

ДВУХФОТОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА УСКОРИТЕЛЕ LEP

В. Н. Поздняков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены экспериментальные результаты изучения двухфотонных взаимодействий на ускорителе LEP (ЦЕРН). Экспериментальные условия позволили исследовать весь спектр физики взаимодействия двух фотонов — от рождения лептонных пар в столкновениях квазиреальных фотонов до взаимодействий высоковиртуальных фотонов.

Experimental results of studies of two-photon interactions at LEP (CERN) are presented. Experimental conditions allowed to investigate wide spectrum of the interactions of two photons — starting from lepton pairs produced in collisions of quasi-real photons to interactions of high-virtual photons.

PACS: 13.40.-f, 13.66.De

ВВЕДЕНИЕ

Данная работа представляет обзор полученных на ускорителе LEP экспериментальных результатов по изучению взаимодействия фотонов. Обобщенная диаграмма реакции ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$) приведена на рис. 1 [1]. Налетающие электроны¹ испускают виртуальные фотоны, которые, вследствие «принципа неопределенности», флуктуируют в некоторое промежуточное состояние — $\bar{l}l/q\bar{q}$ -пару или кварк-глюонную систему. Двухфотонное взаимодействие может быть представлено, например, как рассеяние одного из фотонов на лептоне промежуточного состояния, образованного другим фотоном. Диаграммы $\gamma\gamma$ -взаимодействий будут приведены ниже.

Для описания $\gamma\gamma$ -взаимодействий используются следующие кинематические переменные (рис. 1):

- p_i — четырехимпульс налетающих электронов; E_{beam} — энергия и s — квадрат суммарной энергии электронов в системе центра масс;
- p'_i, θ'_i — четырехимпульс и полярный угол рассеянных электронов;
- q_i — четырехимпульс виртуальных фотонов. Далее в работе одной из основных переменных будет $Q_i^2 = -q_i^2$, являющаяся мерой виртуальности фотона;
- W — инвариантная масса взаимодействующих фотонов.

Фотон-фотонное рассеяние характеризуется следующими кинематическими и топологическими особенностями. Полное сечение двухфотонных взаимодействий растет как $\ln^2(s)$ и уже в области энергий сталкивающихся электронов порядка 1 ГэВ полное сечение рождения, например, $\mu^+\mu^-$ в процессе двухфотонного обмена становится больше сечения образования мюонной пары в e^+e^- -аннигиляции [2]. Однако зависимость сечения

¹В рамках настоящей работы термин «электрон» используется для обозначения электронов и позитронов встречных пучков ускорителя LEP. В обозначениях размерностей величин предполагается $c = \hbar = 1$.

$\gamma\gamma$ -взаимодействий от инвариантной массы ($1/W^2$) затрудняет регистрацию значительной части двухфотонных реакций — энергия рожденных частиц мала для их детектирования.

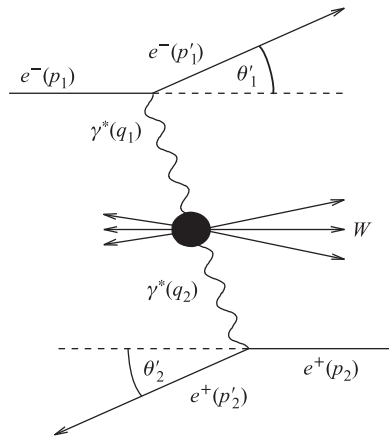


Рис. 1. Диаграмма фотон-фотонного рассеяния [1]

Кроме того, $\gamma\gamma$ -система движется (преимущественно) вдоль оси сталкивающихся пучков электронов, и рожденные во взаимодействии фотонов частицы оказываются «прижатыми» к этой оси. В результате в зарегистрированных событиях некоторая часть рожденных частиц оказывается потерянной вследствие ограниченности акцептанса экспериментальных установок. Отметим, что основной интерес к изучению структуры фотона связан с проявлением «жестких» процессов в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, в которых влияние отмеченных особенностей реакции не является определяющим.

Двухфотонные взаимодействия классифицируют по признаку регистрации рассеянных электронов. В случае если оба электрона не детектируются (что соответствует малым полярным углам рассеяния), то такие $\gamma\gamma$ -взаимодействия называют «немеченными» (untagged). Если же один или оба электрона зарегистрированы в установке, то взаимодействия называют событиями, соответственно, «одиночного» (обозначаемые как $\gamma^*\gamma$, single-tagged) или «двойного мечения» ($\gamma^*\gamma^*$, double-tagged). Символ «*» явным образом обозначает высокую виртуальность какого-либо из фотонов. Сечение взаимодействий $(1/Q^2)^2$ уменьшается на несколько порядков величины от первого из указанных классов событий до последнего.

В работе представлены результаты всех коллабораций (ALEPH, DELPHI, L3 и OPAL), работавших на ускорителе LEP. Подробное описание экспериментальных установок приведено в работах [3]. Концепция компоновки установок была схожей, а различия в исполнении были обусловлены акцентом на наиболее эффективное детектирование того или иного типа частиц. Обобщенная модель экспериментальной установки является характерной для коллайдеров и включает в себя следующие компоненты (перечисленные по степени удаленности от точки e^+e^- -взаимодействия):

- вершинный детектор для регистрации распадов короткоживущих частиц. Основным объектом на LEP были B -мезоны;
- центральный трековый детектор для восстановления импульсов заряженных частиц;
- электромагнитный калориметр для детектирования фотонов (в основном, от распадов π^0 -мезонов) и идентификации электронов;
- адронный калориметр для регистрации нейтральных адронов;
- мюонная система;
- относительно небольших размеров электромагнитные калориметры, расположенные близко к вакуумной трубе (beam-pipe) с циркулирующими электронами, для измерения светимости ускорителя в месте расположения установки — *мониторы светимости*. Эти калориметры являются основными детекторами для регистрации рассеянных электронов в событиях «одиночного» и «двойного мечения».

Различия в исполнении установок проиллюстрируем на примере L3 и DELPHI. Коллаборация L3 стремилась к наиболее эффективной регистрации лептон-фотонной ком-

поненты событий и выбрала BGO-кристаллы в качестве электромагнитного калориметра, а также поместила мюонную систему внутрь сверхпроводящего магнита. Установка DELPHI включала в себя Ring Image Cherenkov Detector с целью идентификации частиц конечного состояния. Особенности компоновки и различие в эффективности регистрации того или иного типа частиц, имеющие отношение к двухфотонным реакциям, будут отмечены далее.

Работа структурирована следующим образом. Каждая глава соответствует конкретному каналу двухфотонных взаимодействий. В пределах главы приведена мотивация исследования, описаны основные кинематические особенности данного канала с указанием наиболее значимых критериев отбора событий, показаны полученные экспериментальные результаты. В заключении главы приводятся основные выводы изучения данной реакции. Практически каждая из рассматриваемых далее реакций исследовалась на нескольких установках. Полученный набор экспериментальных результатов не может быть отображен в рамках одного обзора (коллорабациями LEP уже опубликовано около 80 работ), поэтому будут представлены «пилотные» результаты или данные с наибольшей статистикой отобранных событий.

Отметим, что представленные в работе результаты коллаборации DELPHI были получены при непосредственном участии группы физиков ОИЯИ.

1. РОЖДЕНИЕ ЛЕПТОННЫХ ПАР

Двухфотонная реакция образования лептонов и радиационные поправки к ней являются точно вычисляемыми в рамках КЭД. Диаграммы лидирующего порядка приведены на рис. 2. Классическое двухфотонное взаимодействие (рис. 2, а) называют «мультипериферическим». Вклад других процессов, приводящих к рождению лептонов, также достаточно точно вычисляем и в экспериментальных условиях LEP не превышает одного процента.

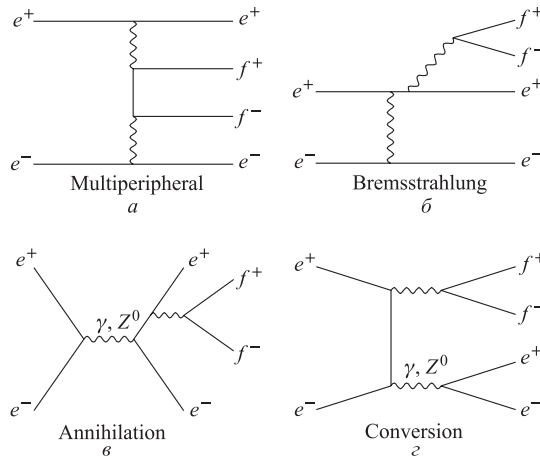


Рис. 2. Диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-f^+f^-$ [4]

Основной целью изучения рождения лептонных пар является сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования событий и «понимание» отклика детектора. Это, безусловно, важно для изучения структурной функции фотона в анализе событий «одионого мечения», чтобы избежать проявления «псевдоэффектов» в поведении структурной функции, обусловленных методическими просчетами. Результаты исследования электромагнитной компоненты структурной функции фотона, полученные при анализе рождения мюонных пар, будут приведены ниже. В рамках данного раздела основное внимание уделено анализу «немеченных» событий, когда электроны конечного состояния не зарегистрированы экспериментальной установкой. Такие события обусловлены взаимодействием квазиреальных фотонов ($Q_i^2 \simeq 0$) и импульсы лептонов сбалансированы в плоскости, поперечной к оси сталкивающихся пучков («back-to-back» топология). На рис. 3 приведены распределения экспериментальных данных после вычитания фоновых процессов (обычно не превышающего 1 %) и результаты моделирования рождения лептонов в двухфотонных взаимодействиях.

