

**РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ПЕТЕРБУРГСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
им. Б.П.КОНСТАНТИНОВА**

УДК 539.12,539.1.074

На правах рукописи

Левченко Михаил Петрович

**Рождение резонансов в двухфотонных
взаимодействиях (детектор L3)**

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Гатчина-2005

Работа выполнена в Отделении физики высоких энергий Петербургского института ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук, с.н.с. В.А.Гордеев,
доктор физико-математических наук, с.н.с. В.А.Щегельский.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор М. Г. Рыскин,
доктор физико-математических наук, профессор Я.А. Бердников.

Ведущая организация: Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова.

Защита состоится " ____ " _____ 2005 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д-002.115.01 в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П.Константинова РАН по адресу:

188300, г. Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща, ПИЯФ РАН

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ПИЯФ РАН.

Автореферат разослан " ____ " _____ 2005 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

И.А. Митропольский

1. Общая характеристика работы.

Работа посвящена изучению образования связанного состояния из двух кварков в двухфотонном взаимодействии на основе анализа статистики, накопленной с помощью детектора L3 за 1997-2000 года.

Основная цель работы. Двухфотонное взаимодействие $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$, где γ^* - это квази-реальный фотон, излученный заряженной частицей, основной процесс, происходящий при соударении высокоэнергетичной электрон-позитронной пары. Электрон и позитрон излучают фотоны, которые взаимодействуют друг с другом, образуя конечное состояние X . Одно из возможных конечных состояний X - это кварк-антикварк пара. Двухфотонное конечное состояние X должно иметь положительную зарядовую четность $C = +1$, в отличие от аннигиляционных процессов $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z \rightarrow X$, где возможно рождение конечных состояний только с $C = -1$. Таким образом, исследование двухфотонных взаимодействий дает доступ к информации об эксклюзивном рождении $C = +1$ - мезонов. Основная цель работы - исследование конечных состояний в двухфотонных взаимодействиях и определение резонансных параметров рожденных мезонов.

Актуальность темы. В настоящий момент двухфотонная физика является собой активное и полное новых данных поле для исследований. Сечение двухфотонного взаимодействия возрастает с увеличением энергии сталкивающихся пучков электронов и позитронов как $\ln^2(E_b/m_e)$. Таким образом, становится возможным наблюдение и изучение конечных состояний с относительно низким сечением образования. Детальное изучение двухфотонных лептонных и адронных конечных состояний важно также потому, что эти процессы являются основным фоном при изучении конечных состояний, образующихся в аннигиляционных процессах и при поиске экзотических состояний.

Научная новизна работы. На основе анализа статистики, набранной с помощью детектора L3 в 1997-2000 гг., отобраны события, соответствующие процессу образования трехпионного конечного состояния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-\pi^0$. В процессе анализа данных была проведена идентификация частиц и проделан энергозависимый парциально-волновой анализ в области

масс $1.1 \leq M(\pi^+\pi^-\pi^0) \leq 2.2$ ГэВ. По результатам, полученным в процессе парциально-волнового анализа, выделены основные резонансные состояния, дающие вклад в образование трехпионного конечного состояния. В дополнении к доминирующему состоянию $a_2(1320)$, определены два тензорных изовекторных состояния $a_2(1700)$ и $a_2(2030)$, которые являются радиальными возбуждениями состояния $a_2(1320)$. Результаты анализа показали, что для полного описания данных необходимо присутствие 0^- – и 2^+ – волн. Для всех наблюдаемых состояний измерены произведения $\gamma\gamma$ -парциальных ширин и 3π -брэнчингов. При интегрированной светимости в 610 пб^{-1} , собранной при энергиях e^+e^- в центре масс от 181 ГэВ до 209 ГэВ, во всех возможных каналах распада произведены поиски псевдоскалярных мезонов η_c и η_b . Двухфотонная ширина η_c – мезона измерена с большей точностью, чем в предыдущих работах коллаборации. Использование новых данных позволяет уточнить значение двухфотонной ширины псевдоскалярного мезона η_c и уменьшить статистическую ошибку в два раза. В области ожидаемого рождения псевдоскалярного мезона η_b обнаружены шесть событий-кандидатов. Вычислена средневзвешенная инвариантная масса η_b , восстановленная на основе всех шести зарегистрированных кандидатов при ожидаемых 2,5 фоновых событиях. В работе дан верхний предел на полную двухфотонную ширину псевдоскалярного мезона η_b .

Практическая ценность работы. Образование резонансов со спином $S = 1$ подавлено для квази-реальных фотонов в соответствии с теоремой Ландау-Янга, в двухфотонных процессах, в основном, могут рождаться резонансные состояния с полным спином $J = 0$ или $J = 2$. Вместе с законом сохранения четности $C = +1$ это ведет к образованию нейтральных мезонов с $J^{PC} = 0^{++}$ или 2^{++} , используя спектроскопическую символику $^{2S+1}L_J$, где S, L и J – спин, орбитальный и полный угловой момент резонансного состояния соответственно. Эти состояния могут быть записаны как 1S_0 , 3P_0 , 3P_2 и 1D_2 состояния, включая их радиальные возбуждения. Экспериментальное исследование рождения резонансов интересно с нескольких точек зрения. Во-первых, из измерения полного сечения процесса может быть получена двухфотонная ширина. Полученные значения могут быть сравнены с теоретическими моделями. Во-вторых, на основе экспериментальных данных могут быть изучены фундаментальные свойства мезонов. К примеру, может быть проверено SU(3) смешивание при сравнении двухфотонной ширины псевдоскалярного мезона η и η' или тензорных мезонов f_2 и f_2' . В случае тензорных мезонов могут быть исследованы вклады состояний с различными спиральностями. В-третьих, изучение двухфотонных конечных состояний может привести к открытию новых, до сих пор незарегистрированных, резонансных состояний. С другой стороны, если известный резонанс, образование которого не запрещено, не

наблюдается в двухфотонных событиях, это говорит о том, что резонанс не может прямо распадаться в два фотона, как ожидается, к примеру, для глюбола.

