

1 B.26
Государственный научный центр Российской Федерации
Институт ядерной физики им Г.И. Будкера СО РАН

Эксперименты с детектором МД-1 на e^+e^- -коллайдере
ВЭПП-4 в области энергий Υ -мезонов

С.Е.Бару, А.Е.Блинов, В.Е.Блинов, А.Е.Бондарь,
А.Д.Буклин, А.И.Воробьев, В.Р.Грошев, В.Н.Жилич
В.А.Киселев, С.Г.Клименко, Г.М.Колачев, С.И.Мишнев,
А.П.Онучин, В.С.Панин, В.В.Петров, И.Я.Протопопов,
В.А.Сидоров, Ю.И.Сковпень, А.Н.Скринский, В.А.Таюрский,
В.И.Тельнов, Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумайкин, А.Е.Ундрус,
А.Г.Шапов, Ю.И.Эйдельман,

ИЯФ 95-36

2 эн.

Новосибирск
1995

Содержание:

1. Введение	3	6.4. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \gamma X(2.2)) \times B(X \rightarrow \phi\phi)$	44
2. Детектор МД-1 и накопитель ВЭПП-4	4	6.5. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0)$	45
2.1. Накопитель ВЭПП-4	4	7. Измерение инклюзивного рождения адронов	48
2.2. Детектор МД-1	5	7.1. Инклюзивное рождение Λ в распадах $\Upsilon(1S)$ и континууме	48
2.3. Триггер	9	7.2. Инклюзивное рождение Ξ^- в распадах $\Upsilon(1S)$	50
2.4. Фоновые условия	10	8. Измерение бозе-эйнштейновских корреляций	52
2.5. Сбор и обработка данных	11	9. Изучение реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны	57
2.6. Измерение светимости	12	9.1. Поиск узких резонансов	57
3. Квантовоэлектродинамические эксперименты	14	9.2. Измерение R	59
3.1. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$	14	10. Изучение меченых $\gamma\gamma$ -реакций	64
3.2. Процесс $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$	17	10.1. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$	64
4. Прецизионное измерение масс Υ -мезонов	22	10.2. Измерение полного сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны	70
4.1. Калибровка энергии накопителя	22	10.3. Измерение $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta')$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)$	75
4.2. Измерение масс $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$	26	10.4. Измерение $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$	77
5. Изучение лептонных распадов Υ -мезонов	31	10.5. Поиск узких резонансов	79
5.1. Измерение $\Gamma_{ee}(\Upsilon(1S))$	31	11. Изучение $\gamma\gamma$ -реакций без регистрации рассеянных электронов	82
5.2. Измерение $\Gamma_{ee}(\Upsilon(2S))$	34	11.1. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$	82
5.3. Измерение $B_{\mu\mu}(\Upsilon(1S))$	36	11.2. Измерение сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)$	84
6. Поиск редких распадов $\Upsilon(1S)$	41	12. Заключение	90
6.1. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^-)$, $B(\Upsilon \rightarrow K^+K^-)$	41	Литература	93
6.2. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow p\bar{p})$	41		
6.3. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2)) \times B(\xi \rightarrow K^+K^-)$	43		

Аннотация

В работе дан обзор физических результатов, полученных с детектором МД-1 на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4. Представлены результаты экспериментов по физике Υ -мезонов и изучению рождения адронов в континууме в области энергий 7.2÷10.3 ГэВ, а также результаты изучения двухфотонных реакций. Среди результатов, полученных по ипсион-физике: прецизионное измерение масс $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$, измерение электронных ширины $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$. В экспериментах по исследованию рождения адронов в континууме с высокой точностью было проведено измерение R . Особенностью детектора является магнитное поле, перпендикулярное плоскости орбиты. Это дало возможность изучать двухфотонные реакции с регистрацией одного или обоих рассеянных электронов, испущенных даже под нулевым углом. Среди результатов изучения $\gamma\gamma$ -реакций: измерение полного сечения двухфотонного рождения адронов, выполненное с регистрацией обоих рассеянных электронов. В квантово-электродинамических экспериментах открыт новый эффект – ограничение прицельного параметра в процессе однократного тормозного излучения.

Работа направлена в *Physics Reports*

1. Введение.

С открытием $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ во FNAL (США) в 1977 г. [1] изучение семейства Υ -мезонов, которые являются связанными состояниями b - и \bar{b} -кварков, заняло важное место в исследованиях центров физики высоких энергий. Хотя Υ -мезоны были открыты в экспериментах с протонным пучком, основной вклад в их изучение был сделан на e^+e^- -коллайдерах: DORIS-II в Германии, CESR в США и ВЭПП-4 в России.

Более десятка детекторов работало на этих коллайдерах: PLUTO, LENA, DESY-Heidelberg, DASP-II, ARGUS, Crystal Ball на DORIS-II; CLEO, CUSB, CUSB-II, CLEO-II на CESR; МД-1 на ВЭПП-4. Было выполнено много экспериментов, в которых исследовались $b\bar{b}$ состояния $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$ и $\Upsilon(4S)$. Наибольшее количество результатов было получено в экспериментах на $\Upsilon(4S)$ -мезоне, который распадается на $B^0\bar{B}^0$ - или B^+B^- -мезонную пару. Изучение Υ - и B -мезонов отражено в обзорах [2, 3].

Богатая физика в области энергий Υ -мезонов и, в особенности, возможность наблюдения CP-нарушения в распадах нейтральных B -мезонов, вызвали к жизни в ряде стран планы строительства e^+e^- -машин с большой светимостью на энергию $\sqrt{s} \sim 10$ ГэВ (B -фабрик). Две такие машины, в SLAC (США) и КЕК (Япония), сейчас строятся.

С начала 80-х годов в Новосибирске начались эксперименты с детектором МД-1 на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4. Проект детектора МД-1 был разработан в середине 70-х годов, детектор был оптимизирован для экспериментов по $\gamma\gamma$ -физике. Так как в $\gamma\gamma$ -реакциях рассеянные электроны и продукты реакции вылетают, в основном, в направлении пучка, магнитное поле детектора было выбрано перпендикулярным плоскости орбиты, и с обеих сторон от МД-1 перед квадруполями были установлены дополнительные отклоняющие магниты. По сравнению с другими детекторами это дало возможность изучать меченые $\gamma\gamma$ -реакции с квази-реальными фотонами и иметь высокую эффективность регистрации рассеянных электронов в сочетании с наилучшей точностью измерения их энергии.

Однако, для экспериментов по Υ -физике большое расстояние между линзами оказалось существенным недостатком детектора, так как это не позволило иметь малую бета-функцию, необходимую для получения высокой светимости ВЭПП-4. Светимость ($\sim 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ на $\Upsilon(1S)$) была примерно на порядок меньше, чем на DORIS-II или CESR. Такая светимость не позволяла набрать достаточную статистику на $\Upsilon(4S)$, сечение рождения которого мало, поэтому МД-1 занялся прецизионными измерениями на более низких связанных состояниях $b\bar{b}$ и изучением e^+e^- -аннигиляции в близлежащем континууме. Одновременно был проведен цикл экспериментов по $\gamma\gamma$ -физике.

2. Детектор МД-1 и накопитель ВЭПП-4

2.1. Накопитель ВЭПП-4

Общая схема комплекса ВЭПП-4 [4] показана на рис. 2.1. Периметр накопительного кольца составляет 366 м. Кольцо состоит из двух полуколец со структурой FODO и двух согласованных по магнитной оптике промежутков. Один промежуток длиной 40 метров используется для системы инжекции и ускоряющих резонансов. В другом организовано место встречи пучков (А) с малой β -функцией для детектора МД-1. На первом этапе использо-

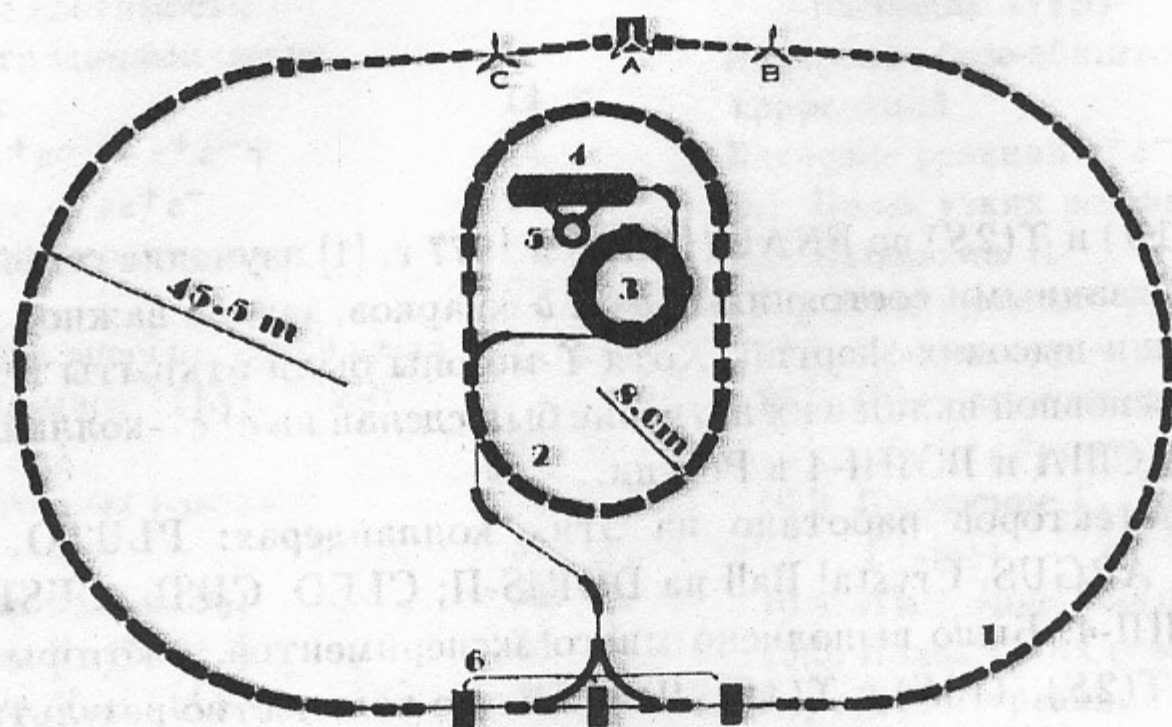


Рис. 2.1: Схема комплекса ВЭПП-4. 1 – кольцо ВЭПП-4, 2 – кольцо бустерного накопителя ВЭПП-3, 3 – синхротрон Б-4, 4 – линейный ускоритель, 5 – импульсный СВЧ-генератор типа гирокон, 6 – ускоряющие резонаторы ВЭПП-4. А – область встречи детектора МД-1, В и С – дополнительные места встречи пучков.

валось дополнительное место встречи С, где были проведены эксперименты по измерению масс ψ - и ψ' -мезонов с детектором ОЛЯ [5]. Длина экспериментального промежутка (А) была увеличена до 55 метров за счет удаления крайних элементов периодичности полуколец. Недостающий поворот в 18° осуществлялся в центре промежутка детектором МД-1 с магнитным полем перпендикулярным плоскости орбиты. Накопитель ВЭПП-4 имеет систему электростатического разведения пучков, установленную в инжекционном и экспериментальном прямолинейных промежутках, которая дает возможность разводить орбиты пучков электронов и позитронов независимо друг от друга.

Инжекционная система включает линейный ускоритель, возбуждаемый от разработанного по идее Г.И.Будкера импульсного гирокона, синхротрона на энергии 350 МэВ и бустерного накопительного кольца ВЭПП-3 с энергией выпуска 1.8 ГэВ. Позитроны с энергией 7 МэВ производятся конверсией 50-МэВных электронов на выходе линейного ускорителя. Линак и синхротрон работают с частотой циклов 1 Гц.

Основные параметры комплекса ВЭПП-4 представлены в таблице 2.1.

В стандартном режиме длительность проведения захода по набору интеграла светимости составляла 2-3 часа. На инжекцию и ускорение от энергии инжекции 1.8 ГэВ до энергии

Таблица 2.1: Основные параметры комплекса ВЭПП-4.

Максимальная энергия в пучке (E)	5.8 ГэВ
Светимость ($\text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$)	$3 \cdot 10^{30}$ при E=4.75 ГэВ $1 \cdot 10^{30}$ при E=3 ГэВ
Режим работы	Односгустковый
Токи e^+ , e^-	2×10 мА
Вертикальная β -функция в месте встречи	12 см
Длина сгустка σ_x	5 см
Поперечные размеры пучка σ_r , σ_z	0.07 см, 0.002 см
Время жизни (токи 2×10 мА)	6 часов
Скорость накопления позитронов	0.5 мА/мин

эксперимента и перестройку оптической системы на режим максимальной светимости требовалось не более 6 минут.

2.2. Детектор МД-1

МД-1 (Магнитный Детектор) (рис. 2.2) являлся универсальным детектором, предназначенным для исследования двухфотонных процессов и e^+e^- -аннигиляции [6].

Магнитное поле детектора, перпендикулярное плоскости орбиты, позволяло регистрировать частицы, вылетевшие под малыми углами к оси пучка. Система регистрации рассеянных электронов МД-1 измеряла энергии и углы электронов, вылетевших даже под нулевым углом к оси. Для изучения двухфотонных реакций эти особенности детектора играли особенно важную роль.

Детектор МД-1 содержал следующие системы: магнит, вакуумную камеру, координатные камеры, ливнево-пробежные камеры, мюонные камеры, сцинтилляционные счетчики, газовые черенковские счетчики, систему регистрации рассеянных электронов (или систему таггирования) и монитор светимости.

Магнит детектора представлял собой соленоид, внешние размеры которого составляли $2.9 \times 5.7 \times 4.4 \text{ м}^3$, внутренние – $2.3 \times 2.3 \text{ м}^2$, зазор – 1.8 м. Медная обмотка весом 40 т имела толщину 32 см. Магнитный поток замыкался 400-тонным стальным ярмом. Магнитное поле в детекторе было равно 12 кГс при энергии пучка 5 ГэВ. С обеих сторон от основного магнита МД-1 стояли доворотные магниты с большой апертурой (см. рис. 2.3). Эти магниты позволяли регистрировать рассеянные электроны с меньшей потерей энергии и улучшать точность измерения их энергии.

Конструкция вакуумной камеры была оптимизирована с целью уменьшения фона от синхротронного излучения. В области встречи цилиндрическая часть вакуумной камеры имела диаметр 40 см и длину 1 м. Толщина стенок вакуумной камеры составляла 3 мм Al. Для выпуска рассеянных электронов она имела специальные окна из нержавеющей стали толщиной 0.17 мм. По концам вакуумной камеры были расположены приемники излучения с отверстиями для выпуска пучков СИ. Специальные коллиматоры прикрывали детектор от излучения, отраженного от приемников.

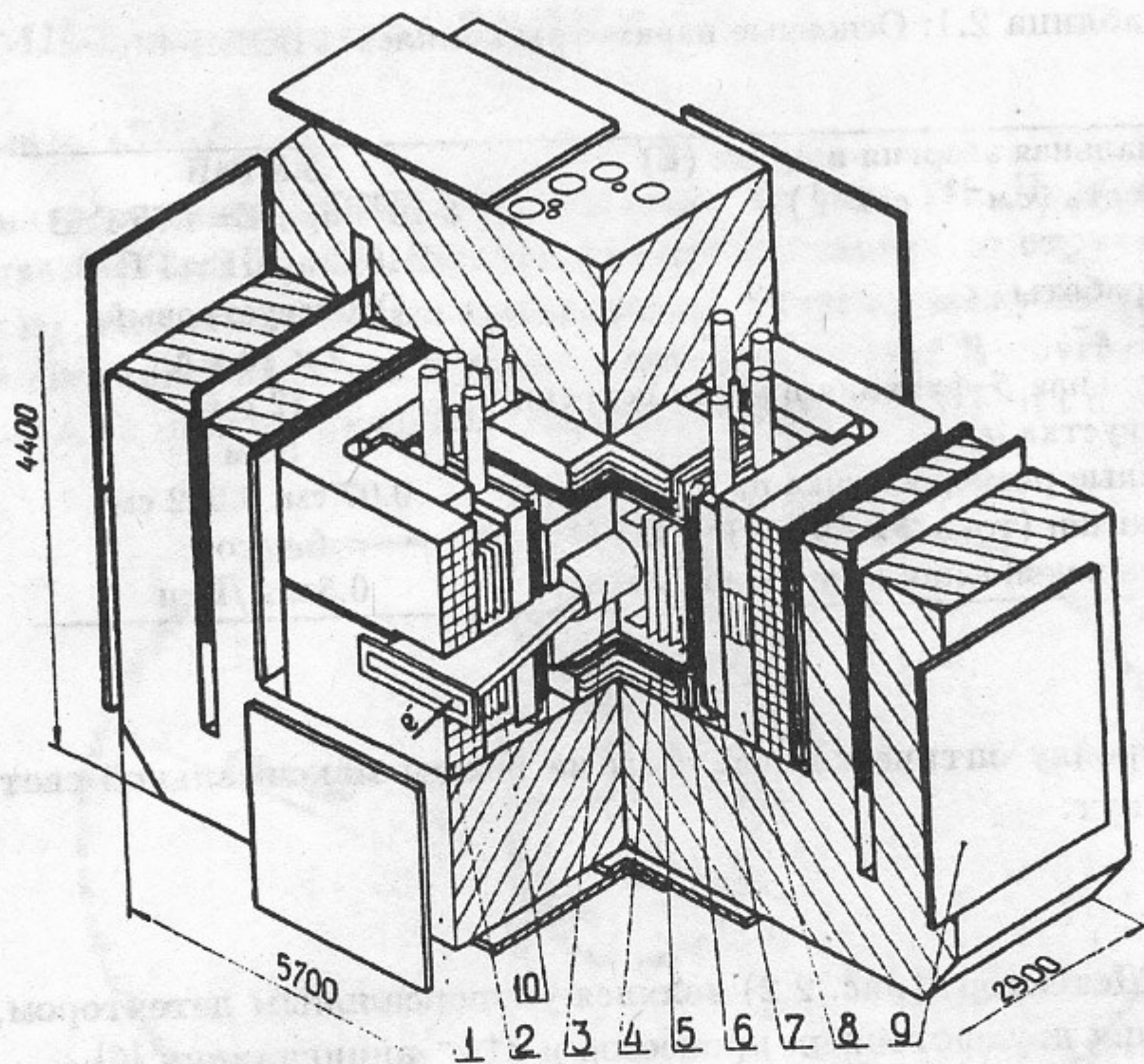


Рис. 2.2: Магнитный детектор МД-1. 1 – ярмо магнита, 2 – медная обмотка, 3 – вакуумная камера, 4, 8, 10 – ливнево-пробежные камеры, 5 – сцинтилляционные счетчики, 6 – координатные камеры, 7 – газовые черенковские счетчики, 9 – мюонные камеры.

Регистрация заряженных частиц и измерение их импульсов производилась с помощью 38 координатных камер, прикрывающих телесный угол $0.8 \times 4\pi$. Максимальный размер камер – $0.86 \times 0.9 \text{ м}^2$. Анодные плоскости были намотаны позолоченными вольфрамовыми проводочками диаметром 28 микрон, натянутыми с шагом 2 мм в камерах, измеряющих импульс, и 4 мм в остальных камерах. Электроника координатных камер состояла из блоков на 64 канала. Полное число каналов электроники было равно 12000. Выходной сигнал 0.4 В передавался по 30-метровой витой паре в пульттовую на обработку. Для обработки использовалась электроника, состоящая из одновибраторов с задержкой 500 нс, схем совпадения и триггеров памяти. Камеры были расположены внутри двух объемов, наполненных газовой смесью $\text{Ar} + 20\% \text{CO}_2 + 0.15\% \text{CF}_3\text{Br}$. Толщина входных окон объемов была равна 0.5 мм Al. Импульс измерялся в телесном угле $0.4 \times 4\pi$ с разрешением $\sigma_p/p = 10\% \times p(\text{ГэВ}/c)$. Для многочастичных событий, когда для реконструкции может быть использована вершина события, импульсное разрешение составляло $\sigma_p/p = (4 - 12)\% \times p(\text{ГэВ}/c)$ в телесном угле $0.6 \times 4\pi$.

Непосредственно за объемом координатных камер находились 24 сцинтилляционных счетчика, расположенных по граням куба с ребром 1.2 м. Счетчики были выполнены из пластика массы NE-110 размером $0.6 \times 0.6 \times 0.01 \text{ м}^3$. В счетчиках использовались фотоумножители 56DVP. Система перекрывала телесный угол $0.9 \times 4\pi$. Амплитудное разрешение для минимально ионизирующих частиц было равно 20%. Разрешение по времени пролета для косми-

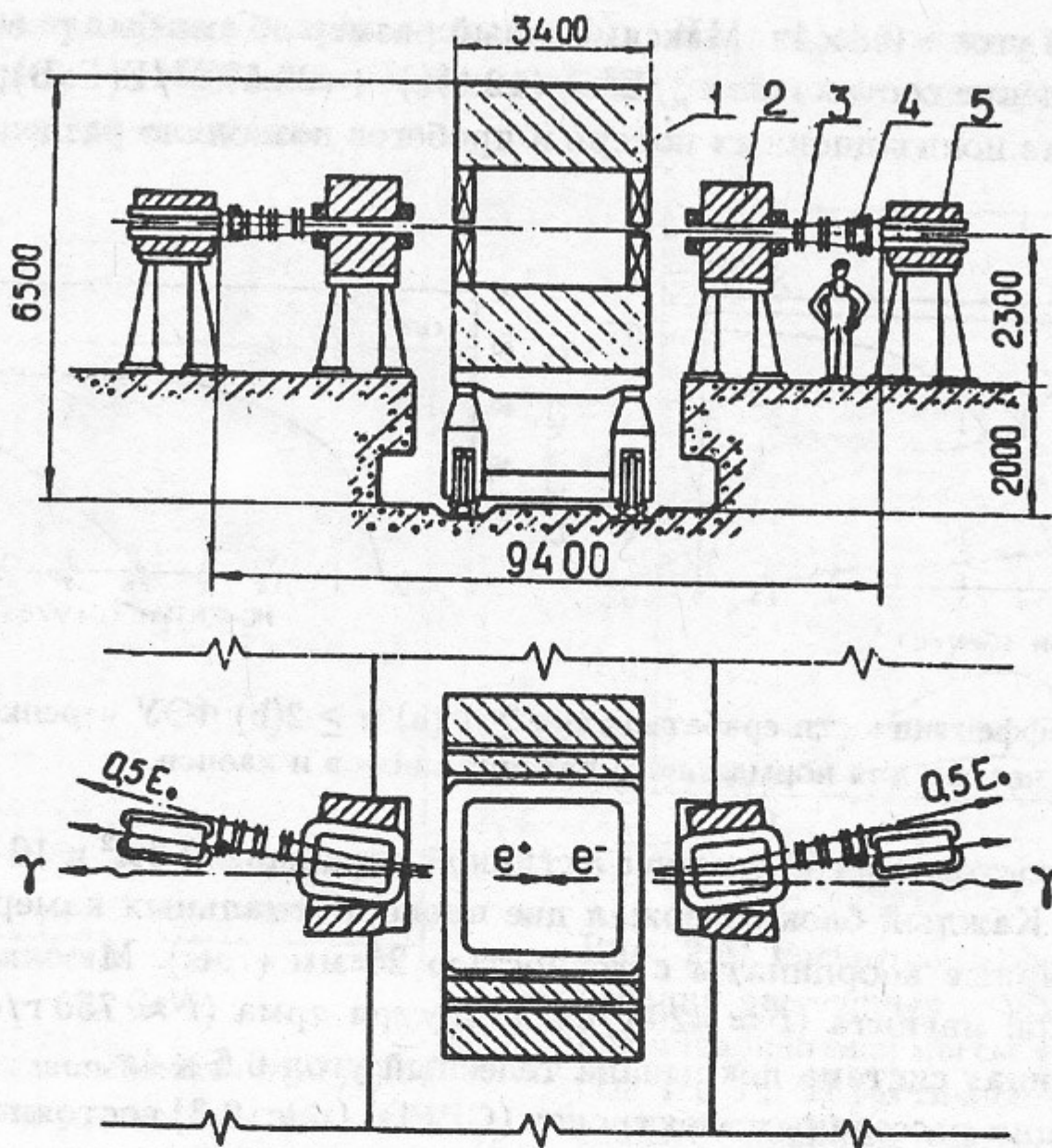


Рис. 2.3: Место встречи: 1 – детектор МД-1, 2 – доворотный магнит, 3,4 – система регистрации рассеянных электронов и монитор светимости, 5 – линза.

ческих частиц составляло 0.6 нс.

За сцинтилляционными счетчиками были расположены 8 газовых черенковских счетчиков. Они перекрывали телесный угол $0.6 \times 4\pi$. Счетчики были наполнены этиленом под давлением 25 атм. Показатель преломления равен 1.02, $\gamma_{thr} = 5$. Стенки объема счетчиков были выполнены из алюминия толщиной 2 см. Такая система обеспечивала e/μ разделение до импульсов 0.5 ГэВ/с и e/π разделение до импульсов 0.7 ГэВ/с. Пионы и каоны разделялись в области импульсов 0.7 до 2.5 ГэВ/с. Свет из объема через кварцевые окна и полые зеркальные световоды собирался на 4 фотоумножителя 58DVP. Эффективность регистрации для релятивистских частиц составляла 95% (рис. 2.4). Пороговая эффективность не превышала 12%, если требовалось срабатывание хотя бы одного ФЭУ. При требовании срабатывания не менее двух ФЭУ, пороговая эффективность не превышала 0.5% при эффективности регистрации релятивистских частиц 70%.

Ливнево-пробегная система состояла из 14 отдельных блоков, каждый из которых представлял "сэндвич" из 10 слоев пропорциональных камер, чередующихся с плоскостями из нержавеющей стали толщиной 13 мм. Объемы были заполнены газовой смесью $Ar + 20\%CO_2$. Каждый слой имел 16 каналов электроники для координатных измерений. Кроме того, с каждого слоя снимался один линейный сигнал, используемый для амплитудного анализа. Пе-

рекрываемый телесный угол $-0.8 \times 4\pi$. Максимальный размер объема был равен $1.75 \times 0.81 \text{ м}^2$. Энергетическое разрешение составляло $\sigma_E^2/E^2 = (12.6\%)^2 + (20.5\%)^2/E(\text{ГэВ})$, разрешение по углу $-1 \div 2^\circ$. Измерение ионизационных потерь и пробегов позволяло разделять электроны, мюоны и адроны.

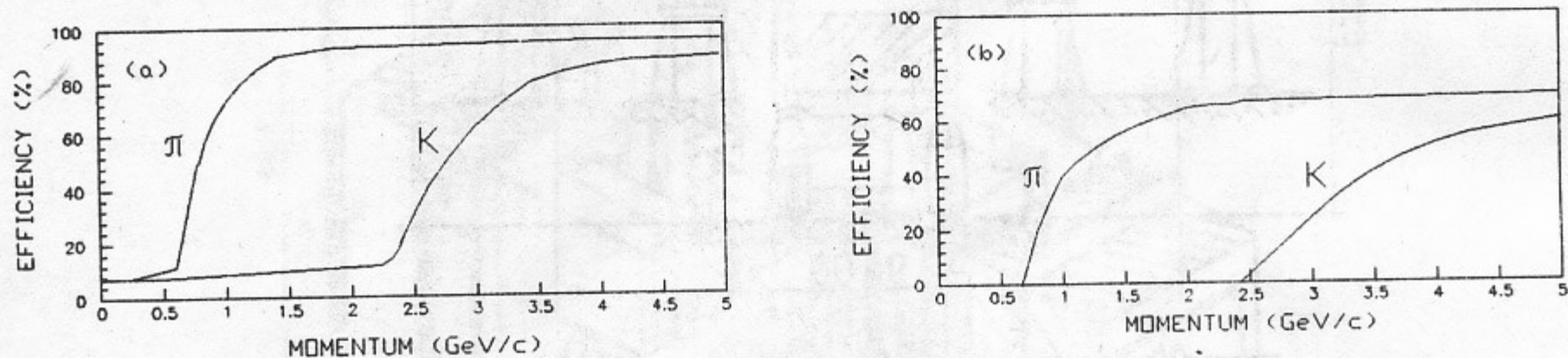


Рис. 2.4: Зависимость эффективности срабатывания ≥ 1 (a) и ≥ 2 (b) ФЭУ черенковских счетчиков как функция импульсов частиц для нормального падения пионов и каонов.

Мюонная система состояла из 50 блоков с активной площадью 2.3 м^2 и 10 объемов с активной площадью 0.9 м^2 . Каждый блок содержал две пропорциональные камеры, измеряющих взаимно-перпендикулярные координаты с точностью 25 мм (rms). Мюонные камеры располагались за обмоткой магнита ($t \approx 420 \text{ г/см}^2$), внутри ярма ($t \approx 750 \text{ г/см}^2$) и за ярмом ($t \approx 1000 \text{ г/см}^2$). Мюонная система покрывала телесный угол $0.6 \times 4\pi$.

Система регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) (рис. 2.3) состояла из двух блоков, расположенных с каждой стороны от места встречи. Каждый блок содержал по 7 пропорциональных камер и 3 сцинтилляционных счетчика. Блоки СРРЭ располагались в 3.5 м от места встречи на расстоянии 50 мм от пучка. Три камеры в блоке измеряли радиальную (Y) координату, три – вертикальную (Z) и одна служила для измерения наклонной (T) координаты. Камеры имели C-образную форму и окружали вакуумную камеру с трех сторон. Чувствительный радиальный размер камер составлял 500 мм, вертикальный – 200 мм. Для измерения Z- и T-координат использовались обычные пропорциональные камеры. Для измерения Y-координаты были выбраны индукционные камеры. Сигнал считывался с катодных плоскостей с помощью кабельной линии задержки [7]. Анодные плоскости всех камер были намотаны позолоченными вольфрамовыми проволочками диаметром 28 мкм с шагом 4 мм. Катодные плоскости были намотаны бронзовыми проволочками диаметром 50 мкм с шагом 1 мм. В камерах использовалась газовая смесь $\text{Ar} + 25\% \text{C}_4\text{H}_{10} + 0.25\% \text{CF}_3\text{Br} + 3\% \text{C}_3\text{H}_8\text{O}_2$. За СРРЭ располагалась система из 4-х сцинтилляционных счетчиков для измерений светимости по упругому рассеянию на малые углы и сэндвич ($5X_0$), используемый для измерения светимости и для запуска. Система регистрации рассеянных электронов обеспечивала разрешение $\sigma_Z \sim 1 \text{ мм}$ и $\sigma_Y \sim 0.25 \text{ мм}$.

СРРЭ регистрировала электроны, вылетевшие из места встречи под нулевым углом к оси с потерей энергии $(E - E')/E = 0.1 - 0.5$. Электроны с энергией пучка E детектировались при угле вылета $12 - 100 \text{ мрад}$. Импульсное разрешение СРРЭ определялось многократным рассеянием во входном окне толщиной $0.035 X_0$, пространственным разрешением камер, радиальным и продольным размерами пучка. При энергии пучка 5 ГэВ импульсное разрешение составляло 1.75% [8]. На рис. 2.5 показано разрешение СРРЭ по инвариантной массе

для событий с двумя рассеянными электронами. На рис. 2.6 показана эффективность регистрации системой таггирования одного и обоих рассеянных электронов в зависимости от инвариантной массы $\gamma\gamma$ -системы.

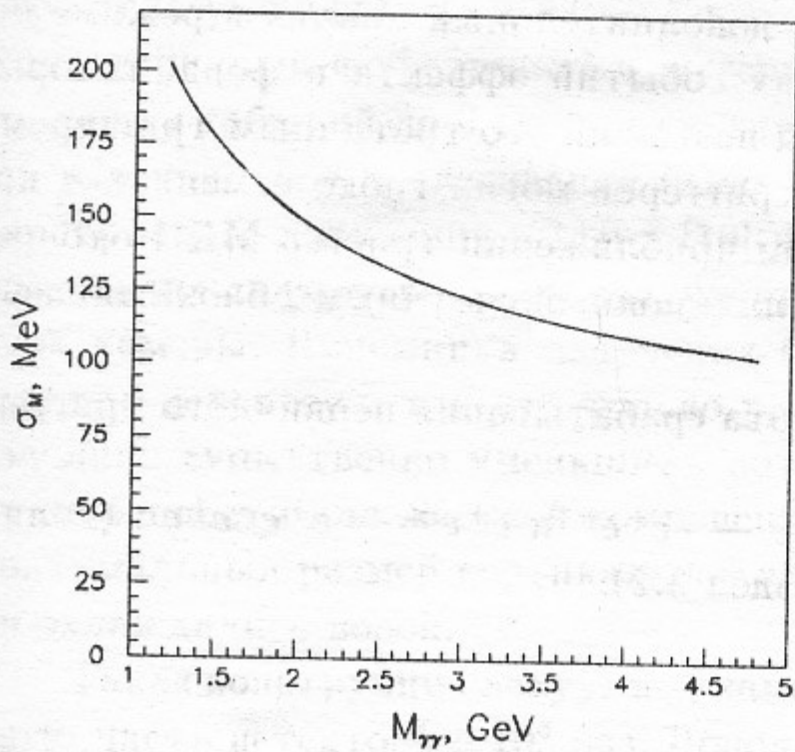


Рис. 2.5: Расчетная зависимость $\sigma(M_{\gamma\gamma})$ от инвариантной массы $\gamma\gamma$ -системы $M_{\gamma\gamma}$ для событий с двумя рассеянными электронами.

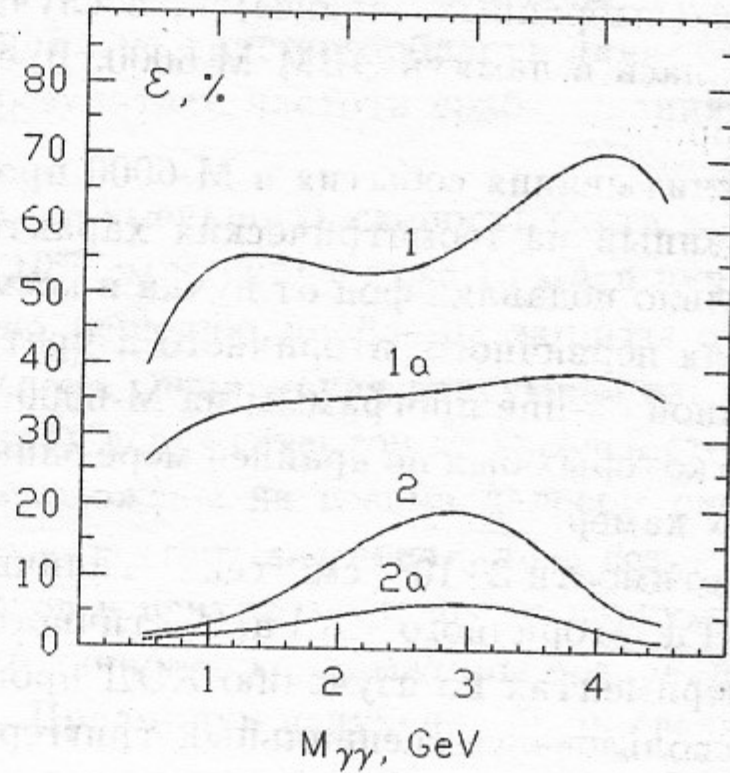


Рис. 2.6: Расчетная эффективность регистрации рассеянных электронов как функция инвариантной массы $\gamma\gamma$ -системы. Кривые 1 и 1а: эффективность для событий с одним рассеянным электроном без и с обрезанием $\vartheta_z > 0.5$ мрад по его углу вылета. Кривые 2 и 2а: эффективность для событий с двумя рассеянными электронами без и с обрезанием ϑ_z cuts.

За время экспериментов с детектором МД-1 был набран интеграл светимости 30 nb^{-1} в области энергий $2E=7.2-10.4 \text{ ГэВ}$, включая 23 nb^{-1} с регистрацией рассеянных электронов.

2.3. Триггер

По сравнению с детекторами с аксиальным магнитным полем, фоновые условия в МД-1 были значительно хуже, так как все низкоэнергетические частицы, испускаемые в основном под малым углом к оси пучка, разворачивались магнитным полем и попадали в детектор. При светимости $10^{30} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$ этот фон составлял около 50 кГц ($\sim 6\%$ от частоты столкновения пучков).

Триггер МД-1 [9] включал три уровня; это позволяло эффективно подавлять фон без потери эффективности регистрации интересующих процессов.

Для запуска первичного триггера требовалось срабатывание по крайней мере одного сцинтилляционного счетчика и одного блока ливнево-пробежных камер (не менее одного слоя по каждой координате) с выключенной полосой $\pm 11 \text{ см}$ вблизи плоскости орбиты. За время 0.4 мкс этот триггер вырабатывал стробирующий импульс, по которому "да-нет" информация с проволочек записывалась в блоки памяти и начиналась работа АЦП и ЗЦП.

Для вторичного триггера использовались специальные наборы информации от различных частей детектора по которым вырабатывалось 32 "да-нет" аргумента. Затем формировалась логическая сумма (имеющая не более 24 членов) из произведений некоторых аргументов (выбранных заранее) и, в случае положительного решения, вся информация переписывалась в память ЭВМ М-6000. Время работы вторичного триггера составляло 5 мкс.

После считывания события в М-6000 проводился дополнительный анализ в режиме on-line, основанный на геометрических характеристиках событий эффекта и фона, который дополнительно подавлял фон от пучка и космику (мы называли это третичным триггером). Условия для первичного, вторичного и третичного триггеров могли гибко изменяться при помощи одной on-line программы на М-6000. В первом приближении триггер МД-1 отбирал события, в которых был по крайней мере один сцинтилляционный счетчик и 2 блока ливнево-пробежных камер.

При светимости $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ типичная частота срабатывания первичного триггера была 1.5 кГц, вторичного – 8 Гц, третичного – 3 Гц.

В экспериментах по изучению КЭД процессов $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ (вблизи порога) использовался специальный триггер (см. раздел 3.2).

2.4. Фоновые условия

Фон в детекторе определялся процессом $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ и взаимодействием пучков с остаточным газом. Наши измерения показали следующую природу фона в детекторе, возникающего от взаимодействия пучка с остаточным газом.

Во-первых, были частицы, покинувшие равновесную орбиту и совершившие много оборотов перед гибелью. Пространственное распределение плотности таких частиц (гало) довольно широкое и имеет резкие границы. Обрезание гало происходит в точке, где апертура накопителя минимальна. Если такая точка находится вблизи детектора, это приводит к возрастанию фоновой загрузки. Обрезание гало выполнялось в радиальном направлении в инжекционной секции ВЭПП-4.

Во-вторых, электроны пучка, потерявшие энергию за счет тормозного излучения на остаточном газе в прямолинейном промежутке перед МД-1, заворачивались магнитным полем и попадали в детектор. Для уменьшения фоновой загрузки триггера от этого процесса мы использовали сцинтилляционные сэндвичи, детектирующие тормозные фотоны за детектором. Вакуумная камера имела тонкие окна в этом направлении. Угловое распределение таких фотонов довольно узкое, поэтому размер сэндвичей был небольшой ($10 \times 10 \text{ см}^2$). Эти сэндвичи были включены в триггер на антисовпадение и, таким образом, частота срабатывания триггера была уменьшена в 2–3 раза.

В результате, в случае разведенных пучков скорость счета первичного триггера (специально организованного для фоновых измерений) в заряженном канале составила около 0.2 кГц/мА и в нейтральном канале – около 0.5 кГц/мА. В заряженном канале требовалась по крайней мере одна частица, пересекающая 3 камеры в координатном объеме и срабатывание по крайней мере одного сцинтилляционного счетчика. В нейтральном канале требовалось две из десяти камер в блоке ливнево-пробежных камер.

При столкновении пучков фоновая скорость счета определялась процессом $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$.

Образованные в этом процессе электроны и позитроны с энергией $E_{e\pm} \leq 0.8$ ГэВ заворачивались в детектор поперечным магнитным полем. Это давало скорость счета в детекторе 30 кГц при $L = 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Большинство этих событий имеет одну частицу с очень маленьким поперечным импульсом, попадающую в детектор вблизи плоскости орбиты. Для подавления этого фона мы исключили из триггера область ливнево-пробежных камер, прилегающих к орбите (± 11 см). В результате частота срабатывания первичного триггера уменьшилась до 1.5 кГц.

Вторичный и третичный триггеры позволили уменьшить скорость счета записываемых на ленту событий до 3 Гц при светимости $3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$ и токе 10 мА в пучке.

Специальное исследование было посвящено решению проблемы защиты от фона синхротронного излучения в МД-1 [10]. Была сделана специальная вакуумная камера, которая позволяла синхротронному излучению проходить через детектор не касаясь стенок вакуумной камеры. Приемники излучения были расположены на весьма далеком расстоянии от центра детектора, так что только рассеянные назад фотоны попадали в детектор. Это позволило существенно уменьшить поток фотонов в центральной части вакуумной камеры, в особенности для жесткой компоненты СИ. Подвижные коллиматоры позволяли выбирать оптимальный размер вертикальной апертуры. Приемники излучения были сделаны из меди и охлаждались водой.

Такая конструкция вакуумной камеры позволила уменьшить поток фотонов на центральную часть детектора в 10^6 раз. Дополнительное уменьшение было достигнуто за счет установки тонких фольг на цилиндрической части вакуумной камеры и перед СРРЭ. Цилиндрическая часть вакуумной камеры (толщиной 3 мм Al) была покрыта танталовой фольгой толщиной 0.1 мм ($0.08 X_0$). Система таггирования была защищена 0.17 мм Fe и 0.3 мм Sn ($0.03 X_0$).

Фон от синхротронного излучения был существенен только для координатных камер и для системы регистрации рассеянных электронов. Остальные элементы МД-1 были защищены веществом детектора перед ними.

Измерения при энергии пучка 4.7 ГэВ показали, что число сработавших проволочек за одно прохождение пучка при токе 1 мА составляет 0.1 для координатной камеры, ближайшей к пучку, и 0.03 для наиболее удаленной. Для камеры из системы таггирования эта величина составляет 0.01. Данные измерений отличаются от результатов расчетов не более чем в 2 раза. Эти фоновые условия позволили работать в области энергий Υ -мезонов при токах до $10 \times 10 \text{ мА}^2$.

2.5. Сбор и обработка данных

2.5.1. Сбор данных

Режим работы детектора, прием и запись информации на магнитную ленту контролировались одной программой на М-6000. Эта программа давала возможность задавать критерии отбора для первичного и вторичного триггера, запускать и останавливать набор событий, следить за фоновыми условиями, выводить на дисплей картинки и т.п. Среднее время считывания события через крейты КАМАК составляло 8 мс, полное время обработки события было около 60 мс.

События имели среднюю длину 500 байт. Они записывались на магнитную ленту с частотой до 5 Гц. Во время эксперимента потери светимости, связанные с мертвым временем системы сбора данных, не превышали нескольких процентов.

2.5.2. Моделирование детектора

Моделирование детектора МД-1 было основано на программе UNIMOD1 [11], разработанной в нашем Институте. Эта универсальная программа предназначена для моделирования работы сложных детекторов с учетом электромагнитных и ядерных взаимодействий частиц в веществе. Для моделирования ядерных взаимодействий используется программа NUCRIN [16], с небольшой модернизацией взаимодействий низкоэнергетических частиц. Программа UNIMOD1, а также новая версия UNIMOD2 [12], были написаны в то же время, что и программа GEANT [13] в ЦЕРНе, являющаяся в настоящее время наиболее широко используемой для моделирования детекторов. Результаты моделирования по обеим программам близки [14]. Основное отличие состоит в организации ввода данных. В программах UNIMOD описание детектора содержится в специальных числовых массивах на диске. Это более удобно для моделирования больших детекторов. Кроме МД-1 программа UNIMOD1 была использована для моделирования экспериментов с нейтральным детектором НД [15], а также для методических расчетов.

2.5.3. Обработка данных

Большую трудность при нашей обработке данных представляло отсутствие достаточного объема дисковой памяти. Данные эксперимента и моделирования записывались на магнитные ленты с плотностью 800 bpi. Всего в экспериментах с МД-1 было записано около 3000 магнитных лент.

Чтобы сделать работу с таким количеством лент удобной и надежной, была разработана специальная система управления данными, которая позволяла заказывать данные по имени в каталоге и номеру захода [17].

Эта система, наряду со специальным пакетом для отбора событий и гистограммирования [18], позволила создать хорошие условия для совместной работы всех физиков, участвовавших в обработке данных.

Моделирование детектора и обработка данных проводились на ЭВМ ЕС-1061.

2.6. Измерение светимости

В большинстве экспериментов для оперативного измерения светимости использовался процесс упругого e^+e^- -рассеяния на малые углы ($\sim 1^\circ$) [19]. Специальные измерения показали, что этот монитор (SA-монитор) обеспечивает достаточную стабильность. Результаты этих исследований приведены ниже. В экспериментах по изучению процессов с большим сечением ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ вблизи порога [20] и $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ [21]) для измерения светимости использовалось также однократное и двойное тормозное излучение (DB).

SA-монитор обеспечивает хорошую относительную точность (лучше 1.5%) измерения светимости. Но расчет видимого сечения не удалось провести с высокой точностью, из-за сложной геометрии SA-монитора. Абсолютная калибровка SA-монитора была сделана в двух заходах тремя независимыми методами: в специальном эксперименте, используя двойное тормозное излучение [19]; по e^+e^- -рассеянию на большие углы (LA) ($\Theta > 45^\circ$); по процессу $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ (MM) [22]. В таблице 2.2 представлены результаты этих калибровок.

Она содержит также результаты относительной калибровки по упругому e^+e^- -рассеянию на средние углы (МА, $12^\circ < \theta < 45^\circ$).

Таблица 2.2: Результаты калибровки SA-монитора. $2E=9.46$ ГэВ.

Метод	Заход	$\sigma_{SA} \times 10^{29} \text{ см}^2$	$\sigma_{SA}^{(1)}/\sigma_{SA}^{(2)} - 1, [\%]$
DB	1	$3.58 \pm 0.05 \pm 0.11$	
LA	1	$3.75 \pm 0.07 \pm 0.04$	
	2	$3.51 \pm 0.08 \pm 0.04$	6.8 ± 3.3
MM	1	3.88 ± 0.13	
	2	3.56 ± 0.05	8.9 ± 3.6
МА	-	-	6.0 ± 1.8

Сечение σ_{SA} отличается в первом и во втором заходе. Это отличие связано с модификацией SA-монитора во время остановки между заходами. Используя результаты относительной калибровки по малым углам, мы получили взвешенное значение $\bar{\sigma}_{SA}$ для второго захода (при $2E = 9.4$ ГэВ): $\bar{\sigma}_{SA} = (3.52 \pm 0.05) \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$.

Сравнение калибровок по центральной части детектора (LA, MM) и по DB дает $\chi^2 = 1.8$ для одной степени свободы. Введя фактор $\sqrt{1.8}$, получаем точность абсолютной калибровки SA-монитора 1.9%.