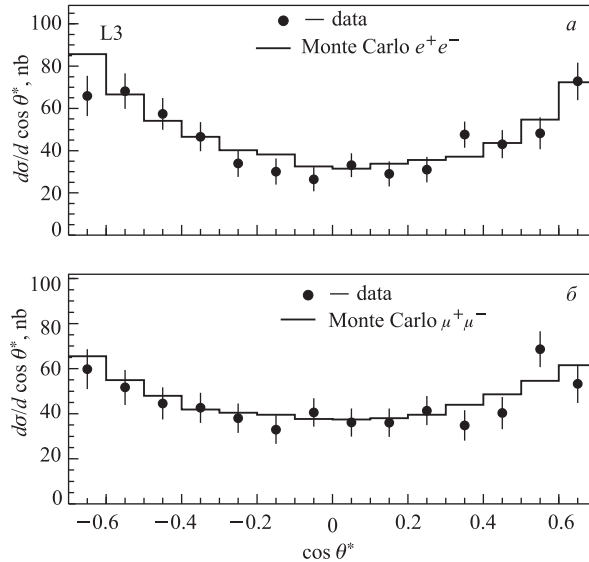


Рис. 3. Дифференциальное сечение образования e^+e^- (а) и $\mu^+\mu^-$ (б) в зависимости от полярного угла в $\gamma\gamma$ -системе центра масс [5]. Гистограммы соответствуют результатам моделирования указанных процессов

Анализ рождения лептонных пар во взаимодействии фотонов показывает хорошее согласие моделирования таких взаимодействий с экспериментальными данными.

2. ОБРАЗОВАНИЕ АДРОНОВ В «НЕМЕЧЕННЫХ» СОБЫТИЯХ

Процесс рождения адронов в столкновении фотонов описывается композитной моделью, диаграммы компонент которой представлены на рис. 4, а–г, и определяется двумя

масштабами — виртуальностью фотонов (Q^2) и поперечными импульсами партонов (p_T), участвующих во взаимодействии. Если какая-то из этих величин является достаточно большой (порядка 10 ГэВ^2 для Q^2 или нескольких ГэВ для p_T), описание взаимодействий может быть проведено в рамках КХД.

Диаграмма низшего порядка показана на рис. 4, а и соответствует описанию процесса рождения кварк-антикварковой пары в кварк-партонной модели (КПМ). Для обозначения этого процесса также используют термины «прямое рождение» (direct term) или Born-box. Сечение реакции вычисляется соответствующими заменами в описании реакции электромагнитного взаимодействия (рис. 2, а).

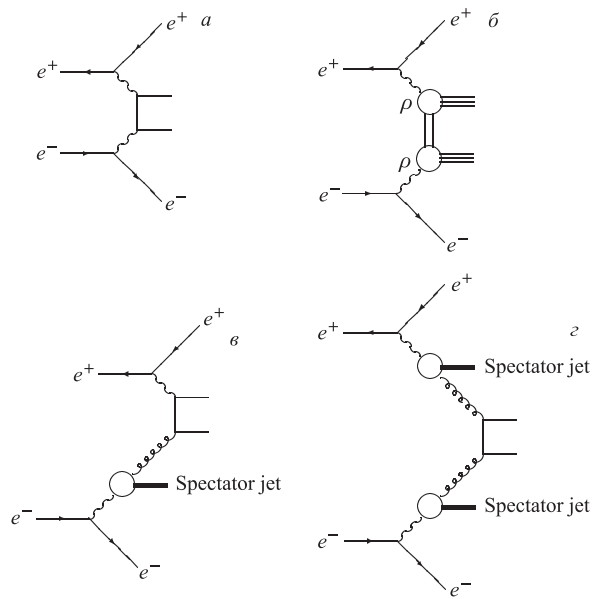


Рис. 4. Диаграммы процессов $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ (см. текст)

Мягкие процессы описываются с помощью, например, обобщенной модели векторной доминантности [6] (МВД, рис. 4, б). Необходимость привлечения данной модели обусловлена тем, что основная часть «немеченных» событий соответствует взаимодействию фотонов при малых значениях p_T и фотон-фотонное рассеяние в этом случае представляется как взаимодействие векторных (в основном ρ) мезонов. Иными словами, фотоны флуктуируют в связанное кварк-антикварковое состояние с ограниченными поперечными импульсами партонов — векторный мезон. Сечение реакции имеет вид $\sigma_{\text{had}}^{\gamma\gamma}(W) = A + B/W$. Константы должны быть определены в анализе экспериментальных данных. Данная модель, будучи непертурбативной, предполагает поведение рождаемых частиц, подобное тому, которое наблюдается в рассеянии адронов — например, экспоненциальное падение поперечного импульса адронов.

Наибольший интерес вызывают пертурбативные $\gamma\gamma$ -взаимодействия — так называемые процессы «одиночного» (single-resolved, рис. 4, в) и «двойного разрешения» (double-resolved, рис. 4, г) фотона. Вычисления в рамках КХД предсказывают проявление «струйности» в таких взаимодействиях, а также то, что вклад таких процессов [6] оказывается

сопоставимым со вкладом КПП-компоненты при энергиях LEP. В процессе «одиночного разрешения» один из фотонов флуктуирует в некоторую кварк-глюонную систему, на партоне которой рассеивается второй фотон. В процессах «двойного разрешения» взаимодействуют партоны систем, образованных фотонами. В таких взаимодействиях проявляется партонная структура фотона и вводится понятие «функции распределения партонов» (ФРП, parton density function, PDF) для фотона. Программная библиотека PDFLIB [7] содержит наиболее распространенные параметризации ФРП для использования в моделировании $\gamma\gamma$ КХД-процессов.

Несмотря на то, что провести строгое разделение компонент невозможно, различие в топологии событий может быть представлено следующим образом. Взаимодействие в рамках МВД приводит к рождению адронов, движущихся (в основном) под малыми полярными углами. «Прямое» взаимодействие не ограничено по p_T и рожденные адроны могут формировать струи с достаточно большими поперечными импульсами (см. ниже). КХД-взаимодействия могут быть представлены как некоторое расширение «прямых» взаимодействий спектаторными адронами. Их появление связано с тем, что взаимодействуют лишь некоторые партоны кварк-партоновых систем, в которые флуктуировали фотоны. Не участвовавшие во взаимодействии партоны адронизируются в спектаторные (летающие под относительно малыми полярными углами) частицы.

Приведем основные критерии отбора «немеченных» $\gamma\gamma$ -взаимодействий. Каждая из зарегистрированных частиц конечного состояния должна удовлетворять критериям «качества». Например, заряженные частицы должны иметь поперечный импульс больше некоторой (100–200 МэВ) величины, а нейтральные — иметь энергию выше некоторого порога. Эти критерии обеспечивают точность восстановленных параметров зарегистрированных частиц. В событие должно быть зарегистрировано как минимум три заряженные частицы, что гарантирует рождение адронной системы (примесь адронных распадов τ -лептонов невелика и вычисляется достаточно точно). Инвариантная масса системы частиц находится в области от 2–3 до 25–35 ГэВ. Нижний предел требуется для того, чтобы, с одной стороны, обеспечить высокую эффективность триггирования событий, а с другой — уйти из области одиночного рождения легких резонансов, не включенной в моделирование событий. Верхняя граница обусловлена необходимостью подавления фона от событий e^+e^- -аннигиляции. По этой же причине требуется, чтобы полное энерговыделение в калориметрах не превышало 25–35 ГэВ, а полный импульс заряженных частиц был ниже 20–40 ГэВ. Основным критерием селекции «немеченных» событий является отсутствие значительного (более 20–30 ГэВ) энерговыделения в мониторах светимости, т. е. рассеянные электроны были не зарегистрированы установкой.

На рис. 5 показано распределение инвариантной массы W системы детектированных частиц, полученное на установке ALEPH, в сравнении с моделью. Экспериментальные данные описаны практически одной (МВД) компонентой модели в области относительно небольших инвариантных масс, а вклад КХД-процессов становится существенным для W выше 10 ГэВ.

Коллаборация DELPHI провела анализ «немеченных» событий, отобранных более жесткими критериями с целью повышения чувствительности данных к КХД-компоненте модели. На рис. 6 показано сравнение экспериментальных данных с результатом моделирования фотон-фотонных взаимодействий. Согласие между ними достаточно хорошее, хотя в спектре поперечных импульсов p_T струй виден относительно небольшой сдвиг модели в область меньших значений.

