

Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко, Р.Р. Ахметшин,
В.Ш. Банзаров, Л.М. Барков, С.Е. Бару,
Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь,
А.В. Брагин, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачев,
А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев, С.К. Джаван,
С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин,
С.В. Карпов, И.А. Кооп, П.П. Кроковный,
А.С. Кузьмин, Л.М. Курдадзе, И.Б. Логашенко,
П.А. Лукин, А.П. Лысенко, К.Ю. Михайлов,
И.Н. Нестеренко, В.С. Охапкин, А.А. Полунин,
А.С. Попов, Б.Л. Робертс, Н.И. Роот,
А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибидапов,
В.А. Сидоров, А.Н. Скринский, В.П. Смахтин,
И.Г. Снопков, Е.П. Солодов, П.Ю. Степанов,
А.И. Суханов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,
Б.И. Хазин, В.В. Хьюз, Д.В. Черняк, А.Г. Шамов,
Ю.М. Шатунов, Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $2E = 1.05 - 1.38$ ГэВ
С ДЕТЕКТОРОМ КМД-2

ИЯФ 2001-58

Новосибирск
2001

Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$
в области энергии $2E = 1.05 - 1.38$ ГэВ с детектором КМД-2

Э.В.Анашкин, В.М.Аульченко, Р.Р.Ахметшин, В.Ш.Банзаров,
Л.М.Барков, С.Е.Бару, Н.С.Баштовой, Д.В.Бондарев,
А.Е.Бондарь, А.В.Брагин, Н.И.Габышев, Д.А.Горбачев,
А.А.Гребенюк, Д.Н.Григорьев, С.Г.Зверев, Ф.В.Игнатов,
В.Ф.Казанин, С.В.Карпов, И.А.Кооп, П.П.Кроковный,
А.С.Кузьмин, Л.М.Курдадзе, И.Б.Логащенко, П.А.Лукин,
А.П.Лысенко, К.Ю.Михайлов, И.Н.Нестеренко, В.С.Охапкин,
А.А.Полунин, А.С.Попов, Н.И.Роот, А.А.Рубан,
Н.М.Рыскулов, А.Л.Сибиданов, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский,
В.П.Смахтин, И.Г.Снопков, Е.П.Солодов, П.Ю.Степанов,
А.И.Сузанов, Г.В.Федотович, Б.И.Хазин, Д.В.Черняк,
А.Г.Шамов, Ю.М.Шатунов, Б.А.Шварц, С.И.Эйдельман,
Ю.В.Юдин

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

С.К.Дхаван, В.В. Хьюз
Yale University, New Haven, CT 06511, USA

Б.Л.Робертс
Boston University, Boston, MA 02215, USA

Д.А.Томпсон
University of Pittsburgh, Pittsburgh, PA 15260, USA

Аннотация

В данной работе представлены результаты анализа статистики, набранной с детектором КМД-2 в области энергии $2E = 1.05 - 1.38$ ГэВ в сезоне 1997 года. На основе интеграла светимости 5.8 пб^{-1} проведено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$.

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

1 Введение

В настоящей работе приводятся результаты анализа событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.05–1.38 ГэВ, зарегистрированных детектором КМД-2 [1, 2] на e^+e^- коллайдере ВЭПП-2М [3].

Изучение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ представляет интерес по ряду причин. Например, измерение этой величины в области энергий в системе центра масс 1.0 – 1.04 ГэВ позволяет определить параметры ϕ -мезона в канале распада $\phi \rightarrow K_L^0 K_S^0$ [4, 5, 6, 7, 8, 9]. Исследование сечения $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в области энергий выше ϕ дает возможность изучать радиальные возбуждения векторных мезонов. И, наконец, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ используется при вычислении вклада поляризации вакуума адронами в аномальный магнитный момент мюона $(g-2)_\mu$ [10].

Исследования сечения $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ выше ϕ -мезона, проведенные в работах [11, 12, 13], были основаны на небольших объемах экспериментальных данных. Так, в эксперименте [11] сечение рождения пар нейтральных каонов в области энергий 1.09 – 1.35 ГэВ измерялось с детектором КМД [14] на коллайдере ВЭПП-2М. В анализе данных использовался интеграл светимости чуть меньше 200 нб⁻¹. Наблюдалось 10 событий рождения пары нейтральных каонов. В работе [12], выполненной с детектором ОЛЯ [15] на ВЭПП-2М, сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ было измерено в области энергий от 1.06 ГэВ до 1.4 ГэВ. Ввиду малой статистики, данная область была разбита на 4 диапазона. Всего было зарегистрировано 18 событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Интеграл светимости составил около 700 нб⁻¹. Измерение, описанное в [13], было проведено с детектором DM1 [16] на коллайдере DCI. На основе интеграла светимости ~ 1500 нб⁻¹ было измерено сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ в области энергий 1.4 – 2.2 ГэВ. Всего в эксперименте наблюдалось 58 экспериментальных событий.

Систематическая ошибка измерения сечения в работах, упомянутых выше, составляет около 20%.

Значительный прогресс в изучении процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ был достигнут в результате экспериментов с детекторами КМД-2 и СНД [18] на

установке ВЭПП-2М. Работа [17], выполненная на детекторе СНД, была основана на интеграле светимости 6300 нб^{-1} . Было зарегистрировано 1494 события $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Измерение сечения рождения пары нейтральных каонов было выполнено в области энергий $2E = 1.04 - 1.38 \text{ ГэВ}$. Систематическая ошибка определения сечения в эксперименте с детектором СНД составила 10% в области энергий $2E \approx 1.04 \text{ ГэВ}$ и 15% в области энергий $2E$ около 1.38 ГэВ .

В настоящем Препринте приводятся результаты изучения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в области энергий $1.05 - 1.38 \text{ ГэВ}$ с детектором КМД-2 на коллайдере ВЭПП-2М. Используемая в работе методика определения эффективностей реконструкции события и триггера на основе реальных событий, а не на моделировании методом Монте-Карло, позволила уменьшить систематическую ошибку измерения сечения до величины 4.9% в диапазоне энергий $1.05 - 1.09 \text{ ГэВ}$ и до величины 9.6% на энергии около 1.38 ГэВ .

2 Детектор КМД-2

Детектор КМД-2 подробно описан в работах [1, 2]. Он состоит из дрейфовой камеры (ДК) [19] с пространственным разрешением около 250 мкм в плоскости, перпендикулярной к оси пучков, и пропорциональной Z-камеры [20], используемой для прецизионного измерения полярных углов треков и в триггере. Обе камеры находятся внутри тонкого ($0.38 X_0$) сверхпроводящего соленоида с магнитным полем 1 Тл [21].

Цилиндрический калориметр [22], расположенный за соленоидом, состоит из 892 кристаллов CsI размером $6 \times 6 \times 15 \text{ см}^3$ и покрывает полярный угол от 0.8 до 2.3 радиан. Энергетическое разрешение калориметра составляет в среднем около 8% для фотонов с энергиями от 100 до 700 МэВ .

В состав детектора также входит пробегная система из стримерных трубок для идентификации мюонов [23] и торцевой VGO калориметр [24]. Информация с этих систем детектора не является определяющей при выделении событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ и, поэтому, не была использована в данном анализе.

Сигнал триггера вырабатывается либо трековым процессором [25] на основе информации из дрейфовой и Z камер, CsI калориметра (“заряженный триггер”), либо только на основе информации об энерговыделении и количестве кластеров в CsI калориметре (нейтральный триггер [26]). Оба триггера работают независимо, что позволяет определять их эффективность по реальным событиям.

3 Критерии отбора и определение числа событий

Процесс $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ регистрируется детектором по распаду короткоживущего каона на пару заряженных пионов. Особенности кинематики этого процесса является большое среднее расстояние от пучка до распада K_S^0 -мезона (эта величина при энергии K_S^0 от 525 МэВ до 690 МэВ меняется в диапазоне от 0.85 см до 1.85 см) и неколлинеарность треков пионов. Эти особенности были использованы для подавления заведомо фоновых событий (“мягкий отбор”). Из событий, прошедших “мягкий отбор”, выделялись события-кандидаты распада $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ (“жесткий отбор”).

Были использованы следующие критерии “мягкого отбора”:

- В событии есть два трека с противоположными зарядами, идущие из ближайшей к пучку вершины.
- Минимальное расстояние от любого из треков до оси пучков больше 0.07 см, что позволяет исключить из анализа пучковые события.
- Расстояние от пучка до вершины распада в $R - \varphi$ плоскости (перпендикулярной к оси пучков) меньше, чем 1.5 см для подавления событий ядерного взаимодействия частиц с веществом вакуумной трубы, радиус которой 1.7 см.
- Пространственный угол между треками меньше 2.9 радиан. Таким образом отделяются коллинеарные события.
- Z-координата вершины распада удовлетворяет условию $|Z_{vrtx}| < 10.0$ см. Данное условие подавляет события с космическими частицами.

Число событий, прошедших первый этап, составляет около 2% от полного числа записанных на ленту событий. Это позволяет хранить эти данные на дисках, что является очень удобным для дальнейшего анализа.

Условия “жесткого отбора” событий определялись, в основном, кинематикой распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$:

- Импульсы частиц в событии удовлетворяют условиям $p_{min}(E_{beam}) - 20.0 \text{ МэВ}/c < p_{1,2} < p_{max}(E_{beam}) + 20.0 \text{ МэВ}/c$, где p_{min}, p_{max} – минимальный и максимальный кинематически возможные импульсы пиона в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ при энергии пучка E_{beam} . На рис. 1 показана зависимость импульсов пионов от энергии E_{beam} в моделировании. Сплошная и пунктирная линии на рисунке демонстрируют выбранные условия отбора.

