

532.12.01

ГЛЮОНЫ*Я. И. Азимов, Ю. Л. Докшицер, В. А. Хозе***СОДЕРЖАНИЕ**

1. Введение	443
2. Глюоны и квантовая хромодинамика	444
а) Глюон и кварки (444). б) Цветные глюоны (444). в) Асимптотическая свобода (445). г) «Наивная» КХД (446). д) Величина α_s (449).	
3. Обнаружение глюона в e^+e^- -аннигиляции	449
а) Две струи в e^+e^- -аннигиляции (450). б) Как должен проявиться тормозной глюон (451). в) Что видно на опыте (глюоны по гамбургскому счету) (453).	
4. Свойства глюонных струй и их экспериментальное будущее	456
а) Генераторы глюонных струй (456). б) Чего мы ждем от глюонной струи? (459).	
5. Множественное излучение глюонов и их самодействие	460
а) Глюонные каскады (461). б) Критические тесты КХД: инфракрасно-стабильные величины и эксперимент (464).	
6. Заключение	468
Приложение: Описание формы событий $e^+e^- \rightarrow$ адроны	470
Цитированная литература	471

ВВЕДЕНИЕ

70-е годы ознаменовались переворотом в физике элементарных частиц. Эксперименты последних лет сделали несомненным тот факт, что сильно взаимодействующие частицы — адроны — вовсе не элементарны. Фундаментальными объектами на сегодняшний день выглядят кварки и лептоны, физика которых выделилась в самостоятельную область знаний, подобно тому как ранее из атомной теории выделилась теория ядра, а затем из нее — физика элементарных частиц.

Что мы знаем о взаимодействиях на кварк-лептонном уровне, о природе полей — носителей этих взаимодействий?

Электромагнитное поле и его квант — фотон общеизвестны, они описываются старой доброй квантовой электродинамикой (КЭД); слабое взаимодействие кварков и лептонов достаточно хорошо изучено (теория Глэшоу — Вайнберга — Салама), и открытие его переносчиков Z^0 и W^\pm -бозонов с массами порядка 80—90 Гэв запланировано на 1981—1983 гг.

На почетную роль теории сильного взаимодействия единственным реальным претендентом является сегодня квантовая хромодинамика (КХД). Прошедший 1979 г., по-видимому, войдет в историю физики как год открытия глюона — фундаментального объекта КХД, переносчика сильного взаимодействия между кварками. О первых успехах в охоте за глюоном на встречных e^+e^- -пучках было сообщено летом 1979 г. на международных конференциях в Женеве и Батавии, а также в широкой прессе.

Настоящий обзор посвящен проблемам обнаружения глюона, изучения его свойств и взаимодействий.

2. ГЛЮОНЫ И КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

а) Г л ю о н и к в а р к и

Как известно, становление понятия кварка прошло три основных этапа.

1. Кварки как составные элементы адронов: кварк — антикварк в мезоне, три кварка в барионе¹. Это — валентные кварки, определяющие систематику адронов и многие их низкоэнергетические свойства.

2. Кварки как точечные объекты — партоны, проявляющиеся в так называемых жестких процессах при высоких энергиях, например, в глубоко неупругом рассеянии e , μ или ν ($\bar{\nu}$) на нуклоне².

3. Кварки как источники струй адронов. Наиболее ярко адронные струи проявляются в e^+e^- -аннигиляции³⁻⁵.

С этими же этапами связано и развитие представлений о глюонах.

1. Кварки в адроне должны «склеиваться» каким-то полем, квант которого и назвали глюоном (от английского glue — клей).

2. Уже первые эксперименты по глубоко неупругому рассеянию показали, что партонное содержание нуклона не исчерпывается кварками и антикварками; должны быть партоны еще одного типа — стерильные относительно электромагнитных и слабых взаимодействий. Проще всего отождествить их с теми же глюонами.

3. Если сильное взаимодействие действительно имеет полевую природу, кварки должны испускать глюоны в разнообразных процессах, подобно тому как электроны испускают фотоны.

Естественно ожидать, что эти глюоны, как и кварки, порождают струи адронов.

Хромодинамика на все эти роли: глюона-склеивателя, глюона-партона и универсального переносчика сильного взаимодействия, — предлагает свою кандидатуру, а именно, восьмерку безмассовых векторных полей, определенным образом взаимодействующих с кварками и друг с другом.

б) Ц в е т н ы е г л ю о н ы

Обсудим кратко, как устроено сильное взаимодействие кварков и глюонов в рамках КХД (детальное описание этой теории можно найти в обзорах⁶⁻⁸).

Сейчас известно пять сортов (или, как говорят, «ароматов») кварков q : три «старых» легких кварка u , d , s с электрическими зарядами $e_u = 2/3$, $e_{d,s} = -1/3$, и два новых тяжелых кварка c и b ($e_c = 2/3$, $e_b = -1/3$) с массами порядка 1,5 и 5 ГэВ соответственно. (Мы надеемся, что читатель уже привык к дробным зарядам кварков.) Успех единой теории электромагнитных и слабых взаимодействий (теория Глэшоу — Вайнберга — Салама)⁹ позволяет теоретикам предсказывать открытие по крайней мере еще одного кварка t с $e_t = 2/3$ (о массе t -кварка сегодня известно, что она не меньше 18 ГэВ).

Для построения квантовополевой теории глюонного взаимодействия важно, что кварк каждого аромата характеризуется новым квантовым числом, т. е. может находиться в трех состояниях, которые принято обозначать цветами, например, желтый, синий и красный. (Подробнее об истории цвета и связанных с ним вопросах см. ^{7, 8, 10}.) Такое устроение состояний кварка надежно установлено экспериментально. Например, одним из наиболее ярких «чудес» цвета является согласие с опытом ожидаемой величины сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны (для бесцветных дробнозаряженных кварков ожидаемое сечение в три раза меньше).

КХД трактует цвет кварка как динамическую степень свободы и строится по тесной аналогии с КЭД. Привлекательной является гипотеза о том, что группа преобразований цвета SU_3 образует точную симметрию, т. е. по отношению к любым взаимодействиям физические свойства кварка в различных цветовых состояниях тождественны.

Подобно тому как произвол в выборе фазы волновой функции заряженной частицы тесно связан с электромагнитным полем, требование локальной цветовой симметрии теории порождает октет векторных полей глюонов и однозначно задает всю структуру взаимодействия глюонов и кварков. Возникает калибровочная теория поля типа Янга — Миллса ¹¹ с группой SU_3 . Это и есть КХД.

Впервые цветное взаимодействие типа Янга — Миллса ввел Намбу в 1966 г. ¹² в рамках модели целозаряженных кварков. При этом симметрия SU_3 оказывалась приближенной, так как нарушалась уже электродинамикой.

КХД в современной форме была сформулирована в начале 70-х годов Гелл-Манном и др. ¹³ В нее включена гипотеза, согласно которой реальными физическими состояниями могут быть только состояния со скрытым цветом, т. е. бесцветные (белые) адроны, составленные из трех разноцветных кварков или пары $q\bar{q}$. Эта гипотеза, которая позволила объединить успехи кварковой модели адронов с отсутствием на опыте свободных кварков, в рамках КХД остается не доказанной. Однако похоже, что глюодинамика не допускает существования изолированных цветных объектов. На это указывает катастрофический рост эффективной константы цветного взаимодействия g_s при увеличении расстояния между кварками («инфракрасный полюс» в теории возмущений).

До сих пор КХД продолжает сопротивляться попыткам решить проблему обесцвечивания (или, как говорят, невыедания, удержания кварков, конфайнмента и т. п.), но это обстоятельство вызывает даже определенный оптимизм. Оно позволяет надеяться, что теория, полевой лагранжиан которой уместается на одной строке, в действительности достаточно глубока, чтобы в будущем описать все многообразие физики адронов.

в) Асимптотическая свобода

К счастью, не только надеждами на будущее объяснение феномена обесцвечивания питается сегодня оптимизм энтузиастов КХД. Обратной стороной инфракрасной проблемы является уникальное свойство асимптотической свободы ¹⁴, т. е. ослабления цветного взаимодействия на малых расстояниях. Это свойство позволяет рассчитывать на основе привычной теории возмущений широкий круг явлений, в которых определяющую роль играют процессы, разыгрывающиеся на малых пространственно-временных интервалах.

Согласно КХД фундаментальные взаимодействия цветных полей, лежащие в основе сильных взаимодействий, в низшем порядке по цветовой константе g_s изображаются диаграммами Фейнмана (рис. 1). Это кварк-глюонная вершина и трилинейное самодействие глюонов (в следующем порядке g_s^2 появляется также четырехглюонная вершина).