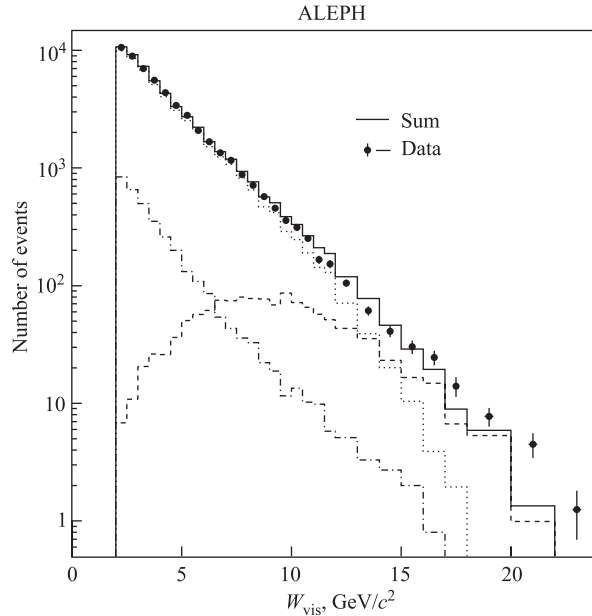


Рис. 5. Распределение инвариантной массы зарегистрированных адронов и фотонов в «немеченных» $\gamma\gamma$ -взаимодействиях [8]. Штрихпунктирная гистограмма соответствует процессу «прямого» рождения адронов, пунктирная — МВД-компоненте, а штриховая показывает вклад КХД-процессов

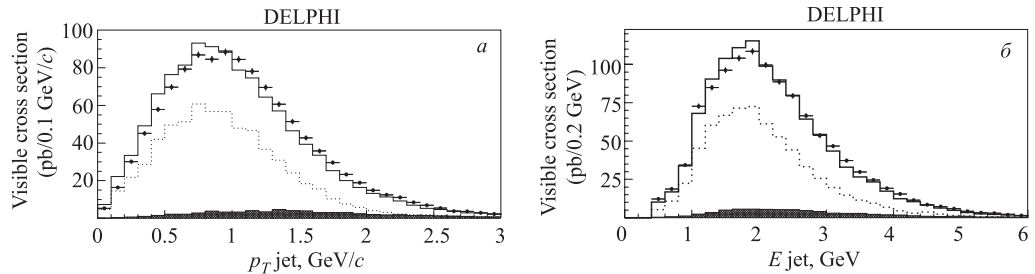


Рис. 6. Распределение поперечного импульса (а) и энергии (б) реконструированных струй [9]. Заштрихованная гистограмма соответствует моделированным событиям прямого рождения адронов, пунктирная — сумме КМ- и МВД-компонент, а сплошная — трехкомпонентной модели

Результатом исследования рождения адронов во взаимодействии квазиреальных фотонов является вывод о необходимости привлечения трехкомпонентной модели для описания реальных данных. Сравнение результатов ALEPH и DELPHI обозначает некоторую свободу в оперировании компонентами модели, поскольку как МВД-, так и КХД-процессы являются возможными объектами «настройки» модели. Для экспериментов на LEP точное описание $\gamma\gamma$ -взаимодействий было важно с точки зрения оценки фона таких событий при изучении рождения Z^0 -бозонов.

3. СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ФОТОНА

Рассмотрим двухфотонные взаимодействия, в которых один из рассеянных электронов зарегистрирован (обычно в мониторе светимости установки), в то время как в отношении другого электрона применено veto на детектирование. Измеряя энергию (E_{tag}) и полярный угол (θ_{tag}) зарегистрированного электрона, можно вычислить переданный соответствующему фотону четырехимпульс

$$Q^2 = 4E_{\text{tag}}E_{\text{beam}} \sin^2(\theta_{\text{tag}}/2).$$

Такой класс двухфотонных событий называют «меченым» (single-tagged). Как уже отмечалось, незарегистрированный электрон с высокой вероятностью рассеивается под очень малым углом и испущенный им фотон является реальным. При достаточно высоких Q^2 процесс в целом можно рассматривать как глубоконеупругое рассеяние электрона на квазиреальном фотоне-мишени с массой P^2 , близкой к нулю. Сечение такого процесса в терминах структурных функций выражается следующим образом [2]:

$$\frac{d\sigma}{dx dy} = \frac{4\pi\alpha^2 s}{Q^4} [(1 + (1 - y)^2)F_2^\gamma(x, Q^2) - y^2 F_L^\gamma(x, Q^2)] N_\gamma(z, \theta_{\text{max}}) z dz, \quad (1)$$

где

$$s = 4E_{\text{beam}}^2, \quad y = 1 - \left(\frac{E_{\text{tag}}}{E_{\text{beam}}} \right) \cos^2 \left(\frac{\theta_{\text{tag}}}{2} \right),$$

$$x = \frac{Q^2}{Q^2 + W_{\gamma\gamma}^2}, \quad z = \frac{E_\gamma}{E_{\text{beam}}}.$$

Функция $N_\gamma(z, \theta_{\text{max}})$ описывает поток фотонов мишени с энергией E_γ , а θ_{max} является максимально возможным углом рассеяния незарегистрированного электрона. Поскольку обычно один и тот же детектор (монитор светимости) используется и для регистрации одного из электронов и как veto для другого электрона, θ_{max} является нижней границей акцептанса полярного угла данного детектора. $W_{\gamma\gamma}$ — инвариантная масса $\gamma\gamma$ -системы, а $F_2^\gamma(x, Q^2)$ и $F_L^\gamma(x, Q^2)$ — структурные функции фотона. Поскольку в экспериментальных условиях LEP среднее значение переменной y мало и его влиянием на результат можно пренебречь, дифференциальное сечение записывается в виде

$$\frac{d\sigma(e\gamma \rightarrow eX)}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4} \frac{F_2^\gamma(x, Q^2)}{x}. \quad (2)$$

Отметим, что структурная функция определена только для кварков, т. е. изучение данной функции позволяет определить кварковое «содержание» фотона.

На установке DELPHI изучение процесса глубоконеупругого рассеяния было проведено для КХД- и для КЭД-структурных функций фотона [10], измеряемых, соответственно, в событиях с образованием адронов или мюонных пар во взаимодействии фотонов. Анализ $F_2^{\gamma, \text{QED}}$ позволяет «увидеть» эффект ненулевой массы фотона-мишени, проиллюстрированный на рис. 7. Вместе с измеренной структурной функцией показаны разные подходы к ее вычислению. Кривая 1 соответствует вычислениям, проведенным для нулевой массы мишени ($P^2 = 0$). Для вычислений, соответствующих кривой 3, было использовано среднее значение P^2 , что также является неудовлетворительным из-за формы P^2 -распределения — далекого от нормального распределения.

Вычисления, усредненные по некоторому набору масс мишени (соответствующему КЭД-вычислениям, $F_2 = \langle F_2(P_i^2) \rangle$) и представленные кривой 2 согласуются с экспериментальными данными.

Измерение адронной структурной функции $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$ является классическим тестом предсказаний КХД [2, 11]. Поскольку фотон кроме точечноподобного (прямого) расщепления в кварк-антикварковую пару может флуктуировать в некоторую кварк-глюонную систему, т.е. проявлять адроноподобность, следует ожидать роста структурной функции фотона в области малых ($< 0,01$) значений переменной x . Также предсказывается логарифмический рост $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$ как функции Q^2 . Библиотека PDFLIB [7] содержит достаточно полный набор параметризаций $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$, например, GRV [12] и SaS [13] параметризации.

Основной проблемой измерения $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$, ограничивающей точность получаемых результатов, является необходимость использования так называемой unfolding-процедуры. Это связано с тем, что экспериментально регистрируется только часть рожденной системы адронов. В результате зарегистрированная инвариантная масса частиц W_{vis} оказывается систематически меньше массы частиц W_{true} , рожденных в $\gamma\gamma$ -столкновении. Что вместе с (гораздо меньшей) погрешностью вычисления Q^2 сильно видоизменяет распределение переменной x . Unfolding-процедура позволяет решить так называемую «обратную задачу» — на основе моделированных событий восстановить искомое распределение x_{true} по измеренному распределению переменной x_{vis} . Подробное описание использования данной процедуры приведено в работах [10, 14].

На рис. 8 показаны измеренные на установках DELPHI и OPAL распределения $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$ для легких кварков (вклад c -кварка был вычтен исходя из моделированных событий) при близких средних значениях Q^2 . Полученные результаты сравниваются с предсказаниями модели, детальное описание которой представлено в работе [10]. Набранной статистики событий оказалось недостаточно для изучения поведения структурной функции $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$ в области малых x .

Коллаборация OPAL провела анализ глубоконеупругого $e\gamma$ -рассеяния на основе данных, полученных на модернизированном ускорителе LEP — энергия e^+/e^- -пучков была увеличена более чем в два раза и более чем на порядок — интегральная светимость. Кроме того, была применена процедура двумерного unfolding: вместе с переменной x была использована величина суммарной поперечной энергии рожденных адронов. Это позволило уменьшить систематические погрешности измерения. На рис. 9 показаны результаты измерения $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$, в которых был сделан акцент на изучение поведения функции вблизи нуля. Показано сравнение экспериментальных данных с различными параметризациями структурной функции фотона.

В результате измерения можно заключить, что $F_2^{\gamma, \text{QCD}}$ согласуется с ожидаемым в рамках КХД ростом в области малых x . Однако, хотя точность измерения была

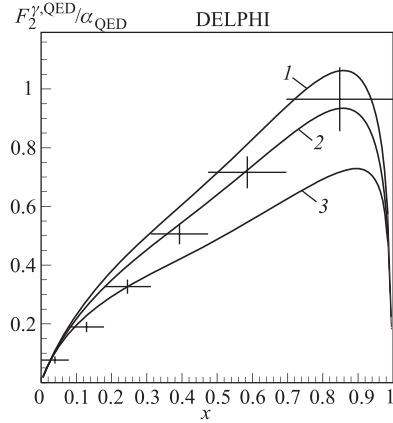


Рис. 7. КЭД-структурная функция фотона $F_2^{\gamma, \text{QED}}$ [10]. Кривые соответствуют вычислениям, проведенным с различными значениями виртуальности фотона-мишени P^2 (см. текст)

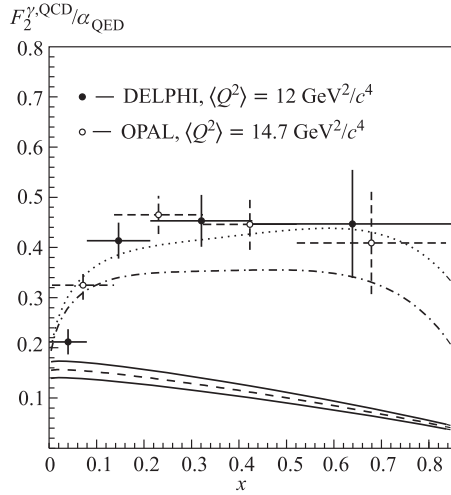


Рис. 8. Структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ для легких кварков [10]. Пунктирная (штрихпунктирная) кривая соответствует сумме МВД-компоненты модели и КХД-вычислений, проведенных на основе ФКР [15] параметризации $F_2^{\gamma, QCD}$ при значении встроенного параметра параметризации $p_t^0 = 0,1 (0,5)$ ГэВ. Сплошные кривые демонстрируют эффект ненулевой массы фотона-мишени в предсказаниях МВД