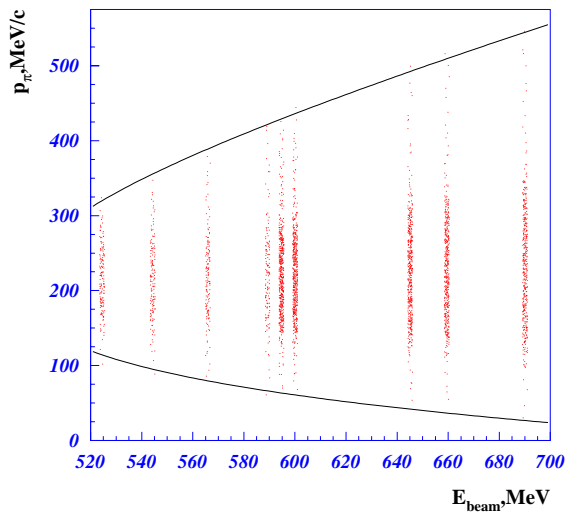


Рис. 1: Зависимость максимального и минимального кинематически возможных импульсов пионов в событиях моделирования распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ от энергии. Линиями показаны выбранные критерии отбора по этому параметру.

- Максимальная величина ионизационных потерь частиц в дрейфовой камере удовлетворяет условию $\max(dE/dx_1, dE/dx_2) < 2250$ для подавления событий процесса $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$ и событий с продуктами рассеяния пучков на вакуумной трубе коллайдера. На рис.2 приведено распределение частиц по $\max(dE/dx_1, dE/dx_2)$ в зависимости от величины инвариантной массы двух треков. Линией показано выбранное условие отбора. Видно, что данное условие сохраняет события распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, хорошо подавляя фон.
- Угол расколлинеарности двух треков в $R - \varphi$ плоскости находится в диапазоне 0.2 рад, $< |\pi - |\varphi_1 - \varphi_2|| < 3.0$ рад. На рис.3 показано распределение событий по этому параметру. Линии демонстрируют критерии отбора. Таким образом дополнительно подавляются события с коллинеарными частицами.
- На рис.4 показано распределение событий и выбранное условие отбора, $|Z_{vertx}| < 7.0$ см (вертикальные линии), по Z -координате вершины.

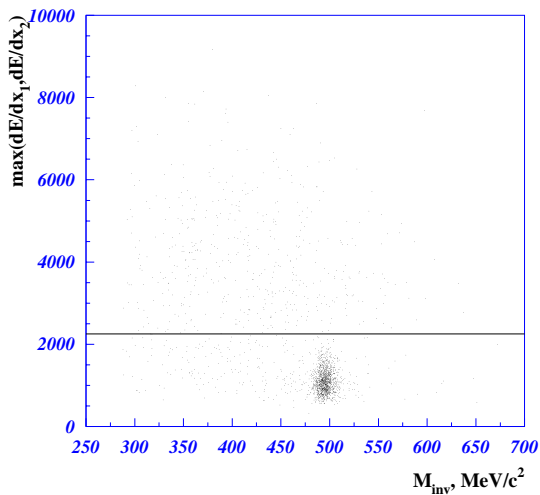


Рис. 2: Распределение экспериментальных событий по максимальной величине ионизационных потерь двух треков в событии в зависимости от величины их инвариантной массы. Линией показан критерий отбора по этому параметру.

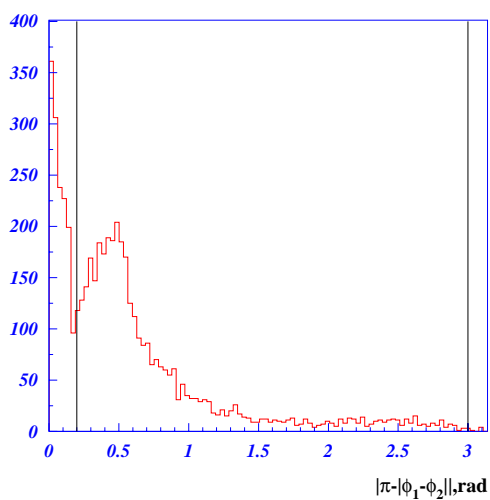


Рис. 3: Распределение экспериментальных событий по азимутальному углу расколлинearности двух треков. Линии демонстрируют критерий отбора по этому параметру.

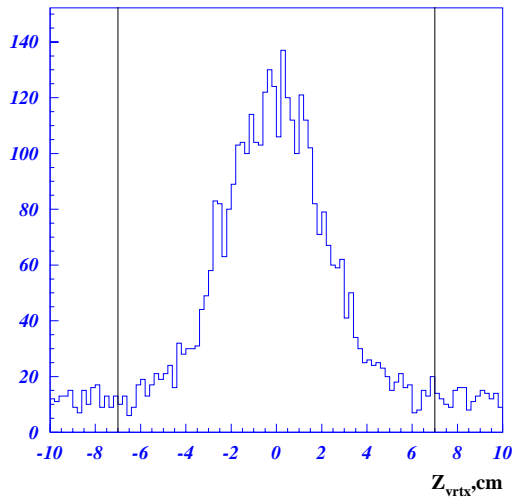


Рис. 4: Распределение экспериментальных событий по Z -координате вершины. Линиями показан критерий отбора по этому параметру.

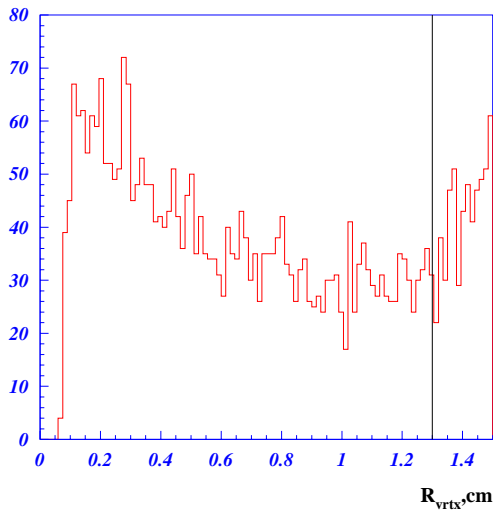


Рис. 5: Распределение экспериментальных событий по расстоянию от вершины до пучка в $R - \varphi$ плоскости. Линией показан критерий отбора по этому параметру.

- На рис.5 приведено распределение событий по расстоянию от пучка до вершины в $R - \varphi$ плоскости в диапазоне энергии $E_{c.m.} = 1100 - 1190$ МэВ. Видно, что с увеличением энергии условие “мягкого отбора”, $R_{vrtx} < 1.5$ см, уже плохо подавляет события ядерного взаимодействия частиц с веществом вакуумной трубы (эти события группируются в области значений $R_{vrtx} \approx 1.4 - 1.5$ см). Поэтому при “жестком отборе” требовалось $R_{vrtx} < 1.3$ см, как показано на рис.5 вертикальной линией.
- Угол между треками $\psi > 0.5$ рад., как показано на рис. 6. Граница отбора событий по этому параметру была намеренно выбрана достаточно широкой, чтобы в последующем надежно вычистить фоновую подложку.

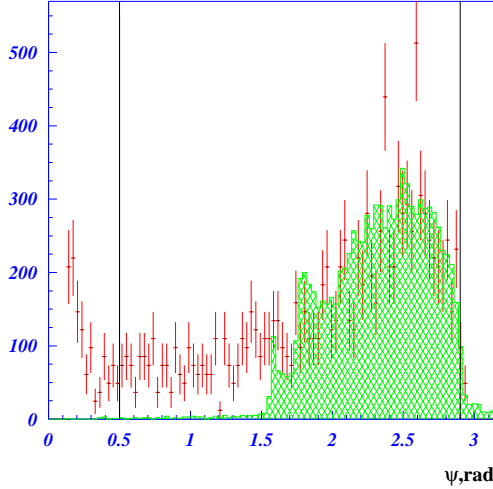


Рис. 6: Распределение событий по пространственному углу между треками в моделировании (заштрихованная гистограмма) и в эксперименте (точки с ошибками) Линиями показан критерий отбора по этому параметру.

Следует заметить, что в области энергий $2E_{beam} > m_\phi$ становится значительным вклад в сечение от событий, в которых рождение пары $K_L^0 K_S^0$ сопровождается излучением жесткого фотона (“возвращение на ϕ -мезонный резонанс”). На рис.7 показано распределение событий по величине недостающего импульса при энергии пучка $E_{beam} = 535$ МэВ. Видно, что события процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ могут быть отделены от событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ с помощью критерия отбора по ве-

личине недостающего импульса (как показано вертикальными линиями на рис.7) ¹:

$\sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2} - 39.0 \text{ МэВ}/c < P_{mis} < \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2} + 39.0 \text{ МэВ}/c$, где 39.0 МэВ соответствует пяти экспериментальным разрешениям по величине недостающего импульса. На рис.7 точки с ошибками описывают распределение экспериментальных событий, а гистограмма – распределение событий моделирования. Анализ событий без излучения жесткого фотона позволяет значительно уменьшить радиационную поправку.

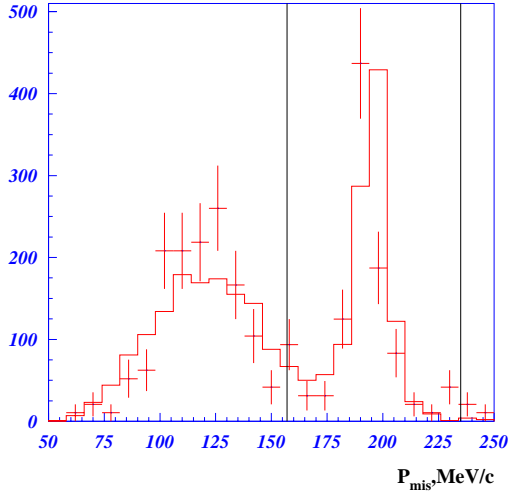


Рис. 7: Распределение событий по величине недостающего импульса. Точки с ошибками описывают экспериментальные события, а гистограмма соответствует событиям моделирования. Линиями показан отбор событий по этому параметру при анализе событий без испускания жесткого фотона.

В данной работе сечение определялось двумя способами. При измерении сечения первым способом события с “возвращением на резонанс” исключались из анализа согласно условию, приведенному выше, а во втором способе такие события учитывались.

Число событий определялось по распределению событий по инвариантной массе двух треков в вершине. Распределение в диапазоне от 340 МэВ/c² до 700 МэВ/c² аппроксимировалось суммой двух функций

¹Во всех формулах, встречающихся в данной работе, принята система единиц $c = 1$, $\hbar = 1$.