Апробация работы. Основные результаты диссертационной работы докладывались на следующих конференциях:

- Photon 2001, Аскона, Швейцария, сентябрь 2001.
- Frontiers of Science “Charm and Beauty”, Фраскати, Италия, октябрь 2002.
- Photon 2003, Фраскати, Италия, апрель 2003.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из 5 глав, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации 88 страниц.

2. Краткое содержание диссертации.

Первая глава содержит краткое введение, касающееся двухфотонной физики и исследований на электрон-позитронных коллайдерах, включая LEP. Сформулированы основная цель работы и ее актуальность.

Вторая глава диссертации посвящена краткому обзору основ двухфотонной физики. Изложены исторические предпосылки возникновения этого направления в физике высоких энергий и элементарных частиц. Рассмотрены вопросы, касающиеся изучения двухфотонной физики на электрон-позитронных коллайдерах. Рассмотрены особенности процесса рождения резонансов и кинематика образования конечного состояния X в двухфотонных соударениях. Дано определение двухфотонной ширины. Приведены формулы для вычисления полного сечения рождения мезонов и адронных резонансов в двухфотонном соударении, а также обозначены основные направления экспериментальных исследований в этой области.

В 1970-х и 1980-х годах начали работать несколько e^+e^- – коллайдеров: DORIS и PETRA в Гамбурге, SPEAR и PEP в Стэнфорде, TRISTAN в КЕК и LEP в ЦЕРНе. Сечение двухфотонного взаимодействия возрастает с ростом энергий сталкивающихся пучков электронов и позитронов. Таким образом, становится возможным наблюдение и изучение конечных состояний с относительно низким сечением образования.

Два фотона, излученных в результате взаимодействия электрона и позитрона, взаимодействуют друг с другом. В результате их взаимодействия образуется конечное состояние X с положительной зарядовой четностью $C = +1$. Инвариантная масса двухфотонного конечного состояния m_x , в общем случае, заметно меньше инвариантной массы конечного состояния, которое образуется в результате процесса аннигиляции электрона и позитрона. В противоположность аннигиляционным процессам, двухфотонное взаимодействие характеризуется сечением, возрастающим с

увеличением энергии как $\alpha^4 \ln^2(E/m_e)$. Несмотря на высокую степень по константе тонкой структуры, этот процесс становится доминирующим при энергиях порядка несколько ГэВ. Так как фотоны излучаются практически параллельно направлению движения электрона и позитрона, и их энергия может быть не равна, то суммарное конечное состояние X тоже будет иметь вектор движения вдоль одного из пучков. Это является одним из главных отличий от аннигиляционных процессов.

Кинематика двухфотонной реакции полностью определяется четырехимпульсами начальных и конечных электронов и позитронов. Начальные электрон и позитрон имеют четырехимпульсы $p_1(E_1, \mathbf{p}_1)$ и $p_2(E_2, \mathbf{p}_2)$ соответственно, где $E_1=E_2=E_b$ – начальная энергия, импульсы $\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$ направлены вдоль оси \mathbf{z} в противоположных направлениях. Исходящие электрон и позитрон имеют четырехимпульсы $p'_1(E'_1, \mathbf{p}'_1)$ и $p'_2(E'_2, \mathbf{p}'_2)$ соответственно. Четырехимпульсы двух фотонов определяются как $q_1=p_1-p'_1$ и $q_2=p_2-p'_2$, четырехимпульс рожденного конечного состояния X , соответственно $k=q_1+q_2$.

Кинематика двухфотонной системы для данной энергии пучка E_b определяется пятью переменными: E'_1, E'_2 – энергиями рассеянных лептонов, полярными углами, рассеянных лептонов, по отношению к оси пучка q_1 и q_2 , и углом между плоскостями рассеянных электрона и позитрона - $\Delta\varphi$. Таким образом, в этих кинематических переменных, квадратичная масса фотона q_i^2 может быть записана как:

$$q_i^2 = -Q_i^2 = (p_i - p'_i)^2 = 2m_e^2 - 2E_b E'_i + 2\sqrt{E_b^2 - m_e^2} \sqrt{E_i'^2 - m_e^2} \cos q_i \cong -2E_b E'_i (1 - \cos q_i),$$

при $E'_i \gg m_e$.

Пренебрегая вкладом порядка m_e^2 , инвариантная масса двух фотонов $W_{\gamma\gamma}$ может быть вычислена как:

$$W_{gg}^2 = (q_1 + q_2)^2 \cong 4E_{g1}E_{g2} - 2E'_1E'_2(1 - \cos q_1 \cos q_2 - \sin q_1 \sin q_2 \cos j)$$

При $q_i^2 \ll m_e^2$ данное выражение приводится к

$$W_{gg}^2 \cong 4E_{g1}E_{g2}.$$

Фотоны в двухфотонном взаимодействии излучаются под очень небольшими углами по отношению к направлению пучка, порядка m_e/E . Энергетический спектр излученных фотонов является типичным для спектра тормозного излучения $1/E_\gamma$. Это приводит к тому, что электрон и позитрон продолжают свое движение, практически не изменив направления и энергии. Таким образом, двухфотонная система характеризуется

небольшой инвариантной массой конечного состояния и небольшим суммарным поперечным импульсом.

Двухфотонное взаимодействие можно рассматривать как двухступенчатый процесс. Первая часть, излучение двух фотонов, полностью описывается QED. Вторая- это, когда два фотона образуют конечное состояние X . Для большинства рождающихся состояний сечение рождения не может быть вычислено аналитически и, поэтому должно быть измерено. Элемент матрицы взаимодействия M для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ можно переписать как совокупность матричных элементов для двух e^+e^-g вершин и фотонных пропагаторов, а также матричного элемента M^{mm} , который будет описывать ggX вершину:

$$M = \frac{e^2}{q_1^2 q_2^2} \bar{u}(p'_1, s'_1) g_m u(p_1, s_1) \bar{u}(p_2, s_2) g_n u(p'_2, s'_2) M^{mn}.$$

Здесь $u(p, s)$ и $v(p, s)$ – Дираковские спиноры электрона и позитрона с четырехимпульсами p_i и спинами s_i соответственно.