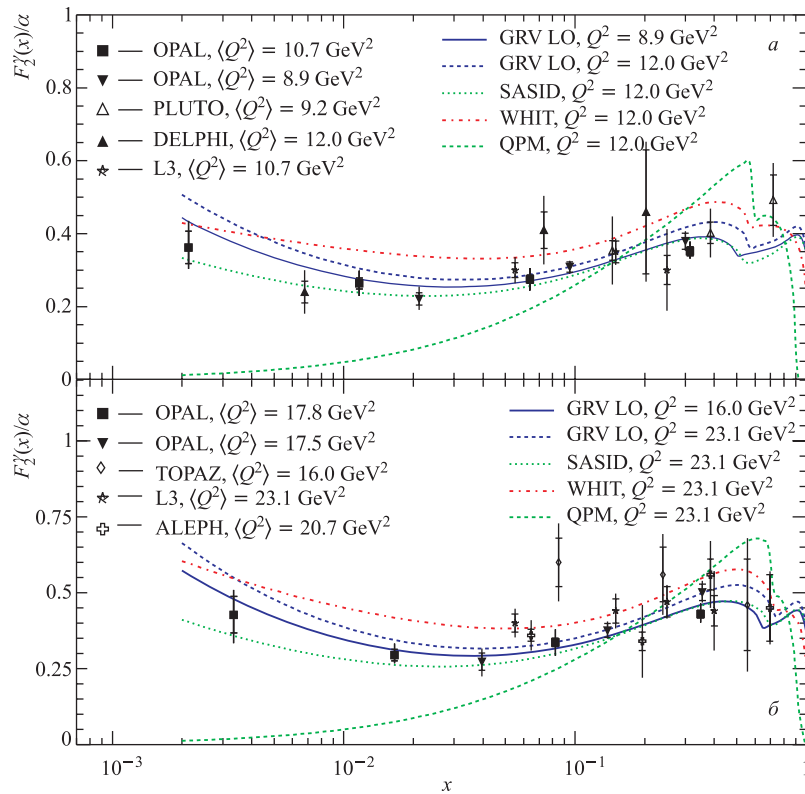


Рис. 9. Структурная функция фотона $F_2^{\gamma, QCD}$ [14]

существенно (в сравнении с ранними работами на ускорителе LEP) улучшена, сделать однозначный вывод о наблюдении такого роста не представляется возможным.

4. РОЖДЕНИЕ ЛЕГКИХ РЕЗОНАНСОВ, ПОИСК ГЛЮБОЛОВ

Исследования в области спектроскопии резонансных состояний, рожденных в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях на электрон-позитронных ускорителях, проводятся в относительно простых (в сравнении с аналогичными работами на адронных ускорителях) экспериментальных условиях. Малая множественность образовавшихся частиц; ясные критерии отбора событий; проведение исследований на «многоцелевых» установках, включающих в себя детекторы идентификации частиц и реконструкции вершин распадов короткоживущих частиц, — эти факторы способны обеспечить качественный результат.

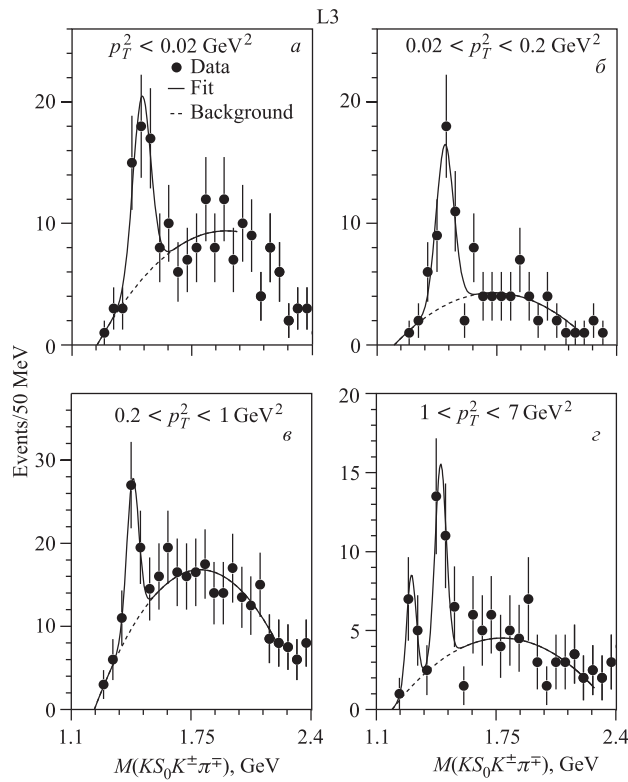


Рис. 10. Инвариантная масса системы $K^0 K^\pm \pi^\mp$ [18]

КХД предсказывает существование связанных состояний глюонов (глюболов) в области масс от 1 до 2–2,5 ГэВ [16]. Так как формирование глюболов в двухфотонных столкновениях подавлено, $\gamma\gamma$ -взаимодействия являются своего рода veto — наблюдаемое в $\gamma\gamma$ -реакциях состояние не может быть глюболом. Наблюдаемый в столкновениях адронов резонанс $\eta(1440)$ [17] интерпретируется как кандидат в глюбол и поиск данного состояния в двухфотонных столкновениях способен предоставить дополнительные данные.

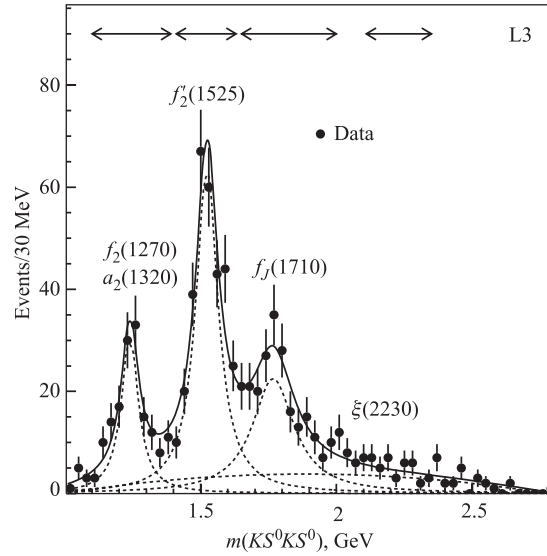


Рис. 11. Масса $K_S^0 K_S^0$ -системы [19]. Сплошная линия показывает результат фитирования спектра полиномом второго порядка и функциями Брейта-Вигнера

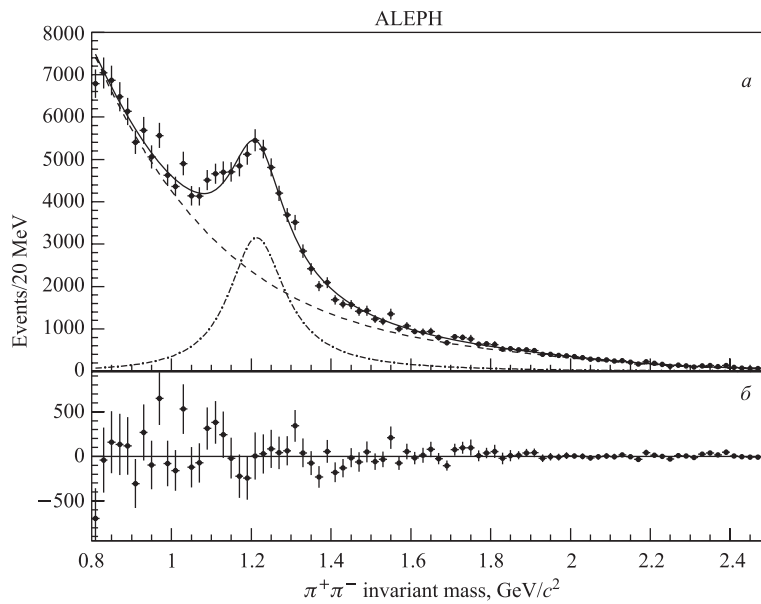


Рис. 12. Инвариантная масса $\pi^+ \pi^-$ [20]

В спектроскопии резонансов, рожденных в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, кроме кинематических критериев выделения событий важным является применение дополнительных условий для уменьшения вклада фоновых событий: идентификации частиц конечного состо-

яния, выбора мод распада через некоторое промежуточное состояние (K^0, K^* и т.п.), эффективной регистрации фотонов от распадов π^0 -мезонов.

На рис. 10 показаны полученные на установке L3 [18] результаты изучения системы $K^0 K^\pm \pi^\mp$. Во всех интервалах квадрата суммарного поперечного импульса системы частиц p_T^2 наблюдается сигнал от событий с инвариантной массой в области $\eta(1440)$. При высоких p_T^2 проявляется рождение $f_1(1285)$ со спином, равным единице, возможное только во взаимодействии виртуальных фотонов. Одна из дополнительных характеристик рождения $\eta(1440)$ -мезона — то, что (как и ожидалось) его распад происходит через промежуточный K^* -мезон. Измеренная двухфотонная ширина распада $\eta(1440)$ -мезона

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta(1440)) \times Br(\eta \rightarrow K \bar{K} \pi) = (212 \pm 50(\text{стат.}) \pm 23(\text{сист.})) \text{ эВ.}$$

В работе также изучалась система $\eta\pi^+\pi^-$ (η -мезон был идентифицирован по его распаду на два фотона с целью поиска $\eta(1440)$ - и $\eta(1295)$ -мезонов в этой моде распада. Поскольку сигнала обнаружено не было, определены верхние границы для $\Gamma_{\gamma\gamma}$.