Рис. 1. Фундаментальные взаимодействия кварков и глюонов в КХД.

В следующем порядке по константе цветного взаимодействия $\sim g_s^2$ появляется также четырехглюонная вершина.

Эффекты высших поправок теории возмущений, скажем, в кварк-кварковом рассеянии (рис. 2), приводят к зависимости эффективной константы $g_s(r)$ от расстояния r между кварками. Когда $r \rightarrow 0$, $g_s^2(r) \sim 1/\ln r^{-1} \rightarrow 0$.

Это и есть проявление асимптотической свободы, которая, в частности, может быть причиной успеха ранних вариантов кварковой модели, исходивших из представлений о том, что кварки внутри адрона практически свободны.

В связи с упоминавшейся выше проблемой «больших расстояний» и конфайнмента построение кварк-глюонной динамики как строгой квантовополевой теории не завершено. Тем не менее уже сегодня КХД широким фронтом наступает на адронную физику, используя в качестве плацдарма асимптотическую свободу цветового взаимодействия на малых расстояниях. Множится число экспериментальных проверок КХД. Л

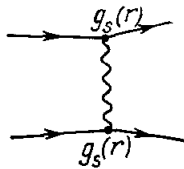


Рис. 2. Эффективная константа $g_s(r)$ в рассеянии кварка на кварке.

Интенсивной хромодинамической обработке в последние годы подвергаются разнообразные лептон-адронные взаимодействия, такие, как упоминавшееся уже глубоко неупругое рассеяние, где асимптотическая свобода позволяет объяснить известный феномен бёркеновского скейлинга, лежащий в основе партонных представлений о структуре адронов.

В рамках КХД описываются «сильные» (глюонные) поправки к слабому взаимодействию; в частности, появляется качественное объяснение знаменитого правила $\Delta T = 1/2$ ¹⁵.

Общие представления о полевом характере взаимодействия между кварками на малых расстояниях находят многочисленные применения при теоретическом анализе формфакторов адронов¹⁶, в релятивистской ядерной физике¹⁷ и т. д. Психологически сильным аргументом в пользу теории поля явилось наблюдение долгожданного перехода сечения рождения частиц с большими поперечными импульсами в адронных столкновениях к режиму $d\sigma/dp_\perp^2 \sim p_\perp^{-1}$ ¹⁸.

Наконец, прекрасный полигон для проверки КХД представляет собой спектроскопия и физика распадов новых тяжелых мезонов, в частности, так называемых «кваркониев», составленных из тяжелых кварков. (Из них лучше всего исследован «чармоний» $c\bar{c}$ ^{19, 20}). Так, необычное для массивного адрона большое время жизни частиц семейств ψ ($c\bar{c}$ -мезоны с массами $M \sim 3-4$ ГэВ) и Υ ($b\bar{b}$, $M \sim 10-11$ ГэВ) находит естественное объяснение в рамках асимптотической свободы цветового кварк-глюонного взаимодействия. Во всех перечисленных выше явлениях существенные расстояния определяются малыми комптоновскими длинами тяжелых кварков или задаются большими передачами энергии-импульса в жестких процессах.

Итак, на расстояниях, меньших характерного масштаба сильных взаимодействий $R_{\text{адр}} \sim 1$ ГэВ⁻¹, «сильное взаимодействие», по существу, оказывается «слабым».

г) «Н а и в н а я» КХД

Но неумение проследить, как глюодинамика обеспечивает склеивание кварков в адроне, не проходит безнаказанно даже при анализе жестких процессов. Приходится закрывать глаза на проблему обесцвечивания и подменять ее решение более или менее правдоподобными гипотезами

о стадии трансформации кварков и глюонов в адроны. Так возникает направление, именуемое «наивной» КХД.

Например, естественно думать, что полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны можно вычислять как сечение рождения «реальных» кварков и глюонов, считая, что при большой энергии W последующая трансформация их в адроны не меняет ответа:

$$R_{e^+e^- \text{ адроны} \rightarrow (W)} \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = \\ = 3 \sum_q e_q^2 \left(1 + \frac{\alpha_s(W^2)}{\pi} + O\left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \right) \quad (1)$$

(суммирование идет по ароматам пары кварков, рождающихся из виртуального фотона; $\alpha_s = g_s^2/4\pi$).

Ту же гипотезу обычно эксплуатируют и при изучении структурных функций в глубоко неупругом рассеянии лептонов, для полных адронных ширин распада кваркониев и т. д.

Детализация свойств конечного адронного состояния требует введения новых гипотез. В частности, отталкиваясь от представлений партонной модели, предполагают, что формой существования вылетающего

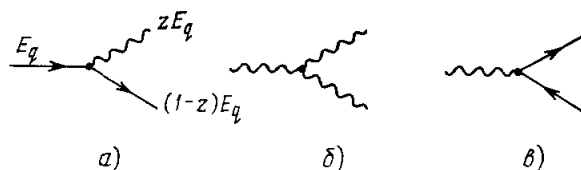


Рис. 3. Элементарные «распады» кварков и глюонов.

с малых расстояний кварка является струя адронов с ограниченными поперечными импульсами p_\perp относительно направления кварка-родителя и с характерным распределением по продольным импульсам (см., например, ²¹). Современные экспериментальные данные согласуются с представлением о струях. Они указывают на универсальность адронной фрагментации кварка данного аромата в различных жестких процессах.

Можно надеяться, что и глюоны, вылетающие с малых расстояний, тоже будут реализоваться в виде адронных струй, которые по своим свойствам (состав, множественность, распределения адронов) могли бы отличаться от струй, порождаемых кварками (см., например, ^{22, 23}).

Обсудим на простых примерах, когда можно использовать теоретико-возмущенческие расчеты КХД.

Рассмотрим сначала испускание виртуальным кварком с энергией E_q «тормозного» глюона с энергией zE_q и поперечным импульсом $k_\perp \ll E_q$ относительно импульса кварка (рис. 3, а). Спектр такого излучения лишь множителем $4/3$ и, естественно, заменой $\alpha \rightarrow \alpha_s = g_s^2/4\pi$ отличается от обычного фотонного спектра:

$$d w^{q \rightarrow qg} = \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} dz \frac{1+(1-z)^2}{2z}. \quad (2)$$

Аналогично можно рассмотреть специфическое для КХД испускание глюона глюоном (см. рис. 3, б):

$$d w^{g \rightarrow gg} = 3 \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} dz \left[z(1-z) + \frac{z}{1-z} + \frac{1-z}{z} \right] \quad (3)$$

и превращение глюона в кварковую пару $g \rightarrow q\bar{q}$ (см. рис. 3, в):

$$dw^{g \rightarrow q\bar{q}} = \frac{1}{2} \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} dz \frac{z^2 + (1-z)^2}{2}. \quad (4)$$

Именно эти элементарные распады составляют основу расчетов жестких процессов в наивной КХД⁸.

Учет высших поправок теории возмущений ведет к замене фиксированной константы связи α_s в (2) — (4) «бегущей» константой $\alpha_s(k_{\perp}^2)$ ²⁴ (см. также⁸). Асимптотическая свобода ведет к тому, что $\alpha_s(k_{\perp}^2)$ мала при больших k_{\perp}^2 и растет при уменьшении k_{\perp}^2 . Поэтому очевидное условие применимости теории возмущений $\alpha_s(k_{\perp}^2) < 1$ дает

$$k_{\perp}^2 < R_{\text{адр}}^{-2}, \quad (5)$$

где $R_{\text{адр}}$ — некий характерный радиус сильного взаимодействия. При $k_{\perp}^2 \ll R_{\text{адр}}^{-2}$ вместо элементарных процессов рис. 3 происходит «невозмущенческое» рождение кварков и глюонов, ведущее к образованию бесцветных адронов.

Такая картина наглядно интерпретируется на языке временной последовательности событий. Время испускания, например, глюона кварком («время жизни» кварка) определяется его виртуальностью M_q^2 , т. е.

$$t_{\text{испуск.}} \approx \frac{E_q}{M_q^2} = \frac{E_q}{k_{\perp}^2} z(1-z). \quad (6)$$

Естественно считать, что переход кварков и глюонов в адроны определяется большими расстояниями, точнее, длинноволновыми глюонными полями с $\lambda \sim R_{\text{адр}}$, которые осуществляют взаимодействие с большой константой связи $\alpha_s(R_{\text{адр}}^{-2}) \sim 1$. Тогда время формирования адронной струи быстрым кварком или глюоном (время адронизации) примерно совпадает с временем формирования длинноволнового излучения, т. е.

$$t_{\text{адр}} \approx ER_{\text{адр}}^2 \quad (7)$$

(линейная зависимость $t_{\text{адр}}$ от энергии подтверждается решаемыми двумерными моделями с «невыветанием»²⁵). Потребовав, чтобы элементарный распад рис. 3 успевал завершиться до адронизации продуктов распада, из выражений (6) и (7) мы получим как раз условие (5).

