

γγ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ

П. С. Исаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены современные проблемы $\gamma\gamma$ -взаимодействия: метод эквивалентных фотонов, back-факторизация, проверка КЭД, рождение резонансов в области энергий до 2—3 ГэВ, сечения процессов $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\mu\mu$ ($K\bar{K}$) в области низких энергий, множественное рождение частиц и струй в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях при высоких энергиях, глубоконеупругое рассеяние электронов на фотонах, проблема глюония, редкие процессы и некоторые другие вопросы. Дана квантовохромодинамическая интерпретация рассматриваемых явлений. Обсуждены современные нерешенные проблемы $\gamma\gamma$ -взаимодействия.

A review of modern problems of $\gamma\gamma$ -interactions is given. A number of a questions are considered: the method of equivalent photons, back-factorization, test of QED, production of resonances in the energy region up to 2—3 Gev, the cross section of the processes $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\mu\mu$ ($K\bar{K}$) in the low energy region, production of particles and jets in high energy $\gamma\gamma$ -interactions, deep-inelastic scattering of electrons on photons, problems of gluonium, exotic processes and some other questions. Quantum chromodynamic interpretation of the processes under consideration is given. Modern unsolved problems are discussed.

ВВЕДЕНИЕ

В квантовой электродинамике, в отличие от классической, реализуется возможность взаимодействия электромагнитного поля с электромагнитным, или взаимодействие света со светом, или $\gamma\gamma$ -взаимодействие. До сих пор пока не удается осуществить эксперимент, в котором реальные γ -кванты взаимодействовали бы с реальными γ -квантами.

Рассматриваемые ниже явления по изучению $\gamma\gamma$ -взаимодействий лишь в рамках определенных теоретических предположений можно отнести к $\gamma\gamma$ -взаимодействиям. Однако согласие экспериментальных данных и теоретических формул оказывается настолько впечатляющим, что мы с полным основанием можем считать, что действительно изучаем $\gamma\gamma$ -взаимодействие.

Речь идет об интерпретации процессов столкновения пучков электронов и позитронов типа (рис. 1):

$$e^{\pm} + e^{-} \rightarrow e^{\pm} + e^{-} + \gamma^{*} + \gamma^{*} \rightarrow e^{\pm} + e^{-} + X, \quad (1)$$

где γ^{*} — виртуальный γ -квант; X — некоторое произвольное конечное состояние, допустимое законами сохранения.

Известно, что электромагнитное поле движущейся заряженной частицы можно представить в виде спектра фотонов, вид кото-

рого точно рассчитан в определенном порядке теории возмущений в квантовой электродинамике (КЭД) или рассчитан в различных приближениях. В полуклассической форме он был вычислен Вильямсом [1] и Вайдцекером [2] и получил название *метода эквивалентных фотонов* (МЭФ). Идея метода восходит к работам Ферми [3] и Бора [4]. В рамках теории возмущений в КЭД взаимодействие двух частиц (электрона и позитрона) можно рассматривать

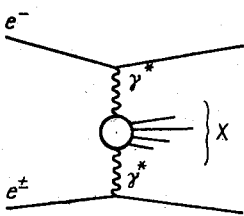


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, описывающая взаимодействие двух заряженных частиц в приближении $\gamma\gamma$ -взаимодействия

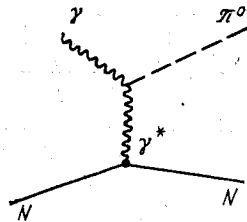


Рис. 2. Рождение π^0 -мезона в реакции $\gamma + N \rightarrow \pi^0 + N$

через взаимодействие двух виртуальных фотонов (см. рис. 1), в результате которого возникает некоторое реальное конечное состояние X . Именно взаимодействие высокоэнергетических пучков электронов и позитронов [см. (1)] рассматривают в настоящее время как лабораторию для изучения $\gamma\gamma$ -взаимодействия.

Процесс $\gamma\gamma$ -взаимодействия можно извлечь из реакций другого типа (рис. 2), когда один из фотонов — реальный. Это так называемый *эффект Примакова*. Конечное состояние X может включать как лептоны и фотоны, так и сильновзаимодействующие частицы (мезоны и барионы). В первом случае имеем дело с «чистой квантовой электродинамикой», во втором, при теоретической интерпретации явлений, обязаны включать квантовую хромодинамику (КХД). Но даже в том случае, когда в начальном и конечном состоянии какой-либо реакции присутствуют только электроны, позитроны и фотоны, эффекты сильных взаимодействий вносят определенный вклад в «чистую квантовую электродинамику», который можно довольно точно определить экспериментально. Поправки на сильные взаимодействия заметны как в явлениях КЭД при низких энергиях (например, поправки на поляризацию вакуума в $g-2$ -факторе электрона), так и при высоких энергиях, о чем пойдет речь ниже. Таким образом, «чистой квантовой электродинамикой» не существует, КЭД оказалась внутренне незамкнутой теорией.

Интерес к исследованию $\gamma\gamma$ -взаимодействия возрос после того, как было подчеркнуто [5—7], что при определенных условиях

эффективное сечение процесса (1) может оказаться по абсолютной величине больше сечения процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow X, \quad (2)$$

хотя сечение процесса (2) пропорционально α^2 ($\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$), а сечение процесса (1) пропорционально α^4 и должно быть из-за малости α примерно на 4 порядка меньше. Оказалось, что с ростом энергии E сталкивающихся пучков электронов и позитронов сечение однофотонной аннигиляции (2) падает пропорционально E^{-2} , а сечение (1) растет логарифмически, именно $\ln^2(E/m_e) \ln^2(E/m_\pi)$ (для случая, когда X состоит только из π -мезонов). Если состояние X есть 2— π -мезонное состояние, то оба сечения становятся сравнимыми при полной энергии сталкивающихся пучков, равной примерно 3 ГэВ. На ныне действующих ускорителях PEP (США) и PETRA (ФРГ) энергии сталкивающихся пучков достаточно велики, чтобы осуществить большую программу физических исследований в области КЭД, включающую изучение физики $\gamma\gamma$ -взаимодействий. Это стимулировало теоретические исследования $\gamma\gamma$ -взаимодействий. В настоящее время данная область исследований привлекает внимание физиков уникальными возможностями изучения свойств новых частиц, свойств взаимодействий $\pi\pi$ -, $K\bar{K}$ -мезонов, возможностями проверки фундаментальных положений КХД, например, как локальность взаимодействия глюонов с кварками, поиском новых частиц (хиггсовских бозонов, тяжелых лептонов) и т. п.

Первый этап активного интереса к $\gamma\gamma$ -взаимодействию, связанный с получением ряда экспериментальных данных на ускорителях в Новосибирске, Фраскати, Орсе, SPEAR и DESY, следует отнести к 1969—1973 гг. Этап включал проверку КЭД и МЭФ, измерение ширины распада мезонов типа $M \rightarrow \gamma\gamma$, изучение форм-факторных функций мезонов, изучение низкоэнергетического $\pi\pi$ -, $K\bar{K}$ -взаимодействия, проверку предсказаний алгебры токов, исследование асимптотического поведения вершинных функций, проблеме поиска пар тяжелых лептонов и некоторые другие вопросы.

В области теоретических исследований он характеризуется широким использованием аппарата КЭД, идей алгебры токов, применением метода дисперсионных соотношений к изучению $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -взаимодействий в процессах $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ и слабым проникновением партонной идеологии в описание явлений, связанных с $\gamma\gamma$ -взаимодействием. В обзорах [8, 9] и материалах симпозиума [10] подведены итоги этого этапа исследований. Начало второго, современного этапа исследования $\gamma\gamma$ -взаимодействия следует отнести к 1976—1977 гг., когда стало очевидно, что получение на ускорителях энергий встречных электрон-позитронных пучков порядка 20—30 ГэВ — это дело ближайших двух-трех

лет, а некоторые аспекты КХД лучше всего можно проверить в экспериментах на встречных пучках в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, о чем уже говорилось выше. Этот этап характеризуется набором значительного числа экспериментальных характеристик $\gamma\gamma$ -взаимодействия, для интерпретации которых используют только квантовомеханическую идеологию (в предположении справедливости квантовой электродинамики).

В настоящем обзоре основное внимание уделено анализу достижений второго этапа исследований $\gamma\gamma$ -взаимодействия (1976—1981 гг.). Более ранние результаты будут обсуждаться здесь лишь с целью более глубокого понимания проблемы в целом на сегодняшнем уровне.

1. КИНЕМАТИКА И МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФОТОНОВ

Кинематика процесса (1) была рассмотрена в ряде работ [11—14] Введем следующие переменные (рис. 3):

$$\begin{aligned} s &= (q_1 + q_2)^2; \quad \tilde{s} = (k_1 + k_2)^2 = M_x^2; \\ k_i &= (q_i - q'_i); \quad r_i = (q_i + q'_i); \quad K = (k_1 k_2)^2 - k_1^2 k_2^2; \\ s &= q_1^2 + q_2^2 + 2q_1 q_2 = 2m^2 + 2E_1 E_2 - 2q_1 q_2. \end{aligned} \quad (3)$$

В системе ц. м. сталкивающихся пучков:

$$\begin{aligned} q_1 &= -q_2 = q; \quad E_1 = E_2 = E, \\ \text{таким образом,} \quad s &= 2m^2 + 2q^2 + 2E^2 = 4E^2. \end{aligned}$$

Ниже будем пользоваться также переменными:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= E - E'_1 = (\omega + q)/2; \quad \omega_2 = E - E'_2 = (\omega - q)/2; \\ \tilde{s} &= \omega^2 - q^2 = 4\omega_1 \omega_2 = 4(E - E'_1)(E - E'_2), \end{aligned}$$

где ω и q — энергия и импульс системы M_x .

Для определенности в этом параграфе будем рассматривать процесс

$$e^- + e^- \rightarrow e^- + e^- + X, \quad (4)$$

где X — адронное состояние.

Для e^-e^- -соударения кроме диаграммы (рис. 3) в низшем порядке теории возмущений следует учитывать диаграмму, изображенную на рис. 4, соответствующую учету антисимметричной амплитуды процесса (4).

Сечение процесса (4), в котором проведено суммирование по конечным состояниям адронов X и по поляризациям электронов,

имеет вид:

$$\frac{d^4\sigma}{dE'_1 d\Omega'_1 dE'_2 d\Omega'_2} = \left(\frac{\alpha}{8\pi^2}\right)^2 \frac{1}{k_1^2 k_2^2} \frac{E'_1}{E_1} \frac{E'_2}{E_2} \rho_1^{\mu\mu'} \rho_2^{\nu\nu'} W_{\mu\nu\mu'\nu'}. \quad (5)$$

Здесь $d\Omega = \sin^2 \theta d\theta d\varphi$; θ_i — угол рассеяния i -го электрона.

После усреднения по начальным и суммирования по конечным состояниям электронов, матрица плотности электронов $\rho_i^{\alpha\beta}$ принимает вид:

$$\rho_i^{\alpha\beta} = \frac{1}{k_i^2} \sum \bar{u}(q_i) \gamma_{\alpha\mu} u(q'_i) \bar{u}(q'_i) \gamma_{\beta\nu} u(q_i) = g^{\alpha\beta} - \frac{q_i^\alpha q_i^\beta}{k_i^2} + \frac{r_i^\alpha r_i^\beta}{k_i^2}. \quad (6)$$

Тензор $W_{\mu\nu\mu'\nu'}$ — мнимая часть амплитуды упругого $\gamma\gamma$ -рассеяния вперед. Его можно выразить через амплитуды рассеяния

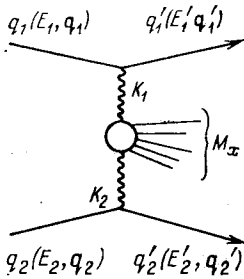


Рис. 3. Кинематика процесса глубоконеупругого рассеяния

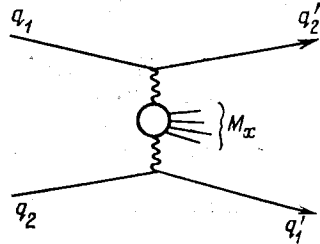


Рис. 4. Диаграмма Фейнмана, антисимметричная к диаграмме рис. 3

виртуальных фотонов с различными поляризациями. С этой целью амплитуду рассеяния

$$\gamma + \gamma \rightarrow X \quad (7)$$

рассматривают в ее собственной системе центра масс с помощью введения спиральных амплитуд.

Инвариантность относительно отражения времени и сохранения четности приводит к тому, что в тензоре $W_{\mu\nu\mu'\nu'}$ остается лишь восемь инвариантных спиральных амплитуд. Из них пять связаны с такими переходами из начального состояния в конечное, которые сохраняют спиральность у каждого фотона, а три оставшиеся связаны с переходами, в которых фотоны обмениваются спиральностью, но так, что полная спиральность состояния сохраняется.

В работе [11] показано, что из-за симметрии матрицы $\rho_i^{\alpha\beta}$ [см. (6)] физически наблюдаемыми могут быть только шесть комбинаций из восьми амплитуд. Введем обозначения: σ_{TT} — для сечения

рассеяния фотона с поперечной поляризацией T на фотоне с поперечной поляризацией T , σ_{ST} — для сечения рассеяния скалярного фотона S на фотоне с поперечной поляризацией T , τ_{ST} — для сечения рассеяния скалярного фотона на фотоне с поперечной поляризацией, соответствующего амплитуде с обменом спиральностями. С помощью этих амплитуд окончательное выражение для сечения процесса (4) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{d^4\sigma}{dE'_1 d\Omega'_1 dE'_2 d\Omega'_2} = & \left(\frac{\alpha}{4\pi^2}\right)^2 \frac{\sqrt{\mathcal{K}}}{2k_1^2 k_2^2} \frac{E'_1 E'_2}{E_1 E_2} \{4\rho_1^{11} \rho_2^{11} \sigma_{TT} + \\ & + 2\rho_1^{11} \rho_2^{00} \sigma_{TS} + 2\rho_1^{00} \rho_2^{11} \sigma_{ST} + \rho_1^{00} \rho_2^{00} \sigma_{SS} + \\ & + 2\text{Re}\rho_1^{1-1} \rho_2^{1-1} \tau_{TT} + 8\text{Re}\rho_1^{10} \rho_2^{10} \tau_{TS}\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Функции σ_{ih} и τ_{ih} можно рассчитать теоретически из модельных соображений и определить из сравнения с экспериментальными данными.

Если эксперимент проводится с поляризованными встречными пучками, то появляется принципиальная возможность выделить все восемь инвариантных амплитуд. Учет поляризации пучков электронов и позитронов в начальном состоянии добавляет антисимметричную часть к матрице плотности $\rho_i^{\alpha\beta}$ (6). Однако она пропорциональна массе электрона, дает малый вклад в сечение (8) и вряд ли в ближайшее время можно осуществить эксперимент с целью определить все инвариантные амплитуды.

Для больших значений E_i и малых k_i^2 и E'_i формула (8) существенно упрощается, так как в ней можно пренебречь сечениями σ_{TS} , σ_{ST} , σ_{SS} , τ_{TS} , поскольку они пропорциональны k_i^2 и дают малый вклад. Область малых значений k_i^2 и E'_i отвечает малым углам рассеяния сталкивающихся частиц. В этом приближении выражение для сечения (8) принимает форму:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dE'_1 d\Omega'_1 dE'_2 d\Omega'_2} \approx & \left(\frac{\alpha}{4\pi^2}\right)^2 \frac{\sqrt{\mathcal{K}}}{k_1^2 k_2^2} \frac{E'_1 E'_2}{E_1 E_2} \times \\ & \times \{2\rho_1^{11} \rho_2^{11} \sigma_{TT} + \text{Re}\rho_1^{1-1} \rho_2^{1-1} \tau_{TT}\}, \end{aligned} \quad (9)$$

где сечения σ_{TT} и τ_{TT} приближенно можно исследовать на массовой поверхности для значений $k_1^2 = k_2^2 = 0$. В частности, $\sigma_{TT}(M_X^2, k_i^2) \rightarrow \sigma_{\gamma\gamma}(M_X^2)$, т. е. σ_{TT} переходит в сечение реальных фотонов для реакции (7).

Если пренебречь зависимостью амплитуд $\rho_i^{\alpha\beta}$ от азимутального угла, который определяется как угол между плоскостями рассеяния электронов, а это можно сделать в приближении малых углов рассеяния θ_1 и θ_2 , проинтегрировать выражение (9) по θ_1 и θ_2 и положить $E_1 = E_2 = E$, то получим приближение Вильямса — Вайцзекера (МЭФ):

$$d\sigma/d\omega_1 d\omega_2 = n(\omega_1) n(\omega_2) \sigma_{\gamma\gamma}(4\omega_1\omega_2), \quad (10)$$

где $\omega_i = E - E'_i$; $n(\omega_i)$ — спектр эквивалентных фотонов i -го электрона.

Выражения для спектров эквивалентных фотонов вычисляли многие авторы (см. список литературы в [8, 9]).