Также на установке L3 было проведено исследование рождения резонансов, распадающихся на два K_S^0 -мезона. Кроме наблюдения тех мезонов ($f_2(1270), a_2^0(1320), f_2'(1525)$), формирование которых ожидается во взаимодействии квазиреальных фотонов, интерес к данному исследованию был связан с поиском резонансных состояний в области масс выше 1,5 ГэВ. На рис. 11 представлено распределение инвариантной массы $K_S^0 K_S^0$. Вследствие близости масс f_2 и a_2^0 и деструктивной интерференции данных мезонов в распаде на нейтральные каоны эти мезоны экспериментально неразличимы. В работе была измерена величина

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2'(1525)) \times Br(f_2'(1525) \rightarrow K \bar{K}) = (76 \pm 6(\text{стат.}) \pm 11(\text{сист.})) \text{ эВ,}$$

а также обнаружено рождение широкого резонансного состояния с массой около 1,75 ГэВ. Проведенный анализ угловых распределений каонов позволил идентифицировать состояние со спином и спиральностью, равными 2. В результате фитирования спектра масс получены следующие значения: масса резонанса (1767 ± 14) МэВ, его ширина (187 ± 60) МэВ. Количество зарегистрированных мезонов 221 ± 55 .

$$\Gamma_{\gamma\gamma}(f_2(1750)) \times Br(f_2(1750) \rightarrow K \bar{K}) = (49 \pm 11(\text{стат.}) \pm 13(\text{сист.})) \text{ эВ.}$$

На установке ALEPH был проведен поиск кандидатов в скалярные глоболы $f_0(1500)$ и $f_J(1710)(f_2(1750))$ в распаде на два заряженных пиона. В спектре $\pi^+\pi^-$ -масс (рис. 12) хорошо виден пик $f_2(1270)$ -мезонов и отсутствует какое-либо указание на рождение перечисленных выше мезонов. Отобранный набор данных содержит доминирующий фон от событий $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$, что не позволяет наблюдать $f_2(1750)$.

5. ОБРАЗОВАНИЕ «ОЧАРОВАННЫХ» РЕЗОНАНСОВ

Измерение сечения рождения и двухфотонной ширины распада резонансов связано с изучением их кварк-глюонной структуры. Образование резонансов, имеющих в своем составе тяжелые кварки, интересно тем, что такие частицы могут быть описаны нерелятивистскими моделями и измерение двухфотонной ширины распадов является необходимым для вычисления КХД-поправок.

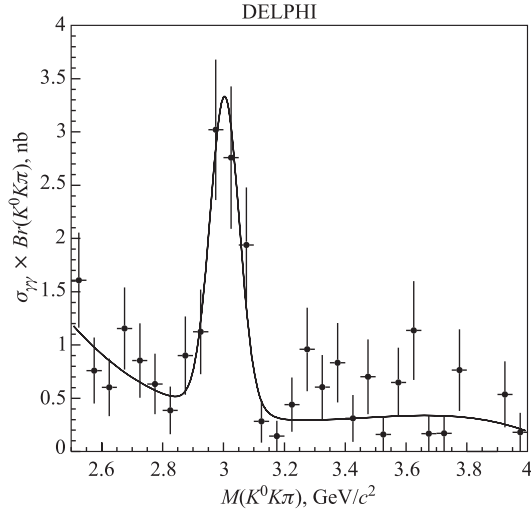


Рис. 13. Распределение $\sigma_{\gamma\gamma} \times Br(\eta_c \rightarrow K_S^0 K^\pm \pi^\mp)$. Линией показан результат фитирования экспериментальных данных полиномом (фон) и функцией Брейта–Вигнера (сигнал)

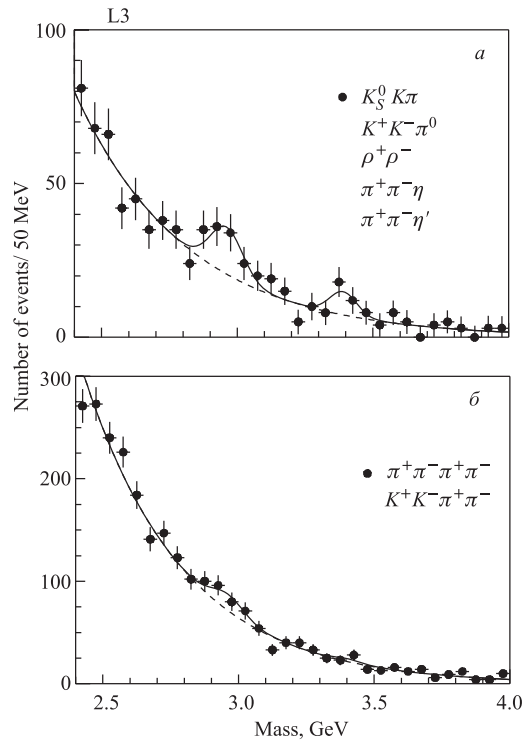


Рис. 14. Распределение инвариантной массы в событиях в различных модах распадов. Линии соответствуют результатам фитирования реальных данных экспоненциальной функцией (фон) и распределением Гаусса (сигнал)

Во взаимодействии квазиреальных фотонов возможно рождение одиночных мезонов только со спином 0 или 2. Среди $c\bar{c}$ -состояний таковыми являются $\eta_c(2979)$ -, $\chi_{c0}(3417)$ - и $\chi_{c2}(3556)$ -мезоны. Вычисления, проведенные в предположении связанности очарованных кварков КХД-потенциалом, предсказывают величину двухфотонной ширины η_c -мезона $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$ от 3 до 9 кэВ [21]. Величина $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta_c)$, измеренная предыдущими экспериментами, варьируется от 4 до 27 кэВ. Проведенные измерения ограничены довольно большими экспериментальными погрешностями и необходимы дополнительные данные.

Далее представлены результаты изучения реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\eta_c$, полученные на установках DELPHI и L3. Исследовались моды распада η_c -мезона на заряженные частицы ($K_s^0 K^\pm \pi^\mp$, $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, $2\pi^+ 2\pi^-$), а также на установке L3 были проанализированы распады с образованием промежуточных короткоживущих нейтральных частиц, например, $\eta_c \rightarrow \pi^+ \pi^- \eta$ и последующим распадом $\eta \rightarrow \gamma\gamma$. В первом случае требуется эффективная реконструкция распада K_s^0 на заряженные пионы и идентификация частиц конечного состояния. Вершинные детекторы позволяли реконструировать вершину распада нейтрального каона. Идентификация частиц была проведена посредством измерения ионизационных потерь dE/dx в центральных трековых детекторах. DELPHI также использовал детектор регистрации черенковского излучения для π/K -разделения. Нейтральные моды распада были проанализированы только на установке L3 с использованием эффективного BGO электромагнитного калориметра.

Полученные распределения инвариантной массы системы частиц показаны на рис. 13 (DELPHI [22]) и 14 (L3 [23]).

Сечение рождения резонанса пропорционально его двухфотонной ширине распада:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- R) = K\Gamma_{\gamma\gamma}(R).$$

Фактор K содержит вычисляемую в КЭД функцию светимости $L_{\gamma\gamma}$, определяющую поток фотонов и физические параметры резонанса — массу, полную ширину и спин.

Значения измеренной двухфотонной ширины распада η_c -мезона равны

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma\gamma}^{\text{DELPHI}} &= (13,9 \pm 2,0(\text{стат.}) \pm 1,4(\text{сист.}) \pm 2,7(\text{вероятность мод распада})) \text{ кэВ}; \\ \Gamma_{\gamma\gamma}^{\text{L3}} &= (6,9 \pm 1,7(\text{стат.}) \pm 0,8(\text{сист.}) \pm 2,0(\text{вероятность мод распада})) \text{ кэВ}. \end{aligned}$$

6. ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ РОЖДЕНИЯ $c\bar{c}$

Измерение сечения рождения очарованных частиц в двухфотонных столкновениях служит тестом теории возмущений КХД. Относительно высокий энергетический масштаб, задаваемый массой очарованного кварка, обеспечивает возможность применения пертурбативных вычислений. Как было показано в работе [24], при энергиях LEP сечение процесса прямого рождения $c\bar{c}$ (рис. 4, *a*) сравнимо с сечением процессов, в которых один из фотонов флуктуирует в кварк-глюонную систему (рис. 4, *б*) и доминирующим процессом в данном случае является фотон-глюонное слияние $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Вклад мягких процессов (с малыми p_T , рис. 4, *б*) и процессов «двойного разрешения» (рис. 4, *з*) ожидается сравнительно небольшим. Таким образом, рождение очарованных частиц оказывается чувствительным к глюонной компоненте структуры фотона в дополнение к глубоконеупругому $\gamma^*\gamma$ -рассеянию, в котором изучается кварковое содержимое фотона.

Наиболее ясным, с точки зрения наблюдаемого эффекта и его интерпретации, методом является реконструкция D^{*+} -мезонов в следующей цепочке распадов: $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi_s^+$ и затем $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, или $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- \pi^+$, или $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$ и аналогично для зарядосопреженных мод. Идея метода состоит в использовании следующих характеристик данной цепочки распадов: π_s является мягким, так как высвобождаемая при распаде D^* кинетическая энергия около 6 МэВ; знак заряда каона противоположен знаку D^* -мезона; разность инвариантных масс реконструированного D^* -мезона и соответствующего ему D^0 должна быть около 145 МэВ. Сечение, полученное в анализе событий с идентифицированными D^* -мезонами, может быть экстраполировано в сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- c\bar{c}$.