Окончательное значение видимого сечения $\bar{\sigma}_{SA}$ равно:

$$\bar{\sigma}_{SA} = (3.52 \pm 0.07) \cdot \left(\frac{9.46}{2E(\text{ГэВ})} \right)^2 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2.$$

3. Квантовоэлектродинамические эксперименты

3.1. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$

Процесс однократного тормозного излучения (SB) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ был первым процессом, наблюдавшимся на встречных пучках [23]. Сечение SB было измерено с точностью 30% на накопителе ВЭП-1 [24]. До нашего эксперимента [25] (за исключением изучения рождения фотонов на большие углы), не было других публикаций, посвященных экспериментальному исследованию SB. Сечение SB было рассчитано в [26, 27].

В 1953 Ландау и Померанчук заметили, что тормозное излучение релятивистских электронов на ядрах формируется на большой длине (длине когерентности) [28]:

$$l_c \sim \gamma(E - \omega)/m_e\omega \quad (\hbar = c = 1),$$

где $\gamma = E/m_e$, ω - энергия фотона, m_e масса электрона, E - энергия электрона. Если электрон подвергается внешнему воздействию на этой длине, излучение подавляется. Такое воздействие, к примеру, оказывает многократное рассеяние [28]. Это явление наблюдалось в работе [29]. Воздействие внешнего магнитного поля на тормозное излучение электронов на ядре было рассмотрено в работе [30], где было показано, что этот эффект мал для практически используемых полей. В экспериментах со встречными e^+e^- -пучками, как показали Д.И.Никишов [31] и В.Н.Байер и В.М.Катков [32], влияние магнитного поля должно быть значительно сильнее, чем при излучении на ядре.

Первые результаты, полученные нами в 1980, показали, что сечение SB меньше, чем дает стандартный расчет по КЭД. Мы предположили, что этот эффект связан с ограничением больших прицельных параметров, так как характерные прицельные параметры в данном процессе значительно больше поперечных размеров пучков. Эти результаты стимулировали теоретическое изучение эффекта (см. [33]-[35]). В 1981 мы провели второй цикл экспериментов с целью более детального исследования этого эффекта.

В стандартной КЭД сечение SB имеет вид [26, 27]:

$$d\sigma/d\omega = 4\alpha r_0^2 \omega^{-1} [(E - \omega)/E] (v - \frac{2}{3}) [\ln(m_e/q_{min}) - \frac{1}{2}], \quad (3.1)$$

где $v = (E - \omega)/E + E/(E - \omega)$, $q_{min} = m_e\omega/4\gamma^2(E - \omega)$, α - постоянная тонкой структуры и r_0 - классический радиус электрона.

Основной вклад в излучение фотона с энергией ω дают виртуальные фотоны с энергией $\omega_v = m_e\omega/4\gamma(E - \omega)$, которые формируются на длине [32]:

$$l_v \sim 4\gamma^3(E - \omega)/m_e\omega.$$

В нашем эксперименте при $E=1840$ МэВ для минимальной энергии фотонов $\omega \sim 0.5$ МэВ, $l_v \sim 1$ км!

При использовании формулы (3.1) для сравнения с экспериментом, нужно принять во внимание ряд ограничений.

(1) Длина L прямолинейного промежутка накопителя должна быть больше l_v [33, 36]:

$$L > l_v.$$

(2) Поперечные размеры пучка σ_{\perp} должны быть больше, чем характерный прицельный параметр ρ :

$$\sigma_{\perp} > \rho \sim 1/q_{min} = 4\gamma^2(E - \omega)/m_e\omega.$$

Влияние поперечных размеров пучка проявляется в уменьшении длины формирования фотона до величины:

$$l_{\perp} \sim \sigma_{\perp}^2 \omega / \gamma^2.$$

В нашем эксперименте $l_{\perp} = 0.5$ мм.

(3) Магнитное поле должно быть меньше H_c (работы [32], [35]-[38]):

$$H < H_c \sim (H_0/4\gamma^3)\omega/(E - \omega), H_0 = \frac{m^2c^3}{e\hbar} = 4.41 \cdot 10^{13} \text{ Гс.}$$

При $E=1840$ МэВ и $\omega=0.5$ МэВ, $H_c \sim 0.064$ Гс.

В табл. 3.1 приведены критерии применимости стандартного квантовоэлектродинамического сечения для условий данного эксперимента. Из табл. 3.1 видно, что в нашем экспери-

Таблица 3.1: Значения параметров, необходимые для применимости стандартного КЭД сечения тормозного излучения. Энергия эксперимента $E=1840$ МэВ.

Эффект	Справедливо (3.1)	Типичное значение	При $\omega=0.5$ МэВ	При $\omega=1000$ МэВ
Длина прямолинейного промежутка (L)	$L > l_v$	$L=1 \div 10$ м	$l_v \sim 1000$ м	$l_v \sim 1$ м
Поперечный размер пучка (σ_{\perp})	$\sigma_{\perp} > \rho$	$\sigma_{\perp} \sim 3 \cdot 10^{-3}$ см	$\rho \sim 5$ см	$\rho \sim 10^{-3}$ см
Магнитное поле (H)	$H < H_c$	$H=0 \div 5$ кГс	$H_c \sim 0.06$ Гс	$H_c \sim 280$ Гс

менте формула (3.1) может быть справедлива только для жесткой компоненты спектра при $\omega > 1000$ МэВ. Наиболее существенный эффект связан с ограниченными размерами пучков. Он преобладает и для других накопителей, работающих в настоящее время.

После первого цикла наших измерений была получена формула, учитывающая поперечные размеры пучков [34, 35]. Для гауссовского распределения плотности сечение имеет вид:

$$d\sigma/d\omega = 4\alpha r_0^2 \omega^{-1} [(E - \omega)/\omega] (v - \frac{2}{3}) \times \{ \ln[\sigma_x \sigma_z / \lambda_C (\sigma_x + \sigma_z)] + \ln 2 + \frac{1}{2} C + (v - \frac{5}{9}) / (v - \frac{2}{3}) \}, \quad (3.2)$$

где $C=0.577$, σ_z и σ_x - вертикальный и радиальный размеры пучков, λ_C - комптоновская длина волны электрона. Формула справедлива при $q_{min} \sigma_z \sigma_x / \gamma (\sigma_x + \sigma_z) \ll 1$.

Другие возможные макроскопические эффекты в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ были рассмотрены в [33, 35].

Эксперимент был проведен при энергии 2×1840 МэВ в месте встречи, предназначенном для детектора МД-1. Во время первого цикла измерений вместо МД-1 были установлены 3 магнита. Эти магниты позволили иметь в месте встречи любое поле в интервале ± 6 кГс. Вторая серия измерений была проведена с использованием магнита МД-1.

Схема последнего эксперимента в 1981 г. показана на рис. 3.1. Место встречи в поперечном

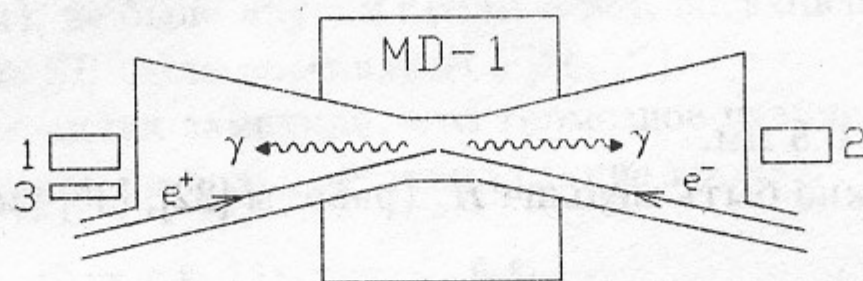


Рис. 3.1: Схематическое изображение эксперимента: 1,2 - счетчики NaI(Tl) для регистрации однократного и двойного тормозного излучения; 3 - счетчик NaI(Tl) для контроля за фоном.

магнитном поле приводит к низкому уровню фона от тормозного излучения на остаточном газе, так как излучение только от небольшого участка орбиты пучка попадает в счетчик.

В эксперименте измерялся спектр фотонов в интервале $0.4 - 1840$ МэВ. Для регистрации фотонов использовались кристаллы NaI(Tl) размером $47 \times 12 \times 12$ см³ (счетчик 1 на рис.3.1).

Нормировка была проведена по процессу двойного тормозного излучения $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma$. Этот процесс [39] происходит на расстояниях $\sim \lambda_C$ и макроскопические эффекты на него не влияют. Для регистрации ДВ счетчик 1 был включен на совпадение со счетчиком 2.

В 1980 г. было проведено три серии измерений с тремя значениями магнитного поля в месте встречи: 0, +3 и -3 кГс. В 1981 г. было выполнено несколько серий измерений, в которых изменялись вертикальный и радиальный размеры пучка, токи пучков, а также проведены измерения с пучками, разведенными по вертикали на $3\sigma_z$. Магнитное поле в эксперименте 1981 г. не менялось и было равно 5 кГс.

Фон от тормозного излучения на остаточном газе был измерен, когда пучки были разведены по вертикали на $15\sigma_z$. Величина фона контролировалась счетчиком 3.

Другой источник фона связан с комптоновским рассеянием синхротронного излучения от встречного пучка в магнитном поле. Это явление раньше не изучалось экспериментально. В работе [35] было замечено, что нет резкой границы между реальными промежуточными фотонами (СИ) и виртуальными фотонами в процессе тормозного излучения в магнитном поле. В расчетах мы предположили, что все фотоны СИ реальные. Оценки по формулам [35] показали, что это может привести к ошибке в измеренном спектре не превышающей 3% во всем диапазоне.

На рис.3.2 представлены результаты измерений спектра, выполненные в 1980 и 1981 гг. В обоих случаях вычтен расчетный фон от рассеяния синхротронного излучения на встречном пучке. Кривая 1 – стандартный расчет по КЭД. Кривая 2 – расчет, учитывающий эффект ограничения прицельных параметров. Ширина заштрихованной области соответствует величине ошибки $\pm\sigma$ ($\pm 6\%$), обусловленной, в основном, систематическими погрешностями. Результаты экспериментов 1980 и 1981 гг. согласуются друг с другом и с теоретическим расчетом.

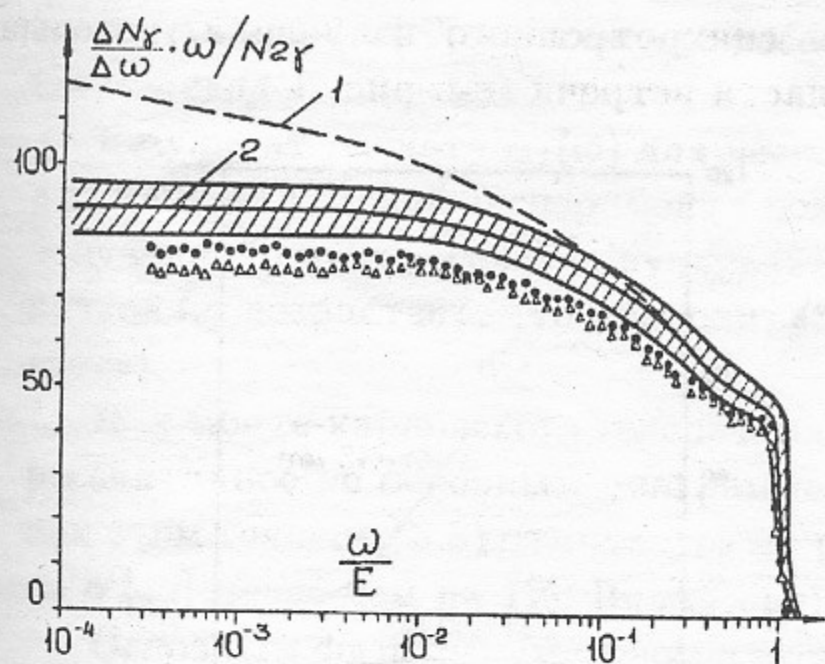


Рис. 3.2: Спектр фотонов в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$: темные кружки – эксперимент 1980 г., $\sigma_z = 23 \pm 3$ мкм; светлые треугольники – эксперимент 1981 г., $\sigma_z = 24 \pm 3$ мкм; 1 – стандартный расчет по КЭД; 2 – Расчет, учитывающий эффект ограничения прицельных параметров [34, 35].

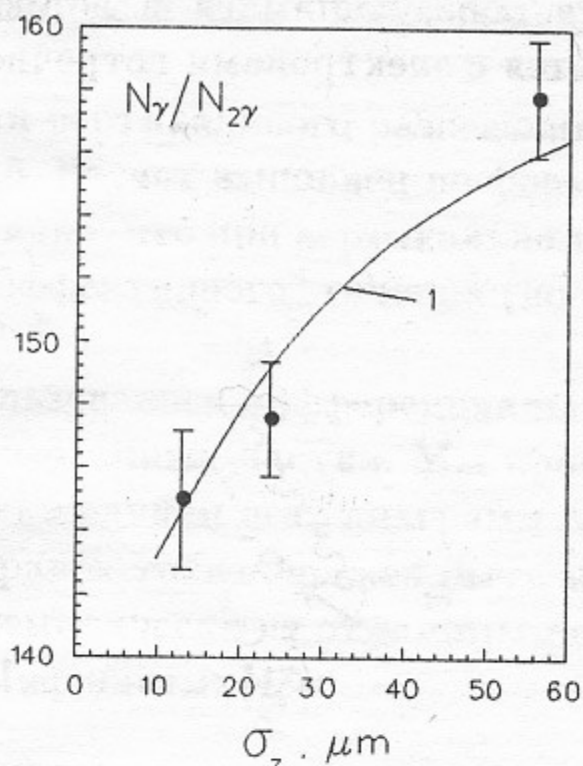


Рис. 3.3: Отношение $N_\gamma/N_{2\gamma}$ в зависимости от вертикального размера пучка. N_γ – число фотонов SB в интервале 0.5–3.0 МэВ, $N_{2\gamma}$ – число фотонов DB. 1 – расчет, учитывающий эффект ограничения прицельных параметров [34, 35].

На рис.3.3 показана зависимость отношения $N_\gamma/N_{2\gamma}$ от вертикального размера пучка. N_γ – число событий SB с энергией фотонов 0.5 – 3.0 МэВ, $N_{2\gamma}$ – число событий DB. Кривая 1 – расчет по формуле (3.2). Эксперимент согласуется с расчетом: $p(\chi^2) = 0.45$.

Так как в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ существенны большие прицельные параметры, вероятность процесса SB заметна даже в случае, когда пучки разведены на расстояние большее их размеров. Соответствующие расчеты для гауссовского распределения плотности частиц в пучке были выполнены в [34]. В эксперименте отношение $R = N_\gamma/N_{2\gamma}$ было измерено при разведении пучков $\Delta z = 3\sigma_z$ и $\Delta z = 0$. Результат эксперимента $R(\Delta z = 3\sigma_z)/R(\Delta z = 0) = 1.20 \pm 0.05$ находится в согласии с величиной 1.24, полученной в расчете.

В заключение отметим, что эффекты, связанные с обрезанием больших прицельных параметров, должны проявляться в процессах однократного тормозного излучения фотонов и рождения e^+e^- -пар на существующих и планируемых ee^- , $e\gamma^-$ и $e\gamma^+$ -коллайдерах на высокие энергии [40]. Например, на $e\gamma^-$ -коллайдере HERA измерение светимости по процессу $e\gamma^- \rightarrow e\gamma^+\gamma^-$ производится с учетом эффекта ограничения прицельных параметров в тормозном излучении [41].

3.2. Процесс $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$

Рождение e^+e^- пар фотонами высокой энергии в поле электрона [42] относится к типу процессов, изученных Бете и Гайтлером еще в начале 30-х годов [43]. Поперечное магнитное поле детектора дало возможность исследовать этот процесс с помощью МД-1 [21]. В нашем случае бете-гайтлеровский процесс

$$\gamma e \rightarrow ee^+e^- \quad (3.3)$$

вызывается образующимися в детекторе фотонами синхротронного излучения, которые сталкиваются с электронами встречного пучка в области встречи (см. рис. 3.4).

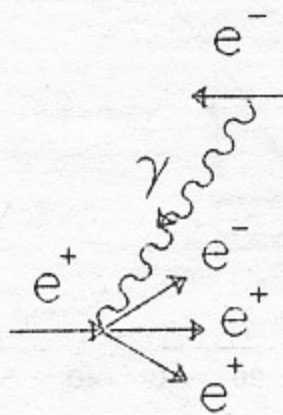


Рис. 3.4: Схематическое изображение процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$.

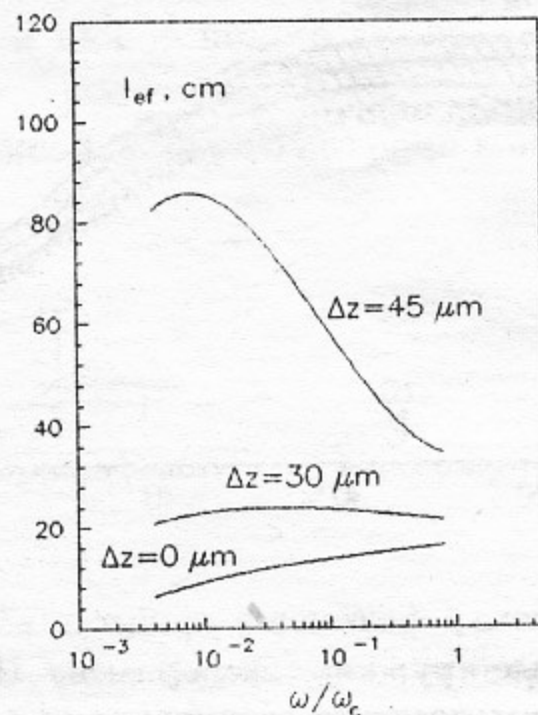


Рис. 3.5: Зависимость эффективной длины l_{ef} от энергии фотона СИ для $E=5.14$ ГэВ. Магнитное поле $H=12.5$ кГс, $\sigma_z=12.5$ мкм, $\sigma_r=0.07$ см.

В отличие от предыдущих экспериментов на атомных электронах, здесь реакция идет на свободных электронах.

Однако в данной постановке эксперимента есть другая проблема: значительная часть фотонов СИ формируется внутри "мишени" – встречного банча электронов. При этом фотон может вступить в бете-гайтлеровский процесс (или в процесс комптоновского рассеяния [46]), когда его формирование еще не закончилось. Насколько нам известно, в такой постановке эксперимента проблема расчета сечения процесса еще не решена. Естественно, отличие от случая с реальными фотонами зависит от соотношения длины формирования фотона l_c [47] и эффективного расстояния, которое фотон проходит до встречи с электроном. В нашем эксперименте $l_c \leq 0.4$ см, а эффективное расстояние равно [10]

$$l_0 \approx \sqrt{2R\sigma_r}, \quad (3.4)$$

где R – радиус орбиты, σ_r – среднеквадратичный размер пучка по радиусу. Это дает для данного эксперимента $l_0 \approx 14$ см. Следовательно, при точности эксперимента 10% увидеть вклад взаимодействий с расстоянием $\sim l_c$ не представляется возможным.

Удобно ввести "эффективное" сечение, связанное с электрон-позитронной светимостью привычным соотношением $\dot{N} = \sigma_{ef} \cdot L$:

$$\sigma_{ef} = \int_{\omega_{min}}^{\omega_{max}} \frac{dN}{d\omega dt} \frac{l_{ef}(\omega)}{c} \sigma(E, \omega) d\omega. \quad (3.5)$$

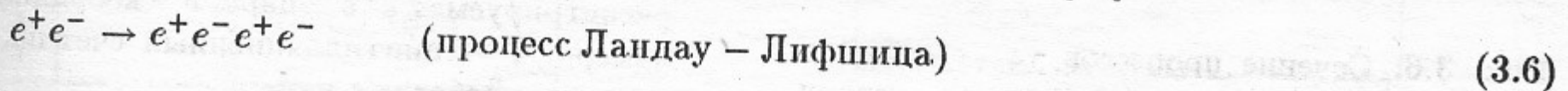
где $dN/d\omega dt$ – спектр СИ, $\omega_{min}, \omega_{max}$ – пределы по энергии СИ, задаваемые условиями регистрации, $l_{ef}(\omega)$ – эффективная длина траектории пучка, фотоны с которой дают вклад в

скорость счета, $\sigma(E, \omega)$ - сечение рассматриваемого процесса, E, ω - энергия пучка и фотона СИ, c - скорость света.

Результат расчета $l_{ef}(\omega)$ для нескольких значений вертикального разведения пучков Δz и типичных условий эксперимента показан на рис. 3.5. Расчет выполнен по формуле для l_{ef} , полученной для гауссовских пучков [21]. Из рисунка видно, что при вертикальном разведении пучков l_{ef} возрастает, что приводит к увеличению "эффективного" сечения (но не скорости счета).

Для монте-карловского генератора событий использовалось дифференциальное сечение, рассчитанное по основным диаграммам для неполяризованных частиц. Мы проверили, что при этом сечение (3.5) отличается от расчета с использованием всех диаграмм 3-го порядка по α [42] менее чем на 1%. Вклад радиационных поправок также должен быть мал [44].

Основным физическим фоном в эксперименте, кинематически не отличимым от эффекта, является процесс, впервые рассчитанный Ландау и Лифшицем: [48]



Впервые этот процесс наблюдался на установке ВЭПП-2 [49]. Он хорошо изучен теоретически [50, 51, 52] и был измерен на многих детекторах [53, 54], в том числе и на МД-1 [20, 214] (см. раздел 11).

На рис. 3.6 показано "эффективное" сечение процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ и сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ в зависимости от энергии пучка. Как видно из рисунка, при энергии пучка около 5 ГэВ сечения этих процессов сравниваются. Расчет процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ производился с использованием основных диаграмм по программе [55].

Расчет сечения процессов Бете-Гайтлера и Ландау-Лифшица при $E = 5.14$ ГэВ для эффективной массы e^+e^- -пары больше некоторой показал, что "эффективное" сечение процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ быстро уменьшается из-за экспоненциального спада интенсивности СИ при энергии больше критической ω_c (которая составляет около 22 кэВ в нашем случае) [21]. Расчет распределения по энергии фотонов СИ в условиях регистрации процесса $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ показал, что энергия СИ находится в интервале $\omega \approx 1 - 20$ кэВ, максимум распределения находится при $\omega \approx 2$ кэВ, среднее равно $\langle \omega \rangle \approx 4$ кэВ. Распределение регистрируемых событий по инвариантной массе e^+e^- -пары пиковано при малых инвариантных массах и имеет среднее $\langle W \rangle \approx 2$ МэВ.

Эксперимент был проведен при энергии 2×5.14 ГэВ, величина магнитного поля в детекторе составляла 12.5 кГс. В триггере и при обработке эксперимента использовались данные координатных камер и сцинтилляционных счетчиков. Для запуска требовалось срабатывание хотя бы одного сцинтилляционного счетчика и нескольких координатных камер с обеих сторон от пучка.

Для измерения светимости использовалось два процесса: однократное тормозное излучение и упругое рассеяние на малые углы. В первом процессе при расчете сечения регистрации учитывалась конечность поперечных размеров пучков, а также комптоновское рассеяние СИ на встречном пучке [56]. Систематическая ошибка при измерении светимости в этом эксперименте была около 10%. Типичная светимость в эксперименте была $3 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$.

События были записаны в три захода. Всего было набрано 74 тыс. событий для сведенных пучков ("эффект $\Delta z = 0$ "), 151 тыс. событий для пучков, разведенных на несколько среднеквадратичных размеров σ_z по вертикали ("эффект $\Delta z \neq 0$ ") и 15 тыс. событий при

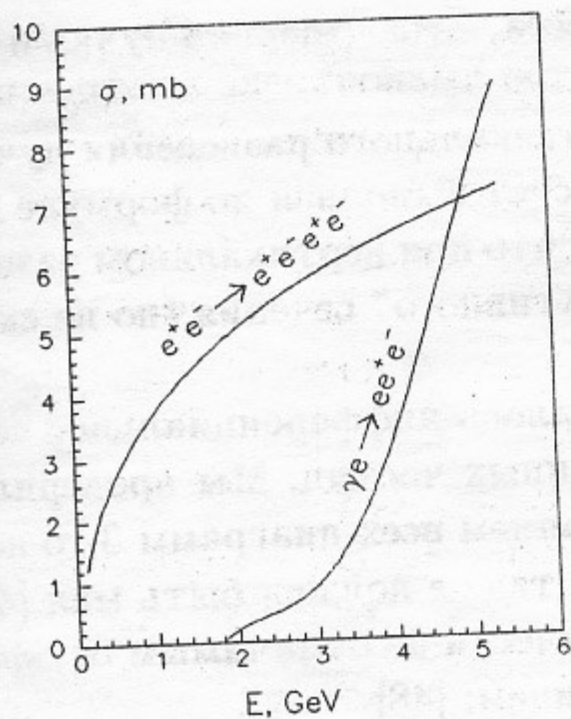


Рис. 3.6: Сечение процессов $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ в зависимости от энергии пучка. N , σ_z , σ_r изменяются с энергией пучка.

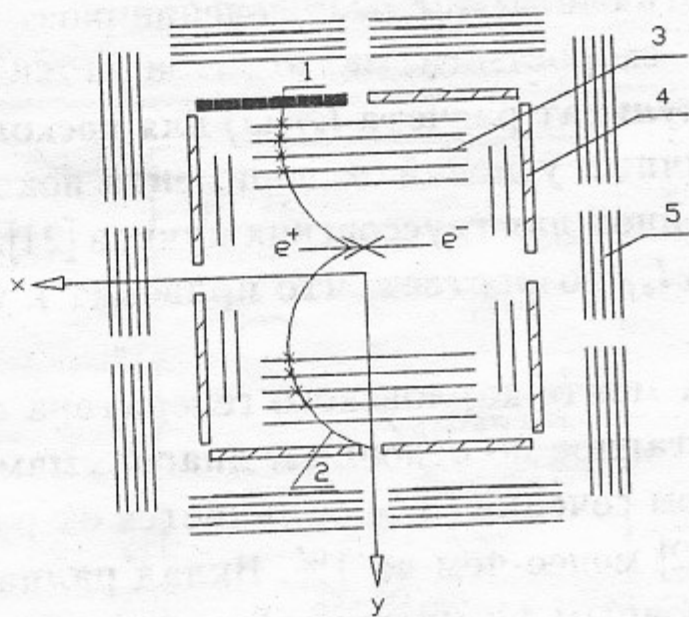


Рис. 3.7: Вид события в МД-1 сверху: 1, 2 – регистрируемая e^+e^- -пара; 3 – координатная камера; 4 – сцинтилляционный счетчик; 5 – ливнево-пробегная камера.

большом разведении в вертикальном направлении ("фон"). Время записи "эффекта" было в 7 раз больше, чем "фона". Набранный интеграл светимости для сведенных пучков составил 46 мкб^{-1} .

Радиальный размер пучка был равен 0.07 см, ошибка около 10%. Величина вертикального размера σ_z специально менялась в различных циклах в пределах 12 - 16 мкм. Измерение σ_z выполнялось по зависимости светимости от разведения пучков по вертикали. Для проведения эксперимента были выбраны небольшие токи пучков ($\leq 3 \times 3 \text{ мА}^2$), с тем чтобы работать вдали от эффектов встречи. Отсутствие этих эффектов контролировалось тем, что зависимость светимости при вертикальном разведении пучков была близка к гауссовой.

Для выделения эффекта использовались критерии отбора, основанные главным образом на геометрических характеристиках событий (см. рис.3.7). В результате не осталось событий "фона", число событий "эффект $\Delta z=0$ " составило 324 и число событий "эффект $\Delta z \neq 0$ " составило 206.

На рис.3.8 показаны измеренное и рассчитанное распределения событий по импульсу частицы. Эти распределения находятся в хорошем согласии друг с другом. Распределения нормированы на число событий в монте-карловском расчете. Для эксперимента приведены статистические ошибки.

Распределение по эффективной массе рожденной e^+e^- -пары, полученное в эксперименте, также находится в согласии с расчетом. Но оно более широкое, чем исходное распределение по массе пары, из-за многократного рассеяния частиц в вакуумной камере.

Вероятность срабатывания сцинтилляционных счетчиков (неэффективность связана с $1.7 X_0 \text{ Fe}$ перед счетчиками) в эксперименте была $55 \pm 2 \%$, что находится в хорошем согласии с величиной $56.7 \pm 1.6 \%$, полученной в моделировании. Это является подтверждением, того что регистрируемые частицы – электроны.

Эффект возрастания "эффективного" сечения процесса Бете-Гайтлера с увеличением вертикального смещения пучков измерялся во всех экспериментальных заходах. На рис.3.9 показаны данные измерений в одном из заходов и рассчитанная зависимость видимого се-

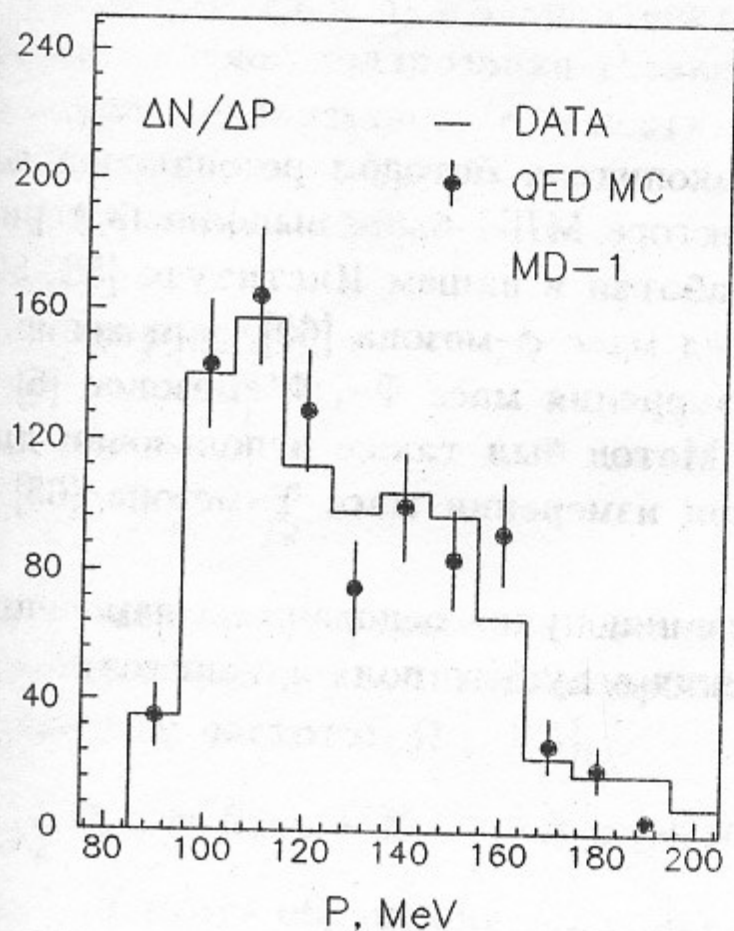


Рис. 3.8: Распределение по импульсам частиц для $\gamma e \rightarrow ee^+e^- + e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$.

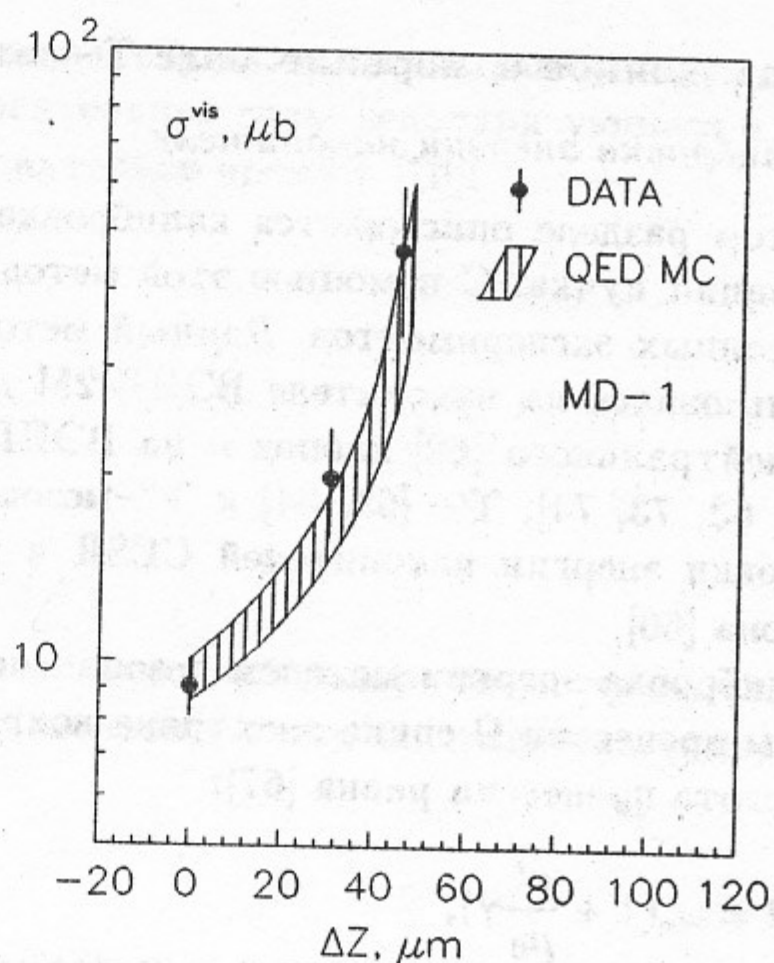


Рис. 3.9: Зависимость видимого сечения $\gamma e \rightarrow ee^+e^- + e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ от вертикального разведения пучков в одном из заходов. $\sigma_z = 13 \pm 0.5$ мкм.

чения $\sigma_{vis}(\Delta z) = \sigma_{B-H}(\Delta z) + \sigma_{L-L}$ от смещения Δz . При вычислении погрешности сечения учтены статистические ошибки, погрешность измерения светимости и неточность в размерах пучка. Заштрихованная область – результат расчета. Ширина полосы составляет две среднеквадратичные ошибки.

Расчет для $\Delta z=0$ показал, что сечение процесса Бете-Гайтлера слабо зависит от вертикального размера пучка. Это позволило объединить статистику заходов со сведенными пучками. Экспериментальное сечение, поправленное на неэффективность камер (0.77 ± 0.02), равно

$$\sigma^{vis} = 9.1 \pm 1.0 \text{ мкб},$$

где ошибка включает статистическую ошибку (5.5%), неточность измерения светимости (10%) и ошибку в определении эффективности камер (2.6%). Ошибки сложены квадратично.

Расчетные сечения регистрации процессов Бете-Гайтлера и Ландау-Лифшица равны, соответственно, $\sigma_{B-H}^{MC} = 7.1 \pm 0.7$ мкб и $\sigma_{L-L}^{MC} = 2.5 \pm 0.4$ мкб. Полное сечение по моделированию равно

$$\sigma^{MC} = 9.6 \pm 0.8 \text{ мкб}.$$

Измеренное сечение находится в согласии со стандартным расчетом по КЭД, и мы не увидели влияния длины формирования фотона на величину сечения процесса Бете-Гайтлера. Однако, возможно ситуация, как, например, на ВЛЭПП [57], когда длина когерентности для фотонов СИ низкой энергии становится порядка длины банча. В этом случае обсуждаемый эффект должен, по-видимому, играть заметную роль во взаимодействии таких фотонов со встречными электронами и фотонами.

4. Прецизионное измерение масс Υ -мезонов

4.1. Калибровка энергии накопителя

В этом разделе описывается калибровка энергии накопителя методом резонансной деполяризации пучка. С помощью этой методики на детекторе МД-1 была выполнена серия прецизионных экспериментов. Данный метод был разработан в нашем Институте [58, 59] и использовался на накопителе ВЭПП-2М для измерения масс ϕ -мезона [60], заряженного [61] и нейтрального [62] каонов и на ВЭПП-4 – для измерения масс Ψ -, Ψ' -мезонов [5] и Υ - [56, 63, 73, 74], Υ' - [63, 64] и Υ'' -мезонов [63, 64]. Метод был также использован для калибровки энергии накопителей CESR и DORIS-II при измерении масс Υ -мезона [65] и Υ' -мезона [66].

Калибровка энергии методом резонансной деполяризации пучка основана на измерении частоты прецессии Ω спина электрона вокруг направления ведущего поля накопителя.

Частота прецессии равна [67]:

$$\Omega = \omega_s \left(1 + \frac{\mu'}{\mu_0} \gamma\right), \quad (4.1)$$

где ω_s – частота обращения пучка, μ'/μ_0 – отношения аномальной и нормальной частей магнитного момента электрона, γ – релятивистский фактор электронов. Для измерения частоты прецессии спина используется резонансное воздействие слабого высокочастотного электрического поля на поляризованный пучок. При совпадении частоты внешнего поля с частотой прецессии спина пучок деполяризуется. Фиксируя факт деполяризации и измеряя соответствующую частоту деполяризатора, мы можем измерить частоту прецессии и тем самым произвести абсолютную калибровку энергии накопителя.

Метод позволяет измерить среднюю энергию электронов с точностью $\sim 10^{-5}$, много лучшей, чем энергетический разброс пучка. Это связано с тем фактом, что за время деполяризации происходит много осцилляций энергии частиц, т.е. время деполяризации должно быть много больше, чем период синхротронных колебаний.

В кольце электронного накопителя существует механизм спонтанной поляризации пучка, связанный с синхротронным излучением [68]. Для однородного магнитного поля величина степени поляризации $P(t)$ была вычислена в работе [69]:

$$P(t) = P_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_p}\right)\right], \quad (4.2)$$

$$P_0 = -\frac{8}{5\sqrt{3}} = -0.924, \quad (4.3)$$

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{5\sqrt{3}}{8} \alpha \left(\frac{\lambda_e}{\rho}\right)^2 \gamma^5 \omega_s, \quad (4.4)$$

где α – постоянная тонкой структуры, λ_e – комптоновская длина волны электрона, ρ – радиус орбиты, γ – релятивистский фактор, τ_p – время поляризации. Для накопителя ВЭПП-4 время поляризации τ_p составляет около 50 минут при энергии вблизи $\Upsilon(1S)$ -мезона.

Неоднородность поля в накопителе оказывает деполяризующее воздействие на пучки. Степень равновесной поляризации P зависит от относительной силы деполяризующего и поляризующего механизмов τ_p/τ_d и достигается за характерное время τ [70]:

$$P(t) = P[1 - \exp(-\frac{t}{\tau})], \quad (4.5)$$

$$P = P_0 \frac{\tau_d}{\tau_p + \tau_d}, \quad (4.6)$$

$$\tau = \tau_p \frac{\tau_d}{\tau_p + \tau_d}. \quad (4.7)$$

Как оказывается, основное влияние на степень равновесной поляризации пучка связано с возмущениями веритикальной орбиты пучка и близостью частоты прецессии спина Ω к резонансным частотам Ω_{res} [71],

$$K\Omega_{res} = K_s\omega_s + K_x\omega_x + K_z\omega_z + K_\gamma\omega_\gamma, \quad (4.8)$$

где ω_s – частота обращения, ω_x и ω_z – частоты радиальных и вертикальных бетатронных колебаний, ω_γ – частота синхротронных колебаний, K_i – целые числа.

В области энергий $\Upsilon(1S)$ частота прецессии электронов в накопителе ВЭПП-4 далека от резонансных частот, и степень равновесной поляризации пучка зависит только от вертикальных возмущений орбиты. Используя коррекции орбиты мы уменьшили среднеквадратичное отклонение орбиты от плоскости в ВЭПП-4 до величины 1.3 ± 0.5 мм, что обеспечило степень равновесной поляризации пучка 0.4 – 0.6.

Резонансная деполяризация пучка выполнялась переменным электрическим полем амплитудой 10 Вольт/см, которое создавалось между парой вертикальных плоскостей длиной 1.3 м. Внешнее поле изменяет спектр резонансных частот,

$$K\Omega_{res} = K_s\omega_s + K_x\omega_x + K_z\omega_z + K_\gamma\omega_\gamma + K_d\omega_d, \quad (4.9)$$

где ω_d – частота внешнего поля (поля деполяризатора). При проведении измерений использовались следующие резонансные условия: $K = 1$, $K_s = -11$, $K_x = K_z = K_\gamma = 0$, $K_d = 1$, т.е.

$$\Omega_{res} = -11\omega_s + \omega_d. \quad (4.10)$$

При частоте $\omega_s = 818.78$ кГц частота поля деполяризатора составляет $\omega_d \simeq 18.6$ МГц.

В наших экспериментах резонансная ширина деполяризатора определялась полосой частот генератора, создающего деполяризующее поле, и была около 0.3 кГц. При выбранной величине поля расчетное время деполяризации составляет примерно 0.5 секунды. Поиск частоты деполяризации выполнялся посредством медленного изменения частоты внешнего генератора (4 Гц за 1 секунду).

Поляризация пучка в накопителе измерялась по величине асимметрии в угловом распределении обратно рассеянных циркулярно-поляризованных фотонов. Сечение комптоновского рассеяния равно [72]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} + \frac{d\sigma_1}{d\Omega} \xi |\vec{\zeta}| \sin(\varphi), \quad (4.11)$$

где $d\sigma_0/d\Omega$ – сечение для неполяризованных электронов, ξ – степень циркулярной поляризации фотонов, $\vec{\zeta}$ – вектор поперечной поляризации электронов, φ – угол между плоскостью рассеяния и плоскостью, перпендикулярной к вектору $\vec{\zeta}$. Знак $d\sigma_1/d\Omega$ обратен знаку величины $\xi(\vec{k}\vec{\zeta})$, где \vec{k} – импульс рассеянного фотона. Эта величина имеет максимум при $\varphi = \pm\pi/2$, т.е. когда вектор $\vec{\zeta}$ лежит в плоскости рассеяния. При рассеянии циркулярно поляризованных фотонов на поперечно поляризованных электронах возникает асимметрия "вверх-вниз" по отношению к плоскости орбиты. Величина асимметрии A дается формулой [72]:

$$A = \frac{d\sigma_1}{d\sigma_0} = -\frac{2\lambda n(1+n^2)}{2\lambda^2(1+n^2) + (1+n^2+2\lambda)(1+n^4)}, \quad (4.12)$$

где $\lambda = 2\omega E/m_e^2$, $n = \gamma\theta$, θ – угол вылета фотона относительно импульса электрона \vec{p} , ω – энергия падающего фотона, E – энергия электрона.

Величина асимметрии достигает своего максимума $A_{max} \simeq -1/3$ при $\lambda \simeq 1$ и $n \simeq 1$, т.е. при энергии падающих фотонов $\omega \simeq m_e^2/2E$, что дает 25 эВ для энергии электрона $E=5$ ГэВ.

В экспериментах с детектором МД-1 синхротронное излучение, генерируемое в магнитном поле детектора встречным пучком, использовалось как источник циркулярно-поляризованных фотонов [46]. В области взаимодействия электроны сталкиваются с фотонами синхротронного излучения, испущенными встречным пучком. Поляризация синхротронного излучения зависит от направления вылета фотонов. В плоскости орбиты фотоны линейно поляризованы, а вне ее имеют циркулярную поляризацию с разными знаками над и под орбитой. Степень циркулярной поляризации возрастает с возрастанием угла вылета фотона по отношению к плоскости орбиты. Когда пучки разведены в вертикальном направлении, в месте встречи происходит столкновение циркулярно поляризованных фотонов с поперечно поляризованными электронами и позитронами. Метод позволяет измерять поляризацию обоих пучков одновременно. Величина асимметрии при рассеянии синхротронного излучения на встречном пучке значительно больше, чем при рассеянии лазерных фотонов, что связано с большей энергией фотонов СИ.

Установка для измерения поляризации пучка показана на рис.4.1. Две идентичные системы, предназначенные для измерения поляризации обоих пучков, были установлены с обеих сторон от места встречи. Каждая система, регистрирующая рассеянные обратно фотоны, включала два сцинтилляционных счетчика со свинцовым конвертером толщиной 13 мм перед ними. Один счетчик был расположен над орбитой, другой – под орбитой. Между счетчиками имелся зазор 1 мм. Величина асимметрии определялась по отношению:

$$A = \frac{N_u - N_d}{N_u + N_d - N_{ud}}, \quad (4.13)$$

где N_u и N_d – скорости счета верхнего и нижнего счетчиков, N_{ud} – скорость счета совпадений. Энергия фотонов (> 0.5 ГэВ) измерялась при помощи счетчика полного поглощения, выполненного на основе кристаллов NaI(Tl).

Для стабилизации положения орбиты по вертикали и угла орбиты в вертикальной плоскости, с обеих сторон от места встречи были установлены ионизационные камеры, измеряющие асимметрию "вверх-вниз" прямого синхротронного излучения пучков. Результаты

измерений использовались для непрерывной коррекции орбиты в месте встречи, которая выполнялась при помощи ЭВМ, контролирующей работу накопителя ВЭПП-4.

Во время поляризационных измерений пучки разводились по вертикали на 60 мкм ($\sim 4\sigma_z$, где σ_z – вертикальный размер пучка). Для этого разведения относительная ошибка при измерении асимметрии минимальна.

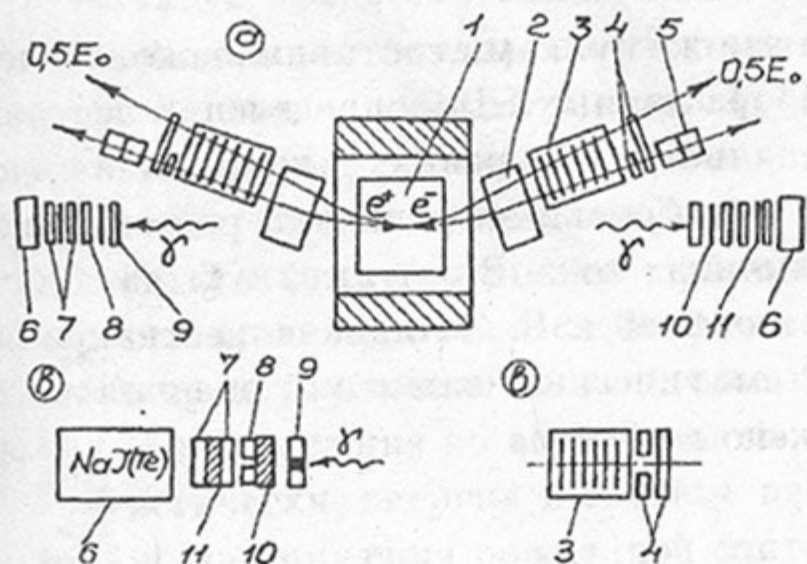


Рис. 4.1: Изображение детектора МД-1 (а – вид сверху, б – вид вертикального среза): 1 – центральная часть; 2 – дополнительные доворотные магниты; 3 – система регистрации рассеянных электронов; 4 – счетчики монитора светимости по упругому рассеянию под малыми углами; 5 – линзы; 6, 8 – счетчики для измерения поляризации по рассеянию СИ; 7 – счетчики для измерения светимости по процессу $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$; 9 – двойные ионизационные камеры; 10 – свинцовый конвертер толщиной 13 мм; 11 – свинцовый конвертер толщиной 5 мм.

При степени поляризации пучка 0.8 величина асимметрии равна 5%. Статистическая ошибка в величине асимметрии равна 0.4% при токах $6 \times 6 \text{ мА}^2$ и времени измерения 100 секунд.

Результат одного из измерений поляризации пучков представлен на рис. 4.2. Частоты деполяризации электронов и позитронов были получены с помощью метода максимального правдоподобия. Зависимость степени поляризации пучка от времени (и, следовательно, от частоты деполяризующего поля) аппроксимировалась тремя отрезками прямой линии. Точность измерения частоты деполяризации определяется точностью измерения асимметрии и величиной скачка в асимметрии, т.е. зависит от токов пучков и от степени поляризации пучка.