Приведем здесь несколько выражений для этих спектров:

$$n(\omega) = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \left(\ln \frac{E}{\omega} - 0,4 \right)$$

— спектр Вильямса — Вайцзекера [1, 2];

$$n(\omega) = \frac{2\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \left(1 - \frac{\omega}{E} + \frac{\omega^2}{2E^2} \right) \left(\ln \frac{E}{m} - 0,5 \right) \quad (11)$$

— спектр Кесслера — Кесслера [15];

$$n(\omega) = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega} \left[\left(1 - \frac{\omega}{E} + \frac{\omega^2}{2E^2} \right) \ln \frac{k_{\text{макс}}^2}{k_{\text{мин}}^2} - \left(1 - \frac{\omega}{E} \right) \left(1 - \frac{k_{\text{мин}}^2}{k_{\text{макс}}^2} \right) \right] [8],$$

где $k_{\text{макс}}^2 = \omega^2$; $k_{\text{мин}}^2 \approx m^2 \omega^2 / E^2$; E — энергия электрона. При выводе спектра эквивалентных фотонов интегрирование по углу рассеяния электрона θ ведется в пределах некоторой кинематически разрешенной области. Выбор пределов интегрирования влияет на форму спектра [16]. Форма спектров (11) может существенно зависеть также от других приближений, используемых в процессе расчетов $n(\omega)$. Обсуждение законности приближения МЭФ продолжается до сегодняшнего дня [17, 18]. Проблема применимости МЭФ и связанная с ней проблема выделения информации о $\gamma\gamma$ -взаимодействии * из экспериментальных данных, полученных в реакции $ee \rightarrow eeX$ факторизацией сечения $\gamma\gamma \rightarrow X$, относятся к числу важнейших, и необходимость их решения вызывается и определенными условиями, в которых проводится эксперимент, и повышением точности экспериментов, и необходимостью быть убежденным в том, что МЭФ действительно обеспечивает правильное выделение $\gamma\gamma$ -взаимодействия из рассматриваемой реакции. В связи с этим важное значение приобретают как проблемы создания детекторов элементарных частиц высокого класса, проблемы увеличения светимости на ускорителях на встречных пучках, так и экспериментальные и теоретические проблемы выделения фона в реакции $ee \rightarrow eeM_X$, расчета радиационных поправок к изучаемым процессам, к чему вернемся несколько ниже.

Сечение (10) можно проинтегрировать по одной из переменных (ω_1 или ω_2) и получить сечение распределения по квадрату инвариантной массы рожденных в $\gamma\gamma$ -соударениях частиц $\tilde{s} = M_X^2$.

* Аналог, по-английски: back factorization.

Для простоты расчетов ограничимся случаем $E \rightarrow \infty$, когда в спектрах (11) можно оставить только логарифмический член:

$$n(\omega_i) \approx \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{\omega_i} \ln \frac{k_i^2{}_{\text{МАКС}}}{k_i^2{}_{\text{МИН}}}. \quad (12)$$

Из (10) и (11) получим

$$\frac{d\sigma}{d\tilde{s}} = \sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s}) \int_{\omega_{1\text{МИН}}}^{\omega_{1\text{МАКС}}} n(\omega_1) n\left(\frac{\tilde{s}}{4\omega_1}\right) d\omega_1 \quad (13)$$

где $\tilde{s} = 4\omega_1\omega_2$; $\omega_{1\text{МИН}} = \tilde{s}/4\omega_{2\text{МИН}}$; $\omega_{1\text{МАКС}} \rightarrow \infty$.

Ограничиваясь логарифмическим приближением в (13), получаем сечение рождения адронов в переменных \tilde{s} :

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\tilde{s}} = & \left(\frac{2\alpha}{\pi}\right)^2 \frac{\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s})}{4\tilde{s}} \ln^2 \frac{E}{m} \left[\left(1 + \frac{\tilde{s}}{2s}\right)^2 \ln \frac{s}{\tilde{s}} - \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} \left(3 + \frac{\tilde{s}}{s}\right) \left(1 - \frac{\tilde{s}}{s}\right) \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

Как следует из вывода (14), это выражение справедливо для тех случаев, когда рассеянные электроны в конечном состоянии не детектируются. Если же они детектируются в некоторой области углов ($\theta_{\text{МИН}}$, $\theta_{\text{МАКС}}$), то это приводит к замене множителя $\ln(E/m)$ на множитель $\ln(\theta_{\text{МАКС}}/\theta_{\text{МИН}})$, что ведет к значительному уменьшению сечения $d\sigma/d\tilde{s}$. Это понятно, так как из всей допустимой области углов рассеяния электронов в (14) теперь вырезается некоторая малая область ($\theta_{\text{МАКС}}$, $\theta_{\text{МИН}}$), в которой происходит регистрация рассеянных электронов.

Можно, наконец, проинтегрировать по \tilde{s} и получить выражение для полного сечения $\sigma(ee \rightarrow eeX)$:

$$\sigma(ee \rightarrow eeX) \approx 2 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \left(\ln \frac{E}{m}\right)^2 \int \frac{d\tilde{s}}{\tilde{s}} \sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s}) f(\tilde{s}),$$

где $f(\tilde{s}) = (2 + \tilde{s}/s)^2 \ln \sqrt{s/\tilde{s}} - (3 + \tilde{s}/s)(1 - \tilde{s}/s)$. (15)

Для больших значений \tilde{s} полное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны, описываемое величиной $\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s})$, было оценено [19] в предположении факторизации померонной и первой ведущей траектории Реджэ, с учетом асимптотического поведения сечений $\sigma_{\text{tot}}(pp)$ и $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ и оказалось равным:

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s}) \approx 0,24 \text{ мкб} + 0,27/\tilde{s} \text{ мкб}. \text{ ГэВ} \quad (16)$$

(в формуле использовано соотношение

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\bar{s}) \rightarrow [\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)]^2 / [\sigma_{\text{tot}}(pp)]^2 \approx 0,24 \text{ мкб}).$$

Анализ этой формулы будет дан ниже при сравнении с экспериментальными данными по полному сечению.

Сечение, соответствующее рождению резонанса X_R с массой M_R , шириной Γ_R и спином I_R , в приближении МЭФ имеет вид:

$$\sigma(ee \rightarrow eeX_R) \approx [(4\alpha)^2 / M_R^2] (2I_R + 1) \Gamma(X_R \rightarrow 2\gamma) \ln^2(E/M_R) f(\bar{s}_R). \quad (17)$$

В рассматриваемом низшем порядке теории возмущений кроме диаграмм, представленных на рис. 3 и 4, существует еще ряд диаграмм, дающих вклад в сечение процесса (4). На рис. 5 пред-

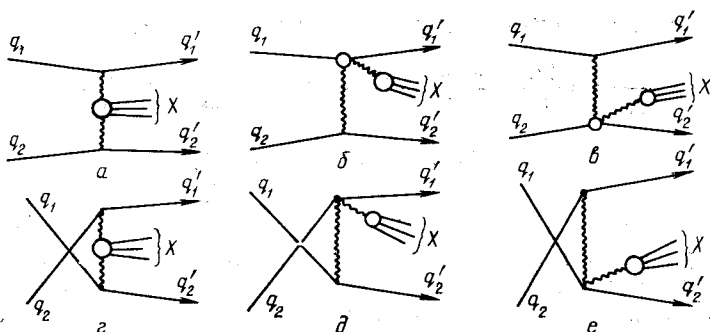


Рис. 5. C -четные (a, z) и C -нечетные (b, v, d, e) состояния X , возникающие в процессе $e^-e^- \rightarrow e^-e^- + X$ в низшем порядке теории возмущений

ставлены все диаграммы данного порядка, из которых нас интересуют лишь две (рис. 5, a, z), а остальные четыре являются «теоретическим фоном» к $\gamma\gamma$ -взаимодействию, который необходимо вычислить и исключить. Кроме «теоретического фона» есть «экспериментальный», связанный с условиями эксперимента, который может включать ошибки в определении частиц, эффекты ненаблюдаемости (пропуска) частиц, столкновения, не связанные с ee -соударениями, специальную геометрию эксперимента и т. п.

Состояния X , рожденные в $\gamma\gamma$ -соударениях (см. рис. 5, a, z) есть C -четные состояния, в отличие от состояний X , появившихся в результате фрагментации одного γ -кванта (рис. 5, b, v, d и e). Вследствие такого различного поведения состояния X относительно операции зарядового сопряжения, диаграммы рис. 5, a, z не интерферируют с остальными четырьмя. В матричном элементе, соответствующем диаграмме рис. 5, a , будут присутствовать два фотон-

ных пропагатора, пропорциональных $1/k_1^2$ и $1/k_2^2$. При достаточно малых значениях k_1^2 и k_2^2 вклад этой диаграммы будет большим.

Диаграммы рис. 5, z — e соответствуют процессам рассеяния электронов назад, что приводит к большим значениям k^2 и соот-

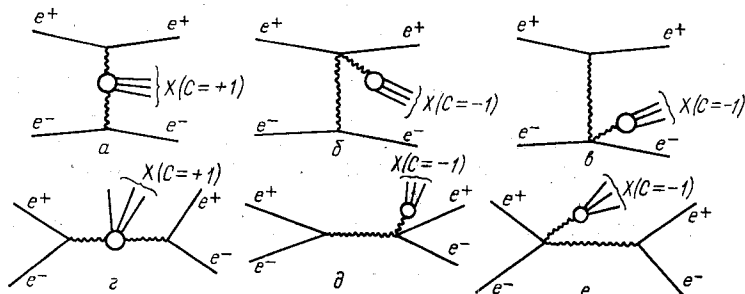


Рис. 6. C -четные (a, z) и C -нечетные (b, v, d, e) состояния X , возникающие в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$ в низшем порядке теории возмущений

ответственно малым вкладам в сечение по сравнению с вкладом от диаграммы рис. 5, a . Наконец, диаграммы 5, b, v будут соответствовать тому, что один из k^2 может быть малым, а другой, в вершине

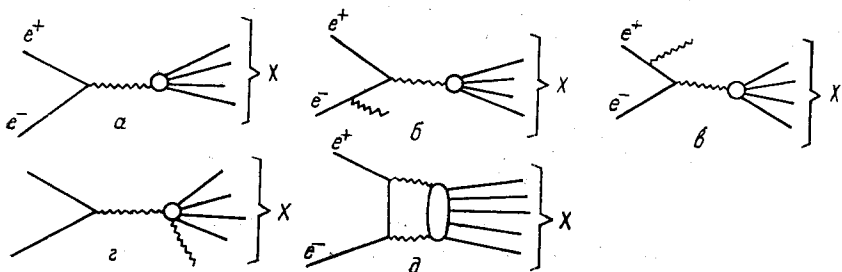


Рис. 7. Однофотонная (a), радиационные поправки к ней ($b - v$) и двухфотонная (d) аннигиляции

которого появляется состояние X , не может быть малым. Вклад в сечение от этих диаграмм при определенных кинематических условиях может оказаться заметным, и его следует учитывать (оценка приводится ниже). Учет диаграмм более высокого порядка по константе α вносит малые поправки и до сих пор не проводился.

Для процессов столкновения встречных e^+e^- -пучков

$$e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + X \tag{18}$$

рассматривается аналогичный набор диаграмм. Дополнительными фоновыми к диаграммам на рис. 6, $a - z$ могут быть диаграммы, изображенные на рис. 7, $a - d$. Как отмечалось выше, сечение

$e^+e^- \rightarrow X$ доминирует в области энергии сталкивающихся пучков до 1—1,5 ГэВ, а далее оно быстро убывает с энергией. Радиационные поправки к процессу $e^+e^- \rightarrow X$ убывают пропорционально $1/E^2$ и также могут быть отделены. Двухфотонная аннигиляция вносит малый вклад в сечение и им можно пренебречь.} Вклады в сечение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$ диаграмм более высокого по α порядка малы.

Таким образом, так же, как и для e^-e^- -сталкивающихся пучков, для реакции (18) можно при определенных кинематических условиях выделить вклад диаграмм рис. 6, а и, используя метод эквивалентных фотонов, выделить сечение $\gamma\gamma$ -взаимодействия. В качестве примера оценки величины «фонов» приведем некоторые цифры из одного из ранних расчетов [20]. Для процессов

$$ee \rightarrow ee\mu; \quad (I)$$

$$ee \rightarrow eel\bar{l}; \quad (II)$$

$$ee \rightarrow eeK\bar{K}; \quad (III)$$

$$ee \rightarrow eeM_X \quad (IV)$$

вклады диаграмм рис. 5, б и 6, б соответственно в сечения (4) и (18) были равны вкладам диаграмм рис. 5, а и рис. 6, а в соответствующие сечения при следующих значениях углов и M_X (энергия сталкивающихся пучков $E = 3$ ГэВ):

	θ , град	M_X , ГэВ
для реакции (I)	36	250 МэВ
для реакции (II)	40	1
для реакции (III)	6	1,02
для реакции (IV)	23	1,40

С ростом энергии сталкивающихся пучков ситуация ухудшается. Таким образом, фон необходимо тщательно учитывать.

В одной из недавних работ [21] была предложена программа расчета на ЭВМ различных вкладов в $\gamma\gamma$ -процессы взаимодействия. В частности, проводилось сравнение вкладов в сечение $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ от диаграмм, представленных на рис. 8, а, б с вкладом от диаграмм, изображенных на рис. 8, в — е. В работе рассматривалась кинематика, в которой регистрировались оба рассеянных e^+ и e^- лептона.

Для углов $\theta_e > 2^\circ$ были получены следующие сечения (для энергии пучков, примерно равной 30 ГэВ):

$d\sigma/dM_{\mu\mu} = 220 \pm 5$ пб (учтен вклад только от диаграмм рис. 8, а и б ($M_{\mu\mu}$ — инвариантная масса $\mu^+\mu^-$ — пары);

$d\sigma/dM_{\mu\mu} = 249 \pm 5$ пб (учтен вклад всех шести диаграмм, т. е. превышение сечения составляет около 10%).

Было показано, что вклад диаграмм рис. 8, в — е заметен лишь для значений масс $M_{\mu\mu} \leq 1$ ГэВ. При значениях масс

$M_{\mu\mu} \gtrsim 2$ ГэВ сечение определяется полностью первыми двумя диаграммами.

Большой фон может происходить от чисто электромагнитных процессов (таких, как $ee \rightarrow ee\gamma\gamma$, $ee \rightarrow eee^+e^-$). Для отделения этих процессов от процесса рождения адронов достаточно зарегистрировать в конечном состоянии хотя бы один адрон.

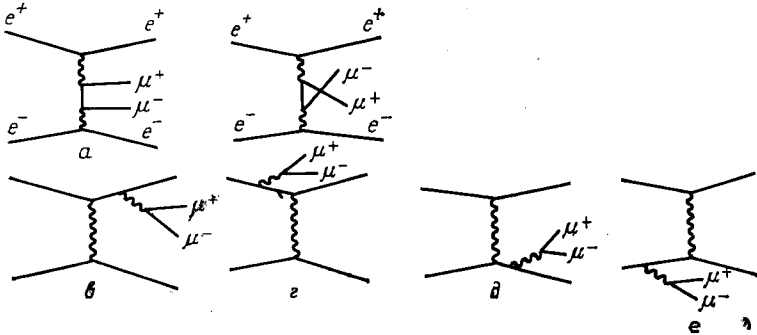


Рис. 8. Диаграммы, описывающие процесс $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \mu^+\mu^-$ в низшем порядке теории возмущений

Чтобы закончить обсуждение проблемы фона, добавим, что до настоящего времени для всех доступных для измерения процессов $\gamma\gamma \rightarrow X$ проблема фона ни разу не выступала как непреодолимая. Как правило, фон всегда удавалось отделить с достаточно высокой степенью точности.

2. ПРОВЕРКА КЭД

Проверка КЭД в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях связана с измерением сечений реакций:

$$ee \rightarrow eee^+e^-; ee \rightarrow ee\mu^+\mu^-.$$

В обзоре [22] приведены данные по изучению реакций $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + 2$ заряженных частицы. В число заряженных частиц кроме e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ -пар входили $\pi^+\pi^-$ -пары. Экспериментальные данные сравнивались с предсказаниями квантовой электродинамики [21]. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами дано на рис. 9. Демонстрируется хорошее согласие (в пределах погрешности примерно 15%). Радиационные поправки к 2γ -процессу не были еще учтены. Превышение экспериментальных точек над теоретической кривой в области энергий 1—1,5 ГэВ объясняется вкладом f^0 -мезона, распадающегося на 2π -мезона.

Таким образом, делается вывод о том, что квантовая электродинамика справедлива в рассматриваемой области $Q^2 \ll 0,25 \text{ ГэВ}^2$

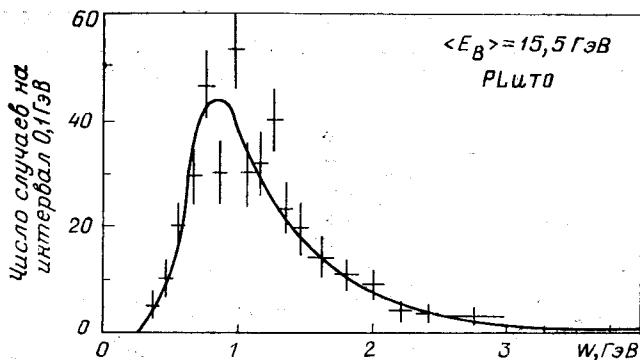


Рис. 9. Распределение инвариантной массы W двух заряженных частиц в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ две заряженные частицы: сплошная кривая — предсказание КЭД

и энергии системы 2γ до 3 ГэВ в низшем порядке теории возмущений (α^4).