Теперь легко понять, что такое жесткий процесс. Например, в e^+e^- -аннигиляции характерное время рождения пары $q\bar{q}$ убывает с энергией:

$$t_{\text{рожд}} \approx \frac{1}{E_q}. \quad (8)$$

Поэтому с ростом энергии растет разрыв между временем рождения пары и временем ее адронизации, т. е. увеличивается интервал времени, в течение которого цветной кварк распространяется как нормальная частица и может излучать глюоны так же, как электрон фотоны.

Таким образом, как и мечталось на заре физики элементарных частиц, даже в теории сильных взаимодействий обнаруживается область, и притом весьма важная, где картина процессов проста и наглядна и где можно использовать четко сформулированные правила вычислений. Поэтому не удивительно, что в последние годы появился и продолжает нарастать поток работ по теоретико-возмущенческой КХД. Современный обзор этих работ можно найти в²⁶.

д) Величина α_s

Для расчетов по КХД, очевидно, нужно знать «бегущую» константу α_s . Суммируя главные логарифмические поправки, ее обычно параметризуют приближенной формулой

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f) \ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (9)$$

где n_f — число «размороженных» ароматов кварков, т. е. число сортов кварков, массы которых меньше характерных передач импульса Q в изучаемом процессе. Таким образом, остается один параметр Λ . В принципе, его можно найти, наблюдая хромодинамические эффекты в жестких процессах. Однако при доступных сейчас передачах энергии-импульса Q^2 существенны поправки к формулам наивной КХД, отражающие физику больших расстояний (т. е. конфайнмента) и степенным образом вымирающие при $Q^2 \rightarrow \infty$.

В настоящее время развивается подход к описанию широкого класса явлений физики чармония, e^+e^- -аннигиляции, низколежащих адронных состояний и т. п., который основан на последовательном феноменологическом учете степенных поправок к теории возмущений²⁷. При этом возникает значение $\Lambda \approx 100$ МэВ, соответствующее $\alpha_s(m_\psi^2) \approx \alpha_s(10 \text{ ГэВ}^2) \approx 0,2$.

Отдавая дань традиции, следует упомянуть о попытках определения Λ из так называемого нарушения скейлинга в глубоко неупругом рассеянии. Обработывая современные данные с помощью явных формул наивной КХД (без степенных поправок), оптимисты извлекают значение параметра $\Lambda \sim 0,3-0,7$ ГэВ (например, ^{26, 28, 29}). При $n_f = 3$ это дает $\alpha_s \approx 0,3-0,45$ для $Q^2 = 10 \text{ ГэВ}^2$.

Кажущееся противоречие в значениях Λ вызвано тем, что в глубоко неупругом рассеянии отсутствует сегодня какой-либо последовательный способ написания степенных поправок. При реальных подгонках введение таких поправок уменьшает значение Λ ^{26, 30} (не отвергается даже экстремистская точка зрения, что $\Lambda = 0$, а все обнаруженные до сих пор отклонения от скейлинга вызваны степенными членами).

Завершая эту главу, отметим, что до недавнего времени статус КХД был подобен состоянию мезонной теории ядерных сил Юкавы до открытия π -мезона. Ясно, что несмотря на все видимые достижения глюодинамики именно прямое обнаружение глюона, а затем и экспериментальная проверка его квантовых чисел и взаимодействий, явилось бы решающим шагом на пути к утверждению КХД как микроскопической теории сильного взаимодействия.

3. ОБНАРУЖЕНИЕ ГЛЮОНА В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

К настоящему времени наиболее благоприятные условия для прямого наблюдения глюона сложились в e^+e^- -аннигиляции. На установке PETRA (Гамбург) уже достигнута суммарная энергия встречных пучков $W = 36$ ГэВ; в текущем году на ней запланированы эксперименты при $W = 38$ ГэВ. Запущена также установка PEP (Стэнфорд) с проектной энергией до $W = 36$ ГэВ.

Образование адронов в e^+e^- -аннигиляции идет через рождение пары кварков

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

что позволяет оптимально утилизировать вложенную энергию. Действительно, в pp -рассеянии, например, где достигнута энергия $W_{pp}^{\max} =$

$= 62$ ГэВ, парная энергия сталкивающихся кварков составляет в среднем лишь $\sim W_{pp}/3$. Поэтому именно e^+e^- -аннигиляция позволяет сегодня получать кварки с максимальной энергией разлета, что улучшает условия формирования тормозных глюонов.

Кроме того, в этом процессе обеспечиваются наилучшие возможности для визуализации струй, порожденных кварками и глюонами, и для изучения их свойств.

а) Две струи в e^+e^- -аннигиляции

Итак, процесс $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ должен приводить к двухструйным событиям в реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны. Опыт применения партонной модели² учит, что адроны в струе, порождаемой кварком, имеют ограниченные характерные p_\perp , плато в распределении по быстрой y , логарифмически растущую

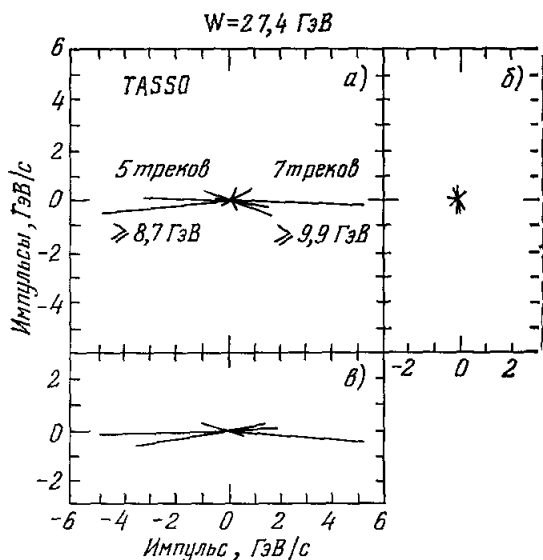


Рис. 4. Вид типичного двухструйного события³¹ в трех проекциях.

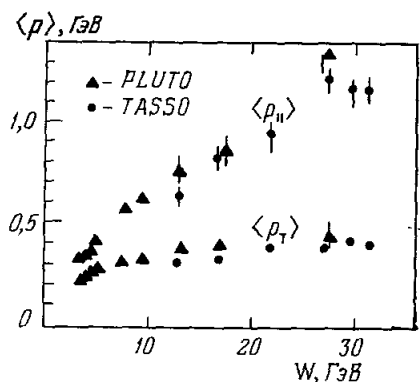


Рис. 5. Энергетическая зависимость $\langle p_\parallel \rangle$ и $\langle p_\perp \rangle$ ³².

с энергией множественность и т. д. Однако струи можно разделить, очевидно, лишь в случае, когда в струе $\langle p_\parallel \rangle \gg \langle p_\perp \rangle$.

При малой энергии струи сильно перекрываются и оказываются ненаблюдаемыми. Их проявления становятся заметными лишь при энергии $W \gtrsim 7$ ГэВ⁴. Типичное событие e^+e^- -аннигиляции в две струи адронов при $W = 27$ ГэВ показано в трех проекциях на рис. 4³¹.

Для анализа адронных струй нужно знать направление разлета кварка и антикварка — родителей. Оно определяется в каждом отдельном событии по импульсам регистрируемых адронов. Разные группы экспериментаторов используют для этого несколько различающиеся процедуры. Но важно, что по отношению к так или иначе найденному направлению струи продольные импульсы адронов растут линейно с энергией при почти постоянных средних поперечных импульсах (рис. 5³²). Поэтому с ростом W двухструйная картина улучшается. Измеренное угловое распределение струй относительно начальных e^+e^- -пучков хорошо описывается выражением $1 + \cos^2\theta$, как и ожидалось для кварков со спином $1/2$.

