вероятность детектирования наблюдаемого количества событий N_i^{exp} в i -ой энергетической точке с ожидаемым числом событий N_i^{th} ,

$$N_i^{th} = \varepsilon_i L_i \sigma(E_i) (1 + \delta_{rad}(E_i)),$$

$\sigma(E)$ — сечение процессов $e^+e^- \rightarrow 4\pi$. Радиационная поправка $\delta_{rad}(E)$ является функционалом от энергетической зависимости сечения $\sigma(E)$ [24] и определяется при аппроксимации. Известно, что в рассматриваемой области энергии сечения процессов (1) и (2) описываются суммой вкладов $\rho(770)$ -, ρ' -, ρ'' -мезонов, поэтому зависимость сечения от энергии представлялась как квадрат суммы соответствующих амплитуд в форме Брейта-Вигнера. В данной работе процедура аппроксимации использовалась только для нахождения радиационных поправок к сечению и не использовалась для определения параметров резонансов ρ' , ρ'' , так как максимальная энергия коллайдера (1380 МэВ) позволяет проводить измерения только на левом склоне резонансов и для определения параметров возбужденных состояний ρ -мезона необходимо использовать

данные других экспериментов. Поэтому в качестве аппроксимирующей функции можно брать любую функцию, которая хорошо описывает экспериментальные данные в области энергии ниже 1400 МэВ. Сечение регистрации в процессе (1), измеренное в области ϕ -мезона (рис. 6), содержит резонансный фон в основном от распада $\phi \rightarrow K_S K_L$. Для учета этого фона к аппроксимирующей функции добавлялся член, описывающий резонансную зависимость сечения от энергии в области ϕ -мезона. Аппроксимация энергетической зависимости сечения осуществлялась с помощью пакета программ аппроксимации сечений, разработанного для эксперимента с СНД [25]. Полученные значения радиационных поправок и сечения приведены в табл. 1. Измеренные сечения процесса показаны на рис. 7, 8.

Для определения сечений процессов (3) и (4) в формулу (6) вместо N_i подставлялись соответственно величины N_ω или N_{a_1} , определяемые по формулам (5). Для вычисления радиационных поправок использовалась процедура аппроксимации, описанная выше. В качестве аппроксимирующей функции использовались сечения, приведенные в работах [23, 26]. Измеренное сечение процесса (3) делилось на относительную вероятность распада $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ из [3]. Вычисленные значения радиационных поправок и сечений приведены в табл. 2. Измеренные сечения показаны на рис. 9–11.

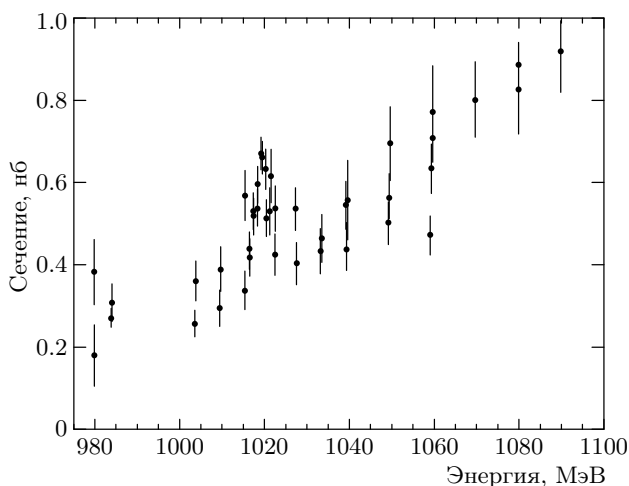


Рис. 6. Сечение регистрации σ_{vis} процесса (1)

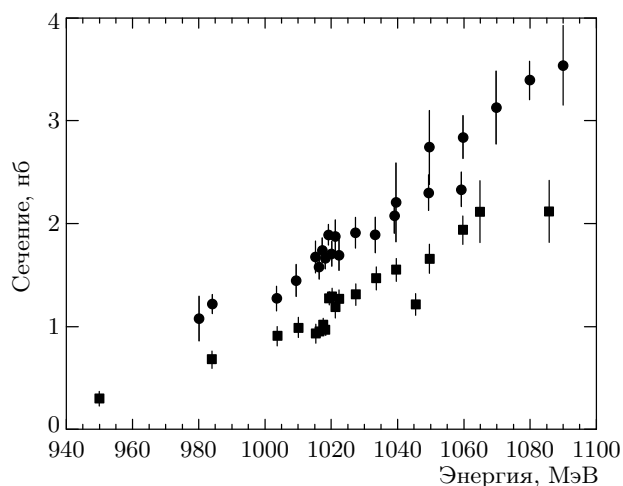


Рис. 8. Сечение процесса (1) в области ϕ -мезонного резонанса, измеренное в данной работе (\bullet), в сравнении с результатами эксперимента с КМД-2 [21] (\blacksquare)