3. $\gamma\gamma$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

К числу интересных явлений в области низких энергий следует отнести рождение резонансов в состоянии с $C = \pm 1$. Два виртуальных фотона со спином $1\frac{1}{2}$ порождают состояния $I^{PC} = 0^{\pm+}, 2^{\pm+} \dots$. Таким образом, в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях можно изучать процессы рождения π -, η -, η' -, A_2 -, f -, f' ...-мезонов, а также состояния, образованные очарованными, боттомиевыми и возможными другими, более тяжелыми кварками: $\eta_c, \chi_c, \eta_b, \chi_b \dots$ и т. д.

Для ряда мезонов получены экспериментальные значения ширины распада $\Gamma (R \rightarrow \gamma\gamma)$:

$\Gamma (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (7,95 \pm 0,55) \text{ эВ}$ [23]; $\Gamma (\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (0,32 \pm 0,05) \text{ кэВ}$ [23]; $\Gamma (\eta' \rightarrow \gamma\gamma) = (5,9 \pm 1,6) \text{ кэВ}$ [24]; $\Gamma (f^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (2,3 \pm 0,5) \text{ кэВ}$ [25]; $\Gamma (f'^0 \rightarrow \gamma\gamma) = (4,1 \pm 0,4) \text{ кэВ}$ [26]; $\Gamma (f'^0 \rightarrow \gamma\gamma) \leq 4,7 \text{ кэВ}$ (степень достоверности 95%) [27]. Получены ограничения на величину $\Gamma (R \rightarrow \gamma\gamma)$ $B (R \rightarrow \text{конечное состояние})$ [28] (табл. 1).

Имеются теоретические оценки $\Gamma (R \rightarrow \gamma\gamma)$ и сечения рождения резонансов [29, 30] (табл. 2).

Из выражения (17) видно, что полное сечение рождения резонанса (или мезона) в приближении МЭФ пропорционально ширине $\Gamma (R \rightarrow \gamma\gamma)$. На возможность измерения ширины $\Gamma (\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)$ или

Таблица 1

Конечное состояние	Мезон	σ , пб	$\Gamma_{\gamma\gamma}$, кэВ
$\pi^+\pi^-\gamma$	f (1270)	$\sigma \times B(f \rightarrow \rho\gamma)$ $< 0,14$	$\Gamma_{\gamma\gamma} \times B(f \rightarrow \rho\gamma)$ $< 0,8$
$\rho^\pm\pi^\pm$	A_2 (1310)	$< 0,36$	$< 0,25$
K^+K^-	f (1270)	$< 4,2$	< 24
K^+K^-	A_2 (1310)	$< 2,6$	< 17
K^+K^-	f' (1515)	$\sigma \times B(f' \rightarrow K^+K^-)$ $< 0,052$	$\Gamma_{\gamma\gamma} \times B(f' \rightarrow K^+K^-)$ $< 0,6$

Таблица 2. Значения ширины распада $\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)$ и сечения рождения резонансов для разных энергий [29]

Резонанс	$\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)$, кэВ	$\sigma(ee \rightarrow eeR)$, пб		
		3 ГэВ	15 ГэВ	70 ГэВ
π^0	$7,95 \cdot 10^{-3}$	1,0	2,9	3,7
η	0,324	0,2	0,9	1,7
η'	5,9	0,8	2,6	5,3
A	1,8	0,4	1,3	2,9
f^2	5	1,1	4,2	8,9
f'	0,4	0,04	0,18	0,40
η_c	6,4	$6 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-2}$	0,14
χ_0	1	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$
χ_2	4/15	$1 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$	$3,2 \cdot 10^{-3}$
η_b	0,4	0	$4 \cdot 10^{-5}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$

времени жизни π^0 -мезона в реакции рассматриваемого типа впервые было указано Лоу [31]. Изучение процессов рождения мезонов в $\gamma\gamma$ -соударениях позволяет проверить ряд теоретических гипотез. Рассмотрим распад π^0 -мезона на два γ -кванта. Вершинная функция, описывающая этот процесс, определяется следующим образом:

$$T^{\mu\nu} = \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma} F_{\pi^0}(k_1^2, k_2^2, m_\pi^2). \quad (19)$$

Ширина распада $[\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma)]$ определяется через форм-фактор π^0 -мезона F_{π^0}

$$\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{|e^2 F_\pi(0, 0, m_\pi^2)|^2}{64\pi} m_\pi^3. \quad (20)$$

С учетом гипотезы РСАС и включением аномального члена тождество Уорда — Такахаша можно записать в виде:

$$T^{\mu\nu}(k_1, k_2)|_{m_\pi^2=0} = -\frac{s}{2\pi^2 f_\pi} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} k_{1\rho} k_{2\sigma} + (\text{члены пропорциональные } k_1^2, k_2^2). \quad (21)$$

При $k_1^2, k_2^2 \rightarrow 0$

$$T^{\mu\nu}(0, 0)|_{m_\pi^2=0} = 0, \text{ если } s = 0.$$

Однако учет аномалии [32] ($s \neq 0$) ведет к тому, что

$$T^{\mu\nu}(0, 0, m_\pi^2) \approx T^{\mu\nu}(0, 0, 0) = -s/(2\pi^2 f_\pi). \quad (22)$$

Нормируем форм-факторную функцию $F_{\pi^0}(k_1^2, k_2^2, m_\pi^2)$ на константу связи $g_{\pi^0 \gamma \gamma}$ ($F_{\pi^0}(0, 0, m_\pi^2) = g_{\pi^0 \gamma \gamma}$):

$$F_{\pi^0}(0, 0, 0) = - (s/2\pi^2 f_\pi) \approx g_{\pi^0 \gamma \gamma}, \quad (23)$$

где $s = 1/2$ для дробных значений зарядов кварков (трехтриплетная кварковая модель), $s = 1/6$ для модели Гелл-Мана — Цвейга и $f_\pi = 95$ МэВ. (Очевидно, что в соотношении (23) предполагается законной экстраполяции $F_\pi(0, 0, 0)$ в точку $F_{\pi^0}(0, 0, m_\pi^2)$.)

Подставляя (23) в (20) при $s = 1/2$, получаем значение $\Gamma(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) \approx 7,3$ эВ, что находится в хорошем согласии с экспериментальным значением этой величины. Асимптотический предел форм-факторной функции $F_{\pi^0}(k_1^2, k_2^2, m_\pi^2)$ при $k_1^2 \rightarrow \infty$ и $k_1^2/k_2^2 \rightarrow \text{const}$ определяется выражением [33, 34]:

$$F_{\pi^0}(k_1^2, k_2^2) \rightarrow 2f_\pi/k_1^2. \quad (24)$$

Таким образом, изучение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0$ позволяет проверить предсказания гипотезы РСАС, некоторые предельные соотношения типа (24) и отобрать одну из кварковых моделей.

Аналогичные проблемы решаются при определении ширин распадов других мезонов (η, η'). Так, кварковая модель с целыми значениями зарядов кварков предсказывает значение $\Gamma(\eta' \rightarrow \gamma\gamma)$, в 4 раза превышающее экспериментально наблюдаемое, что говорит в пользу модели кварков с дробными зарядами [35].

Используя свержсходящиеся правила сумм [36] для реальных фотонов и насыщая их низколежащими псевдоскалярными, скалярными и тензорными резонансами, можно получить теоретическую оценку минимального значения ширины распада f -мезона на 2γ -кванта $\Gamma(f \rightarrow \gamma\gamma) \approx 9$ кэВ. Ограничиваясь далее вкладом только от псевдоскалярных мезонов, находим значение $\Gamma(f \rightarrow \gamma\gamma) \gtrsim 3,6$ кэВ. Экспериментально измеренное значение [25] $\Gamma(f \rightarrow \gamma\gamma) = (2,3 \pm 0,5)$ кэВ меньше минимального теоретического, что ведет к необходимости дальнейшей проверки этой величины в новых экспериментах. Данные [26, 27] лучше согласуются с теоретическими предсказаниями.

В настоящее время мезоны рассматриваются состоящими из кварков и антикварков. В рамках $SU(3)$ -симметрии, в предположении, что все состояния с данным J^P имеют одинаковые пространственные волновые функции («ноетная симметрия»),

получен ряд соотношений между ширинами распадов резонансов на два γ -кванта [29]. Их проверка также представляет значительный интерес.

Весьма интересными с теоретической точки зрения являются процессы $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$, позволяющие получить важные сведения о $\pi\pi$ -, $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ и $K\bar{K}$ -взаимодействиях в области низких энергий (обзор экспериментальных данных будет приведен ниже). Анализ этих реакций может также представлять интерес с точки зрения поиска глюония (см. разд. 6).

Исследование реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ началось около 20 лет назад, когда с помощью метода двойных дисперсионных соотношений исследование реакций: $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$, $\pi K \rightarrow \pi K$; $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ было сведено к поиску решения системы нелинейных интегральных сингулярных уравнений. Оказалось, что дисперсионные соотношения, примененные к реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, ведут к более простым, линейным интегральным сингулярным уравнениям и их можно точно решить, если сделать некоторые предположения относительно энергетического поведения фаз $\pi\pi$ -рассеяния. Первые уравнения были выписаны в 1960 г. [37]. Однако ни о каком решении, имеющем отношение к физическому процессу рождения π -мезонов в реакции $ee \rightarrow ee\pi\pi$, тогда не могло быть речи *. Эта проблема зародилась в начале 70-х годов, когда возникла реальная возможность изучения процесса $ee \rightarrow ee\pi\pi$ на ускорителях со встречными $e^\pm e$ -пучками. Появился ряд теоретических работ [38—48], посвященных решению этой задачи с учетом взаимодействия $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -мезонов в конечном состоянии (с учетом сильных взаимодействий). Полное исследование реакций $ee \rightarrow ee\pi\pi$, $ee \rightarrow eeK\bar{K}$ и $ee \rightarrow ee\gamma\gamma$ было проведено в работах [45—48]. При дальнейшем изложении будем следовать этим работам.

Несмотря на то что сейчас все элементарные частицы рассматриваются состоящими из кварков и, казалось бы, обсуждаемая проблема должна решаться в рамках утверждающегося представления о составных частицах, до сих пор теоретическое описание процессов $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$, $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ в области низких энергий (до 1,5 ГэВ), основанное на методе дисперсионных соотношений, остается имеющим силу и наиболее полным. Метод дисперсионных соотношений справедлив и сейчас, и идеи аналитичности амплитуд рассеяния по переменным энергии и импульса возрождаются в рамках ныне утверждающейся квантовой хромодинамики.

Рассмотрим более подробно процесс рождения π -мезонов: $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. В системе центра масс виртуальных фотонов введем

* Исследование реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ представляло интерес с точки зрения оценки ее влияния на комптоновское рассеяние на нуклоне.

следующие релятивистские амплитуды и обозначения (рис. 10):

$$\langle f | \hat{S} | i \rangle = \frac{i}{(2\pi)^2} \frac{1}{4\omega k_0} \delta^4(k_1 + k_2 - p_1 - p_2) \times \\ \times T_{\alpha\beta}^j(t, \cos \varphi_t) \varepsilon^\alpha \varepsilon'^\beta, \quad (25)$$

где $p_1^2 = p_2^2 = m_\pi^2$; $k_1^2 = k_2^2 = -m_\gamma^2$; $t = 4k_0^2 = 4\omega^2$; $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ — энергия виртуальных γ -квантов; φ_t — угол рассеяния π -мезонов; α, β — принимают три значения x, y, z . Амплитуды $T_{\alpha\beta}^j$

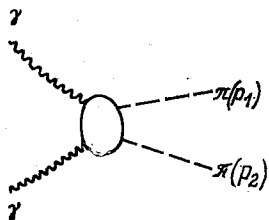


Рис. 10. Диаграмма, описывающая процесс $\gamma + \gamma \rightarrow \pi + \pi$

описывают взаимодействие двух виртуальных фотонов с определенными поляризациями (продольными, поперечными). Конечное 2-пионное состояние может иметь три значения полного изотопического спина $T = 0, 1, 2$. Требование C -инвариантности амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ исключает значение $T = 1$. Таким образом,

$$\left. \begin{aligned} T_{\alpha\beta}^{\pi^+\pi^-}(t, \cos \varphi_t) &= \frac{1}{\sqrt{3}} T_{\alpha\beta}^{(T=0)} + \frac{1}{\sqrt{6}} T_{\alpha\beta}^{(T=2)}; \\ T_{\alpha\beta}^{\pi^0\pi^0}(t, \cos \varphi_t) &= \frac{2}{\sqrt{6}} T_{\alpha\beta}^{(T=2)} - \frac{1}{\sqrt{3}} T_{\alpha\beta}^{(T=0)}. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

В прямом канале реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ переменные t, s, u имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} t &= (k_1 + k_2)^2 = 4k_0^2 = 4\omega^2; \\ s &= (k_1 - p_2)^2 = -m_\gamma^2 + m_\pi^2 - t/2 - \\ &\quad - 2\sqrt{(t/4 + m_\gamma^2)(t/4 - m_\pi^2)} \cos \varphi_t; \\ u &= (k_1 - p_1)^2 = -m_\gamma^2 + m_\pi^2 - t/2 + \\ &\quad + 2\sqrt{(t/4 + m_\gamma^2)(t/4 - m_\pi^2)} \cos \varphi_t. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Разрезы в комплексной t -плоскости определяются 2-частичными порогами:

$$t \geq 4m_\pi^2; \quad s \geq 2(m_\pi^2 - m_\gamma^2); \quad u \geq 2(m_\pi^2 - m_\gamma^2).$$

В кроссинг-каналах пороговые значения определяются из условия положительности энергии пространственно-подобных вир-

туальных фотонов:

$$\omega_1 = E_1 - E'_1 \geq 0; \quad \omega_2 = E_2 - E'_2 \geq 0,$$

где E_i, E'_i — энергии начальных и конечных электронов. Зависимость разрезов от t и $\cos \varphi_t$ представлена на рис. 11.

Дисперсионные соотношения можно записать сначала для изотопических амплитуд $T_{\alpha\beta}^T$. Интегралы по левым разрезам (по s и u)

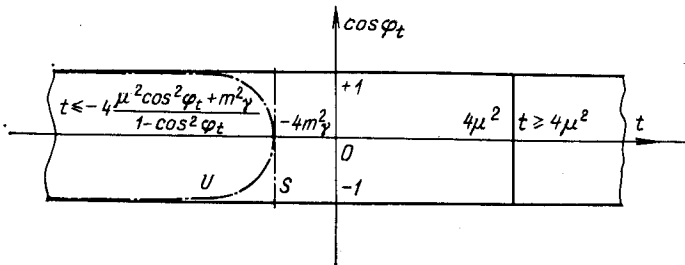


Рис. 11. Разрез в плоскости $(t, \cos \varphi)$

от кроссинг-каналов, т. е. от реакций $\gamma + \pi \rightarrow \gamma + \pi$, приближенно учитываются борновскими членами и ω - и ρ -резонансами. Вклады от ω - и ρ -резонансов вычисляются с помощью эффективных гамильтонианов для $\omega\pi\gamma$ - и $\rho\pi\gamma$ -вершин. Реакция $\gamma + \gamma \rightarrow \pi^0 + \pi^0$ содержит оба резонанса в s - и u -каналах. Амплитуда процесса $\gamma + \gamma \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ содержит лишь вклад ρ -мезона.

Амплитуды $T_{\alpha\beta}^{(T)}$ должны быть отнормированы на томпсоновский предел ($t \rightarrow 0, m_\pi^2 \rightarrow 0$). Эта нормировка не является точной операцией, так как приближенное выражение для амплитуды физического процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ аналитически продолжается в нефизическую точку $t = 0$. Однако это единственный путь отобрать физическое решение из всех возможных решений дисперсионных соотношений.

Для заряженных π -мезонов томпсоновский предел соответствует известной контактной диаграмме с двумя фотонами и двумя мезонами в вершине, т. е. величине $2e^2$. Амплитуда процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$ должна быть нормирована на нулевой заряд нейтральных пионов. Таким образом:

$$T_{\alpha\beta}^{(T=0)}(t \rightarrow 0, m_\pi^2 \rightarrow 0) = 4e^2/\sqrt{3}; \quad T_{\alpha\beta}^{(T=2)}(t \rightarrow 0, m_\pi^2 \rightarrow 0) = 4e^2/\sqrt{6}. \quad (28)$$

Нормировка изотопических амплитуд на томпсоновский предел проводится с помощью одного вычитания:

$$\hat{T}_{\alpha\beta}^{(T)} = T_{\alpha\beta}^{(T)} - T_{\alpha\beta}^{(T)}(t=0, m_\pi^2=0) + 4e^2/\sqrt{3} (1/\sqrt{2})^{T/2}. \quad (29)$$

Таким образом, окончательно выражение дисперсионного уравнения для изотопических амплитуд имеет вид:

$$\begin{aligned} \tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}(t, \cos \varphi_t) = & \frac{t}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im} \tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}(t', \cos \varphi_t)}{t'(t'-t-i\epsilon)} dt' + \\ & + \tilde{B} + \tilde{P} + \frac{4e^2}{\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right)^{T/2}, \end{aligned} \quad (30)$$

где \tilde{B} и \tilde{P} — вклады борновских членов ω - и ρ -резонансов.

Система, состоящая из двух π -мезонов (конечное состояние реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$), имеет положительную зарядовую четность, и поэтому в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ отсутствуют волны с нечетными орбитальными моментами l . В интересующей нас области низких энергий ($E_\gamma \lesssim 1,5$ ГэВ) можно ограничиться рассмотрением низших парциальных s - и d -волн. В этом приближении амплитуды $\tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}$ можно представить в виде:

$$\tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}(t, \cos \varphi_t) = f_s^{(T)}(t) + 5f_d^{(T)}(t) P_2(\cos \varphi_t), \quad (31)$$

где $f_{s,d}^{(T)}$ — парциальные s - и d -волны амплитуды $\tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}(t, \cos \varphi_t)$.