Гаусса с общим средним, описывающих события эффекта, и функцией, описывающей фоновую подложку, вида:

$$f_{\text{фон}}(y) = A \cdot y^\alpha \cdot (1 - y)^\beta,$$

где переменная y связана с величиной инвариантной массы согласно $y = \frac{x - 2m_\pi}{2E_{\text{beam}} - 4m_\pi}$, величины A , α , β – параметры аппроксимации. Для определения параметров α и β , а также сигм обеих функций Гаусса объединялись данные в энергетических точках 525 – 595, 600 – 645 и 650 – 690 МэВ. На рис.8 (а,б,в) показаны распределения событий по величине инвариантной массы двух треков в вершине для процесса с излучением жесткого фотона (незакрашенные гистограммы) и для процесса без излучения фотона (закрашенные гистограммы) в этих диапазонах энергий вместе с аппроксимирующими кривыми. При определении числа событий эффекта в каждой энергетической точке только величина A была свободна. Остальные параметры фиксировались на значениях, полученных в результате аппроксимации распределений по инвариантной массе этих объединений. Фоновая подложка на рис.8(а,б,в) обусловлена, в основном, событиями с космическими частицами и событиями пучкового фона.

Для оценки систематической ошибки, связанной с незнанием формы распределения событий фона, была использована следующая процедура. В каждой точке по энергии распределение по инвариантной массе двух треков в вершине аппроксимировалось в более узком, чем стандартный (от 340 до 700 МэВ/ c^2), диапазоне — от 440 до 560 МэВ/ c^2 . После чего определялось относительное изменение числа событий (Δ), связанное с изменением параметров функции, описывающей фоновую подложку. За оценку систематической ошибки были приняты величины полуширин коридоров, в которые попадали соответствующие значения Δ . Определенная таким образом систематическая ошибка составляет 5% во всем диапазоне энергий $2E = 1050 - 1380$ МэВ для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$, а для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ величина систематической ошибки плавно меняется от 2% при энергии $2E = 1050 - 1090$ МэВ до 7% в области энергии $2E = 1270 - 1380$ МэВ.

Аналогичным способом оценивалась также и систематическая ошибка, связанная с выбором критериев отбора. Критерии отбора событий по импульсам пионов, углу расколлинеарности $|\Delta\phi|$ и Z-координате вершины распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ изменялись на величину экспериментального разрешения по соответствующему параметру. После этого определялось относительное изменение сечения ($\Delta\sigma/\sigma$) связанное с изменением условий отбора. Было получено, что для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ значения

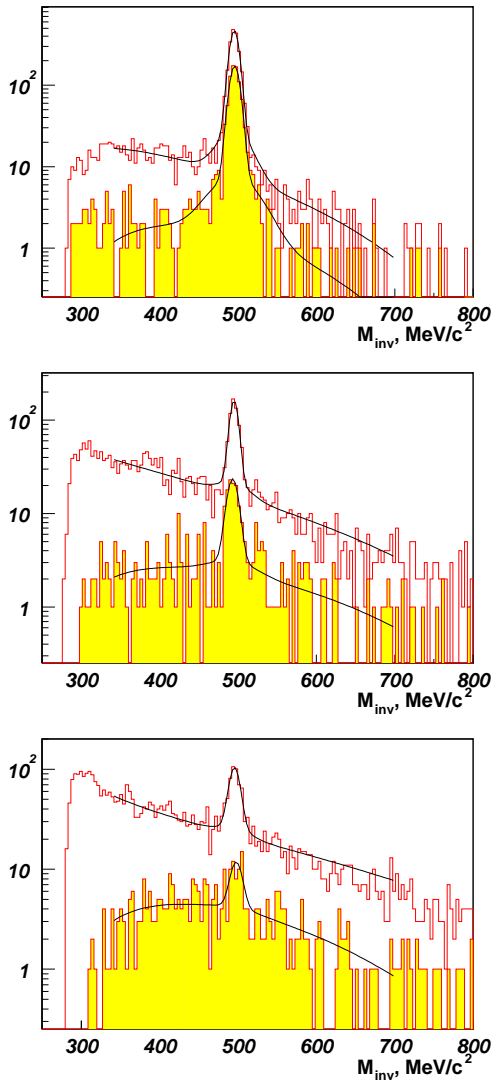


Рис. 8: Аппроксимация распределений экспериментальных событий по инвариантной массе в диапазонах энергий $E_{beam} = 525 - 595$ МэВ(а), $600 - 645$ МэВ(б), $650 - 690$ МэВ(в). Закрашенные распределения описывают события процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, а незакрашенные – события процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$.

$\Delta\sigma/\sigma$ лежат внутри коридора, полуширина которого меняется от 1% при энергии $2E = 1050 - 1125$ МэВ до 7% при энергии $2E = 1250 - 1380$ МэВ. А для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ полуширина коридора значений относительных изменений сечения растёт от 3.5% при $2E = 1050 - 1100$ МэВ до 6% при $2E = 1100 - 1380$ МэВ. Величины полуширин коридоров были приняты за оценку систематической ошибки, связанной с выбором критериев отбора.

Всего согласно приведенным выше условиям, после вычитания фона, было получено 2865 ± 58 событий $K_L^0 K_S^0(\gamma)$ и 948 ± 33 событий $K_L^0 K_S^0$.

4 Определение эффективности регистрации и радиационных поправок

4.1 Эффективность регистрации

Эффективность регистрации (ε_{reg}) может быть представлена как произведение трех эффективностей: эффективности реконструкции события (ε_{rec}), эффективности триггера (ε_{trig}) и геометрической эффективности (ε_{geom}).

$$\varepsilon_{reg} = \varepsilon_{rec} \cdot \varepsilon_{trig} \cdot \varepsilon_{geom}.$$

Геометрическая эффективность определялась с помощью моделирования. Для этого был разработан пакет программ первичного моделирования событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$, в которых радиационный фотон испускался электроном или позитроном в направлении начальных частиц. Подробное описание этого пакета можно найти в Приложении А настоящего Препринта.

Геометрическая эффективность определялась для двух случаев: когда для анализа отбираются все события изучаемого процесса, и когда из анализа исключаются события с “возвращением на резонанс”. Значение геометрической эффективности вычислялось по формуле:

$$\varepsilon = \frac{N_{det}}{N_{tot}},$$

где N_{det} – число зарегистрированных детектором событий, N_{tot} – полное число намоделированных событий.

Моделирование было сделано в 4 энергетических точках в диапазоне $E_{c.m.} = 1050 - 1190$ МэВ по 50000 событий в каждой точке, и в 5 энергетических точках в диапазоне $E_{c.m.} = 1200 - 1380$ МэВ по 200000 событий

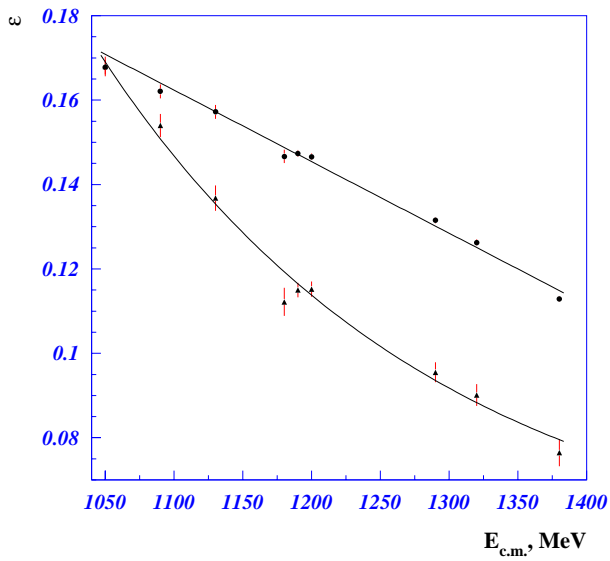


Рис. 9: Зависимость геометрической эффективности от энергии для случая, когда события с “возвращением на резонанс” используются в анализе (точки, обозначенные заполненными кружками) и когда такие события исключаются из анализа (точки, обозначенные заполненными треугольниками).

в каждой энергетической точке. Зависимость геометрической эффективности от энергии аппроксимировалась функцией вида:

$$\epsilon_{geom}(E) = A \cdot \exp\left(-\frac{(E_{c.m.} - 1040.0)}{B}\right) + C,$$

где $E_{c.m.}$ – энергия в системе центра масс, в МэВ, A, B, C – параметры аппроксимации. Полученная кривая использовалась затем при вычислении геометрической эффективности во всех энергетических точках. На рис.9 показаны зависимости от энергии геометрических эффективностей для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ (точки) и для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ (треугольники). На том же рисунке представлены и аппроксимирующие кривые. Уменьшение геометрической эффективности с ростом энергии связано с уменьшением числа событий распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ в заданном диапазоне расстояний от оси пучков до вершины распада. Следует также заметить, что при излучении жесткого радиационного фотона

энергия пары $K_L^0 K_S^0$ уменьшается, что приводит к большему значению геометрической эффективности для событий $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ в процессе $e^+ e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ по сравнению со значением геометрической эффективности для процесса $e^+ e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$.

Эффективности реконструкции события и триггера определялись на основе реальных физических событий с помощью процедур, описанных в Приложении В данного Препринта. Так как число событий процесса $e^+ e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ быстро падает при удалении по энергии от ϕ резонанса, то для определения эффективности реконструкции события объединялись данные нескольких энергетических точек. Кроме того, возрастает число фоновых событий, поэтому, надежно выделить “тестовые” события удалось лишь до энергии 1.29 ГэВ в системе центра масс.

Были определены значения эффективности реконструкции события в диапазонах $E_{c.m.} = 1.05 - 1.08$ ГэВ, $E_{c.m.} = 1.09 - 1.19$ ГэВ и $E_{c.m.} = 1.2 - 1.29$ ГэВ. На рис.10 показаны зависимости эффективности реконструкции события от энергии пучка в моделировании (треугольники) и в эксперименте (круги). Видно, что в моделировании эффек-

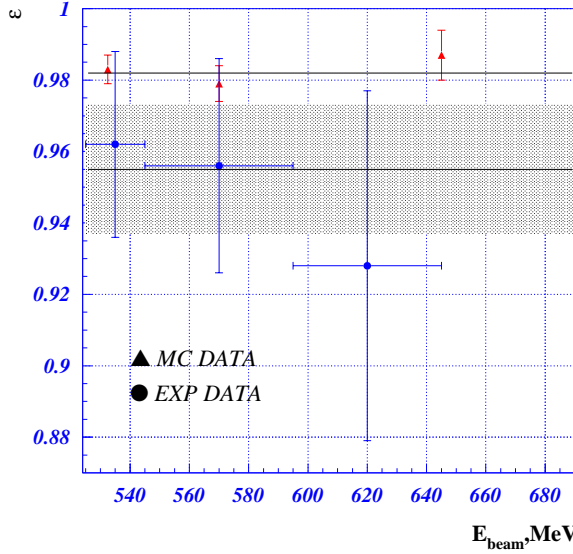


Рис. 10: Значения эффективностей реконструкции события в моделировании (треугольники) и в эксперименте (точки). Штриховкой выделена область $\pm 1\sigma$ среднего значения эффективности реконструкции события в эксперименте.