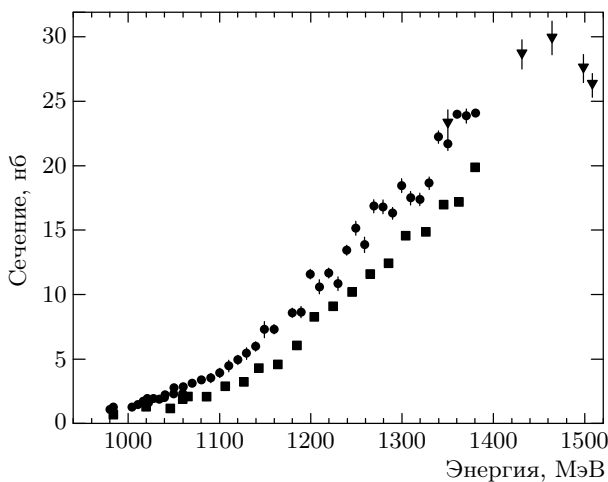


Рис. 7. Сечение процесса (1), измеренное в данной работе (\bullet), в сравнении с экспериментами с КМД-2 [21] (\blacksquare) и ДМ2 [28] (\blacktriangledown)

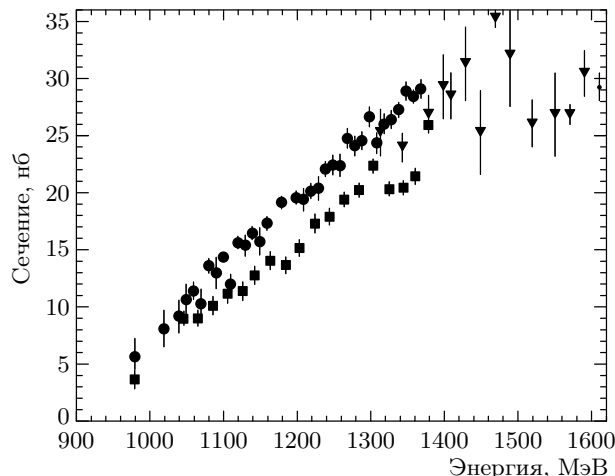


Рис. 9. Сечение процесса (2), измеренное в данной работе (\bullet), в сравнении с результатами экспериментов с КМД-2 [21] (\blacksquare) и ДМ2 [28] (\blacktriangledown)

5. СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

При оценке систематической ошибки в измеренных сечениях процессов (1), (2), (3) и (4) учитывались следующие источники ошибки.

1. Погрешность в вычислении интегральной светимости. Эта погрешность вычислялась как разница в определении светимости по процессам $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ и не превышала 3%.

2. Погрешности моделирования ядерного взаимодействия заряженных пионов с детектором. Эти погрешности являются источником систематической ошибки при определении эффективности регистрации. Основной вклад в ошибку дают неточное моде-

лирование поглощения пионов в пассивном веществе трековой системы (во внутренней обечайке), приводящее к потере треков, и погрешность в моделировании энерговыделения заряженных пионов в калориметре. Ошибка, связанная с неточностью моделирования поглощения пионов, оценивалась путем варьирования ограничения на минимальный импульс π -мезонов в событии и составила 2%. Ошибка эффективности, связанная с неточностью моделирования энерговыделения, определялась с помощью варьирования минимального и максимального ограни-

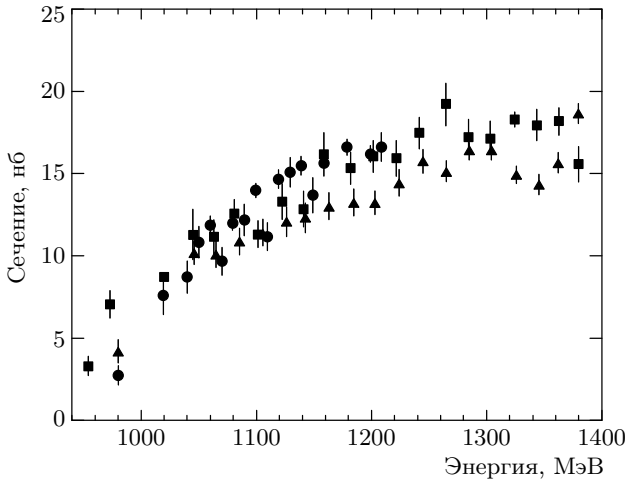


Рис. 10. Сечение процесса (3), измеренное в данной работе (•), в сравнении с результатами, полученными с помощью СНД в канале $\omega\pi \rightarrow \pi\pi\gamma$ [23] (■) и с помощью КМД-2 [21] (▲)