Отношение $\langle p_{\perp} \rangle / \langle p_{\parallel} \rangle$ характеризует средний угол раствора струи, который, как видно из рис. 5, уменьшается с ростом энергии. Однако при достаточно больших энергиях вследствие испускания глюонов режим ограниченных $\langle p_{\perp} \rangle$, отвечающий быстрому сжатию угловой апертуры струи с ростом ее энергии, должен смениться режимом почти постоянных (хотя и численно малых, $\sim \alpha_s(W^2)$) углов разлета адронов в струе. К этому общему выводу можно прийти многими путями, изучая разнообразные характеристики угловых распределений адронов в струе, отражающие большие $\langle k_{\perp} \rangle$ тормозных глюонов, излучаемых быстрым кварком.

б) Как должен проявиться тормозной глюон

Как уже говорилось, предполагается, что кварки и глюоны, успешные излучиться на начальной, жесткой стадии процесса, порождают струи адронов. Фольклором здесь стала гипотеза так называемого «мягкого обеспечения», согласно которой каждый кварк или глюон на мягкой стадии диссоциирует в узкую адронную струю практически независимо. Конечно, независимость формирования струй не может быть точной, так как кварки и глюоны окрашены, а конечные адроны бесцветны. Фактически предполагают, что взаимная компенсация цвета родителей не ведет к существенному перераспределению энергии и импульса между струями (в частности, быстрые частицы в каждой струе «помнят» квантовые числа своего родителя).

В рамках такой гипотезы достаточно энергичные кварки и излучаемые ими глюоны, разлетающиеся из области аннигиляции под большими углами, должны порождать соответствующее число струй, что приведет к появлению в конечном состоянии адронов с большими поперечными импульсами относительно друг друга (порядка их среднего импульса). Однако сечение рождения многих струй с большими углами разлета невелико, так как каждый дополнительный жесткий распад (см. рис. 3) вносит малый множитель $\sim \alpha_s(W^2)/\pi$. Поэтому достаточно ограничиться рассмотрением процесса испускания кварком одного жесткого глюона как источника адронов с большими p_{\perp} в e^+e^- -аннигиляции (рис. 6)³³. Доля событий, отвечающих этому процессу, при современных энергиях должна быть порядка $\alpha_s/\pi \sim 1/10 \div 1/15$.

Традиционно подчеркивалось, что едва ли не самым важным этапом в проверке КХД явилось бы экспериментальное обнаружение линейного роста $\langle p_{\perp} \rangle$ с ростом энергии. Наблюдаемое на опыте увеличение $\langle p_{\perp} \rangle$ на 100—150 МэВ при переходе от малых энергий струи к $E_q \sim 15$ ГэВ (см. рис. 5) согласуется с ожидаемым, однако такой относительно небольшой рост вряд ли может считаться убедительным доводом в пользу КХД. К счастью, дело не исчерпывается столь общей (и поэтому малочувствительной к интересующему нас явлению испускания глюона) характеристикой событий, как $\langle p_{\perp} \rangle$. В рамках картины процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow$ адроны (см. рис. 6) нетрудно перечислить ряд ярких черт в распределении конечных адронов, связанных с его «трехчастичностью».

Глюон (как и подобает тормозному излучению) предпочитает лететь под сравнительно малыми углами к кварку: $\pi/2 \gg \theta \gg (R_{\text{адп}}E)^{-1}$. Поэтому в основной массе событий испускание глюона не проявляется в виде

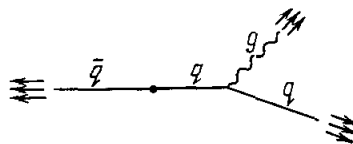


Рис. 6. Излучение глюона при разлете кварков в e^+e^- -аннигиляции.

Глюон, как и кварки, порождает струю адронов.

четко различимой третьей струи, а выглядит скорее как некое «разбухание» одной из двух струй *).

Опишем характерные особенности этого разбухания.

1. В каждом событии одна из двух струй толще другой, поскольку излучение двух жестких глюонов разными кварками — редкий процесс:

$$\langle p_{\perp} \rangle_{\text{толст}} > \langle p_{\perp} \rangle_{\text{тонк}},$$

где усреднение ведется по адронам в каждой струе по отдельности.

2. С ростом энергии растет $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{толст}}$ при почти постоянном $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{тонк}}$:

$$\langle p_{\perp} \rangle_{\text{толст}} \sim W, \quad \langle p_{\perp} \rangle_{\text{тонк}} \approx \text{const} = \langle p_{\perp} \rangle_0.$$

3. Более быстрые частицы в толстой струе несут большие p_{\perp} к общей оси события (рис. 7, а). Поэтому зависимость $\langle p_{\perp} \rangle$ в двух струях от нормированного импульса адрона $z_h = 2p_h/W$ должна иметь характерный вид МХАТовской чайки (так называемый sea-gull-эффект; рис. 7, б).

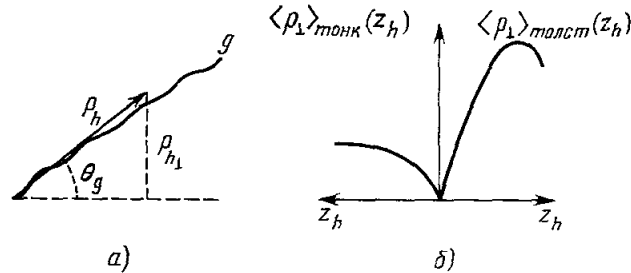


Рис. 7. Схема эффекта «чайки».

а) Кинематика диссоциации глюона, вылетающего под большим углом θ_g к кварку; вторичный адрон h летит почти в том же направлении, что и глюон-родитель; б) ожидаемая зависимость $\langle p_{\perp} \rangle(z_h)$; падение при больших значениях z_h связано с кинематическими эффектами.

4. Струи не имеют азимутальной симметрии: в каждом событии имеется выделенная плоскость, связанная с разлетом $q\bar{q}g$.

5. Проекция поперечных импульсов адронов на плоскость события $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{in}}$ растут с энергией, в то время как ортогональные к плоскости компоненты $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{out}}$ остаются практически неизменными:

$$\langle p_{\perp} \rangle_{\text{in}} \sim W, \\ \langle p_{\perp} \rangle_{\text{out}} \approx \text{const} \sim \langle p_{\perp} \rangle_0.$$

Таким образом, с ростом энергии события в среднем должны становиться все более планарными.

6. Толстая струя в системе своего центра инерции должна выглядеть примерно так же двухструйно (струи кварка и глюона), как в e^+e^- -аннигиляции при соответствующей энергии (струи двух кварков).

7. Распределения по энергии E_g и углу вылета θ_g глюонной струи должны отражать специфику спектра тормозного излучения (см. (2))

$$d\sigma(E_g, [\theta_g]) \sim \frac{d\theta_g}{\theta_g} \frac{dE_g}{E_g}. \quad (10)$$

*) На первый взгляд адронная струя глюона, летящего под любым малым, но конечным углом к кварку, при достаточной энергии должна отделяться от струи кварка. Однако этому препятствует растущее с ростом энергии излучение дополнительных глюонов на малые углы. В результате различимыми оказываются лишь струи с углами вылета $\theta > \theta_{\text{хар}} \sim \alpha_s(W^2)$.

8. Если энергия и угол вылета глюона достаточно велики, то событие должно иметь ярко выраженный трехструйный характер. Поперечные импульсы адронов в каждой из трех струй в рамках логики наивной КХД должны быть ограничены: $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{jet}} \sim \langle p_{\perp} \rangle_0$ (с ростом W эти струи также будут разбухать из-за испускания дополнительных глюонов).

Следует иметь в виду, что некоторые из перечисленных свойств в той или иной мере могут проявиться даже без излучения глюона, в частности, из-за рождения и распада резонансов в кварковых струях. Однако, как показывает анализ, эти механизмы, как правило, не воспроизводят масштаба перечисленных явлений и, что наиболее важно, не могут дать резкую энергетическую зависимость таких величин, как $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{толст}}$, $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{толст}}(z_h)$, $\langle p_{\perp} \rangle_{\text{лп}}$, характерную для испускания глюона.

в) Что видно на опыте (глюоны по гамбургскому счету)

Трехструйные события типа, показанного на рис. 8, были впервые обнаружены^{31, 32, 34-36} на встречных e^+e^- -пучках установки PETRA, где сразу четыре экспериментальных группы (TASSO, PLUTO, MARK-J, JADE), предприняли летом 1979 г. охоту за глюонами при энергиях до $W = 2 \times 16$ ГэВ. Однако число таких ярких событий при современной статистике весьма мало; поэтому критическим для обнаружения глюона в e^+e^- -аннигиляции является количественный анализ разбухания струй при разных энергиях. Остановимся кратко на процедуре обработки эксперимента.