Из этого выражения можно получить дифференциальное сечение взаимодействия, умножая квадрат матричного элемента на Лоренц-инвариантный фактор фазового пространства и поделив на входящий поток:

$$\sqrt{X_{e^+e^-}} = \sqrt{(p_1 p_2)^2 - p_1^2 p_2^2} \cong 2E_b^2.$$

После суммирования по всем возможным спиновым состояниям $s'_{1,2}$ вылетающих лептонов и усреднения по спиновым состояниям $s_{1,2}$ влетающих лептонов имеем:

$$ds_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \sum_{s, s'} |M|^2 (2p)^4 \frac{d^4(q_1 + q_2 - k)}{4\sqrt{X_{e^+e^-}}} \frac{d^3 \mathbf{p}'_1}{(2p)^3 2E'_1} \frac{d^3 \mathbf{p}'_2}{(2p)^3 2E'_2} d\Gamma,$$

где

$$d\Gamma = \sum_{spins(i)} \prod_i \frac{d^3 \mathbf{k}_i}{(2p)^3 2e_i} d^4(p_1 + p_2 - p'_1 - p'_2 - \sum_i k_i)$$

- это Лоренц-инвариантный элемент фазового пространства для конечного состояния X состоящего из n частиц с энергиями e_i и импульсами \mathbf{k}_i .

В каждой из двух вершин может быть проделано суммирование по спинам конечных частиц и усреднение по спиновым состояниям входящих частиц:

$$\begin{aligned} L_i^{nk} &= \frac{1}{2} \sum_{s, s'} [\bar{u}(p', s') g^m u(p, s)] [\bar{u}(p, s) g^k u(p', s')] \\ &= q_i^2 g^{nk} + 2(p_i^m p_i'^k + p_i^k p_i'^m). \end{aligned}$$

Полагая, что $r_i^{nk} = L_i^{nk} / (-q_i^2)$, получаем дифференциальное сечение взаимодействия:

$$dS_{e^+e^- \rightarrow e^+e^-X} = \frac{a^2}{q_1^2 q_2^2} \frac{d^4(q_1 + q_2 - k)}{4\sqrt{X_{e^+e^-}}} r_1^{mm'} r_2^{nn'} M_m M_{m'n'}^* \frac{d^3 \mathbf{p}'_1}{E'_1} \frac{d^3 \mathbf{p}'_2}{E'_2} d\Gamma,$$

где $a = e^2 / 4p \cong 1/137$ – константа электромагнитного взаимодействия.

Для двух (квази-) реальных фотонов, полное сечение процесса $e^+e^- @ e^+e^-R$ может быть вычислено, в рамках QED – квантовой электродинамики, с использованием двух параметров: полной ширины распада резонанса G_R и двухфотонной ширины распада $G_{gg}(R)$. Двухфотонная ширина – парциальная ширина распада на два фотона, связана с брэнчингом (вероятности распада в данном канале) $BR(R \rightarrow \gamma\gamma)$ в распаде резонансного состояния в два реальных фотона и полной шириной резонанса соотношением $G_{gg}(R) = BR(R \rightarrow \gamma\gamma) G_R$. Учитывая это выражение, можно записать двухфотонную ширину следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma_{gg}(R) &= \frac{1}{32p^2 M_R^2} \int \sum_{I_1 I_2} |M_{I_1 I_2}|^2 |\mathbf{p}_g| d\Omega_g \\ &= \frac{1}{32p^2 M_R^2} \frac{1}{2J+1} \sum_{I_1 I_2} |M_{I_1 I_2}|^2. \end{aligned}$$

Сечение $\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow R}$ в системе центра масс двух фотонов записывается в виде:

$$\begin{aligned} s_{gg \rightarrow R} &= \frac{(2p)^4}{4\sqrt{X_{gg}}} \int d^4(q_1 + q_2 - p_R) \frac{1}{4} \sum_{I_1 I_2} |M_{I_1 I_2}|^2 \frac{d^3 \mathbf{p}_R}{(2p)^3 2M_R} \\ &\cong 8p^2 \frac{(2J+1)\Gamma_{gg}(R)}{M_R} d(k^2 - M_R^2), \end{aligned}$$

где \mathbf{p}_R и M_R являются моментом и массой резонанса R , соответственно. После замены неизвестного матричного элемента M на двухфотонную ширину и использования выражения для двухфотонной ширины, остается только один свободный параметр – G_{gg} . В случае когда ширина резонанса не является пренебрежимо малой, δ -функция заменяется на функцию Брейта-Вигнера:

$$\lim_{\Gamma_r \rightarrow 0} \frac{1}{p} \frac{M_R \Gamma_R}{(k^2 - M_R^2)^2 + M_R^2 \Gamma_R^2} = d(k^2 - M_R^2).$$

В работе Ф. Лоу было показано, что в приближении, когда оба фотона являются почти реальными, полное сечение $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R)$ может быть сведено к формулам:

$$S(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = 16a^2 \ln^2\left(\frac{E_b}{m_e}\right) \frac{(2J+1)\Gamma_{gg}(R)}{M_R^3} f\left(\frac{M_R}{E_b}\right)$$

где

$$f(x) = (2+x^2)^2 \ln\left(\frac{1}{x}\right) - (1-x^2)(3+x^2) \cong 4 \ln\left(\frac{1}{x}\right) - 3.$$

Это приближение иллюстрирует то, что полное сечение логарифмически зависит от энергии электрон-позитронного пучка. Исходя из массовой зависимости M_R^{-3} , видно, что данный процесс сильно предрасположен к рождению легких резонансных состояний.

Третья глава посвящена описанию коллайдера LEP и рассмотрению установки L3. Изложен принцип действия и устройство основных субдетекторов L3, используемых при регистрации двухфотонных событий: центрального трекового детектора, электромагнитного калориметра и адронного калориметра. Приведены основные характеристики этих детекторов – энергетическое разрешение электромагнитного калориметра, разрешение по поперечному импульсу центрального трекового детектора. Подробно описан процесс детектирования заряженных частиц в центральной трековой системе. Рассмотрены особенности триггерной системы, порядок записи и обработки экспериментальных данных. Дано описание процесса моделирования данных программой Монте Карло.