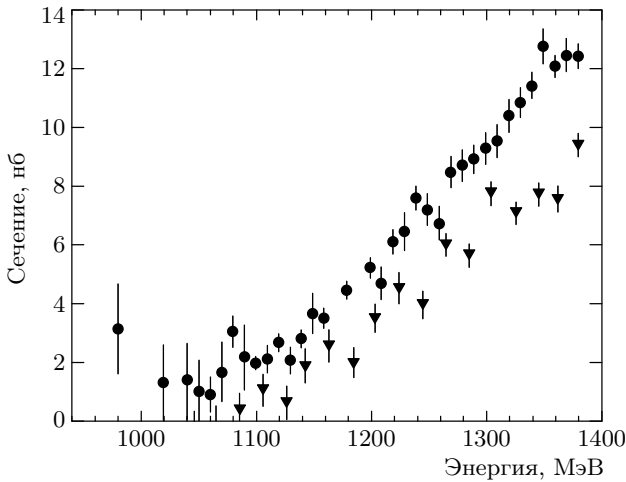


Рис. 11. Сечение процесса (4), измеренное в данной работе (•), в сравнении с результатами, полученными с помощью детектора КМД-2 [21] (▼)

чений на энерговыделение в событии и составила 3.5%. Суммарная систематическая ошибка при оценке эффективности для процессов (1) и (2) составила 4%.

3. Модельная ошибка. Для определения модельной ошибки измеренных сечений проводилась оценка изменения эффективности при добавлении вклада не основных промежуточных состояний ($h_1(1170)\pi$, $\rho^+\rho^-$, $\pi(1300)\pi$, $\sigma\rho$, $a_2(1320)\pi$). Предполагалось, что вклад этих состояний не превышает 10% [21]. Такая величина не противоречит экспери-

ментальным распределениям. Также были учтены возможные отличия массы и ширины a_1 -мезона от средних значений, приведенных в [3]. Учитывалось возможное наличие параметра Λ в формфакторе a_1 -мезона

$$F_{a_1}(s) = \frac{1 + M_{a_1}^2/\Lambda}{1 + s/\Lambda}$$

(см. [21]). Была учтена возможность распада a_1 -мезона на σ -мезон с вероятностью 15% [27], что не противоречит полученным в данной работе экспериментальным распределениям. Суммарная систематическая ошибка при измерении сечения (1), определяемая модельной зависимостью, оценивается как 3.5%. Для процесса (2) учет модельной зависимости приводит к систематической ошибке 5%. Возможный вклад не основных промежуточных состояний изменяет соотношение количества событий в пике ω -мезона и вне его в спектре инвариантных масс трех π -мезонов. Это в свою очередь изменяет значения коэффициентов α и β в формуле (5) и, следовательно, приводит к изменению сечений процессов (3) и (4) практически без изменения сечения процесса (2). Учет этого источника систематической ошибки дает величину 12% для процесса (3) и 20% для процесса (4).

4. Ошибка при вычислении радиационных поправок оценивалась с использованием различных моделей для аппроксимации энергетической зависимости сечения. Использовались модели с двумя (ρ , ρ') или тремя резонансами (ρ , ρ' , ρ''), с различной энергетической зависимостью ширины резонансов от энергии и различными параметрами их интерференции. Соответствующая ошибка в измерении сечения не превышает 3% во всем диапазоне энергии.

С учетом перечисленных выше вкладов суммарные систематические ошибки составили для процесса (1) — 7%; для процесса (2) — 8%; для процесса (3) — 13%; для процесса (4) — 20%.