Результаты калибровки энергии в нашем эксперименте по прецизионному измерению массы $\Upsilon(1S)$ [73, 74], который описывается в разделе 4.2, были следующими. Типичная статистическая ошибка измерения энергии электрона и позитрона составляла около 60 кэВ.

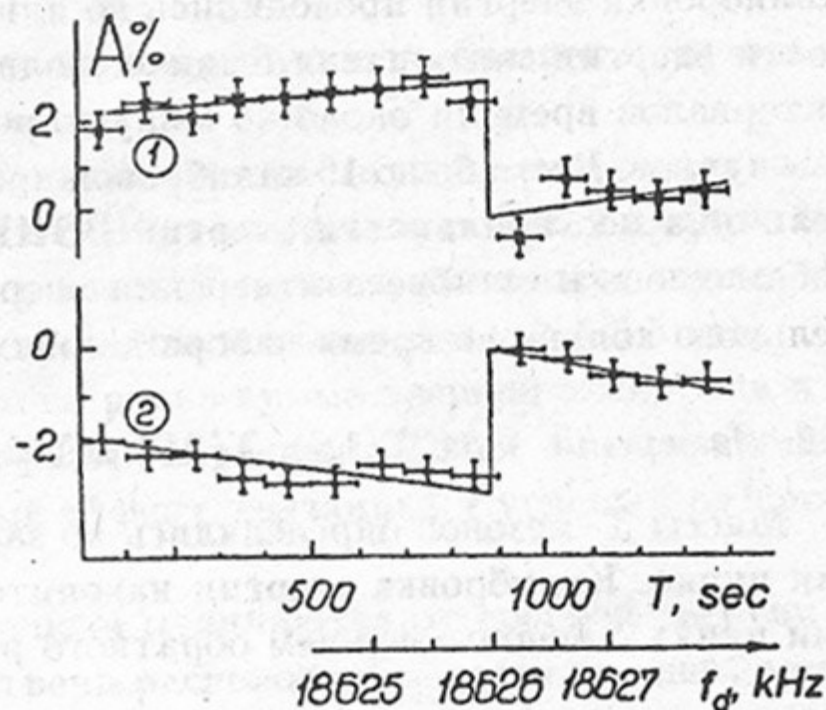


Рис. 4.2: Результат одного из измерений частоты деполяризации. 1 и 2 – рассеяние СИ на пучках e^- и e^+ . Величина $A = (\text{вверх-вниз})/(\text{вверх}+\text{вниз})$ усреднялась за 100 сек. На нижней шкале показана частота деполяризатора f_d . Токи пучков равны $I_- = 5.8 \text{ мА}$, $I_+ = 6.2 \text{ мА}$.

Измеренное значение энергии сдвинуто. Этот сдвиг зависит от ширины полосы деполяризатора, скорости изменения его частоты и времени деполяризации. Величина сдвига 63 ± 9 кэВ была получена по 11 измерениям, выполненным с помощью сканирования в противоположных направлениях при неизменных условиях ВЭПП-4. Было также получено, что в накопителе ВЭПП-4 средняя энергия электронов превышает энергию позитронов на 24 ± 6 кэВ.

В эксперименте [73, 74] время сбора данных с теми же пучками составляло около 3 часов. Калибровки энергии проводились до или после набора данных. Для определения нестабильности энергии накопителя были выполнены специальные измерения, в которых в течение интервалов времени около 40 минут проводились калибровки энергии при одинаковых токах пучков. Всего было 10 калибровок при трех величинах тока. В результате была получена величина нестабильности энергии ВЭПП-4 равная $\sigma \simeq 40$ кэВ. Это значение квадратично добавлялось к ошибке в измерении энергии. Систематических изменений энергии накопительного кольца во время набора данных обнаружено не было.

4.2. Измерение масс $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$

Массы Υ -мезонов определялись по зависимости измеренного адронного сечения от энергии пучка. Калибровка энергии накопителя выполнялась методом резонансной деполяризации пучка с использованием обратного рассеяния фотонов СИ.

4.2.1. Измерение массы $\Upsilon(1S)$

Три независимых измерения массы $\Upsilon(1S)$ -мезона были выполнены с помощью МД-1 [56], [63] и [73, 74]. Наиболее точное измерение [73, 74] подробно описывается ниже.

В этом эксперименте было проведено 4 сканирования области $\Upsilon(1S)$ -мезона. Последовательность значений энергии в каждом сканировании выбиралась случайно. Набранный интеграл светимости составил 2.0 нб^{-1} . Калибровки энергии заняли около 15% времени и сопровождались одновременным набором фоновых событий, так как во время калибровок пучки разводились по вертикали в месте встречи. Во время набора данных пучки поддерживались неполяризованными, чтобы исключить возможную зависимость эффективности регистрации от поляризации пучков.

Метод энергетической калибровки был описан выше. Более 80 калибровок энергии было проведено за время эксперимента. Точность измерения энергии пучка была около 60 кэВ в заходах с калибровкой энергии (65% статистики) и около 180 кэВ между двумя калибровками.

Процедура определения адронного сечения и подгонки его зависимости от энергии пучка изложена в разделе 5.1. Наблюдаемое адронное сечение показано на рис.5.1. Величина массы $\Upsilon(1S)$ -мезона, полученная в подгонке, равна $M = 9460.64 \pm 0.09(\text{стат}) \text{ МэВ}$.

При фитировании учтены только статистические ошибки в числе зарегистрированных адронных событий. Энергия W (сумма энергий электрона и позитрона) была фиксирована. Ошибки в измерении энергии были учтены следующим образом: энергии в каждой экспериментальной точке независимо сдвигались около среднего значения по Гауссу со стандартным отклонением равным ошибке в величине W в этой точке. Для каждого набора энергий была определена масса резонанса. Среднеквадратичный разброс полученных масс составил

0.03 МэВ и был принят в качестве ошибки в массе резонанса, связанной с погрешностью измерения энергии. Эта величина квадратично добавлялась к статистической ошибке в массе $\Upsilon(1S)$ -мезона.

Мы рассмотрели различные эффекты, которые могли дать дополнительную ошибку в массе Υ -мезона. Ниже перечисляются наиболее важные из них [73].

1. Частота прецессии спина зависит от $\gamma = E/m_e c^2$. Измеренная масса Υ -мезона пропорциональна массе электрона. Неточность, с которой была известна масса электрона [75], дала ошибку около ± 26 кэВ в массе $\Upsilon(1S)$.

2. γ -фактор определялся по отношению частот деполяризации и обращения пучка. Их неточности приводят к ошибке в массе Υ -мезона около ± 14 кэВ.

3. Вертикальные возмущения орбиты влияют на величину частоты прецессии спина, так как вращения около различных осей не коммутируют. Этот эффект возрастает квадратично с величиной возмущения, и, по оценке, поправка к массе Υ -мезона составляет около -9 ± 7 кэВ для возмущения по вертикали со среднеквадратичным значением 1.3 ± 0.5 мм.

4. Фактически, энергия в системе центра масс не равна сумме энергий электрона и позитрона из-за движения рожденной системы. При разбросе энергий ВЭПП-4 это приводит к сдвигу величины массы на -4.1 ± 0.2 кэВ. Подобный эффект, связанный с угловым разбросом частиц в пучке, пренебрежимо мал.

5. Энергии электрона и позитрона в месте встречи отличаются от средней энергии накопителя из-за следующих эффектов: а) место встречи расположено асимметрично по отношению к высокочастотным резонаторам (величина смещения равна $0.4 \cdot 10^{-2}$ от периметра), б) так как интенсивность синхротронного излучения зависит от энергии частицы, потеря энергии в первом полукольце больше, чем во втором. Сдвиг величины массы, связанный с этими эффектами, оказался пренебрежимым.

6. Существует некоторый хроматизм ВЭПП-4 в месте встречи. Это означает, что вертикальная бета-функция β_z и поперечный размер пучка зависят от энергии частицы и ее радиальной координаты. Этот эффект изучался экспериментально. Полученные данные согласуются с расчетами и дают следующее распределение светимости:

$$G(W - W') = \left(1 + a \frac{W - W'}{W}\right) \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_W} \exp\left[-\frac{(W - W')^2}{2\sigma_W^2}\right], \quad (4.14)$$

где $a = -12 \pm 5$. Этот эффект приводит к сдвигу массы Υ -мезона на -25 ± 10 кэВ.

7. Проверки различных элементов детектора во время эксперимента показали, что возможная нестабильность эффективности регистрации не превышала $\pm 1\%$. Нестабильность в измерении светимости была не более $\pm 2\%$. Вариации уровня фона в детекторе не превышали $\pm 20\%$. Эти нестабильности дают ошибку в массе $\Upsilon(1S)$ около ± 15 кэВ.

8. Разброс в энергии пучка может зависеть от фазовых нестабильностей, токов пучков и эффектов встречи. Во время эксперимента специальное внимание было уделено тому, чтобы обеспечить отсутствие фазовых нестабильностей. Раздельное фитирование данных, набранных при малых и при больших токах пучков, а также при малых и больших удельных светимостях, показало, что энергетический разброс пучка был постоянным в пределах $\pm 5\%$ при токах эксперимента. Эта неточность дает ошибку ± 25 кэВ в массе $\Upsilon(1S)$ -мезона.

9. Формула, использовавшаяся для подгонки наблюдаемого адронного сечения содержит ряд приближений. За счет этого ошибка в массе $\Upsilon(1S)$ составляет около ± 10 кэВ.

Перечисленные источники ошибки в массе $\Upsilon(1S)$ приведены в таблице 4.1.

Таблица 4.1: Список систематических ошибок в измерении массы $\Upsilon(1S)$.

Источник ошибки	Сдвиг массы (кэВ)	Величина ошибки (кэВ)
Точность измерения массы электрона	–	± 26
Определение γ -фактора	–	± 14
Вертикальные возмущения орбиты	-9	± 7
Движение рожденного Υ -мезона	-4.1	± 0.2
Отличие энергии e^- и e^+ в месте встречи от средней в накопителе	–	–
Хроматизм ВЭПП-4 в месте встречи	-25	± 10
Нестабильности эффективности регистрации и измерения светимости, вариации уровня фона	–	± 15
Разброс в энергии пучка	–	± 25
Приближения в подгоночной формуле	–	± 10
Суммарный эффект	-38.1	± 44

Для определения систематической ошибки набранная статистика делилась на различные подмножества событий по таким критериям: различные сканирования области Υ -мезона, малые и большие токи пучков, малая и большая удельная светимость, малая удельная светимость при энергии ниже резонанса плюс большая удельная светимость при энергии выше резонанса и наоборот, заходы с калибровкой энергии и без нее и так далее. Подгонки данных из этих подмножеств согласуются в пределах статистических ошибок.

После анализа всех перечисленных выше эффектов мы пришли к выводу, что полный сдвиг значения массы за счет этих эффектов равен примерно -0.04 МэВ, а систематическая ошибка составляет около ± 0.05 МэВ. Таким образом, окончательное значение массы Υ -мезона в этом эксперименте равно [74]:

$$M(\Upsilon(1S)) = 9460.60 \pm 0.09 \pm 0.05 \text{ МэВ} \quad (1992).$$

Это значение хорошо согласуется с нашими данными 1982 г. [56] и 1984 г. [63]. После усреднения этих трех независимых результатов получаем следующую величину массы $\Upsilon(1S)$:

$$M(\Upsilon(1S)) = 9460.59 \pm 0.09 \pm 0.05 \text{ МэВ}.$$

Наше значение массы $\Upsilon(1S)$ отличается от результата детектора CUSB [65] на 3.8σ . Однако при обработке данных CUSB [65] по нашему алгоритму отличие составляет 2.3σ [73].

4.2.2. Измерение массы $\Upsilon(2S)$

В этом эксперименте [63, 64] был использован интеграл светимости 0.6 нб^{-1} набранный в четырех сканированиях области энергий $\Upsilon(2S)$ -мезона ($W = 9980 \div 10075$ МэВ). Было проведено около 180 калибровок энергии накопителя.

Процедура калибровки энергии в этой области имела особенность. При энергии $\Upsilon(2S)$ степень поляризации пучка ВЭПП-4 мала из-за совпадения частоты прецессии спина с частотой бетатронных колебаний. Поэтому калибровки проводились в точке, отстоящей от

резонанса на 60 МэВ (в шкале W), а энергия в точке эксперимента определялась с помощью экстраполяции по величине магнитного поля. Экстраполяционная кривая была получена при помощи калибровок энергии ниже и выше резонанса, где степень поляризации достаточна для этого. Калибровочные кривые получались несколько раз за время проведения эксперимента.

В данном эксперименте использовалось два стандартных режима работы накопителя, в каждом из которых было набрано по половине статистики.

В первом режиме после инжекции изменение магнитного поля накопителя проводилось до точки, где проводилась калибровка. Затем энергия увеличивалась до точки набора статистики. После этого энергия поднималась до фиксированной точки много выше резонанса и затем опускалась до энергии инжекции. В некоторых циклах во время под'ема энергии проводилось две калибровки в точках ниже резонанса на 60 и 120 МэВ. Оцениваемая ошибка в массе $\Upsilon(2S)$ за счет процедуры экстраполяции не превышает 0.05 МэВ.

При наборе другой половины статистики сразу после инжекции энергия поднималась до максимальной фиксированной точки и затем понижалась до точки набора статистики. После чего энергия понижалась на 60 МэВ и проводилась калибровка. Калибровочная кривая зависимости энергии от магнитного поля в этом режиме работы не согласуется с предыдущей. Ошибка в массе за счет экстраполяции в этой серии измерений не больше 0.2 МэВ.

Наблюдаемое адронное сечение в зависимости от энергии центра масс представлено на рис. 4.3.

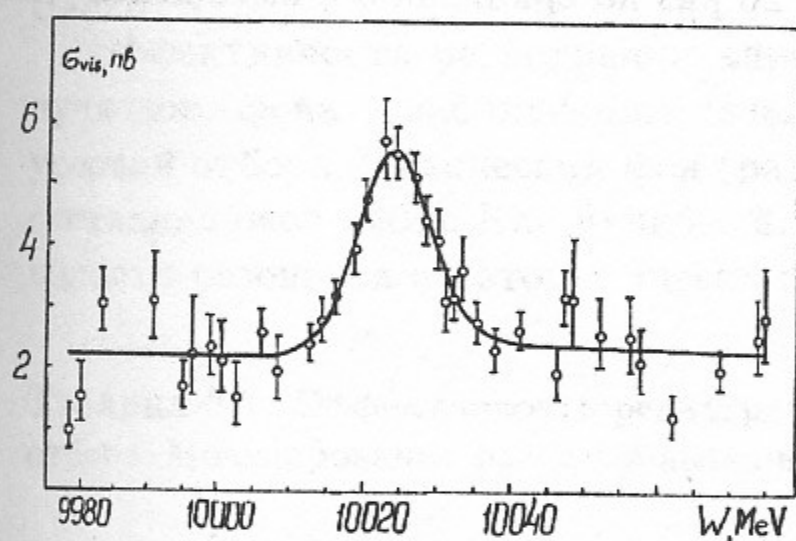


Рис. 4.3: Наблюдаемое адронное сечение в области энергии $\Upsilon(2S)$.

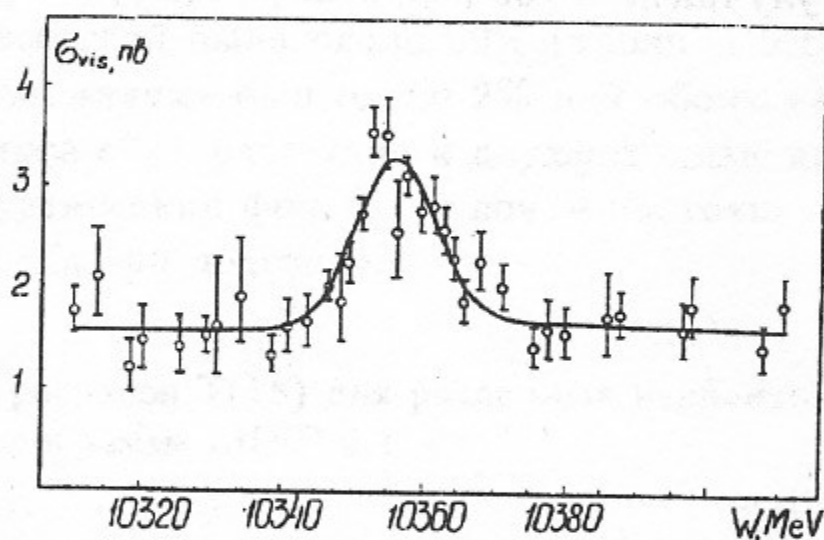


Рис. 4.4: Наблюдаемое адронное сечение в области энергии $\Upsilon(3S)$.

Фитирование данных дает значение массы $\Upsilon(2S)$:

$$M(\Upsilon(2S)) = 10023.6 \pm 0.5 \text{ МэВ}$$

и величину энергетического разброса $\sigma_W = 4.9 \pm 0.5$ МэВ. Последнее значение находится в согласии с ожидаемым разбросом 4.5 МэВ для ВЭПП-4 при этой энергии. Систематическая ошибка массы $\Upsilon(2S)$ по нашим оценкам меньше 0.2 МэВ. Сложенная квадратично со статистической ошибкой она незначительно увеличивает полную ошибку. Масса $\Upsilon(2S)$ -мезона, измеренная детекторами ARGUS и Crystal Ball в DESY [66], согласуется с нашей.

4.2.3. Измерение массы $\Upsilon(3S)$

Измерение массы $\Upsilon(3S)$ -мезона [63, 64] проводилось аналогично измерению массы $\Upsilon(1S)$. Интеграл светимости 1.25 нб^{-1} был набран в пяти сканированиях области энергии $\Upsilon(3S)$ ($W = 10310 \div 10410 \text{ МэВ}$). Методом резонансной деполяризации пучка было проведено около 370 калибровок энергии накопителя. Точность измерения энергии (в зависимости от степени поляризации пучка) находилась в пределах $0.05 \div 0.2 \text{ МэВ}$ (в шкале W). Критерии отбора многоадронных событий были выбраны исходя из моделирования и измерений фонов. Результат обработки данных представлен на рис. 4.4, где показано наблюдаемое сечение в зависимости от энергии системы центра масс.

Процедура подгонки и подгоночная формула были теми же, что и при измерении массы $\Upsilon(1S)$, и дали следующее значение массы $\Upsilon(3S)$:

$$M(\Upsilon(3S)) = 10355.3 \pm 0.5 \text{ МэВ.}$$

Полученный разброс энергии ВЭПП-4 в области $\Upsilon(3S)$ равен $\sigma_W = 5.4 \pm 0.6 \text{ МэВ}$, что находится в согласии с оцениваемой величиной 4.8 МэВ . Систематическая ошибка приведенного значения массы $\Upsilon(3S)$ по нашим оценкам меньше 0.2 МэВ . Полная ошибка, полученная квадратичным сложением статистической ошибки с систематической, определяется статистикой и составляет 0.5 МэВ .

В заключение отметим, что в наших экспериментах точность измерения массы $\Upsilon(1S)$ была улучшена в 100 раз, а масс $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ – в 20 раз по сравнению с имевшейся ранее [75].

5. Изучение лептонных распадов Υ -мезонов

5.1. Измерение $\Gamma_{ee}(\Upsilon(1S))$

Для измерения электронной ширины $\Upsilon(1S)$ [74], также как и для измерения его массы (раздел 4.2), мы использовали интеграл светимости 2.0 nb^{-1} , набранный в четырех сканированиях области $\Upsilon(1S)$ ($E = 4710 \div 4745 \text{ МэВ}$). В анализе также были использованы дополнительные 0.4 nb^{-1} , записанные в континууме с теми же условиями на триггер и монитор светимости. Калибровка энергии ВЭПП-4 проводилась методом резонансной деполяризации.

Электронная ширина резонанса не может быть прямо измерена в e^+e^- -эксперименте. Из подгонки резонансной кривой можно только найти произведение $\Gamma_{ee} \cdot B_f$, где B_f - вероятность распада в конечные состояния, регистрируемые в эксперименте. В нашей работе мы не подавляли специально распады $\tau^+\tau^-$, они были учтены при вычислении эффективности регистрации. В этом случае, предполагая $e - \mu$ универсальность, имеем $B_f = 1 - 2 \cdot B_{\mu\mu}$.

Два различных варианта условий отбора были выбраны для выделения многоадронных и $\tau^+\tau^-$ событий. Первый вариант условий отбора ("Т-критерий") основан, в основном, на информации из координатных камер. Вторым ("S-критерий") использует информацию из ливнево-пробежных камер. Число заряженных частиц и фотонов, зарегистрированных в событии, должно быть больше 3-х, а число фоновых частиц - меньше 4-х. Ряд дополнительных условий отбора был использован для подавления событий радиационного e^+e^- рассеяния [74].

Эффективность регистрации адронных событий была около 90% (таблица 5.1). Вклад пучкового фона в наблюдаемое сечение в континууме был около 2% для обоих вариантов условий отбора. Физический фон (радиационное e^+e^- рассеяние и двухфотонные процессы) составлял около 20%. Как пучковый, так и физический фон, были почти постоянны в узкой области резонанса и автоматически вычитались при подгонке.

Таблица 5.1: Эффективность регистрации (%) распадов $\Upsilon(1S)$ для различных вариантов условий отбора. Моделирование распадов выполнено по программе LUND 6.3.

Распад	T	S	T.or.S
$\Upsilon(1S) \rightarrow 3g, 2g\gamma$	88.1	87.5	91.8 ± 0.4
$\Upsilon(1S) \rightarrow qq, q\bar{q}g$	76.7	77.8	82.6 ± 1.0
$\Upsilon(1S) \rightarrow \tau\tau$	21.9	20.5	24.2 ± 2.0
$\Upsilon(1S) \rightarrow \text{hadrons}, \tau\tau$	85.2	84.7	89.0 ± 0.4

Подмножества событий, прошедших отборы T и S , T и \bar{S} и S и \bar{T} , являются статистически независимыми и могут быть использованы в совместной подгонке. Для моделирования распадов $\Upsilon(1S)$ были использованы следующие величины вероятностей его распадов: $B(\Upsilon \rightarrow 3g, 2g\gamma) = 1 - (R + 3) \cdot B_{\mu\mu}$, $B(\Upsilon \rightarrow qq, q\bar{q}g) = R \cdot B_{\mu\mu}$ и $B(\Upsilon \rightarrow \tau\tau) = B_{\mu\mu}$ с $R = 3.55$, $B_{\mu\mu} = 0.0257$ [87].

Для моделирования адронных распадов и распадов $\tau^+\tau^-$ использовалась программа LUND, версия 6.3 [90].

В моделировании этого эксперимента были сделаны две основные поправки [74]. Первая учитывала зависимость правильной реконструкции треков от эффективности координатных камер. Вторая изменяла пробеги адронов в ливнево-пробежных камерах, так как величины пробегов в моделировании программой UNIMOD, использующей NUCRIN [16], были несколько больше, чем в эксперименте.

Систематическая ошибка в эффективности регистрации, обусловленная ошибкой в моделировании детектора, была оценена в 0.5% для *T.qr.S* варианта отбора и 1% для *T.and.S* варианта.

Сравнение экспериментальных распределений по наиболее важным параметрам событий с полученными в моделировании показывает, что LUND 6.3 удовлетворительно моделирует распады $\Upsilon(1S)$, хотя импульсный спектр заряженных частиц в эксперименте несколько более жесткий, чем в моделировании. Мы попытались изменить параметры программы LUND 6.3, с возможно меньшими изменениями в множественности и сферичности, чтобы получить в ней более жесткий спектр частиц. Оказалось, что согласие импульсных спектров могло бы быть улучшено, но ценой разногласия в распределении по сферичности.

Из полученных наборов событий моделирования с различными параметрами по программам LUND 6.3 and LUND 4.3 мы оценили, что систематическая ошибка в эффективности регистрации, связанная с моделированием многоадронного рождения, не превышает 1%.

Для событий, прошедших условия отбора *T.and.S* (рис.5.1), *T.and..not.S*, *S.and..not.T*, измеренные зависимости сечения от энергии пучка были подогнаны с помощью формулы, учитывающей радиационные поправки согласно работе Э.А.Кураева и В.С.Фадина [85] без учета малых членов в этой формуле.

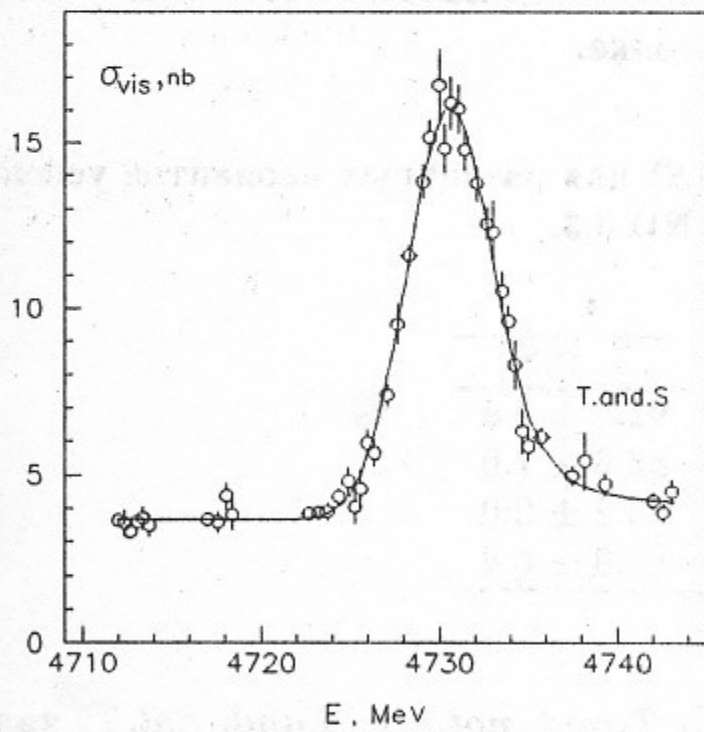


Рис. 5.1: Наблюдаемое сечение регистрации $e^+e^- \rightarrow hadrons$ в области $\Upsilon(1S)$ с вариантом отбора *T.and.S*.

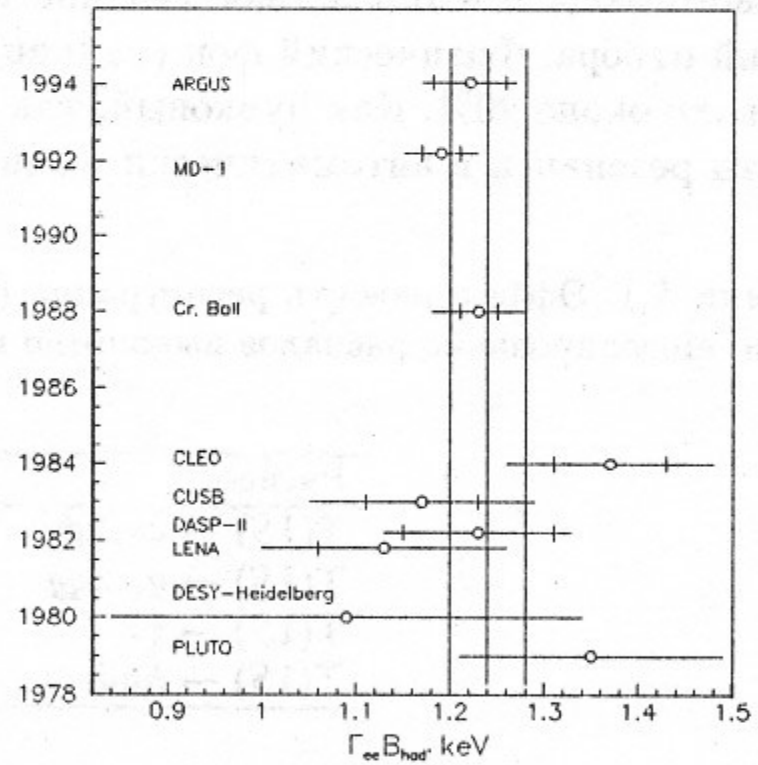


Рис. 5.2: Компиляция величин $\Gamma_{ee} \cdot B_{had}$ для $\Upsilon(1S)$. Полные отрезки представляют суммарные ошибки, статистические ошибки изображены отдельно маленькими отрезками. Вертикальные линии показывают среднее мировое значение и его ошибку (без данных нашего эксперимента и детектора ARGUS).

Здесь необходимо отметить, что до 1985 года в большинстве экспериментов в этой обла-

сти использовалась ошибочная формула для радиационных поправок, а определение Γ_{ee} было несовместимо с соотношением $\Gamma_{ee} = \Gamma_{tot} \cdot B_{\mu\mu}^{exp}$, которое используется для определения полной ширины Γ_{tot} ($B_{\mu\mu}^{exp}$ - вероятность распада в пару мюонов, измеренная экспериментально) [76]-[81]. Работа Э.А.Кураева и В.С.Фадина [85] внесла ясность в этот вопрос. Новая формула для радиационных поправок [85] была использована в наших работах [73, 74, 84, 86], а затем в работе детектора Crystal Ball [82]. Сейчас применение этой формулы является общепринятым [87], и с ее использованием были пересчитаны результаты всех экспериментов по Γ_{ee} и Γ_{tot} для Ψ - и Υ -мезонов [88, 89].

Наблюдаемое сечение подгонялось следующим выражением:

$$\sigma_i^{obs} = \gamma_{ee,i} \cdot 6\pi^2/M^2 \cdot G(W - M) \cdot (1 + \delta) + \sigma_{c,i}^{obs} \cdot (2 \cdot E_0/W)^2, \quad (5.1)$$

$$G(x) = \left(\frac{2\sigma_W}{M}\right)^\beta \frac{\Gamma(1 + \beta)}{\sqrt{2\pi\sigma_W}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\sigma_W^2}\right) D_{-\beta}\left(-\frac{x}{\sigma_W}\right),$$

$$\delta = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2}\right) + \frac{3}{4}\beta - \frac{1}{24}\beta^2 \left(\frac{2}{3} \ln \frac{W}{m_e} + 2\pi^2 - \frac{37}{4}\right),$$

$$\beta = \frac{4\alpha}{\pi} \left(\ln \frac{W}{m_e} - \frac{1}{2}\right).$$

Здесь α - постоянная тонкой структуры, Γ - гамма-функция, $D_{-\beta}$ - функция Вебера параболического цилиндра, m_e - масса электрона и $W = 2E$.

В подгонке было 8 свободных параметров: M , σ_W , $\sigma_{c,i}^{obs}$ и $\gamma_{ee,i}$ ($i=1,2,3$), где

M - масса $\Upsilon(1S)$,

σ_W - разброс в суммарной энергии пучков,

$\gamma_{ee,i} = \Gamma_{ee} \cdot B_f \cdot \epsilon_i$, $B_f = 1 - 2 \cdot B_{\mu\mu}$,

ϵ_i - эффективность регистрации в отборе i ,

$i=1,2,3$: $T.and.S$, $T.and..not.S$, $S.and..not.T$,

$\sigma_{c,i}^{obs}$ - нерезонансное сечение при энергии $E_0 = 4.7$ ГэВ для отбора i .

Точность формулы (5.1) лучше, чем 0.1%. Члены, пропорциональные β^2 и численно равные 0.0053, были отброшены в работах [82, 88, 89].

Поляризация вакуума включена в определение Γ_{ee} , поэтому $\Gamma_{ee} = \Gamma_{tot} \cdot B_{\mu\mu}^{exp}$.

Результаты эксперимента и подгонки для отбора $T.and.S$ показаны на рис. 5.1.

Три величины $\gamma_{ee,i}$ с известными эффективностями регистрации и величина $B_{\mu\mu}$ из таблиц PDG [87] были использованы для вычисления лептонных ширин, соответствующих отборам T , S и $T.or.S$. Последняя величина была выбрана как окончательный результат для Γ_{ee} , так как имеет наименьшую систематическую ошибку:

$$\Gamma_{ee} \cdot B_{had} = 1.187 \pm 0.023 \pm 0.031 \text{ кэВ.}$$

Полный список систематических ошибок представлен в таблице 5.2.

Опубликованные результаты экспериментов по измерению лептонной ширины $\Upsilon(1S)$ [74]-[83] показаны на рис. 5.2.

Результаты нашего эксперимента находится в хорошем согласии с другими измерениями.

Таблица 5.2: Список систематических ошибок в измерении электронной ширины $\Upsilon(1S)$.

Источник ошибки	Величина ошибки
Абсолютная калибровка светимости	2.2%
Стабильность монитора светимости	0.5%
Зависимость эффективности регистрации от модели рождения адронов	1.0%
Моделирование отклика детектора	0.5%
Статистика моделирования	0.5%
Вклад фона	0.5%
Неопределенность в энергии пучка	0.5%

5.2. Измерение $\Gamma_{ee}(\Upsilon(2S))$

Тем же методом была измерена лептонная ширина $\Upsilon(2S)$ [92]. В анализе были использованы данные, набранные в эксперименте по измерению R [91]. В течение двух месяцев было проведено три однодневных сканирования области $\Upsilon(2S)$. В области $E = 5005 \div 5020$ МэВ был набран интеграл светимости 0.4 nb^{-1} . Калибровка энергии методом резонансной деполаризации не проводилась. Неопределенность в измерении энергии пучков была основной проблемой анализа.

Из предыдущих экспериментов [73, 86, 56, 63] было известно, что неопределенность энергии пучков накопителя ВЭПП-4 связана с двумя причинами: флуктуациями около среднего значения со стандартным отклонением 0.2 МэВ и внезапными сдвигами этого уровня на 2–3 МэВ, которые происходили раз в несколько недель. Вероятность такого сдвига мала в течение короткого сканирования резонансной области, но весьма вероятна между сканированиями.

Учитывая это, мы рассматривали три сканирования области $\Upsilon(2S)$ как три независимых эксперимента. Для каждого сканирования использовались независимые данные, набранные в континууме, с интегралами светимости по 0.2 nb^{-1} . Окончательный результат был получен усреднением трех значений лептонной ширины $\Upsilon(2S)$.

Таблица 5.3: Вероятности распадов $\Upsilon(2S)$ и эффективности регистрации (%).

Распад	B_{mode}	ϵ_{mode}
$\Upsilon(2S) \rightarrow 3g, 2g\gamma$	46.6 ± 2.2	94.9 ± 0.5
$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1s)\pi\pi$	27.3 ± 1.4	91.3 ± 1.4
$\Upsilon(2S) \rightarrow \chi, \gamma$	17.6 ± 1.6	89.5 ± 1.4
$\Upsilon(2S) \rightarrow qq, q\bar{q}g$	4.7 ± 0.7	91.4 ± 1.4
$\Upsilon(2S) \rightarrow \tau\tau$	1.3 ± 0.2	29.4 ± 2.0
$\Upsilon(2S) \rightarrow hadrons, \tau\tau$	97.4 ± 0.4	91.9 ± 0.5

Многоадронные события (включая распады τ -пар) были выделены с помощью отбора $T.or.S$. Вероятности распадов $\Upsilon(2S)$, использованные для вычисления эффективности регистрации, представлены в таблице 5.3. Как и в предыдущем эксперименте, моделирование

распадов $\Upsilon(2S)$ было сделано с помощью программы LUND 6.3.

Измеренная в трех сканированиях зависимость формы сечения от энергии пучка была подогнана формулой (5.1) с тремя свободными параметрами: γ_{ee} , σ_c^{obs} и M . Разброс энергии пучка $\sigma_{W,2S}$ был фиксирован: 5.25 ± 0.11 МэВ. Эта величина была вычислена из следующей формулы:

$$\sigma_{W,2S} = \sigma_{W,1S} \cdot (M_{2S}/M_{1S})^2,$$

где использовались $\sigma_{W,1S}$ и величина ошибки, измеренные в эксперименте на $\Upsilon(1S)$ -мезоне. Подгонка, где все параметры свободные, дает значение $\sigma_{W,2S} = 5.30 \pm 0.38$ МэВ.

Экспериментальные данные и результаты подгонки показаны на рис. 5.3 (все три сканирования объединены).

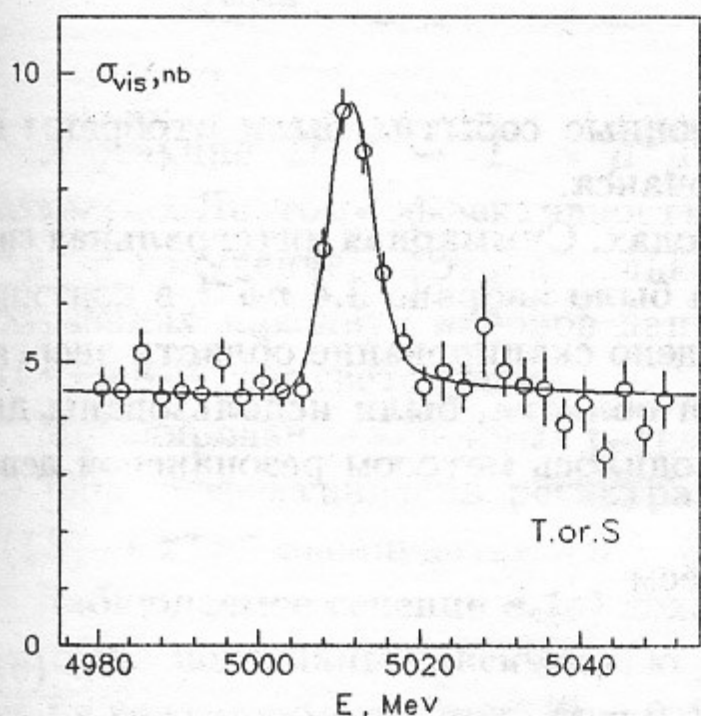


Рис. 5.3: Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow hadrons$ для отбора $T.or.S$ в области $\Upsilon(2S)$.

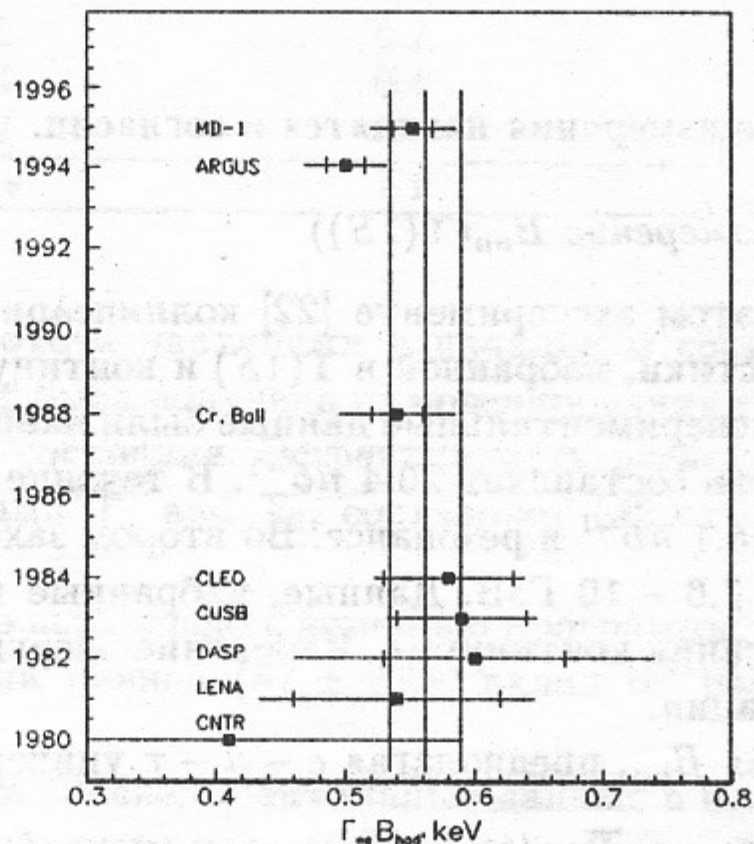


Рис. 5.4: Компиляция величин $\Gamma_{ee} \cdot B_{had}$ для $\Upsilon(2S)$. Полные отрезки представляют суммарные ошибки, статистические ошибки изображены отдельно маленькими отрезками. Вертикальные линии показывают среднее мировое значение и его ошибку (без данных нашего эксперимента и детектора ARGUS).

Значения величин Γ_{ee} , полученные в трех сканированиях, находятся в хорошем согласии: $\chi^2 = 1.68$ для 2 степеней свободы. Их усреднение дает

$$\Gamma_{ee} \cdot B_{had} = 0.552 \pm 0.031 \pm 0.017 \text{ кэВ.}$$

Масса резонанса, полученная во втором сканировании, сдвинута примерно на 3 МэВ относительно масс, полученных в двух других сканированиях. Если игнорировать сдвиг в энергии между сканированиями, то полученное значение Γ_{ee} уменьшается на 2.4%.

Источники систематических ошибок приведены в таблице 5.4.

Результаты экспериментов по измерению электронной ширины $\Upsilon(2S)$ [77, 93, 78],[80]-[83] и этого измерения показаны на рис.5.4.

Таблица 5.4: Список систематических ошибок в измерении электронной ширины $\Upsilon(2S)$.

Источник ошибки	Величина ошибки
Абсолютная калибровка светимости	1.9%
Стабильность монитора светимости	1.5%
Зависимость эффективности регистрации от модели рождения адронов	1.0%
Моделирование отклика детектора	0.5%
Статистика моделирования	0.5%
Вклад фона	0.5%
Неопределенность в энергии пучка	0.9%
Неопределенность в σ_W	0.8%

Все измерения находятся в согласии.

5.3. Измерение $B_{\mu\mu}(\Upsilon(1S))$

В этом эксперименте [22] коллинеарные и многоадронные события были отобраны из статистики, набранной в $\Upsilon(1S)$ и континууме около резонанса.

Экспериментальные данные были набраны в двух заходах. Суммарная интегральная светимость составляет 20.4 nb^{-1} . В течение первого захода было набрано 3.4 nb^{-1} в континууме и 5.1 nb^{-1} в резонансе. Во втором заходе было проведено сканирование области энергий $\sqrt{s} = 7.6 - 10 \text{ ГэВ}$. Данные, набранные в нерезонансной области, были использованы для вычитания континуума. Измерение энергии пучков проводилось методом резонансной деполаризации.

Для $B_{\mu\mu}$, предполагая $e - \mu - \tau$ универсальность, имеем

$$B_{\mu\mu} = \bar{B}_{\mu\mu} / (1 + 3\bar{B}_{\mu\mu}), \quad (5.2)$$

где $\bar{B}_{\mu\mu} = \sigma_r^\mu / \sigma_r^h$, σ_r^μ и σ_r^h - полное сечение рождения в резонансе мюонов и адронов, соответственно.

Два набора данных были записаны в эксперименте с использованием двух различных триггеров (T_1, T_2). В триггере T_1 требовалось срабатывание хотя бы одного сцинтилляционного счетчика и двух пропорциональных камер, в триггере T_2 - двух блоков ливнево-пробежных камер, расположенных по разные стороны от оси пучка. Эффективность срабатывания для КЭД процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ составляет 35.7 % и 44.9 % для триггеров T_1 и T_2 , соответственно.

Коллинеарные события были выделены из событий с малой множественностью с некоторыми дополнительными условиями отбора [22]. Вклады основных фоновых процессов представлены в таблице 5.5. Они даны в сравнении с КЭД процессом $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ при $\sqrt{s}=9.46 \text{ ГэВ}$.

Адронные события были отобраны с использованием обрезаний по множественности частиц в событии и их импульсам [22].

Эффективности регистрации $\epsilon_c^\mu, \epsilon_r^\mu, \epsilon_r^h$ реакций $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$, $\Upsilon \rightarrow \text{hadrons}$ были получены с помощью моделирования.

Для КЭД процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ использовалось моделирование с учетом радиационных поправок до α^3 [99, 100]. Полное сечение этого процесса было вычислено по формуле из статьи Э.А.Кураева и В.С.Фадиной [85], которая учитывает радиационные поправки до α^4 .

Таблица 5.5: Список фонов и систематических ошибок в эксперименте по измерению $B_{\mu\mu}$.

Источник фона	Фон (%)	Систематическая ошибка (%)
Космика	4.9	0.5
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	2.1	0.4
Совпадение космики с однократным тормозным излучением [22]	0.7	0.3
$e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ (мод.)	0.6	0.2
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (мод.)	0.4	0.4
$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ (мод.)	3.2	0.7
Сумма	11.9	1.1

В реакции $e^+e^- \rightarrow \Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ излучение фотона частицами в начальном состоянии подавлено. Поэтому эффективность регистрации ϵ_r^h была получена из моделирования $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ с излучением фотона только из конечного состояния. Эффективность регистрации, полученная для двух наборов данных с триггерами T_1 and T_2 , составляет $(32.9 \pm 0.9)\%$ и $(41.4 \pm 0.8)\%$, соответственно.

Моделирование адронных распадов $\Upsilon(1S)$ было выполнено с помощью программы LUND 6.3 [90]. Эффективность регистрации ϵ_r^h получена равной $(87 \pm 2)\%$, вклад от распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \tau^+\tau^-$ оценивается в 0.3 %.

Наблюдаемое сечение $\sigma_v(s)$ показано на рис.5.5. Экспериментальные данные в континууме были подогнаны зависимостью $1/s$ с одним свободным параметром: наблюдаемым сечением в континууме σ_{vc} при $\sqrt{s} = 9.46$ ГэВ. После учета эффективности регистрации, которая составляет $(23.2 \pm 0.4)\%$ для T_1 и $(29.2 \pm 0.4)\%$ для T_2 , было получено полное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в континууме при $\sqrt{s} = 9.46$ ГэВ:

$$\sigma_c = 1.372 \pm 0.0018 \pm 0.035 \text{ нб.}$$

Систематическая ошибка включает неопределенность в эффективности регистрации (1.2%), вычитании фона (табл. 5.5) и абсолютной калибровке светимости (2.1%). Измеренное сечение находится в хорошем согласии с расчетом (1.404 нб).

Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в борновском приближении имеет следующий вид [101]:

$$\sigma_t(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} (1 + 2 \cdot \text{Re}\{B(s)\} + |B(s)|^2); \quad (5.3)$$

$$B(s) = \frac{\beta \cdot s}{s - M^2 + i \cdot \Gamma_{tot} \cdot M}; \quad \beta = \frac{3 \cdot \Gamma_{ee}}{\alpha \cdot M},$$

где M - масса резонанса, Γ_{tot} - полная и Γ_{ee} - лептонная ширины $\Upsilon(1S)$ -мезона. Три члена в (5.3) дают КЭД сечение (σ_0), интерференционный член (σ_i) и резонансное сечение (σ_r). Экспериментальное сечение имеет вид, сильно отличающийся от вида сечения σ_i , так как

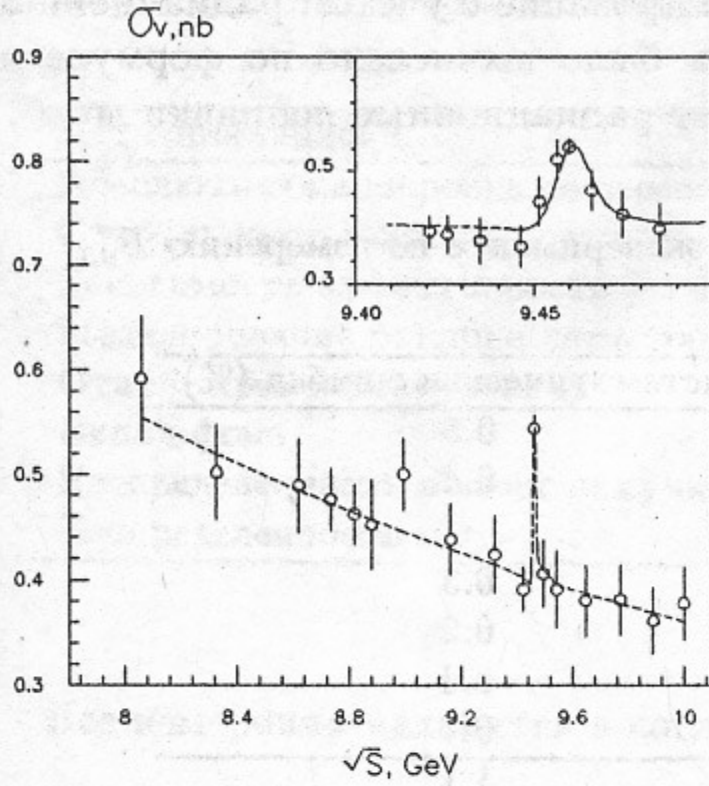


Рис. 5.5: Наблюдаемое сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$.

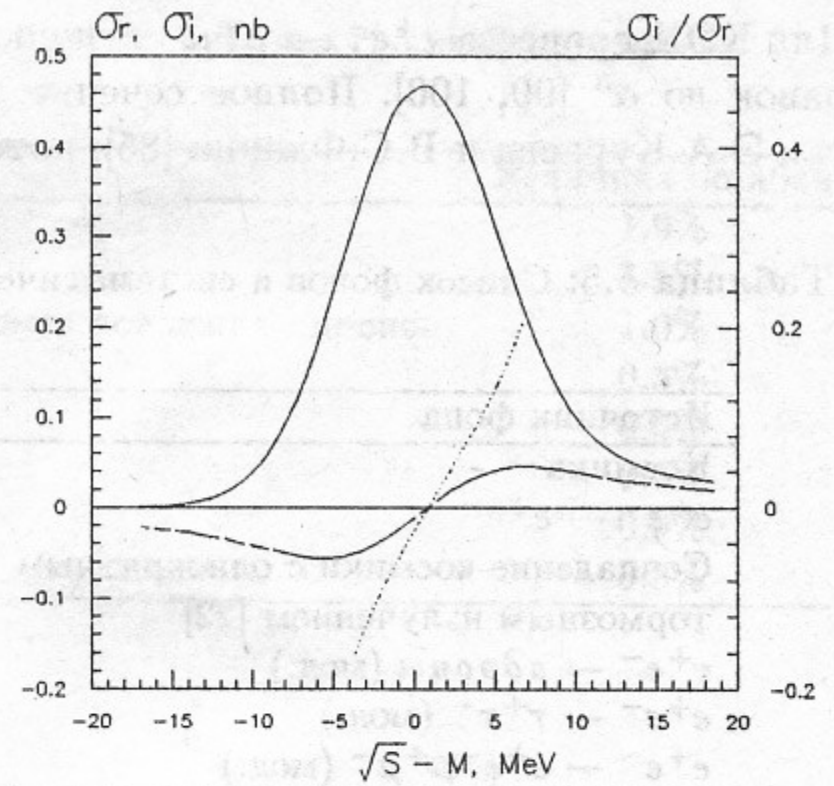


Рис. 5.6: Расчетные сечения σ_r (непрерывная линия), σ_i (пунктирная линия) и отношение σ_i/σ_r (точечная линия).

энергия пучков имеет разброс σ_W и тормозное излучение уменьшает энергию электронов в начальном состоянии [102, 103].

Наблюдаемое сечение рождения мюонов (рис. 5.5) было аппроксимировано следующей формулой:

$$\sigma_v^\mu(W) = \sigma_{vc} \left(\frac{M}{W} \right)^2 + \sigma_r^\mu \epsilon_r^\mu \frac{\sigma_\mu(W)}{\sigma_\mu(M)}, \quad (5.4)$$

где W - энергия в системе центра масс. Два параметра были свободными: наблюдаемое сечение в континууме σ_{vc} и резонансное превышение над континуумом σ_r^μ . Отношение $\sigma_\mu(W)/\sigma_\mu(M)$ дает форму резонансной кривой. Сечение $\sigma_\mu(W)$ вычислялось по формуле:

$$\sigma_\mu(W) = \int_0^\infty dW'' F(W, W'') [\sigma_r(W'') + \sigma_i(W'')] (1 + \delta_a) = \sigma_r(W) + \sigma_i(W), \quad (5.5)$$

$$F(W, W'') = \frac{1}{\sigma_W} \left(\frac{2\sigma_W}{W} \right)^t \frac{\Gamma(1+t)}{\sqrt{2\pi}} \times \exp\left(-\frac{x^2}{4}\right) D_{-t}(-x),$$

$$x = \frac{(W - W'')}{\sigma_W}; \quad t = \frac{2\alpha}{\pi} \left(2 \ln\left(\frac{W}{m_e}\right) - 1 \right); \quad \delta_a = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{3} - \frac{1}{2} \right) + \frac{3}{4}t,$$

где m_e - масса электрона, α - постоянная тонкой структуры, $\Gamma(1+t)$ - гамма-функция, $D_{-t}(-x)$ - функция параболического цилиндра Вебера.

Адронное сечение было аппроксимировано тем же способом, что и мюонное сечение (5.4). Интерференция для многоадронных событий в континууме и в резонансе пренебрежимо мала, поэтому форма резонансной кривой для адронов была вычислена без интерференционного члена в (5.5).

Результаты анализа эксперимента представлены в таблице 5.6, где приведены сечения σ_r^μ и σ_r^h , $N_{\mu\mu}$ – измеренное число μ -пар из распада резонанса и $\bar{B}_{\mu\mu}$. Приведены статистические ошибки, полученные в подгонке с фиксированной величиной сечения в континууме.

Таблица 5.6: Сечения рождения мюонов и адронов в резонансе, $N_{\mu\mu}$ и $\bar{B}_{\mu\mu}$ для двух наборов данных с триггерами T_1 и T_2

	σ_r^μ , нб	σ_r^h , нб	$N_{\mu\mu}$	$\bar{B}_{\mu\mu}$, %
T_1	0.348 ± 0.045	15.8 ± 0.13	276 ± 36	2.20 ± 0.28
T_2	0.357 ± 0.042	15.4 ± 0.14	339 ± 40	2.32 ± 0.27

Используя (5.2) и добавляя статистическую ошибку, связанную с вычитанием континуума, получаем вероятность распада: $B_{\mu\mu} = (2.12 \pm 0.20)\%$.

Были учтены следующие вклады в систематическую ошибку для вероятности распада $B_{\mu\mu}$: неопределенность в эффективности регистрации $\epsilon_r^\mu - 2.2\%$, $\epsilon_r^h - 2.0\%$, точность измерения светимости – 3.2% , фон от распадов $\Upsilon(1S)$ в адроны – $(1.2 \pm 0.7)\%$ и нестабильность энергии пучков – 0.8% . Последний эффект был впервые учтен в нашем эксперименте. Он обсуждается ниже.

Таблица 5.7: Компиляция результатов для вероятности распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

$B_{\mu\mu}, \%$	Эксперимент	Реакция
2.2 ± 2.0	PLUTO [76]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$1.4^{+3.4}_{-1.4}$	DESY-HD [77]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$3.8 \pm 1.5 \pm 0.2$	LENA [79]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$3.2 \pm 1.3 \pm 0.3$	DASP [78]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.7 \pm 0.3 \pm 0.3$	CLEO [80]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.70 \pm 0.28 \pm 0.14$	CUSB [94]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.84 \pm 0.18 \pm 0.20$	CLEO [95]	$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S) \pi^+ \pi^-; \Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.30 \pm 0.25 \pm 0.13$	ARGUS [96]	$\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S) \pi^+ \pi^-; \Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.61 \pm 0.09 \pm 0.11$	CUSB [97]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.52 \pm 0.07 \pm 0.07$	CLEO [98]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$
$2.12 \pm 0.20 \pm 0.10$	MD-1 [22]	$\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Отношение числа мюонных и адронных событий в распадах Υ дает вероятность распада $B_{\mu\mu}$, если энергия в центре масс W равна массе резонанса M (без учета радиационных поправок). Если W не равно M , то должна быть учтена интерференция между резонансом и континуумом. Вычисленные сечения σ_i , σ_r и их отношение показано на рис.5.6. В вычислении использована лептонная ширина $\Gamma_{ee} = 1.34$ кэВ [87] и разброс энергии ВЭПП-4 $\sigma_W = 4.62$ МэВ. Если интерференция не учтена, отношение σ_i/σ_r дает разные значения величины $B_{\mu\mu}$ в

зависимости от энергии в системе центра масс:

$$\frac{1}{B_{\mu\mu}} \frac{dB_{\mu\mu}}{dW} = \frac{d}{dW}(\sigma_i/\sigma_r) = 3.2\%/M \text{ эВ}.$$

Поэтому для аккуратного измерения $B_{\mu\mu}$ необходима калибровка энергии пучков. Калибровка энергии методом резонансной деполяризации проводилась в течение всего эксперимента. Точность этой калибровки дает вклад в систематическую ошибку $B_{\mu\mu}$ равный 0.8%.

После учета систематической ошибки получаем вероятность реакции $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ равную:

$$B_{\mu\mu} = (2.12 \pm 0.20 \pm 0.10)\%.$$

В таблице 5.7 представлены результаты, полученные на детекторе МД-1 для вероятности распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$, и также результаты других экспериментов.

Наше измерение согласуется с результатами других экспериментов.

6. Поиск редких распадов $\Upsilon(1S)$

6.1. Верхние пределы на $B(\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^-)$, $B(\Upsilon \rightarrow K^+K^-)$

Для получения этих верхних пределов [22] мы использовали тот же набор экспериментальных данных, что и для измерения $B_{\mu\mu}$. Были отобраны коллинеарные события с углом трека к оси пучка $\theta > 45^\circ$. Для подавления μ -пар использовались мюонные камеры. Частицы были классифицированы как мюоны, если срабатывала хотя бы одна камера внутри ярма (5.5 ядерных длин взаимодействия) или за ярмом (7.5 ядерных длин взаимодействия). События, где мюоны не были обнаружены, были отобраны как кандидаты для исследуемых распадов. Для уменьшения фона от реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ были использованы дополнительные условия отбора [22].

В результате мы получили 5 событий в области резонанса (в интервале $\pm\sigma_w$, $\int Ldt=5.1 \text{ нб}^{-1}$) и 21 событие в континууме ($\int Ldt=15.0 \text{ нб}^{-1}$). Измеренное число событий находится в хорошем согласии с ожидаемым фоном от реакций $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Из моделирования величина фона от этих реакций была оценена равной 2.5 ± 1.0 , 3.0 ± 3.0 и 2.3 ± 1.5 событий, соответственно. Вклад многоадронных событий пренебрежимо мал. Подгонка данных эксперимента была сделана для двух зависимостей сечения рождения в континууме от энергии: const и $\sim 1/s$. Результат не зависит от подгоночной процедуры и составляет не более 4.3 (90% CL) двухадронных распадов $\Upsilon(1S)$.

Эффективности регистрации $\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Upsilon \rightarrow K^+K^-$ были определены по моделированию и равны $(11 \pm 2)\%$. Угловое распределение коллинеарных псевдоскалярных мезонов в моделировании имело вид $\sim \sin^2(\theta)$.

Полученные верхние пределы на вероятности распадов $\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^-$ или K^+K^- равны:

$$B(\Upsilon \rightarrow \pi^+\pi^- \text{ или } K^+K^-) < 5 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% CL)}.$$

Вычисление, использующее КХД правила сумм, дает следующие значения: $B_{\pi\pi} \sim 5 \cdot 10^{-8}$, $B_{KK} \sim 10^{-7}$ [104].

В этом эксперименте верхние пределы на вероятности распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-$, K^+K^- были получены впервые.

6.2. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow p\bar{p})$

Тем же способом, как и для распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-$, K^+K^- , из наших данных был определен верхний предел на вероятность распада $\Upsilon(1S) \rightarrow p\bar{p}$. Для этого процесса расчетная эффективность регистрации равна $(6 \pm 1)\%$. Полученный верхний предел равен: $B(\Upsilon \rightarrow p\bar{p}) < 9 \cdot 10^{-4}$ (90% CL) [22].

Для более эффективного поиска распада $\Upsilon(1S) \rightarrow p\bar{p}$ мы использовали идентификацию частиц в МД-1 с помощью газовых черенковских счетчиков с величиной порогового значения лоренц-фактора $\gamma_{th} = 5.16$ [105]. γ -фактор p и \bar{p} из распада $\Upsilon(1S)$ меньше, чем γ_{th} , и поэтому использование черенковских счетчиков является очень эффективным в подавлении фона.

В этом анализе была использована интегральная светимость 5.7 нб^{-1} , набранная в резонансе $\Upsilon(1S)$. Данные содержали 80800 Υ -мезонов.

Были отобраны события с двумя заряженными коллинеарными частицами. Для подавления фона от космики были использованы обрезания по импульсам и времени пролета частиц. Полученный набор событий состоял, в основном, из мюонных пар и событий Баба-рассеяния.

Информация от черенковских счетчиков была использована для поиска $p\bar{p}$ событий следующим образом. Были отобраны события, где каждая из двух частиц пересекала только один черенковский счетчик и ее путь в радиаторе составлял более 17 см. То есть, обе частицы пересекали два черенковских счетчика с восьмью фотоумножителями (РМ). События рассматривались как $p\bar{p}$ кандидаты, если число сработавших РМ составляло $N_{PM} < 2$. Событий с $N_{PM} = 0$ не было найдено, осталось только 18 событий с $N_{PM} = 1$. Используя информацию от мюонных камер мы нашли, что все эти 18 оставшихся событий имеют суммарную длину пробега обеих частиц больше, чем 8 ядерных длин поглощения, и идентифицировали эти события как мюонные пары. Таким образом, мы не нашли событий удовлетворяющих нашим критериям отбора для $p\bar{p}$.

Эффективность регистрации $p\bar{p}$ была определена из моделирования. В моделировании угловое распределение $p\bar{p}$ было пропорционально $(1 + \cos^2 \vartheta)$ и могло отличаться от реального [106]. Обусловленная этим относительная ошибка в эффективности, не превышает 1.5%.

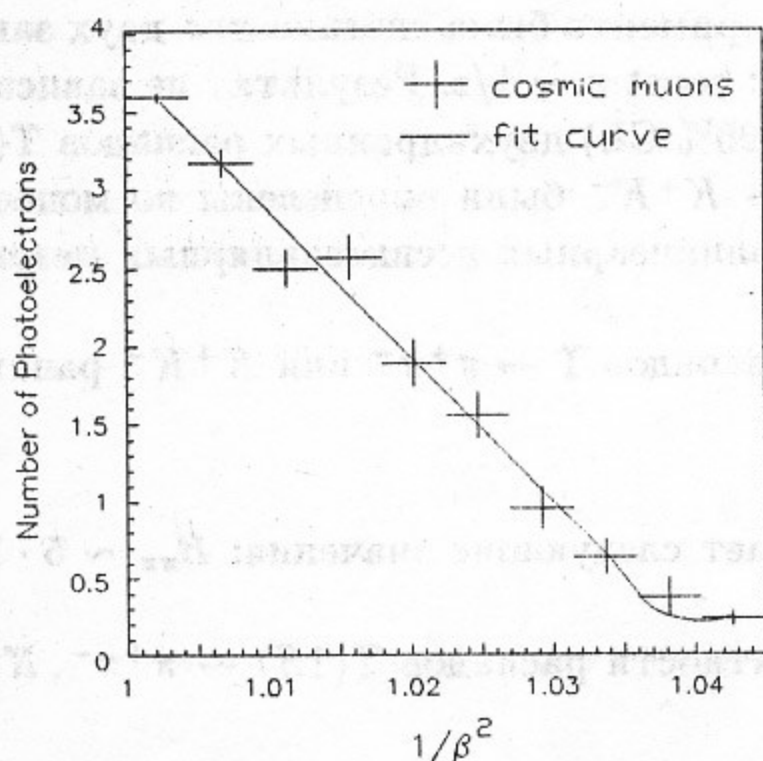


Рис. 6.1: Зависимость числа фотоэлектронов в черенковских счетчиках от обратного квадрата скорости космических мюонов и подгонная кривая.

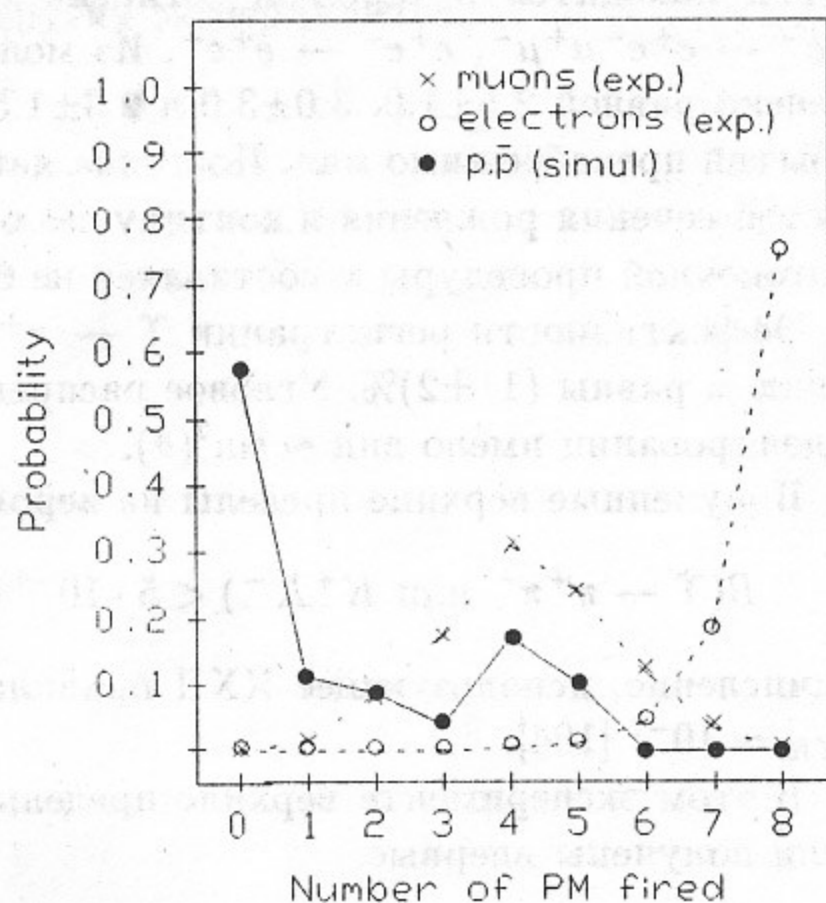


Рис. 6.2: Распределения вероятности от числа сработавших фотоумножителей в черенковских счетчиках для Баба-событий, мюонных пар и событий моделирования $p\bar{p}$. Линиями соединены дискретные вероятности для событий одного типа.

Параметры аппаратуры, использованные в моделировании, были определены экспериментально. Для этой цели были использованы отобранные космические мюоны, мюонные пары и Баба-события. Важные в этом эксперименте параметры аппаратуры перечислены ниже. Зависимость числа фотоэлектронов в черенковских счетчиках от обратного квадрата скорости космических мюонов и подгонная кривая показаны на рис.6.1. На рис.6.2 представлены распределения вероятности числа сработавших фотоумножителей в черенковских счетчиках для Баба-событий, мюонных пар и событий моделирования $p\bar{p}$. Вероятность срабатывания РМ в непересеченных счетчиках была меньше 2.3%. Средняя эффективность мюонных камер

была равна $(97.0 \pm 0.5)\%$, но в каждом слое было установлено по две камеры, включенных на "или". Срабатывание мюонных камер в Баба-событиях не превышало 0.9%.

Эффективность регистрации $p\bar{p}$ событий, вычисленная в моделировании, была равна $(6.7 \pm 1.4)\%$ и определялась, в основном, выбранным аксептансом.

В результате данного эксперимента установлен верхний предел:

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow p\bar{p}) < 5 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% CL)}.$$

Теоретическая оценка [104] дает для вероятности распада величину на 4 порядка меньше: $B_{p\bar{p}} \sim 10^{-7}$.

6.3. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2)) \times B(\xi \rightarrow K^+K^-)$

Исследование радиационных распадов тяжелых векторных мезонов (J/ψ , Υ , etc.) является одним из наиболее перспективных способов поиска новых частиц. В радиационных распадах рождается система двух глюонов с положительной зарядовой четностью. Эти глюоны могут переходить как в простые мезоны, так и в новые состояния. Другой интересной задачей является поиск возможных легких хиггсовских бозонов.

В 1983 году детектором MARK III был открыт резонанс $\xi(2.2)$ в спектре K^+K^- в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma K^+K^-$ [107]. Позднее этот резонанс наблюдался также в других экспериментах [108]-[113]. Открытие $\xi(2.2)$ детектором MARK III в радиационных распадах J/ψ стимулировало его поиски в радиационных распадах Υ -мезона. Интерпретация $\xi(2.2)$ как хиггсовского бозона была наиболее популярной и было важно проверить эту гипотезу [114]. Состояние $\xi(2.2)$ может иметь только следующие квантовые числа: $J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, \dots$. Из анализа распада $\xi \rightarrow K_s K_s$ [109] было установлено, что минимальное значение спина $\xi(2.2)$ равно 2.

В настоящее время природа $\xi(2.2)$ остается все еще неясной. Для объяснения этого резонанса были предложены различные гипотезы: хиггсовский бозон [114], глюоний и гибридное состояние [115], мезон с большим спином [116] и другие [117]. Так как нулевой спин $\xi(2.2)$, по-видимому, исключен, гипотеза, что эта частица является хиггсовским бозоном, может быть отброшена.

В нашем эксперименте [118] была использована интегральная светимость 6.5 nb^{-1} набранная в $\Upsilon(1S)$ резонансе и 2.7 nb^{-1} - вне резонанса. Для изучения распада $\Upsilon \rightarrow \gamma K^+K^-$ мы отбирали события, в которых хотя бы один фотон восстановлен в системе ливнево-пробежных камер и только две заряженные частицы найдены в координатных камерах. Кроме того, была использована информация от черенковских счетчиков. В области $\xi(2.2)$ не было найдено событий, что дает следующий верхний предел на произведение вероятностей распада:

$$B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2)) \times B(\xi \rightarrow K^+K^-) < 2 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% CL)}.$$

Приведенный верхний предел на произведение вероятностей распада получен в предположении, что спин $\xi(2.2)$ равен нулю. В этом случае распад $\Upsilon \rightarrow \gamma\xi \rightarrow \gamma K^+K^-$ описывается одной амплитудой. Для $J \neq 0$ эффективность регистрации зависит от динамики распада. Например, для $J = 2$, когда доминирует амплитуда с $\lambda_\xi = 0$ или 2 (где λ_ξ - спиральность $\xi(2.2)$), отличие верхнего предела от варианта $J = 0$ составляет меньше 10%; когда доминирует амплитуда с $\lambda_\xi = 1$, верхний предел на 20% меньше.

Таблица 6.1: Верхние пределы на $B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2)) \times B(\xi \rightarrow K^+K^-)$ и $B(\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2))$, полученные в разных экспериментах.

Детектор	Верхний предел (90% CL)	Эксперимент
Cr. Ball [123]	$\sim 5 \cdot 10^{-4}$	incl.
CUSB [121, 122]	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$	incl.
CLEO [119]	$2 \cdot 10^{-4}$	excl.
CUSB [121]	$\sim 1 \cdot 10^{-3}$	excl.
MD-1 [118]	$2 \cdot 10^{-4}$	excl.
ARGUS [124]	$2.9 \cdot 10^{-5}$	excl.
CLEO [120]	$\sim 1.5 \cdot 10^{-5}$	excl.

Верхние пределы на распад $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\xi \rightarrow \gamma K^+ K^-$, полученные разными детекторами, также как и результаты поиска $\xi(2.2)$ в инклюзивном канале $\Upsilon \rightarrow \gamma\xi$, представлены в таблице 6.1.

6.4. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \gamma X(2.2)) \times B(X \rightarrow \phi\phi)$

Детектором DM2 в распаде $J/\psi \rightarrow \gamma\phi\phi$ было открыто узкое состояние в системе $\phi\phi$ с массой $2.2 \text{ ГэВ}/c^2$ и, вероятно, с квантовыми числами $J^P = 0^-$, хотя $J^P = 2^\pm$ не исключены [125]. Позднее детектор MARK III также представил результаты по наблюдению в радиационных распадах J/ψ псевдоскалярной структуры $X(2.2)$ с массой $2.2 \text{ ГэВ}/c^2$ в распадах на $\phi\phi$. Ширина резонанса составляет $\Gamma = 132 \pm 46 \pm 35 \text{ МэВ}$ [126]. По-видимому, резонанс, наблюдавшийся детектором DM2, уже резонанса, обнаруженного в эксперименте MARK III.

Поиск распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X \rightarrow \gamma\phi\phi \rightarrow \gamma 2(K^+K^-)$ был проведен в эксперименте на детекторе MD-1 [118]. Была использована та же статистика, что и в эксперименте по поиску распада $\Upsilon \rightarrow \gamma\xi(2.2) \rightarrow \gamma K^+ K^-$. В нашем эксперименте основными условиями отбора были следующие: хотя бы один фотон восстановлен в системе ливнево-пробежных камер и четыре частицы восстановлены в координатных камерах. Кроме того, для подавления адронного фона был использован ряд условий отбора, основанных, в основном, на информации от черенковских счетчиков [118]. В области $X(2.2)$ событий найдено не было. Установлен следующий верхний предел:

$$B(\Upsilon \rightarrow \gamma X)B(X \rightarrow \phi\phi) < 3 \cdot 10^{-3} \quad (90\% \text{ CL}).$$

Так как число оставшихся событий равно нулю, наш верхний предел на вероятность этого распада не зависит от предположения о величине его ширины.

Этот результат был получен в предположении, что спин $X(2.2)$ равен 0. Изменение верхнего предела в зависимости от динамики распада $X \rightarrow \phi\phi$ меньше 10%. Для $J = 2$ эффективность регистрации сильно зависит от динамики распадов $\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X$ и $X \rightarrow \phi\phi$. В зависимости от предположения о доминировании различных амплитуд, верхний предел изменяется в области от $2 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-3}$.

Нам не известны другие эксперименты по поиску этого распада.

6.5. Верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0)$

Одной из интересных задач Υ -физики является поиск распадов $\Upsilon(1S)$ -мезона с малой множественностью. Теоретические оценки дают следующую величину отношения:

$$B(\Upsilon \rightarrow \rho\pi)/B(J/\psi \rightarrow \rho\pi) \sim (M_{J/\psi}/M_{\Upsilon})^6 \sim 10^{-3} \quad [104, 127].$$

Используя известное экспериментальное значение $B(J/\psi \rightarrow \rho\pi) = 1.28 \cdot 10^{-2}$ [128], получаем $B(\Upsilon \rightarrow \rho\pi) \sim 10^{-5}$. Экспериментальный предел на $B(\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0) < 6.9 \cdot 10^{-4}$ (90% CL) был получен детектором LENA [129].

В нашем эксперименте [130] была использована та же статистика, что и в эксперименте по поиску распада $\Upsilon \rightarrow \gamma \xi(2.2) \rightarrow \gamma K^+ K^-$.

Энергия π^0 в распаде $\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0$ составляет 4.5 ГэВ. Разрешение нашего детектора не позволяет восстановить оба фотона в этом распаде, поэтому события регистрировались как две заряженные частицы и один фотон.

То же самое конечное состояние может регистрироваться в следующих процессах: $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \gamma \gamma$ (с конверсией на вакуумной камере одного γ -кванта в e^+e^- пару). Эти процессы являются основным фоном для исследуемой реакции.

Для моделирования распада $\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0$ мы использовали следующую зависимость вероятности распада от импульсов конечных частиц:

$$\frac{dw}{dR} \sim |F_{\pi}(m_{\pi^+\pi^-}^2)|^2 [\vec{q}_+(\vec{n}\vec{q}_-) - \vec{q}_-(\vec{n}\vec{q}_+)]^2, \quad (6.1)$$

где R - фазовое пространство трех частиц (π^+, π^-, π^0), \vec{q}_+, \vec{q}_- - импульсы π^+ и π^- , \vec{n} - направление вдоль оси пучков, $m_{\pi^+\pi^-}$ - инвариантная масса системы $\pi^+\pi^-$. F_{π} - формфактор π -мезона, выражение для которого может быть найдено в [131].

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$ ($\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$) было вычислено с использованием формулы для излучения фотона из начального состояния [132]. Для моделирования процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ была использована программа [100], а для моделирования $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ - программа [133]. Процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma \gamma$ моделировался согласно известному сечению [134]. Для всех этих процессов были учтены радиационные поправки [135]. Для условий нашего эксперимента величина поправок составляет примерно 20%.

Для поиска распада $\Upsilon \rightarrow \rho^0 \pi^0$ мы использовали те же условия отбора, что и для поиска распада $\Upsilon \rightarrow \gamma \xi(2.2) \rightarrow \gamma K^+ K^-$. Единственное отличие состояло в предположении о массе заряженных частиц, которые считались пионами.

Таблица 6.2: Число экспериментальных событий и событий моделирования процессов $e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$.

	Резонанс	Континуум
Эксперимент	19 ± 4.4	71 ± 8.4
$e^+e^- \rightarrow \rho^0 \gamma$	5.2 ± 0.7	18.6 ± 2.1
$e^+e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$	11.3 ± 1.2	37.2 ± 2.2

Число событий, прошедших эти критерии отбора и имеющих $m_{\pi^+\pi^-} < 4 \text{ GeV}/c^2$, приведено в таблице 6.2. Разрешение по инвариантной массе заряженных частиц в этой области $m_{\pi^+\pi^-}$ составляет $35 \text{ МэВ}/c^2$. В таблице также приведено число событий, полученных в моделировании фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

Вклад других фоновых процессов меньше, чем вклад процессов, указанных выше. Оцениваемое число фоновых событий от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$ составляет около 30% от событий реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$. Процесс $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ с конверсией одного фотона на вакуумной трубе детектора в e^+e^- пару также является одним из источников фона. Число событий этого процесса составляет около 20% от числа событий реакции $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$.

Как можно видеть из таблицы 6.2, фоновые процессы $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ не описывают полностью экспериментальные данные. Поэтому мы попытались подогнать экспериментальное распределение событий суммой вкладов от распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \rho^0\pi^0$, фоновых процессов $e^+e^- \rightarrow \rho^0\gamma$ и $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$ и неизвестного фона.

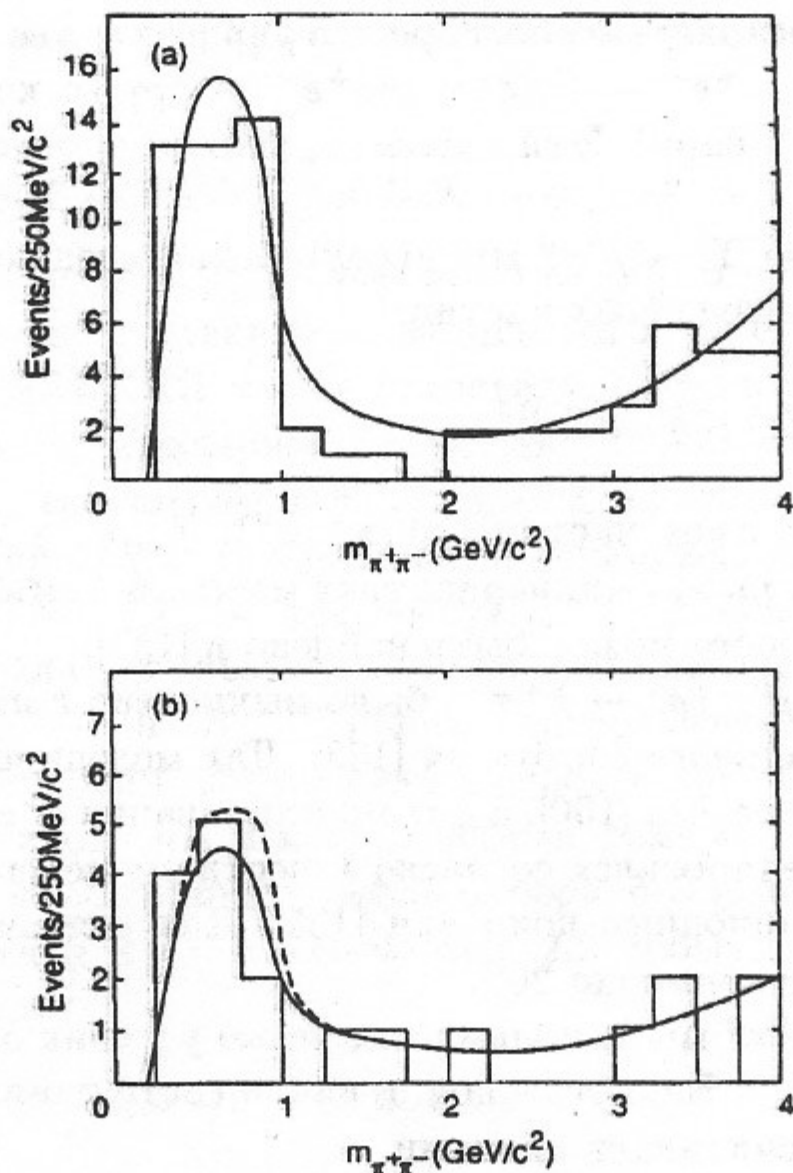


Рис. 6.3: Распределение экспериментальных событий по $m_{\pi^+\pi^-}$ и подгоночные кривые. (а) События вне резонансной области. (б) События в области резонанса. Пунктирной линией показана подгоночная кривая, при добавлении к фоновым процессам распада $\Upsilon(1S) \rightarrow \rho^0\pi^0$ с вероятностью $B(\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0) = 3.3 \cdot 10^{-4}$.

Мы предполагали, что сечение неизвестного фона $\sigma_B \sim s^{-1}$. Правильность этого предположения была проверена на статистике, набранной вне резонансной области. Зависимость σ_B от $m_{\pi^+\pi^-}$ была аппроксимирована двумя способами: а) $\sigma_{B1} = a/s$, независимо от $m_{\pi^+\pi^-}$ и б) $\sigma_{B2} = b(m_{\pi^+\pi^-} - c)^2/s$ - с квадратичной зависимостью от $m_{\pi^+\pi^-}$, где a , b , c - свободные

параметры. Используя эту параметризацию, мы получили для подгонки событий в континууме $P(\chi^2)$ равный 2.5% и 30% для постоянной и квадратичной зависимости фона от $m_{\pi^+\pi^-}$, соответственно. На рис.6.3 показаны события континуума и резонанса с квадратичной параметризацией σ_B от $m_{\pi^+\pi^-}$.

В результате мы получили следующий верхний предел на вероятность распада $\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0$:

$$B(\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0) < 3.3 \cdot 10^{-4} \text{ (90\% CL)}.$$

Мы проверили зависимость этого результата от формы неизвестного фона и области энергий пучков, использованных в эксперименте. Отличие от приведенного результата не превосходит 20%.

В то же самое время верхний предел на $B(\Upsilon \rightarrow \rho^0\pi^0) < 6.6 \cdot 10^{-5}$ был получен на детекторе CLEO [120] на большей статистике.

7. Измерение инклюзивного рождения адронов

7.1. Инклюзивное рождение Λ в распадах $\Upsilon(1S)$ и континууме

Одним из интересных экспериментальных фактов Υ -физики является увеличение рождения барионов в прямых распадах Υ более чем в 2.5 раза по сравнению с их рождением в континууме. Изучение инклюзивного рождения барионов важно для исследования различия между фрагментацией кварков и глюонов.

Инклюзивное рождение Λ в прямых распадах $\Upsilon(1S)$ и в континууме было измерено детектором МД-1 в работе [136]. В обработке использована интегральная светимость 5.6 nb^{-1} в $\Upsilon(1S)$ резонансе и 16.6 nb^{-1} в континууме.

Подавление фона было описано в разделе 5.1. Эффективность регистрации составляла 92 % для многоадронных распадов $\Upsilon(1S)$ и 83% в континууме.

В нашем отборе Λ было использовано то обстоятельство, что $\sim 85\%$ событий распада $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ содержит протон и пион с импульсами больше и меньше, чем 400 МэВ/с, соответственно (в этом разделе ссылка на определенное состояние также относится и к зарядовосопряженному состоянию). Кроме этого требовалось, чтобы расстояние от вершины распада Λ до оси пучка в плоскости перпендикулярной к орбите было больше 3 см и половина минимального расстояния между треками от распада Λ была меньше 0.6 см [137], а также был использован ряд дополнительных условий отбора на геометрию распада.

Эффективность регистрации была вычислена с использованием моделирования по программе LUND [90, 138] и определена как функция отношения импульсов x_p ($x_p = p_\Lambda/p_{\text{max}}$, $p_{\text{max}} = \sqrt{E^2 - m_\Lambda^2}$). После наложения указанных выше условий отбора эффективность составила 2.5 % для области $x_p = 0.2 \div 0.6$. В эффективности регистрации в континууме была учтена зависимость от энергии пучка.

Полное число событий в области $\Upsilon(1S)$ равно 98200. Оно уменьшилось на 28 % после вычитания континуума. В данном эксперименте были использована статистика, набранная в континууме с энергией в ссм $8.8 \div 10.0$ ГэВ. В анализе было учтено распределение интегральной светимости, а также s -зависимость сечения в континууме. После учета доли КЭД распадов $\Upsilon(1S)$ в $q\bar{q}$ пары, число Υ -мезонов уменьшилось на $(8.8 \pm 0.5)\%$.

Интегральные светимости для различных энергий в ссм и соответствующее число многоадронных событий в континууме приведены в таблице 7.1. В приведенных данных вычтен фон от двухфотонных событий (1%), $\tau^+\tau^-$ (2%), пучковый (1%) и радиационных Баба-событий ($e^+e^-\gamma$) (21%).

Таблица 7.1: Интегралы светимости и число многоадронных событий в континууме.

Энергия в ссм (GeV)	Инт. светимость (pb^{-1})	Число событий
7.2 - 8.0	1.02	6172
8.0 - 8.8	4.06	19022
8.8 - 9.42	4.42	19095
9.42 - 9.44	1.66	8237
9.47 - 10.0	4.89	22531

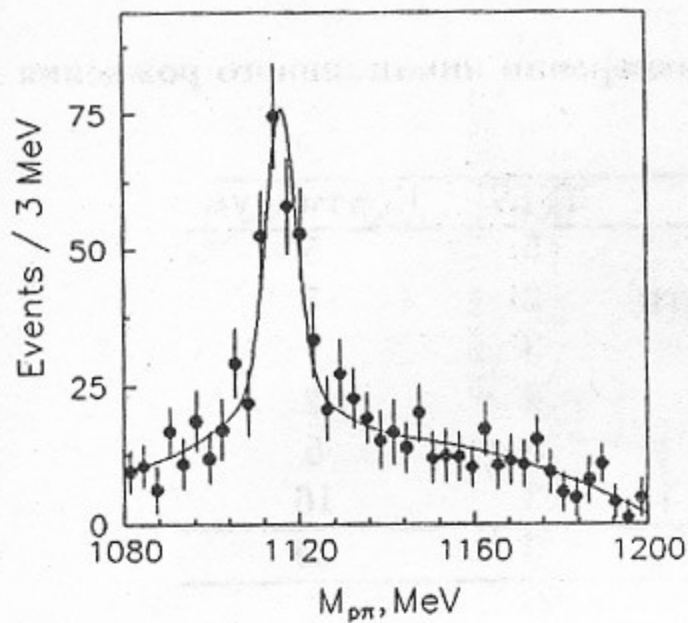


Рис. 7.1: Распределение по инвариантной массе $p\pi^-$ для распадов $\Upsilon(1S)$ (вклад континуума вычтен).

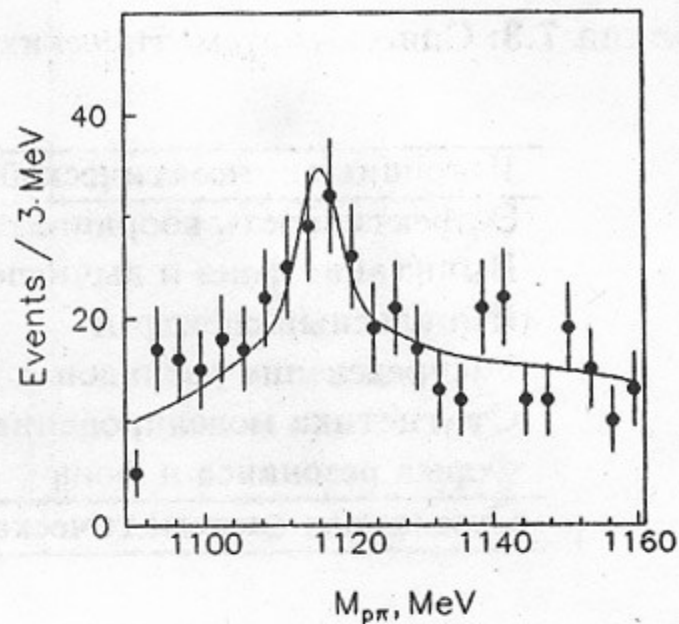


Рис. 7.2: Распределение по инвариантной массе $p\pi^-$ в континууме.

На рис.7.1 показано распределение по инвариантной массе $p\pi^-$ для событий в области $\Upsilon(1S)$, удовлетворяющих условиям отбора указанным выше. Вклад континуума был вычтен. Для подгонки данных мы использовали форму резонанса из моделирования. Фон был задан полиномом второй степени с тремя свободными параметрами. Результаты подгонки данных в области $\Upsilon(1S)$:

$$M_{\Lambda} = 1116.2 \pm 0.4 \text{ МэВ}, \quad N_{\Lambda} = 228 \pm 21.$$

На рис.7.2 показано распределение по инвариантной массе $p\pi^-$ в континууме. В этом случае формы кривых для резонанса и для фона были взяты из моделирования. Результаты подгонки:

$$M_{\Lambda} = 1116 \pm 2 \text{ MeV}, \quad N_{\Lambda} = 77 \pm 18.$$

Подгонка со свободными параметрами фона дает почти те же самые величины [136].

Спектр Λ $(1/N)dn/dx_p$ в прямых распадах $\Upsilon(1S)$ приведен в таблице 7.2. (N - полное число многоадронных событий). Он согласуется с данными других измерений [139, 140].

Таблица 7.2: Спектр Λ в прямых распадах $\Upsilon(1S)$.

Интервал x_p	$(1/N)dn/dx_p$
0.1-0.2	$0.82 \pm 0.14 \pm 0.09$
0.2-0.3	$0.57 \pm 0.09 \pm 0.06$
0.3-0.4	$0.29 \pm 0.07 \pm 0.04$
0.4-0.6	$0.053 \pm 0.016 \pm 0.011$

Оценка различных систематических ошибок представлена в таблице 7.3. Оценка ошибки, обусловленной неопределенностью импульсного распределения Λ в континууме, основана на экспериментальной информации об импульсном спектре Λ [139, 140].

Таблица 7.3: Список систематических ошибок (в %) в измерении инклюзивного рождения Λ .

Источник систематической ошибки	$\Upsilon(1S)$	Континуум
Эффективность координатных камер	5	5
Вычитание фона и вычисление эффективности	3	7
Импульсный спектр Λ	3	7
Распределение распадов Λ по длине отлета	2	2
Статистика моделирования	5	5
Форма резонанса и фона	3	16
Суммарная систематическая ошибка	9	20

С учетом систематических ошибок мы получили следующие вероятности рождения Λ в многоадронных событиях в прямых распадах Υ и в континууме:

$$\langle n_{\Lambda}(\Upsilon(1S)_{dir}) \rangle = 0.194 \pm 0.018 \pm 0.017,$$

$$\langle n_{\Lambda}(cont) \rangle = 0.076 \pm 0.018 \pm 0.015.$$

Наши результаты по рождению Λ в прямых распадах $\Upsilon(1S)$ и в континууме (для двух интервалов по энергии в сдм) представлены в таблице 7.4. Они согласуются с результатами детекторов CLEO и ARGUS. В области энергий в сдм $7.2 \div 9.4$ ГэВ рождение Λ было измерено впервые.

Таблица 7.4: Результаты по инклюзивному рождению Λ в прямых распадах $\Upsilon(1S)$ и в континууме

Эксперимент	$\langle n_{\Lambda}(\Upsilon_{dir}) \rangle$	\sqrt{s} , ГэВ	$\langle n_{\Lambda}(cont) \rangle$
CLEO (85) [139]	0.19 ± 0.02	10.4 – 10.6	0.066 ± 0.010
ARGUS (88) [140]	$0.228 \pm 0.003 \pm 0.021$	9.4 – 10.6	$0.092 \pm 0.003 \pm 0.008$
MD-1 (94) [136]	$0.194 \pm 0.018 \pm 0.017$	7.2 – 10.0	$0.076 \pm 0.018 \pm 0.015$
		7.2 – 9.4	$0.070 \pm 0.027 \pm 0.020$

7.2. Инклюзивное рождение Ξ^- в распадах $\Upsilon(1S)$

Используя данные по измерению рождения Λ мы изучали пары $\Lambda\pi^-$ для выделения Ξ^- сигнала. Для этой цели мы ограничили массу Λ в области от 1108 до 1124 МэВ и наложили некоторые условия отбора на геометрию распада [136]. На рис.7.3 показано распределение по инвариантной массе $\Lambda\pi^-$ для $\Upsilon(1S)$ после этих условий отбора.

Континуум был вычтен аналогично случаю Λ . Для подгонки мы использовали форму резонанса из моделирования и линейную зависимость фона от энергии. Результаты подгонки:

$$M_{\Xi} = 1323 \pm 5 \text{ МэВ}, \quad N_{\Xi} = 9.9 \pm 4.0.$$

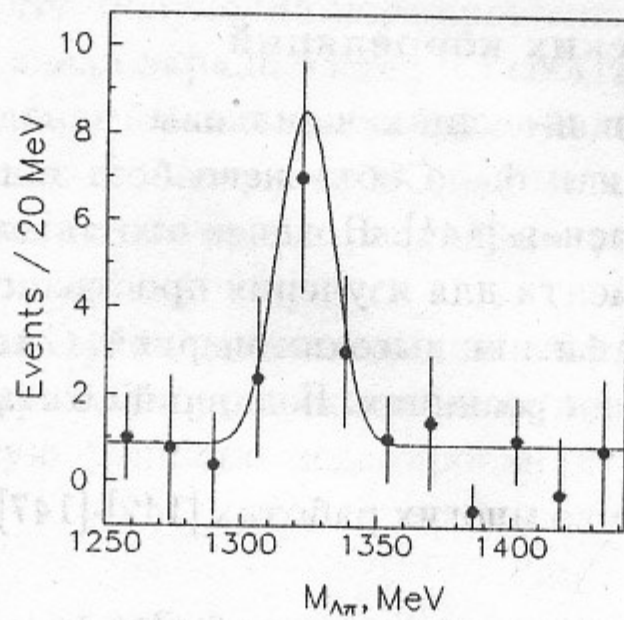


Рис. 7.3: Распределение по инвариантной массе $\Lambda\pi^-$ для $\Upsilon(1S)$ (вклад континуума вычтен).