Четвертая глава посвящена описанию процесса отбора событий и идентификации частиц. Приведены наиболее характерные критерии отбора, использованные при выделении двухфотонных событий и идентификации электронов, π -мезонов, ρ -мезонов и других частиц.

События для процесса типа $e^+e^- @ e^+e^-\gamma^*\gamma^* @ e^+e^-R$, где R – резонансное состояние, отбираются путем реконструкции продуктов распада данного состояния в детекторе. Иногда возможна регистрация рассеянных электронов и позитронов из сталкивающихся пучков, но при исследовании эксклюзивных конечных состояний эти процессы не столь интересны.

Базовая селекция двухфотонных событий для большинства каналов, изучаемых с помощью детектора L3 приблизительно одинакова. Основная цель предварительной селекции двухфотонных событий - уменьшить объем данных путем отсеивания всех остальных типов событий. Двухфотонные конечные состояния включают в себя только небольшое количество заряженных частиц и фотонов с энергией заметно меньшей по сравнению с энергией пучка. Критерии отбора, используемые в процессе преселекции в основном достаточно слабые, для того, чтобы оставить возможность усилить их на более позднем этапе, когда уже отбираются конкретные двухфотонные конечные состояния.

В процессе предварительной селекции определяются основные объекты двухфотонного события: треки заряженных частиц и энергетические потери в электромагнитном калориметре.

После того как проведена предварительная селекция, необходимо отобрать события, соответствующие конкретным физическим каналам, в которых анализируемое резонансное состояние имеет достаточно большую вероятность распасться.

Эффективность селекции определяется как отношение количества сгенерированных событий процедурой Монте Карло, прошедших весь процесс отбора, к полному количеству событий, использованных при генерации процедурой Монте Карло, для каждого изучаемого канала.

Эффективность отбора зависит от энергии пучка, использованной при наборе данных. Ее значение изменяется не больше чем на 10% в промежутке энергий от $\sqrt{s}=189$ ГэВ до $\sqrt{s}=206$ ГэВ. Таким образом, при анализе используется взвешенное среднее значение эффективности для каждого канала. Разрешение детектора также восстанавливается на основе Монте Карло для различных энергий пучка.

Пятая глава посвящена изучению конкретных физических каналов в двухфотонных соударениях. Дан краткий обзор исследованных конечных состояний на установке L3. Приведены результаты анализа конечных состояний: $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p^+p^0$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_b$. Рассмотрены результаты по отдельным эксклюзивным каналам при определении резонансных параметров, полного и парциального сечения взаимодействия. В разделах, посвященных исследованию рождения η_c , η_b – мезонов, проведено усреднение результатов по всем возможным эксклюзивным каналам распада данных мезонов. Проведено сравнение со среднемировыми значениями и теоретическими предсказаниями.

С 1997 по 2000 год на установке L3 в CERN было получено большое количество данных, и это дало возможность изучать различные двухфотонные каналы на основе большой статистики. С помощью этих данных стало возможно определить с большой точностью параметры резонансных состояний - массу, ширину и двухфотонную ширину резонансов.

Был произведен анализ конечного состояния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-p^+p^0$. Результаты исследования этого конечного состояния уже были опубликованы коллаборацией L3. Анализ, представленный в этой публикации, был произведен на 793 событиях. В диссертации используется уже статистика из 18000 двухфотонных событий в трехпионном конечном состоянии, что позволяет определить резонансные параметры рождающихся мезонов с гораздо большей точностью.

При отборе трехпионного конечного состояния требуется, чтобы в событии присутствовало два трека от заряженных частиц с противоположными зарядами и два фотона.

В отобранных событиях p^+p^0 могут присутствовать несколько типов фоновых событий:

- Во-первых, источником фоновых событий могут быть эксклюзивные события с двумя заряженными частицами и двумя ложными фотонами. Сечение образования конечного состояния с двумя заряженными частицами достаточно велико и поэтому количество событий с дополнительными двумя ложными сигналами не так незначительно. В этом случае полный поперечный импульс заряженных частиц $P_t^c = |\vec{p}_t^c|$ практически равен нулю. Поэтому, с целью уменьшения вклада этих фоновых событий применяется критерий отбора по полному поперечному импульсу заряженных частиц $P_t^c > 0.05$ ГэВ.
- Во-вторых, события, в которых регистрируются ложные p^0 . Зарегистрированные фотонные кандидаты могут быть шумовыми сигналами или принадлежать разным p^0 .
- В-третьих, инклюзивные конечные состояния, в которых одна или несколько частиц остались незарегистрированными. Этот тип фоновых событий может быть уменьшен путем применения критерия отбора по полному поперечному импульсу конечного состояния $P_t < 0.01$ ГэВ, где $P_t = |\vec{p}_t|$ суммарный поперечный импульс трехпионной системы. Фоновые события доминируют при малых двухфотонных массах, но их вклад снижается до уровня 10% для трехпионных масс, больших чем 1.2 ГэВ.

На основе массовых распределений можно получить общую картину о том, что происходит в данном канале, но определить с достаточной точностью резонансные параметры образованных в результате взаимодействия частиц достаточно сложно. Этому мешает сложная резонансная структура канала, а также достаточно большой уровень нерезонансных событий.

Таким образом, одним из способов решения этой проблемы является парциально-волновой анализ на основе приближения K -матрицы, который позволит разобраться в том, какие процессы были задействованы в данном канале. Анализ основан на методе выделения ведущих сингулярностей, который был предложен в работе В. Анисовича.

Для этого вводится амплитуда двухфотонного взаимодействия:

$$A = \sum_i e_m^{(1)} e_n^{(2)} A_{mm}^i.$$

Здесь e_μ – векторы поляризации фотонов и индекс i описывает три возможные спиновые комбинации (скаляр, вектор и тензор) двухфотонной системы.