Прежде всего в каждом отдельном событии определяют главную ось, т. е. линию, призванную изображать направление разлета кварка и антикварка. Для этого обычно используют метод сферичности S или «вытянутости» T : ось события выбирается так, чтобы минимизировать поперечные компоненты адронных импульсов (для S) или максимизировать их продольные компоненты (в случае T) (см. приложение).

После выделения оси адроны естественно распадаются на две группы (летающие в левую и правую полусферы), которые и называют двумя струями. Определив $\langle p_{\perp} \rangle$ адронов в каждой из двух струй по отдельности, находят тонкую и толстую струи в данном событии. Если характеристики толстой и тонкой струй усреднить по событиям, то получаются результаты, показанные на рис. 9³⁴.

Аналогично определению главной оси в каждом событии можно выделить преимущественную плоскость, например, минимизируя величину $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\text{пл}}$. Распределения событий по значениям $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\text{пл}}$, $\langle p_{\perp}^2 \rangle_{\text{out}}$ при

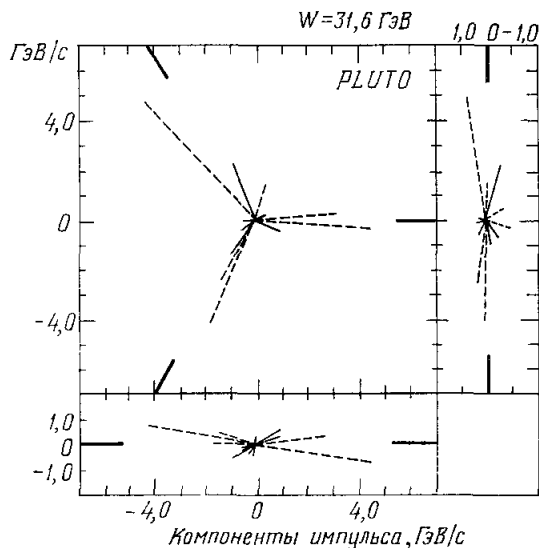


Рис. 8. Вид трехструйного события в трех проекциях.

Штриховые линии соответствуют нейтральным частицам, сплошные — заряженным; жирные линии указывают направления суммарных импульсов струй.

разных энергиях приведены на рис. 10³⁴. На рис. 11³⁵ использован другой способ демонстрации азимутальной асимметрии событий — распределение по приплюснутости O (см. приложение).

Для сравнения на рис. 9—11 проведены расчетные кривые для двух моделей: 1) модели рождения пары $q\bar{q}$, диссоциирующей в адроны

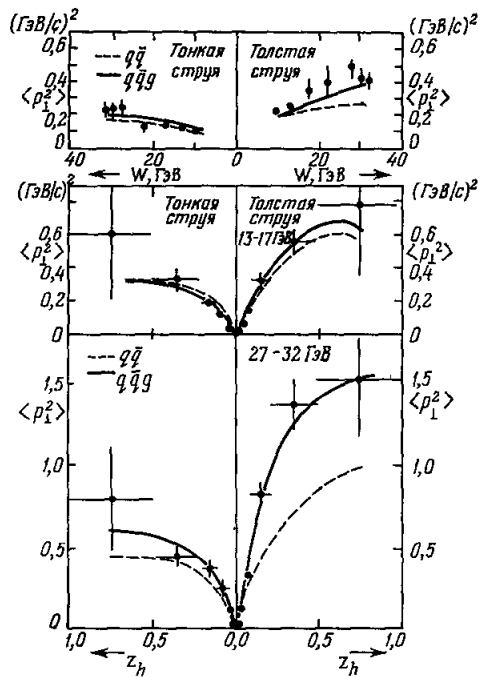


Рис. 9. Характеристики толстой и тонкой струй при разных энергиях (группа PLUTO)³⁴.

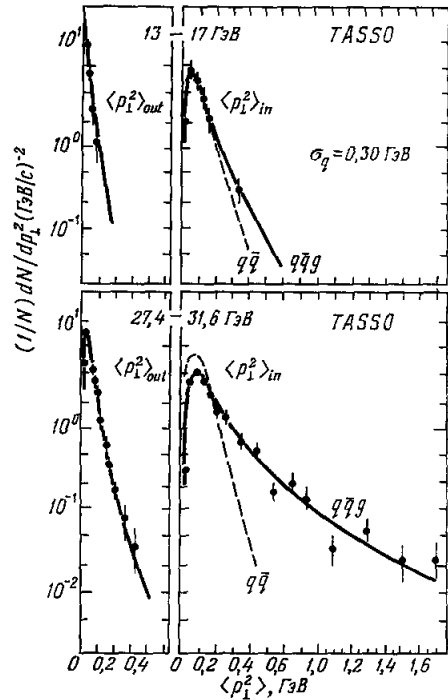


Рис. 10. Распределения событий по $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle_{in}$ и $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle_{out}$ при разных энергиях³³ в сравнении с модельным КХД расчетом³⁹ при $\Lambda = 0,6$ ГэВ, $\sigma_q = 0,3$ ГэВ (сплошные кривые) и двухструйным расчетом — штриховые.

с гауссовским распределением по поперечным импульсам в струе²¹ ($\sim \exp(-p_{\perp}^2/2\sigma_q^2)$); 2) модели, учитывающие добавочно рождение $q\bar{q}g$ ³⁷; свойства глюонной струи предполагались подобными свойствам кварковой. События, генерируемые по методу Монте-Карло на основе той или иной модели и с учетом влияния детектора, подвергались такой же обработке, как и реальные события. Следует иметь в виду, что различие свойств тонкой и толстой струй, а также величин $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle_{in}$ и $\langle p_{\perp 1}^2 \rangle_{out}$ возникает даже без испускания глюона за счет статистических флуктуаций, роль которых существенно усиливается процедурами разделения струй или выделения плоскости события.

Как видно из приведенных рисунков, при энергиях $W \lesssim 17$ ГэВ излучение глюона не приводит к сколько-нибудь значительным последствиям для распределений адронов в процессе e^+e^- -аннигиляции. В то же время при больших энергиях «старые» двухструйные представления оказываются недостаточными: перечисленные выше эффекты трехструйности заметно выделяются над «фоном» двухструйных событий.

Появились также данные по изучению структуры толстой струи при $W \sim 27\text{--}30$ ГэВ (см. выше пункты 6, 7)³⁸. Так, степень двухструйности в системе ее центра инерции (распределение по T , $\langle k_{\perp} \rangle$ адронов в каждой струе) оказалась такой же, как и в e^+e^- -аннигиляции при энергии $W = 9,4$ ГэВ, которая близка к средней инвариантной массе толстой струи. Данные по энергетическим и угловым спектрам струи с наименьшей (из трех струй) энергией, — кандидата в глюоны, — идут навстречу пожеланиям КХД, согласуясь с (10).

Кроме общего анализа явления разбухания струй, все четыре экспериментальные группы по тем или иным критериям отбирали «планарные»

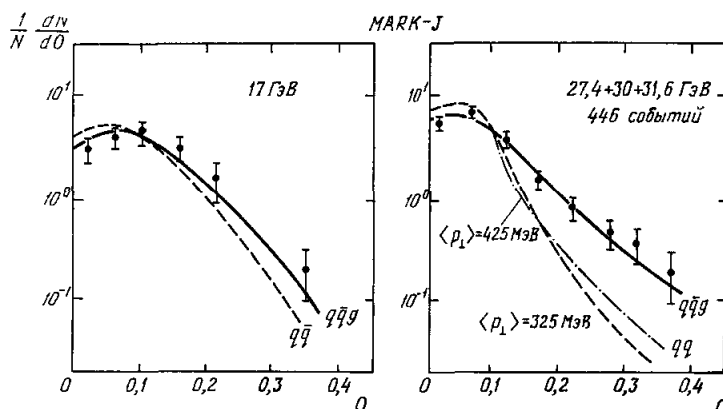


Рис. 11. Распределения событий по приплюснутости O^{95} в сравнении с расчетами по КХД и в модели двух струй с ограниченным поперечным импульсом адронов $\langle p_{\perp} \rangle$.

или «трехструйные» события с целью усилить проявление глюона. В каждом случае экспериментальное число отобранных событий (несколько десятков из 300—500 при $W = 27,4\text{--}31,6$ ГэВ) заметно превышало ожидаемое в рамках модели двух кварковых струй с ограниченным p_{\perp} адронов и в то же время находилось в трогательном согласии с предсказанием КХД.