Источники систематических ошибок те же самые, что и в анализе Λ . Но неопределенность в импульсном распределении Ξ^- дает большую ошибку (16%). В результате мы получили число Ξ^- в многоадронных событиях в распадах $\Upsilon(1S)$:

$$\langle n_{\Xi}(\Upsilon(1S)_{dir}) \rangle = 0.038 \pm 0.015 \pm 0.009.$$

Результаты детектора МД-1 по рождению Ξ^- и результаты других измерений представлены в таблице 7.5

Таблица 7.5: Результаты по инклюзивному рождению Ξ^- в прямых распадах $\Upsilon(1S)$

Эксперимент	$\langle n_{\Xi} \rangle$
CLEO (85) [139]	0.016 ± 0.04
ARGUS (88) [140]	$0.0206 \pm 0.0017 \pm 0.0023$
MD-1 (94) [136]	$0.038 \pm 0.015 \pm 0.009$

8. Измерение бозе-эйнштейновских корреляций

Избыточное рождение пар пионов, имеющих одинаковый заряд и близкие импульсы, впервые наблюдалось в $p\bar{p}$ аннигиляции и было объяснено бозе-эйнштейновской статистикой, присущей парам тождественных пионов [141]. Позднее это явление было предложено в работах [142]-[144] в качестве инструмента для изучения пространственно-временных параметров источников частиц в процессах физики высоких энергий. С тех пор бозе-эйнштейновские (БЭ) корреляции изучались во многих реакциях. Недавний обзор экспериментов содержится в [145].

Теория БЭ корреляций изложена во многих работах [142]-[147]. БЭ корреляционная функция обычно определяется как

$$r(k_1, k_2) = P(k_1, k_2)/P_0(k_1, k_2), \quad (8.1)$$

где k_1, k_2 — 4-х импульсы частиц, $P(k_1, k_2)$ — измеряемая двухчастичная плотность вероятности для пар частиц одного знака заряда, $P_0(k_1, k_2)$ — двухчастичная плотность для "нормировочной выборки", которая в идеале отражает данные во всех отношениях, за исключением БЭ корреляций.

Предполагая гауссово распределение плотности источника пионов в системе покоя пары, зависимость корреляционной функции от Q^2 можно параметризовать в виде

$$r(Q^2) = 1 + \lambda \cdot \exp(-r_0^2 \cdot Q^2), \quad (8.2)$$

где $Q^2 = -(k_1 - k_2)^2$, r_0 — радиус пионного источника, параметр λ характеризует величину корреляции между пионами. Для хаотического источника тождественных бозонов $\lambda = 1$. Считая обе частицы пионами, получаем $Q^2 = M_{\pi\pi}^2 - 4 \cdot m_\pi^2$, где $M_{\pi\pi}$ — инвариантная масса пары.

При анализе экспериментальных данных часто используется формула:

$$r(Q^2) = N \cdot (1 + \delta \cdot Q^2) \cdot (1 + \lambda \cdot \exp(-r_0^2 \cdot Q^2)), \quad (8.3)$$

где член $(1 + \delta \cdot Q^2)$ вводится для описания возможного отличия $P_0(Q^2)$ от $P(Q^2)$, при изменении Q^2 в широком интервале, а N — нормировочный фактор. Хотя это выражение чисто эмпирическое, было показано, что оно хорошо описывает данные по e^+e^- аннигиляции в широком интервале энергий [148]-[155].

Наш анализ БЭ корреляций [156] основан на статистике, соответствующей интегралу светимости 6.6 нб^{-1} на $\Upsilon(1S)$ -мезоне и 19.1 нб^{-1} в континууме при энергии 7.2–10.3 ГэВ в см. Многоадронные конечные состояния в континууме образуются через фрагментацию кварка и антикварка, а состояния из прямых распадов $\Upsilon(1S)$ — через адронизацию $3g$ и γgg состояний. Таким образом, изучение этих процессов позволяет сравнить пространственно-временные свойства фрагментации кварков и глюонов.

Отбор многоадронных событий проводился с помощью процедуры, описанной в разделе 9.1. Полное число отобранных событий в континууме равнялось 39200, а в окрестности $\Upsilon(1S)$ — 59300. После вычитания континуума из статистики $\Upsilon(1S)$ остается 48700 событий. После учета электромагнитных распадов $\Upsilon(1S)$ на $q\bar{q}$ пары, число "прямых" распадов (в $3g$ и γgg состояниях) равняется 44600.

Пары одного знака из этих событий использовались для вычисления двухчастичной плотности вероятности $P(Q^2)$ в предположении, что все частицы являются пионами.

Один из простейших путей получения нормировочного распределения $P_0(Q^2)$ состоит в использовании пар разного знака заряда из тех же событий. Такое распределение содержит большую часть той же физики, что и пары одного знака (т.е., фазовый объем, импульсные и угловые распределения), но не содержит БЭ корреляций. Однако, оно содержит также дополнительные корреляции, связанные с распадами резонансов, эффектами детектора и некоторыми другими явлениями.

В той мере, в какой эти отличия одинаковы для событий эксперимента и моделирования, их можно устранить нормировкой корреляционной функции экспериментальных событий на аналогичную корреляционную функцию моделирования, т.е. изучая двойное отношение:

$$R = r_{data}/r_{MC} \quad (8.4)$$

Прямые распады $\Upsilon(1S)$ и $q\bar{q}$ события генерировались с помощью монте-карловской программой LUND 6.3 [157], которая не содержит БЭ корреляций. Для устранения остаточных отличий между экспериментальными данными и моделированием был введен ряд коррекций [156]. Наиболее существенная из них – коррекция выхода резонансов в LUND 6.3, так как программа дает большие множественности резонансов, чем получено в недавних измерениях детектора ARGUS [158]-[160].

На рис. 8.1, 8.2 показаны корреляционные функции R как функции $M_{\pi\pi}$ для прямых распадов $\Upsilon(1S)$ и континуума после внесения указанных коррекций. Подгонка этих распределений параметризацией (8.3) дает следующие результаты для $\Upsilon(1S)$ и континуума:

$$\Upsilon(1S)_{dir} : \lambda = 0.50 \pm 0.10, r_0 = 0.72 \pm 0.10 \text{ фм}, \delta = 0.07 \pm 0.07 \text{ ГэВ}^{-1};$$

$$\text{континуум} : \lambda = 0.36 \pm 0.13, r_0 = 0.84 \pm 0.22 \text{ фм}, \delta = 0.03 \pm 0.07 \text{ ГэВ}^{-1}.$$

Для исключения чувствительности результата к выходу K , мезонов из подгонки была исключена область $0.46 < M_{\pi\pi} < 0.535 \text{ ГэВ}/c^2$.

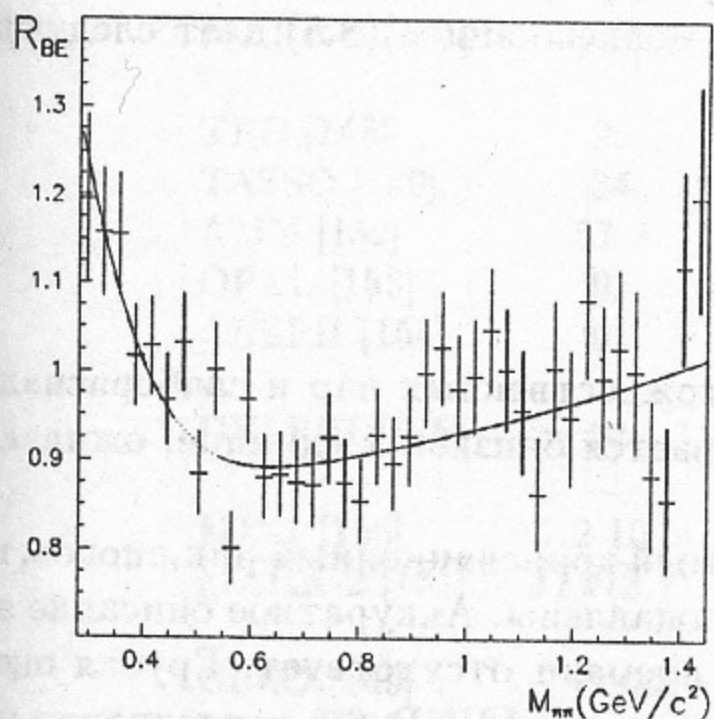


Рис. 8.1: Отношение r_{data}/r_{MC} для прямых распадов $\Upsilon(1S)$.

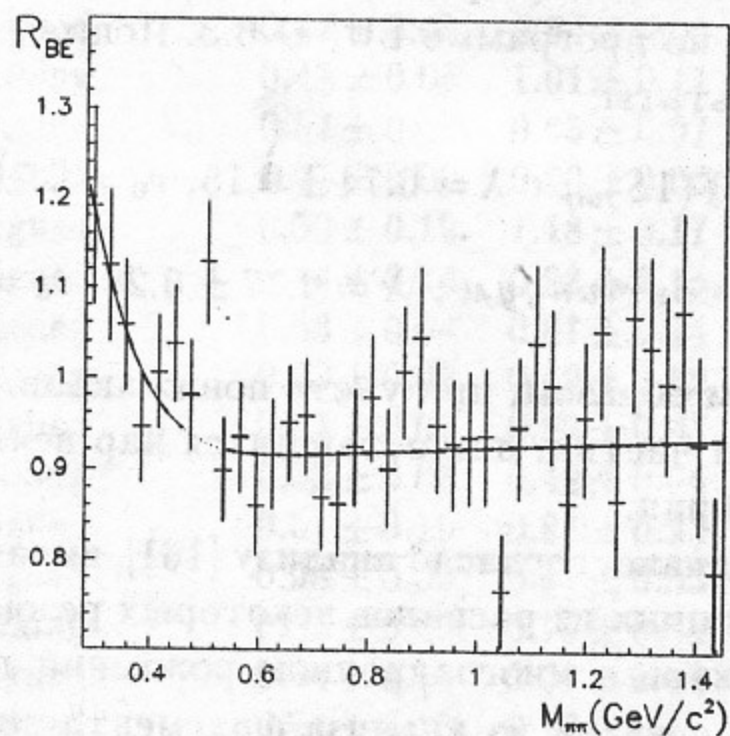


Рис. 8.2: Отношение r_{data}/r_{MC} в континууме.

Были изучены следующие источники систематических ошибок: 1) конечное импульсное разрешение детектора, 2) остаточный фон $q\bar{q}$ событий в наборе пар из прямых распадов

$\Upsilon(1S)$, 3) неопределенности в выходах резонансов, 4) параметризация поведения R при больших Q^2 . После квадратичного сложения этих ошибок мы получили систематические ошибки λ и r_0 равные 0.06 и 0.04 фм для прямых распадов $\Upsilon(1S)$ и 0.06 и 0.05 фм в континууме.

Полученные нами значения λ , как и в большинстве предыдущих e^+e^- экспериментов [148]-[155], меньше единицы, ожидаемой для хаотического источника тождественных бозонов. Ниже рассматривается ряд ответственных за это эффектов и вводятся соответствующие модификации корреляционных параметров.

Первым фактором, ведущим к уменьшению наблюдаемого значения λ , является примесь нетождественных пар (например, $K\pi$) в выборке пар одного знака. Предполагая отсутствие БЭ корреляций для таких пар, параметры корреляций для тождественных пионов можно получить подгоняя $R(Q^2)$ слегка модифицированной версией (8.3) [152]:

$$R(Q^2) = N \cdot (1 + \delta \cdot Q^2) \cdot (1 + P_\pi(Q) \cdot \lambda \cdot \exp(-r_0^2 \cdot Q^2)), \quad (8.5)$$

где $P_\pi(Q)$ означает долю тождественных пионов среди пар одного знака заряда, полученную при помощи моделирования по программе LUND 6.3. Такая подгонка дает следующие параметры:

$$\Upsilon(1S)_{dir} : \lambda = 0.65 \pm 0.13, r_0 = 0.71 \pm 0.10 \text{ фм};$$

$$\text{континуум} : \lambda = 0.46 \pm 0.17, r_0 = 0.82 \pm 0.23 \text{ фм}.$$

Другим фактором, уменьшающим наблюдаемую величину λ , являются пионы, происходящие из распадов долгоживущих частиц (как, например, K , Λ , s -адроны). БЭ пик для пар, разделенных распадной длиной слабораспадающихся частиц, ненаблюдаем из-за его крайней узости. Ввиду этого параметры БЭ корреляций для оставшихся пар можно получить аналогично предыдущему случаю, заменяя в (8.5) $P_\pi(Q)$ на $P_\pi^{near}(Q)$, обозначающую долю таких пар среди всех пар одного знака заряда. $P_\pi^{near}(Q)$ было определено из моделирования по программе LUND 6.3. Подгонка $R(Q^2)$ такой модификацией (8.5) дает следующие результаты:

$$\Upsilon(1S)_{dir} : \lambda = 0.74 \pm 0.15, r_0 = 0.71 \pm 0.10 \text{ фм};$$

$$\text{континуум} : \lambda = 0.77 \pm 0.28, r_0 = 0.82 \pm 0.23 \text{ фм}.$$

Таким образом, при учете понижающих λ вкладов нетождественных пар и слабораспадающихся частиц, для оставшихся пар величина λ оказывается близкой к единице, ожидаемой из теории.

Однако, согласно анализу [161], вклады в наблюдаемый корреляционный пик пионов, происходящих из распадов некоторых резонансов, также подавлены. Аккуратное описание этих эффектов в многоадронном рождении до настоящего времени отсутствует. Грубая оценка была сделана из анализа фрагментации струны в программе LUND 6.3 в предположении, что пионы эффективно интерферируют только если дистанция между точками их рождения не превышает пробега ρ мезонов. Это мотивировано тем, что из всех резонансов, включенных в LUND 6.3, только для ρ -мезонов длина пробега в системе дочернего пиона ($\gamma_{ст} \simeq 3$ фм) сравнима с измеренным размером источника. Аналогично предыдущим случаям, для таких пар было получено $\lambda=2.5$ для прямых распадов $\Upsilon(1S)$ и $\lambda=2.8$ для континуума. Хотя это

только грубая оценка, видно что вклад пионов от распадов резонансов велик, и при его учете, λ может стать значительно выше единицы. Подобные выводы были сделаны также в [151, 153].

Корреляционная функция может искажаться также взаимодействием в конечном состоянии, которое отсутствует в моделировании. Поправка на адронное взаимодействие обычно не делается, поскольку оно недостаточно хорошо известно. Поправка на кулоновское взаимодействие может быть введена путем модификации $R(Q^2)$ согласно:

$$R(Q^2) \rightarrow R(Q^2) \cdot (1 - P^{cul}(Q^2) + P^{cul}(Q^2) \cdot \exp(2\pi\alpha t_\pi/Q)), \quad (8.6)$$

где P^{cul} обозначает долю пар, состоящих из частиц одного типа, рожденных достаточно близко друг от друга для заметной модификации их волновой функции кулоновским взаимодействием. Величина P^{cul} может быть оценена как $\lambda < P^{cul} < P_\pi^{near}$. Это дает $P^{cul} = 0.58 \pm 0.07$ для прямых распадов $\Upsilon(1S)$ и $P^{cul} = 0.41 \pm 0.05$ для континуума. Соответствующее изменение λ в обоих случаях оказалось равным $(9 \pm 1)\%$, а величина r_0 осталась почти неизменной. В предыдущих работах кулоновская поправка обычно вводилась с $P^{cul} = 1$ [146], что завышало вклад этого эффекта.

Таблица 8.1: Компиляция данных измерений БЭ корреляций с учетом поправок на непионные треки и кулоновское взаимодействие.

Эксперимент	$\sqrt{s}(\text{ГэВ})$	Нормировочная выборка	λ	r_0 (фм)
MARK-2 [151]	4.1-6.7	unlike-signed	0.59 ± 0.06	0.71 ± 0.05
		event mixing	0.68 ± 0.07	0.78 ± 0.06
CLEO [149]	10.5	unlike-signed	0.46 ± 0.07	0.86 ± 0.15
	10.8	unlike-signed	0.44 ± 0.04	0.86 ± 0.08
MARK-2 [151]	29	unlike-signed	0.47 ± 0.05	0.84 ± 0.08
		event mixing	0.43 ± 0.05	1.01 ± 0.11
TPC [148]	29	event mixing	0.57 ± 0.07	0.65 ± 0.07
TASSO [150]	34	unlike-signed	0.57 ± 0.09	0.80 ± 0.06
AMY [152]	57.2	unlike-signed	0.56 ± 0.12	1.18 ± 0.17
OPAL [153]	91	unlike-signed	0.84 ± 0.14	0.93 ± 0.15
ALEPH [154]	91	unlike-signed	0.58 ± 0.04	0.81 ± 0.04
		event mixing	0.38 ± 0.02	0.49 ± 0.02
DELPHI [155]	91	unlike-signed	0.41 ± 0.03	0.82 ± 0.03
		event mixing	0.33 ± 0.03	0.42 ± 0.04
MD-1 [156]	7.2-10.3	unlike-signed	0.51 ± 0.19	0.83 ± 0.23
MARK-2 [151]	$J/\Psi(3.1)$	unlike signed	0.98 ± 0.09	0.81 ± 0.05
		event mixing	0.95 ± 0.09	0.79 ± 0.05
CLEO [149]	$\Upsilon(9.46)$	unlike-signed	0.54 ± 0.10	0.99 ± 0.14
MD-1 [156]	$\Upsilon(9.46)$	unlike-signed	0.71 ± 0.16	0.73 ± 0.11

Существует целый ряд измерений БЭ корреляций в e^+e^- экспериментах в континууме в интервале энергий $\sqrt{s}=4-91$ ГэВ и в распадах $J/\Psi(3.1)$ и $\Upsilon(9.46)$ [148]-[155]. Разные эксперименты используют разные наборы поправок. В большинстве экспериментов вводится

поправка на вклад непионных треков и кулоновская поправка, но не учитывается вклад долгоживущих частиц. Поэтому для сравнения мы используем данные МД-1 и других детекторов, учитывающие только эти две поправки. Кулоновская поправка ко всем экспериментам была пересчитана по формуле (8.6). Полученные данные содержатся в итоговой таблице 8.1.

Таблица 8.1 показывает стабильность параметров БЭ корреляций в континууме в интервале $\sqrt{s}=4-91$ ГэВ. Постоянство r_0 согласуется с утверждением модели адронизации цветной струны [162]-[164], что r_0 определяется размерами локального участка струны, рождающего пионы с близкими импульсами, а не полным размером источника. Учитывая вклад $c\bar{c}$ в континууме, мы не видим значительной разницы в параметрах БЭ корреляций в прямых распадах $\Upsilon(1S)$ и в соседнем континууме. Результаты нашего эксперимента согласуются с предыдущими измерениями.

Experiment	r_0	r_1	r_2	r_3	r_4	r_5	r_6	r_7	r_8	r_9	r_{10}
ALICE [164]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
OPAL [162]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
DELPHI [163]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-II [165]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [166]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [167]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [168]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [169]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [170]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [171]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [172]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [173]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [174]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [175]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [176]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [177]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [178]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [179]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [180]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [181]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [182]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [183]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [184]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [185]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [186]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [187]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [188]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [189]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [190]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [191]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [192]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [193]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [194]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [195]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [196]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [197]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [198]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [199]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01
MARK-III [200]	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01	0.18 ± 0.01

9. Изучение реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны

9.1 Поиск узких резонансов

Область энергий $2E = 7.23-10.34$ ГэВ в e^+e^- столкновениях (исключая Υ -мезоны) до нашего эксперимента [165] была изучена мало. Ниже 7.5 ГэВ работал MARK-1 на SPEAR [166]. На DORIS-II детектор LENA просканировал области энергий 7.4–7.48 ГэВ и 8.47–9.43 ГэВ [79].

В определенной степени наш интерес к этой области энергий был связан с экспериментами по поиску состояния $\zeta(8.3)$, которые проводились детекторами Crystal Ball и ARGUS [167, 168]. Согласно некоторым моделям, если существуют скалярные кварки, то могут быть предсказаны новые связанные состояния [169, 170]. Некоторые из этих состояний могут наблюдаться как узкие резонансы в e^+e^- аннигиляции.

В данном эксперименте было выполнено сканирование в области энергий в сдм 7.23 – 10.34 ГэВ. Был набран интеграл светимости 16 нб^{-1} . Распределение интеграла светимости по энергии представлено в таблице 9.1.

Сканирование по энергии проводилось с шагом $\Delta(2E) = 4 - 5$ МэВ (который близок к величине разброса энергии ВЭПП-4 в сдм). Данные в каждой точке были набраны за несколько заходов. Различные области энергии сканировались от 2 до 4 раз. При сканировании областей 8.67–8.88 ГэВ и 9.420–9.445 ГэВ в каждой точке набирался увеличенный интеграл светимости, что было связано с поиском состояний $\zeta(P)$, которые предсказали Н.Тюе и С.Розенфельд [169].

При отборе многоадронных событий использовалась информация с координатных и ливнево-пробежных камер. Требование более одной заряженной частицы и ряд обрезаний на геометрические параметры треков и импульсы частиц позволили уменьшить фон от процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \tau\tau$ и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ до уровня 6%. Фон от взаимодействия пучка с остаточным газом составлял около 0.3% и был определен с помощью просмотра. Полное число отобранных многоадронных событий составило $4.8 \cdot 10^4$. Наблюдаемое сечение многоадронных событий приведено в [165].

Параметры возможных резонансов определялись с помощью процедуры, описанной в разделе 5.1. Фитирование экспериментальных данных было выполнено с двумя свободными параметрами: $\sigma_{con} \cdot \epsilon_{con}$ и $\sigma_{res} \cdot \epsilon_{res}$, где σ_{con} и σ_{res} – сечения рождения адронов в континууме и резонансе и ϵ_{con} , ϵ_{res} – соответствующие эффективности. Видимая ширина узкого резонанса определяется разбросом энергии пучков в сдм. Для ВЭПП-4 она равна

$$\sigma_{2E} = (4.48 \pm 0.12) \left(\frac{2E}{M_\Upsilon} \right)^2 (\text{МэВ}),$$

где M_Υ – масса $\Upsilon(1S)$ -мезона, а величина 4.48 ± 0.12 МэВ была определена в эксперименте по прецизионному измерению массы $\Upsilon(1S)$ (см. раздел 4.2).

Эффективность ϵ_{res} была рассчитана при помощи программы Lund 6.3 [90]. Мы считали, что резонансы распадаются подобно Υ -мезонам. Эффективность равна 0.72 для распада $\Upsilon(1S)$ -мезона и 0.62 для резонанса с массой 7.3 ГэВ. (Расчет с использованием версии 4.3 программы отличается менее чем на 2%). Энергетическая зависимость эффективности была подогнана линейной функцией $\epsilon_{res} = 0.24 + 0.051 \cdot 2E(\text{ГэВ})$.

В результате обработки данных мы не нашли новых резонансов в области энергий $7.23 \div 10.34$ ГэВ. Верхние пределы на лептонную ширину Γ_{ee} на 90% уровне достоверности представлены в таблице 9.1 и на рис. 9.1. Энергетический диапазон $7.23 - 10.34$ ГэВ разбит на несколько интервалов, для каждого интервала взята максимальная величина Γ_{ee} .

Таблица 9.1: Верхний предел на Γ_{ee} (на 90% уровне достоверности) в области энергии в см $7.23 \div 10.34$ ГэВ.

$2E$ (ГэВ)	$\Delta(2E)$ (МэВ)	$\int Ldt$ $n\sigma^{-1}$	Верхний предел (эВ)
7.23-7.99	5	1.15	98
7.99-8.67	5	1.4	123
8.67-8.88	4	3.87	27
8.88-9.23	5	2.28	54
9.23-9.42	5	1.19	58
9.42-9.445	5	0.65	15
9.50-10.00	5	4.3	51
10.00-10.34	5	1.12	120

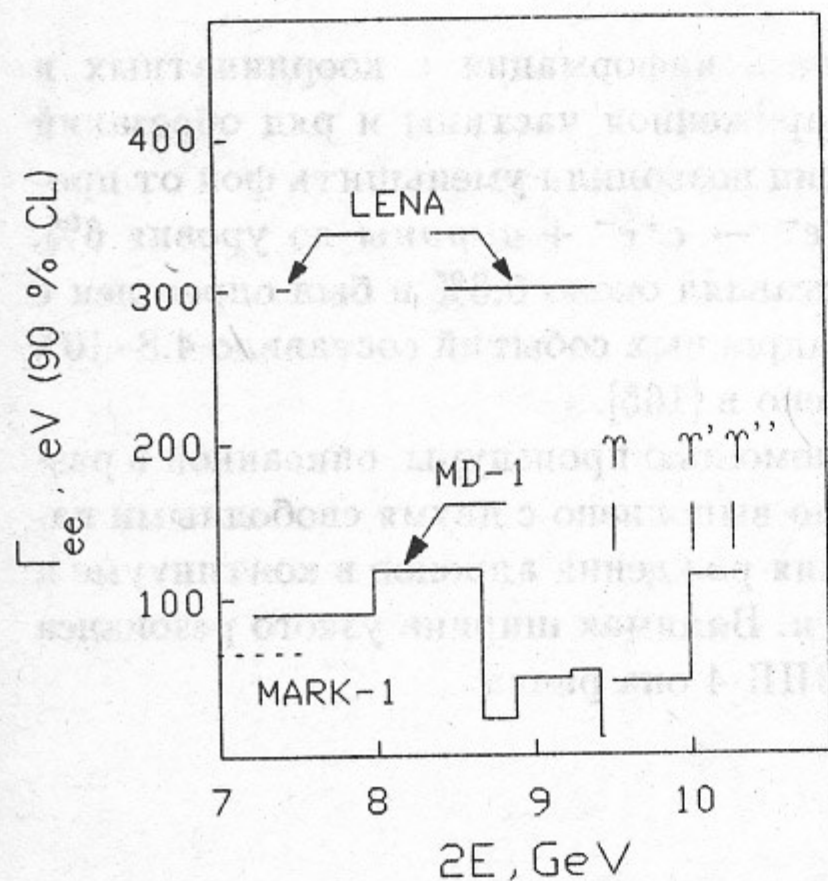


Рис. 9.1: Верхние пределы на Γ_{ee} для узких резонансов (на 90% уровне достоверности). Данные детекторов MARK-1 [165] (пунктир), LENA [79] и МД-1 [165]

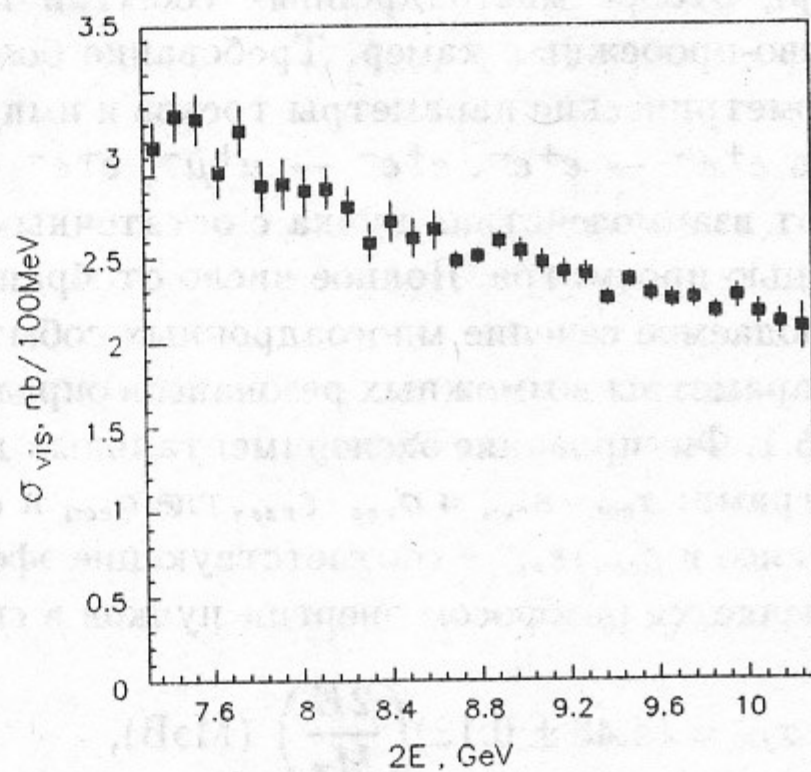


Рис. 9.2: Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow$ адроны как функция энергии в см.

Экспериментальный предел 27 эВ для Γ_{ee} в области энергии $8.67-8.88$ ГэВ близок к значению Γ_{ee} , которое предсказывает модель [169]. Верхний предел 15 эВ в области $9.420-9.445$ ГэВ ниже предсказываемой величины 30 эВ.

9.2. Измерение R

Величина R определяется как отношение $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, где нерезонансное адронное сечение не включает квантовоэлектродинамические поправки и распады пар τ -мезонов, а для пар μ мезонов используется борновское сечение. В кварк-партонной модели процесс $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ идет через кварк-антикварковую пару, которая фрагментирует в адроны. В борновском приближении R равно сумме квадратов зарядов кварков. Поправки КХД высокого порядка увеличивают величину R , рассчитанную в борновском приближении. В третьем порядке по КХД величина R дается выражением [171]:

$$R = 3 \sum_{i=1}^{n_f} Q_i^2 \cdot f_i^0 \cdot \{1 + f_i^1 \cdot [(\alpha_s/\pi) + r_1 \cdot (\alpha_s/\pi)^2 + r_2 \cdot (\alpha_s/\pi)^3]\}, \quad (9.1)$$

где Q_i – заряд кварка, n_f – число активных кварковых ароматов, фактор 3 учитывает число цветов кварков. Факторы f_i^0 и f_i^1 связаны с пороговой зависимостью сечения [172]:

$$f_i^0 = \beta_i \cdot [1 + \frac{1}{2}(1 - \beta_i)^2],$$

$$f_i^1 = \frac{4\pi}{3} \left[\frac{\pi}{2\beta_i} - \frac{3 + \beta_i}{4} \left(\frac{\pi}{2} - \frac{3}{4\pi} \right) \right],$$

где $\beta_i = v_i/c$, v_i – скорость кварка, c – скорость света. Коэффициенты r_1 и r_2 , полученные в рамках модифицированной схемы минимального вычитания \overline{MS} , равны [171]:

$$r_1 = 1.9857 - 0.1153 \cdot n_f,$$

$$r_2 = -6.639 - 1.2001 \cdot n_f - 0.0052 \cdot n_f^2 - 1.2395 \cdot (\sum Q_i)^2 / (3 \sum Q_i^2).$$

Выражение (9.1) для R справедливо при энергиях много меньше массы Z^0 , где пренебрежимы электрослабые эффекты.

После пионерских экспериментов во Фраскатти [173, 174] и в Новосибирске [175], процесс $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ изучался во многих экспериментах при различных энергиях [176]. Интерес к этому процессу связан с возможностью проверки расчетов по КХД и определения сильной константы связи методом, независимым от моделей фрагментации.

В нашем эксперименте [91] было проведено измерение R при энергии в системе центра масс в области $7.25 \div 10.34$ ГэВ, которая ранее была мало изучена.

Для выделения адронных событий и подавления фона использовалось два метода отбора ("S" и "T", см. раздел 5.1). Для обоих методов была получена эффективность регистрации адронных событий в континууме около 70% при уровне фона около 25%. Для дальнейшего подавления фона Баба-событий, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ и двухфотонных, критерии T и S были использованы одновременно, и были наложены обрезания на число частиц в трековой и ливнево-пробежной системах, а также на энерговыделение в ливнево-пробежной системе. В итоге, при энергии $2E = 9.46$ ГэВ эффективность регистрации событий континуума составила 52% при уровне фона 5%.

В качестве источника фона были рассмотрены следующие процессы: 1) взаимодействие пучка со стенками вакуумной камеры и с остаточным газом, 2) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$, 3) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, 4) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^- (\mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-)$, 5) $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$, 6) $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, 7)

$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S), \Upsilon(2S)$. Обработка заходов с разведенными пучками показала, что в результате отбора вклад 1-го процесса стал пренебрежим. Вклады процессов 2 ÷ 6 были оценены с помощью монте-карловского моделирования. Как оказалось, вклад процессов 2,3,4 пренебрежимо мал. Фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ составил 1.5% при $2E = 9.4$ ГэВ и 1% при $2E = 7.4$ ГэВ. Вклад процесса $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ равен 3.5%, независимо от энергии пучка. В результате, полная величина фона в нерезонансной области оценивается в 5% при энергии $2E = 9.4$ ГэВ. Она слабо зависит от энергии. Фон от $\Upsilon(1S)$ - и $\Upsilon(2S)$ -мезонов был определен с помощью подгонки экспериментальных данных с использованием процедуры, описанной в разделе 5.1. Свободными были 4 параметра: масса и сечение Υ -мезонов, энергетический разброс накопителя, сечение в континууме. Наблюдаемое сечение после вычитания фона показано на рис. 9.2.

Величина R получается из наблюдаемого сечения после вычитания фона при помощи выражения:

$$R = \frac{\sigma_{vis}}{\varepsilon(1 + \delta)} \cdot \frac{1}{\sigma_{\mu\mu}}, \quad (9.2)$$

где ε – эффективность регистрации многоадронных событий с учетом радиационных эффектов и $(1 + \delta)$ – фактор, учитывающий радиационные поправки до порядка α^3 .

Для определения эффективности регистрации и радиационных поправок к адронному сечению была использована программа LUND 6.3 [90]. В программе учитываются радиационные поправки, согласно [177]. Полученное значение равно $(1 + \delta) = 1.234$ при $2E = 9.4$ ГэВ. Оно зависит от величины обрезания для жестких фотонов, однако произведение $\varepsilon \cdot (1 + \delta)$ нечувствительно к этому обрезанию, так как эффективность регистрации для событий с излучением жестких фотонов мала. Систематическая ошибка произведения $\varepsilon \cdot (1 + \delta)$, связанная с неопределенностью в многоадронном сечении и с резонансами при низких энергиях, составляет около 0.1%.

Расчитанные эффективности регистрации детектора были поправлены на измеренные эффективности камер и неадекватное моделирование пробегов адронов в NUCRIN. Эти поправки равны 10.5% и 1.2%, соответственно. После введения указанных поправок было достигнуто хорошее согласие эксперимента и моделирования в распределениях по таким важным параметрам, как множественность, сферичность и импульсный спектр.

Величина R была определена с помощью уравнения (9.2). Ее зависимость от энергии в системе центра масс показана на рис. 9.3. Приведены только статистические ошибки (систематические ошибки даны в таблице 9.2). Данные представлены в табл. 9.3. Вне области Υ -мезонов нет указаний на существование резонансов. Данные хорошо подгоняются константой ($\chi^2 = 28$ для 30 степеней свободы), и мы получили $\bar{R} = 3.578 \pm 0.021$.

Систематическая ошибка в R определяется рядом факторов, которые обсуждаются ниже.

Ошибка, связанная с откликом детектора (1.7%), была оценена по вариациям эффективности камер и параметров ядерного взаимодействия в пределах аксептанса.

Ошибка, возникающая за счет адронизации, была оценена следующим образом. Сравнение наблюдаемой множественности в эксперименте и в моделировании показало, что ее величина согласуется в пределах 2.0 ÷ 3.0%. Мы изменили параметры программы LUND 6.3 таким образом, что наблюдаемая множественность изменилась на 2.7%. При этом эффективность регистрации изменилась на 2.5%. Это значение было принято за оценку ошибки, связанной с моделью адронизации.

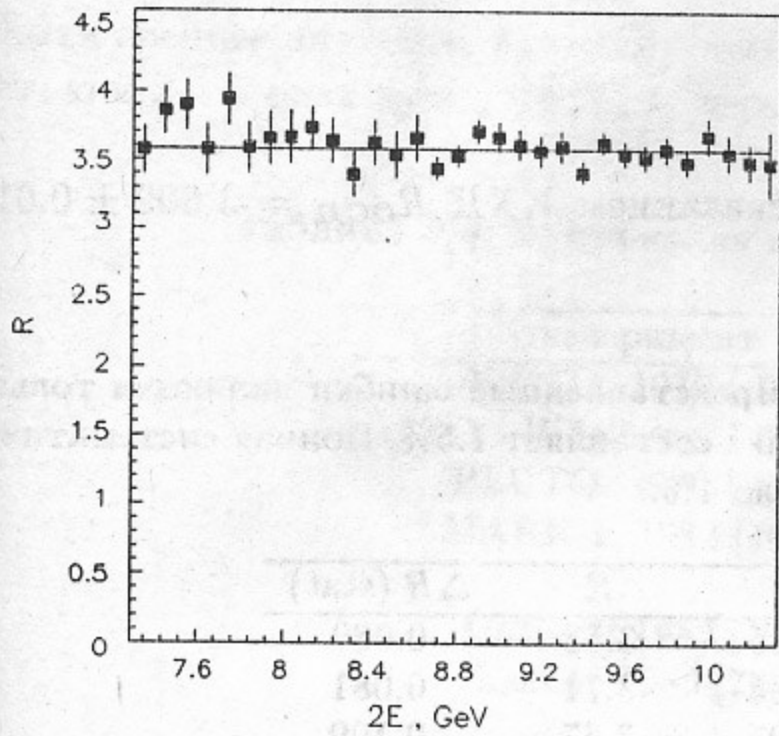


Рис. 9.3: Величина R в зависимости от энергии в системе центра масс. Показаны статистические ошибки. Сплошная линия - результат подгонки константой.

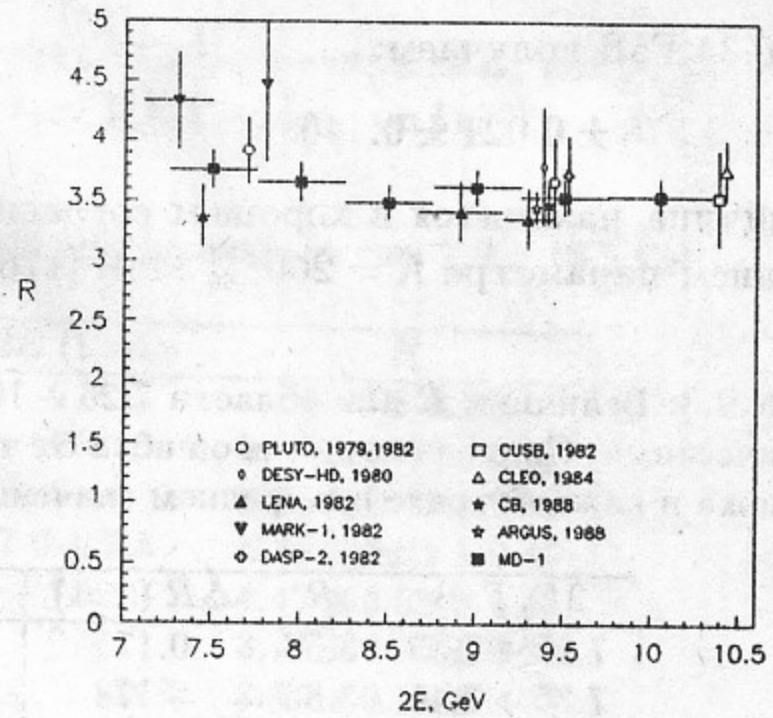


Рис. 9.4: Компиляция результатов измерения R при энергии $2E=7.0 \div 10.5$ ГэВ. Показаны ошибки, полученные квадратичным сложением статистической и систематической ошибок.

Ошибка, связанная с вычитанием фона $\gamma\gamma$ -событий (0.4%), была оценена по нашему измерению полного сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны, где полное сечение было определено с точностью около 25% (раздел 10.2).

Ошибки, связанные с вычитанием вкладов процессов $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ (0.5%) и $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ (0.6%) обусловлены монте-карловской статистикой.

Для проверки стабильности величины R мы варьировали наиболее существенные обрезаия. Так, когда эффективность регистрации была увеличена в 1.12 раза, а уровень фона в 2.5 раза, величина R сдвинулась только на $-0.5 \pm 0.7\%$.

Ошибка, связанная с пренебрежением вклада радиоправок высокого порядка по КЭД, оценивается в 1%.

Полный перечень систематических ошибок приведен в таблице 9.2.

Таблица 9.2: Перечень систематических ошибок в измерении R .

Источник ошибки	Ошибка (%)
Измерение светимости	1.9
Отклик детектора	1.7
Зависимость эффективности от модели	2.5
Монте-карловская статистика	0.5
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ адроны	0.4
$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	0.5
$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$	0.6
Раднационные поправки	1.0

Складывая эти ошибки квадратично, получаем систематическую ошибку в измерении величины R равную 3.9%. Окончательно, для среднего значения R в интервале энергий

7.25 ÷ 10.34 ГэВ получаем:

$$\bar{R} = 3.578 \pm 0.021 \pm 0.140.$$

Эта величина находится в хорошем согласии с предсказанием КХД $R_{QCD} = 3.602 \pm 0.014$ при среднем параметре $\Lambda = 260_{-46}^{+54}$ МэВ [176].

Таблица 9.3: Величина R для области 7.25 ÷ 10.34 ГэВ. Представленные ошибки являются только статистическими. Систематическая ошибка от точки к точке составляет 1.5%. Полная систематическая ошибка в каждой точке и в среднем значении R – около 4%.

$2E, \text{ГэВ}$	R	$\Delta R \text{ (stat)}$	$2E, \text{ГэВ}$	R	$\Delta R \text{ (stat)}$
7.25 ÷ 7.35	3.57	0.175	8.75 ÷ 8.85	3.53	0.080
7.35 ÷ 7.45	3.86	0.178	8.85 ÷ 8.95	3.71	0.081
7.45 ÷ 7.55	3.89	0.181	8.95 ÷ 9.05	3.67	0.109
7.55 ÷ 7.65	3.57	0.184	9.05 ÷ 9.15	3.63	0.110
7.65 ÷ 7.75	3.94	0.187	9.15 ÷ 9.25	3.57	0.112
7.75 ÷ 7.85	3.59	0.189	9.25 ÷ 9.35	3.60	0.113
7.85 ÷ 7.95	3.66	0.192	9.35 ÷ 9.45	3.41	0.079
7.95 ÷ 8.05	3.67	0.195	9.45 ÷ 9.55	3.63	0.080
8.05 ÷ 8.15	3.73	0.158	9.55 ÷ 9.65	3.55	0.092
8.15 ÷ 8.25	3.64	0.161	9.65 ÷ 9.75	3.52	0.093
8.25 ÷ 8.35	3.40	0.163	9.75 ÷ 9.85	3.58	0.094
8.35 ÷ 8.45	3.63	0.165	9.85 ÷ 9.95	3.49	0.095
8.45 ÷ 8.55	3.54	0.168	9.95 ÷ 10.05	3.68	0.130
8.55 ÷ 8.65	3.66	0.170	10.05 ÷ 10.15	3.56	0.131
8.65 ÷ 8.75	3.44	0.079	10.15 ÷ 10.25	3.49	0.133
			10.25 ÷ 10.34	3.48	0.239
			7.25 ÷ 10.34	3.578	0.021
				Среднее	

Данные эксперимента (таблица 9.3 и рис. 9.3) также хорошо подгоняются линейной зависимостью ($\chi^2 = 25$ для 29 степеней свободы). Откуда получаем величину наклона:

$$K = [R(7.2 \text{ ГэВ}) - R(10.34 \text{ ГэВ})] / \bar{R} = 0.039 \pm 0.025 \text{ (stat)}.$$

Систематическая ошибка в этой величине, связанная с монте-карловским расчетом эффективности регистрации, составляет 0.026. После квадратичного сложения статистической и систематической ошибок получаем $K < 0.08$ (90% CL).

Мы разделили область энергий 7.25 – 10.34 ГэВ на 6 частей. В таблице 9.4 и на рисунке 9.4 наше измерение R сравнивается с результатами предыдущих экспериментов в области 7.0 – 10.5 ГэВ.

Усреднение результатов, собранных в таблице 9.4, дает значение \bar{R} в области энергий 7.0 – 10.5 ГэВ:

$$\bar{R} = 3.579 \pm 0.066$$

(все ошибки сложены квадратично). Используя формулу (9.1), получаем:

$$\alpha_s = 0.174 \pm 0.039 \quad (2E \approx 8.9 \text{ ГэВ}, n_f = 4, \beta_A = 0.908).$$

Хотя среднее значение \bar{R} имеет хорошую точность (1.8%), величина α , получается с точностью в 2 – 3 раза хуже, чем при изучении прямых КХД эффектов [176].

Таблица 9.4: Компиляция измерений R при энергиях в сдм 7.0 ÷ 10.5 ГэВ.

Эксперимент	$2E$ (ГэВ)	R
PLUTO, 1979 [178]	7.7	3.92 ± 0.28
DESY -Hidelberg, 1980 [77]	9.4	$3.80 \pm 0.27 \pm 0.42$
PLUTO, 1982 [179]	9.4	$3.67 \pm 0.23 \pm 0.29$
MARK-1, 1982 [166]	7.0 ÷ 7.5	$4.31 \pm 0.04 \pm 0.43$
	7.8	$4.47 \pm 0.53 \pm 0.45$
DASP II, 1982 [78]	9.5	$3.73 \pm 0.16 \pm 0.28$
LENA, 1982 [79]	7.40 ÷ 7.48	$3.37 \pm 0.13 \pm 0.23$
	8.67 ÷ 9.15	$3.42 \pm 0.10 \pm 0.23$
	9.15 ÷ 9.43	$3.34 \pm 0.09 \pm 0.23$
CUSB, 1982 [180]	10.4	$3.54 \pm 0.05 \pm 0.40$
CLEO, 1984 [81]	10.4	$3.77 \pm 0.06 \pm 0.24$
Crystal Ball, 1988 [82]	9.4	$3.48 \pm 0.04 \pm 0.16$
ARGUS, 1991 [181]	9.36	$3.46 \pm 0.03 \pm 0.13$
MD-1, 1993 [91]	7.25 ÷ 7.75	$3.76 \pm 0.10 \pm 0.15$
	7.75 ÷ 8.25	$3.66 \pm 0.10 \pm 0.14$
	8.25 ÷ 8.75	$3.49 \pm 0.08 \pm 0.14$
	8.75 ÷ 9.25	$3.62 \pm 0.07 \pm 0.14$
	9.25 ÷ 9.75	$3.54 \pm 0.07 \pm 0.14$
	9.75 ÷ 10.34	$3.54 \pm 0.07 \pm 0.14$
Среднее	$\cong 8.9$	3.579 ± 0.066

Наши результаты для R являются наиболее точными (только измерения детектора ARGUS при 9.36 ГэВ имеют такую же систематическую ошибку). Величина R не измерялась ранее в интервалах энергии 7.8 – 8.7 ГэВ и 9.5 – 10.34 ГэВ.