Сечение процесса перехода двух фотонов в три пиона в системе центра масс $\gamma\gamma$ равно:

$$dS = \frac{(2p)^4}{2s} [|A|^2 + BG] d\Phi(P, k_1, k_2, k_3),$$

где P - полный импульс двухфотонной системы ($P^2 = s = W_{\gamma\gamma}^2$), k_i - импульс пиона, а BG - вклад фоновых событий.

На основе четырех-векторов каждого события “ j ”, конструируется функция максимального правдоподобия:

$$L = \frac{1}{S_{tot}} \prod_j \frac{dS_j}{d\Phi} = \frac{1}{\sum_n^{MC} dS_n} \prod \frac{dS_j}{d\Phi},$$

где σ_{tot} – сечение, интегрированное по фазовому объему, рассчитанное как сумма всех событий, генерированных программой Монте Карло, которые прошли через процедуру полной селекции.

Все параметры каждого резонансного состояния R , такие как массы, ширины и другие, а также параметры полиномиального фона, подбираются для минимизирования функции максимального правдоподобия $-\ln L$. После этого различные конечные состояния идентифицируются в процессе энергетически-зависимого парциально-волнового анализа, который рассматривает физический процесс как каскадный распад, $R \rightarrow R'p$, и принимает во внимание интерференцию между различными амплитудами. Массы и ширины резонансных состояний, рожденных в $\gamma\gamma$ - канале, определенные как полюс амплитуды рассеяния, также определяются в результате анализа, как и вероятности для распадов в различные $R'p$ -каналы. Для всех обнаруженных состояний двухфотонная ширина $\Gamma_{\gamma\gamma}$ получена на основе измеренного сечения взаимодействия. Для резонансных состояний с квантовыми числами 2^{++} двухфотонная ширина может быть определена, как отношение между вкладами двух фотонов в S и D - волновые начальные состояния.

Так как трехпионное конечное состояние имеет отрицательную G - четность, только изовекторные состояния $q\bar{q}$ системы могут рождаться в реакции $\gamma\gamma \rightarrow p^+ p^- p^0$. Благодаря сохранению C - четности в $\pi^+\pi^-$ канале, могут возникать нейтральные состояния $f, q\bar{q}$ ($J^{PC} = 0^{++}, 2^{++}, 4^{++} \dots$). Принимая во внимание каскадный распад $R \rightarrow R'p$, только состояния ($J^{PC} = 1^-, 3^-, \dots$) не запрещены в канале $p^+ p^0$.

При рассмотрении различных двухпионных комбинаций в двухфотонном конечном состоянии $\gamma\gamma \rightarrow p^+ p^- p^0$ виден явный вклад

промежуточных резонансных состояний $\rho(770)$ и $f_2(1270)$. В данном случае нет особой необходимости вводить дополнительные вклады от резонансов $\rho_3(1690)$ или $\rho(1770)$, но в тоже время для описания экспериментальных данных необходимо учитывать вклад от состояния с большой шириной $\rho(1450)$. Из массовых распределений видно, что сигналы от узких f – состояний $f_0(980)$ и $f_0(1500)$ практически отсутствуют. Когда эти резонансные состояния были включены в анализ, результат показал, что их вклад пренебрежимо мал, и они были исключены из конечного решения. Как широкая компонента была включена амплитуда $pp \rightarrow pp S$ – волны, дающая вклад в массовом промежутке от порога образования двух пионов до 2 ГэВ.

В результате оказалось, что для описания всех двухпионных состояний и угловых распределений на всем интервале двухфотонных энергий $W_{\gamma\gamma}$, необходимо три тензорных состояния $a_2(1320)$, $a_2(1700)$ и $a_2(2030)$, а также псевдоскаляр, который можно отождествить с состоянием $\pi(1300)$, и состояние 2^+ , рождающееся при больших двухфотонных массах $W_{\gamma\gamma}$. Эта гипотеза дает хорошее описание для трехпионного массового распределения.

Таблица 1: Массы, ширины и величина $\Gamma_{\gamma\gamma} \times \text{Br}(3\pi)$ для наблюдаемых резонансных состояний. Названия резонансов взяты из PDG.

*) - 2^+ сигнал зафиксирован как $\pi_2(1670)$ с резонансными параметрами, взятыми из PDG.

Резонанс	М(МэВ)	Γ (МэВ)	$\Gamma_{\gamma\gamma} \text{Br}(3\pi)$ (кэВ)
$a_2(1320)$	$1300 \pm 2 \pm 4$	$126 \pm 6 \pm 20$	$0.65 \pm 0.02 \pm 0.02$
$a_2(1700)$	$1722 \pm 9 \pm 15$	$340 \pm 20 \pm 20$	$0.37 \pm 0.12 \pm 0.10$
$a_2(2030)$	$2050 \pm 10 \pm 40$	$200 \pm 22 \pm 100$	$0.11 \pm 0.04 \pm 0.05$
$\pi(1300)$	$1345 \pm 8 \pm 10$	$260 \pm 20 \pm 30$	≤ 0.8 (.95 CL)
2^+	$1860 \pm 12 \pm 10$	$360 \pm 30 \pm 40$	$0.15 \pm 0.03 \pm 0.05$
$\pi_2(1670)^*$	1670	260	≤ 0.1 (.95 CL)

Если попытаться исключить какие-нибудь резонансные состояния из конечного решения, то модель перестает описывать угловые распределения и вероятности распадов для $a_2(1320)$, $f_2(1270)$, $\rho(1450)$ принимают слишком большие значения. Для того чтобы изучить стабильность конечного решения добавлялись один за другим резонансные состояния с различными квантовыми числами, но ни одно из этих состояний не дало значительного эффекта.

Массы и ширины всех исследованных резонансных состояний, полученных с помощью фитирования конечного решения, представлены в

таблице 1. Вклад этих резонансов в сечение взаимодействия достаточно стабилен во всех опробованных фитах. На основе полученных сечений для каждого из использованного в конечном решении резонансного состояния была измерена с большой точностью двухфотонная ширина (таблица 1).