Попытки извлечь величину α_s из данных разных групп приводят к значениям вблизи $(\alpha_s)_{\text{эфф}} \approx 0,2$ ^{38, 39}. Для определения параметра Λ (см. (9)) это значение обычно приписывают величине $\alpha_s(W^2)$, что соответствовало бы $\Lambda \approx 500$ МэВ. Однако такой рецепт, по-видимому, приводит к завышению Λ , так как реально аргументом α_s является некоторое эффективное значение поперечного импульса тормозного глюона $(k_{\perp}^2)_{\text{эфф}} < W^2$. Следует иметь в виду также, что конкретные процедуры описания адронизации (в особенности тяжелых кварков и глюона), используемые при извлечении α_s , пока не свободны от критики. Это замечание относится и к попыткам учета высших поправок КХД³⁹.

Так выглядит экспериментальный статус тормозного глюона в e^+e^- -аннигиляции к началу 1980 г. Хотя и остается еще определенный простор для разумного скептицизма⁴⁰, чаша весов явно склоняется в пользу открытия глюона в 1979 г.

Накопленный опыт обработки экспериментальной информации чрезвычайно важен, так же уже встал вопрос о явном выделении и детальном экспериментальном изучении свойств глюонной струи.

4. СВОЙСТВА ГЛЮОННЫХ СТРУЙ И ИХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ БУДУЩЕЕ

а) Генераторы глюонных струй

Обсудим кратко, в каких явлениях, кроме тормозного излучения глюонов кварками, можно наблюдать глюонные струи и изучать их свойства.

1. Хорошим способом выделения адронной струи, порождаемой глюоном, является процесс образования фотонов с большими p_{\perp} (или массивных лептонных пар) в π^-p - или $p\bar{p}$ -соударениях. При не специально малых $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s} \sim 1$ этот процесс определяется в основном аннигиляцией пары валентных \bar{u} - и \bar{u} -кварков, как показано на рис. 12, а. Поперечный импульс фотона при этом компенсируется глюонной струей. Сравнение с аналогичным процессом в $p\bar{p}$ -столкновениях, где доминирует механизм типа комптон-эффекта (рис. 12, б), позволит изучить специфику адронизации глюона.

Рис. 12. Струи, сопровождающие рождение фотона с большим p_{\perp} ($x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s} \sim 1$).
а) Глюонная струя в π^-p - или $p\bar{p}$ -столкновении;
б) кварковая струя в $p\bar{p}$ -столкновении.

2. Большой интерес представляет собой изучение рождения в адронных соударениях при большой энергии частиц с $x_{\perp} \ll 1$. Здесь основную

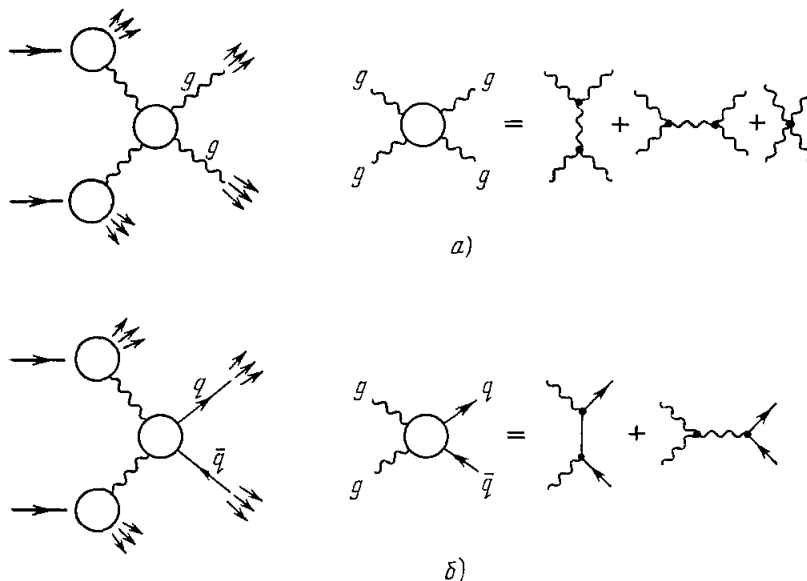


Рис. 13. Струи с большими p_{\perp} при $x_{\perp} = 2p_{\perp}/\sqrt{s} \ll 1$.
Перерассеяние глюонов (а) доминирует над рождением $q\bar{q}$ -пары (б).

роль играет взаимодействие двух глюонов из «шуб» сталкивающихся адронов (рис. 13). Глюоны значительно чаще перерассеиваются (рис. 13, а), чем переходят в пару $q\bar{q}$ (рис. 13, б), что определяется в основном цвето-

вой комбинаторикой. Обсуждаемый процесс особенно интересен тем, что позволяет исследовать не только адронизацию глюонов, но и их самодействие.

3. «Чистым» источником глюонов являются распады «кваркониев». Состояния с $J^{PC} = 1^{--}$, которые в e^+e^- -аннигиляции наблюдаются непосредственно, могут распадаться на три глюона (рис. 14), тогда как Р-волновые состояния с $J^{PC} = 2^{++}, 0^{++}$ могут переходить и в два глюона (рис. 15).

Если вспомнить, что адронные струи от кварков начинают проявляться лишь при энергии выше 3—3,5 ГэВ на струю, то ясно, что в распадах J/ψ с $M = 3,1$ ГэВ заметить струи от трех глюонов просто невозможно.

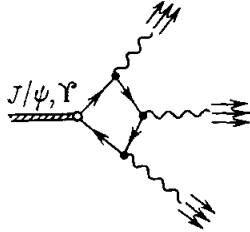


Рис. 14. Распад векторных кваркониев на три глюона.

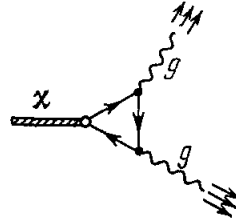


Рис. 15. Распад тяжелого С-четного кваркония на две глюонные струи.

Даже в распадах Υ и Υ' ($M \approx 10$ ГэВ) перекрытие струй еще очень сильное, хотя уже можно надеяться обнаружить их существование.

Возможно, что ситуация станет лучше при изучении еще более тяжелого кваркония, состоящего из еще не открытых t -кварков. Так как масса ($t\bar{t}$) должна превышать 30 ГэВ^{32, 38}, можно надеяться, что в его прямых распадах перекрытие струй заметно ослабнет.

Первым опытом по выделению глюонных струй в распаде кваркония явилось изучение трехструйности в прямых адронных распадах Υ ^{41, 42}. Эти эксперименты дали исторически первые указания на прямое проявление глюонов.

События в пике Υ и вне его обрабатывались по методу «троичности» T_3 (см. приложение), который оптимально разделяет конечные адроны на три «струи». Эти группы частиц нельзя буквально отождествлять с истинными струями от диссоциации трех глюонов, которые при массе Υ -мезона сильно перекрываются. Поэтому здесь, как и при поисках $q\bar{q}g$, данные сравнивались с модельными расчетами по методу Монте-Карло, учитывающими перекрытие струй. На рис. 16⁴¹ даны распределения по T и T_3 , по энергиям «струй» ($x_i^J = 2E_i^J/W$, $x_1^J > x_2^J > x_3^J$) и по углам θ_i^J между ними. Кривые показывают результаты модельных расчетов, а значки — экспериментальные данные для прямых распадов Υ и для фоновых событий. Использовались три модели: а) двухструйная модель²¹; б) модель фазового объема, в) модель с рождением трех глюонов. Видно, что, как и ожидалось, распады Υ хорошо согласуются с 3-глюонной моделью, а фоновые процессы — с кварк-антикварковой. С точки зрения КХД это очень приятный результат. Впрочем, из-за недостаточной энергии струй сам по себе он не мог служить основанием для декларации об открытии глюонов.

4. Очень перспективным выглядит изучение распадов типа $\Upsilon' \rightarrow \gamma\chi_b$, где χ_b — состояния $b\bar{b}$ с $J^{PC} = 2^{++}, 0^{++}$.