Если угол φ_t выбрать равным $\cos \varphi = 1/\sqrt{3}$, то $P_2(\cos \varphi_t) = 0$ и $\tilde{T}_{\alpha\beta}^{(T)}(t, \cos \varphi_t) = \frac{1}{\sqrt{3}} = f_s^{(T)}(t)$. Для выделения d -волны целесообразно в соотношении (31) выбрать угол $\cos \varphi_t = \sqrt{7/15}$, так как $P_2(\sqrt{7/15}) = 1/5$.

Таким образом, уравнения для s - и d -волн реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ записываются в виде [46]:

$$\left. \begin{aligned} f_s^{(T)}(t) = & \frac{t}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im} f_s^{(T)}(t')}{t'(t'-t)} dt' + \\ & + \tilde{P}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \frac{1}{\sqrt{3}}\right) + \tilde{B}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \frac{1}{\sqrt{3}}\right) + \frac{4e^2}{\sqrt{3}} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right)^{T/2}; \\ f_d^{(T)}(t) = & \frac{t}{\pi} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\text{Im} f_d^{(T)}(t')}{t'(t'-t)} dt' + \tilde{P}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \sqrt{\frac{7}{15}}\right) - \\ & - \tilde{P}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \frac{1}{\sqrt{3}}\right) + \tilde{B}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \sqrt{\frac{7}{15}}\right) - \tilde{B}_{\alpha\beta}^{(T)}\left(t, \frac{1}{\sqrt{3}}\right). \end{aligned} \right\} \quad (32)$$

Под интегралами $\text{Im} f_i^{(T)}$ заменяется его выражением из условия двухчастичной унитарности:

$$\text{Im} f_i^{(T)} = \exp[-i\delta_i^{(T)}(t)] \sin \delta_i^{(T)}(t) f_i^{(T)}(t). \quad (33)$$

Здесь $\delta_l^T(t)$ — фазы соответствующих парциальных амплитуд $\pi\pi$ -рассеяния с изоспином T .

Подставляя выражение (33) в (32), получаем линейные сингулярные интегральные уравнения для парциальных амплитуд $f_s^{(T)}$ и $f_d^{(T)}$. Подобные уравнения точно решаются сведением их к краевой задаче Римана [49]. Степень неоднозначности решения краевой задачи Римана связана с индексом κ задачи, который определяется выражением

$$\kappa = \frac{1}{2\pi i} \int_{4m_\pi^2}^{\infty} d \ln \exp [2i\delta_l^{(T)}(t)]. \quad (34)$$

Если фаза $\delta_l^{(T)}(t)$ при $t \rightarrow \infty$ асимптотически стремится к нулю, то решения интегральных уравнений (32) единственны. Явный вид решения выписан в работе [46]. Полное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ выражается в виде суммы s и d парциальных сечений:

$$\sigma(t)_{\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi} = \sigma_s(t) + \sigma_d(t). \quad (35)$$

Энергетическое поведение s -волны реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ зависит от выбора фазы $\delta_s^0(t)$ $\pi\pi$ -рассеяния. Исторически рассматривались две параметризации этой фазы: down и down-up. Сейчас известно, что нужно использовать только down-параметризацию. Однако будем рассматривать обе параметризации из-за большой методической ценности вопроса, связанной с поиском правильного решения, поскольку, как мы увидим ниже, без учета общего решения однородного уравнения для down-up фазы нельзя получить ее резонансное поведение.

Down-up-фаза проходит через 90° при энергии $\pi\pi$ -системы около 0,76 ГэВ, down-фаза не достигает 90° вообще.

Для фазы $\delta_0^2(t)$ использовали подгоночную кривую, наилучшим образом описывающую экспериментальные данные. При этом область высоких энергий аппроксимировали модельным образом из теоретических соображений. Для фазы $\delta_2^2(t)$ была использована кривая с резонансом в точке, соответствующей массе f -мезона. Второй раз кривая проходит точку $\pi/2$ в области f' -мезона.

Результаты расчетов сечений s -волны реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ для поперечных фотонов представлены на рис. 12, a и b для down-up и down-параметризаций соответственно. Все приведенные кривые, за исключением сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, в котором $\pi\pi$ -система имеет значение изотоп-спина $T=2$, имеют резонансное поведение в области σ -мезона (резонансное состояние $\pi\pi$ -системы с квантовыми числами $J^{PC} = 0^{++}$). Сечения взаимодействия продольно поляризованных фотонов меньше сечений взаимодействия поперечных фотонов. В полное сечение $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ вклады сечений продольных фотонов входят с множителем, пропорциональным

m_γ^2 , и вследствие малости m_γ^2 их абсолютный вклад весьма мал. На рис. 13, а и б показаны сечения взаимодействия встречных пучков с образованием двух π -мезонов

$$e + e \rightarrow e + e + \pi + \pi. \quad (36)$$

Сечение процесса $ee \rightarrow eel^0\pi^0$ больше сечения процесса $ee \rightarrow eel^+\pi^-$. Значения сечений, соответствующих разным параметризациям

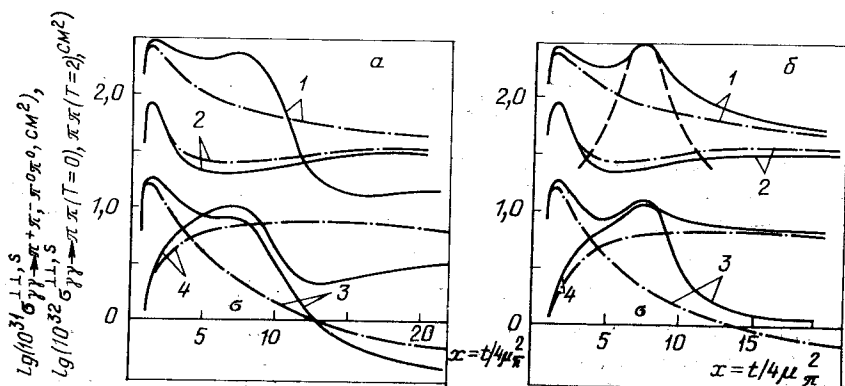


Рис. 12. Сечения s -волн процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$:

а — down-параметризация фазы $\delta_s^0(t)$ ($\Gamma_{\rho \rightarrow \pi+\gamma} \approx 0,1$ МэВ); б — фаза $\delta_s^0(\infty)$ down-up = π ($\Gamma_{\rho \rightarrow \pi+\gamma} \approx 0,1$ МэВ); 1 — $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ ($T=0$); 2 — $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ ($T=2$); 3 — $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+\pi^-$; 4 — $\gamma\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$; штрихпунктир — вклад в процесс ω -, ρ -, π -обменных диаграмм; пунктир — простейшая брейт-вигнеровская аппроксимация σ -мезона

$\delta_s^0(t)$ -фазы $\pi\pi$ -рассеяния, различаются настолько, что вполне возможно их экспериментальное разрешение. Таким образом, имеется принципиальная возможность отличить down-up-решение от down-решения для фазы δ_s^0 $\pi\pi$ -рассеяния. Влияние порогового изменения фазы $\delta_s^0(t)$ заметно меняет поведение сечений $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ лишь в пороговой области энергий и слегка меняет поведение сечения (36) во всем интервале интересующих нас энергий (см. пунктирные линии на рис. 13).

Сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ слабо зависят от изменения фаз $\delta(t)$ в области энергий $> 1,5$ ГэВ (от быстроты спада, например, δ_s^0 -фазы к нулю). Оказалось, что для энергий ≤ 1 ГэВ сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ меняется на 10—15%. Это означает, что найденные решения дисперсионных уравнений довольно устойчивы к изменению «хвоста» фаз $\pi\pi$ -рассеяния.

Наконец, модельно изучалось влияние учета неупругих процессов. Для этого в условие унитарности [см. формулу (33)] был добавлен некоторый постоянный множитель, который в области энергий ≥ 1 ГэВ примерно вдвое увеличивал мнимую часть.

Расчеты показали, что область низких энергий процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ устойчива относительно этих изменений.

Сечения d -волны реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ примерно на два порядка меньше сечения s -волны и носят резонансный характер в области

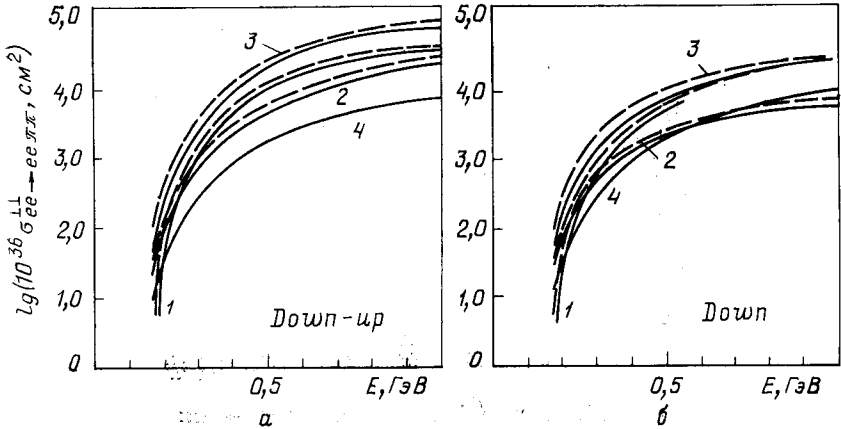


Рис. 13. Сечение взаимодействия встречных пучков $ee \rightarrow eep\pi$, рассчитанные из s -волны процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$:

1 — $\pi^0\pi^0$ конечное двухцифровое состояние; 2 — $\pi^+\pi^-$; 3 — $\pi\pi$ ($T = 0$); 4 — $\pi\pi$ ($T = 2$)

f -мезона. Относительный вклад d -волны в полное сечение сравним с вкладом s -волны лишь в области f -резонанса.

Интересно отметить, что разность квадратов масс заряженного и нейтрального π^0 -мезонов выражается через интеграл от амплитуды $T_{\alpha\beta}^{\pi^+\pi^-}$:

$$\Delta m = m_{\pi^\pm}^2 - m_{\pi^0}^2 = \frac{3\alpha}{4\pi} \frac{1}{F_\pi^2} \int_0^\infty dm_\gamma^2 \int_0^\infty \frac{\rho_V(m^2) - \rho_A(m^2)}{m_\gamma^2 + m^2} dm^2; \quad (37)$$

$$T_{\alpha\beta}^{\pi^+\pi^-} \rightarrow 4 \sqrt{2} \pi \alpha \left(g_{\alpha\beta} - \frac{k_{1\beta} k_{2\alpha}}{m_\gamma^2} \right) \frac{1}{F_\pi^2} \int dm^2 \frac{\rho_V(m^2) - \rho_A(m^2)}{m_\gamma^2 + m^2}, \quad (38)$$

где ρ_V и ρ_A — спектральные функции векторной и аксиальной частей электромагнитного тока [50]. Приближенное выражение для амплитуды $T_{\alpha\beta}^{\pi^+\pi^-}$ было найдено выше. Расчет [46] дает значе- ния разности масс:

$$\Delta m = 3,9 \text{ МэВ (для down-параметризации } \delta_s^0\text{-фазы);}$$

$$\Delta m = 8,0 \text{ МэВ (для down-ур-параметризации } \delta_s^0\text{-фазы).}$$

Модификации фазы δ_s^0 на пороге и на «хвосте» этих значений существенно не меняют.

Выбор параметризации фаз $\pi\pi$ -рассеяния имеет важное значение [48]. Можно предположить, что $\delta_s^0(t)$ — down-фаза имеет нерезонансный вид и при $t \rightarrow \infty$ $\delta_s^0 \rightarrow 0$.

Down-up-фаза — резонансная, проходит через $\pi/2$ и при $t \rightarrow \infty$ она может или стремиться к π или к нулю. Для down-up-фазы

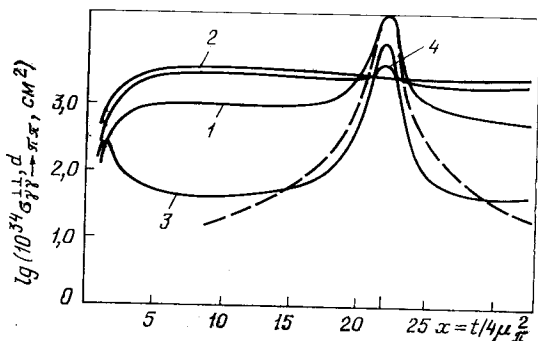


Рис. 14. Сечение d -волны реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$: пунктир — кривая Брейта — Вагнера для f -мезона

в первом случае индекс задачи Римана равен 1, и очень важно учитывать в решении дисперсионных уравнений общее решение однородного уравнения.

Если $\delta_l^T(\infty) = n\pi$ ($n > 0$), то по теореме Левинсона [51] соответствующие парциальные волны имеют n резонансов. К обычному решению дисперсионного уравнения, которое является частным решением неоднородного уравнения, необходимо добавить общее решение однородного уравнения, содержащее произвольный полином $\kappa - 1$ степени [49]. Таким образом, решения, соответствующие индексам $\kappa = 0$ и $\kappa = 1$ (в том случае, когда фаза $\pi\pi$ -рассеяния $\delta_s^0(t \rightarrow \infty) \rightarrow \pi$), имеют существенные отличия. В частности, без учета общего решения однородного уравнения в соответствующей волне нельзя получить ожидаемого резонансного поведения.

Интересно сравнить ход кривой сечения, полученного методом дисперсионных соотношений с сечением, полученным простейшей аппроксимацией резонанса с помощью брейт-вигнеровской кривой (рис. 14). Только вблизи максимума резонанса эти сечения близки. В остальной области энергии наблюдается большое различие.

Рассмотрим весьма коротко результаты исследований процессов $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ и $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, полученные тем же методом дисперсионных соотношений [47]. Изучение процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ представляет

самостоятельный интерес и, кроме того, знание сечения этого процесса позволяет оценить вклад промежуточного $K\bar{K}$ -состояния в процессе рассеяния света на свете $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$.

Дисперсионные уравнения для s - и d -волн процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ нормируются на томпсоновский предел. Очевидно, что нормировка эта более груба, чем для процесса $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$, поскольку точка $t = 0$ отстоит от точки $t = m_K^2$ гораздо дальше, чем от точки $t = m_\pi^2$. Дисперсионные уравнения для парциальных амплитуд для $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ процесса записывают в полной аналогии с процессом $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$. Вклады борновских членов рассчитывают с помощью эффективного лагранжиана $\gamma K K^*$ -взаимодействия. Резонансные члены рассчитываются по тем же формулам, которые были использованы в $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ с заменой $m_\omega^2 \rightarrow m_{K^*}^2$ и $m_\pi^2 \rightarrow m_K^2$ [47].

Мнимая часть парциальных амплитуд процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ будет содержать 2-частичные π -мезонные и 2-частичные K -мезонные состояния. Поскольку

$$\frac{\sigma(K\bar{K} \rightarrow S^* \rightarrow K\bar{K})}{\sigma(\pi\pi \rightarrow S^* \rightarrow K\bar{K})} \approx 0,1,$$

в условии унитарности можно ограничиться только двух — π -мезонным состоянием. Это означает, например, что для $T = 0$:

$$\text{Im } f_l \sim (f_{\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi})_l (f_{\pi\pi \rightarrow K\bar{K}}^*)_l, \quad (39)$$

т. е. чтобы с помощью метода дисперсионных соотношений определить парциальную амплитуду $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ процесса, надо знать парциальные волны $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\pi\pi \rightarrow K\bar{K}$ процессов. Первые мы уже знаем, как это следует из только что проведенного выше рассмотрения, вторые были рассчитаны ранее [52].

Так же, как и для $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ процесса, сечение $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ рассчитывается для down и down-up-решений для $\delta_s^{T=0}$ -фазы $\pi\pi$ -рассеяния. Ход парциальных сечений процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ ($T = 0$) представлен на рис. 15, а на рис. 16 приведено сечение процесса $ee \rightarrow eeK\bar{K}$ ($T = 0$), рассчитанное с помощью МЭФ. Это сечение примерно на два порядка меньше сечения: $ee \rightarrow ee\pi\pi$. Теперь можно рассчитать сечение процесса рассеяния света на свете, так как нам известны сечения $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ процессов, которые входят в условие унитарности для $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ рассеяния*. Величины парциальных s - и d -волн рассеяния света на свете, полученные для $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ промежуточного состояния, малы (рис. 17, а и б) по сравнению с вкладом от промежуточного $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ состоя-

* Расчет сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ методом двойных дисперсионных соотношений был проведен в работах [93]. Однако расчет проводили для энергий, пропорциональных массе электронов. В промежуточном состоянии рассматривалось только состояние $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$.