На рис. 15 показаны распределения разности инвариантных масс m_{D^*} и m_{D^0} , полученные на установке L3 [25]. Во всех исследуемых модах распада D^0 -мезона ясно

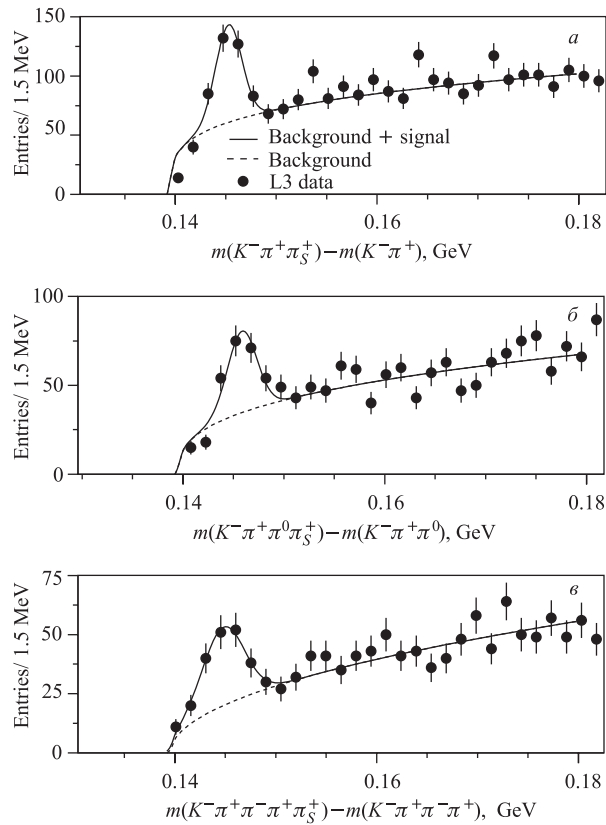


Рис. 15. Распределения разности масс $D^{*\pm}$ и $D^0(\bar{D}^0)$ [25]

выделяется сигнал, а комбинаторный фон (возникающий из-за невозможности идентификации каона или наличия нескольких кандидатов) вычисляется на основе событий так называемого «ложного знака» — знак заряда каона совпадает со знаком заряда $D^{*\pm}$ -мезона. Отметим, что для повышения эффективности идентификации частиц конечного

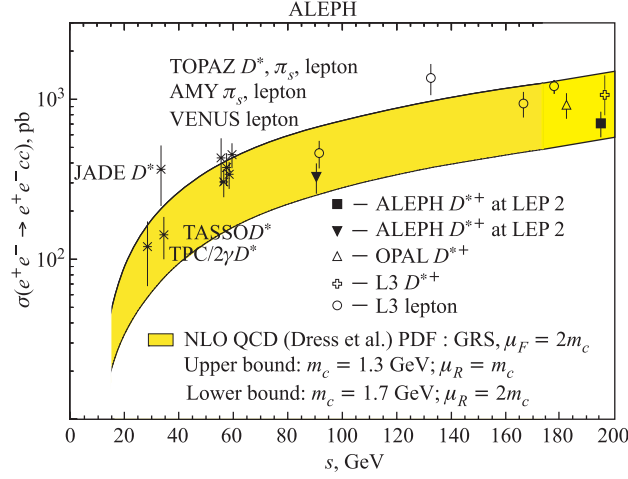


Рис. 16. Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-c\bar{c}$ в зависимости от энергии центра масс e^+e^- -соударений [27]. Серая полоса соответствует результатам NLO QCD-вычислений при различных значениях параметров, указанных на рисунке

состояния (и, соответственно, для подавления комбинаторного фона) необходимо сузить фазовый объем поиска. В данном исследовании отбирались только такие кандидаты для $D^{*\pm}$, для которых поперечный импульс p_T и псевдобыстрота η удовлетворяли критериям

$$1 < p_T^{D^{*\pm}} < 12 \text{ ГэВ и } |\eta| < 1,4.$$

После вычитания фона было идентифицировано около 480 реконструированных $D^{*\pm}$ -мезонов и сечение процесса рождения мезонов в отмеченной выше кинематической области вычислено как

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^-D^{*\pm}X) = (71,2 \pm 5,3(\text{стат.}) \pm 9,8(\text{сист.})) \text{ нб.}$$

Полученное сечение может быть трансформировано в сечение рождения очарованных кварков с использованием вероятности адронизации c -кварка в D^* -мезон (0,241 [26]). Также необходимо проэкстраполировать сечение, ограниченное в измерении вышеописанными критериями, на полный фазовый объем. Результаты измерений, полученные на установке L3 и ALEPH при анализе рождения $D^{*\pm}$ -мезонов, следующие:

$$\begin{aligned} \sigma_{c\bar{c}}^{L3} &= (1,12 \pm 0,09(\text{стат.}) \pm 0,16(\text{сист.})_{-0,25}^{+0,54}(\text{экстрапол.})) \text{ нб;} \\ \sigma_{c\bar{c}}^{\text{ALEPH}} &= (0,73 \pm 0,07(\text{стат.}) \pm 0,05(\text{сист.})_{-0,09}^{+0,16}(\text{экстрапол.})) \text{ нб [27].} \end{aligned}$$

На рис. 16 показаны сводные результаты измерения сечения рождения $c\bar{c}$ в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, полученные при различных энергиях налетающих электронов. Также представлены результаты исследования лептонных мод распадов очарованных частиц. Проведенные в широком диапазоне энергий e^+e^- -ускорителей исследования показывают хорошее согласие с NLO QCD-вычислениями. Точность измерений ограничена довольно высокой погрешностью экстраполяции измерений на полный фазовый объем взаимодействий.

7. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВЫСОКОВИРТУАЛЬНЫХ ФОТОНОВ

В работе [28] показано, что при рассеянии фотонов достаточно большой виртуальности ожидается значительный вклад событий (мульти)глюонного обмена в кварк-антикварковом диполе (рис. 4, а), который описывается BFKL-уравнениями [29].

Изучение взаимодействий фотонов высокой виртуальности проводится в событиях «двойного мечения», в которых регистрируются рассеянные электроны (рис. 1) с энергией E_i при относительно больших полярных углах рассеяния θ_i , что позволяет определить виртуальность взаимодействующих фотонов. Кинематика $\gamma^*\gamma^*$ -взаимодействий полностью определяется параметрами зарегистрированных электронов. Поскольку электроны детектируются калориметрами — приборами с относительно грубым энергетическим и пространственным разрешением — экспериментальная точность вычисляемой виртуальности фотонов находится обычно в пределах 2–10 %.

Изучение событий «двойного мечения» проводится в следующих переменных (использованы обозначения рис. 1):

$$Q_i^2 = -(p_i - p'_i)^2 = 4E_i E_{\text{beam}} \sin^2(\theta_i/2);$$

$$W_{\gamma^*\gamma^*}^2 \simeq sy_1y_2, \text{ где } y_i = 1 - (E_i/E_{\text{beam}}) \cos^2(\theta_i/2);$$

$$Y = \ln(W_{\gamma^*\gamma^*}^2/\sqrt{Q_1^2 Q_2^2}).$$

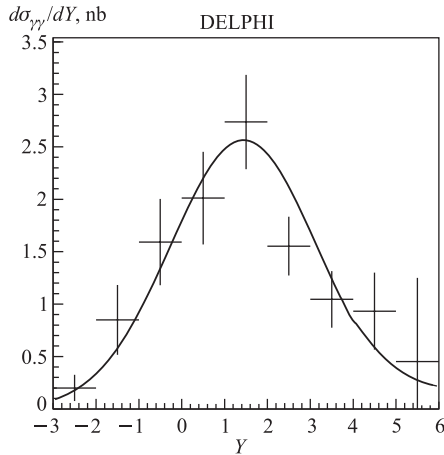


Рис. 17. Дифференциальное сечение реакции $\gamma^*\gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-$ [30]

в рождении адронов было измерено сечение σ_{ee} и затем проведено сравнение сечения $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ с BFKL-предсказаниями [31, 32].

Измеренное сечение реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ в объеме фазового пространства, ограниченного виртуальностями взаимодействующих фотонов Q^2 от 10 до 200 ГэВ² и инвариантной массой фотонов $W_{\gamma^*\gamma^*}$ в пределах от 2 до 50 ГэВ, равно

$$\sigma_{ee} = (1,38 \pm 0,12(\text{стат.}) \pm 0,04(\text{сист.})) \text{ пб.}$$

Предсказания модели, основанной на КЭД-расчетах, равны $(1,36 \pm 0,01)$ и $(1,25 \pm 0,01)$ пб для вычислений, проведенных, соответственно, с учетом радиационных поправок и без

Сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma^*\gamma^* \rightarrow e^+e^-X$ может быть записано через эффективное сечение рассеяния высоковиртуальных фотонов $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ следующим образом [6]:

$$\sigma_{ee} = L_{TT} \sigma_{\gamma^*\gamma^*},$$

где L_{TT} обозначает вычисляемый в рамках КЭД поток поперечно-поляризованных фотонов, а $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ определяется в терминах парциальных сечений взаимодействий фотонов различных поляризаций [2].