6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На рис. 7 приведено сечение процесса (1), измеренное в данной работе, в сравнении с результатами других экспериментов. Видно, что измеренное нами сечение систематически проходит выше сечения, измеренного детектором КМД-2 [21], однако наблюдаемое различие (около 15%) лежит в пределах суммарной систематической ошибки обоих экспериментов. В области энергий около 1 ГэВ (рис. 8) наблюдается расхождение около 30%, что существенно больше суммарной систематической ошибки. Сле-

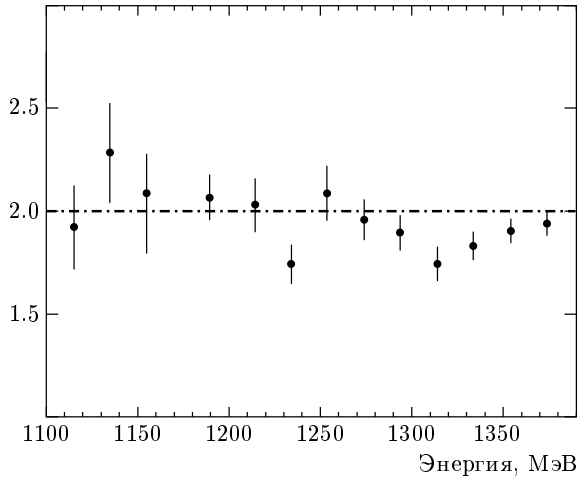


Рис. 12. Отношение сечений процессов (1) и (4)

дует отметить, что измеренное сечение слабо зависит от модели промежуточного состояния. Так, например, для модели с лоренц-инвариантным фазовым объемом, не описывающей экспериментальные распределения, эффективность регистрации отличается от эффективности для модели $a_1\pi$ не более чем на 10%. Это является следствием высокой эффективности регистрации из-за большого телесного угла СНД.

На рис. 9 показано сечение процесса (2), измеренное в данной работе. Видно, что оно систематически проходит выше сечения, полученного с помощью КМД-2 [21]. Однако наблюдаемое различие (около 15%) также не превышает суммарной систематической ошибки. Измеренные сечения процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi$ (рис. 10) хорошо согласуется с данными, полученными с помощью СНД в канале $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^0\pi^0\gamma$ [23, 26] и с помощью КМД-2 [21].

Если трактовать события «не $\omega\pi$ » как $a_1\pi$ -события, то отношение сечений процессов (1) и (4) будет характеризовать динамику промежуточных состояний, а его значение должно быть близко к 2 при высоких энергиях и возрастать при уменьшении энергии. Экспериментально измеренное отношение сечений (рис. 12) не отличается от 2 в пределах экспериментальных ошибок.

Согласно гипотезе сохранения векторного тока сечение e^+e^- -аннигиляции в изовекторном канале $e^+e^- \rightarrow V^0 \rightarrow hadrons$ связано с распадными спектрами соответствующих распадов τ -лептона

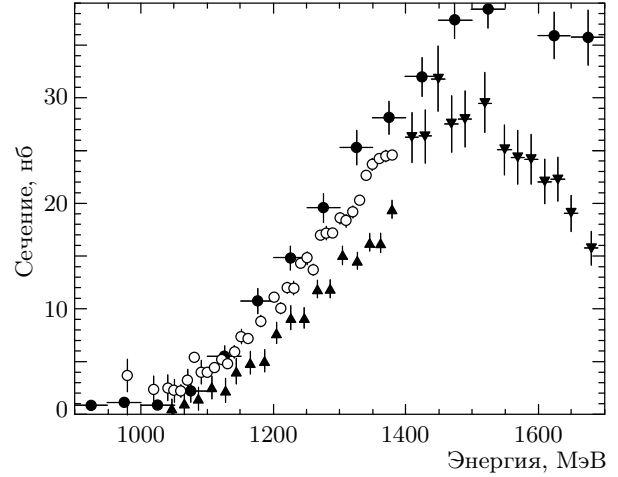


Рис. 13. Сравнение суммы экспериментально измеренных с помощью СНД (○), КМД-2 (▲), ДМ2 (▼) сечений процесса $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ с вычтенным вкладом событий $\omega\pi$ (см. текст) со структурной функцией распадов τ -лептона в экспериментах с детектором CLEO [12] (●)

$\tau^\pm \rightarrow V^\pm \bar{\nu}_\tau$ через соотношение [12]

$$\nu_{\tau \rightarrow V \nu_\tau}(q^2) = \frac{q^2}{4\pi^2\alpha^2} \sigma_{e^+e^- \rightarrow V^0}(q^2),$$

где $\nu_{\tau \rightarrow V \nu_\tau}(q^2)$ — структурная функция распада τ -лептона. Это открывает возможность, с одной стороны, провести проверку полученных в данной работе сечений процессов $e^+e^- \rightarrow 4\pi$ и, с другой стороны, в предположении правильности полученных результатов проверить гипотезу сохранения векторного тока по измеренным сечениям.