ния. Следует отметить, что вклады $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ промежуточных состояний не интерферируют с полюсными вкладами в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ от псевдоскалярных мезонов (π^0, η^0, χ^0), так

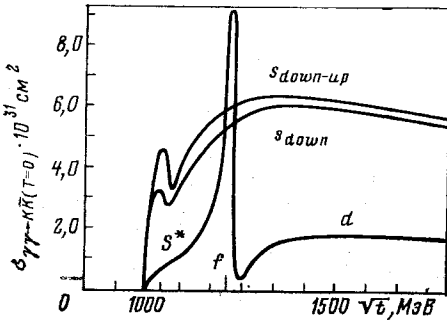


Рис. 15. Поведение парциальных сечений процесса $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ ($T = 0$)

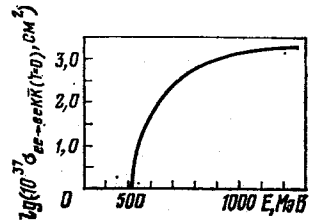


Рис. 16. Сечение процесса $ee \rightarrow eeK\bar{K}$ ($T = 0$)

как имеют положительную четность. На рис. 18 приведено качественное сравнение сечений рассеяния света на свете через $\pi\pi$ и $K\bar{K}$ -промежуточное состояние с сечением резонансного рассея-

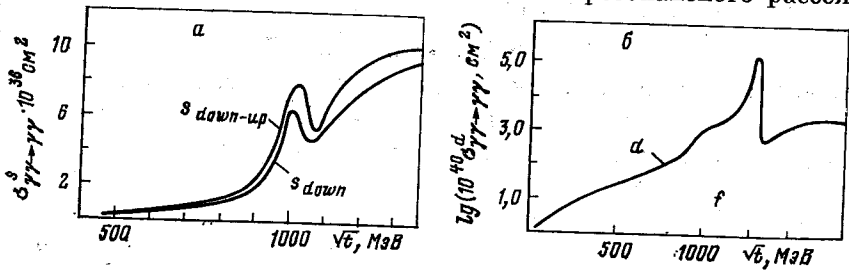


Рис. 17. Парциальные сечения процесса $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

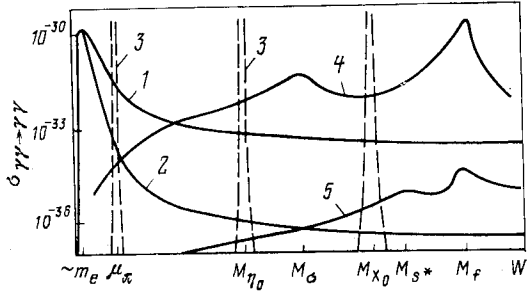
ния света на свете [53] и с сечением рассеяния света на свете, полученным в КЭД [54]. Сравнение показывает, что сечение рассеяния $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$ для случая, когда в промежуточном состоянии учтены лишь e^+e^- -пары, КЭД вносит заметный вклад лишь вблизи порога рождения e^+e^- -пары, в то время как $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -промежуточные состояния вносят заметный вклад в широкой области энергий от 300 до 1200 МэВ.

Дальнейший прогресс в исследовании реакций $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ был достигнут в работе [55], где рассмотрена связанная система уравнений, включающая реакции $\gamma\gamma \rightarrow \pi\pi$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$. Однако ряд приближений, который был сделан в этой работе при аппроксимации левого разреза, может привести к существенным неточностям в решении.

Недавно были опубликованы экспериментальные данные по рождению $\pi^+\pi^-$ -пар в $\gamma\gamma$ -соударении (реакция $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$) в области энергии пучков 1 ГэВ. Ценность этих данных состоит

Рис. 18. Качественное сравнение вклада различных промежуточных состояний в процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$:

1 — $4\pi (d\sigma/d\Omega) (W, \theta = 0)$; 2 — $4\pi (d\sigma/d\Omega) (W, \theta = \pi/2)$ [54]; 3 — резонансное рассеяние света [53]; 4 — рассеяние через двухционное состояние ($\sigma_{\text{down-up}}^s + \sigma_d$) [46]; 5 — рассеяние света на свете через $K\bar{K}$ -промежуточное состояние ($\sigma_{\text{down-up}}^s + \sigma_d$) [47, 48]



в том, что в эксперименте регистрировались рассеянные электроны и позитроны в конечном состоянии. Данные имеют предварительный характер. В табл. 3 приводятся результаты измерений.

Таблица 3

Параметр	Расчетное значение	Измеренное значение
$\sigma_{\mu\mu}/\sigma_{ee}$	0,55	$0,52 \pm 0,77$
$\sigma_{\pi\pi}/(\sigma_{ee} + \sigma_{\mu\mu})$	0,030	$0,072 \pm 0,022$

Экспериментальные значения сечений $\sigma_{\mu\mu} = 330 \pm 45$ пб и $\sigma_{\pi\pi} = 70 \pm 20$ пб сравниваются с теоретически ожидаемыми $\sigma_{\mu\mu} = 356$ пб и $\sigma_{\pi\pi} = 30$ пб [56, 57].

Измеренное $\sigma_{\mu^+\mu^-}$ -сечение, отнормированное на $\sigma_{e^+e^-}$ -сечение, хорошо согласуется с предсказанием квантовой электродинамики (расчеты проводили с включением метода эквивалентных фотонов).

Однако экспериментальное значение сечения $\pi^+\pi^-$ оказалось примерно в два раза больше ожидаемого, рассчитанного в борнов-

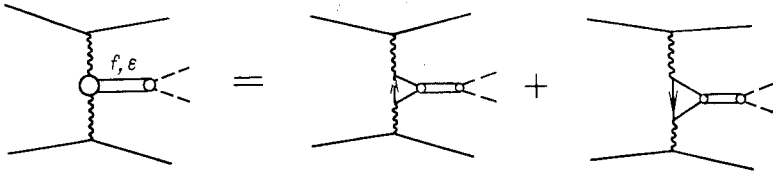


Рис. 19. Процесс рождения $\pi^+\pi^-$ -пары в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\pi^+\pi^-$, описываемый с помощью включения только двух мезонов f и π

ском приближении. Очевидно, здесь уже начинает сказываться влияние лл-взаимодействия в конечном состоянии, о чем речь шла выше (см. работы [45, 46]).

В работе [58] предпринята попытка описать реакцию $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \pi^+ \pi^-$ с помощью нерелятивистской кварковой модели включением только двух мезонов: f (1270)- и ϵ (1300)-резонансов (рис. 19) в области энергий $\pi\pi$ -системы ≤ 2 ГэВ. Эту попытку с самого начала нельзя признать удачной, так как модель может дать удовлетворительное описание $\gamma^* \gamma^* \rightarrow \pi\pi$ процесса лишь в узкой окрестности f - и ϵ -резонансов [45, 46].

4. МНОЖЕСТВЕННОЕ РОЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В $\gamma\gamma$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

С ростом энергии виртуальных γ -квантов конечное состояние будет содержать все большее число частиц. Оценку сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны для высоких энергий можно провести на основе реджевского подхода. Предполагая факторизацию для померонного обмена и учитывая вклады первых ведущих реджевских траекторий, можно оценить величину сечения $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны [59]:

$$\sigma_{\gamma\gamma} \rightarrow \sigma_0 = \frac{[\sigma_{\text{tot}}(\gamma N)]^2}{[\sigma_{\text{tot}}(N N)]^2} \approx 0,24 \text{ мкб},$$

что согласуется с экспериментальными данными в некоторой области энергий.

Что касается формулы (16):

$$\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s}) = \sigma_0 + \sigma_1 \approx 0,24 \text{ мкб} + \frac{0,27}{\sqrt{\tilde{s}}} \text{ мкб} \cdot \text{ГэВ},$$

то она дает неверный ход изменения сечения с ростом \tilde{s} .

Действительно, если вклад интеграла

$$\int \frac{d\tilde{s}}{s} \sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s}) \quad (40)$$

в сечение процесса $ee \rightarrow eeX$ [(см. формулу (15)] аппроксимировать вкладом только от резонансных состояний в $\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s})$, то получим

$$\int \frac{d\tilde{s}}{s} \sigma_{\gamma\gamma}^R(\tilde{s}) \approx 1,4 \text{ мкб}. \quad (41)$$

Если в тот же интеграл (40) вместо $\sigma_{\gamma\gamma}(\tilde{s})$ подставить выражение (16), то его значение окажется примерно равным 0,4 мкб, т. е. более чем в три раза меньше заведомо заниженной оценки (41), поскольку в последней не учтен вклад фона. Таким образом, дуальность: вклад резонансных состояний \rightarrow вклад реджевских траекторий оказывается нарушенной.

В работе [60] показано, что к вкладам реджевских членов в (16) достаточно добавить вклад от кварковой диаграммы, представленной на рис. 20, чтобы получить удовлетворительное согла-

сие с экспериментальными данными. При значении массы кварка $m_q \approx 300$ МэВ интеграл

$$\int \frac{ds}{s} \sigma_{\gamma\gamma}^{\text{кварк}}(\tilde{s}) \approx 0,6 \text{ мкб},$$

что в сумме со значением 0,4 мкб дает значение, близкое к вкладу от резонансных членов (41). Согласие теоретической кривой с экспериментальными данными показано на рис. 21.

На этом рисунке представлены: экспериментальные данные, полученные двумя экспериментальными группами PLUTO [61, 62] и TASSO [26], теоретическая кривая (сплошная линия) из работы [60] и теоретическая кривая (пунктирная линия), представляющая предсказание модели векторной доминантности. Видно, что учет вклада от диаграммы, изображенной на рис. 21, существенно улучшает согласие экспериментальных данных с предсказаниями теории. Однако до полного понимания явления еще далеко. Достаточно указать на то, что данные групп PLUTO и TASSO не совсем согласуются между собой. Велики статистические погрешности (~25%). Группа PLUTO описывает свои

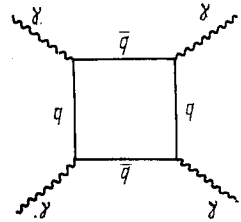
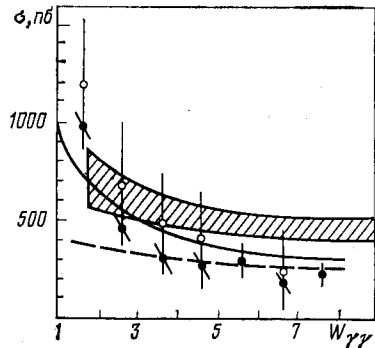


Рис. 20. Диаграмма типа «ящик», описывающая процесс $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

Рис. 21. Сравнение экспериментальных данных с теоретическими расчетами: заштрихованная полоса — данные группы TASSO (в коридоре ошибок); \circ — данные группы PLUTO, экстраполированные в точку $Q^2 = 0$ и полученные при $\langle Q^2 \rangle = 0,1$ ГэВ²; \square — при $\langle Q^2 \rangle = 0,25$ ГэВ²



данные эмпирической формулой $1,22 (240 + 270/W_{\gamma\gamma}) + 710/W_{\gamma\gamma}^2$ (нб), а группа TASSO описывает свои данные формулой $380 + 530/W_{\gamma\gamma}$ (нб).

Сделаем два замечания: во-первых, вклад диаграммы, изображенной на рис. 21, в сечение $\gamma\gamma$ -взаимодействия имеет вид:

$$\sigma_{\gamma\gamma}^{\text{кварк}} = \frac{4\pi\alpha^2}{s} \sum_{\substack{\text{color} \\ \text{flavor}}} q_i^4 \ln \frac{\tilde{s}}{m_q^2},$$

где q_i — дробный заряд кварка. Эта формула описывает точечно-подобное взаимодействие γ -квантов с кварками, и более точные экспериментальные данные дадут возможность проверить, является ли это взаимодействие действительно точечно-подобным; во-вторых, пока еще трудно сказать, достаточно ли вклада одной этой диаграммы для объяснения экспериментальных данных. Это также предстоит уточнить. Еще одно указание на точечно-подобный характер взаимодействия γ -квантов с кварками получено в работе [63]. Для отношения

$$R_{\gamma\gamma} = \sigma(\gamma\gamma \rightarrow \text{адроны})/\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \mu\mu)$$

было найдено экспериментальное значение $1,1 \pm 0,3 \pm 0,3$ (измерения проводили в области $0 \leq M_X^2 \leq 6,6 \text{ ГэВ}^2$ и $0,07 \leq Q^2 \leq 0,3 \text{ (ГэВ/с)}^2$ для виртуальных фотонов). Теоретические модели [64], учитывающие точечно-подобное взаимодействие u -, d -, s -кварков с фотонами, дают значения $R_{\gamma\gamma} = 2/3$ для дробных зарядов кварков и $R_{\gamma\gamma} = 4$ для целых значений зарядов кварков. Однако и в этом случае нельзя утверждать, что точечно-подобное взаимодействие является доказанным, поскольку экспериментальные данные получены в довольно малой области по передаче Q^2 .

С ростом энергии виртуальных фотонов в реакции $\gamma^* + \gamma^* \rightarrow M_X$ (или $e^+e^- \rightarrow e^+e^-M_X$) из-за увеличения числа частиц в конечном состоянии затрудняется кинематический анализ событий. События с большим числом частиц будут составлять основную долю событий на ускорителях типа PETRA, PEP или LEP. Взамен детального изучения кинематики каждой отдельно взятой частицы в событии предлагается изучать некоторые его глобальные характеристики, используя калориметрические методы измерения событий, а именно: а) угловое распределение энергии, уносимой адронами — antenna pattern и б) энергетическую корреляцию в событии, т. е. корреляцию адронной энергии, протекающей через два калориметра, регистрирующих состояние M_X как функцию угла между калориметрами. Понятие углового распределения потока энергии вторичных частиц (у. р.) было введено в работе [65]. Оно определяется как адронная энергия, прошедшая через единицу телесного угла в данном направлении, деленную на падающую энергию на единицу площади.

В работе [66] дан расчет углового распределения и корреляции адронной энергии для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$, рассмотрено влияние КХД-поправок и связанных состояний на эти распределения, проведен расчет у. р. для рождения пары тяжелых кварков ($\gamma^*\gamma^* \rightarrow Q\bar{Q}$), изучено влияние структурных функций фотона на у. р.

Математическая формулировка у. р. и энергетической корреляции вытекает из следующих определений.

Выражение

$$\frac{d\Sigma(\theta)}{d\Omega} = \sum_i \int d^3q_i \frac{E_i d\sigma_i}{d^3q_i} d(\Omega_i - \Omega) \quad (42)$$

описывает у. р. через инклюзивное одночастичное сечение $d\sigma_i/d^3q_i$ процесса $\gamma^* + \gamma^* \rightarrow h_i + X_i$, где h_i — выделенный i -й адрон из состояния X .

Выражение

$$\frac{d^2\Sigma(\Omega, \Omega')}{d\Omega d\Omega'} = \sum_{i,j} \int d^3q_i d^3q_j \delta(\Omega_i - \Omega) \delta(\Omega_j - \Omega) \frac{E_i E_j d\sigma_{i,j}}{d^3q_i d^3q_j} \quad (43)$$

описывает энергетическую корреляцию энергии с помощью двухчастичного инклюзивного сечения $d\sigma_{i,j}/d^3q_i d^3q_j$ процесса $\gamma^* + \gamma^* \rightarrow h_i + h_j + X_{ij}$, где h_i, h_j — два выделенных адрона из состояния X . Очевидно, выражение (43) определено таким образом, что после интегрирования по одному из телесных углов (Ω или Ω') это выражение должно переходить в (42).

Определения (43) и (44) можно переписать с помощью выражения (10):

$$\frac{d\Sigma}{d\Omega} = \int n(\omega_1) d\omega_1 \int n(\omega_2) d\omega_2 \sum_i \int d^3q_i \frac{d\sigma_i(4\omega_1\omega_2)}{d^3q_i} \frac{E_i}{\sqrt{s}} \delta(\Omega - \Omega_i); \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2\Sigma}{d\Omega d\Omega'} &= \int n(\omega_1) d\omega_1 \int n(\omega_2) d\omega_2 \sum_{i,j} \int d^3q_i \int d^3q_j \frac{d^2\sigma_{ij}(4\omega_1\omega_2)}{d^3q_i d^3q_j} \times \\ &\times \frac{E_i E_j}{s} \delta(\Omega - \Omega_i) \delta(\Omega - \Omega_j). \end{aligned} \quad (45)$$

Уравнения (44) и (45) не содержат никаких модельных предположений, но они включают недостатки метода эквивалентных фотонов. Если теперь предположить, что процесс образования адронного состояния X идет по схеме $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q} \rightarrow e^+e^-X$, т. е. состояние X образуется фрагментацией кварка q и антикварка \bar{q} в адроны (двухструйная схема), или по схеме

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}g \rightarrow e^+e^-X,$$

где состояние X образуется фрагментацией кварка, антикварка и глюона g в адроны (трехструйная схема), то в уравнения (44) и (45) можно включить квантовохромодинамические поправки (для начала — в низшем по α_s порядке).