10. Изучение меченых $\gamma\gamma$ -реакций

Двухфотонная реакция

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X \quad (10.1)$$

описывается диаграммой, показанной на рис.10.1, где X — система, рожденная двумя фотонами. Кинематика $\gamma\gamma$ -системы X определяется четырех-импульсами налетающих и рассеянных электрона и позитрона (далее обычно для краткости — рассеянные электроны). На рис.10.1 $p_{1,2}$ и $p'_{1,2}$ — четырех-импульсы налетающих и рассеянных электронов, соответственно, $\vartheta_{1,2}$ — углы рассеяния электронов, $q_{1,2}$ — четырех-импульсы виртуальных фотонов, и k_1, \dots, k_n — четырех-импульсы рожденных частиц. В $\gamma\gamma$ -реакции (10.1) фотоны преимущественно излучаются под малыми углами относительно оси пучка. Вследствие этого они являются почти реальными ($q_i^2 \approx 0$). Рассеянные электроны также вылетают очень близко к оси пучка. Так как передачи импульса q_1 и q_2 в этой реакции малы, то система X имеет очень малый поперечный импульс. Это свойство реакции обычно используется для выделения двухфотонных событий, в особенности в экспериментах без регистрации рассеянных электронов.

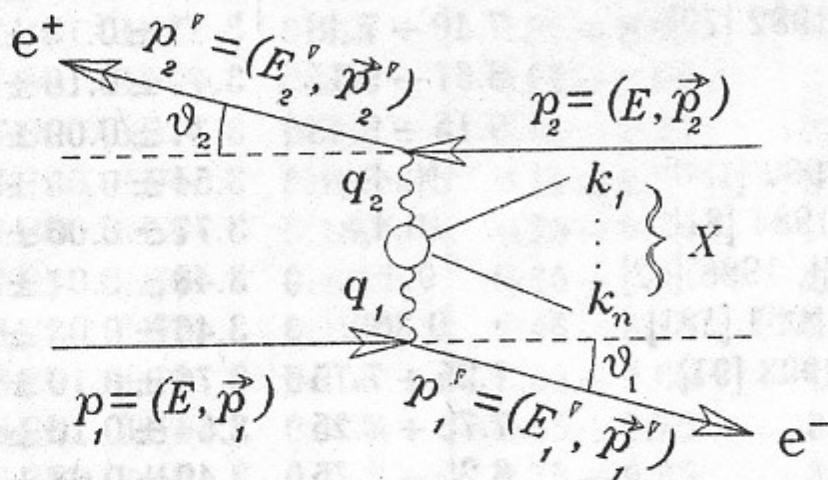


Рис. 10.1: Диаграмма двухфотонной реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$.

Вследствие этого они преимущественно излучаются под малыми углами относительно оси пучка. Вследствие этого они являются почти реальными ($q_i^2 \approx 0$). Рассеянные электроны также вылетают очень близко к оси пучка. Так как передачи импульса q_1 и q_2 в этой реакции малы, то система X имеет очень малый поперечный импульс. Это свойство реакции обычно используется для выделения двухфотонных событий, в особенности в экспериментах без регистрации рассеянных электронов.

$\gamma\gamma$ -эксперименты могут быть разделены на несколько групп по условиям регистрации рассеянных электронов: 1) “double-tag” — регистрируются оба рассеянных электрона; 2) “single-tag” — один из рассеянных электронов регистрируется, другой улетает под нулевым углом; 3) “anti-tag” — оба электрона улетают под нулевым углом; 4) “no-tag” — эксперимент без регистрации рассеянных электронов.

Наши исследования $\gamma\gamma$ -реакций в постановке “no-”, “single-” и “double-tag”, выполненные с детектором MD-1, описаны в данном разделе и в разделе 11.

10.1. Процесс $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$

Изучение реакции

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^- \quad (10.2)$$

позволяет проверить справедливость квантовой электродинамики до порядка α^4 . За последние 10 лет эта реакция изучалась во многих экспериментах [182]. Измерения были выполнены в “no-”, “single-” и “double-tag” режимах. Во всех экспериментах число событий, набранных

в режиме “double-tag”, было мало (меньше 100), так как рассеянные электроны регистрировались под большими углами (обычно больше 20 мрад).

Реакция (10.2) изучалась с детектором МД-1 в режимах “single-” и “double-tag” [8]. С целью калибровки системы регистрации рассеянных электронов (СРРЭ) этот процесс также изучался в центральном детекторе (ЦД) без регистрации рассеянных электронов (режим “no-tag”). Набор данных, использованных для этого анализа, соответствует интегралу e^+e^- светимости 23.6 нб^{-1} , набранному в интервале энергии $2E=7.2 \div 10.6 \text{ ГэВ}$. Результаты наших измерений приведены ниже.

10.1.1. Режим “no-tag”

Полное сечение процесса (10.2), рассчитанное с помощью программы [52], учитывающей радиационные поправки, равно $61.8 \pm 0.2 \text{ нб}$ при энергии пучка $E=4.73 \text{ ГэВ}$. Основной физический фон идет от двухфотонных процессов:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-, \quad (10.3)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-. \quad (10.4)$$

Сечение процесса (10.4) в 10^5 раз больше, чем сечение (10.2), но большая часть e^+e^- -пар не регистрируется детектором.

Для реакции $\gamma\gamma \rightarrow 2$ заряженные частицы мы использовали те же самые критерии отбора в центральной части детектора, что и в разделе 11.2, за исключением отбора, основанного на черенковских счетчиках. Для дополнительного подавления процессов с электронами в конечном состоянии ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, взаимодействие с остаточным газом) были использованы амплитуды как со сцинтилляционных счетчиков, так и с ливнево-пробежных камер. Конечная выборка содержит $N_0=12334$ событий.

Таблица 10.1: Процесс $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ в режиме “no-tag”. Вклад фоновых процессов в центральном детекторе.

Источник фона	N_b/N_0 (%)
$\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ (МК)	14.9 ± 2.2
$\gamma\gamma \rightarrow ee$ (МК, эксп.)	3.3 ± 1.2
$\gamma\gamma \rightarrow KK, \tau\tau$ (МК)	0.5 ± 0.1
$ee \rightarrow ee, \mu\mu$ (МК)	0.5 ± 0.4
Космические мюоны (эксп.)	0.5 ± 0.2
$ee \rightarrow$ адроны (эксп.)	0.5 ± 0.3
Остаточный газ (эксп.)	2.5 ± 1.0

Вклад фоновых процессов (таблица 10.1) оценивался как по экспериментальным данным, так и по событиям моделирования. События процесса (10.2) генерировались с помощью программы [52]. Процессы (10.3) и (10.4) моделировались в соответствии с процедурой, описанной в разделе 11.2. Из-за недостатка компьютерной мощности статистика событий Монте-Карло была примерно такая же, как в эксперименте. Систематическая ошибка, связанная с моделированием детектора, составляет около 3%.

Распределение по инвариантной массе для отобранных $\mu^+\mu^-$ -пар показано на рис.10.2а. Все частицы рассматриваются как мюоны. Представленное распределение получено после вычитания примеси $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, e^+e^- и других фоновых процессов (табл. 10.1). Оно согласуется с расчетным в пределах 5%.

Число событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ в режиме "no-tag" после вычитания фона приведено в табл.10.2. Наблюдаемое сечение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ в режиме "no-tag" равно

$$\sigma_{nt}^{vis}(ee \rightarrow ee\mu\mu) = 0.404 \pm 0.005 \pm 0.018 \text{ нб.}$$

В моделировании число отобранных событий составило $7028 \pm 84 \pm 120$ для интеграла светимости $17.9 (\pm 0.3\%) \text{ нб}^{-1}$. Отношение измеренного сечения к расчетному равно

$$\sigma_{nt}^{exp} / \sigma_{nt}^{MC} = 1.021 \pm 0.013(\text{стат}) \pm 0.055(\text{сист}),$$

где статистическая ошибка моделирования включена в систематическую ошибку отношения. Систематическая ошибка эксперимента определяется процедурой вычитания фона и моделированием отклика детектора.

Итак, мы получили набор из 12334 событий, в основном, $\gamma\gamma \rightarrow 2$ заряженные частицы. Далее этот набор был использован для отбора "single-" и "double-tagged" событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$.

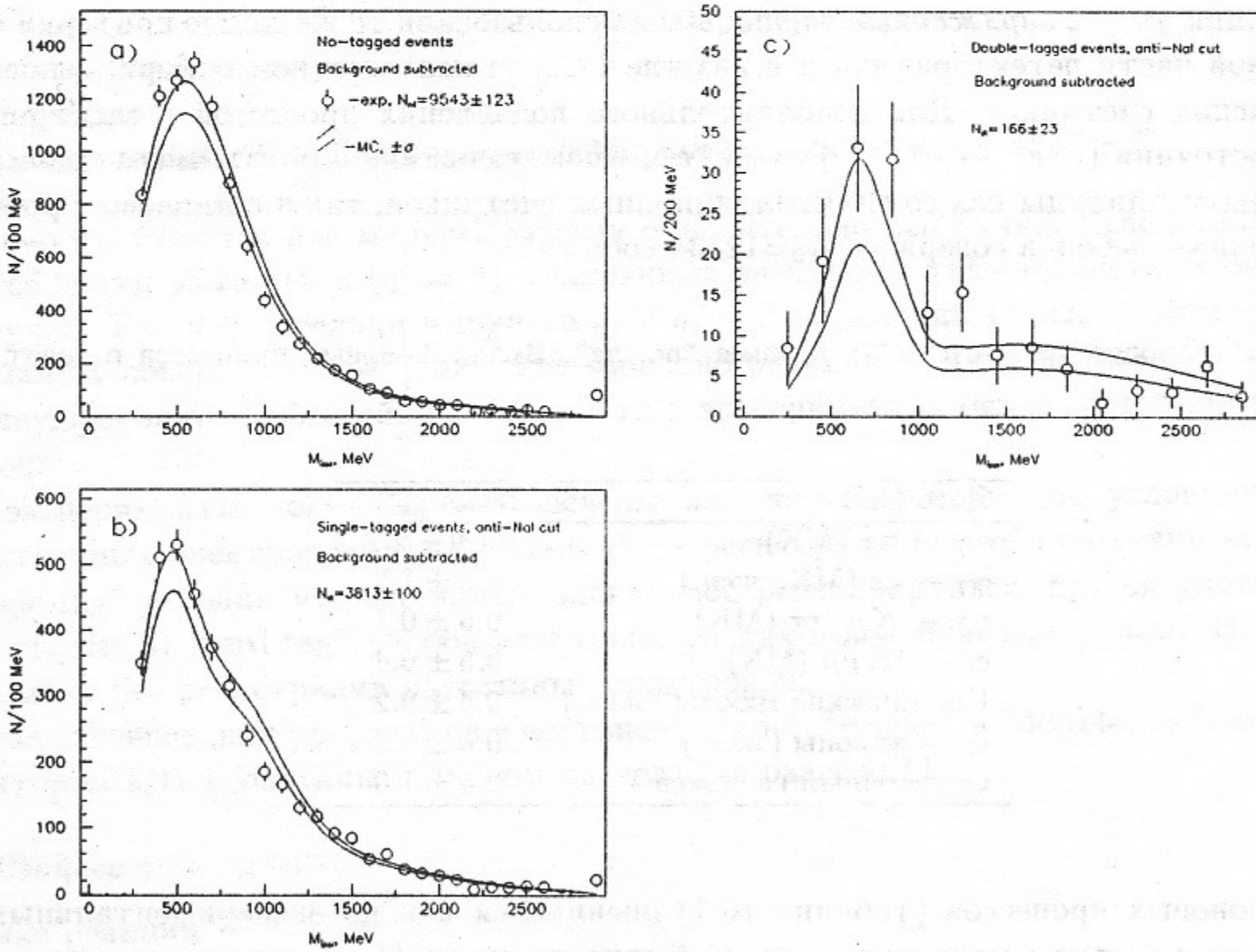


Рис. 10.2: Распределение по инвариантной массе отобранных пар после вычитания фона. Частицы считаются мюонами. а) Все события. б) "Single-tag", "anti-NaI" отбор. в) "Double-tag", "anti-NaI" отбор.

10.1.2. Режим "single-tag"

Каждый блок СРРЭ детектора МД-1 измеряет углы вылета рассеянных электронов в радиальном и вертикальном направлениях (ϑ_Y, ϑ_Z), что позволяет определять их энергию E_e^{TS} с разрешением 1.75%. При отборе меченых $\gamma\gamma$ -событий нужно учитывать фон в СРРЭ. В одном блоке СРРЭ вероятность ложной отметки около 20%.

Основной фон идет от однократного тормозного излучения (SB), где вторичный электрон регистрируется в СРРЭ. Он может быть эффективно подавлен с помощью запрещающего сигнала от счетчика NaI, который регистрирует фотоны SB ("anti-NaI" отбор).

Используя импульсы мюонов, измеренные в центральном детекторе, можно вычислить энергии (E_e^{CD}) обоих рассеянных e^\pm с дополнительным предположением, что незарегистрированный электрон был испущен под нулевым углом. Это предположение является достаточно разумным для нашей СРРЭ. Получаемое в результате разрешение по E_e^{CD} около 1.5% позволяет проверять рассеянные электроны и отбрасывать фоновые. Неправильная идентификация событий $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ и $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ как $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ незначительно влияет на расчетные E_e^{CD} .

Для того чтобы определить число "single-tagged" двухфотонных событий, мы использовали параметр $\Delta = (E_e^{TS} - E_e^{CD})/E$. Распределения по Δ для всех событий с рассеянным e^- и для тех, в которых подавлен фон SB, представлены на рис. 10.3а,б. Подгонка распределений по Δ дает число истинных "single-tagged" $\gamma\gamma$ -событий (где все частицы правильно восстановлены). Распределение аппроксимировалось гауссовым распределением "с хвостом". Ширина гауссова распределения являлась свободным параметром. "Хвост" $\sim 1/\Delta$ для $\Delta < -2\sigma$ был взят из моделирования. Фон в СРРЭ описывался полиномом третьей степени. Результаты подгонки также показаны на рис. 10.3. Эффективность отбора "anti-NaI" для $\gamma\gamma$ -событий была около 0.85, тогда как фоновые события были подавлены примерно в 7 раз. Положение пика и его ширина близки к расчетам по Монте-Карло. Эффективность регистрации рассеянных электронов в режиме "single-tag" составляет около 40%.

Распределение по инвариантной массе $\mu^+\mu^-$ в режиме "single-tag" для $\gamma\gamma$ -событий показано на рис. 10.2б. Распределение получено после отбора "anti-NaI" и вычитания известных фонов, включая "anti-tagged" события $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ (плюс фоновый электрон). Последнее распределение было получено непосредственно подгонкой данных (кривая 3 на рис. 10.3б).

Подробные результаты представлены в таблице 10.2. После отбора "anti-NaI" и вычитания фонов, наблюдаемое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ в режиме "single-tag" равно

$$\sigma_{st}^{vis}(ee \rightarrow ee\mu\mu) = 0.162 \pm 0.004 \pm 0.007 \text{ нб},$$

а его отношение к расчетному составляет

$$\sigma_{st}^{exp}/\sigma_{st}^{MC} = 0.988 \pm 0.026(\text{стат}) \pm 0.061(\text{сист}).$$

Систематическая ошибка возрасла по сравнению с экспериментом в постановке "no-tag" из-за фона в СРРЭ.

10.1.3. Режим "double-tag"

Фоновая ситуация в этом случае существенно хуже по сравнению с измерениями в режиме "single-tag". Причиной этого является малая эффективность регистрации "double-tagged"-событий — около 2% в области регистрируемых $M_{\mu\mu}$. В то же время вероятность случайного

Таблица 10.2: Результаты измерений процесса $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ с регистрацией рассеянных электронов и без нее. Приведены статистические и систематические ошибки, соответственно.

	Режим "no-tag"	Режим "single-tag"	Режим "double-tag"
Всего событий	12334	5203	385
Фон в СРРЭ	-	337 ± 87	177 ± 23
Фон в ЦД	$2791 \pm 53 \pm 366$	$1052 \pm 44 \pm 144$	$42 \pm 9 \pm 6$
$N_{exp}(\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu)$	$9543 \pm 123 \pm 366$	$3813 \pm 100 \pm 169$	$166 \pm 23 \pm 12$
$N_{MC}(\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu)$	$9347 \pm 163 \pm 348$	$3857 \pm 86 \pm 143$	$135 \pm 16 \pm 6$
σ^{exp}/σ^{MC}	$1.021 \pm 0.013 \pm 0.055$	$0.988 \pm 0.026 \pm 0.061$	$1.23 \pm 0.18 \pm 0.16$

совпадения электрона от "single-tagged" $\gamma\gamma$ -события с электроном от SB в противоположном блоке СРРЭ составляет около 6%, а вероятность совпадения "no-tagged" $\gamma\gamma$ -события с электронами от SB в обоих блоках СРРЭ — примерно 4%.

В случае режима "double-tag" мы можем определить параметры $\mu^-\mu^+$ -системы по информации СРРЭ независимо от центральной части МД-1. Мы использовали распределения по $\Delta M_{\mu\mu} = M_{\mu\mu}^{CD} - M_{\mu\mu}^{TS}$, чтобы получить количество действительных "double-tagged" $\gamma\gamma$ -событий. Для системы $\mu^+\mu^-$ инвариантная масса $M_{\mu\mu}^{CD}$ вычисляется на основе информации из центрального детектора, в то время как $M_{\mu\mu}^{TS}$ — с использованием информации из СРРЭ.

Для подавления фона также был использован отбор "anti-NaI". Дополнительное подавление фоновых электронов от SB может быть сделано используя тот факт, что угловое распределение электронов от SB является более узким, чем от $\gamma\gamma$ -процессов. Отбрасывая электроны с углами $\vartheta_Z < 5 \cdot 10^{-4}$ rad (ϑ_Z -отбор) мы можем увеличить отношение эффект/фон.

Распределение по $\Delta M_{\mu\mu}$ после отбора "anti-NaI" показано на рис. 10.4а. Это распределение использовалось для определения "double-tagged"-событий с целью сравнения с расчетами по Монте-Карло. Форма кривой аппроксимировалась суммой двух гауссовых кривых. Величина примеси, положение и ширина широкого гауссова распределения были взяты из моделирования (доля примерно равняется 0.20, ширина около 1.2 ГэВ). Другие параметры кривой считались свободными. Наличие фоновых событий ниже пика сильно увеличивает ошибки в параметрах кривой. Чтобы уменьшить эти ошибки, применялась следующая подгоночная процедура. Набор "double-tagged" событий (рис. 10.4а) был разделен на две независимые части: первая — получена после отбора ϑ_Z (рис. 10.4б), вторая — все остальные события. Обе гистограммы подгонялись одновременно. В этом случае вторая гистограмма, имеющая хорошее отношение эффект/фон, определяла форму сигнала. Предполагалось, что форма сигнала одинакова в обоих случаях. Фон в СРРЭ описывался полиномом.

Параметры сигнала: $\Delta_{max} = -30 \pm 50$ МэВ/ c^2 и $FWHM/2.36 = 280 \pm 30$ МэВ/ c^2 . Ширина определяется в равной степени центральным детектором и СРРЭ. Число "double-tagged" событий равно 208 ± 23 при $M_{\mu\mu}$ около 1.0 ГэВ/ c^2 . Это дает $166 \pm 23 \pm 12$ событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ после вычитания фона ($42 \pm 9 \pm 6$ событий) в ЦД. Подробная информация о "double-tagged" событиях приведена в табл. 10.2. Распределение по $M_{\mu\mu}$ для "double-tagged" $\gamma\gamma$ -событий после отбора "anti-NaI" с вычтенным фоном представлено на рис. 10.2с. Наблюдаемое сечение

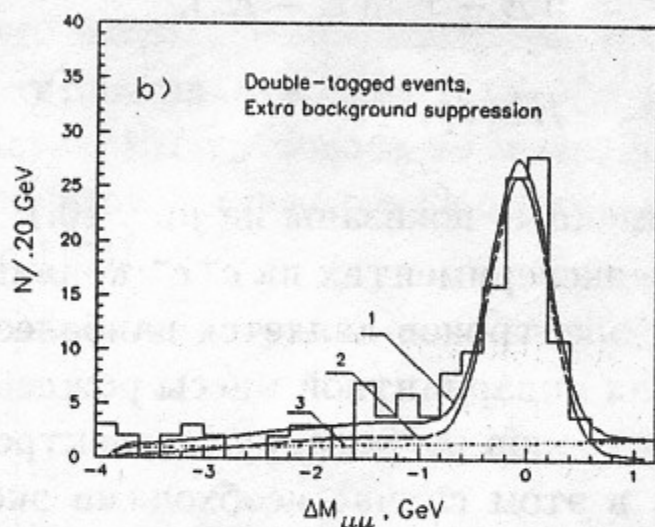
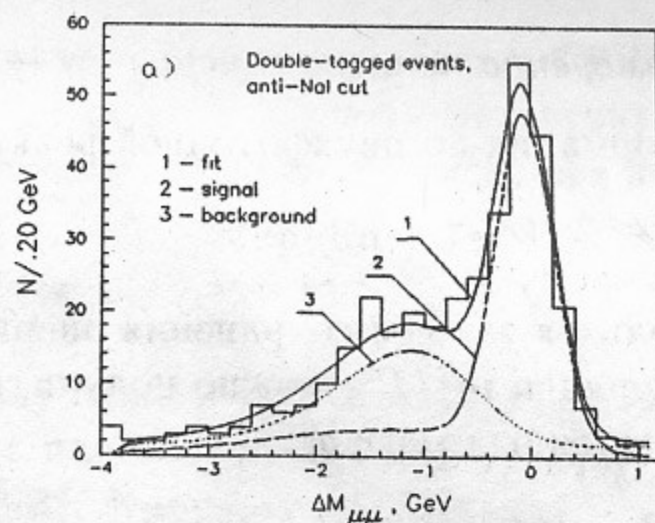
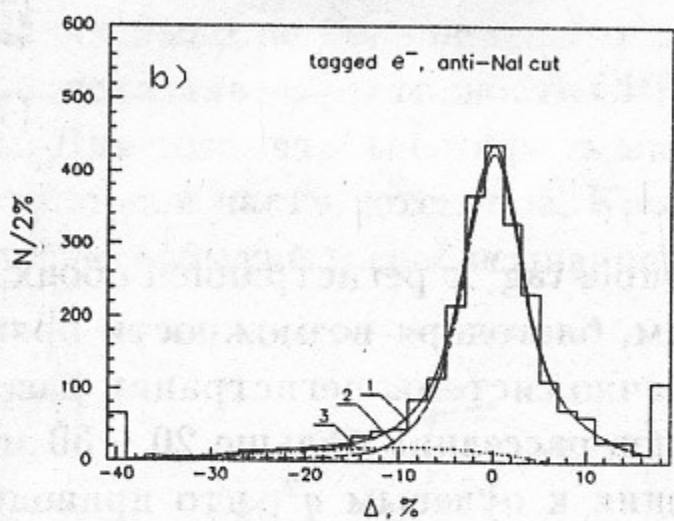
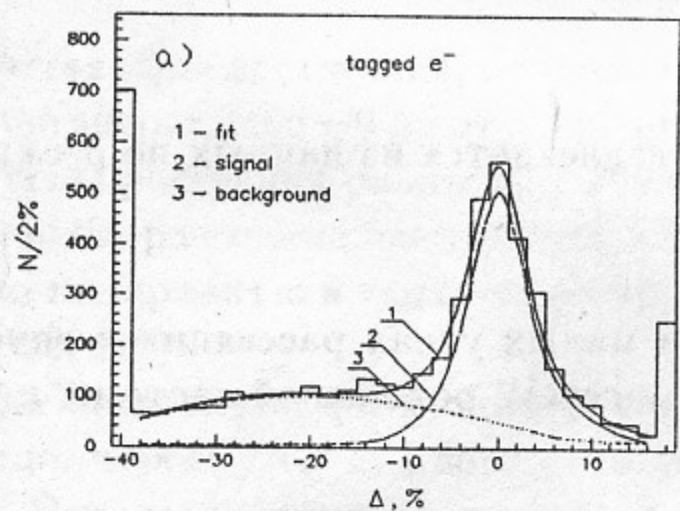


Рис. 10.3: События с мечеными (“tagged”) электронами (e^-). Распределения по $\Delta = (E_e^{TS} - E_e^{CD})/E$ для отобранных $\mu\mu$ -пар. а) Все события. Отношение эффект/фон равно 0.9. б) События с отбором “anti-NaI”. Отношение эффект/фон равно 5.7.

Рис. 10.4: “Double-tagged” события. Распределения по $\Delta M_{\mu\mu} = M_{\mu\mu}^{CD} - M_{\mu\mu}^{TS}$. а) События с отбором “anti-NaI”. Отношение эффект/фон равно 1.1. б) События с отборами “anti-NaI” и $\vartheta_Z < 0.5$ мрад. Отношение эффект/фон равно 2.3.

“double-tagged” $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ процесса составляет

$$\sigma_{dt}^{vis}(ee \rightarrow ee\mu\mu) = 7.3 \pm 1.0 \pm 0.5 \text{ нб},$$

его отношение к ожидаемому равно

$$\sigma_{dt}^{exp}/\sigma_{dt}^{MC} = 1.23 \pm 0.18(\text{стат}) \pm 0.16(\text{сист}).$$

Систематическая ошибка определяется, в основном, ограниченной статистикой в расчетах Монте-Карло.

Итак, в области энергии Υ мезонов мы измерили сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ в режимах “no-”, “single-” и “double-tag”. Расчеты по КЭД с точностью до порядка α^4 (с учетом радиационных поправок для мультипериферических диаграмм) совпадают с экспериментальными результатами на уровне $(5 \div 6)\%$ для режимов “no-tag” и “single-tag”. Мы получили 166 событий (наибольшее количество среди всех экспериментов) в режиме “double-tag” при средней инвариантной массе $M_{\mu\mu} \simeq 1.0 \text{ ГэВ}/c^2$. Это измерение имеет точность 23% и согласуется с расчетом.

10.2. Измерение полного сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны

Информация по двухфотонной реакции $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны извлекается из данных по реакции

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны} \quad (10.5)$$

Используя законы сохранения энергии-импульса при малых углах рассеяния и опуская члены порядка m_e^2/E^2 , можно получить инвариантную массу W рожденной системы и квадраты фотонных масс q_i^2 :

$$W^2 = 4(E - E'_1)(E - E'_2), \quad (10.6)$$

$$q_i^2 = -EE'_i\vartheta_i^2, \quad (10.7)$$

где переменные показаны на рис. 10.1.

В $\gamma\gamma$ -экспериментах на e^+e^- коллайдерах режим "double-tag" с регистрацией обоих рассеянных электронов является наиболее привлекательным, благодаря возможности прямого измерения инвариантной массы рожденной системы. Обычно системы регистрации рассеянных электронов регистрируют электроны начиная с углов рассеяния больше 20 – 30 мрад. Однако, в этом случае необходима экстраполяция сечения к нулевым q^2 , что приводит к модельной зависимости в величине сечения.

Первые эксперименты по измерению полного сечения были выполнены в 1979 – 1981 гг. с детекторами PLUTO [183] и TASSO [184], оба в режиме "single-tag". Было показано, что эти результаты могут быть хорошо описаны GVDM-экстраполяцией в нулевые q^2 [185]. Но позже анализ большей статистики, набранной детектором TASSO, показал, что определение полного сечения невозможно без некоторых предположений о параметрах модели ([54], стр. 117).

Последние результаты PLUTO [186], полученные в режиме "single-tag", появились в 1984, в 1984 – 1986 были опубликованы результаты "double-tag" эксперимента детектора TPC/2 γ [187] и PLUTO [188] в режиме "anti-tag". Несколько лет назад опубликованы результаты TPC/2 γ по их "single-tag" анализу [189]. Предварительные результаты эксперимента МД-1 в режиме "double-tag" были опубликованы 1985-1990 [190]. Окончательные результаты этого эксперимента появились в 1992 [191].

Первые теоретические расчеты зависимости полного сечения от W выполнил J.L.Rosner [192] в 1972. Они были уточнены И.Ф.Гинзбургом и В.Г.Сербо в ранее упомянутой работе [185]. В течение нескольких лет затем были опубликованы еще несколько новых расчетов полного сечения [193]–[195].

Основное преимущество детектора МД-1 при изучении двухфотонных реакций дает магнитное поле, перпендикулярное к плоскости орбиты сталкивающихся пучков. Система регистрации рассеянных электронов МД-1 дает возможность регистрировать рассеянные электроны в широкой области энергий с очень малыми углами вылета, включая $\vartheta_i=0$. Это делает возможным измерение инвариантной массы в режиме "double-tag" для практически реальных промежуточных фотонов.

Данный эксперимент был проведен на коллайдере ВЭПП-4 в 1984 – 1985 гг. Полная энергия в системе центра масс сталкивающихся пучков менялась в интервале 7.7 – 9.7 ГэВ, набранный интеграл светимости равен 19.7 nb^{-1} .

Рассеянные электроны, испущенные под нулевым углом, регистрируются в СРРЭ в интервале энергии 0.5 – 0.85 от энергии пучка. Упруго рассеянные электроны регистрируются, если углы рассеяния равны 12 – 100 мрад. Энергетическое разрешение, измеренное по событиям Баба-рассеяния, составляет 1.75% и не сильно зависит от энергии. Это дает разрешение по инвариантной массе $\sigma = 200 - 100$ МэВ для инвариантных масс $W = 1.25 - 4.0$ ГэВ (см. рис. 2.5).

Для подавления фона однократного тормозного излучения в СРРЭ накладывалось требование, чтобы угол каждого рассеянного электрона с плоскостью орбиты был больше 0.5 мрад. Это дает среднее значение $\langle q^2 \rangle = 5 \cdot 10^{-3}$ ГэВ². Кроме этого требовалось, чтобы в событии было не больше одного зарегистрированного фотона тормозного излучения. На рис. 2.6. показана эффективность СРРЭ в зависимости от инвариантной массы рожденной системы. Для того, чтобы отобрать многоадронные события, мы требовали не менее 3 частиц в центральной части детектора. Кроме того, были использованы некоторые ограничения на топологию событий и срабатывание ливневой системы [191].

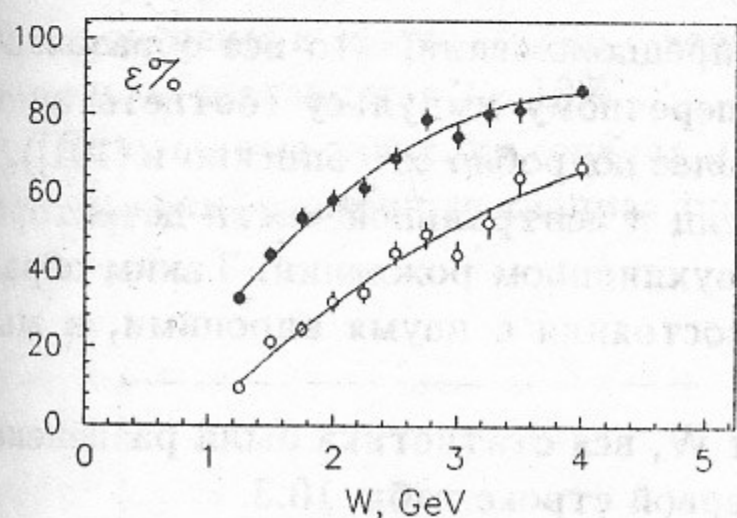


Рис. 10.5: Эффективность регистрации в центральной части детектора в зависимости от инвариантной массы. Черные кружки — эффективность триггера, пустые кружки — результирующая эффективность отбора событий (кривые — квадратичная подгонка).

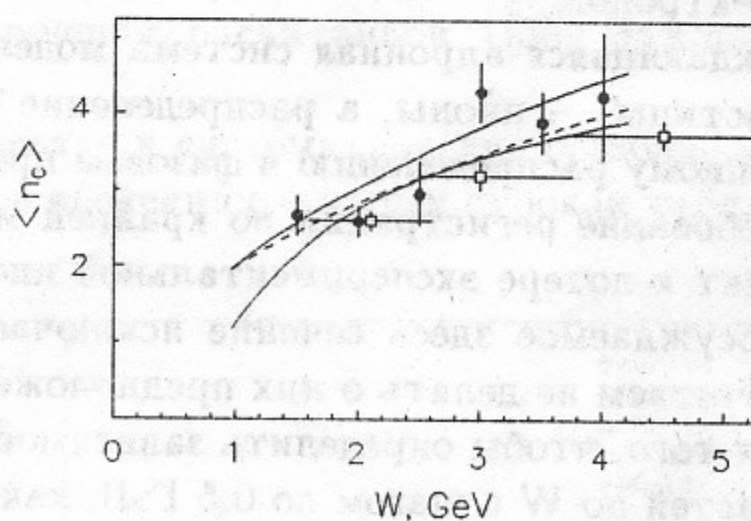


Рис. 10.6: Средняя множественность заряженных частиц в зависимости от инвариантной массы. Черные кружки — данные МД-1 [191], сплошные линии — логарифмическая подгонка $\pm 1\sigma$, квадратики — данные TPC/2 γ [187], пунктирная линия — данные PLUTO [183, 186].

В итоге было отобрано 448 событий в области $W=1.25 - 4.25$ ГэВ. Эффективность отбора в центральной части детектора показана на рис. 10.5. Основная потеря эффективности по сравнению с эффективностью триггера связана с требованием иметь не менее трех восстановленных частиц.

Оставшийся фон состоит из событий взаимодействия пучков с газом, многоадронной аннигиляции, двухфотонного рождения пар e^+e^- и $\mu^+\mu^-$, рождения $\pi\pi$ -пар (включая вклад $f_2(1270)$), а также С-четных резонансов $a_2(1320)$ и $f'_2(1525)$. Фон от взаимодействия с остаточным газом оценивался по специальным фоновым измерениям с вертикально разведенными пучками с соответствующей нормировкой, а также просмотром отобранных событий, и оказался равным 3%. Другие источники фона определялись по моделированию. Общий уровень фона составил 12% и вычитался статистически.

Как было показано в [50], сечение реакции (10.5) в общем случае содержит 6 инвариантных величин, соответствующих различным спиральностям виртуальных фотонов. Но когда

фотоны близки к массовой поверхности (малые q^2) и детектор симметричен по отношению к плоскости орбиты, формула может быть значительно упрощена, и дифференциальное сечение принимает следующую форму:

$$E_1' E_2' \frac{d\sigma}{d^3p_1' d^3p_2'} = \frac{4\alpha^2((q_1 q_2)^2 - q_1^2 q_2^2)^{1/2}}{32\pi^4 E^2 q_1^2 q_2^2} \rho_1 \rho_2 \sigma_{\gamma\gamma}(W), \quad (10.8)$$

где $\rho_{1,2}$ — фотонная матрица плотности:

$$2\rho_1 = (2p_1 q_2 - q_1 q_2)^2 / X + 1 + 4m_e^2 / q_1^2, \quad \rho_2 = \rho_1(1 \leftrightarrow 2), \quad (10.9)$$

$$X = (W^2 - q_1^2 - q_2^2)^2 / 4 - q_1^2 q_2^2,$$

$\sigma_{\gamma\gamma}(W)$ — сечение для реальных фотонов.

Это дифференциальное поперечное сечение было использовано для моделирования рассеянных электронов.

Рождающаяся адронная система моделировалась в предположении, что все образованные частицы — пионы, а распределение пионов по поперечному импульсу соответствует изотропному распределению в фазовом пространстве (более подробно это описано в [191]).

Требование регистрации по крайней мере трех частиц в центральной части детектора приводит к потере экспериментальной информации о двухпионном рождении. Таким образом, обсуждаемое здесь сечение исключает конечные состояния с двумя адронами, и мы предпочитаем не делать о них предположений.

Для того, чтобы определить зависимость сечения от W , вся статистика была разделена на 6 частей по W с шагом по 0.5 ГэВ, как показано в первой строке табл. 10.3.

Таблица 10.3: Данные по множественности заряженных частиц и полному сечению

W , ГэВ	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0
χ^2/n_D	7.0/11	10.5/13	16.2/13	23.8/12	6.2/11	4.2/ 5
$\langle n_c \rangle$	$2.67 \pm .26$	$2.59 \pm .21$	$2.95 \pm .42$	$4.30 \pm .40$	$3.90 \pm .40$	$4.25 \pm .85$
подгонка	$2.36 \pm .21$	$2.89 \pm .14$	$3.30 \pm .15$	$3.63 \pm .20$	$3.91 \pm .26$	$4.16 \pm .31$
σ , нб	606	352	356	260	352	214
стат. ош., нб	100	49	42	37	59	64
сист. ош., нб	61	35	33	22	42	28
полная ош., нб	117	59	53	43	72	70

Средняя множественность заряженных частиц $\langle n_c \rangle$ и оценка ее точности была найдена методом максимума правдоподобия следующим образом. Распределения по числу заряженных частиц и фотонов, а также по среднему квадрату импульса заряженных частиц были построены для экспериментальных и моделированных событий для каждого интервала W . Все эти гистограммы давали вклад в общее значение χ^2 , которое минимизировалось как функция $\langle n_c \rangle$.

Для того, чтобы изменить значение $\langle n_c \rangle$ для уже намоделированных событий, каждому событию приписывался статистический вес. Вес был определен как отношение желаемой к исходной вероятности иметь данное число заряженных частиц в событии. Форма распределения по множественности заряженных частиц была выбрана в виде KNO [196], которая

представляется адекватной для адронных реакций (см. [54], стр.112). Отношение среднего значения и дисперсии было зафиксировано на значении 2.8, аналогично e^+e^- -аннигиляции [197].

Результаты оптимизации показаны во второй строке табл. 10.3 в форме значения χ^2 на n_D степеней свободы, оптимальные значения $\langle n_c \rangle$ и ошибки представлены в третьей строке. Зависимость от W средней множественности описывалась функцией:

$$\langle n_c \rangle = a + b \ln(W(\text{ГэВ})). \quad (10.10)$$

Оптимальные значения параметров получились равными:

$$a = 1.62 \pm 0.37, \quad b = 1.83 \pm 0.45.$$

Коэффициент корреляции $r = -0.93$ и $\chi^2/n_D = 6.9/4$. Результаты этой подгонки показаны в четвертой строке табл. 10.3 и на рис.10.6.

Радиационные поправки, связанные с излучением фотона электронами и позитронами, были оценены в соответствии с вероятностью излучения, рассчитанной в [85]. Эти поправки учтены и составляют 2 - 10%.

Полученные значения сечения и их статистические и систематические ошибки, а также эти ошибки, сложенные квадратично, приведены в последних четырех строках табл. 10.3.

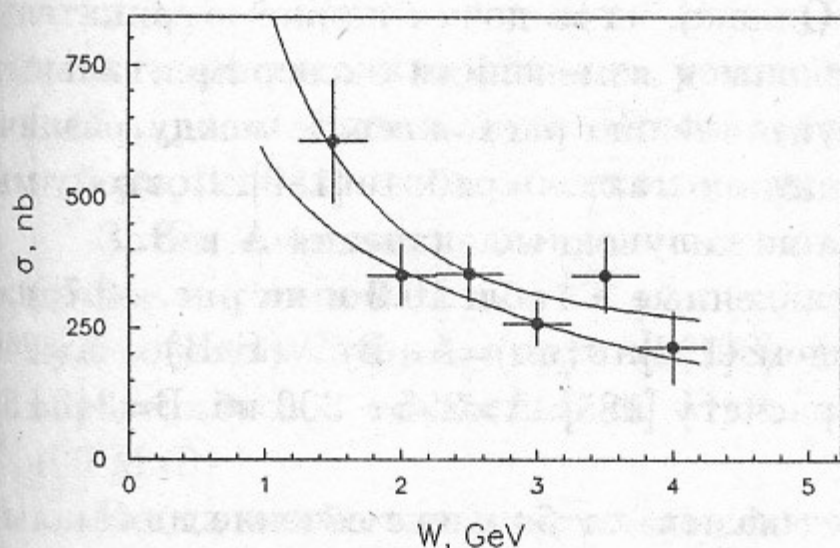


Рис. 10.7: Данные МД-1 по полному сечению реакции $\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны}$ в зависимости от инвариантной массы. Точки - экспериментальные данные, вертикальные "усы" - статистические и систематические ошибки, сложенные квадратично, горизонтальные - интервалы усреднения сечения. Линии - подгонка $A+B/W \pm 1\sigma$.

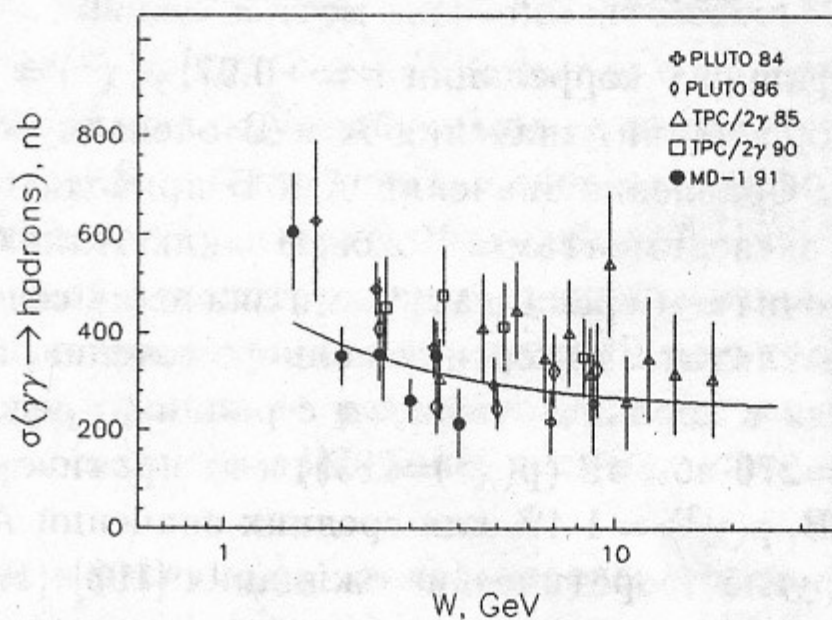


Рис. 10.8: Данные различных экспериментов по полному сечению. Систематические ошибки добавлены квадратично. PLUTO 1984 - данные "single-tag" [186], PLUTO 1986 - данные "anti-tag" [188], TPC/2 γ 1985 - данные "double-tag" [187], TPC/2 γ 1990 - данные "single-tag" [189], MD-1 1991 - этот эксперимент в режиме "double-tag". Кривая — $\sigma = 240 + 270/W(\text{ГэВ})$.

Систематические ошибки, связанные с зависимостью эффективности от $\langle n_c \rangle$, неопределенностью в радиационных поправках, моделировании ядерного взаимодействия, вероятности регистрации СРРЭ, нестабильностью орбиты пучков и измерением светимости составляют около 10% в каждом интервале по W .

Таблица 10.4: Сравнение экспериментальных данных по полному сечению $\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны}$. Значения сечения в нб.

Эксперимент	Интервалы W , ГэВ		
	1.5-2	2-3	3-4
PLUTO 1984, "single-tag" [186]	627 ± 163	489 ± 54	369 ± 55
PLUTO 1986, "anti-tag" [188]		408 ± 104	247 ± 53
TPC/ 2γ 1985, "double-tag" [187]		353 ± 91	305 ± 82
TPC/ 2γ 1990, "single-tag" [189]		452 ± 104	476 ± 102
МД-1 1992, "double-tag", нулевые углы [191]	448 ± 56	334 ± 29	257 ± 34

Как было сказано раньше, мы исключили из наших данных процессы рождения двух пионов (включая $f_2(1270)$ мезон), а также $a_2(1320)$ и $f'_2(1525)$ мезоны. Их расчетный полный вклад в интервале 1.25 – 1.75 ГэВ составляет 190 нб и не превосходит 5 нб для других интервалов.

Подгоняя наше сечение функцией

$$\sigma = A + B/W, \quad (10.11)$$

мы нашли

$$A = 63 \pm 96 \text{ нб}, \quad B = 670 \pm 246 \text{ нб} \cdot \text{ГэВ}.$$

Коэффициент корреляции $r = -0.97$, $p(\chi^2) = 44\%$. Однако, из-за почти полной отрицательной корреляции, значения A и B очень чувствительны к изменениям экспериментальных точек. Сравнение значений A и B приводит к преувеличению расхождения между различными экспериментами. Похожее заключение было сделано также в работе [189]. Поэтому мы предпочитаем сравнивать сами значения сечения, а не полученные значения A и B .

Результаты измерения полного сечения, представленные в табл. 10.3 и на рис. 10.7, находятся в хорошем согласии с ранним предсказанием [192]: $\sigma(\text{нб}) = A + B/W(\text{ГэВ})$ с $A = 240$ нб, $B = 270$ нб·ГэВ ($p(\chi^2) = 29\%$) и не противоречат расчету [185]: $A = 255 - 300$ нб, $B = 315 \pm 55$ нб·ГэВ, $p(\chi^2) = 1.4\%$ для средних значений A и B .

Другие теоретические ожидания [193]–[195] предсказывают большее сечение для малых W и не согласуются с нашими результатами (значения $p(\chi^2)$ меньше 10^{-5}).

Наши данные по множественности заряженных частиц находятся в хорошем согласии с аппроксимацией PLUTO [183], [186] и немного выше, чем TPC/ 2γ [187]. Данные по полному сечению экспериментов [186]–[189] и результаты нашего эксперимента показаны на рис. 10.8. Наши результаты находятся в разумном согласии с данными четырех других экспериментов, если учесть систематические ошибки.

Для более подробного сравнения наших данных по полному сечению мы усреднили их по интервалам W , как показано в табл. 10.4. Можно видеть, что наши результаты находятся в хорошем согласии с данными PLUTO "anti-tag" [188] и TPC/ 2γ "double-tag" [187]: различия внутри одного стандартного отклонения. Данные "single-tag" PLUTO [186] и TPC/ 2γ [189] дают значения сечения больше на 100 – 200 нб, максимальное различие составило 2.5 стандартных отклонений.

В заключение повторим основные результаты эксперимента. В интервале инвариантных масс 1.25 – 4.25 ГэВ впервые было измерено полное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны}$ в режиме

“double-tag” для почти реальных фотонов ($\langle -q^2 \rangle = 5 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}^2$) с хорошим разрешением по инвариантной массе ($\sigma_W = 100 - 200 \text{ МэВ}$). Это позволило нам избежать модельной зависимости результатов из-за q^2 -экстраполяции сечения и сохранить суммарную систематическую ошибку от других источников на уровне 10%. В этой же области W получены данные по множественности заряженных частиц.

Наши данные по сечению согласуются с расчетами J.L.Rosner'a [192], не противоречат расчету И.Ф.Гинзбурга и В.Г.Сербо [185], но расходятся с предсказаниями [193]–[195].

10.3. Измерение $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta')$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)$

В этом разделе представлены результаты исследования двухфотонного рождения $\eta'(958)$ и $a_2(1320)$ с детектором МД-1 [198] в реакциях

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta' \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\gamma \quad (10.12)$$

и

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-a_2 \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma \quad (10.13)$$

В данном эксперименте был использован интеграл светимости 20.8 нб^{-1} , набранный в интервале энергии $2E = 7.2 - 10.4 \text{ ГэВ}$. Для анализа были отобраны события с двумя частицами с разными зарядами с импульсами от 0.1 до 2.5 ГэВ/с, одним или двумя фотонами и по крайней мере одним электроном в СРРЭ. Фоном в этом эксперименте были процессы типа $ee \rightarrow eell\gamma$, $ee \rightarrow ll\gamma$ ($l = e, \mu, \pi$) и $ee \rightarrow eell$, $ee \rightarrow ll$, которые сопровождаются мягким фотоном или фотоном, рожденным на стенке вакуумной камеры, а также нерезонансный адронный континуум. Чтобы подавить этот фон, было использовано несколько условий отбора, основанных в основном на геометрических характеристиках событий [198].