Было проведено сравнение структурной функции, измеренной в процессе распада $\tau^\pm \rightarrow 2\pi^\pm \pi^\mp \pi^0 \bar{\nu}_\tau$ [12], с сечением процесса $e^+e^- \rightarrow 4\pi$, записанным в виде

$$\sigma_{e^+e^-}^{I=1}(q^2) = 0.5\sigma_{e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-} + \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0}, \quad (7)$$

при этом вклад процесса (3) из сечения $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0}$ вычитался. Результаты сравнения показаны на рис. 13. Для измерений с помощью детектора ДМ2 из-за отсутствия необходимых данных в выражении (7) принималось

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-2\pi^0} = 0.5\sigma_{e^+e^- \rightarrow 2\pi^+2\pi^-}.$$

Также сравнивалось сечение процесса (3), полученное в этой работе, с измерениями структурной функции на детекторе CLEO в процессе распада $\tau^\pm \rightarrow \omega\pi^\pm \bar{\nu}_\tau$ [12]. Результаты сравнения приведены

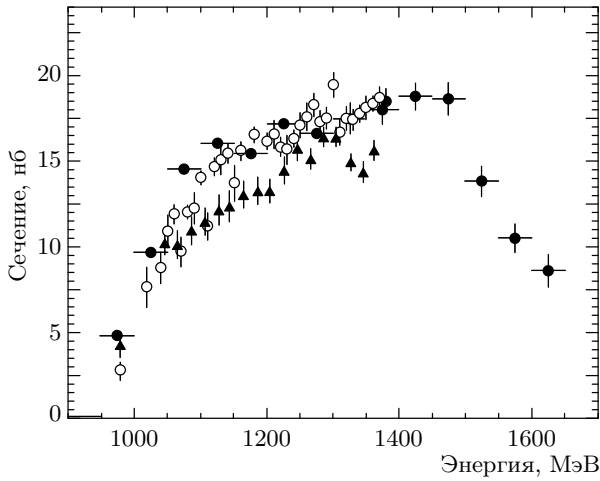


Рис. 14. Сравнение экспериментально измеренных с помощью СНД (○) и КМД (▲) сечений $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ со структурной функцией распадов τ -лептона в экспериментах с детектором CLEO [12] (●)

на рис. 14. В данной работе не учитывались поправки, связанные с нарушением изоспиновой симметрии, поскольку в работе [14] было показано, что они не превышают нескольких процентов для канала 4π , что много меньше суммарных систематических ошибок. Видно, что данные по e^+e^- -аннигиляции, полученные в этой работе, согласуются с результатами, полученными с помощью детектора CLEO, по распадам τ -лептона с точностью 10%, что вполне объясняется систематическими ошибками экспериментов. Таким образом, измерения, проведенные в данной работе, не показывают какого-либо отклонения от гипотезы сохранения векторного тока в процессах $e^+e^- \rightarrow 4\pi$. Тем не менее следует отметить, что при энергиях больше 1.4 ГэВ наблюдается различие в наклонах сравниваемых сечений и расхождение с данными экспериментов по e^+e^- -аннигиляции.

К сожалению, измеренное в настоящей работе сечение недостаточно для определения параметров возбужденных состояний ρ -мезона из-за ограниченности энергетического диапазона. Для полноценной аппроксимации необходимо привлечение данных экспериментов при более высоких энергиях. Однако измерения в области выше 1.4 ГэВ имеют большие статистические и систематические ошибки. Поэтому необходимы новые измерения сечений в этой области энергий. Эти измерения будут проводиться на комплексе ВЭПП-2000, создаваемом в ИЯФ СО РАН, г. Новосибирск, на модернизированных детекторе СНД [29] и КМД-2М [30].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В экспериментах со сферическим нейтральным детектором на коллайдере ВЭПП-2М были измерены сечения процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-$, $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$, а также процесса $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ с вычтенным вкладом процесса $e^+e^- \rightarrow \omega\pi \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$ в диапазоне энергий 0.98–1.38 ГэВ. Статистическая точность измерения сечений составила 2–20%, а систематическая — 6%, 7%, 12% и 20%. Угловые и энергетические распределения, а также спектры масс двух и трех π -мезонов указывают на доминирование промежуточных состояний $\omega\pi$ и $a_1\pi$. Сравнение измеренных сечений со структурной функцией распадов τ -лептона подтверждает гипотезу сохранения векторного тока с 10%-ой точностью.