Так, к основному процессу $e^+e^- \rightarrow e^+e^-X$, изображенному на рис. 22, а, можно добавить диаграммы типа рис. 22, б, в, содер-

жащие квантовохромодинамические поправки следующего типа: на рис. 22, б — поправка на тормозное излучение глюона g , на рис. 22, в — поправка на структурную функцию глюона. Можно выписать еще ряд диаграмм подобного рода. В работе [66] было показано, что все поправки низшего порядка по α_s дают положительный вклад в сечение. Цветной конфайнмент, т. е. невылетание глюонов, как это качественно легко усматривается, например, из диаграммы на рис. 22, б, может приводить или к образованию третьей струи адронов, если глюон достаточно жесткий и уносит достаточно большую энергию, или к уширению кварковой струи,

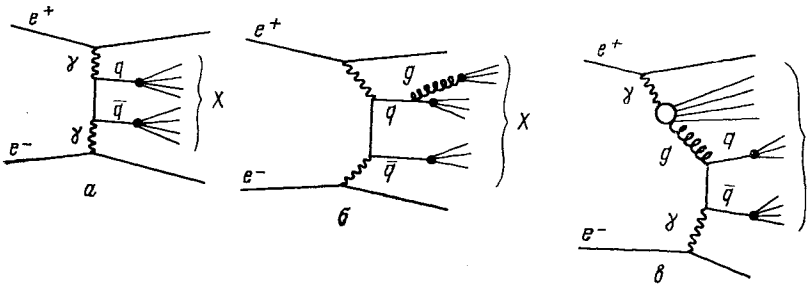


Рис. 22. Диаграммы, описывающие двухструйные (а) и трехструйные (б, в) события

если он достаточно мягкий и слегка «размывает» поперечную компоненту кваркового (или антикваркового) импульса. В рамках метода у. р. можно показать, что уширение углового распределения струй при больших энергиях будет пропорционально величине $\langle p_{\perp} \rangle / \sqrt{s}$, где $\langle p_{\perp} \rangle$ — средний поперечный импульс адронов.

Квантовохромодинамические поправки к энергетической корреляции будут приводить к нарушению симметрии, которая должна бы проявиться в системе ц. м. сталкивающихся γ^* -квантов при образовании $q\bar{q}$ -пары в процессе $\gamma^*\gamma^* \rightarrow q\bar{q}$ (см. рис. 22, а). Действительно, для двухструйного случая поправка на излучение глюона, приводящая к уширению одной из струй пропорционально $\sim \langle p_{\perp} \rangle / \sqrt{s}$, приведет к такому же нарушению симметрии в энергетической корреляции.

Таким образом, к проблемам точечного характера взаимодействия γ -квантов с кварками и определения дробного значения заряда кварков, которые мы обсуждали выше, добавляются новые предсказания квантовой хромодинамики относительно углового распределения потока энергии вторичных частиц и энергетической корреляции, которые весьма элегантно можно исследовать в процессах множественного рождения частиц в $\gamma^*\gamma^*$ -взаимодействиях.

5. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В γγ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Квантовая хромодинамика предсказывает струйное распределение адронов, рожденных в процессах e^+e^- -аннигиляции (рис. 23) и неупругого e^+e^- -рассеяния ($e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{струи}$ — рис. 24). Предполагается, что кварк и антикварк могут фрагментировать

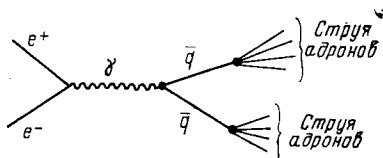


Рис. 23. Двухструйное распределение адронов в процессе аннигиляции $e^+e^- \rightarrow$ две струи

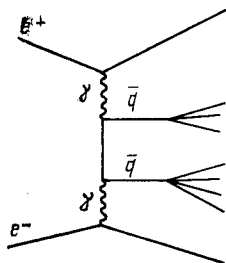


Рис. 24. Двухструйное распределение адронов в процессе $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ две струи

в адроны, образуя струи адронов. На рис. 23 и 24 изображены диаграммы Фейнмана для двухструйных событий. Конечно, возможно образование и трех (рис. 25) и четырехструйных событий, однако не будем здесь рассматривать эти довольно сложные образования. Относительно богатые экспериментальные данные о физике трех- и четырехструйных событий получены в процессе e^+e^- -аннигиляции. Струйное поведение адронов, рожденных в процессе e^+e^- -аннигиляции, было экспериментально обнаружено в пионерской работе SLAC — LBL [67]. В последующих исследованиях на установке PLUTO при энергиях сталкивающихся пучков до 10 ГэВ это явление было подтверждено, проанализировано с учетом нейтральных частиц и получены интересные характеристики поведения струй [68]. Образование струй в $\gamma\gamma$ -соударениях теоретически рассмотрено в ряде работ (см., например, список литературы в [69]). Нет надобности углубляться в теоретические детали вопроса. Первые экспериментальные результаты включают пока лишь: 1) указания на то, что теоретически ожидаемое число струй в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях не противоречит экспериментально наблюдаемому числу [22a] и 2) данные по p_{\perp}^2 распределению в двухструйных событиях [226].

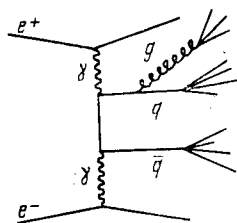


Рис. 25. Диаграмма, описывающая трехструйное распределение адронов в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ три струи

Остановимся более подробно на p_{\perp}^2 распределении адронов в двухструйных процессах [69]. Простейшим подпроцессом, ведущим к образованию двух струй в $\gamma\gamma$ -соударениях, является процесс рождения кварк-антикварковой пары (см. рис. 24). Если предположить, что виртуальный кварк описывается таким же пропагатором, как и электрон (или μ -мезон), то сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rightarrow q\bar{q}$ будет описываться формулой, подобной сечению процесса $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^-$ (или $\gamma\gamma \rightarrow \mu^+\mu^-$), а следовательно, сечение рождения двух струй можно записать в виде:

$$E_{\text{струи}} \frac{d\sigma_{ee \rightarrow ee + 2 \text{ струи}}}{d^3p_{\text{струи}}} \sim \left(\frac{\alpha}{2\pi} \ln \eta \right)^2 \frac{\alpha^2}{p_{\perp}^4} f(x_R^{\text{струи}}, \theta_{\text{у. м}}^{\text{струи}}),$$

где $x_R = E_{\text{струи}}/E_{\text{пучка}}$;

$$\eta = \begin{cases} \frac{s}{4m_e^2} & \text{— для немеченых электронов;} \\ \theta_{\text{макс}}^2/\theta_{\text{мин}}^2 & \text{— для меченых электронов.} \end{cases}$$

Предварительные данные по p_{\perp}^2 -распределению заряженных частиц в двухструйных случаях, полученные группой PLUTO на ускорителе PETRA, приведены на рис. 26. Сплошная кривая — предсказание КХД с дробными значениями зарядов.

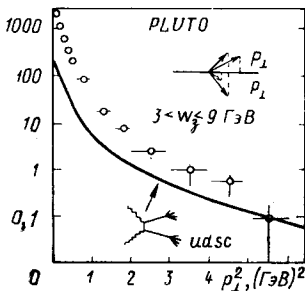


Рис. 26. Предварительные данные по p_{\perp}^2 -распределению в реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- +$ две струи

В области энергий до 10 ГэВ экспериментальное сечение процесса $ee \rightarrow ee +$ две струи падает быстрее $1/p_{\perp}^4$. Следует заметить, что в последнее время появился ряд работ [70, 71], в которых показано, что в рамках $U(1) \times SU_L(2) \times SU(3)$ теории сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий, в которой присутствуют кварки с целыми зарядами, заряженные и нейтральные глюоны, можно при соответствующем выборе параметров теории разумно объяснить экспериментальные данные по глубоконеупругому

рассеянию лептонов на нуклонах, отношение

$$R = \sigma(ee \rightarrow \text{адроны})/\sigma(ee \rightarrow \mu\mu),$$

ширину распада f_0 -мезона, сечение реакции $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \gamma X)$. Не исключено, что в модели с целыми значениями зарядов кварков можно объяснить ход сечения на рис. 26.

Как и для аннигиляции $e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow$ адроны, в $\gamma\gamma$ -взаимодействии вводится отношение сечений

$$R_{\gamma\gamma} = d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны})/d\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-),$$

где $R_{\gamma\gamma} = 3\sum e_q^4 (1 + O(\alpha_s/\pi))$.

В выражении для сечения аннигиляционного процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow$ адроны величина R содержит сумму квадратов зарядов кварков, в $R_{\gamma\gamma}$ входит сумма четвертых степеней зарядов кварков,

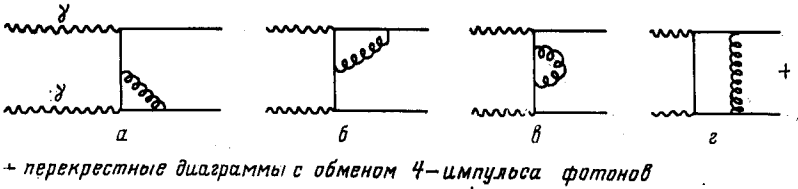


Рис. 27. Радиационные поправки на излучение виртуального глюона

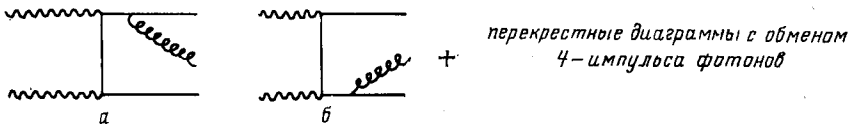


Рис. 28. Радиационные поправки на излучение мягких глюонов

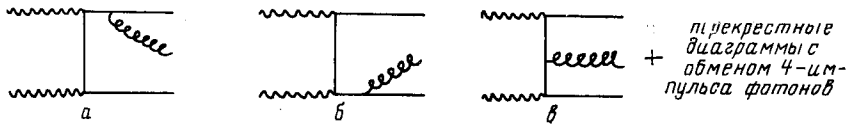


Рис. 29. Радиационные поправки на излучение жестких глюонов

что важно для отбора различных моделей кварков. Для модели с дробными зарядами и четырьмя кварками (u, d, s, c) значение $R_{\gamma\gamma}$ в приближении лидирующих логарифмов

$$R_{\gamma\gamma} = 3 \cdot 2 [(2/3)^4 + (1/3)^4] = 34/27 \approx 1.$$

В модели, в которой рассматривается смешивание цветной синглетной и октетной компонент, но рассмотрение ведется ниже порога рождения цвета, значение $R_{\gamma\gamma}$ может увеличиться до $10/3$.

В работе [72] были рассмотрены поправки $kR_{\gamma\gamma}$ порядка α_s/π трех типов:

- 1) поправки на излучение виртуального глюона (рис. 27, $a - g$);
- 2) поправки на излучение мягких глюонов (рис. 28, $a, б$);
- 3) поправки на излучение жестких коллинеарных глюонов (рис. 29, $a - в$).

Расчет показал, что для значений $\alpha_s \approx 0,3, p_{\perp}^{\text{мин}} = 4 \text{ ГэВ}, \sqrt{s} = 30 \text{ ГэВ}$ поправка достигает примерно -11% , т. е. поправки численно невелики.

Качественно точно-подобная связь фотона с кварком должна приводить к появлению двух неколлинеарных струй, поскольку часть энергии и импульса будет уноситься рассеянными e^+ , e^- -частицами (без струй). В противоположность этому струи, образованные в рамках модели векторной доминантности, должны быть направлены вдоль пучка (рис. 30). Вклад

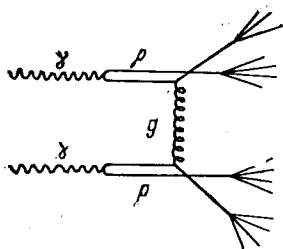


Рис. 30. Струи, образованные в модели векторной доминантности в процессе $\gamma\gamma \rightarrow$ струи

направлены вдоль пучка (рис. 30). Вклад диаграммы подобного рода в двухструйные события мал. Если бы двухструйные случаи не наблюдались экспериментально, то это означало бы, что идеи теории возмущений в квантовой хромодинамике неприложимы к физике малых расстояний, что вело бы к глубокому противоречию с общим подходом к физике малых расстояний, развиваемым теорией с асимптотической свободой [73].

Двухструйные случаи могут возникать также по схеме, изображенной на рис. 31, т. е. фрагментированием глюонов в адроны.

Наличие фермионной петли приводит к появлению дополнительного множителя $(\alpha_s/\pi)^2$. Вклад механизма в величину $R_{\gamma\gamma}$ по сравнению с вкладом от процесса $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ невелик, $\ll 0,1$.

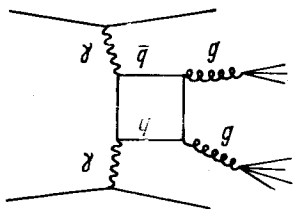


Рис. 31. Механизм рождения струй, приводящий к поляризации струй

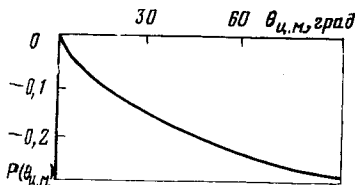


Рис. 32. Поляризация струй $p(\theta_{ц.м.})$

Помимо увеличения числа двухструйных событий в $\gamma\gamma$ -соударениях, этот дополнительный механизм приводит к некоторым качественным отличиям по сравнению с процессом образования струй через кварк-антикварковое состояние, а именно:

- 1) к уширению в угловом распределении адронов в струе;
- 2) к проявлению поляризационных явлений в струе (из-за поляризации глюонов).

Свойство поляризации струй представляет особенный интерес. В процессе $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ также существует поляризационный эффект из-за наличия глюона [74]. В рассматриваемом нами случае поля-

ризации струй возникает дополнительная, но не эквивалентная проверка квантовой хромодинамики.

Поляризация струй для диаграммы древесного типа (см. рис. 24) в пределе нулевой массы кварков равна нулю из-за γ_5 -инвариантности [75]. Поляризация струй $P(\theta_m)$, возникающих вследствие фрагментации глюонов (см. рис. 31), оказывается значительной и растет с увеличением угла рассеяния $\theta_{ц.м}$ в $\gamma\gamma$ -системе центра масс (рис. 32) [76]. Линейная поляризация глюонов в процессе $\gamma\gamma \rightarrow gg$ определяется выражением

$$P(\theta_{ц.м}) = (d\sigma_{\perp} - d\sigma_{\parallel}) / (d\sigma_{\perp} + d\sigma_{\parallel}),$$

где значок \perp — поляризация, перпендикулярная плоскости рассеяния струй; \parallel — линейная поляризация в плоскости рассеяния. Так как процесс $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ не дает вклада в поляризацию струй, то выделение глюонной асимметрии можно вести без устранения фона. Заметим, что мнимая и реальная части амплитуды $\gamma\gamma \rightarrow gg$ в рассматриваемом приближении (см. диаграмму на рис. 31) не содержат экзотических промежуточных состояний [75], и если на эксперименте будут обнаружены экзотические резонансы в конечном состоянии в реакции $\gamma\gamma \rightarrow X$, то их нельзя объяснить однопетлевым кварковым механизмом, и они могут возникнуть, например, вследствие существования многокварковых состояний или рождения глюониев (глюеболлов).

6. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ФОТОНАХ

В процессе столкновения e^{\pm} -пучков можно осуществить эксперимент по изучению глубоконеупругого рассеяния электронов на фотонах, а следовательно, по изучению форм-факторных функций фотона. Для этой цели кинематика процесса $e^+ + e^- \rightarrow e^+ + e^- + X$ выбирается так, что один из лептонов (допустим e^- , рис. 33) рассеивается на большой угол и испускает γ -квант с большим значением 4-передачи q^2 , а другой лептон (e^+) рассеивается на очень малый угол и 4-импульс испускаемого им γ -кванта близок к нулю: $k^2 \approx 0 (m^2)$, где m — масса покоя электрона.

В этом случае процесс рассеяния электрона на позитроне можно рассматривать как рассеяние электрона на почти реальном фотоне:

$$e^-(p) + \gamma(k) \rightarrow e^-(p') + X. \tag{46}$$

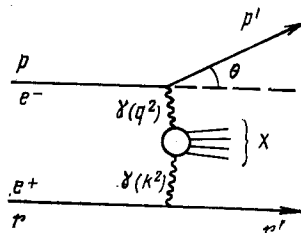


Рис. 33. Кинематика процесса глубоконеупругого рассеяния электрона на фотоне с импульсом k .

Кинематические переменные связаны следующими равенствами:

$$(k + p - p')^2 = M_X^2; \quad p = (E, \mathbf{p}); \quad p' = (E', \mathbf{p}');$$

$$k^2 + (p - p')^2 + 2k(p - p') = M_X^2; \quad k = (E_\gamma, \mathbf{k}); \quad |\mathbf{k}| \approx E_\gamma.$$

Здесь $k^2 \approx 0$; $(p - p')^2 = -Q^2 = q^2$; таким образом $2kq = M_X^2 + Q^2$. С помощью этих соотношений введем обычные переменные x и y :

$$x = -q^2/(2kq) = Q^2/(M_X^2 + Q^2); \quad y = kq/kp = \\ = 1 - (E'/E) \cos^2(\theta/2). \quad (47)$$

Используя соотношения

$$\left. \begin{aligned} 2k(p - p') &= 2E_\gamma(E - E') - 2\mathbf{k}(\mathbf{p} - \mathbf{p}'); \\ |\mathbf{p}| &\approx E; \quad |\mathbf{p}'| \approx E', \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

можно найти значение энергии γ -кванта E_γ , на котором происходит рассеяние электрона:

$$E_\gamma = (Q^2 + M_X^2)/[4(E - E' \cos^2(\theta/2))], \quad (49)$$

где θ — угол рассеяния электрона (см. рис. 33). Если допустить, что инвариантная масса адронного состояния M_X^2 нам известна, то энергию E_γ можно однозначно определить. В этом случае в форм-факторных функциях фотона $F_i^\gamma(x, Q^2)$ будут известны обе переменные x и Q^2 , а следовательно, функции $F_i^\gamma(x, Q^2)$ можно измерить экспериментально.