Затем события подвергались кинематической реконструкции в предположении, что конечное состояние есть $e^+e^-\pi^+\pi^-\gamma$, а незарегистрированный рассеянный электрон имеет нулевой поперечный импульс [198]. Благодаря процедуре реконструкции энергия фотона определялась с точностью 40 МэВ, тогда как ливнево-пробежная система дает точность 100 МэВ.

Когда в событии имеется два фотона (как в распаде a_2), использовался фотон, который ближе к плоскости рождения заряженных частиц. Вторым фотоном в анализе не участвовал. Это приводит к некоторому расширению спектра масс a_2 и сдвигу в область меньших масс, но резонансная структура сохраняется.

Для расчета эффективности регистрации был использован метод эквивалентных фотонов (раздел 11.2). Около 11 % рассеянных электронов излучают фотоны с энергией больше 50 МэВ [199]. В расчетах мы учли этот процесс, так как он уменьшает энергию рассеянного электрона и смещает восстановленную массу резонанса.

Для процесса (10.13) мы предполагали, что он идет через $a_2 \rightarrow \rho\pi$, а также учитывали интерференцию между $\rho^+\pi^-$ и $\rho^-\pi^+$ модами распада. Резонанс a_2 может рождаться со спиральностями 0 и ± 2 . Моделирование было проведено для обоих случаев, так как разница в угловых распределениях влияет на эффективность регистрации.

Результаты анализа показаны на рис. 10.9, где спектр инвариантных масс системы $\pi^+\pi^-\gamma$ представлен после всех условий отбора.

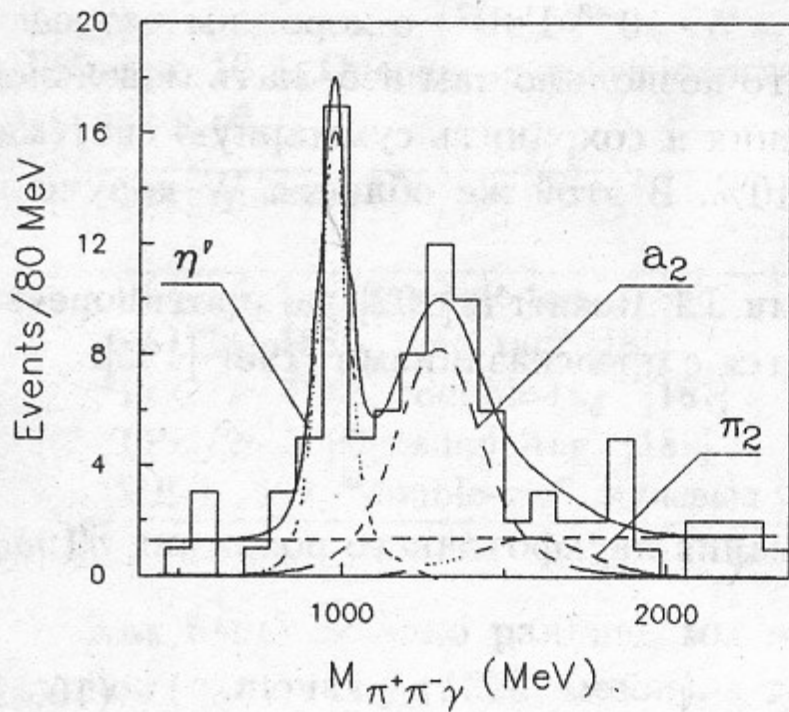


Рис. 10.9: Распределение по инвариантной массе $\pi\pi\gamma$. Сплошная кривая — подгонка результатов, пунктирные кривые показывают вклады резонансов и фона.

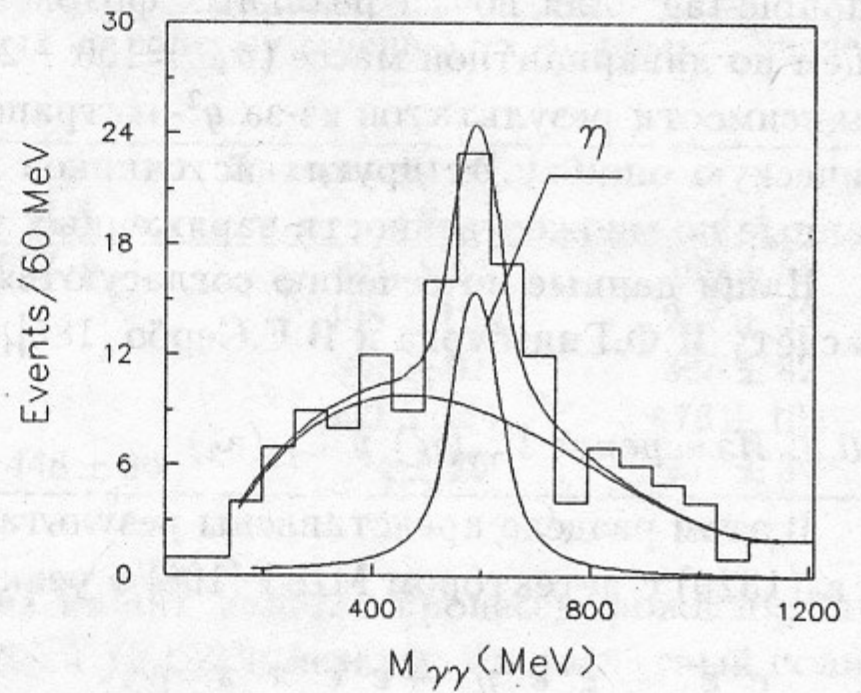


Рис. 10.10: Распределение по инвариантной массе $\gamma\gamma$ и подгонка результатов. Отдельно показаны вклады резонанса и фона.

Для подгонки мы использовали формы резонансных кривых a_2 и η' , полученные в расчетах по Монте-Карло, и параметризовали их гауссовыми распределениями со степенными “хвостами”. Фон описывался полиномом третьей степени с четырьмя свободными параметрами. Массы η' и a_2 также были свободными параметрами. Подгонка дала практически плоскую форму фона, поэтому окончательные результаты были получены для линейного фона. Результаты подгонки данных на рис.10.9 следующие:

$$M_{a_2} = 1311 \pm 29 \text{ МэВ}, \quad M_{\eta'} = 974 \pm 15 \text{ МэВ},$$

$$N_{a_2} = 38.8 \pm 7.5, \quad N_{\eta'} = 23.3 \pm 5.6,$$

$$\chi^2/N_D = 7.2/10.$$

Были рассчитаны следующие вклады фоновых двухфотонных процессов:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\pi^0, \quad (10.14)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-f_1(1285) \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\gamma\gamma, \quad (10.15)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta' \rightarrow e^+e^-\eta\pi^+\pi^-, \quad (10.16)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi_2(1670) \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\pi^0. \quad (10.17)$$

Только 9 ± 4 событий реакции (10.17) прошли условия отбора (при расчете мы использовали $\Gamma_{\gamma\gamma}(\pi_2) = 1.4 \pm 0.4 \text{ кэВ}$ [200]). С учетом этого процесса подгонка дает:

$$N_{a_2} = 36.3 \pm 7.5, \quad N_{\eta'} = 23.3 \pm 5.6, \quad N_{\pi_2} = 7 \pm 3,$$

$$\chi^2/N_D = 8.8/10.$$

После сравнения этих результатов с моделированием мы получили:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2) = 1.26 \pm 0.26 \text{ КэВ}, \quad \Gamma_{\gamma\gamma}(\eta') = 4.6 \pm 1.1 \text{ КэВ}.$$

Был использован известный в 1990 г. экспериментальный результат по спиральности a_2 в двухфотонном рождении [202]:

$$\sigma(J_z = 2) = (0.81 \pm 0.22) \cdot \sigma_{tot}.$$

В предположении, что a_2 образуется только со спиральностью ± 2 , наш результат для двухфотонной ширины должен быть увеличен на 8 %.

Поправки, связанные с ненулевыми массами сталкивающихся фотонов, пренебрежимо малы (меньше, чем 1 %), так как в нашем случае $\langle -q^2 \rangle$ меньше, чем 0.001 ГэВ^2 .

Эффективности регистрации для изучаемых реакций составляют 0.8 % для a_2 и 0.5 % для η' , куда включена эффективность регистрации рассеянных электронов (55%).

Оценка систематических ошибок представлена в табл. 10.5.

Таблица 10.5: Список систематических ошибок (в %) в измерении двухфотонных ширин a_2 и η' .

Источник систематической ошибки	Вклад в $\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2)$	Вклад в $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta')$
Эффективность запуска	3	3
Светимость [19]	2.5	2.5
Вероятность распада [128]	4	5
Эффективность регистрации коорд. камер	3	3
Эффективность регистрации СРРЭ	4	4
Неопределенность в форме резонанса	4	3
Неопределенность в спиральности a_2	10	-
Статистическая ошибка моделирования	5.5	8
Полная систематическая ошибка	14	12

Окончательно, наши измерения дают следующие двухфотонные ширины a_2 и η' :

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2) = 1.26 \pm 0.26 \pm 0.18 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta') = 4.6 \pm 1.1 \pm 0.6 \text{ кэВ}.$$

Эти результаты хорошо согласуются с данными других экспериментов [201].

10.4. Измерение $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$

С помощью МД-1 изучалось двухфотонное рождение $\eta(549)$ в реакции



В данном эксперименте [198] использована та же набранная статистика, что и в предыдущем. Отбирались события без заряженных частиц с двумя фотонами с энергией меньше, чем 2 ГэВ каждый, и, по крайней мере, с одним рассеянным электроном. Для подавления

космического фона требовалось совпадение по времени в пределах 6 нс между сигналами от сцинтилляционных счетчиков и моментом столкновения пучков (ВЧ фаза). Фоновые события от реакций типа $ee \rightarrow eell$, $ee \rightarrow ll$ ($l = e, \mu, \pi$ зарегистрированы ливнево-пробежной системой) и от взаимодействия с остаточным газом были подавлены с помощью некоторых условий на геометрию событий [198].

Затем события подвергались процедуре кинематической реконструкции в предположении, что конечное состояние есть $ee\gamma\gamma$ [198]. Измерение импульса рассеянного электрона и углов фотонов позволило нам восстанавливать массу η с точностью около 60 МэВ.

Эффективность регистрации процесса (10.18) равна 0.8%. Она была найдена моделированием двухфотонного рождения η с помощью того же подхода, что и в случае рождения a_2 и η' .

Окончательное распределение по инвариантной массе $\gamma\gamma$ представлено на рис. 10.10.

Для подгонки мы использовали форму резонансной кривой из моделирования, параметризованную гауссовым распределением со степенными "хвостами" и полином третьей степени с четырьмя свободными параметрами для описания фона. Масса η была свободным параметром.

Результат подгонки:

$$N_\eta = 36.5 \pm 8.8, M_\eta = 588 \pm 17 \text{ МэВ},$$

$$\chi^2/N_D = 7.8/13.$$

Сравнение с моделированием дает:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = 0.51 \pm 0.12 \text{ кэВ}.$$

Для оценки вкладов других двухфотонных реакций моделировались следующие процессы (двухфотонные ширины взяты из [128]):

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta' \rightarrow e^+e^-\gamma\gamma, \quad (10.19)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^0. \quad (10.20)$$

Только 2 ± 1 событие от процесса (10.19) прошло наши условия отбора. Из-за разности масс они не дают вклада в двухфотонную ширину η .

Источниками систематических ошибок в данном измерении $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ являются эффективность регистрации (3%), измерение светимости (2.5%), неопределенность в парциальной моде распада (10.18) (1%) [128], эффективность регистрации СРРЭ (4%), неопределенность в резонансной форме (6%), статистическая ошибка моделирования (5%). Полная систематическая ошибка составила 10%.

Наш конечный результат:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = 0.51 \pm 0.12 \pm 0.05 \text{ кэВ}.$$

Он хорошо согласуется с результатами других экспериментов [201].

10.5. Поиск узких резонансов

В течение последних 10 лет много групп изучало двухфотонное рождение C -четных мезонов на e^+e^- -коллайдерах [203]. Большая часть этих результатов получена в режиме “*no-tag*”, когда резонансы полностью восстаиваются в детекторе. Это требование сильно уменьшает эффективность и позволяет изучать только резонансы с известными модами распада.

В экспериментах в режиме “*double-tag*” инвариантная масса рожденной системы $W_{\gamma\gamma}$ может быть вычислена как недостающая масса из параметров рассеянных e^\pm . Узкие резонансы должны выглядеть как пики в спектре $W_{\gamma\gamma}$. Коллаборация TRC/ 2γ представила результаты такого анализа [204]. Используя рассеянные электроны (углы рассеяния $26 \div 90$ мрад) было получено разрешение по массе $\sigma(W) = 0.45 \div 0.20$ ГэВ/ c^2 для $W_{\gamma\gamma} = 4.0 \div 20.0$ ГэВ/ c^2 . Эффективность регистрации двух рассеянных электронов ϵ_{dt} была около 1%. Верхний предел для $(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}$ возможных резонансов был установлен на уровне 30 кэВ \div 10 МэВ. Этот результат, возможно, предварительный, но нам не известны другие публикации.

В нашем эксперименте в режиме “*double-tag*” [205] был использован интеграл светимости около 23 пб $^{-1}$, набранный в области энергии $2E = 7.2 \div 10.6$ ГэВ. Разрешение по инвариантной массе $W_{\gamma\gamma}$ в режиме “*double-tag*” показано на рис. 2.5. Оно составляет $\sigma(W) = 0.2 \div 0.1$ ГэВ/ c^2 для $W_{\gamma\gamma} = 1.0 \div 4.5$ ГэВ/ c^2 . Эффективность регистрации в этом режиме ϵ_{dt} в зависимости от $W_{\gamma\gamma}$ показана на рис. 2.6. При 100% эффективности в центральном детекторе (ЦД) она достигает 20% при $W_{\gamma\gamma} \approx 2.5$ ГэВ/ c^2 . Реальная эффективность была в 2–5 раз меньше из-за фона в СРРЭ и ЦД.

Условия отбора для центрального детектора были выбраны относительно простыми, чтобы обеспечить высокую эффективность для всех адронных событий. Требовалось не менее 3 частиц, из которых, по крайней мере, одна заряженная, вылетающих из места встречи. Несколько дополнительных условий применялось для подавления фона от двухчастичных событий, космических мюонов, событий взаимодействия с остаточным газом и стенкой вакуумной камеры. Используя эти критерии, было отобрано около $3 \cdot 10^4$ событий с двумя рассеянными электронами, тогда как ожидаемое число $\gamma\gamma$ -событий было около $2 \cdot 10^3$.

События с одним или двумя рассеянными электронами не двухфотонной природы рассматривались как фон. Основной фон в СРРЭ шел от однократного тормозного излучения. Два независимых метода использовались для подавления фона: условия отбора “*anti-NaI*” и “ ϑ_Z ” (см. раздел 10.1). Эффективности обоих условий отбора были измерены непосредственно с помощью событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ в качестве эффекта и событий $e^+e^- \rightarrow$ адроны в качестве фона. Эффективность отбора “*anti-NaI*” составляет 0.78 ± 0.02 для истинных событий и 0.03 ± 0.005 для ложных событий с двумя фоновыми электронами. Для отбора “ ϑ_Z ” эти значения равны 0.37 ± 0.015 и 0.02 ± 0.005 , соответственно. После отбора “*anti-NaI*” мы получили 2120 событий с оценкой фона 1200 ± 170 событий. После применения обоих условий осталось 470 “*double-tagged*” событий с остаточным фоном 130 ± 45 событий.

Окончательное распределение по $W_{\gamma\gamma}$ показано на рис. 10.11a,b. Для случая отбора “*anti-NaI*” мы имеем высокую эффективность для событий эффекта, но с большим уровнем фона. В случае комбинированного отбора мы имеем хорошее отношение эффект/фон ценой существенной потери в эффективности.

Для оценки эффективности отбора неизвестного резонанса использовались события моделирования $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны. Окончательные полные эффективности для отбора “*anti-NaI*” и

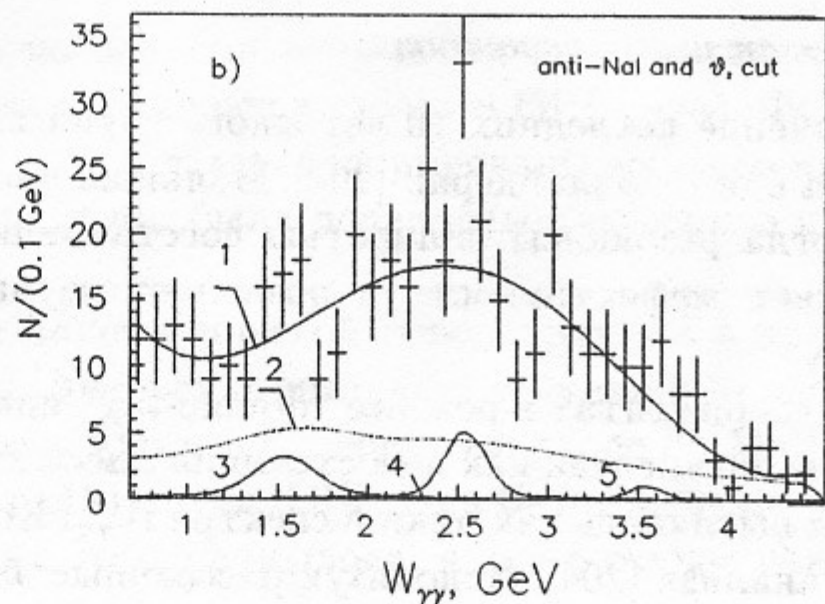
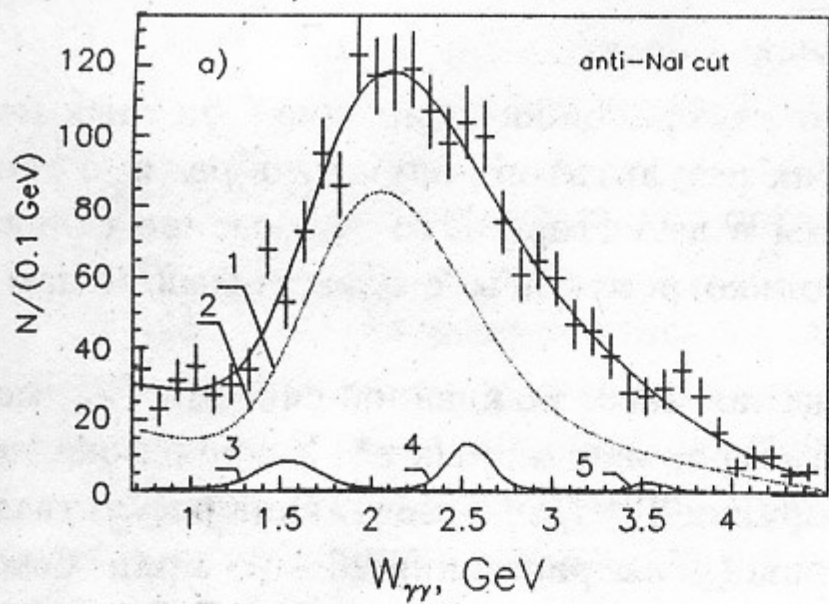


Рис. 10.11: Спектр инвариантных масс $\gamma\gamma$ отобранных событий. а) События, прошедшие отбор "anti-NaI", б) события после дополнительного условия ϑ_Z . 1 – подгоночная кривая, 2 – оценка фона, 3,4,5 – ожидаемый эффект от резонансов, соответствующий $\Gamma_{\gamma\gamma} = 20$ КэВ.

для комбинированного отбора представлены на рис. 10.12. Для резонанса с $\Gamma_{tot} < 50$ МэВ/с² его ширина определяется только разрешением СРРЭ. Функция разрешения СРРЭ аппроксимировалась суммой двух гауссовых распределений: около 20% с $\sigma = 500$ МэВ/с² и 80% с $\sigma = 90 \div 160$ МэВ/с². Влияние радиационных поправок на значение полного сечения, рассчитанное в соответствии с [206], оказалось мало. Излучение жестких фотонов дает "хвост" в области $W_{\gamma\gamma} > M_{res}$. В случае рассеяния начальных электронов на малые углы, интерференция между излучением начальными и конечными линиями деструктивная [182]с. Этот эффект существенно уменьшает радиационный хвост для резонансов.

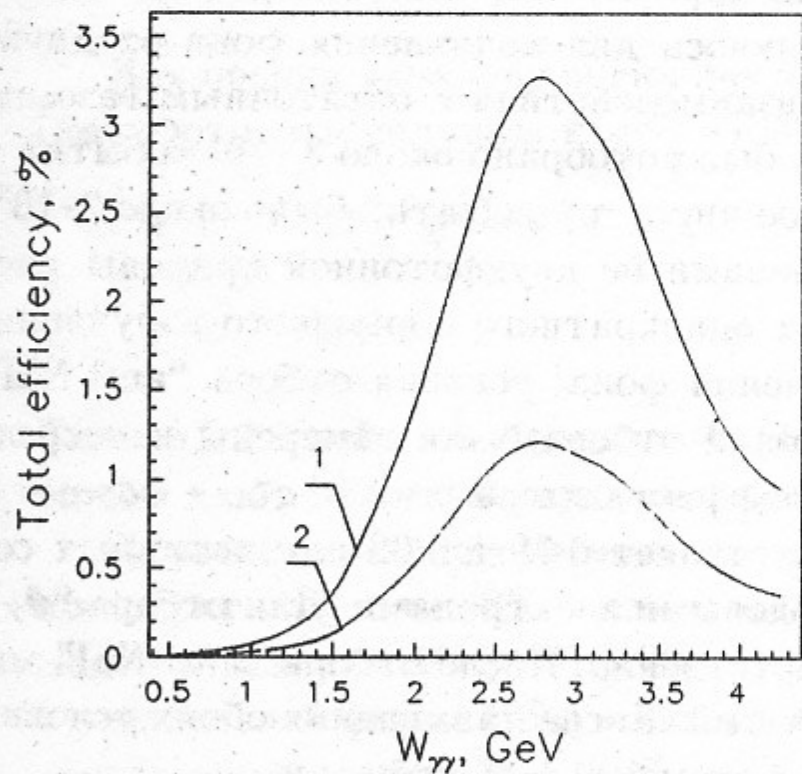


Рис. 10.12: Полная эффективность отбора в режиме "double-tag" для узких резонансов в зависимости от инвариантной массы резонанса. 1 – отбор "anti-NaI", 2 – отбор "anti-NaI" и ϑ_Z .

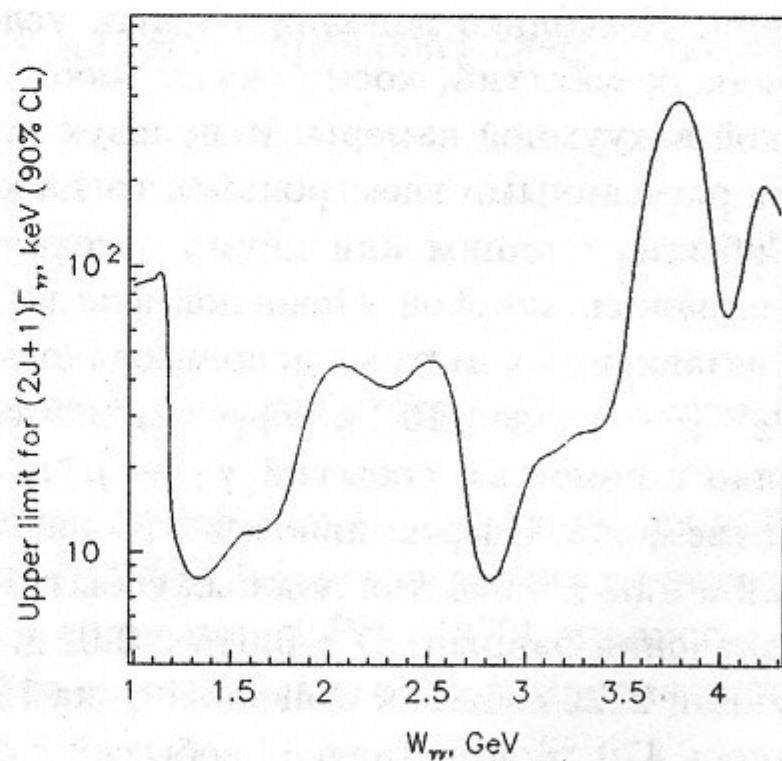


Рис. 10.13: Результат вычисления верхнего предела при поиске узких двухфотонных резонансов.

Для поиска резонансов производилась подгонка распределения по $W_{\gamma\gamma}$ в следующем виде. Форма кривой описывалась суммой двух слагаемых:

- 1) резонанс в форме Брейт-Вигнера, свернутый с функцией разрешения СРРЭ;
- 2) гладкая линия в виде $e^{p(W)}$, где $p(W)$ — полином 4-й степени.

Для подгонки мы можем использовать любой из двух спектров, показанных на рис. 10.11. Чтобы достигнуть наилучшей точности, применялась следующая процедура. События, полученные после отбора “anti-NaI”, были разделены на две независимые части: первая — события, которые прошли отбор “ ϑ_Z ” (рис. 10.11b), и вторая — все остальные события (разность гистограмм на рис. 10.11a и рис. 10.11b). Полученные две гистограммы подгонялись одновременно, используя функцию, описанную выше. Коэффициенты полиномов $p(W)$ были свободными параметрами в обоих случаях, в то время как число событий рождения резонанса было $\epsilon \cdot N_{res}$ для первой гистограммы и $(1 - \epsilon) \cdot N_{res}$ — для второй, где ϵ — эффективность отбора ϑ_Z .

Результаты подгонки показаны на рис. 10.11. Мы не нашли статистически значимого сигнала от узкого резонанса для $M_{res} = 1.0 \div 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$. Полученные верхние пределы (на 90% CL, соответствующие полученным при подгонке $N_{res} + 1.64$ стандартного отклонения) для значения $(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}$ представлены на рис. 10.13 и в табл. 10.6. В табл. 10.6 интервал $\gamma\gamma$ -масс $1.0 \div 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$ был разделен на несколько областей и для каждой было найдено максимальное значение верхнего предела.

Для резонанса с $J \geq 2$ эффективность регистрации зависит от его спиральности. В случае чистого состояния со спиральностью 2 верхний предел для $(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}$ увеличивается примерно в 2 раза.

Таблица 10.6: Верхний предел на $(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}$ узких С-четных резонансов в области масс $1.0 \div 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$.

$M_{res} \text{ (ГэВ}/c^2)$	$(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} \text{ (кэВ)}$, верхний предел (90% CL)	$M_{res} \text{ (ГэВ}/c^2)$	$(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} \text{ (кэВ)}$, верхний предел (90% CL)
1.0–1.25	92.0	2.75–3.0	13.0
1.25–1.5	9.5	3.0–3.25	24.2
1.5–1.75	12.4	3.25–3.5	34.0
1.75–2.0	39.0	3.5–3.75	329
2.0–2.25	45.2	3.75–4.0	383
2.25–2.5	44.2	4.0–4.3	191
2.5–2.75	46.4		

Итак, используя события e^+e^- -столкновений с интегралом светимости 23 нб^{-1} в области энергии $2E = 7.2 \div 10.4 \text{ ГэВ}$, мы провели поиск реакции $ee \rightarrow eeR$ в режиме “double-tag”, где R — любой С-четный резонанс. Не было найдено новых резонансов с массой в интервале $M_{res} = 1.0 \div 4.3 \text{ ГэВ}/c^2$.

11. Изучение $\gamma\gamma$ -реакций без регистрации рассеянных электронов

11.1. Процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$

Основной вклад в эту реакцию дает двухфотонный процесс (Ландау-Лифшица), описываемый диаграммой рис.11.1А.

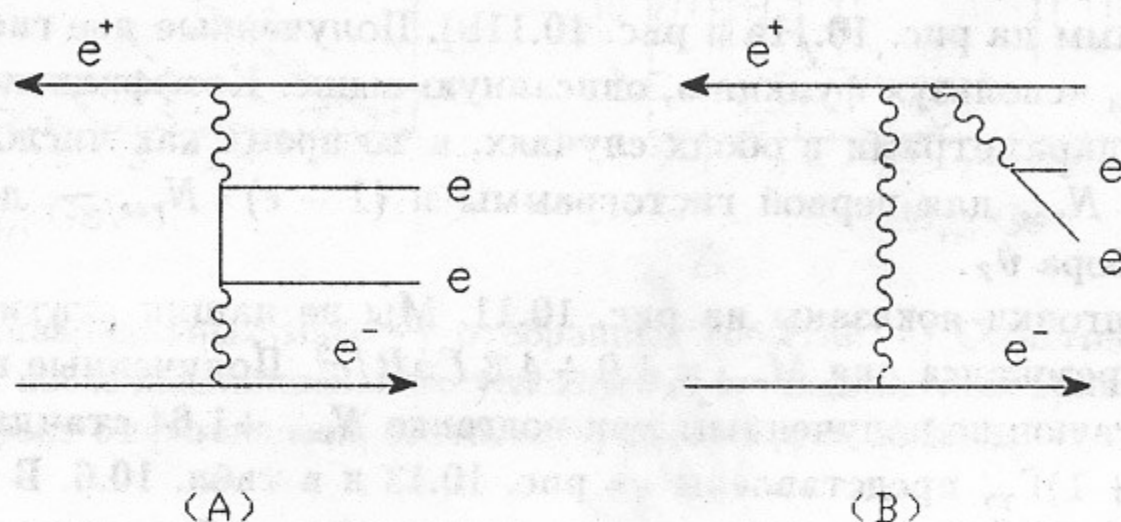


Рис. 11.1: Диаграммы для реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$: А - мультипериферическая двухфотонная диаграмма; В - тормозная диаграмма.

Расчет полного сечения, учитывающий основные диаграммы, со степенной точностью по энергии был выполнен в [207, 208]:

$$\sigma = \frac{\alpha^2 r_0^2}{\pi} (1.03L^3 - 6.6L^2 - 11.7L + 104), \quad (11.1)$$

где α – постоянная тонкой структуры, r_0 – классический радиус электрона, $L = \ln(s/m_e^2)$, $s = (2E)^2$. Это сечение растет с ростом энергии пучка. При энергии $E = 1.8$ ГэВ оно составляет $5 \cdot 10^{-27}$ см² (см. рис. 3.6).

Вклад тормозных диаграмм в полное сечение был рассчитан в работе [209]. При энергии пучка 1.8 ГэВ этот вклад равен 0.3%. Численно малый вклад в полное сечение (-0.1%) дает при этой энергии учет эффектов тождественности частиц в конечном состоянии [51].

Дифференциальное сечение по инвариантной массе рожденной пары W дается следующим приближенным выражением [207, 208]:

$$\frac{d\sigma}{dW} = \frac{16\alpha^2 r_0^2}{3\pi} \cdot \frac{m_e^2}{W^3} \cdot \ln^3\left(\frac{s}{W^2}\right) \left[2 \ln \frac{W}{m_e} - 1\right]. \quad (11.2)$$

Как видно, основной вклад в сечение дает область малых инвариантных масс. В данном эксперименте [20] система таггирования детектора МД-1 не использовалась, и инвариантная масса рожденной пары (рис.10.1) определялась по центральной части детектора:

$$W^2 = (k_1 + k_2)^2.$$

Поперечное магнитное поле детектора МД-1 позволяет измерять импульсы частиц, вылетающих даже под нулевым углом к оси пучков. Благодаря этому мы смогли изучать $\gamma\gamma$ -рождение e^+e^- -пар с малыми инвариантными массами, около порога реакции. В предыдущих экспериментах процесс $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ изучался при значительно больших инвариантных массах [54]. Так, в эксперименте с детектором DM-1 минимальная инвариантная масса была 80 МэВ [210], а в эксперименте с детектором PLUTO – 800 МэВ [211].

В качестве генератора изучаемых событий мы использовали программу [55].

Основной фоновый процесс в этом эксперименте – это процесс рождения e^+e^- -пары фотоном синхротронного излучения на электроне встречного пучка (см. раздел 3.2). Скорость счета этого процесса растет более быстро с ростом энергии пучка, чем у процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$. При энергии пучка 5 ГэВ обе скорости счета сравнимы. Для данного эксперимента мы выбрали энергию 1.8 ГэВ, при которой вклад фонового процесса составляет около 10%.

e^+e^- -пары в основном и фоновом процессе кинематически идентичны, и поэтому для сравнения расчета с экспериментом мы использовали их сумму.

Во время эксперимента параметры накопителя ВЭПП-4 были следующие: энергия пучка $E = 1.8$ ГэВ, токи $I^\pm = 0.4$ мА, средняя светимость $L = 4 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Светимость была ограничена эффектами встречи, которые не позволяли иметь токи электронов и позитронов больше 0.5 мА. Набранный интеграл светимости составил 440 мкб^{-1} . На магнитную ленту было записано 227000 событий с пучками в сведенном состоянии ("эффект") и 41000 событий с разведенными пучками ("фон"). Отношение времени записи "эффекта" и "фона" было около 5.5.

Пары частиц с противоположными зарядами были отобраны по координатной системе. Отбор был основан на пространственных характеристиках событий [20]. Типичное событие эффекта показано на рис. 3.7.

Вдоль траектории частицы перед сцинтилляционными счетчиками находится стенка объема координатных камер из нержавеющей стали толщиной 30-мм. Вероятность частицы быть зарегистрированной в координатной камере и вызвать срабатывание сцинтилляционного счетчика составляет $(12.1 \pm 1.3)\%$ в эксперименте и $(11.8 \pm 2.4)\%$ в моделировании. Хорошее согласие между двумя величинами дает основание считать, что регистрируемые частицы являются электронами.

Измеренное и расчетное распределения по углу вылета частицы к оси пучка показаны на рис. 11.2. Эти распределения хорошо согласуются друг с другом.

Распределения по видимой инвариантной массе для экспериментальных и моделированных событий показаны на рис. 11.3. Средняя восстановленная масса пары в эксперименте равна $\overline{W}_{vis}^{exp.} = 5.7 \pm 0.3$ МэВ, в моделировании – $\overline{W}_{vis}^{MC} = 5.7 \pm 0.2$ МэВ. Пунктиром показано распределение тех же самых событий моделирования без взаимодействия частиц с вакуумной камерой. Среднее значение массы для этого распределения составляет 2.1 МэВ. Видно, что ширина распределения в эксперименте и моделировании определяется взаимодействием частиц с вакуумной камерой (т.е., многократным рассеянием, тормозным излучением).

Для сравнения наблюдаемого сечения в эксперименте и моделировании был использован поправочный фактор, учитывающий неэффективность камер. Он был получен экспериментально и равен 1.19 ± 0.02 . Экспериментальное наблюдаемое сечение равно

$$\sigma_{exp} = 1.61 \pm 0.12 \text{ мкб.}$$

Ошибка складывается из ошибки в измерении светимости (5%), статистической ошибки (4%) и неточности поправки на неэффективность камер (2%).

Расчетное наблюдаемое сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-$ равно 1.58 ± 0.15 мкб. Согласно [51] радиационные поправки к этому процессу меньше 0.5%. Вклад фонового процесса

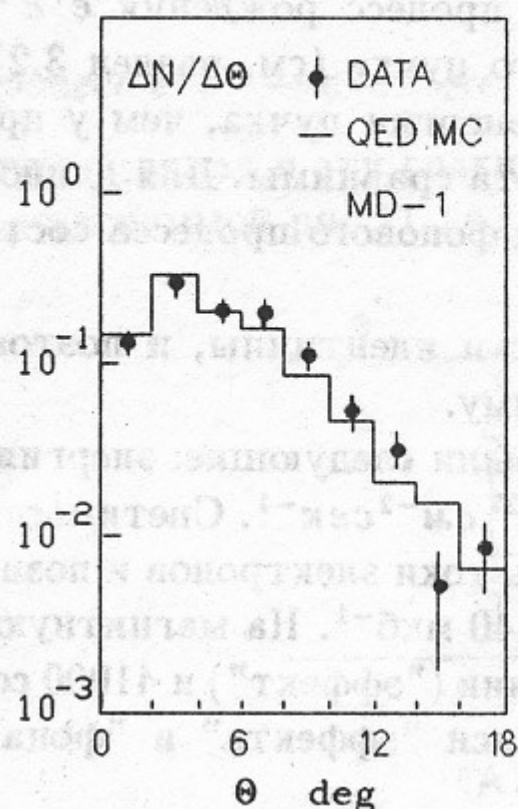


Рис. 11.2: Распределение по углу вылета частицы в процессе $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Вклад от $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ равен $\simeq 15\%$.

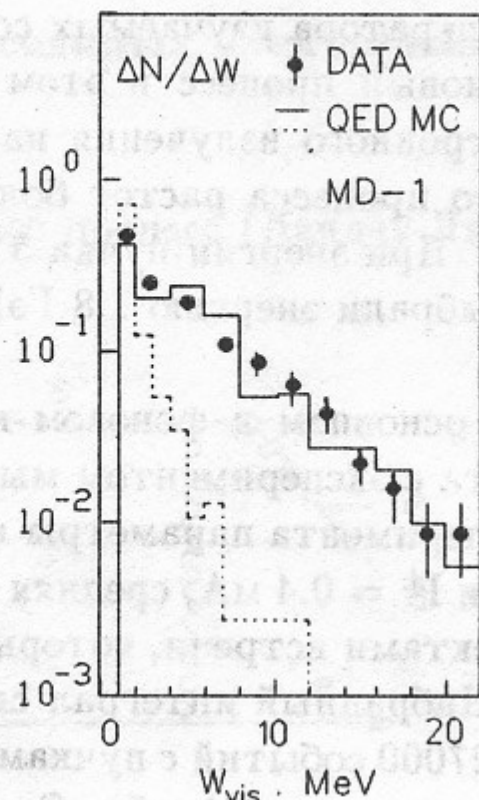


Рис. 11.3: Распределение по видимой инвариантной массе e^+e^- -пары в процессе $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$. Вклад от $\gamma e \rightarrow ee^+e^-$ равен $\simeq 15\%$. Пунктирная гистограмма – расчетное распределение без взаимодействия частиц с вакуумной камерой.

рождения e^+e^- пар фотонами СИ на встречном пучке равен 0.24 ± 0.06 мкб. В итоге, расчетное наблюдаемое сечение рождения e^+e^- -пары равно

$$\sigma_{MC} = 1.82 \pm 0.16 \text{ мкб},$$

что находится в хорошем согласии с измерением.

На основе результатов этого эксперимента был получен верхний предел на двухфотонную ширину частицы с массой 1.8 МэВ [212]. Некоторые указания на состояние с массой около 2 МэВ, распадающееся на e^+e^- пару, были получены в столкновениях тяжелых ионов [213]. Из нашего эксперимента для такой частицы верхний предел произведения двухфотонной ширины на вероятность распада в e^+e^- -пару равен:

$$\Gamma_{\gamma\gamma} B_{ee} < 2 \text{ эВ (90\% CL).}$$

11.2. Измерение сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)$

Процесс двухфотонного рождения $\pi^+\pi^-$ -пары изучался во многих экспериментах [211], [215]–[222] в реакции

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \pi^+\pi^- \quad (11.3)$$

Было найдено, что основной вклад в сечение дает $f_2(1270)$ -мезон, интерферирующий с нерезонансным фоном. Обычно для получения двухфотонной ширины f_2 -мезона предполагалось, что он рождается в состоянии со спиральностью 2 и его амплитуда интерферирует с борновской.

Серьезной экспериментальной проблемой при анализе конечного состояния $\pi^+\pi^-$ является большой фон от двухфотонных реакций:

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + e^+e^-, \quad (11.4)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-, \quad (11.5)$$

особенно в области малых инвариантных масс. В большинстве экспериментов вклад этих реакций рассчитывался и вычитался (по крайней мере $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$).

В данном эксперименте [214] процессы (11.3), (11.4), (11.5) были выделены во всей области выше порога регистрации ($M_{\pi\pi} > 0.45 \text{ ГэВ}/c^2$).

Статистика эксперимента соответствует интегралу светимости 20 нб^{-1} при энергии в сцм $2E=7.2-10 \text{ ГэВ}$. Рассеянные электроны не использовались в данном анализе.

Для подавления фона от тормозного излучения и других процессов с малой инвариантной массой и малым поперечным импульсом, из триггера была исключена полоса $\pm 11 \text{ см}$ от плоскости орбиты в ливнево-пробежных камерах (ЛПК). Для подавления космического фона использовалось время совпадения срабатывания сцинтилляционных счетчиков с фазой пучка.

Для изучения реакций (11.3) – (11.5) были отобраны события с двумя противоположно-заряженными частицами с импульсом $270 - 2500 \text{ МэВ}/c$. Для подавления процессов с большой скоростью счета (в основном, однократного тормозного излучения) требовалось, чтобы у каждой отобранной частицы поперечный импульс был $P_t > 30 \text{ МэВ}/c$. При помощи условий отбора, основанных на геометрии события (малая разность P_t частиц, малая акомпланарность и ряд других [214]), был уменьшен фон от космики, процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\mu^+\mu^-)$ и многоадронных событий. После этого остались в основном события, содержащие пары e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$ двухфотонной природы, по расчету в соотношении 1:2:0.4.

Для идентификации частиц их траектории проводились через детектор с учетом ионизационных потерь, в предположении разных типов частиц (μ , π , K , p). При этом, при пересечении частицей какой-либо системы, рассчитывались ожидаемые средние значения параметров, таких как ионизационные потери в сцинтилляционном счетчике (СЦ), среднее число фотоэлектронов в черенковском счетчике (ЧС), координаты и пробеги (только за счет ионизационных потерь) в ЛПК. Ниже представлены результаты, полученные в монтекарловском моделировании процессов (11.3)-(11.5).

Сцинтилляционные счетчики обеспечивают хорошую идентификацию электронов благодаря $1.7X_0 \text{ Fe}$ перед ними. После требования, чтобы отношение $R = A_{сц}/\overline{A_{сц}}$ (где A – амплитуда, измеренная в счетчике и $\overline{A_{сц}}$ – расчетная средняя амплитуда для π -мезонной гипотезы) было в интервале $0.2 - 2.2$ для каждого пересекаемого счетчика, число событий процесса (11.4) уменьшилось в 10 раз при эффективности $\epsilon_{\pi\pi} = 90\%$ для процесса (11.3). Для отбора e^+e^- пар достаточно потребовать $R > 3$ для каждого счетчика, при этом остающийся фон пар $\pi\pi$ и $\mu\mu$ не превышает 1%.

Черенковские счетчики использовались следующим образом. Для π мезона вычислялась вероятность p дать то же или большее число фотоумножителей, что и в эксперименте. При $p < 0.04$ хотя бы для одной частицы, событие относилось к π - μ классу. В среднем черенковские счетчики подавляли пары электронов в 10 раз при $\epsilon_{\pi\pi} \simeq 93\%$.

Для режекции электронов также было использовано "мягкое обрезание", основанное на ЛПК: требовалось срабатывание первых двух камер (если частица проходит дальше). Это дает дополнительное подавление пар e^+e^- в 2 раза.

В итоге, описанные обрезания позволили подавить процесс (11.4) в ~ 250 раз при эффективности для $\pi^+\pi^-$ пар 75%.

Для μ/π разделения использовались пробеги частиц в ЛПК. Для анализа мы брали частицы, которые останавливаются внутри ЛПК. При одинаковом импульсе π -мезоны имеют, как правило, меньшие пробеги, чем мюоны, из-за больших ионизационных потерь и ядерных взаимодействий. Пионы останавливаются в ЛПК за счет ионизационных потерь при импульсе меньше 350-420 МэВ/с, поэтому в области f_2 мезона они останавливаются в ливневой системе только вследствие ядерных взаимодействий. Сравнивая измеренный и расчетный пробеги частиц в предположении мюонов и применяя разумные обрезания [214], мы уменьшили число $\mu\mu$ -пар в 60 раз при $\epsilon_{\pi\pi} \sim 50\%$. В результате, мы получили μ/π разделение $N_{\pi\pi}/N_{\mu\mu} \simeq 6:1$.

Для сравнения эксперимента с расчетом были введены поправки на эффективности систем детектора [214]. Полная систематическая ошибка в эффективности регистрации после введения поправок оценивается в $\pm 2\%$.

Двухфотонные процессы моделировались в приближении эквивалентных фотонов [50]:

$$d\sigma = \sigma_{\gamma\gamma}(M) dn_1 dn_2, \quad (11.6)$$

где

$$dn_i = \frac{2\alpha E E_i}{\pi q_i^2 \omega_i} \left[1 - \frac{\omega_i}{E} + \frac{\omega_i^2}{2E^2} + \frac{m_e^2 \omega_i^2}{q_i^2 E^2} d(-\cos(\vartheta_i)) \right] d\omega_i, \quad (11.7)$$

$$q_i^2 = \frac{m^2 \omega^2}{E E_i} + 2E E_i (1 - \cos(\vartheta_i)), \quad (11.8)$$

$$\omega_i = E - E_i, \quad M^2 \approx 4\omega_1 \omega_2. \quad (11.9)$$

Переменные показаны на рис.10.1. При наших ограничениях на q_i^2 это приближение обеспечивает процентный уровень точности. Радиационные поправки не учитывались, они не превышают 1-2% [199]. Сечения двухфотонных КЭД процессов хорошо известны, они могут быть найдены в работах [228]-[229].

Сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ описывалось борновским членом (см., например, [229]), который интерферирует с брейт-вигнеровской (В-В) амплитудой $f_2(1270)$ -мезона. Предполагалось, что f_2 -мезон образуется в состоянии со спиральностью 2 и, поэтому, интерферирует только с борновским членом той же спиральности. Сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-) = |F_B^{\lambda=0}|^2 + |F_B^{\lambda=2} + F_R|^2, \quad (11.10)$$

где знак В-В амплитуды был выбран таким, что ниже массы $f_2(1270)$ (M_f) интерференция конструктивная (как это следует из предшествующих экспериментов).

В-В амплитуда f_2 -мезона дается выражением:

$$F_R = \frac{5}{\sqrt{2s}} \frac{g(s) \sin^2(\vartheta)}{M_f^2 - s - iM_f\Gamma}. \quad (11.11)$$

Здесь $s = M_{\pi\pi}^2$, $g(s) = M_f \cdot [\Gamma_{\gamma\gamma}^0(s)\Gamma_{\pi\pi}(s)]^{1/2} + i\text{Im}(g)$, $\Gamma_{\pi\pi} = 0.86 \cdot \Gamma(s)$, $\Gamma(s)$ – полная ширина f_2 -мезона, $\Gamma_{\gamma\gamma}^0$ – двухфотонная ширина прямого перехода $f_2 \rightarrow \gamma\gamma$, ϑ – полярный угол частиц, определенный по отношению к направлению пучка в сцм $\gamma\gamma$.