тивность реконструкции события не зависит от энергии. Эффективность реконструкции события в эксперименте не противоречит такой гипотезе.

Аппроксимирующие постоянные функции показаны на рис.10 линиями. В результате аппроксимации были получены следующие значения эффективности реконструкции события в моделировании и в эксперименте:

$$\begin{aligned}\varepsilon_{rec} &= 0.950 \pm 0.018 \text{ (эксперимент)}, \\ \varepsilon_{rec} &= 0.982 \pm 0.003 \text{ (моделирование)}.\end{aligned}$$

Штриховкой на рисунке 10 выделена область $\pm 1\sigma$ аппроксимации зависимости эффективности реконструкции события от энергии в эксперименте.

Эффективность заряженного триггера (ε_{trig}) представляет собой произведение эффективности трекового процессора [25] (ε_{TF}) и эффективности CsI-калориметра в составе триггера (ε_{CsI}). Эффективность триггера для событий моделирования составляет 100%. Для экспериментальных событий с помощью процедур, описанных в Приложении В настоящего Препринта, было получено:

$$\varepsilon_{TF} = 0.995 \pm 0.001, \varepsilon_{CsI} = 0.986 \pm 0.003, \varepsilon_{trig} = 0.981 \pm 0.003.$$

Систематическая ошибка в определении эффективности регистрации связана с различием значений эффективности реконструкции события в моделировании и в эксперименте. Ее значение оценивается величиной статистической ошибки среднего значения эффективности реконструкции события в эксперименте (1.9%).

4.2 Радиационные поправки

Радиационные поправки рассчитывались методом Монте-Карло с помощью формул из работы [27]. Использование метода Монте-Карло позволяет учесть ограничения на кинематику события. Таким ограничением в данном анализе являлось условие отбора событий по величине недостающего импульса при выделении событий без “возвращения на резонанс”. Это условие приводило к уменьшению радиационной поправки с величины $\delta_{rad} \sim 450\%$ при энергии $E_{c.m.} = 1.38$ ГэВ до значения $\delta_{rad} \approx -9\%$ во всем диапазоне энергий. Распределение событий по величине недостающего импульса было показано на рис.7 вместе с критерием отбора событий по этому параметру.

На рис.11(а,б) показаны зависимости радиационной поправки от энергии для случая, когда в анализе используются события $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$

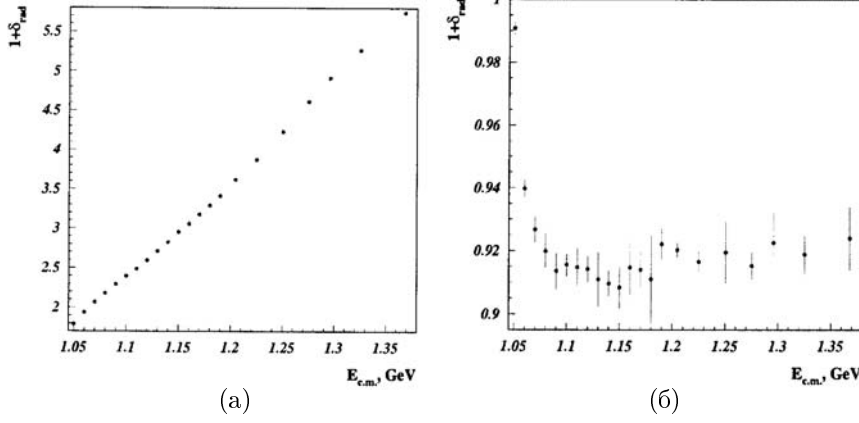


Рис. 11: Зависимость радиационной поправки от энергии при использовании в анализе событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ (а) и при исключении событий с “возвращением на резонанс” из анализа (б).

(рис.11а), и когда события со “возвращением на резонанс” отбраковываются критерием отбора по недостающему импульсу (рис.11б).

Для расчета радиационных поправок в каждой энергетической точке моделировалось 1000000 событий. Это позволило вычислить радиационную поправку при анализе событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ со статистической точностью 0.4%. А статистическая точность расчета радиационной поправки для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ составляет 0.7%. При оценке систематической ошибки в величине радиационной поправки было учтено влияние разрешения по недостающему импульсу при выделении событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ и влияние формы теоретического сечения на величину радиационной поправки.

Было получено, что при изменении критерия отбора событий по недостающему импульсу, $|p_{mis} - \sqrt{E_{beam}^2 - m_{K^0}^2}| < 39.0$ МэВ/с, на величину разрешения по этому параметру ($\sigma_{p_{mis}} = 7$ МэВ/с) величина радиационной поправки в энергетических точках $E_{c.m.} = 1050$ и 1060 МэВ изменяется на 10% и 2.5% соответственно. Эти значения были приняты за оценку систематической ошибки в данных точках и квадратично добавлены к статистическим ошибкам соответствующих сечений. В остальных энергетических точках изменение радиационной поправки, связанное с влиянием разрешения по недостающему импульсу, составило менее 0.01%.

В качестве теоретического сечения при расчете радиационных поправок использовалось предсказание Модели Векторной Доминантности с вкладами от ρ , ω , ϕ мезонов и одного высшего резонанса — $\phi(1680)$. Параметры резонансов взяты из [28]. Зависимость ширины $\phi(1680)$ от энергии была выбрана как у $\rho(770)$ -мезона в работе [8]. При этом, согласно [28], предполагалось, что доминирующим распадом $\phi(1680)$ -мезона является $\phi(1680) \rightarrow K^*(892)K$. Полная ширина $\phi(1680)$ -мезона известна с точностью 30%. Изменение радиационной поправки при изменении полной ширины $\phi(1680)$ на величину ошибки было принято за оценку систематической ошибки, связанной с влиянием формы теоретического сечения, используемого при расчете δ_{rad} . Было получено, что с ростом энергии $E_{c.m.}$ от 1300 МэВ до 1380 МэВ изменение радиационной поправки, связанное с изменением теоретического сечения, растет от 0.9% до 2% для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$, и составляет около 0.3% для событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$. В остальных энергетических точках изменение радиационной поправки, связанное с изменением теоретического сечения, составило менее 0.1%. Эти величины и были приняты нами за оценку систематической ошибки, связанную с влиянием формы теоретического сечения, использованного при расчете радиационных поправок.

5 Вычисление сечения

В каждой энергетической точке сечение рассчитывалось по формуле:

$$\sigma = \frac{N}{\mathcal{L}\varepsilon_{reg}(1 + \delta_{rad})},$$

где δ_{rad} — радиационная поправка, N — число событий, \mathcal{L} — интегральная светимость, определенная с помощью процедуры, описанной в [29], ε_{reg} — эффективность регистрации.

На рис.12 показана зависимость сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ от энергии, полученная в данной работе. Заполненные точки соответствуют случаю, когда события с испусканием жесткого радиационного фотона использовались при расчете сечения, а заполненные треугольники демонстрируют сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в случае, когда события с “возвращением на резонанс” исключались из анализа. Кривая на рис.12 представляет собой теоретическую зависимость сечения изучаемого процесса в рамках Модели Векторной Доминантности с вкладами

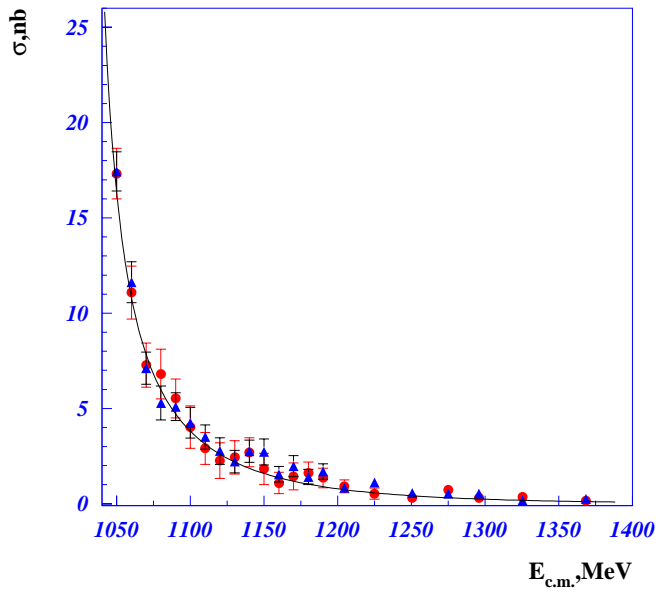


Рис. 12: Зависимость от энергии сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Заполненные точки соответствуют анализу событий $K_L^0 K_S^0(\gamma)$, зарегистрированных детектором, а заполненные треугольники демонстрируют анализ данных, в котором события $K_L^0 K_S^0$ с “возвращением на резонанс” отбрасываются. Кривая на рисунке – предсказание Модели Векторной Доминантности с вкладом $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ мезонов.