Дифференциальное сечение процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- + \text{адроны}$ в рассматриваемом случае имеет вид [77, 78]:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma dy dx d\varphi} = \frac{2\alpha^2 (kp)}{Q^4} [1 + (1-y)^2] \times \\ \times [2xF_T(x, Q^2) + \varepsilon(y)F_L(x, Q^2) + \varepsilon(\xi)\varepsilon(y)\cos 2\varphi F_3(x, Q^2)], \quad (50)$$

где

$$\varepsilon(y) = 2(1-y)/[1 + (1-y)^2]; \quad \xi = E_\gamma/E; \quad (51)$$

φ — угол между плоскостями рассеяния электрона и позитрона; F_T, F_L, F_3 — структурные функции фотона. Функции F_T, F_L, F_3 связаны с общепринятыми обозначениями F_1, F_2 следующими равенствами:

$$\left. \begin{aligned} F_1^\gamma(x, Q^2) &= F_T^\gamma(x, Q^2); \\ F_2^\gamma(x, Q^2) &= [F_L^\gamma(x, Q^2) + 2xF_T^\gamma(x, Q^2)]. \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

Функцию $F_3(x, Q^2)$ можно измерить только в том случае, когда известен угол рассеяния позитрона (для рассматриваемого нами

случая — см. рис. 33). Если частица, отклоняющаяся на малый угол (в нашем случае — позитрон), не детектируется, то измеряют лишь две функции — $F_1(x, Q^2)$ и $F_2(x, Q^2)$.

Форм-факторные функции $F_T(x, Q^2)$, $F_L(x, Q^2)$ и $F_3(x, Q^2)$ были рассчитаны в простейшем приближении:

1) вклад [от взаимодействия фотона с адронами ρ, ω, φ (рис. 34);

2) вклад от взаимодействия фотонов с $q\bar{q}$ -парами (диаграмма типа «ящик» — рис. 35);

3) квантовохромодинамические поправки к диаграмме типа «ящик» (см. рис. 36).

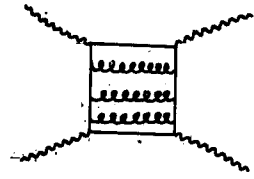
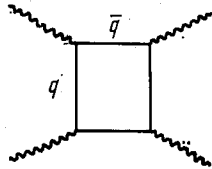
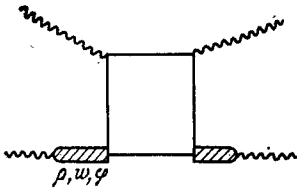


Рис. 34. Вклад диаграммы ρ, ω, φ в форм-факторные функции фотона

Рис. 35. Вклад диаграммы $q\bar{q}$ в форм-факторные функции фотона

Рис. 36. Вклад диаграммы типа «ящик» в форм-факторные функции фотона

Явные выражения вкладов от ρ -, ω -, φ -мезонов в форм-факторные функции имеют вид [77, 78]:

$$\begin{aligned}
 F_T^Y(x, Q^2) &\approx \left(\frac{e}{f_\rho}\right)^2 F_T^{\rho^0}(x, Q^2) \approx \frac{1}{2x} \left(\frac{e}{f_\rho}\right)^2 \frac{1}{4} (1-x), \quad \left(\frac{f_\rho^2}{4\pi} \approx 2,2\right); \\
 F_L^Y(x, Q^2) &\approx O\left(\frac{\langle p_\perp^2 \rangle}{Q^2}\right) + O(\alpha_s(Q^2)); \\
 F_3^Y(x, Q^2) &\approx O\left(\frac{\langle p_\perp^2 \rangle}{Q^2}\right) + O(\alpha_s(Q^2)). \tag{53}
 \end{aligned}$$

Явные выражения вкладов в форм-факторные функции фотона от диаграммы типа «ящик» имеют вид:

$$\begin{aligned}
 F_T^Y(x, Q^2) |_{\text{ящик}} &= \frac{\alpha}{2\pi} \sum e_i^4 x [x^2 + (1-x)^2] \ln \frac{Q^2 x}{\Lambda^2}; \\
 F_L^Y(x, Q^2) |_{\text{ящик}} &= \frac{4\alpha}{\pi} \sum e_i^4 x^2 (1-x); \\
 F_3^Y(x, Q^2) |_{\text{ящик}} &= -\frac{\alpha}{\pi} \sum e_i^4 x^3. \tag{54}
 \end{aligned}$$

Из выражений (53) и (54) видно, что при $x \rightarrow 0$ вклад от ρ -, ω -, ϕ -мезонов в $F_T^\gamma(x, Q^2)$ максимальный, а при $x \rightarrow 1$ мезонный вклад стремится к нулю, в то время как вклад от диаграммы ящичного типа с ростом x и Q^2 ведет себя примерно как $\ln(Q^2/\Lambda^2)$, т. е. становится доминирующим.

Квантовохромодинамические поправки следующего порядка по теории возмущений численно оказались пренебрежимо малыми [71] (см. также разд. 5).

В работе [78] были рассчитаны структурные функции фотона в низшем порядке по электрическому заряду, но с учетом всех порядков по константе сильного взаимодействия. Оказалось, что

Q^2 -зависимость, полученная в приближении (2) (см. рис. 35), осталась неизменной, но зависимость структурных функций от x существенно изменилась. Первые предварительные экспериментальные данные о поведении функции $F_2(x, Q^2)$ приведены на рис. 37 [79].

В заключение, может быть, стоит указать на некоторые отличия в поведении нуклонных форм-факторных функций F_i^N и фотонных форм-факторных функций F_i^γ :

1. Известно, что при $x \rightarrow 1$ функции F_i^N ведут себя примерно как $(1-x)^n$, в то время как функции F_i^γ логарифмически растут.

2. Если высшие тивстовые поправки к функциям $F_i^N(x, Q^2)$ могут вуалировать вклады от лидирующих логарифмов примерно как $(1/\ln Q^2)$, то для фотонных функций $F_i^\gamma(x, Q^2)$ вклады типа тивстовых поправок пренебрежимо малы.

Укажем на связь процесса

$$e + \gamma \rightarrow e + X \quad (q^2 < 0) \quad (55)$$

с процессом

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma \rightarrow \gamma + X. \quad (56)$$

Оба процесса при больших q^2 описываются в основном диаграммами лестничного типа, и переход от одного из них к другому достигается заменой величины $q^2 > 0$ на $q^2 < 0$. Появляется прямая возможность проверки теории возмущений в квантовой хромодинамике.

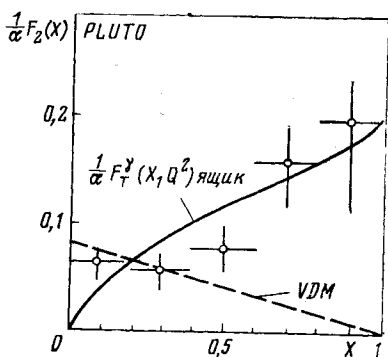


Рис. 37. Поведение $F_2(x)$ при $\langle Q^2 \rangle = 5$ ГэВ и теоретические кривые $F_T^\gamma(x, Q^2)_{\text{ящ}}$ и $F_T^\gamma(x, Q^2)$, рассчитанную в приближении вкладов от векторных мезонов [см. формулу (54)]

7. ГЛЮОНИЙ. ХИГГСОВСКИЕ БОЗОНЫ. РЕДКИЕ ПРОЦЕССЫ

Глюоний определяется как связанное состояние двух и более глюонов. Он может возникнуть наряду с другими процессами рождения в $\gamma\gamma$ -соударениях (рис. 38). Может быть, наблюдение глюония в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях является не самым эффективным способом обнаружения глюония. Однако поиск глюонов и иссле-



Рис. 38. Образование глюония в реакции $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$

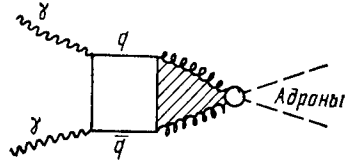


Рис. 39. Образование глюония в реакции $\gamma\gamma \rightarrow p\bar{p}$

дование его свойств представляют важную задачу для проверки основ квантовой хромодинамики, и об этом следует сказать несколько слов в данном обзоре.

γ -Кванты непосредственно не взаимодействуют с глюонами. Поэтому процесс рождения глюония в $\gamma\gamma$ -соударениях должен идти через некоторые промежуточные состояния. В качестве одной из простейших диаграмм, описывающей процесс рождения глюония, можно представить диаграмму на рис. 39, на котором в качестве кваркового пропагатора может быть, например, *b*-или *s*-кварк. В рамках КХД глюоний обязан существовать. К сожалению, внутри самой квантовой хромодинамики не существует никаких опорных пунктов для построения глюония из глюонов и поэтому существует значительный разброс в определении границ масс глюониев и их ширины распада [80—87]. Предполагается, что масса глюониев должна быть пропорциональна 1—1,5 ГэВ; в работе [86] в качестве минимальной предполагается масса *X* (2,8 ГэВ)-бозона. О ширинах распада глюониев ничего определенного с теоретической точки зрения сказать нельзя.

Простейшими являются двухглюонные состояния. Все они должны быть *C*-четными. Два цветных «электрических» глюона могут образовать состояния $J^P = 0^+ \text{ и } 2^+$, а два цветных «магнитных» глюона могут образовать другой, сверхтонкий мультиплет $0^+ \text{ и } 2^+$. Электрический и магнитный глюоны могут образовывать триплет, четность которого будет обратной: $0^-, 1^+, 2^-$ [88].

В работе [89] глюоний строится в модели билинейных токов. Показано, что набор двухглюонных состояний сводится к следующему:

$$J^PC = 0^{++}, 0^{-+}, 2^{++}, 2^{-+}$$

и что состояние $J^{PC} = 1^{-+}$ не существует, ибо соответствующий матричный элемент образования глюония обращается в нуль. Однако в некоторых работах постулируется наличие состояния $J^{PC} = 1^{-+}$. Приведем разрешенные P -состояния, которые можно построить из $q\bar{q}$ -состояний, из двух глюонов $2g$ и трех глюонов $3g$ [87] (табл. 4).

Таблица 4

Состояние	$q\bar{q}$	$2g$	$3g$	Состояние	$q\bar{q}$	$2g$	$3g$
0^{++}	P	P	P	2^{++}	P	P	P
0^{+}	З	З	P	2^{+}	З	З	P
0^{-+}	P	P	P	2^{-+}	P	P	P
0^{--}	З	З	P	2^{--}	P	З	P
1^{++}	P	P	P	3^{++}	P	P	P
1^{+}	P	З	P	3^{+}	P	З	P
1^{-+}	З	P	P	3^{-+}	З	P	P
1^{--}	P	З	P	3^{--}	P	З	P

В табл. 4 состояние 1^{-+} присутствует как разрешенное. Запрещенные состояния обозначаются буквой З. Из таблицы видно, что в $3g$ -системе разрешены все J^{PC} -состояния.

Таким образом, даже в вопросе классификации состояний глюония нет единства мнений, и выводы зависят от модельных пред-

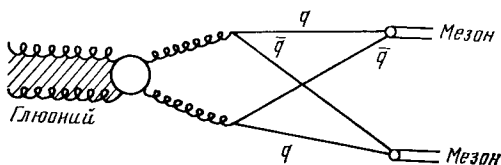


Рис. 40. Возможная схема распада глюония на мезоны

положений. В такой же степени от модельных предположений зависят выводы о массах и ширинах распада глюония, так как, в частности, для теоретических оценок этих величин необходимо знание функции распределения глюонов в адроне, а такую функцию в рамках КХД пока нельзя рассчитать. Желая углубиться в теоретические гипотезы и следствия из них, можно рекомендовать ознакомиться с работами [80—89].

Предполагается, что глюоны должны распадаться на обычные мезоны, построенные из кварков (рис. 40). Если ширина распада окажется узкой, то распад глюония будет нелегко отличить от распадов обычных резонансных состояний; если она будет достаточно

широкой, то это будет отличать его от адронных резонансов. Приведем примеры распадов с учетом $SU(3)$ -симметрии (табл. 5) [88]. В частности, можно отметить, что фазовый анализ $\pi\pi$ - и $K\bar{K}$ -конечных состояний, которые могут быть образованы в чистых изотопических состояниях в $\gamma\gamma$ -взаимодействиях, имеет определенные преимущества для поиска низлежащих глюониевых состояний (например, 0^{++} и 2^{++} в $\pi\pi$ -системе).

Примеры двухчастичных распадов глюонных состояний, приведенные в табл. 5, указывают на то, что распады глюония нелегко отличить от распадов известных резонансов. Поэтому в литературе иногда делаются попытки отождествить некоторые известные резонансные состояния с глюониевыми состояниями. Так, в работе [86] предлагается рассматривать резонанс $X(2,8 \text{ ГэВ})$, распадающийся на два γ -кванта, как низшее 0^- -состояние глюония. Процесс $\gamma\gamma$ -взаимодействия можно использовать для решения еще одной фундаментальной задачи в физике элементарных частиц — доказательства существования хиггсовских бозонов. В стандартной модели теории Салама — Вайнберга содержится один скалярный (нейтральный) бозон. Схема его рождения приведена на рис. 41. В низшем порядке теории возмущений (с учетом вкладов от фермионных и W^\pm -бозонных петель) сечение бозона оказывается около 10^{-40} см^2 [90]. Это значение слишком мало для наблюдения хиггсовского бозона. В модели с расширенным хиггсовским сектором, в которой предполагается также существование заряженных хиггсовских бозонов, в пределах разумных предположений можно получить сечения примерно 10^{-36} см^2 . Такие сечения рождения заряженных H^\pm -бозонов ведут к реальным возможностям наблюдения.

Диаграммы, описывающие процесс рождения H^\pm -бозонов, приведены на рис. 42, а — в. В этой схеме рождение нейтральных H^0 -бозонов оказывается на четыре-пять порядков меньше из-за включения петли заряженных H^\pm -бозонов (рис. 43).

В этой модели [90] численные значения сечений можно рассматривать только как оценочные. Так же, как и для глюония, в рамках КХД не существует каких-либо ограничений на значения

Таблица 5

J^{PC} (s-волна)	J^{PC} (p-волна)	Конечное состояние
0^{++}	—	$\pi\pi, K\bar{K}, \eta\eta, \eta'\eta'$
0^{-+}	1^{++}	$\pi S, K\kappa, \eta + \eta'$
2^{-+}	$1^{++}, 2^{++}, 3^{++}$	$\pi A_2, KK^*, \eta + \eta'$
2^{++}	$1^{++}, 2^{++}, 3^{++}$	$\rho\rho, K^*K^*, \omega\omega, \varphi\varphi$
1^{--}	$0^{+-}, 1^{+-}, 2^{+-}$	$\rho\delta, K^*\kappa$

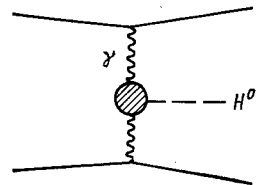


Рис. 41. Схема рождения скалярного хиггсовского бозона

масс хиггсовских бозонов, что существенно затрудняет их поиск.

Наконец, в $\gamma\gamma$ -соударениях можно изучать довольно интересные вязи, типа 4-бозонных: $\gamma\gamma \rightarrow W^+W^-$, $\gamma\gamma \rightarrow Z^0Z^0$ и др., что пред-

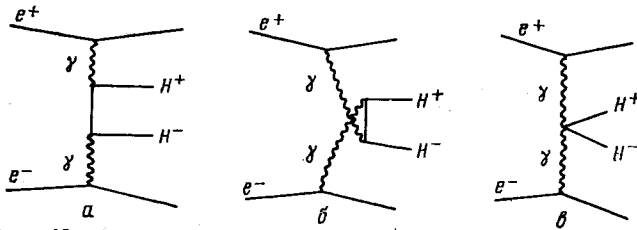


Рис. 42. Схема рождения заряженных хиггсовских бозонов

ставляет определенный интерес для теории. Недавно появилось сообщение [91] о наблюдении процесса $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ в e^+e^- -рассеянии при энергиях пучков 15 и 18,3 ГэВ. В модели векторной доминантности реакция $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ должна идти, глав-

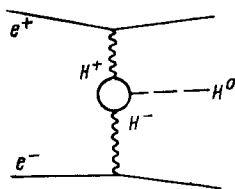


Рис. 43. Схема рождения нейтрального хиггсовского бозона

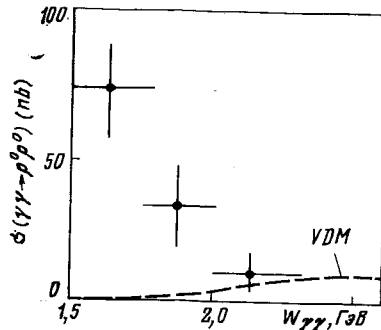


Рис. 44. Сравнение сечения $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$, рассчитанного в модели векторной доминантности (пунктир) с экспериментальными данными

ным образом, через упругое рассеяние $\rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\rho^0$. В этом случае сечение рождения $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$ можно записать в виде [92]:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) = \left(\frac{\alpha\pi}{\gamma_\rho^2} \right)^2 \left(\frac{p^*}{k^*} \right)^2 \frac{d\sigma}{dt} (\rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\rho^0),$$

где k^* — импульс фотона в системе ц. м двух γ -квантов; p^* — импульс ρ^0 -мезона в той же системе; t — квадрат; 4-передачи импульса от γ -кванта к ρ^0 -мезону; $\gamma_\rho^2/4\pi$ — константа $\gamma\rho$ -связи ($\approx 0,5$).