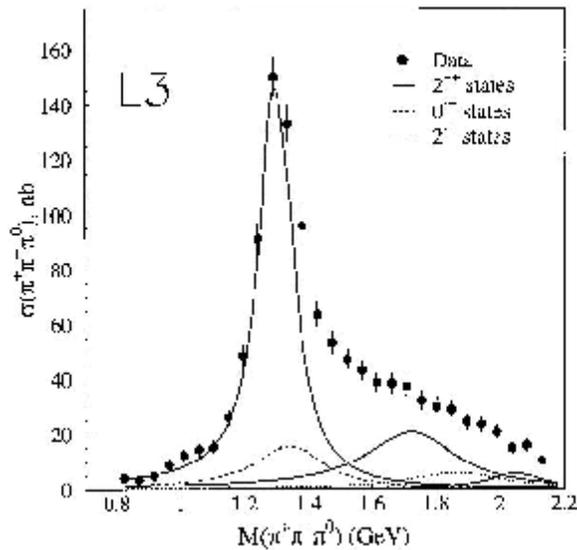


Рисунок 1: Вклады резонансных состояний в сечение. Полное сечение для процесса $\gamma\gamma \rightarrow p^+ p^- p^0$ вычислено для $P_t < 0.1$ ГэВ и отображено в виде точек с ошибками. Сплошные линии соответствуют трем 2^{++} состояниям, пунктир – 0^{++} , а точечная линия соответствует вкладу 2^{-} – состояния.

Все индивидуальные вклады выше перечисленных резонансов в сечение взаимодействия $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$ отображены на рисунке 1. Квадрат суммы амплитуд немного отличается от полного сечения, но это объясняется интерференцией между состояниями 2^{++} . Значения масс резонансов, полученные с помощью модельных расчетов, скорректированы для того, чтобы учитывать инструментальные эффекты, полученные на основе процедуры Монте Карло. После проведения данной коррекции произошло уменьшение массы $a_2(1320)$ – мезона на 1 МэВ, а также смещение массы $a_2(2030)$ – мезона на 6 МэВ вниз. Экспериментальное разрешение при измерениях масс, полученное из процедуры Монте Карло, оказалось равно 5-6 МэВ и не влияло на измерение ширины резонансов.

В случае чармониевой системы ($c\bar{c}$), возможные состояния, которые могут быть образованы при взаимодействии двух квази-реальных фотонов это 0^{-+} , 0^{++} , 2^{++} . Наличие новых экспериментальных данных за период 1997-2000 гг. дало возможность провести дополнительные исследования чармониевой системы на основе большей статистики с целью проверить данные предыдущей публикации и улучшить существующие значения для резонансных параметров мезонов и их двухфотонных ширин.

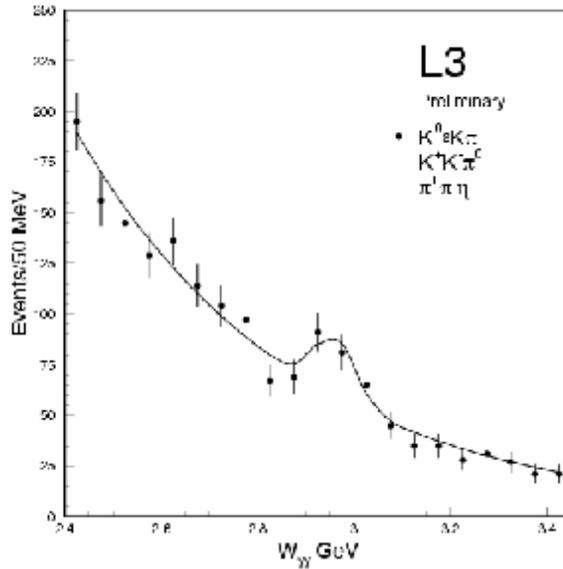


Рисунок 2: Массовое распределение отобранных событий для наиболее статистически значимых каналов распада η_c , после того как были применены все критерии отбора.

Массовое распределение статистически наиболее значимых каналов представлено на рисунке 2. Аппроксимация полученного спектра в области масс $2.0 \text{ ГэВ} < M_{\gamma\gamma} < 4.0 \text{ ГэВ}$ с экспоненциальным описанием фона и гауссианом, использованным для описания резонансного сигнала, дала значения для массы и ширины η_c : $M(\eta_c) = 2.965 \pm 0.017 \text{ ГэВ}$, что соответствует мировому значению $2.979 \pm 0.002 \text{ ГэВ}$ [PDG] и ширины $\sigma = 84 \pm 12 \text{ МэВ}$, что соответствует значению, полученному на основе процедуры Монте Карло – 82 МэВ.

Полная информация о разрешающей способности установки L3 представлена в таблице 2.

Таблица 2: Результаты исследования разрешающей способности детектора L3. В таблице представлены значения для массы и ширины резонанса, полученные на основе данных и Монте Карло.

Channel	$M_{\text{MC}} (\eta_c) [\text{GeV}]$	$\sigma_{\text{MC}} [\text{GeV}]$	$M_{\text{data}} (\eta_c) [\text{GeV}]$	$\sigma_{\text{data}} [\text{GeV}]$
$\eta_c \rightarrow 1\pi$	2.954	0.083		
$\eta_c \rightarrow 2\pi 2K$	2.957 ± 0.002	0.086 ± 0.002	2.959 ± 0.011	0.092 ± 0.019
$\eta_c \rightarrow 1K$	2.963	0.057		
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta(\gamma\gamma)$	2.965 ± 0.003	0.077 ± 0.003	2.973 ± 0.025	0.067 ± 0.017
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	2.963	0.064		
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	2.961 ± 0.002	0.083 ± 0.002	2.965 ± 0.017	0.092 ± 0.011
$\eta_c \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+$	2.975 ± 0.003	0.082 ± 0.003	2.956 ± 0.022	0.064 ± 0.022
$\eta_c \rightarrow \rho^+ \rho^-$	2.966 ± 0.005	0.074 ± 0.005	2.957 ± 0.024	0.071 ± 0.033
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta'(\rho^+ \rho^-)$	2.961	0.081		
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta'(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	2.954	0.071	—	—

В случае ботомиевой системы ($b\bar{b}$) возможные состояния, которые могут быть образованы при взаимодействии двух квази-реальных фотонов, - это 0^+ , 0^{++} , 2^{++} . В частности, это соответствует $\eta_b(??)$ - мезону. Рассмотрение остальных состояний не столь интересно, так как статистика в столь высокоэнергетической области очень мала и детектирование остальных резонансных состояний становится попросту невозможным.