от $\rho(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ мезонов, согласно формуле:

$$\sigma(s) = \frac{\pi\alpha^2}{12} \cdot \frac{\Phi_{2K^0}(s)}{s^{5/2}} \left| -\frac{g_{\rho\gamma}g_{\rho K\bar{K}}}{\Delta_\rho} + \frac{g_{\omega\gamma}g_{\omega K\bar{K}}}{\Delta_\omega} + \frac{g_{\phi\gamma}g_{\phi K\bar{K}}}{\Delta_\phi} \right|^2,$$

где $\Phi_{2K^0} = (s - 4 \cdot m_{K^0}^2 \cdot c^4)^{3/2}$ – куб импульса нейтрального каона, $g_{V\gamma}$, $g_{VK\bar{K}}$ – константы связи векторного мезона V с фотоном и с парой каонов соответственно, $\Delta_V = s - m_V^2 + i\sqrt{s}\Gamma_V(s)$ – пропагатор векторного мезона V с зависимостью ширины от энергии как в работе [8]. Константы связи векторных мезонов с фотоном $g_{V\gamma}$ вычислялись с использованием

значений лептонных ширин векторных мезонов $\Gamma_{V \rightarrow ee}$ согласно формуле:

$$g_{V\gamma} = \sqrt{\frac{3M_V^3 \Gamma_{V \rightarrow ee}}{4\pi\alpha^2}},$$

где M_V – масса векторного мезона.

Соотношение между константами связи векторных мезонов с парой каонов было взято из предсказаний SU(3) симметрии с идеальным смешиванием [7]:

$$g_{\rho K\bar{K}} = g_{\omega K\bar{K}} = \frac{1}{\sqrt{2}} g_{\phi K\bar{K}}.$$

Значения масс и ширин резонансов взяты из [28]. Из рисунка видно неплохое согласие между значениями сечений, измеренных двумя способами: с использованием в анализе событий с “возвращением на резонанс” и при исключении таких событий из анализа.

Следует отметить, что относительная статистическая ошибка измерения сечения при анализе событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ больше, чем статистическая ошибка измерения сечения при анализе событий без “возвращения на резонанс”. Этот факт объясняется тем, что в величину ошибки дают вклад флуктуации полного числа событий, а величину сечения в обоих случаях определяют только события, в которых радиационный фотон не излучался. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, полученное при анализе событий без излучения жесткого фотона, и является результатом данной работы. Изучение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ было выполнено только для проверки согласованности между экспериментальным сечением рождения пары каонов и теоретическим сечением, с помощью которого рассчитывались радиационные поправки.

Число событий и сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке приведены в Таблице 1. В Таблице 1 первая ошибка в величинах сечений – статистическая, вторая – систематическая.

Энергия в каждой точке определялась по величине магнитного поля поворотных магнитов ВЭПП-2М. Ошибка в величине энергии соответствует разбросу энергии в пучке при работе ускорителя без использования сверхпроводящего “вигглер”-магнита [30]. В области энергии $E_{с.т.} > 1200$ МэВ данные нескольких энергетических точек объединялись и энергия в этом случае определялась как средневзвешенное значение. В качестве весов использовались величины интегралов светимости.

Таблица 1: Число событий и сечение процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в каждой энергетической точке. Первая ошибка в величинах сечений – статистическая, вторая – систематическая.

$\sqrt{s}, \text{МэВ}$	N	$\sigma, \text{нб}$
1050.0±0.36	310.9±17.8	17.44±1.02±0.85
1060.0±0.36	124.1±11.3	11.61±1.07±0.57
1070.0±0.36	76.1±8.9	7.10±0.84±0.35
1080.0±0.36	39.3±6.6	5.27±0.89±0.26
1090.0±0.36	53.0±7.5	5.08±0.73±0.25
1100.0±0.36	29.0±5.5	4.23±0.80±0.21
1110.0±0.36	33.5±6.1	3.49±0.64±0.29
1120.0±0.36	18.2 ^{+4.9} _{-4.2}	2.75 ^{+0.74} _{-0.63} ±0.23
1130.0±0.36	14.7 ^{+4.2} _{-3.6}	2.20 ^{+0.63} _{-0.54} ±0.18
1140.0±0.36	25.5 ^{+5.7} _{-5.0}	2.74 ^{+0.61} _{-0.54} ±0.23
1150.0±0.36	17.8 ^{+4.8} _{-4.1}	2.71 ^{+0.73} _{-0.62} ±0.22
1160.0±0.36	17.2 ^{+4.8} _{-4.1}	1.54 ^{+0.43} _{-0.37} ±0.13
1170.0±0.36	13.9 ^{+4.2} _{-3.5}	1.96 ^{+0.59} _{-0.49} ±0.16
1180.0±0.36	15.1 ^{+4.6} _{-3.9}	1.39 ^{+0.42} _{-0.36} ±0.12
1190.0±0.36	20.9 ^{+5.3} _{-4.6}	1.68 ^{+0.43} _{-0.37} ±0.14
1204.6±0.24	19.7 ^{+5.6} _{-4.9}	0.84 ^{+0.24} _{-0.21} ±0.07
1225.0±0.24	26.9 ^{+6.0} _{-5.3}	1.11 ^{+0.25} _{-0.22} ±0.11
1250.6±0.18	21.3 ^{+5.7} _{-5.3}	0.56 ^{+0.15} _{-0.14} ±0.05
1275.0±0.24	18.7 ^{+5.8} _{-5.0}	0.54 ^{+0.17} _{-0.14} ±0.05
1295.8±0.24	20.2 ^{+6.0} _{-5.2}	0.48 ^{+0.14} _{-0.12} ±0.05
1325.3±0.18	11.2 ^{+6.2} _{-5.4}	0.18 ^{+0.10} _{-0.09} ±0.02
1368.3±0.18	20.7 ^{+6.6} _{-5.9}	0.25 ^{+0.08} _{-0.07} ±0.02

6 Анализ систематических ошибок

Суммарная систематическая ошибка измерения сечения для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ возрастает от 5.8% в области энергий $E_{c.m.} = 1050 - 1125$ МэВ до 9.0% в области энергий $E_{c.m.} = 1250 - 1380$ МэВ. Для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ систематическая ошибка измерения сечения изменяется от 4.9% при $E_{c.m.} = 1050 - 1100$ МэВ до 9.6% при $E_{c.m.} = 1270 - 1380$ МэВ. Основной вклад в величину систематической ошибки дают систематическая неопределенность вычитания фона и си-

стематическая неопределенность, связанная с выбором критериев отбора (5.1 – 8.6% для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$ и 4.0 – 9.2% для событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ соответственно). Систематическая ошибка измерения сечения, связанная с радиационными поправками, зависит от энергетической точки и была квадратично добавлена к величине статистической ошибки соответствующего сечения. Суммарный вклад остальных факторов составляет 2.8% и складывается из

- систематической ошибки в величине светимости — 2%;
- систематической неопределенности определения эффективности регистрации — 1.9%.

Подробно методика оценки каждого из вкладов в систематическую ошибку измерения сечения обсуждается в соответствующих главах настоящего Препринта.

7 Интерпретация результатов

На рис.13 представлены результаты измерения сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в области энергий 1.0 – 1.8 ГэВ, полученные на детекторах ОЛЯ [12] (незаполненные ромбы), DM1 [13] (заполненные треугольники), СНД [17] (заполненные квадраты) а также в данной работе (заполненные точки). Как видно из рисунка, результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с измерениями групп детекторов СНД и ОЛЯ и стыкуются с измерениями, выполненными на детекторе DM1.

Зависимость сечения от энергии в области $E_{с.т.} = 1.0 - 1.38$ ГэВ, полученная в настоящей работе, аппроксимировалась в рамках Модели Векторной Доминантности (МВД) с вкладами $\rho(770)$, $\omega(782)$ и $\phi(1020)$ мезонов. В результате аппроксимации определялось значение сечения в пике $\phi(1020)$, а массы и ширины всех резонансов были взяты из [28]. Аппроксимирующая кривая показана на рис. 13 точечной линией, а величина сечения в пике, полученная при аппроксимации, приведена в Таблице 2.

Из рис. 13 видно, что в области энергий выше 1.3 ГэВ экспериментальные точки лежат выше предсказания МВД с $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ резонансами. Чтобы попытаться учесть это превышение, в теоретическую кривую был добавлен вклад одного высшего резонанса — $\phi(1680)$ и в результате аппроксимации определялись сечения в пике $\phi(1020)$ и $\phi(1680)$ мезонов. Полученные значения сечений приведены в Таблице 2, а соответствующая кривая показана на рис. 13 сплошной линией. Видно, что

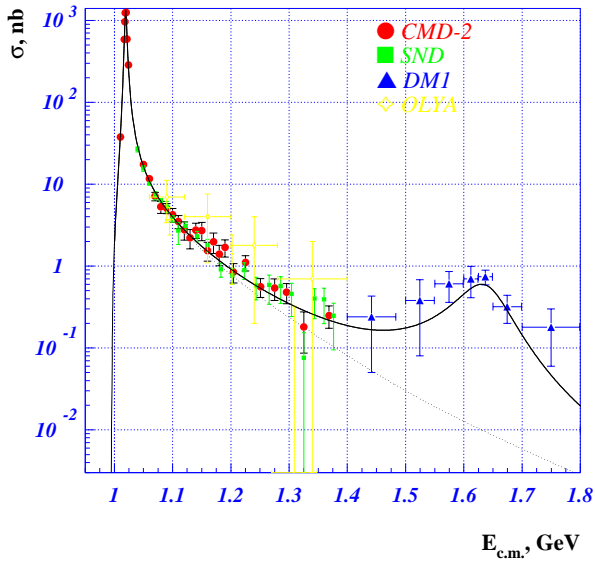


Рис. 13: Зависимость измеренного сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ от энергии и теоретическое описание этой зависимости в рамках Модели Векторной Доминантности. Точечная линия соответствует вкладам от $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ мезонов, а сплошная линия – вкладам $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ и $\phi(1680)$ мезонов.

Таблица 2: Параметры $\phi(1020)$ и $\phi(1680)$, полученные при аппроксимации данных в области энергий 1.0 – 1.38 ГэВ в рамках Модели Векторной Доминантности с вкладом $\rho(770), \omega(782), \phi(1020)$ и $\rho(770), \omega(782), \phi(1020), \phi(1680)$ мезонов

	ρ, ω, ϕ	$\rho, \omega, \phi, \phi'$
$\sigma_0(\phi(1020)), \text{нб}$	1362 ± 14	1357 ± 15
$\sigma_0(\phi(1680)), \text{нб}$	–	0.58 ± 0.13
$\chi^2/n.o.f$	26.03/30	26.56/29

сечение в пике $\phi(1680)$, полученное в данной работе хорошо согласуется с результатами группы DM1 [13], а сечения в пике $\phi(1020)$, полученные как в рамках МВД с $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ так и в рамках МВД с $\rho(770)$, $\omega(782)$, $\phi(1020)$ и $\phi(1680)$ хорошо согласуются со значением из работы [8].