Мнимая часть $g(s)$ возникает в результате унитаризации D-волновой амплитуды [230, 231]. Унитаризация необходима, так как сумма борновской и В-W амплитуд не удовлетворяет условию унитарности. Численно [231],

$$\text{Im}(g) = 0.0002 \pm 0.00007 \text{ ГэВ}^2.$$

Двухфотонная ширина $\Gamma_{\gamma\gamma}$ определяется выражением

$$|g|^2 = M_f^2 \Gamma_{\gamma\gamma} \Gamma_{\pi\pi}(M_f).$$

Тогда

$$\Gamma_{\gamma\gamma} = \Gamma_{\gamma\gamma}^0 + 0.257 \text{ (КэВ)},$$

что соответствует модели [230]. Однако такое определение не является общепринятым. Зависимость полной ширины $\Gamma(s)$ от s параметризовалось согласно [230, 231]:

$$\Gamma(s) = \Gamma_f \left(\frac{p}{p_0}\right)^5 \left(\frac{s_0}{s}\right)^2 \left(\frac{s_0 + a}{s + a}\right)^2, \quad (11.12)$$

где $\Gamma_f = 0.18 \pm 0.02 \text{ ГэВ}$, $p = 0.5\sqrt{s - 4m_\pi^2}$, $p_0 = 0.5\sqrt{s_0 - 4m_\pi^2}$, $s_0 = M_f^2$, $s = M_{\pi\pi}^2$, $a = 0.5 \text{ ГэВ}^2$.

$\Gamma_{\gamma\gamma}(s)$ параметризовалась тем же уравнением, с заменой m_π на $m_\gamma = 0$ [231]. Сечение с такой параметризацией (но без унитаризации) близко к тому, что использовалось в других работах [231, 217, 218, 221]. Следует заметить, что в публикациях по $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, K^+K^- нет согласия относительно степени s в формуле Брейта-Вигнера. Более того, нет общепринятой зависимости $\Gamma_{\gamma\gamma}(s)$. Ввиду разнообразия мнений мы включили в результат систематическую ошибку, связанную с изменением степени на ± 1 .

Для отбора событий $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ кроме общих требований накладывалось только одно обрезание: амплитуда в каждом сцинтилляционном счетчике должна превышать расчетную для π -мезонов 4 по крайней мере в 3.5 раза. Распределение по инвариантной массе для отобранных событий показано на рис.11.4 вместе с ожидаемым спектром для $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (всем частицам приписана масса π -мезона). Распределения находятся в хорошем согласии ($(P(\chi^2) = 10\%)$). Расчетная доля событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$ меньше 1%.

Для подавления электронов были использованы описанные выше обрезания, основанные на СЦ, ЧС и ЛПК. В результате число электронов было уменьшено в ~ 250 раз при эффективности 70 – 75% для $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$. Полученное распределение по массе пар показано на рис. 11.5.

Из этих данных был вычтен вклад ($\sim 2\%$) процессов, отличных от $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$, $\mu^+\mu^-$. Фон многоадронных событий ($\sim 1.5\%$) был определен по сравнению распределений по углу акомпланарности ($\Delta\varphi$) в эксперименте и моделировании [214]. Фон процессов с узким распределением по $\Delta\varphi$ был найден из моделирования и равен: $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^- - 0.3\%$, $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- - 0.15\%$, $ee \rightarrow \mu^+\mu^- - 0.15\%$, $ee \rightarrow \tau^+\tau^- < 0.15\%$. Фон космических частиц был определен из распределения по разности времени между срабатыванием сцинтилляционных счетчиков и фазой пучка и составляет менее 0.5%. Вклад Баба-рассеяния, как следует из амплитудного

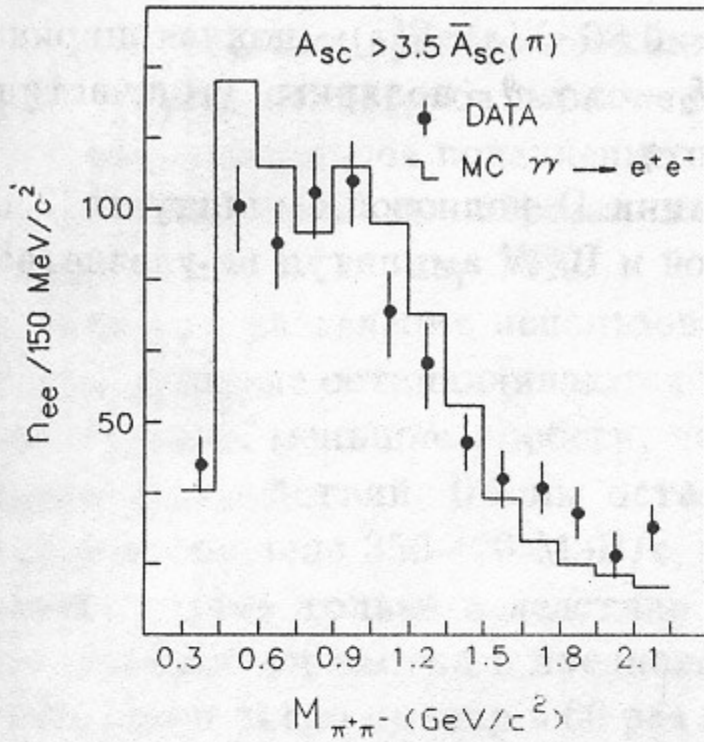


Рис. 11.4: Спектр инвариантных масс пар при амплитуде в обоих сцинтилляционных счетчиках $A_i > 3A_\pi$ (расч.). Ошибки моделирования ~ 1.5 раз больше, чем в эксперименте.

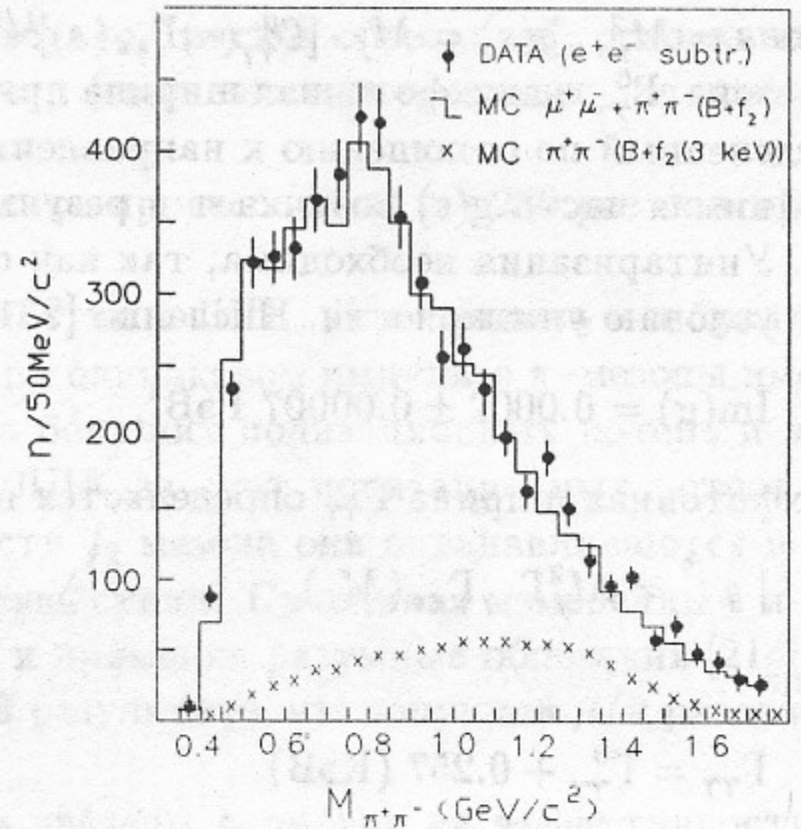


Рис. 11.5: Спектр инвариантных масс пар после режекции электронов.

распределения в ЛПК, пренебрежим. Распределения по полярному углу и углу коллинеарности в эксперименте и моделировании хорошо согласуются.

Отношение $N_{\text{exp}}/N_{\text{MC}}(\mu\mu + \pi\pi)$ для полученных данных равно $1.015 \pm 0.016 \pm 0.03$. Систематическая ошибка связана с неопределенностью в ожидаемом числе $\pi^+\pi^-$ (в моделировании использовано $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1270)) = 3$ кэВ). Фактически, эти результаты подтверждают наше понимание детектора, точность поправок, измерения светимости и монте-карловского моделирования.

Как показано выше, после подавления электронов пары $\mu^+\mu^-$ и $\pi^+\pi^-$ остаются, в среднем, в отношении $\sim 5:1$. В области масс 500-600 МэВ/ c^2 это отношение составляет (15-20):1 (см. рис. 11.5). Разделение μ/π производилось по их пробегаем в ЛПК, как это описано ранее.

Многоадронный фон был найден, как и раньше, по сравнению распределений по углу акомпланарности в эксперименте и монте-карловском моделировании в каждом интервале масс. Вклады процессов $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$ и K^+K^- были получены с помощью моделирования. Сечение $\gamma\gamma \rightarrow K^+K^-$ было взято из работы [232].

Спектр масс π -пар после вычитания фона изображен на рис.11.6.

Для подгонки данных использовалась унитаризованная модель [230] с борновской амплитудой, интерферирующей с $f_2(1270)$. Гистограмма представляет оптимальный фит с одним свободным параметром $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2)$. Пик f_2 -мезона сильно уширен за счет разрешения детектора. Гистограммы для различных ширин $\Gamma_{\gamma\gamma}$ получались из одного набора данных моделирования (при $\Gamma_{\gamma\gamma} = 3$ кэВ) с помощью изменения веса каждого события по зависимости дифференциального сечения от $\Gamma_{\gamma\gamma}$. Оптимальная двухфотонная ширина равна

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 3.1 \pm 0.35 \pm 0.35 \text{ кэВ.}$$

В подгонку были включены все каналы гистограммы. Результат меняется незначительно, когда в подгонку берется только область f_2 -мезона. Систематическая ошибка определяется,

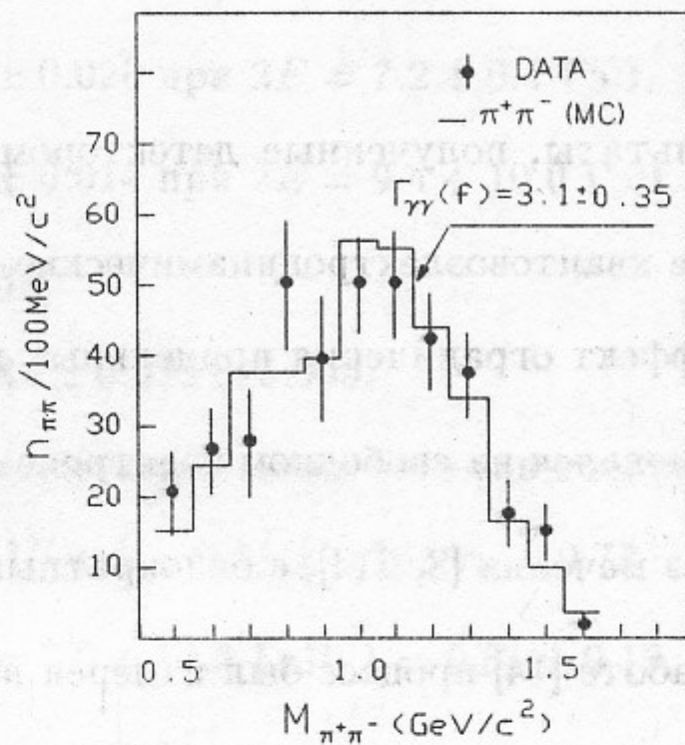


Рис. 11.6: Спектр инвариантных масс $\pi^+\pi^-$ пар с оптимальной подгонкой.

главным образом, следующими вкладками (в % к $\Gamma_{\gamma\gamma}$): светимость – 3.5%, $\epsilon_{\pi\pi}$ – 3.5%, много-адронный фон – 6%, неопределенность в параметризации $\Gamma(s)$ (± 1 степень $M_{\pi\pi}$) – 6%; фон $\mu^+\mu^-$ – 3.5%, унитарные поправки – 6%.

Подгонка без унитаризации дает $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 2.6 \pm 0.35 \pm 0.3$ кэВ. Унитаризация увеличивает величину ширины связи $\Gamma_{\gamma\gamma}^0$ на 0.25 кэВ. Окончательный результат содержит также добавку 0.257 кэВ, возникающую в модели [230].

Усредненное значение ширины равно $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 2.76 \pm 0.14$ кэВ [232]. В экспериментах, использованных в усреднении, авторы применяли различные параметризации, главным образом без унитаризации, и ни в одном из них не использовалась модель [230]. Последний анализ детектора Mark-II [222, 226] с параметризацией [230] дал $\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 3.15 \pm 0.04 \pm 0.28$ кэВ. С учетом приведенных замечаний наша двухфотонная ширина $f_2(1270)$ находится в согласии с другими результатами [87].

12. Заключение

Основные физические результаты, полученные детектором МД-1 на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-4, перечислены ниже:

1. Были изучены следующие квантовоэлектродинамические процессы:

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$. Открыт эффект ограничения прицельных параметров [25].

$\gamma e \rightarrow ee^+e^-$. Процесс наблюдался на свободном электроне [21].

$\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$. Измерения без мечения [8, 214], с однократным [8] и двойным [8] мечением.

$\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ [14, 214]. В работе [14] процесс был измерен вблизи порога.

2. Проведено прецизионное измерение масс $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ -, $\Upsilon(3S)$ -мезонов:

$$M(\Upsilon(1S)) = 9460.59 \pm 0.09 \pm 0.05 \text{ МэВ} \quad [56, 63, 73, 74].$$

$$M(\Upsilon(2S)) = 10023.6 \pm 0.5 \text{ МэВ} \quad [63, 64].$$

$$M(\Upsilon(3S)) = 10355.3 \pm 0.5 \text{ МэВ} \quad [63, 64].$$

3. Измерены электронные ширины $\Upsilon(1S)$ - и $\Upsilon(2S)$ -мезонов и мюонный бранчинг для $\Upsilon(1S)$ -мезона:

$$\Gamma_{ee}(\Upsilon(1S)) \cdot B_{had} = 1.187 \pm 0.023 \pm 0.031 \text{ кэВ} \quad [74],$$

$$\Gamma_{ee}(\Upsilon(2S)) \cdot B_{had} = 0.552 \pm 0.031 \pm 0.017 \text{ кэВ} \quad [92],$$

$$B_{\mu\mu}(\Upsilon(1S)) = 2.12 \pm 0.20 \pm 0.10\% \quad [22].$$

4. Установлены следующие пределы на 90% CL для редких распадов $\Upsilon(1S)$:

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma\xi(2.2)) \times B(\xi \rightarrow K^+K^-) < 2 \cdot 10^{-4} \quad [118].$$

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \gamma X(2.2)) \times B(X \rightarrow \phi\phi) < 3 \cdot 10^{-4} \quad [118].$$

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \rho^0\pi^0) < 3.3 \cdot 10^{-4} \quad [130].$$

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow \pi^+\pi^-) < 5 \cdot 10^{-4} \quad [22].$$

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow K^+K^-) < 5 \cdot 10^{-4} \quad [22].$$

$$B(\Upsilon(1S) \rightarrow p\bar{p}) < 4 \cdot 10^{-4} \quad [105].$$

5. Измерены следующие инклюзивные выходы для распадов $\Upsilon(1S)$ и в континууме:

а) Выход Λ [136]:

$$\langle n_{\Lambda}(\Upsilon(1S)_{dir}) \rangle = 0.194 \pm 0.018 \pm 0.017,$$

$$\langle n_{\Lambda} \rangle = 0.070 \pm 0.027 \pm 0.020 \text{ при } 2E = 7.2 \div 9.4 \text{ ГэВ,}$$

$$\langle n_{\Lambda} \rangle = 0.098 \pm 0.027 \pm 0.014 \text{ при } 2E = 9.4 \div 10.0 \text{ ГэВ.}$$

б) Выход Ξ^- [136]:

$$\langle n_{\Xi}(\Upsilon(1S)_{\text{dir}}) \rangle = 0.038 \pm 0.015 \pm 0.009.$$

6. Были получены следующие параметры бозе-эйнштейновских корреляций [156]:

В прямых распадах $\Upsilon(1S)$: $\lambda = 0.71 \pm 0.16$, $r_0 = 0.73 \pm 0.11$ ферми.

В континууме при $2E = 7.2 \div 10.3$ ГэВ: $\lambda = 0.51 \pm 0.19$, $r_0 = 0.83 \pm 0.23$ ферми.

7. В изучении реакции $e^+e^- \rightarrow \text{адроны}$ получены следующие результаты:

а) Установлены верхние пределы на Γ_{ee} узких резонансов на 90% уровне достоверности [165]:

$$2E = 7.23 \div 7.99 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 98 \text{ эВ,}$$

$$2E = 7.99 \div 8.67 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 123 \text{ эВ,}$$

$$2E = 8.67 \div 8.88 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 27 \text{ эВ,}$$

$$2E = 8.88 \div 9.23 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 54 \text{ эВ,}$$

$$2E = 9.23 \div 9.42 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 58 \text{ эВ,}$$

$$2E = 9.42 \div 9.445 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 15 \text{ эВ,}$$

$$2E = 9.50 \div 10.00 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 51 \text{ эВ,}$$

$$2E = 10.00 \div 10.34 \text{ ГэВ} \quad \Gamma_{ee} < 100 \text{ эВ.}$$

б) Измерено значение R [91]:

$$2E = 7.25 \div 10.34 \text{ ГэВ} \quad \bar{R} = 3.578 \pm 0.021 \pm 0.140.$$

8. В изучении $\gamma\gamma$ -реакций получены следующие результаты:

а) Было измерено полное адронное сечение $\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны}$ в постановке с регистрацией двух рассеянных электронов [191]:

$$W_{\gamma\gamma} = 1.5 \div 2.0 \text{ ГэВ} \quad \sigma_{\text{tot}} = 448 \pm 56 \text{ нб,}$$

$$W_{\gamma\gamma} = 2.0 \div 3.0 \text{ ГэВ} \quad \sigma_{\text{tot}} = 334 \pm 29 \text{ нб,}$$

$$W_{\gamma\gamma} = 3.0 \div 4.0 \text{ ГэВ} \quad \sigma_{\text{tot}} = 257 \pm 34 \text{ нб.}$$

б) Было измерено сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$ при $M_{\pi\pi} = 0.5 \div 1.5$ ГэВ/ c^2 без регистрации рассеянных электронов [214].

в) Получены следующие значения $\gamma\gamma$ -ширин резонансов:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(a_2) = 1.26 \pm 0.26 \pm 0.18 \text{ кэВ} \quad [198].$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta') = 4.6 \pm 1.1 \pm 0.6 \text{ кэВ} \quad [198].$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) = 0.51 \pm 0.12 \pm 0.05 \text{ кэВ} \quad [198].$$

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2) = 3.1 \pm 0.35 \pm 0.35 \text{ кэВ} \quad [214].$$

г) Для распадов частицы X массы 1.8 МэВ установлен следующий предел на 90% уровне достоверности:

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(X) \times B(X \rightarrow e^+e^-) < 2 \text{ эВ} \quad [212].$$

д) В эксперименте по поиску узких С-четных резонансов получены следующие верхние пределы на величину $(2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma}$ на 90% уровне достоверности [205]:

$$M_{res} = 1.0 \div 1.25 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 92.0 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 1.25 \div 1.5 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 9.5 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 1.5 \div 1.75 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 12.4 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 1.75 \div 2.0 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 39.0 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 2.0 \div 2.25 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 45.2 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 2.25 \div 2.5 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 44.2 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 2.5 \div 2.75 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 46.4 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 2.75 \div 3.0 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 13.0 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 3.0 \div 3.25 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 24.2 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 3.25 \div 3.5 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 34.0 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 3.5 \div 3.75 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 329 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 3.75 \div 4.0 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 383 \text{ кэВ},$$

$$M_{res} = 4.0 \div 4.3 \text{ ГэВ}/c^2 \quad (2J + 1)\Gamma_{\gamma\gamma} < 191 \text{ кэВ}.$$

Используя опыт, накопленный в работе с детектором МД-1, был разработан проект детектора КЕДР [233]. Сооружение детектора КЕДР заканчивается в Институте в настоящее время. Экспериментальная программа, как и программа детектора МД-1, будет сконцентрирована на изучении b -физики и $\gamma\gamma$ -реакций. Светимость модернизированного коллайдера ВЭПП-4 будет более чем на порядок выше, чем в экспериментах с МД-1.

Изучение b -физики дает возможность найти ответы на важные вопросы физики частиц. Прогресс в этой области, особенно благодаря экспериментам детекторов ARGUS и CLEO, является основой проектов B -фабрик. Асимметричные B -фабрики в SLAC и КЕК начнут работать после 1998 года. Эти машины дадут наилучшую возможность для изучения CP нарушения в распадах нейтральных B -мезонов.

Список литературы

- [1] S.W.Herb et al, Phys. Rev. Lett. 39(1977)252.
W.R.Innes et al., Phys. Rev. Lett. 39(1977)1240.
- [2] P.Franzini and J.Lee-Franzini, Phys. Rep. 81(1982)241.
М.Б.Волошин, Ю.М.Зайцев, Усп. Физ. Наук 152(1987)361.
D.Besson, T.Skwarnicki, Ann. Rev. Nucl. Sci. 43(1993)333.
- [3] M.Danilov, Proc. Int. Europh. Conf. on High En. Phys., p.851. Marseille 1993.
B decays, revised 2nd edition. Edited by Sheldon Stone. World Scientific Publishing Co.Pte.Ltd. 1994.
- [4] Proc. of the X Int. Conf. on High Energy Accelerators, Protvino, July 1977 vol.1, p.421.
- [5] A.A.Zholentz et al., Phys. Lett. 96B(1980)214.
- [6] S.E.Varu et al. (MD-1 collaboration), Preprint INP 83-39. Novosibirsk 1983.
- [7] A.E.Bondar et al., Nucl. Instr. and Meth. 207(1983)379.
- [8] V.M.Aulchenko et al. (MD-1 collaboration), Preprint BudkerINP 94-12. Novosibirsk 1994.
- [9] S.E.Varu et al., 3-d International Meeting on Proportional and Drift Chambers. Dubna 1978. p.272.
- [10] A.P.Onuchin, Yu.A.Tikhonov, Preprint INP 77-77, Novosibirsk 1977.
- [11] А.Д.Букин и др., Препринт ИЯФ 84-33. Новосибирск 1984.
- [12] А.Д.Букин и др., Препринты ИЯФ 90-93, 90-95, 90-96, 92-93, 94-20. Новосибирск 1990-1994.
- [13] R.Brun, F.Bruyant, M.Maire et al., GEANT3. CERN preprint DD/EE/84-1, Geneve, 1987.
- [14] A.D.Bukin et al., Proceedings of Workshop on Detector and Event Simulation in Hight Energy Physics, 8 - 12 April 1991, NIKHEF, Amsterdam, The Netherlands, p. 79.
- [15] S.I.Dolinsky et al., Phys. Rep. 202(1991)99.
- [16] K.Hänßgen et al., Preprint KMU-HEP 80-07, Leipzig, 1980.
K.Hänßgen, J.Ranft., Preprint KMU-HEP 82-11, Leipzig, 1982.
K.Hänßgen, J.Ranft., Comp. Phys. Comm. 39(1986)37; ibid 39(1986)53.
- [17] А.Д.Букин и др., Препринт ИЯФ 82-13. Новосибирск 1982.
- [18] А.Д.Букин, Г.Н.Сковородникова, Препринт ИЯФ 84-158. Новосибирск 1984.
- [19] А.Е.Влинов et al., Nucl. Instr. and Meth. A273(1988)31.
- [20] А.Е.Блинов и др., (МД-1 коллаборация), Ядерная Физика 44(1986)626.
- [21] А.Е.Блинов и др., (МД-1 коллаборация), Ядерная Физика 45(1986)1008.
- [22] S.E.Varu et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C54(1992)229.
- [23] C.Bernardini et al, Nuovo Cimento 34(1964)1473.
- [24] П.И.Голубничий и др., Ядерная Физика 76(1968)24.

- [25] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Phys. Lett. 113B(1982)423.
- [26] G.A.Altarelli and F.Buchella, Nuovo Cimento 34(1964)1337.
- [27] В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе, ЖЭТФ 51(1966)1135.
- [28] Л.Д.Ландау, И.Я.Померанчук, ДАН СССР 92(1953)535; *ibid* 735.
- [29] А.А.Варфоломеев и др., ЖЭТФ 69(1975)429.
- [30] В.Ч.Жуковский, ЖЭТФ 66(1974)9.
- [31] A.I.Nikishov, Preprint LPI 118 (Moscow, 1971).
- [32] В.Н.Байер, В.М.Катков, ДАН СССР 207(1972)68.
- [33] В.Н.Байер, В.М.Катков, В.М.Страховенко, ДАН СССР 260(1981)861.
- [34] V.N.Baier, V.M.Katkov and V.M.Strakhovenko, Preprint INP 81-59. Novosibirsk 1981.
- [35] А.В.Буров, Я.С.Дербенев, Препринт ИЯФ 81-64. Новосибирск 1981.
- [36] В.М.Катков, В.М.Страховенко, ДАН СССР 231(1976)582.
- [37] В.М.Катков, В.М.Страховенко, Ядерная Физика 25(1977)1245.
- [38] В.М.Катков, В.М.Страховенко, Ядерная Физика 32(1980)1067.
- [39] V.N.Baier and Galitsky, Phys. Lett. 13(1964)335.
 В.Н.Байер, В.М.Галицкий, Письма в ЖЭТФ 2(1965)259.
 В.Н.Байер, В.С.Фадин, В.А.Хозе, ЖЭТФ 50(1968)1611.
 В.Н.Байер и др., Ядерная Физика 8(1968)1174.
 В.Н.Байер и В.В.Гейдт, Ядерная Физика 13(1971)350.
- [40] G.L.Kotkin, V.G.Serbo, A.Shiller, Int. Jour. of Mod. Phys. A7(1992)4707.
- [41] K.Piotrzkowski, Internal report DESY F35D-93-06. October 1993.
- [42] J.W.Motz et al., Rev. Mod. Phys. 41(1969)581.
 Y.-S.Tsai, Rev. Mod. Phys. 46(1974)815.
- [43] H.A.Bethe, W.Heitler, Proc. Roy. Soc.(London), A146(1934)83.
- [44] K.J.Mork, Phys. Rev. 160(1967)1065.
- [45] D.Benaksas, R.Morrison, Phys. Rev. 160(1967)1245.
- [46] A.E.Blinov et al., Nucl. Instr. and Meth. A241(1985)80.
- [47] И.М.Тернов, В.В.Михайлин, В.Р.Чалилов. "Синхротронное излучение и его применение". Московский университет. 1980.
- [48] L.D.Landau, E.M.Lifshitz, Phys. Zs. Sowjet, 6(1934)244.
- [49] V.E.Balakin et al., Phys. Lett. 34B(1971)663.
 В.Е.Балакин и др., Ядерная Физика 16(1972)729.

- [50] V.M.Budnev, I.F.Ginsburg, G.V.Meledin, V.G.Serbo, Phys. Rep. 15C(1975)181.
- [51] V.N.Baier et al., Phys. Rep. 78(1981)293.
- [52] F.A.Berends et al., Nucl. Phys. B253(1985)441.
- [53] M.Pohl, Preprint DESY 83-047. June 1983.
- [54] H.Kolanosky, Two Photon Physics at e^+e^- Storage Rings. Springer Tracts in Modern Physics. V.105. 1984.
- [55] R.Bhattacharya et al., Phys. Rev. D15(1977)3267.
- [56] A.S.Artamonov et al. (MD-1 collaboration), Phys. Lett. 118B(1982)225.
- [57] V.E.Balakin, G.I.Budker, A.N.Skrinsky, Preprint INP 78-101. Novosibirsk 1978.
- [58] С.И.Середняков и др., ЖЭТФ 71(1976)2026.
- [59] Ya.S. Derbenev et al., Part. Acc. 10(1980)177.
- [60] A.D.Bukin et al., Yad. Fiz. 27(1978)976.
- [61] L.M.Barkov et al., Nucl. Phys. B148(1979)53.
- [62] L.M.Barkov et al., Preprint INP 83-85. Novosibirsk 1983.
- [63] A.S.Artamonov et al. (MD-1 collaboration), Phys. Lett. 137B(1984)272.
- [64] S.E.Varu et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys.C 32(1986)622
- [65] W.W.MacKay et al. (CUSB collaboration), Phys. Rev. D29(1984)2483.
- [66] D.P.Barber et al., Phys. Lett. 135B(1984)498;
- [67] V.Bargmann et al., Phys. Rev. Lett. 2(1959)435.
- [68] И.М.Тернов и др., ЖЭТФ 41(1961)1294.
- [69] А.А.Соколов, И.М.Тернов, ДАН СССР 153(1963)1052.
- [70] Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, ДАН СССР 217(1974)311.
- [71] Ya.S.Derbenev, А.М.Кондратенко and А.Н.Скринский, Part. Accel. 9(1979)247; Preprint INP 77-60. Novosibirsk, 1977.
- [72] В.Н.Байер, В.А.Хозе, Ядерная Физика 9(1969)409.
- [73] S.E.Varu et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C30(1986)551.
- [74] S.E.Varu et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C56(1992)547.
- [75] Particle Data Group, Phys.Lett.118B(1982).
- [76] C.Berger et al. (PLUTO collaboration), Z. Phys. C1(1970)343.
- [77] P.Bock et al. (DESY-Heidelberg collaboration), Z. Phys. C6(1980)125.

- [78] H.Albrecht et al. (DASP collaboration), Phys. Lett. B116(1982)383.
- [79] B.Niczyporuk et al. (LENA collaboration), Z. Phys. C15(1982)299.
- [80] P.M.Tuts (CUSB collaboration), Int. Symp. on Lepton and Photon Interaction at High Energy, Ithacka, N.Y. (1983)284.
- [81] R.Giles et al., Phys. Rev D29(1984)1285.
- [82] Z.Jakubovsky et al. (Crystal Ball collaboration), Z. Phys. C40(1988)49.
- [83] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Preprint DESY 94-121, July 1994.
- [84] A.S.Artamonov et al., Preprint INP 84-97. Novosibirsk 1984.
- [85] Э.А.Кураев, В.С.Фадин, Ядерная Физика 41(1985)733.
- [86] S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C32(1986)662.
- [87] Particle Data Group, Phys. Let 239B(1990) VII.157.
- [88] W.Buchmueller, S.Cooper, 'High Energy Electron-Positron Physics' Editors: A.Ali, P.Söding (World scientific 1988),p.412.
- [89] J.P.Alexander et al., Nucl. Phys. B320(1989)45.
- [90] T.Sjostrand, M.Bengtsson, Preprint LU TP 86-22.
- [91] A.E.Blinov et al., (MD-1 collaboration), Preprint BudkerINP 93-54. Novosibirsk 1993.
- [92] S.E. Baru et al. (MD-1 collaboration), to be published.
- [93] B.Niczyporuk et al., Phys. Lett. B99(1981)169.
- [94] D.Andrews et al. (CUSB collaboration), Phys. Rev. Lett. 50(1983)807.
- [95] D.Besson et al. (CLEO collaboration), Phys. Rev. D30(1984)1433.
- [96] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C35(1987)283.
- [97] W.-Y.Chen et al. (CUSB collaboration), Phys. Rev. D39(1989)3528.
- [98] T.M.Kaarsberg et al. (CLEO collaboration), Phys. Rev. Lett. 62(1989)2077.
- [99] F.A.Berends, R.Kleiss., Nucl. Phys. B177(1981)237.
F.A.Berends, et al., Nucl. Phys. B202(1982)63.
- [100] F.A.Berends, R.Kleiss., Comp. Phys. Comm. 29(1983)185.
- [101] F.A.Berends, R.Kleiss., Nucl. Phys. B115(1976)114.
- [102] Y.S.Tsai., SLAC-PUB-1515, Dec.7, 1974.
- [103] J.D.Jackson, D.L.Scharre, Nucl. Inst. and Meth., 128(1975)13.
- [104] V.L.Chernyak, A.R.Zhitnitsky., Phys. Rep. 112(1984)175.
- [105] S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), to be published.

- [106] M.Claudson et al., Phys. Rev. D25(1982)1345.
- [107] D.Hitlin (MARK III collaboration), In: Proc.1983 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, D.G.Cassel, D.L.Kreinick (eds.) (Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University, Ithaca, NY, 1983), p.746.
- [108] R.M.Baltrusaitis et al. (MARK III collaboration), Phys. Rev. Lett. 56(1986)107.
- [109] L. Köpke (MARK III collaboration), in: Proc of the XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Berkeley, CA, 1986, v.1, p.692.
Usha Mallik (MARK III collaboration), Preprint SLAC-PUB-4238,1987.
- [110] J.E.Augustin et al. (DM2 collaboration), Phys. Rev. Lett. 60(1988)2238.
- [111] B.V.Bolonkin et al. (MIS ITEP collaboration), Preprint 52, ITEP, 1987.
- [112] D.Aston et al. (LASS collaboration), Preprint SLAC-PUB-4202, 1987.
D.Aston et al. (LASS collaboration), Nucl. Phys. B301(1988)525.
- [113] D.Alde et al. (GAMS-2000 and GAMS-4000 collaboration), Phys. Lett. B177(1986)120.
- [114] H.E.Haber, G.L.Kane, Phys. Lett. B135(1984)196.
R.S.Willey, Phys. Rev. Lett. 52(1984)585.
R.M.Barnett, G.Senjanović, D.Wyler, Phys. Rev. D30(1984)1529.
- [115] M.S.Chanowitz, S.R.Sarpe, Phys. Lett. B132(1983)413.
B.F.L.Ward, Phys. Rev. D31(1985)2849.
- [116] S.Godfrey, R.Kokoski, N.Isgur, Phys. Lett. 141B(1984)439.
- [117] M.P.Shatz, Phys. Lett. B138(1984)209.
S.Pakvasa, M.Suzuki, S.F.Tuan, Phys. Lett. B145(1984)135.
S.Pakvasa, M.Suzuki, S.F.Tuan, Phys. Rev. D31(1985)2378.
S.Ono, Phys. Rev. D35(1987)944.
- [118] S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C42(1989)505.
- [119] S.Behrends et al., Phys. Lett. B137(1984)277.
- [120] R.Fulton et al., Preprint CLNS 89/913, 1989.
- [121] S.Youssef et al., Phys. Lett. 139B(1984)332.
- [122] P.Franzini et al., Phys. Rev. D35(1987)2883.
- [123] S.T.Lowe, Ph.D. dissertation, SLAC-307,1986.
- [124] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C42(1989)349.
- [125] D.Bisello et al. (DM2 collaboration), Phys. Lett. 179B(1986)294.
- [126] J.Lee-Franzini (MARK III collaboration), Proc. 1987 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. W.Bartel, R.Rückl (eds.) Hamburg, 1987, p.139.
- [127] S.J.Brodsky and G.P.Lepage, Proc. Conf. on High energy physics with polarized beam and polarized targets, eds. C.Joseph and J.Soffer (Lausanna, Switzerland, 1980) p.169;

- [128] Particle Data Group, Phys. Lett. B204(1988)1.
- [129] B.Niczyporuk et al. (LENA collaboration), Z. Phys. C17(1983)197.
- [130] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Phys. Lett. B254(1990)311.
- [131] G.J.Gounaris and J.J.Sakurai, Phys. Rev. Lett. 21(1968)244.
- [132] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. B178(1981)141.
- [133] A.D.Bukin, Preprint INP 85-124, Novosibirsk, 1985.
- [134] P.A.M.Dirac, Proc. Cambr. Phil. Soc. 26(1930)361.
- [135] F.A.Berends, W.L. van Neerven, and G.J.H.Burgers, Nucl. Phys. B297(1988)429.
- [136] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C62(1994)367.
- [137] В [136] это обрезание было ошибочно сформулировано как расстояние между треками, а не половина расстояния.
- [138] T.Sjöstrand, Comp. Phys. Comm. 27(1982)243; ibid 28(1983)227.
- [139] S.Behrends et al. (CLEO collaboration), Phys. Rev. D31(1985)2161.
- [140] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C39(1988)177.
- [141] G.Goldhaber et al., Phys. Rev. 120(1960)300.
- [142] E.V.Shuryak, Phys. Lett. B44(1973)387.
- [143] Г.И.Копылов, М.И.Подгорецкий, Ядерная Физика 18(1973)656.
- [144] G.Cocconi, Phys. Lett. B49(1974)459.
- [145] B.Lörstad, Int. Jour. of Mod. Phys. A4(1989)2861.
- [146] M.Gyulassy, S.K.Kauffman and L.W.Wilson, Phys. Rev. C20(1979)2267.
- [147] М.И.Подгорецкий, ФЭЧАЯ 20(1989)628.
- [148] H.Aihara et al. (TPC Collaboration), Phys. Rev. D31(1985)996.
- [149] P.Avery et al. (CLEO Collaboration), Phys. Rev. D32(1985)2294.
- [150] M.Althoff et al. (TASSO Collaboration), Z. Phys. C30(1986)355.
- [151] I.Juricic et al. (MARK II Collaboration), Phys. Rev. D39(1989)1.
- [152] R.C.Walker et al. (AMY Collaboration), preprint UR-1176(1990).
- [153] P.D.Acton et al. (OPAL Collaboration), Phys. Lett. B267(1991)143.
- [154] D.Decamp et al. (ALEPH Collaboration), Z. Phys. C54(1992)75.
- [155] P.Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Phys. Lett. B286(1992)201.
- [156] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Preprint BudkerINP 95-8. Novosibirsk 1995. To be published.

- [157] T.Sjostrand, M.Bengtsson, Comp. Phys. Comm. 43(1987)367.
- [158] H.Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), Z. Phys. C46(1990)15.
- [159] H.Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), Z. Phys. C58(1993)199.
- [160] H.Albrecht et al. (ARGUS Collaboration), Z. Phys. C61(1994)1.
- [161] P.Grassberger, Nucl. Phys. B120(1977)231.
- [162] B.Andersson and W.Hofmann, Phys. Lett. B169(1986)364.
- [163] X.Artru and M.G.Bowler, Z. Phys. C37(1988)293.
- [164] M.G.Bowler, Part. World 2(1991)1.
- [165] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C49(1991)239.
- [166] J.Siegrist et al. (MARK-1 collaboration), Phys. Rev. D26(1982)969.
- [167] C.Peck et al.(Crystal Ball collaboration), SLAC-PUP 3380(1984);
Proc.of the XXII International Conference High Energy Physics. Leipzig, 1984.
- [168] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C29(1985)167.
- [169] H.Tye, C. Rosenfeld, Phys. Rev. Lett. 53(1984)1215.
- [170] А.Ю.Игнатъев и др., Письма в ЖЭТФ 40(1984)211.
- [171] L.R.Surguladze, M.A.Samuel, Phys. Rev. Lett. 66(1991)560.
S.G.Goishny, A.L.Kataev, S.A.Larin, Phys. Lett. B259(1991)144.
- [172] R. Marshall, Z. Phys. C43(1989) 595.
- [173] B.Bartoli et al., Nuovo Cimento 70A(1970)615.
- [174] C.Bacci et al., Phys. Lett. B38(1972)551.
- [175] L.M.Kurdadze et al., Phys. Lett. 40B(1972)685.
- [176] Particle Data Group, Phys. Rev. D45(1992) III.54.
- [177] F.A.Berends, R.Kleis, S.Jadach, Nucl. Phys. B202(1982)201;
F.A.Berends et al., Comput. Phys. Comm. 29(1983)98.
- [178] C.Berger et al. (PLUTO collaboration), Phys. Lett. B81(1979)410.
- [179] L.Gregee, G.Knies, Phys. Rep. C83(1982)151.
- [180] E.Rice et al. (CUSB collaboration), Phys. Rev. Lett. 48(1982)906.
- [181] H.Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C54(1982)13.

- [182] E. Fernandez et al. (MAC Collaboration), Phys. Rev. D28(1983)2721.
 D.Bintinger et al. (PEP-9 Collaboration), Phys. Lett. B147(1984)232.
 A.Courau et al. (DM1 Collaboration), Nucl. Phys. B271(1986)1.
 H.-J.Behrend et al. (CELLO Collaboration), Z. Phys. C43(1989)1.
 A.Roussarie et al. (Mark-II Collaboration), Phys. Rev. D42(1990)2171.
 Y.H. Ho et al. (AMY Collaboration), Phys. Lett. B244(1990)573.
 H. Hayashii et al. (TOPAZ Collaboration), Phys. Lett. B279(1992)422.
 R.Akers et al. (OPAL Collaboration), Z. Phys. C60(1993)593.
 L3 Collaboration, contributed paper for ICHEP94.
- [183] Ch.Berger et al (PLUTO collaboration), Phys. Lett. 89B(1981)287.
- [184] E.Higler: Proceedings of the Int. Workshop on $\gamma\gamma$ -Collisions, Amiens, ed. G.Cohard and P.Kessler (eds) (Lecture Notes in Physics Vol.134) Berlin, Heidelberg, New York: Springer 1980.
- [185] I.F.Ginzburg, V.G.Serbo, Phys. Lett. 109B(1982)231.
- [186] Ch.Berger et al. (PLUTO collaboration), Phys. Lett. 149B(1984)421.
- [187] D.Bintinger et al. (TPC/ 2γ collaboration), Phys. Rev. Lett. 54(1985)763.
 J.C.Armitage et al. (TPC/ 2γ collaboration), Contrib. to the XXII Int. Conf. on High Energy Physics, Leipzig, 1984, Ref.Code B20.
- [188] M.Feindt, Talk at the II Int.Workshop on Photon-Photon Collisions, Paris, 1986.
- [189] H.Aihara et al. (TPC/ 2γ collaboration), Phys. Rev. D41(1990)2667.
- [190] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Preprint INP 85-95, Novosibirsk 1985, presented at the Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energy, Kyoto, 1985.
 S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), Preprint INP 86-108, submitted to XXIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Berkley, 1986.
 S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration). Talk at the XXV Intern. Conf. on High Energy Physics, Singapore, 1990.
- [191] S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys.C53(1992)219.
- [192] J.L.Rosner, BNL Report 17522(1972)316.
- [193] G.Alexander et al., Phys. Lett. 131B(1983)224.
- [194] E.Gostman, U.Maor, Phys. Rev. D28(1983)2149.
- [195] A.Levy, Phys. Lett. 181B(1986)2149.
- [196] Z.Koba, H.B.Nielsen, P.Olesen, Nucl. Phys. B40(1972)317.
 A.Copella et al., Phys. Rev. D37(1988)1763.
- [197] L.Criege, G.Knies, Phys. Rep. 83(1982)44.
- [198] S.E.Baru et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C48(1990)581.
- [199] M.Landro et al., Phys. Rev. D36(1987)44.

- [200] D.Antreasyan et al., Z. Phys. C48(1990)561.
- [201] Particle Data Group, Phys. Rev. D50(1994)1173.
- [202] D.Antreasyan et al., Phys. Rev. D33(1987)1847.
- [203] Proceedings of 7th(1984), 8th(1988) and 9th(1992) International Workshops on Photon-Photon Collisions.
- [204] Proc. of the 23d ICHEP, Standfort, 1986, p.1121
- [205] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), to be published.
- [206] I.F.Ginzburg, S.I.Polityko, Preprint TP-19(53). Novosibirsk 1987.
И.Ф.Гинзбург, Ядерная Физика 46(1987)840.
- [207] В.Н.Байер, В.С.Фадин, ЖЭТФ 6(1971)476.
- [208] Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Ядерная Физика 16(1972)1060.
- [209] Э.А.Кураев, Л.Н.Липатов, Ядерная Физика 20(1974)112.
- [210] A.Courau et al. (DM-1 collaboration), Phys. Lett. 84B(1979)145; ibid 96B(1980)402.
- [211] Ch.Berger et al. (PLUTO collaboration), Phys. Lett. 94B(1980)254.
- [212] А.Е.Блинов и др., (МД-1 коллаборация), Ядерная Физика 47(1988)889.
- [213] M.Clement et al., Phys. Lett. 137B(1984)2261.
T.Cowan et al., Phys. Rev. Lett. 54(1985)1761.
T.Cowan et al., Phys. Rev. Lett. 56(1986)444.
- [214] A.E.Blinov et al. (MD-1 collaboration), Z. Phys. C53(1992)33.
- [215] A.Roussarie et al. (Mark 2 collaboration, SPEAR), Phys. Lett. 105B(1981)304.
- [216] R.Brandelik et al. (TASSO collaboration), Z. Phys. C10(1981)117.
- [217] J.R.Smith et al. (Mark 2 collaboration, PEP), Phys. Rev. D30(1984)851.
- [218] A.Courau et al. (DELCO collaboration), Phys. Lett. 147B(1984)227.
- [219] Ch.Berger et al. (PLUTO collaboration), Z. Phys. C26(1984)199.
- [220] H.J.Behrend et al. (CELLO collaboration), Z. Phys. C23(1984)223.
- [221] H.Aihara et al. (PEP4/9,TPC collaboration), Phys. Rev. Lett. 57(1987)404.
- [222] J.Boyer et al. (Mark-2 collaboration), SLAC-PUB-4595(1987).
- [223] Z.Ajaltonni et al. (DM1,DM2 collaboration), Phys. Lett. 194B(1987)573.
- [224] H.Marsiske et al. (Crystal Ball), Phys. Lett. D41(1990)3324.
- [225] T.Oest et al. (JADE collaboration), Z. Phys. C47(1990)343.
- [226] D.Morgan, M.R.Pennington, Z. Phys. C48(1990)623.

- [227] M. Feindt, J. Harjes, DESY 90-146(1990).
- [228] H. Terazawa, Rev. Mod. Phys. 45(1973)615.
- [229] M. Poppe, Int. Jour. of Mod. Phys., A1(1986)545.
- [230] D.H. Lyth, J. Phys. G10(1984)39; G11(1985)459.
- [231] R. Jonson, SLAC-Report-294, 1986. Ph.Dissertation.
- [232] H. Albrecht et al. (ARGUS collaboration), Z. Phys. C48(1990)183.
- [233] V.V. Anashin et al., Proceedings of the International Symposium on Position Detectors in High Energy Physics, p.58. Dubna 1988.

*С.Е.Бару, А.Е.Блинов, В.Е.Блинов, А.Е.Бондарь,
А.Д.Букин, А.И.Воробьев, В.Р.Грошев, В.Н.Жилич
В.А.Киселев, С.Г.Клименко, Г.М.Колачев, С.И.Мишнев,
А.П.Опучин, В.С.Панин, В.В.Петров, И.Я.Протопопов,
В.А.Сидоров, Ю.И.Сковпень, А.Н.Скринский, В.А.Таюрский,
В.И.Тельнов, Ю.А.Тихонов, Г.М.Тумайкин, А.Е.Ундрус,
А.Г.Шамов, Ю.И.Эйдельман*

**Эксперименты с детектором МД-1 на e^+e^- -коллайдере
ВЭПП-4 в области энергий Υ -мезонов**

ИЯФ 95-36

Ответственный за выпуск С.Г. Попов
Работа поступила 12.04.1995 г.

Сдано в набор 7.07.1995 г.

Подписано в печать 27.07.1995 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 6.4 печ.л., 5.1 уч.-изд.л.

Тираж 150 экз. Бесплатно. Заказ № 61

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ГНЦ РФ "ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН",
Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.