Исследование данных взаимодействий, проведенное на установке DELPHI [30], состоит из двух частей. Изучение рождения мюонов нацелено на «настройку» критериев отбора событий и дальнейшее сравнение экспериментальных данных с точными КЭД-вычислениями. В реак-

Рис. 18. Дифференциальное сечение взаимодействий $\gamma^*\gamma^* \rightarrow$ адроны [30]. Сплошная линия показывает результат вычислений в рамках кварк-партонной модели (рис. 4, а). Кривые ВФКЛ-вычислений в лидирующем [31] и в следующем за лидирующим [32] порядках соответствуют значениям редже-масштабного параметра s_0 , равным Q^2 (верхняя кривая) и $4Q^2$ (нижняя кривая)

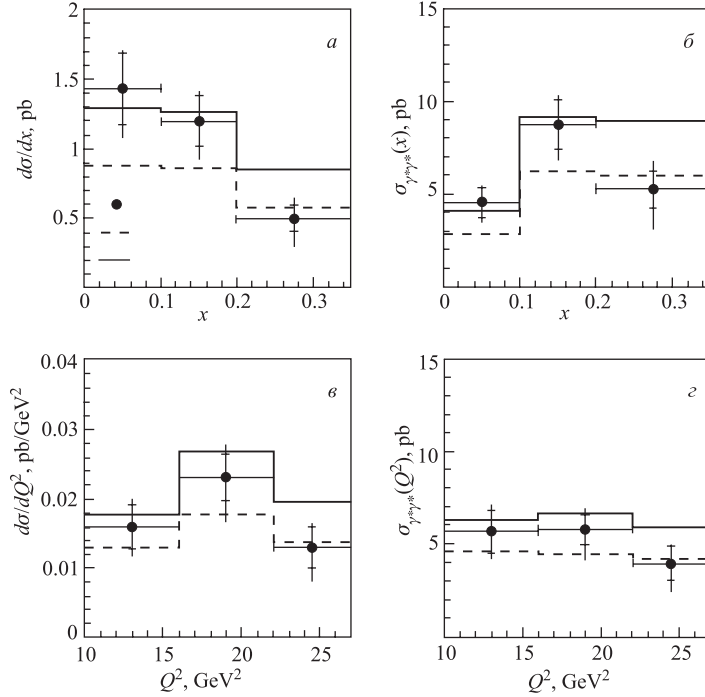
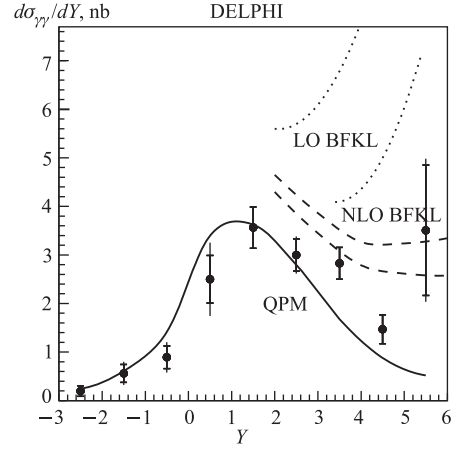


Рис. 19. Сечение реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ адроны (а, в) и $\gamma^*\gamma^* \rightarrow$ адроны (б, г) [34] в зависимости от $x = Q_i^2/(Q_1^2 + Q_2^2 + W_{\gamma^*\gamma^*}^2)$ и Q^2

них. Распределение сечения $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ в зависимости от переменной Y , приведенное на рис. 17, показывает хорошее согласие с КЭД-вычислениями.

Сечение реакции ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ адроны) в тех же пределах Q^2 и $W_{\gamma^*\gamma^*}$ измерено как

$$\sigma_{ee} = (2,09 \pm 0,09(\text{стат.}) \pm 0,19(\text{сист.})) \text{ пб.}$$

На основе вычисленного с помощью программы TWO GAM [33] потока L_{TT} было измерено дифференциальное сечение $\sigma_{\gamma^*\gamma^*}$ (рис. 18). Экспериментальные данные абсолютно расходятся с вычислениями в лидирующем порядке (LO) и демонстрируют удовлетворительное согласие с NLO-вычислениями. Отметим, что вычисления были проведены для переменной Y больше 2, что соответствует большим значениям инвариантной массы $W_{\gamma^*\gamma^*}$.

Коллаборация OPAL провела исследование взаимодействий в области Q^2 от 10 до 27 ГэВ² и инвариантной массы фотонов $W_{\gamma^*\gamma^*}$ выше 5 ГэВ. Сечение реакции ($\gamma^*\gamma^* \rightarrow$ адроны) было измерено как функция переменных $Q^2, W_{\gamma^*\gamma^*}$. Сравнение экспериментальных данных с предсказаниями моделей показано на рис. 19.

Экспериментальные данные изучения взаимодействия высоковиртуальных фотонов показывают удовлетворительное согласие с вычислениями, проведенными с применением поправок к лидирующему приближению. Приведенные результаты коллабораций DELPHI и OPAL указывают (погрешности измерений не позволяют сделать более строгое заключение) на то, что кварк-партонная модель не описывает реальные данные. Отметим, что энергии LEP и набранной статистики событий оказалось недостаточно для наблюдения значительного вклада BFKL-событий.

8. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В ЖЕСТКИХ $\gamma\gamma$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Процессы взаимодействия квазиреальных фотонов с достаточно большими (несколько ГэВ) передаваемыми импульсами чувствительны как к кварковой, так и к глюонной компонентам структуры фотона. Изучение процессов формирования струй с высоким поперечным импульсом p_T дополняет исследования глубоконеупругого $\gamma^*\gamma^*$ -рассеяния и рождения тяжелых кварков. КХД-шкала в таких процессах определяется поперечной энергией образованных струй. Сравнение вычислений, проведенных в лидирующем порядке (LO) теории возмущений КХД и в следующем за лидирующим порядке (NLO) [35], указывает на то, что при энергиях LEP численные различия между ними становятся значительными и ожидаемая точность экспериментальных измерений является достаточной для обнаружения этих различий.

Приведенные далее численные параметры и детали исследования соответствуют анализу, проведенному на установке DELPHI [38], и по своей сути являются общими для других исследований, проведенных на LEP. Для поиска струй был использован так называемый k_T – clustering алгоритм [36]. С целью уменьшения вклада мягких процессов и увеличения эффективности реконструкции энергии струй применялись следующие кинематические критерии отбора — в событии найдено две струи, поперечный импульс каждой из которых выше 3 ГэВ и абсолютное значение псевдобыстроты ($\eta = -\ln(\text{tg}(\theta/2))$) меньше 1. Кроме этих двух струй, реконструированных в центральной части детектора, в событии могут быть восстановлены струи вне отмеченной области $|\eta|$.

Как было отмечено ранее, двухфотонные взаимодействия могут быть описаны при помощи трехкомпонентной модели (рис. 4), причем одна из компонент (КХД-, single- и double-resolved фотоны) состоит из двух частей (рис. 4, σ и ε). Применяемые критерии селекции событий подавляют до пренебрежимо малого вклад мягких процессов (рис. 4, δ). А для оставшихся следует ожидать (нестрогое) различие в топологии. События прямого взаимодействия (рис. 4, a) содержат все адроны в восстановленных струях, соответствующим

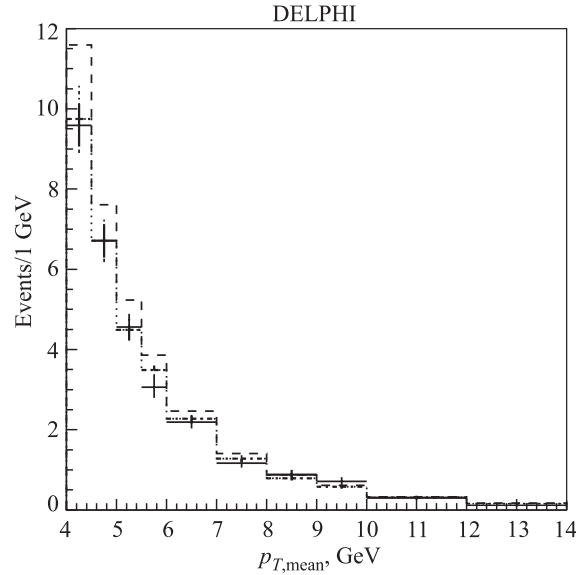


Рис. 20. Дифференциальное сечение образования двухструйных событий во взаимодействии квази-реальных фотонов [38]. Гистограммы показывают вычисления LO (штриховая) и NLO (точечная)

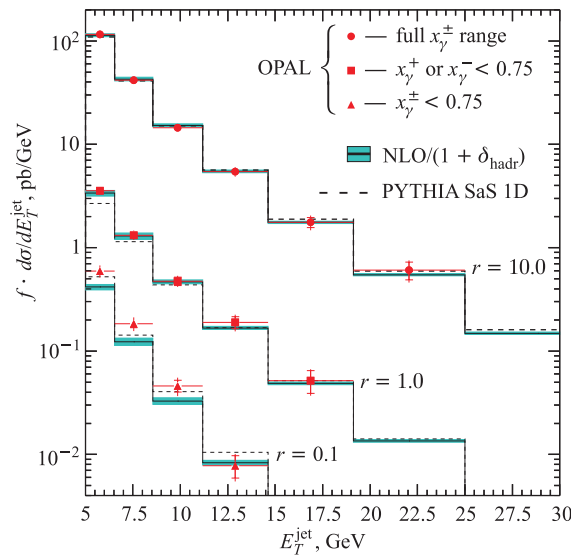


Рис. 21. Дифференциальное сечение рождения двухструйных событий для различных областей пространства $(x_\gamma^+ - x_\gamma^-)$. Детальное описание проведенного анализа опубликовано в работе [39]

ших рожденным и затем адронизованным кваркам. В то время как события с single- или double-resolved фотонами должны содержать спектаторные частицы, соответственно, в одной или обеих передних (располагающихся под относительно небольшими полярными