Значения χ^2 аппроксимаций указывают на хорошее согласие между измеренным сечением и обеими теоретическими моделями, но не позволяют сделать выбор в пользу какой-либо из них.

8 Заключение

Используя 948 реконструированных событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, зарегистрированных детектором КМД-2, было выполнено измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ в области энергий $E_{c.m.} = 1.05 - 1.38$ ГэВ в системе центра масс. Полученный результат в области энергий выше 1.3 ГэВ не противоречит существованию резонанса $\phi(1680)$.

Систематическая ошибка измерения сечения определяется, в основном, систематической ошибкой вычитания фона и выбора критериев отбора и плавно изменяется от величины 4.9% в области энергий $E_{c.m.} = 1.05 - 1.09$ ГэВ до величины 9.6% в области энергий $E_{c.m.} = 1.38$ ГэВ.

Авторы выражают благодарность коллективу ускорительно-накопительного комплекса ВЭПП-2М за обеспечение работоспособности комплекса во время эксперимента.

Данная работа поддержана грантом INTAS 99-00037.

А Пакет программ первичного моделирования событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$

Процедуру моделирования события можно условно разделить на два последовательных шага:

1. Моделирование испускания радиационного фотона.
2. Моделирование рождения пары $K_L^0 K_S^0$

Последующие распады нейтральных каонов и прохождение частиц через детектор моделируется разработанной в коллаборации КМД-2 программой CMD2SIM [31] на основе пакета программ GEANT [32]

Первый этап включает в себя вычисление сечения $\sigma(s)$ процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$, определение радиационной поправки $\delta = \tilde{\sigma}(s)/\sigma(s) - 1.0$ и определение энергии, унесенной радиационным фотоном, в соответствии с величиной сечения $\tilde{\sigma}(s)$.

На втором этапе определяется скорость движения системы центра масс относительно лабораторной после испускания начальными частицами фотона вдоль направления начальных пучков, рождение пары $K_L^0 K_S^0$ в системе центра масс и пересчет характеристик частиц (энергий и компонент импульсов) в лабораторную систему согласно преобразованиям Лоренца.

Вычисление сечения $\tilde{\sigma}(s)$ выполнялось по формуле из работы [27]:

$$\tilde{\sigma}(s) = \iint \sigma(s(1-x_1)(1-x_2))\mathcal{D}(x_1)\mathcal{D}(x_2)dx_1dx_2,$$

где $\sigma(s)$ — теоретическое борновское сечение, s — квадрат энергии в системе центра масс, $\mathcal{D}(x_1)$ — вероятность испускания электроном фотона, уносящего долю энергии x_1 от энергии пучка, $\mathcal{D}(x_2)$ — вероятность испускания позитроном фотона, уносящего долю энергии x_2 от энергии пучка. Интегрирование по переменным x_1, x_2 выполняется от $x = 0$ до некоторого максимального значения x_{max} , определяемого обычно условиями эксперимента.

Вычисление выполнялось методом Монте-Карло. Функция $\mathcal{D}(x)$ имеет особенность в точке $x = 0$ вида $\mathcal{D} \sim 1/x$, что приводит к расходимости интеграла. В данной ситуации поступают следующим образом: от точки $x = 0$ отступают на расстояние Δ ($\Delta \sim 10^{-5}$), а из функции $\mathcal{D}(x)$ выделяют множитель, содержащий расходящийся член и розыгрыш случайных чисел (величин энергий радиационных фотонов) при интегрировании ведут по закону $1/x$.

Сечение $\tilde{\sigma}(s)$ может быть представлено в виде суммы четырех сечений в соответствии с четырьмя областями изменения переменных x_1, x_2 . Каждая из областей имеет свой физический смысл:

- **Область I**, $0 < x_{1,2} < \Delta$, соответствует событию в котором был испущен фотон с энергией меньше чем Δ или фотон вообще не испускался (“упругое” событие, сечение σ_I)
- **Область II**, $0 < x_1 < \Delta, \Delta < x_2 < X_{2\ max}$. Фотон был испущен начальным электроном (сечение σ_{II}).
- **Область III**, $\Delta < x_1 < X_{1\ max}, 0 < x_2 < \Delta$. Фотон был испущен начальным позитроном (сечение σ_{III}).

- **Область IV**, $\Delta < x_1 < X_1 \text{ max}$, $\Delta < x_2 < X_2 \text{ max}$. Фотоны были испущены начальным электроном и начальным позитроном (сечение σ_{IV}).

Интеграл по области I может быть вычислен аналитически, интегралы по областям II–IV берутся численно методом Монте-Карло.

После того как определена энергия радиационного фотона, в системе центра масс моделируется рождение пары нейтральных каонов. Полученные в результате этого значения импульсов и углов K_L^0 и K_S^0 мезонов с помощью преобразований Лоренца пересчитываются в лабораторную систему и передаются в программу CMD2SIM [31] для моделирования распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и проведения частиц через детектор.

В Процедура определения эффективности реконструкции события и триггера на основе реальных событий

Эффективность реконструкции события описывает вероятность того, что событие изучаемого процесса будет правильно восстановлено программой реконструкции.

Под эффективностью реконструкции события в данной работе понимается вероятность восстановления события распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ (двух треков и вершины) в дрейфовой камере детектора. Эта величина определялась по формуле:

$$\varepsilon_{rec} = \varepsilon_{1\text{тр}}\varepsilon_{\text{тр.}\&\text{вер.}}$$

где ε_{rec} – эффективность реконструкции события, $\varepsilon_{1\text{тр}}$ – эффективность реконструкции одного трека, $\varepsilon_{\text{тр.}\&\text{вер.}}$ – эффективность реконструкции второго трека и вершины.

Процедура определения эффективности реконструкции события заключается в том, что события процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ выделяется без привлечения информации из дрейфовой камеры детектора, а затем определяется сколько таких событий были правильно реконструированы в дрейфовой камере. Для определения эффективности реконструкции события с помощью данной методики события отбирались с использованием информации о значениях азимутальных и полярных углов кластеров пионов и K_L^0 -мезона в CsI-калориметре. Но полученный таким образом “тестовый” набор содержал значительную долю событий процессов $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ и $e^+e^- \rightarrow K^+K^-$. Ужесточение условий отбора, с целью

подавить эту примесь, приводило также к подавлению событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$. Для увеличения эффективности отбора “тестовых” событий дополнительно требовалось наличие в дрейфовой камере одного трека, идущего не из места встречи пучков и имеющего импульс, соответствующий импульсу пиона в распаде $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

Величины $\varepsilon_{1тр.}$ и $\varepsilon_{тр. \& вер.}$ определялись с помощью “тестовых” событий, выделенных согласно следующим условиям:

- В дрейфовой камере найден хотя бы один трек, которому соответствуют или срабатывания обоих слоев Z-камеры или кластер в CsI-калориметре.
- Минимальное расстояние от трека в дрейфовой камере до пучка в $R - \varphi$ плоскости больше чем 0.07 см и меньше чем 1.5 см.
- Импульс трека в дрейфовой камере удовлетворяет условию:

$$p_{min}(E_{beam}) - 20.0\text{МэВ}/c < p < p_{max}(E_{beam}) + 20.0\text{МэВ}/c,$$

где $p_{min,max}$ — минимальное и максимальное кинематические возможные значения импульса пиона из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$, а величина полярного угла трека в дрейфовой камере удовлетворяет условию:

$$0.95 < \theta < 2.2\text{рад.}$$

- Число кластеров в CsI-калориметре, не связанных с треком, равно 2 (предполагается, что один из кластеров принадлежит пиону, а второй — K_L^0 -мезону).
- Максимальная энергия кластера, предположительно принадлежащего K_L^0 -мезону, превышает 150 МэВ, а значение полярного угла второго кластера лежит в диапазоне:

$$1.0 < \theta < 2.15\text{рад.}$$

К отобраным таким образом событиям применялась кинематическая реконструкция на основе закона сохранения энергии-импульса для процесса $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0(\gamma) \rightarrow \pi^+\pi^- K_L^0(\gamma)$, в предположении, что фотон излучен вдоль оси пучков (ось Z) и уравнения, требующего, чтобы инвариантная масса двух треков в вершине равнялась массе нейтрального

$$\begin{aligned}
p_{\perp 1} \cos \varphi_1 + p_{\perp 2} \cos \varphi_2 + p_{K_L^0} \sin \theta_{K_L^0} \cos \varphi_{K_L^0} &= 0 \\
p_{\perp 1} \sin \varphi_1 + p_{\perp 2} \sin \varphi_2 + p_{K_L^0} \sin \theta_{K_L^0} \sin \varphi_{K_L^0} &= 0 \\
p_{\perp 1} \operatorname{ctg} \theta_1 + p_{\perp 2} \operatorname{ctg} \theta_2 + p_{K_L^0} \cos \theta_{K_L^0} \pm \omega_\gamma &= 0 \\
\sqrt{\frac{p_{\perp 1}^2}{\sin^2 \theta_1} + m_\pi^2} + \sqrt{\frac{p_{\perp 2}^2}{\sin^2 \theta_2} + m_\pi^2} + \sqrt{p_{K_L^0}^2 + m_{K^0}^2} + \omega_\gamma - 2 \cdot E_{beam} &= 0 \\
\left(\sqrt{\frac{p_{\perp 1}^2}{\sin^2 \theta_1} + m_\pi^2} + \sqrt{\frac{p_{\perp 2}^2}{\sin^2 \theta_2} + m_\pi^2} \right)^2 - (p_{\perp 1} \cos \varphi_1 + p_{\perp 2} \cos \varphi_2)^2 \\
- (p_{\perp 1} \sin \varphi_1 + p_{\perp 2} \sin \varphi_2)^2 - (p_{\perp 1} \operatorname{ctg} \theta_1 + p_{\perp 2} \operatorname{ctg} \theta_2)^2 - m_{K^0}^2 &= 0,
\end{aligned}$$

где $p_{\perp 1,2}$ – проекции импульсов пионов на плоскость, перпендикулярную оси пучков, $\theta_{1,2}$ – полярные углы вылета пионов, $\varphi_{1,2}$ – азимутальные углы вылета пионов, $p_{K_L^0}, \theta_{K_L^0}, \varphi_{K_L^0}$ – импульс, полярный и азимутальный углы K_L^0 -мезона соответственно, m_{K^0}, m_π – значения масс нейтрального каона и заряженного пиона [28] соответственно, ω_γ – энергия радиационного фотона. Двойной знак перед ω_γ в третьем уравнении соответствует двум возможным направлениям движения фотона вдоль оси пучков: в положительном направлении и в отрицательном направлении.