Из теоретических расчетов следует, что масса η_b - мезона должна лежать в промежутке от 9.0 ГэВ до 10 ГэВ, а двухфотонная ширина должна быть равна $\Gamma_{\gamma\gamma} = 500 \pm 85$ эВ.

Так как η_b , с точки зрения физических каналов, ничем особо не отличается от η_c , то для исследования этого резонансного состояния может быть использована процедура, аналогичная поискам η_c . Использование той же самой методики и аппарата селекции, позволяет быть уверенным в том, что, не смотря на малую статистику, не будет допущено грубых ошибок в анализе данных в этой высокоэнергетической области.

Таким образом, было получено конечное распределение (рисунок 3). На этом массовом распределении видно, что в массовом спектре присутствует сильный сигнал, который не относится к резонансному рождению η_b - мезона. В области двухфотонных масс 9.0-10.0 ГэВ, в которой было теоретически предсказано рождение η_b мезона, было обнаружено несколько событий кандидатов, которые могут быть отождествлены с процессом рождения η_b - мезона (таблица 3).

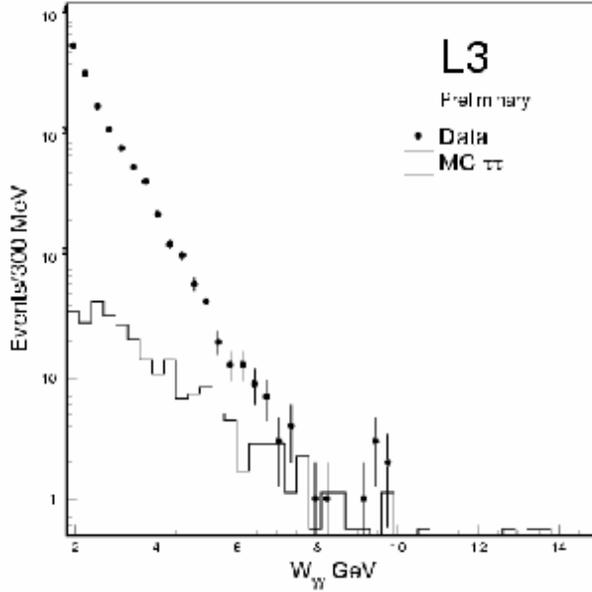


Рисунок 3: Конечное распределение, полученное после суммирования всех каналов рождения η_b мезона. Сплошной линией представлен фон от процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$, полученного на основе Монте Карло.

Сечение двухфотонных процессов вычисляется на основе формулы:

$$s_i = \frac{N}{\epsilon L}$$

Здесь ϵ – полная эффективность в канале i , $L = 610 \text{ пб}^{-1}$ – интегрированная светимость для отобранных данных при энергиях в центре масс от $\sqrt{s} = 189 \text{ ГэВ}$ до $\sqrt{s} = 206 \text{ ГэВ}$, N – количество отобранных событий.

На основе измеренного сечения взаимодействия можно получить значение двухфотонной ширины $\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-R) = k\Gamma_{\gamma\gamma}$, где используется фактор k , полученный на основе Монте Карло.

В тех случаях, когда в каждом канале распада резонансный сигнал не обладает очень большой статистикой, то более корректные и точные значения двухфотонной ширины можно получить, проведя на основе функции максимального правдоподобия комбинированный по событиям

фит. Этот фит учитывает вклады от всех каналов распада с соответствующими им весами, уровнями фоновых событий, эффективностями и вероятностями распада в канале.

Таблица 3: Массы кандидатов в различных исследованных каналах. Левая колонка представляет собой массы кандидатов, полученные в приближении, когда все заряженные частицы считаются пионами; правая колонка соответствует случаю, когда масса кандидата определяется как среднее на основе всех возможных π/K комбинаций. Ошибки соответствуют разрешению детектора и неопределенностям в отождествлении частиц, полученных с помощью процедуры Монте Карло.

Канал распада	Масса (π гипотеза) [ГэВ]	Восстановленная масса [ГэВ]
$K^+K\pi$	9.46	9.52 ± 0.30
	9.11	9.17 ± 0.30
4 трека	9.89	10.02 ± 0.32
$\pi^+\pi^-\eta'$	9.35	9.35 ± 0.30
4 трека π^0	----	-----
6 треков	9.39	9.70 ± 0.34
6 треков π^0	9.89	10.21 ± 0.34
Среднее	----	9.51 ± 0.40

Фон, сопутствующий рождению мезонов, обычно имеет экспоненциальную форму. Исходя из этого, можно аппроксимировать одновременно все спектры суммой нормированных экспоненциальных функций, описывающих фоновые события $b_i(x)$ и гауссианов, описывающих сигнал $g_i(x)$, где индекс i соответствует номеру канала распада мезона.

здесь p_i – отношение количества сигнальных событий S_i к количеству событий в массовом спектре i . Экспоненциальный фон может варьироваться для каждого спектра.

Результаты анализа для всех исследованных каналов рождения η_c – мезона показаны в таблице 4.

В случае с η_b - мезоном, метод максимального правдоподобия не может дать точное решение, потому что нет четкого резонансного сигнала, и в результате этого зарегистрированные кандидаты могут оказаться лишь статистическими флуктуациями. Если рассмотреть этот процесс совместно с фоновыми событиями, как распределенный по Пуассону, то можно определить верхние пределы на сигнал и распределение его вероятностей.

Таблица 4: Результаты анализа для всех исследованных каналов рождения η_c – мезона и их сравнение с предыдущими результатами, полученными на установке L3.