В области высоких энергий в рамках кварковой модели можно предположить $\sigma(\rho^0\rho^0 \rightarrow \rho^0\rho^0) \approx (4/9)^2 \sigma(pp \rightarrow pp)$. Предполагая,

кроме того, что

$$d\sigma/dt \sim \exp(At) \text{ и } A = 5,6 \text{ ГэВ}^{-2},$$

получим

$$d\sigma/dt (\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0) \approx (p^*/k^*)^2 100 \exp(5,6t) \text{ (пб} \cdot \text{ГэВ}^{-2}\text{)}.$$

Интегрируя это сечение по передаче t и понимая, что речь идет лишь об асимптотическом вкладе в сечение, получаем выражение для полного сечения $\sigma(\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0)$ как функции инвариантной энергии двух γ -квантов ($W_{\gamma\gamma}$). На рис. 44 изменение теоретического полного сечения с энергией изображено пунктирной линией. В области $W_{\gamma\gamma} < 2$ ГэВ экспериментальные точки лежат намного выше предсказанного хода сечения. Предстоит выяснение смысла порогового роста сечения $\gamma\gamma \rightarrow \rho^0\rho^0$.

Сюрпризы подобного рода могут ожидать нас в любом из редких неизученных процессов $\gamma\gamma$ -взаимодействия.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, были рассмотрены основные современные проблемы $\gamma\gamma$ -взаимодействия, перечислены новейшие экспериментальные результаты и дана их современная теоретическая интерпретация. Несмотря на значительность имеющихся научных результатов, по каждому из разделов остаются еще неясные вопросы. Так, по-прежнему важной остается задача уточнения границ применимости метода эквивалентных фотонов, расширения его возможностей. Решение задачи включения в анализ функций σ_{ST} , σ_{SS} и τ_{ST} связано с требованием постановки поляризационных экспериментов, экспериментов с регистрацией рассеянных электронов, с требованием набора статистики и увеличением интенсивности сталкивающихся пучков. Не менее важной является задача точного расчета высших поправок по константе α к большинству изучаемых процессов.

В настоящее время сложилось твердое мнение о том, что квантовая электродинамика справедлива практически для любых передач квадрата 4-импульса q^2 . Тем не менее с увеличением энергий сталкивающихся пучков и увеличением q^2 проверка справедливости квантовой электродинамики будет всегда относиться к важнейшим вопросам физики элементарных частиц, и ее проверка в $\gamma\gamma$ -соударениях должна проводиться наряду с ее проверкой в других возможных экспериментах.

Необычайно широкий спектр экспериментальных исследований и теоретических гипотез связан с изучением рождения резонансов в $\gamma\gamma$ -соударениях и распадов резонансов типа $R \rightarrow \gamma\gamma$. Проверка симметрий различного рода, точности кварк-глюонного взаимодействия, гипотезы дробности электрического заряда

кварков, следствий гипотезы РСАС, учет высших поправок по константам α и α_s , изучения спектров масс резонансных состояний — эти и возможные другие вопросы нуждаются в дополнительных исследованиях.

К области физики низких энергий следует отнести изучение процессов $\gamma\gamma \rightarrow \gamma\gamma$, $\gamma\gamma \rightarrow \text{лл}$ и $\gamma\gamma \rightarrow K\bar{K}$ (до энергий $\lesssim 2$ ГэВ). Мы уже видели, что в этих процессах удается выделить чистые изотопические состояния, что позволяет при хорошей статистике провести качественный фазовый анализ лл- и $K\bar{K}$ -взаимодействия, найти низшие резонансные состояния в этих взаимодействиях, определить свойства резонансов. Изучение этих реакций может дать указания на существование глюония, хиггсовских бозонов, указания на значения масс этих частиц, предсказываемых квантовой хромодинамикой. Метод дисперсионных соотношений, дающий полное описание этих процессов в области низких энергий, вряд ли может быть заменен здесь методом теории возмущений квантовой хромодинамики из-за его непригодности в области низких энергий. Представляет большой интерес поиск возможностей использования новых методов квантовой хромодинамики в области малых энергий.

Но наибольшие ожидания связаны с изучением $\gamma\gamma$ -взаимодействий в области высоких энергий. Угловое распределение потока энергии вторичных частиц, энергетическая корреляция, струи, поляризация струй, квантовохромодинамические поправки, структура фотона и электрона, экзотические процессы, поиск глюония и хиггсовских бозонов — вот перечень рассмотренных в данном обзоре проблем, к исследованию которых по существу приступили всего лишь два-три года тому назад. Все эти проблемы можно скорее назвать программой исследований на будущее. Программой реальной потому, что в ближайшее время планируется ввод в строй ускорителей LEP, 2×50 ГэВ (ориентировочно в 1987 г.), Корнельского 2×50 ГэВ (ориентировочно в 1986 г., если строительство начнется в 1983 г.), Single Particle Collider 2×50 ГэВ (ориентировочно в 1985 г.) и увеличение энергии на ускорителе PETRA до (41—46) ГэВ (после 1981 г.).

Легко представить себе, что с запуском этих ускорителей к перечисленным выше проблемам добавятся вопросы асимптотического поведения сечений $\gamma\gamma$ -взаимодействий и реджеология, проблемы электрослабых взаимодействий, несохранения четности во взаимодействии поляризованных частиц, поиск W^- - и Z -бозонов, поиск очарованных и других тяжелых бозонов и некоторые другие вопросы.

Таким образом, предстоящее десятилетие (до 1990 г.) будет периодом создания новой мощной ускорительной базы для исследования явлений, возникающих в $\gamma^*\gamma^*$ -взаимодействиях,

периодом накопления новых экспериментальных данных о $\gamma^*\gamma^*$ -соударениях, периодом исключительно интенсивного изучения проблем КЭД и КХД в области высоких энергий.

В заключение приношу глубокую благодарность С. Б. Герасимову, прочитавшему обзор в рукописи и сделавшему ряд ценных замечаний.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Williams E. J.— Proc. R. Soc. A, 1933, v. 139, p. 163; Phys. Rev., 1974, v. 45, p. 729; Mat.— Fys. Meddelingen, 1935, v. 13, p. 4.
2. Von Weizsäcker C. F.— Z. Phys., 1934, Bd 88, S. 612.
3. Fermi E.— Z. Phys., 1924, Bd 29, S. 315.
4. Bohr N.— Phil. Mag., 1913, v. 25, p. 10; 1915, v. 30, p. 581.
5. Arteaga-Romero N., Jaccarini A., Kessler P.— C. R. Acad. Sci. B, 1969, v. 269, p. 153; 1969, v. 269, p. 1129.
6. Балакин В. Е., Буднев В. М., Гинабург И. Ф.— Письма в ЖЭТФ, 1970, т. 11, с. 559.
7. Brodsky S. J., Kinoshita T., Terazawa H.— Phys. Rev. Lett., 1970, v. 25, p. 972.
8. Буднев В. М. и др. ЭЧАЯ, 1973, т. 4, вып. 1, с. 239.
9. Terazawa H.— Rev. of Mod. Phys., 1973, v. 45, p. 615.
10. International Colloquium on Photon-photon Collisions in Electron-Positron Storage Rings. 3—4 September, 1973; J. Phys. C, 1974, v. 35, N 3.
11. Буднев В. М., Гинабург И. Ф.— Ядерная физика, 1971, т. 13, с. 353.
12. Терягьев М. В.— Ядерная физика, 1971, т. 14, с. 178.
13. Brown R. W., Muzinich I. J.— Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 1496.
14. Carlson C. E., Tung W. K.— Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 2873.
15. Kessler D., Kessler P., Hebd C. R.— Séan. Acad. Sci., 1956, v. 242, p. 3045; Nuovo cimento, 1956, v. 4, p. 601; Hebd C. R.— Séan. Acad. Sci., 1957, v. 244, p. 1896.
16. Arteaga-Romero N. e.a.— Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 2927.
17. Proceedings of the 1979 International Conference on Two-Photon Interactions. August 30, 31 and September 1. Lake Tahoe, California.
18. International Workshop on Photon-Photon Collisions Amiens. 8—12 April, 1980.
19. Brodsky S.— J. Phys. C, 1974, v. 35, p. 2.
20. Parisi J. (см. [10], с. 2—51).
21. Vermaseren J.A.M. TH-2878-CERN. Talk presented at the International Workshop on Photon-Photon Collisions. Amiens, 8—12 April, 1980.
22. Spitzer H. Results from PLUTO, DESY preprint 80/43, May, 1980; Wagner W. Two photon processes at Petza, DESY, preprint 80/102, October, 1980.
23. Particle Data Group, Phys. Lett. B, 1978, v. 75, p. 1.
24. Besch H. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 79; Abrams G. S. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 477; Binnie D.M. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 83, p. 141.
25. Berger Ch. e.a. PLUTO Collaboration, DESY Report 80/34, 1980.
26. Hilger E. TASSO Collaboration, DESY Report 80/75, 1980 and BONN-HE-80-5.
27. Roussarie A. SLAC-PUB-2599, September, 1980 (E).
28. Hollebeck R. SLAC-PUB-2517, May, 1980, T/E.
29. Gilman F. J. Proceedings of the 1979 International Conference on Two-Photon Interactions, August 30, 31 and September 1. Lake Tahoe, California.
30. Budnev V., Kaloshin A. E.— Phys. Lett. B, 1971, v. 86, p. 351.
31. Low F. E.— Phys. Rev., 1960, v. 120, p. 582.

32. Adler S. L.— Phys. Rev., 1969, v. 177, p. 2426; Bell J. S., Jackiev R.— Nuovo cemento A, 1969, v. 60, p. 47.
33. Bjorken J. D.— Phys. Rev., 1966, v. 148, p. 1467.
34. Johnson K., Low F. E.— Progr. Theor. Phys., Suppl., 1966, v. 37—38, p. 74.
35. Greco M. International Workshop on Photon-Photon Collisions. Amiens, 8—12 April, 1980.
36. Roy P.— Phys. Rev. D, 1974, v. 9, p. 2634; Budnev V., Ginzburg I., Serbo V.— Lett. Nuovo cemento, 1974, v. 7, p. 13; Gerasimov S., Moulin J.— Nucl. Phys. B, 1975, v. 98, p. 349.
37. Gourdin M., Martin A.— Nuovo cemento, 1960, v. 17, p. 224.
38. Lyth D. H.— Nucl. Phys. B, 1971, v. 30, p. 195.
39. Brown C. J., Lyth D. H.— Nucl. Phys. B, 1973, v. 53, p. 323.
40. Cheng H., Wu T. T.— Nucl. Phys. B, 1971, v. 32, p. 461.
41. Goble R. L., Rosner J. L.— Phys. Rev. D, 1972, v. 5, p. 2345.
42. Schierholz G., Sundermeyer K.— Nucl. Phys. B, 1972, v. 40, p. 125.
43. Yudurain F. J.— Nuovo cemento A, 1972, v. 7, p. 687.
44. Carlson C., Tung W. K.— Phys. Rev. D, 1972, v. 6, p. 147.
45. Исаев П. С., Хлесков В. И.— Письма в ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 190.
46. Исаев П. С., Хлесков В. И.— Ядерная физика, 1972, т. 16, с. 1012.
47. Исаев П. С., Хлесков В. И.— Ядерная физика, 1973, т. 17, с. 368.
48. Исаев П. С., Хлесков В. И.— Ядерная физика, 1974, т. 19, с. 127.
49. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М., Физматгиз, 1958.
50. Yan T. M.— Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 3523.
51. Иден Р. Соударение элементарных частиц при высоких энергиях. Пер. с англ. М., Наука, 1970.
52. Исаев П. С., Матвеев В. А.— Ядерная физика, 1966, т. 4, с. 198.
53. Kunst Z., Muradyan R. M., Ter-Antonyan V. M. JINR E2-5424, Dubna, 1970.
54. Karplus R., Neuman M.— Phys. Rev., 1950, v. 80, p. 380; Phys. Rev., 1951, v. 83, p. 776.
55. Babelon O. e.a. Preprint, PAR-LPTHE, 76.10.
56. Brossard e.a. $\gamma\gamma$ -Physics at DCI. Invited Talk at the International Workshop on $\gamma\gamma$ -collisions. Amiens, April, 8—12, 1980.
57. Courau A. e.a. $\gamma\gamma$ -Experiments at DCI. Invited Talk presented by A. Courau at the International conference on two-photon interactions. Lake Tahoe, Aug. 31—31, September, 1979, p. 1; Courau A. e.a. Measurement of lepton and pionpair production in photon-photon collisions at DCI. XX-th International Conference on High-Energy Physics, University of Wisconsin-Madison. Contributed Paper.
58. Krasemann H., Vermaseren J.A.M.— Ref. TH-2918, CERN.
59. Brodsky S.— J. Phys. C, 1974, v. 2, p. 35.
60. Greco M., Srivastava Y.— Nuovo cemento A, 1978, v. 43, p. 88.
61. Results from PLUTO, DESY Preprint 80/43, May, 1980.
62. Berger Ch. e.a.— Phys. Lett. B, 1979, v. 81, p. 41.
63. Biddick C. J. e.a. Proceedings of the 1979 International Conference on Two-Photon Internations. August 30, 31 and September 1. Lake Tahoe, California.
64. Frazer W. R., Gunion J. F.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 147; Lipkin H. J.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 155, p. 104.
65. Basham C. L. e.a.— Phys. Rev. D, 1978, v. 17, p. 2298;— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1585.
66. Abud M., Gatto R., Savoy C. A.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 2224; Phys. Lett. B, 1979, v. 84, p. 229.
67. Schwitters R. F. Hadron production at SPEAR. Proceedings of the 1975 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Stanford University, August 21—27, 1975.

68. Berger Ch. e.a. PLUTO-Collaboration.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 176.
69. Brodsky S. J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 672; Phys. Rev. D, 1979, v. 19, p. 1418; Llewellyn-Smith C. H.— Phys. Lett. B, 1978, v. 79, p. 83; Kajantie K.— Phys. Scripta, 1979, v. 29, p. 230; Kajantie K., Raiio R.— Nucl. Phys. B, 1979, v. 159, p. 528; Abud M., Gatto R., Savoy C. A.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20 p. 2224; Phys. Lett. B, 1979, 84, p. 229; Berman S., Bjorken J., Kogut J.— Phys. Rev. D, 1971, v. 4, p. 3388.
70. Efremov A. V., Ivanov S. V. Preprint JINR E2-81-285, 1981.
71. Тавхелидзе А. Н. В кн.: XIV Международная школа молодых ученых по физике высоких энергий. ОИЯИ Д2-81-158, Дубна, 1981; Верешков Г. М. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 32, с. 227; Ефремов А. В., Иванов С. В., Михайлов С. В. Препринты ОИЯИ, P2-80-659, 1980; E2-81-96, 1984;— Письма в ЖЭТФ, 1980, т. 32, с. 669; Ефремов А. В., Иванов С. В., Несереженко В. А. Препринт ОИЯИ, P2-80-519, 1980.
72. Berends F., Kunszt Z., Gastmans R. DESY— Preprint 80/08, 1980.
73. Gunion J. F. Two Photon Collisions and QCD. International Workshop on $\gamma\gamma$ -collisions. Amiens, France, April 8—12, 1980.
74. Olsen H. A., Osland P., Overbo I. Nordita preprint 79/38.
75. Kane G. L., Pumplin J., Repko W.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1689.
76. De Voto A. e.a.— Phys. Lett., 1980, v. 90, p. 436.
77. Peterson C., Walsh T. F., Zerwas P. M. Preprint NORDITA 80/13, March, 1980.
78. Walsh T. F. Photon-Photon Physics in the Deep Inelastic Region. Workshop on $\gamma\gamma$ — Interactions. Amiens, France, April 8—12, 1980.
79. Wagner W. Two Photon Processes at PETRA. Invited Talk Given at XXth International Conference in High Energy Physics Madison, Wisconsin, 1980, см. также обзорный доклад: Wiik B. e^+e^- — Interactions. Part 2 21st Scottish Universities Summer School in Physics. 10th-30th August, 1980. Hamilton Hall, St. Andrews.
80. Fritzsh H., Minkowski P.— Nuovo cimento A, 1975, v. 30, p. 393.
81. Freund P.G.O., Nambu Y.— Phys. Rev. Lett., 1975, v. 34, p. 1645.
82. Jaffe R. L., Johnson K.— Phys. Lett. B, 1976, v. 60, p. 201.
83. Robson D.— Nucl. Phys. B, 1977, v. 130, p. 328.
84. Roy P., Walsh T. F.— Phys. Lett. B, 1978, v. 78, p. 62.
85. Koller K., Walsh T.— Nucl. Phys. B, 1978, v. 140, p. 449.
86. Ishikawa K.— Phys. Rev. D, 1979, v. 20, p. 731.
87. Coyne J. J. e.a.— Phys. Lett. B, 1980, v. 91, p. 259.
88. Bjorken J. D. Proceedings of Summer Institute on Particle Physics. July 9—20, 1979, SLAC Rep. N 224, January, 1980.
89. Вайнштейн А. И. и др. КХД вакуум и феноменология глюония. (Дополнения и исправления). Препринт ИТЭФ-88, 1980.
90. Grifoes J. A., Paskual R. Preprint UAB-FT-60, 1980.
91. TASSO Collaboration. DESY Preprint 80/77, July, 1980.
92. Walsh T.— J. Phys. C, 1974, v. 35, p. 2.
93. de Tollif B.— Nuovo cimento, 1964, v. 32, p. 757; 1965, v. 35, p. 1182.