Входными параметрами кинематической реконструкции являлись величина импульса и углы трека в дрейфовой камере, а также углы кластера в CsI калориметре, предположительно принадлежащему второму заряженному пиону, и углы кластера, предположительно принадлежащему K_L^0 -мезону (всего 7 параметров). Выходными параметрами реконструкции были величины импульсов и углы заряженных пионов, величины импульса и углов вылета K_L^0 -мезона и энергия радиационного фотона (всего 10 параметров).

На рис. 14 показано распределение событий по величине χ^2 кинематической реконструкции. События с $\chi^2 < 10$ использовались при определении эффективности реконструкции.

На рис. 15 показана зависимость эффективности реконструкции трека и вершины от величины χ^2 . Видно, что при $\chi^2 < 10$ эта величина не зависит от χ^2 , что объясняет выбор значения χ^2 для определения эффективности реконструкции трека и вершины.

Эффективность реконструкции трека и вершины определялась по

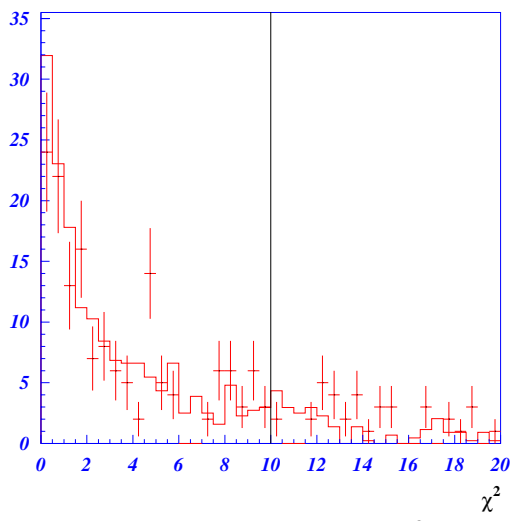


Рис. 14: Распределение событий по величине χ^2 кинематической реконструкции в моделировании (гистограмма) и в эксперименте (точки с ошибками). Линией показан отбор событий для определения эффективности реконструкции.

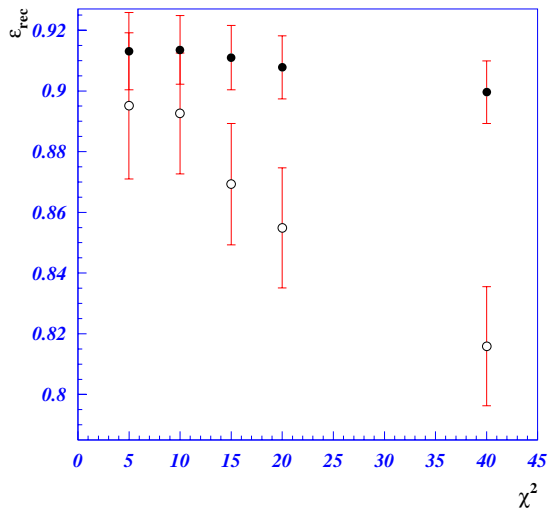


Рис. 15: Зависимость эффективности реконструкции события от величины χ^2 в моделировании (заполненные точки) и в эксперименте (незаполненные точки).

формуле:

$$\varepsilon_{\text{тр.}\&\text{ вер.}} = \frac{N_{\text{rec}}}{N_{\chi^2 < 10}},$$

где $N_{\chi^2 < 10}$ — число событий, значение χ^2 реконструкции которых меньше 10, N_{rec} — число событий, имеющих $\chi^2 < 10$ и удовлетворяющих условиям отбора событий процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, приведенных в Главе 3.

Эффективность реконструкции трека определялась согласно формуле:

$$\varepsilon_{1\text{тр.}} = \frac{N_{2\text{тр.}}}{N_{\chi^2 < 10}},$$

где $N_{2\text{тр.}}$ — число событий с $\chi^2 < 10$, в которых импульсы обоих треков лежат в диапазоне импульсов пионов из распада $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$.

На рис.16,17 показаны зависимости эффективности реконструкции трека от величины его импульса и от значения полярного угла соответствующего кластера. Видно, что в изучаемом диапазоне импульсов и выбранном диапазоне полярных углов эффективность реконструкции трека от величин импульса и полярного угла не зависит.

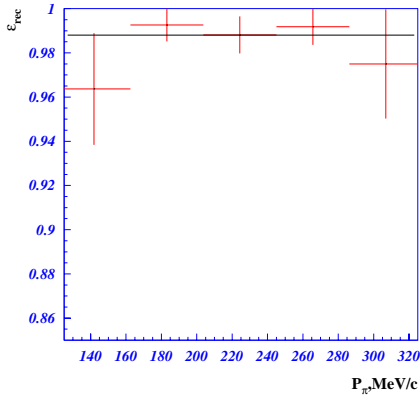


Рис. 16: Зависимость эффективности реконструкции одного трека от величины импульса.

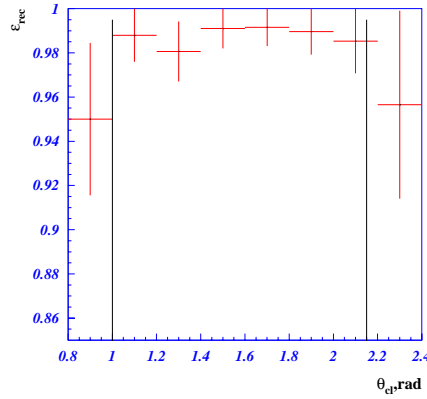


Рис. 17: Зависимость эффективности реконструкции одного трека от значения полярного угла соответствующего кластера. Линиями показан выбранный диапазон полярных углов.

Эффективность триггера При наборе статистике, использованной в данном анализе, применялся так называемый “заряженный” триггер. При таком триггере запуск систем детектора на регистрацию события происходит, если в дрейфовой камере найден трек, на котором сработали оба слоя Z-камеры (поиск трека осуществляет трековый процессор [25]), а в CsI-калориметре найдена линейка с энерговыделением больше 30 МэВ. Поэтому естественно представить эффективность триггера (ε_{trig}) как произведение эффективности трекового процессора (ε_{TF}) и эффективности CsI-калориметра в составе триггера (ε_{CsI}):

$$\varepsilon_{trig} = \varepsilon_{TF} \cdot \varepsilon_{CsI}$$

Эффективность трекового процессора определяется с помощью событий, отобранным согласно условиям, перечисленным в Главе 3, в которых на “первом” треке сработали 4 полуслоя Дрейфовой Камеры, а в Z-камере сработала опорная точка [25] (необходимые условия запуска трекового процессора). Число таких событий обозначим как N_1^{TF} . Из отобранных таким образом событий далее выделяются такие, в которых есть и второй трек, для которого также выполнены необходимые условия запуска трекового процессора (их число пусть будет N_2^{TF}). Отношение N_2^{TF} к N_1^{TF} определяет эффективность трекового процессора:

$$\varepsilon_{TF} = \frac{N_2^{TF}}{N_1^{TF}}.$$

Эффективность CsI-калориметра определяется с помощью тех же событий, которые используются в определении сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, согласно формуле:

$$\varepsilon_{CsI} = 1 - (1 - \varepsilon_\pi)^2 \cdot (1 - \varepsilon_{K_L^0}),$$

где ε_π — вероятность π -мезону дать линейку с заданным энерговыделением, $\varepsilon_{K_L^0}$ — вероятность найти линейку с заданным энерговыделением в кластерах, не принадлежащих заряженным трекам (предполагается, что такие кластеры образованы в результате ядерного взаимодействия K_L^0 -мезона с веществом калориметра).

Для определения ε_π отбираются события $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, в которых на “первом” треке есть кластер в CsI-калориметре пусть их число N_1^{CsI} . Из них затем выделяются события, в которых и на “втором” треке есть кластер (их число N_2^{CsI}), и ε_π вычисляется согласно:

$$\varepsilon_\pi = \frac{N_2^{CsI}}{N_1^{CsI}}$$

$\varepsilon_{K_L^0}$ определяется как отношение числа событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$, у которых в кластерах не связанных с треками есть линейка с заданным энергосодержанием ($N_{K_L^0 K_S^0}^{Csl}$), к полному числу событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$ ($N_{K_L^0 K_S^0}^{tot}$):

$$\varepsilon_{K_L^0} = \frac{N_{K_L^0 K_S^0}^{Csl}}{N_{K_L^0 K_S^0}^{tot}}$$

С помощью описанных выше методик были определена эффективность реконструкции и триггера для экспериментальных событий и эффективность реконструкции для событий моделирования (эффективность триггера в моделировании равна 100%).