Channel	BR[%]	ϵ_{L3} [%]	$\Gamma_{\eta_c}^{2\gamma}$ [GeV]	ϵ [%]	Γ_{η_c} [GeV]	\bar{N}_{η_c}
$\eta_c \rightarrow 4\pi$	1.2	4.9/4.1	$< 28/24 < 36$	4.4%	—	—
$\eta_c \rightarrow 2\pi 2K$	2.0	3.2/4.5	$10 = 8/10 \pm 10$	2.52 ± 0.09	4.51	1.17
$\eta_c \rightarrow 4K$	2.7	—	—	1.30 ± 0.03	—	—
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta(\gamma\gamma)$	1.3	3.3/3.9	$7.1^{+1.7}_{-2.4}$	3.81 ± 0.15	4.10	1.06
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta(\pi^+ \pi^- \pi^0)$	0.8	1.6/1.3	$< 16/15 < 18$	0.9	4.13	4.08
$\eta_c \rightarrow K^+ K^- \pi^0$	6.9	2.6/4.3	$21^{+12}_{-17} < 34$	4.90 ± 0.08	8.00	3.42
$\eta_c \rightarrow K_s^0 K^+ \pi^-$	1.3	3.1/3.0	$5.4^{+3.8}_{-3.4} / 5.5^{+3.7}_{-3.2}$	2.20 ± 0.05	8.09	3.58
$\eta_c \rightarrow \rho^+ \rho^-$	1.7	0.5/0.0	$< 23/24 < 27$	0.32 ± 0.03	4.73	4.21
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma(\rho^+ \rho^-)$	6.8	3.0/2.5	$16^{+10}_{-10} < 29$	0.41	11.43	7.22
$\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma(\pi^+ \pi^- \eta)$	0.5	2.5/2.5	$7^{+4}_{-4} < 12$	1.21	—	1

Таким образом, верхние пределы для соответствующих событий кандидатов были рассчитаны для доверительной вероятности CL = 95%. Результаты даны в таблице 5.

Таблица 5: Финальные оценки уровня фоновых событий, а также верхние пределы на значение двух фотонной ширины полученные в процессе исследования рождения η_c мезона на установке L3.

Channel	No. of cand.	Total BG	$\tau\tau$ BG	$\Gamma_{\eta_c} \times BR$ Upper lim. [GeV]
$K^+ K^- \pi^0$	2	0.025	0.34 ± 0.03	< 2.83
4tr	2	0.21	0.04 ± 0.01	< 0.21
$\pi^+ \pi^- \gamma'$	1	0.01	0.04 ± 0.04	< 3.00
4tr + π^0	0	0.85	0.04 ± 0.04	< 0.50
3tr	1	0.31	0.34 ± 0.05	< 0.33
3tr + π^0	1	0.14	0.15 ± 0.06	< 5.50
Total	6	1.54	0.95 ± 0.06	< 0.20

Заключение содержит основные результаты проделанной работы.

Основные результаты

- На основе анализа статистики, набранной с помощью детектора L3 в 1997-2000 гг., отобраны события, соответствующие процессу образования трехпионного конечного состояния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^0$.
- В процессе анализа данных проведена идентификация частиц и проделан энергозависимый парциально-волновой анализ в области масс $1.1 \leq M(\pi^+\pi^0) \leq 2.2$ ГэВ.
- По результатам, полученным в процессе парциально-волнового анализа, выделены основные резонансные состояния, дающие вклад в образование трехпионного конечного состояния. В дополнении к доминирующему состоянию $a_2(1320)$, определены два тензорных изовекторных состояния $a_2(1700)$ и $a_2(2030)$, которые являются радиальными возбуждениями состояния $a_2(1320)$. Анализ данных показал, что для полного описания трехпионного конечного состояния необходимо присутствие 0^+ и 2^+ волн.
- Для всех наблюдаемых состояний измерены произведения $\gamma\gamma$ - парциальных ширин и 3π - брэнчингов.
- Измерена с большей точностью, чем это было сделано в предыдущих работах коллаборации, двухфотонная ширина псевдоскалярного мезона η_c :
 $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c) = 6.19 \pm 0.87$ (stat) ± 0.8 (sys) ± 2.0 (BR) кэВ.
Использование новых данных позволило уточнить значение двухфотонной ширины псевдоскалярного мезона η_c и уменьшить статистическую ошибку в два раза.
- В области ожидаемого рождения псевдоскалярного мезона η_b обнаружены шесть событий-кандидатов. Средневзвешенная инвариантная масса η_b , восстановленная на основе всех шести зарегистрированных кандидатов при ожидаемых 2.5 фоновых событиях, равна 9.51 ± 0.30 ГэВ. В работе дан верхний предел на полную двухфотонную ширину псевдоскалярного мезона η_b - 0.2 кэВ.

По теме диссертации опубликованы следующие работы:

1. L3 Collab., M.Acciarri, ..., M.Levchenko, ... et al., "Total Cross Section in gamma gamma Collisions at LEP", Physics Letters B, Volume 519, Issue 1-2, 2001, pp. 33-45.
2. M. Levchenko, "The analysis of 3 pion production in two-photon collision", World Scientific, Proceedings of the international conference "Photon 2001" P. 235-240. (2002);
3. M. Levchenko, "The analysis of 3 pion production in two-photon collision", L3 Note №2798 (2004)
4. V.A Schegelsky, A.V. Sarantsev, A.V. Anisovich, M.P. Levchenko, "The analysis of 3 pion production in two-photon collision", ПИЯФ 2005-2606(Gatchina 2005).
5. M. Levchenko, "Heavy quark Pseudoscalar Formation in Two-Photon Collisions at LEP", Proceedings of the international conference "Charm and Beauty"(october 2002).
6. M. Levchenko, "Heavy quark Pseudoscalar Formation in Two-Photon Collisions at LEP", Nuclear Physics B, 126 (2004) 260-265;
7. M. Levchenko, "Heavy quark Pseudoscalar Formation in Two-Photon Collisions at LEP", L3 note 2773 (2004).