углами) частях экспериментальной установки. Эти частицы являются результатом адронизации не участвовавших в жестком взаимодействии партонов. Переменными, чувствительными к такому различию, являются [37]:

$$x_{\gamma}^{+} = \frac{\sum_{\text{jets}} (E_{\text{jet}} + p_{z,\text{jet}})}{\sum_{\text{particle}} (E_{\text{particle}} + p_{z,\text{particle}})}, \quad x_{\gamma}^{-} = \frac{\sum_{\text{jets}} (E_{\text{jet}} - p_{z,\text{jet}})}{\sum_{\text{particle}} (E_{\text{particle}} - p_{z,\text{particle}})}.$$

В переменных x_{γ}^{\pm} указанные различия отражаются таким образом, что область, в которой обе переменные находятся около единицы, насыщается преимущественно событиями прямого рождения кварков, так как «jets» и «particle» в этом случае суммируют практически одно и то же. А в событиях single-resolved одна из переменных (x_{γ}^{+} , если спектры образовались от resolved фотона, движущегося в положительном направлении оси z) далека от единицы, в то время как другая (x_{γ}^{-}) будет вблизи нее. Для double-resolved событий обе переменные сдвинуты в область меньших значений. Пространство ($x_{\gamma}^{+} - x_{\gamma}^{-}$) может быть расщеплено некоторым граничным значением на четыре квадранта таким образом, что каждый из них будет насыщаться событиями преимущественно одного класса.

После проведения фитирования экспериментальных распределений, коррекций на акцептанс экспериментальной установки и эффект адронизации (детально описанные в работе [38]) сечение двухструйных событий измерено как $(17,1 \pm 0,3)$ пб. Вычисления, проведенные в лидирующем и в следующем за лидирующим порядках, дают $(20,2 \pm 0,1)$ и $(17,8 \pm 0,1)$ пб соответственно. Дифференциальное распределение сечения как функции среднего поперечного импульса струй показано на рис. 20. Как полное, так и дифференциальное сечения хорошо согласуются с результатом NLO-вычислений и существенно ниже (с учетом погрешностей измерения) вычислений в лидирующем порядке.

На рис. 21 показаны результаты, полученные на установке OPAL. Приведены распределения средней поперечной энергии реконструированных струй для всего ($x_{\gamma}^{+} - x_{\gamma}^{-}$)-пространства (верхняя гистограмма) и для областей, насыщенных преимущественно событиями типа single-resolved (средняя гистограмма) и double-resolved (нижняя). Также показано согласие с NLO-вычислениями в пределах экспериментальных погрешностей.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлен обзор экспериментальных данных и результатов моделирования двухфотонных взаимодействий, полученных на установках ускорителя LEP (ЦЕРН). Высокая интегральная светимость коллайдера (около 600 пб^{-1} на каждом из экспериментов) и эффективная работа экспериментальных установок обеспечили возможность исследования практически всего спектра фотон-фотонных реакций. В результате проведенных исследований было продемонстрировано хорошее согласие между экспериментальными данными по рождению лептонных пар в широком диапазоне переданных фотонам четырехимпульсов и моделированию данных процессов; подтверждено проявление КХД-индуцированных процессов в рассеянии фотонов; получены новые данные о поведении структурной функции фотона в глубоконеупругом $e\gamma$ -рассеянии

в широком диапазоне Q^2 ; проведено измерение двухфотонной ширины распада легких и очарованных мезонов; показано соответствие измеренного сечения рождения $c\bar{c}$ NLO QCD-вычислениям; впервые проведено измерение сечения взаимодействия фотонов высокой виртуальности и продемонстрировано удовлетворительное согласие измерения BFKL-вычислениям; исследованы процессы рождения жестких струй в $\gamma\gamma$ -рассеянии и показано хорошее соответствие измеренного сечения проведенным NLO QCD-расчетам. Полученные результаты позволяют существенно улучшить понимание природы фотона и значительно продвинуться в построении моделей взаимодействий фотонов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 14. P. 199.*
2. *Budnev V. M. et al. // Phys. Rep. 1975. V. 15. P. 181.*
3. *Decamp D. et al. (ALEPH Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 294. P. 121;*
Busculic D. et al. (ALEPH Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 360. P. 481;
Aarnio P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 303. P. 233;
Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1996. V. 378. P. 57;
Adeva B. et al. (L3 Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 289. P. 35;
Chemarin M. et al. (L3 Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 349. P. 345;
Achmet K. et al. (OPAL Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 305. P. 275;
Anderson S. et al. (OPAL Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 403. P. 326.
4. *Akers R. et al. (OPAL Collab.) // Z. Phys. C. 1993. Bd. 60. S. 593.*
5. *Adriani O. et al. (L3 Collab.) // Phys. Lett. B. 1993. V. 318. P. 575.*
6. *Sakurai J. J., Schildknecht D. // Phys. Lett. C. 1972. V. 15. P. 121;*
Brodsky S. J., Hautmann F., Sopper D. E. // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 6957.
7. *Plathow-Besch H. // Comp. Phys. Commun. 1993. V. 75. P. 396.*
8. *Busculic D. et al. (ALEPH Collab.) // Phys. Lett. B. 1993. V. 313. P. 509.*
9. *Abreu P. et al. (DELPHI Collab.) // Z. Phys. C. 1994. Bd. 62. S. 357.*
10. *Abreu P. (DELPHI Collab.) // Z. Phys. C. 1996. Bd. 69. S. 223.*
11. *Witten E. // Nucl. Phys. B. 1977. V. 120. P. 189.*
12. *Glück M., Reya E., Vogt A. // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 3986;*
Glück M., Reya E., Vogt A. // Ibid. V. 46. P. 1973.
13. *Schuler G. A., Sjöstrand T. // Z. Phys. C. 1995. Bd. 68. S. 607.*
14. *Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2000. V. 18. P. 15.*
15. *Field J. H., Kapusta F., Poggioli L. // Z. Phys. C. 1987. Bd. 36. S. 121;*
Kapusta F. // Z. Phys. C. 1989. Bd. 42. S. 225.

16. *UKQCD Collab.* A Comprehensive Lattice Study of $SU(3)$ Glueballs // Phys. Lett. B. 1993. V. 309. P. 378.
17. *Behrend H. J. et al. (CELLO Collab.)* // Z. Phys. C. 1989. Bd. 42. S. 367;
Augustin J. E. et al. (DM2 Collab.) // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 1951;
Cicalo C. et al. (OBELIX Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 453.
18. *Acciarri M. et al. (L3 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2001. V. 501. P. 1.
19. *Acciarri M. et al. (L3 Collab.)* // Ibid. P. 173.
20. *Barate R. et al. (ALEPH Collab.)* // Phys. Lett. B. 2000. V. 472. P. 189.
21. *Kwong W., Rosner J. L., Quigg C.* // Ann. Rev. Nucl. Sci. 1987. V. 37. P. 325;
Ackleh E. S., Barnes T. // Phys. Rev. D. 1992. V. 45. P. 232;
Huang H.-W. et al. // Phys. Rev. D. 1997. V. 56. P. 368.
22. *Abdallah J. et al. (DELPHI Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 31. P. 481.
23. *Acciarri M. et al. (L3 Collab.)* // Phys. Lett. B. 1999. V. 467. P. 137.
24. *Drees M. et al.* // Phys. Lett. B. 1993. V. 306. P. 371.
25. *Achard P. et al. (L3 Collab.)* // Phys. Lett. B. 2002. V. 535. P. 59.
26. *The LEP Collab.* The LEP Electroweak Working Group and the SLD Heavy Flavour and Electroweak Groups. Preprint CERN-EP/2001-021.
27. *Heister A. et al. (ALEPH Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 28. P. 437.
28. *Dosch H. G., Gousset T., Pirner H. J.* // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 1666.
29. *Kuraev E. A., Lipatov L. N., Fadin V. S.* // Sov. Phys. JETP. 1997. V. 45. P. 199;
Balitski Ya. Ya., Lipatov L. N. // Sov. J. Nucl. Phys. 1978. V. 28. P. 822.
30. *Abdallah J. et al. (DELPHI Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 46. P. 559.
31. *Bartels J., Ewerz C., Staritzbichler R.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 492. P. 56;
Ewerz C. Private Communication.
32. *Kim V. T., Lipatov L. N., Pivovarov G. B.* The Next-to-leading BFKL Pomeron with Optimal Renormalization // Proc. of the Intern. Conf. on Elastic and Diffractive Scattering, Protvino, Russia, 1999 / Eds. V. A. Petrov, A. V. Prokudin. Singapore, 2000. P. 237;
Kim V. T. Private Communication.
33. *Lönblad L. et al. (TWOAM event generator) $\gamma\gamma$.* Event Generators // Physics at LEP2 / Eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner CERN 96-01. 1996. V. 2. P. 224.
34. *Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.)* // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 24. P. 17.
35. *Klasen M., Kramer G.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 3366. P. 385;
Klasen M. Private Communication.
36. *Ellis S. D., Soper D. E.* // Phys. Rev. D. 1993. V. 348. P. 3160;
Seymour M. Code Source. <http://hepwww.rl.ac.uk/theory/seymour/ktclus>

37. *Lönnblad L., Seymour M. (conveners). $\gamma\gamma$ Event Generators // Physics at LEP2 / Eds. G. Altarelli, T. Sjöstrand, F. Zwirner. CERN 96-01. 1996. V. 2. P. 204.*
38. *Pozdnyakov V. DELPHI 2005-007 CONF 727; Eur. Phys. J (submitted).*
39. *Abbiendi G. et al. (OPAL Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2003. V. 31. P. 307.*

Получено 15 июня 2006 г.