Список литературы

- [1] Г.А. Аксенов, В.М. Аульченко, Л.М. Барков и др. Проект детектора КМД-2 для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ 85-118, Новосибирск, 1985.
- [2] E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, S.E. Baru et al. General Purpose Cryogenic Magnetic Detector CMD-2 for Experiments at the VEPP-2M Collider, ICFA Instrumentation Bulletin, v.5, 1988, p.18.
- [3] В.В. Анашин, И.Б. Вассерман, В.Г. Вещеревич и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП, Препринт ИЯФ 84-114, Новосибирск, 1984.
- [4] J.E. Augustin, J.-C. Bizot, J. Buon et al. Study of the ϕ meson production with the Orsay electron-positron colliding beams, Phys. Lett., v.B28, 1969, p.517.
- [5] V.E. Balakin, G.I. Budker, E.V. Pakhtusova et al. Investigation of the ϕ meson resonance by electron-positron colliding beams, Phys. Lett., v.B34, 1971, p.328.
- [6] А.Д. Бужин, Л.М. Курдадзе, С.И. Середняков и др. ϕ мезон: прецизионное измерение массы, наблюдение $\omega - \phi$ интерференции, Ядерная физика, т.27, вып.4, 1978, с.976.
- [7] R.R. Akhmetshin, G.A. Aksenov, E.V. Anashkin et al. Measurement of ϕ meson parameters with CMD-2 at VEPP-2M, Phys. Lett., v.B364, 1995, p.201.
- [8] R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpaugaus et al. Measurement of ϕ -meson parameters in $K_L^0 K_S^0$ decay mode with CMD-2, Phys. Lett., v.B466, 1999, p.385 and

- R.K. Akhmetshin, E.V. Anashkin, M. Arpağaus et al.* Erratum to: "Measurement of ϕ -meson parameters in $K_L^0 K_S^0$ decay mode with CMD-2" [Phys. Lett., v.B466, 1999 p.385-391]", Phys. Lett., v.B508, 2001, p.217.
- [9] *M.H. Achasov, K.I. Beloborodov, A.V. Berdugin et al.* Процессы $e^+e^- \rightarrow K^+K^-, K_L^0 K_S^0$ и $\pi^+\pi^-\pi^0$ в области резонанса $\phi(1020)$, Препринт ИЯФ 2000-51, Новосибирск, 2000.
- [10] *T. Kinoshita, B. Nizić, Y. Okamoto.* Hadronic contributions to the anomalous magnetic moment of the muon, Phys. Rev., v.D31, 1985, p.2108.
- [11] *Е.П. Солодов.* Изучение адронных реакций при энергиях встречных электрон-позитронных пучков $2E = 1.09 - 1.35$ ГэВ с помощью криогенного магнитного детектора, Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук. Институт Ядерной Физики СО РАН, Новосибирск, 1984.
- [12] *П.М. Иванов, Л.М. Курдадзе, М.Ю. Лельчук и др.* Измерение форм-фактора нейтрального каона в области энергии от 1.06 до 1.40 ГэВ, Препринт ИЯФ 82-50, Новосибирск, 1982.
- [13] *F. Mane, D. Bisello, J.-C. Bizot et al.* Study of the reaction $e^+e^- \rightarrow K_S^0 K_L^0$ in the total energy range 1.4 - 2.18 GeV and interpretation of the K^+ and K^0 formfactors, Phys. Lett., v.B99, 1981, p.261.
- [14] *Л.М. Барков, В.Б. Барышев, Г.А. Блинов и др.,* Криогенный магнитный детектор для экспериментов на ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ 76-121, Новосибирск, 1976.
- [15] *В.М. Аульченко и др.* Материалы семинара по обработке физической информации, Ереван, 1976, с.88.
- [16] *A. Gordier, B. Delcort, P. Eschstruth et al.,* Characteristics and performance of the Orsay magnetic detector DM-1, Nucl. Instr. and Meth., v.133, 1976, p.237.
- [17] *M.N. Achasov, S.E. Baru, K.I. Beloborodov et al.* The process $e^+e^- \rightarrow K_S K_L$ in the energy range $2E$ from 1.04–1.38 GeV, Proc. of International Workshop on e^+e^- collisions from ϕ to J/ψ , Novosibirsk, March 1999, p.196.
- [18] *В.М. Аульченко, Г.А. Аксенов, П.М. Бесчастнов и др.* СНД - Сферический Нейтральный Детектор для ВЭПП-2М, Препринт ИЯФ 87-36, Новосибирск, 1987.
- [19] *Ф.В. Игнатов, П.А. Лукин, А.С. Попов и др.* Дрейфовая камера КМД-2, Препринт ИЯФ 99-64, Новосибирск, 1999.

- [20] *Э.В. Анашкин, А.А. Гребенюк, Г.В. Федотович и др.* Z-камера детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-84, Новосибирск, 1999.
- [21] *L.M. Barkov, V.S. Okhapkin, S.G. Pivovarov et al.* The magnetic system of the CMD-2 detector, Proc. of 5th International Conference on Instrumentation for Colliding Beam Physics, Novosibirsk, March 1990, p.480.
- [22] *V.M. Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.E. Bondar et al.* CMD-2 barrel calorimeter, Nucl. Instr. and Meth., v.A336, 1993, p.53.
- [23] *V.M. Aulchenko, B.O. Baibusinov, A.G. Chilingarov et al.* Muon system based on streamer tubes with time-difference readout, Nucl. Instr. and Meth., v.A265, 1988, p.137.
- [24] *R.R. Akhmetshin, D.N. Grigorev, V.F. Kazanin et al.* The BGO endcap calorimeter with photodiode readout for the CMD-2 detector, Nucl. Instr. and Meth., v.A453, 2000, p.249.
- [25] *В.М. Аульченко, Г.С. Пискунов, Е.П. Солодов, В.М. Титов,* Трековый процессор для КМД-2, Препринт ИЯФ 88-43, Новосибирск, 1988.
- [26] *В.М. Аульченко, Б.О. Байбусинов, А.Е. Бондарь и др.* Электроника калориметра КМД-2, Препринт ИЯФ 92-28, Новосибирск, 1992.
- [27] *V.S. Fadin, E.A. Kuraev,* On radiative corrections to e^+e^- single photon annihilation at high energy, Sov. J. of Nucl. Phys., v.41, 1985, p.466.
- [28] *D.E. Groom, M. Aguilar-Benitez, C. Amsler et al.* Review of Particle Physics, The Eur. Phys. J., v.C15, 1 - 4, 2000, p.1.
- [29] *И.Б. Логашенко.* Измерение светимости для заходов ϕ -96, Меморандум КМД-2, 1998.
- [30] *V.V. Anashin, I.B. Vasserman, M.A. Vlasov et al.* The 75 kGs superconducting wiggler magnet for the electron-positron storage ring VEPP-2M, Preprint INP 84-123, Novosibirsk, 1984.
- [31] *Э.В. Анашкин, А.Е. Бондарь, Н.И. Габышев и др.* Моделирование детектора КМД-2, Препринт ИЯФ 99-1, Новосибирск, 1999.
- [32] *R. Brun.* GEANT3 User's guide, CERN DD/EE/84-1, Geneve, 1987.

Содержание

1 Введение	3
2 Детектор КМД-2	4
3 Критерии отбора и определение числа событий	5
4 Определение эффективности регистрации и радиационных поправок	13
4.1 Эффективность регистрации	13
4.2 Радиационные поправки	16
5 Вычисление сечения	18
6 Анализ систематических ошибок	21
7 Интерпретация результатов	22
8 Заключение	24
Приложения	24
A Пакет программ первичного моделирования событий $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0(\gamma)$	24
B Процедура определения эффективности реконструкции события и триггера на основе реальных событий	26
Литература	32

Э.В. Анашкин, В.М. Аульченко, Р.Р. Азметшин, В.Ш. Банзаров,
Л.М. Барков, С.Е. Бару, Н.С. Баштовой, Д.В. Бондарев, А.Е. Бондарь,
А.В. Брагин, Н.И. Габышев, Д.А. Горбачев, А.А. Гребенюк, Д.Н. Григорьев,
С.К. Дхаван, С.Г. Зверев, Ф.В. Игнатов, В.Ф. Казанин, С.В. Карпов,
И.А. Кооп, П.П. Кроковный, А.С. Кузьмин, Л.М. Курдадзе,
И.Б. Логашенко, П.А. Луккин, А.П. Лысенко, К.Ю. Михайлов,
И.Н. Нестеренко, В.С. Охалкин, А.А. Полунин, А.С. Попов, Б.Л. Робертс,
Н.И. Рот, А.А. Рубан, Н.М. Рыскулов, А.Л. Сибиданов, В.А. Сидоров,
А.Н. Скринский, В.П. Смахтин, И.Г. Снопков, Е.П. Солодов,
П.Ю. Степанов, А.И. Суханов, Д.А. Томпсон, Г.В. Федотович,
Б.И. Хазин, В.В. Хьюз, Д.В. Черняк, А.Г. Шамов, Ю.М. Шатунов,
Б.А. Шварц, С.И. Эйдельман, Ю.В. Юдин

**Измерение сечения процесса $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$
в области энергии $2E = 1.05 - 1.38$ ГэВ с детектором КМД-2**

R.R. Akhmetshin, E.V. Anashkin, V.M. Aulchenko, V.Sh. Banzarov,
L.M. Barkov, S.E. Baru, N.S. Bashtovoy, A.E. Bondar,
D.V. Bondarev, A.V. Bragin, D.V. Chernyak, S.K. Dhavan, S.I. Eidelman,
G.V. Fedotovitch, N.I. Gabyshev, D.A. Gorbachev, A.A. Grebeniuk,
D.N. Grigoriev, V.W. Hughes, F.V. Ignatov, S.V. Karpov,
V.F. Kazanin, B.I. Khazin, I.A. Koop, P.P. Krokovny,
L.M. Kurdadze, A.S. Kuzmin, I.B. Logashenko, P.A. Lukin,
A.P. Lysenko, K.Yu. Mikhailov, I.N. Nesterenko, V.S. Okhapkin,
A.A. Polunin, A.S. Popov, B.L. Roberts, N.I. Root, A.A. Ruban,
N.M. Ryskulov, A.G. Shamov, Yu.M. Shatunov, B.A. Shwartz,
A.L. Sibidanov, V.A. Sidorov, A.N. Skrinsky, V.P. Smakhtin,
I.G. Snopkov, E.P. Solodov, P.Yu. Stepanov, A.I. Sukhanov,
J.A. Thompson, Yu.V. Yudin, S.G. Zverev

**Cross-section measurement of the process $e^+e^- \rightarrow K_L^0 K_S^0$
in c.m. energy range $2E = 1.05 - 1.38$ GeV with CMD-2**

ИЯФ 2001-58

Ответственный за выпуск А.М. Кудрявцев

Работа поступила 30.08.2001 г.

Сдано в набор 3.09.2001 г.

Подписано в печать 3.09.2001 г.

Формат бумаги 60×90 1/16 Объем 2.8 печ.л., 2.3 уч.-изд.л.

Тираж 135 экз. Бесплатно. Заказ № 58

Обработано на IBM PC и отпечатано на
ротапринте ИЯФ им. Г.И. Будкера СО РАН

Новосибирск, 630090, пр. академика Лаврентьева, 11.