Данная работа была выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 99-02-17155, 01-02-16760-а), ФЦП «Интеграция» (А0100 УНЦ «Фундаментальные свойства материи»), Шестого конкурса-экспертизы 1999 г. научных проектов молодых ученых РАН по фундаментальным и прикладным исследованиям (грант № 78).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. N. Skrinsky, in *Proc. of Workshop on Physics and Detectors for DAΦNE*, Frascati, Italy (1995), p. 3
2. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, S. E. Baru et al., *Nucl. Inst. Meth. A* **449**, 125 (2000).
3. *Particle Data Group, Review of Particle Physics*, The European Phys. J. C **15** (2000).
4. A. B. Clegg and A. Donnachie, *Z. Phys. C* **62**, 455 (1994).
5. N. N. Achasov and A. A. Kozhevnikov, *Phys. Rev. D* **55**, 2663 (1997).
6. N. N. Achasov and A. A. Kozhevniko, *Phys. Rev. D* **62**, 117503 (2000).
7. A. Donnachie and Yu. S. Kalashnikova, *Z. Phys. C* **59**, 621 (1993).
8. A. Donnachie, Yu. S. Kalashnikova, and A. B. Clegg, *Z. Phys. C* **60**, 187 (1993).
9. D. Aston, N. Awaji, T. Bienz et al., *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **21**, 105 (1991).
10. A. Donnachie and A. B. Clegg, *Phys. Lett. B* **269**, 450 (1991).

11. R. Barate, D. Buskulic, D. Decamp et al. (*ALEPH collaboration*), *Z. Phys. C* **76**, 15 (1997).
12. K. W. Edwards, R. Janicek, P. M. Patel et al. (*CLEO Collaboration*), *Phys. Rev. D* **61**, 072003 (2000).
13. S. Eidelman, in *Proc. of the e^+e^- Physics at Intermediate Energies Conference*, ed. by D. Bettoni, E-Conf C010430, M07 (2001).
14. M. Davier, S. Eidelman, A. Hocker, and Z. Zhang, E-print archives hep-ph/0208177.
15. G. W. Bennett, B. Bousquet, H. N. Brown et al. (*Muon ($g-2$) Collaboration*), *Phys. Rev. Lett.* **89**, 101804 (2002).
16. L. M. Kurdadze, M. Yu. Lelchuk, E. V. Pakhtusova et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **47**, 512 (1988).
17. L. M. Kurdadze, M. Yu. Lelchuk, E. V. Pakhtusova et al., *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **43**, 643 (1986).
18. C. Bacci, G. De Zorzi, G. Penso et al., *Nucl. Phys. B* **184**, 31 (1981).
19. S. I. Dolinsky, V. P. Druzhinin, M. S. Dubrovin et al., *Phys. Rep.* **202**, 99 (1991).
20. G. Cosme, B. Dudelzak, B. Grelaud et al., *Nucl. Phys. B* **152**, 215 (1979).
21. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al., *Phys. Lett. B* **466**, 392 (1999).
22. R. R. Akhmetshin, E. V. Anashkin, M. Arpagaus et al. (*CMD-2 Collaboration*), *Phys. Lett. B* **491**, 81 (2000); E-print archives hep-ex/0008019].
23. M. N. Achasov, K. I. Beloborodov, A. V. Berdyugin et al., *Phys. Lett. B* **486**, 29 (2000); E-print archives hep-ex/0005032.
24. E. A. Kuraev and V. S. Fadin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **41**, 466 (1985).
25. А. В. Боженюк, Д. А. Букин, В. Н. Иванченко и др., Препринт ИЯФ СО РАН 99-103 (1999).
26. В. М. Аульченко, М. Н. Ачасов, К. И. Белобородов и др., *ЖЭТФ* **117**, 1067 (2000).
27. A. E. Bondar, S. I. Eidelman, A. I. Milstein, and N. I. Root, *Phys. Lett. B* **466**, 403 (1999).
28. D. Bisello, G. Busetto, A. Castro et al., Preprint LAL 90-35 (1990).
29. Г. Н. Абрамов, В. М. Аульченко, М. Н. Ачасов и др., Препринт ИЯФ СО РАН 2001-29 (2001).
30. В. М. Аульченко, Р. Р. Ахметшин, В. Ш. Банзаров и др., Препринт ИЯФ СО РАН 2001-45 (2001).