Ожидается, что распад χ_b идет в виде (см. рис. 15)

$$\chi_b \rightarrow 2g,$$

после чего глюоны должны давать две струи адронов. Так как χ_b имеют массы $\sim 9,5-10$ ГэВ, то на каждую струю приходится энергия ~ 5 ГэВ, и можно надеяться, что они перекрываются слабо (в отличие от трех струй

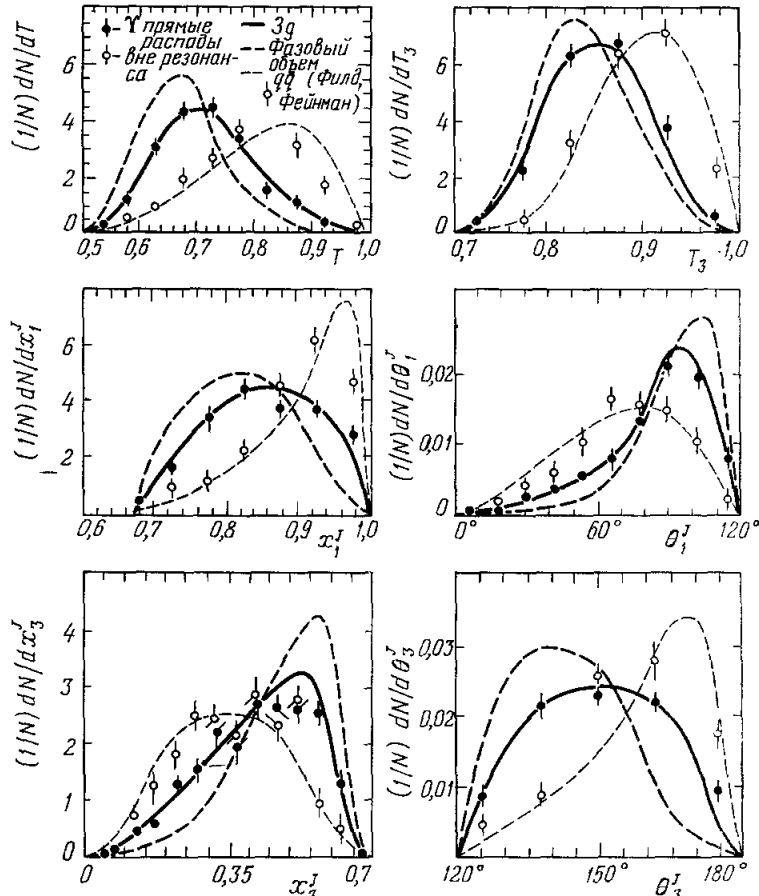


Рис. 16. Сравнение экспериментальных распределений по величинам T , T_3 , x_1^J , x_3^J , θ_1^J , θ_3^J в Υ -резонансе и вне его ⁴¹ с расчетами по методу Монте-Карло в разных моделях.

в распадах Υ и Υ'). Поэтому появляется возможность тщательного изучения структуры адронной струи, порождаемой глюоном. Правда, высказываются опасения ⁴³, что при массе χ_b существенную часть его адронных распадов составит $\chi_b \rightarrow 3g$.

Как уже отмечалось, для t -ониумов задача изучения глюонных струй будет решаться лучше. Для векторного топионума могут оказаться интересными и радиационные распады типа

$$(t\bar{t}) \rightarrow \gamma g g \rightarrow \gamma + \text{адроны}.$$

Здесь тоже ожидаются две четкие струи, порожденные глюонами. Благодаря большому заряду $e_t = 2/3$ вероятность фотонных распадов может составить заметную величину:

$$\frac{(t\bar{t}) \rightarrow \gamma g g}{(t\bar{t}) \rightarrow g g g} \sim 20\%.$$

б) Чего мы ждем от глюонной струи?

Поскольку на повестке дня стоит экспериментальная генерация глюонных струй, естественно попытаться представить себе их свойства.

1. Так как глюон электрически нейтрален, средний заряд быстрых адронов в струе должен быть нулем. В кварковой струе он ожидается равным заряду кварка-родителя, что согласуется с экспериментом ⁴⁴.

2. Глюон взаимодействует с кварками всех ароматов универсальным образом. Поэтому на первый взгляд среди продуктов диссоциации глюона разные кварки (при достаточной энергии) должны присутствовать с равными вероятностями. Однако даже в пренебрежении эффектами фазового объема эффективная α_s убывает с ростом массы кварка. Поэтому реально в глюонной струе тяжелых кварков (с, b, t) будет всегда меньше, чем легких (u, d, s) (хотя и больше, чем в обычной кварковой струе). Будет заметно нарушена и SU(3)-синглетность струи, в то время как изотопическая синглетность должна сохраниться (так как масса странного кварка m_s существенно больше $m_u \sim m_d$).

3. Глюон — объект совершенно новый, и изучение его диссоциации в адроны вполне может преподнести сюрпризы. Необычным может оказаться набор частиц в глюонной струе. Можно ожидать, в частности, избытка мезонов с изоспином $I = 0$ ($\eta, \eta', \omega, \phi, \dots$) среди продуктов фрагментации глюона.

В глюонных струях могут проявиться и еще более интересные объекты, например, связанные состояния глюонов. Есть аргументы в пользу того, что такие адроны, если они существуют, должны быть довольно массивными ⁴⁵: в частности, масса псевдоскалярного глюония оценивается как $m_{gg} \approx 2,5$ ГэВ. Как заметил В. Н. Грибов, появление во взаимодействии глюонов большой характерной массы способствовало бы разрешению важных наболевших проблем физики сильных взаимодействий, например объяснило бы малую величину наклона вакуумной траектории

$$\alpha_P \sim \frac{1}{m_{gg}^2} \ll 1 \text{ ГэВ}^2.$$

Удобным полигоном для поиска глюониев могут оказаться радиационные распады кваркониев, например, $J/\psi \rightarrow \gamma + gg$. Рождение глюония в этом процессе, экспериментальное исследование которого уже ведется ⁴⁶, могло бы проявиться как пик в спектре фотонов.

4. Как уже говорилось, глюон излучает добавочные глюоны интенсивнее, чем кварк. В частности, как следует из сравнения формул (2) и (3), вероятности излучения мягкого глюона ($z \ll 1$) глюоном и кварком относятся как 9/4.

Этот простой факт, как было отмечено в ²², приводит к важным следствиям; разбухание глюонной струи с ростом энергии начинается раньше и происходит быстрее, чем в случае кварковой; адронизация глюонного излучения должна, видимо, приводить к более быстрому росту с энергией множественности адронов в глюонной струе по сравнению со струей кварка. Косвенным проявлением интенсивного тормозного излучения должно быть большее нарушение скейлинга в энергетических распределениях адронов, порождаемых глюоном.

С изучением глюонных струй связано и определение квантовых чисел глюона (спина, четности и т. д.). Различные способы измерения спина глюона были заготовлены в литературе заранее (см., например, ⁴⁷⁻⁵⁰). Некоторые уже подвергались испытанию экспериментом. Один из них — исследование распада $J/\psi \rightarrow \gamma f \rightarrow \gamma \pi \pi$ ⁴⁷, где $f(1270)$ — известный резонанс с $J^{PC} = 2^{++}$. Если в промежуточном состоянии имеются два глюона

(рис. 17) и если их можно считать свободными безмассовыми частицами, то f -мезон получает не все возможные поляризационные состояния (безмассовый векторный глюон не может иметь спиральность 0). Эксперимент⁵¹ показывает, что угловые распределения пионов от распада f -мезона согласуются с предсказанными. Убедительнее выглядит анализ угловых и энергетических распределений глюонных струй в распаде $\Upsilon \rightarrow ggg$ (см. с. 457 и рис. 16), которые существенно зависят от спина и четности глюона.

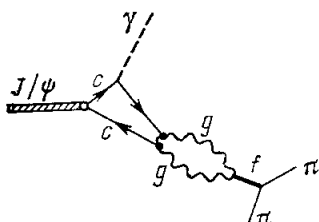


Рис. 17. Картина распада $J/\psi \rightarrow f\gamma$.

Сравнение расчетов с данными по угловому распределению струй относительно электрон-позитронных пучков исключает скалярные глюоны и согласуется с векторными⁴⁹.

Возможно, самое наглядное свидетельство против бесспиновых глюонов возникает из сравнения адронных ширин псевдоскалярного и векторного кваркониев. В КХД они распадаются в адроны в основном через gg и ggg соответственно и ширины различаются примерно на два порядка (например, ^{19, 20}). В случае бесспиновых глюонов псевдоскалярный кварконий

не может распадаться на gg , и различие ширин существенно уменьшается*).

Очевидно, что квантовые числа глюона могут измеряться и по характеристикам глюонного тормозного излучения. Так, надежное экспериментальное подтверждение «дважды логарифмического» спектра (10) будет доказательством того, что глюон имеет спин 1.

Отметим здесь, что для теоретика нет вопросов ни о существовании, ни о квантовых числах глюонов, поскольку КХД как теория сильных взаимодействий сегодня вне конкуренции. Однако такие фундаментальные проблемы адронной физики, несомненно, нуждаются все же в прямой проверке экспериментом. В еще большей проверке нуждаются правила игры наивной КХД, эксплуатируемые при выводе предсказаний теории.

5. МНОЖЕСТВЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГЛЮОНОВ И ИХ САМОДЕЙСТВИЕ

Обсуждая явление роста с энергией характерных поперечных импульсов адронов в e^+e^- -аннигиляции, мы ограничились рассмотрением простой картины однократного испускания глюона одним из кварков, отметив редкость процессов образования нескольких (N) энергичных струй с большими углами разлета (дополнительно к двум кварковым):

$$\frac{1}{\sigma} \Delta\sigma^{(N+2)} \sim \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^N \quad (11)$$

В то же время интегральная вероятность рождения глюона или $q\bar{q}$ -пары на жесткой стадии процесса в ростом энергии становится порядка единицы. Действительно, как видно из (4), в полной вероятности распада $g \rightarrow q\bar{q}$ малость α_s компенсируется из-за широкого распределения продуктов по k_\perp :

$$W^F \sim \frac{\alpha_s}{\pi} \int_{R_{\text{адп}}^{-2}}^{F^2} \frac{dk_\perp^2}{k_\perp^2} \approx \frac{\alpha_s}{\pi} \ln (ER_{\text{адп}})^2. \quad (12)$$

*) Если спин-четность глюона 0^+ , то псевдоскалярный кварконий распадается не менее чем на четыре глюона, и его ширина параметрически меньше ($\sim \alpha_s^4$), чем у векторного ($\sim \alpha_s^3$).

Если речь идет об излучении глюона (2), (3), то полная вероятность растет еще быстрее, так как тормозное излучение «логарифмично» как по углу вылета $\theta \approx k_{\perp}/\omega \ll 1$, так и по энергии глюона $z = \omega/E \ll 1$:

$$W^G \sim \frac{\alpha_s}{\pi} \int_{R_{\text{адр}}^{-1}}^E \frac{d\omega}{\omega} \int_{R_{\text{адр}}^{-2}}^{F^2} \frac{dk_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} \approx \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2(ER_{\text{адр}}). \quad (13)$$

В обоих случаях (12) и (13) характерный угол разлета продуктов распада относительно мал:

$$dW^{G,F} \sim \frac{d\theta}{\theta}, \quad 1 \gg \theta_{\text{хар}} \gg (R\omega)^{-1} \gg (RE)^{-1},$$

так что рождающиеся глюоны и $q\bar{q}$ -пары (рис. 18) летят практически в том же направлении, что и кварк-родитель. Величина (13) связана с числом «мягких» ($z \ll 1$) «коллинеарных» ($\theta \ll 1$) глюонов; при достаточной энергии (когда параметр (12) становится порядка единицы) среди них появляются с заметной вероятностью также и энергичные глюоны ($z \sim 1$) и добавочные $q\bar{q}$ -пары. Напомним, что поперечные импульсы всех этих глюонов и кварков предполагаются, как всегда, ограниченными снизу соотношением

$$k_{\perp}^2 > R_{\text{адр}}^{-2},$$

благодаря которому излучение успевает произойти до начала процесса адронизации (см. (6), (7)). Тем не менее традиционно такие глюоны и $q\bar{q}$ -пары называют коллинеарными (с направлением родителя), чтобы отличить их от тех редких энергичных глюонов, испускаемых на большие углы, которые поставляют трехструйные планарные события экспериментаторам, работающим на установке PETRA.

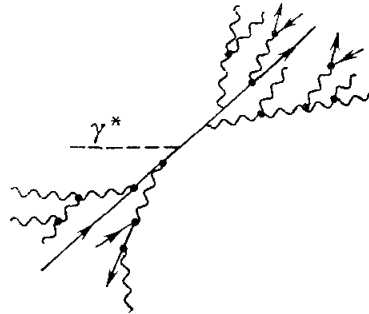


Рис. 18. Лавинообразное размножение мягких глюонов в e^+e^- -аннигиляции.

а) Г л ю о н н ы е к а с к а д ы

Таким образом, мы пришли к выводу, что уже при сравнительно небольших энергиях аннигиляции каждый из двух порождаемых фотоном кварков не остается в одиночестве: на вход «адронизатора», т. е. к моменту времени $t \approx WR_{\text{адр}}^2$, кварк поступает не голым, а под вполне ощутимой шубой глюонов.

Хотя детальное описание адронизации такого кварк-глюонного конгломерата — дело будущей теории, одно важное следствие картины сопровождающего излучения уже сейчас представляется несомненным: быстрый рост с энергией числа глюонов должен повлечь за собой и увеличение множественности медленных адронов — рост «плато».

В отношении «мягких» глюонов с $k_{\perp}^2 \ll \omega^2$, $z \ll 1$ КХД чрезвычайно плодovitа, так как в их производстве весьма эффективно участвует глюонное самодействие. Оценить множественность глюонов с $z \ll 1$, порождаемых лавинообразными процессами типа рис. 19, можно следующим образом. Основную роль играют распады на глюоны с последовательно уменьшающимися долями энергии и углами разлета; суммируя вклады

k -ступенчатых каскадов, получим спектр глюонов, быстро растущий при $z \rightarrow 0$:

$$z \frac{dn_g^{(q)}}{dz} \sim \sum_k \left(\frac{3\alpha_s}{\pi} \right)^k \frac{1}{k!} \left(\ln \frac{1}{z} \right)^k \frac{1}{k!} (\ln W^2 R_{\text{адр}}^2)^k \approx \\ \approx \exp \left(2 \sqrt{\frac{3\alpha_s}{\pi} \ln W^2 R_{\text{адр}}^2} \sqrt{\ln \frac{1}{z}} \right). \quad (14)$$

Как для спектра глюонов, так и для $q\bar{q}$ -пар с малыми z могут быть получены более точные формулы^{52, 8}, учитывающие, в частности, эффект



Рис. 19. Глюонный каскад.

При каждом распаде энергия глюона и поперечный импульс продуктов распада последовательно уменьшаются.

«бегущей константы» $\alpha_s(Q^2)$). Так, например, средняя множественность мягких коллинеарных глюонов n_g в кварковой струе

$$n_g^{(q)} = \int_{z_{\min}}^1 dz \frac{dn_g^{(q)}}{dz}, \quad z_{\min} = \frac{E_{\min}}{E_q}$$

(E_q — энергия кварка-родителя) имеет такой вид:

$$n_g^{(q)}(E_q) \approx \frac{C_2}{N} (I_0(v) - 1) e^{-av}, \quad (15)$$

где

$$v = \sqrt{16 N \xi \ln \frac{1}{z_{\min}}}, \quad C_2 = \frac{4}{3}, \quad N = 3, \\ a = \frac{11}{3} N + \frac{2}{3} \frac{n_f}{N^2} = \frac{101}{9} \quad \text{при } n_f = 3;$$

$I_0(v)$ — модифицированная функция Бесселя⁵³, которая при больших значениях аргумента v равна

$$I_0(v) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi v}} e^v.$$

Буквой ξ в (15) обозначена известная теоретико-возмущенческая переменная²⁴

$$d\xi(Q^2) = \frac{\alpha_s(Q^2)}{4\pi} \frac{dQ^2}{Q^2}, \\ \xi(E_q^2) = \int_{R_{\text{адр}}^2}^{E_q^2} d\xi(Q^2) \approx \frac{1}{b} \ln \frac{\alpha_s(R_{\text{адр}}^2)}{\alpha_s(E_q^2)}, \quad b = 11 - \frac{2}{3} n_f, \quad (16)$$

величина которого характеризует степень развития хромодинамической картины излучения коллинеарных глюонов и пар в жестких процессах. Из глубоко неупругого рассеяния можно оценить⁸, что при Q^2 порядка нескольких $(\text{ГэВ})^2$ $\xi \approx 0,2$.

*) И формула (14), и другие формулы такого типа дают неограниченный рост плотности глюонов в фазовом пространстве, что противоречит условию унитарности. В действительности они неприменимы при достаточно большой плотности глюонов, когда необходимо учитывать не только размножение, но и обратное слияние глюонов.

Множественность мягких коллинеарных глюонов в глюонной струе отличается от кварковой (15) заменой $C_2/N = 4/9$ на единицу:

$$n_g^{(g)}(W) \approx \frac{9}{4} n_g^{(q)}(W). \quad (17)$$

Каскадное размножение глюонов и кварковых пар, возможно, является причиной наблюдаемого в e^+e^- -аннигиляции^{54,55} быстрого роста плато и связанного с ним усиления энергетической зависимости полного числа

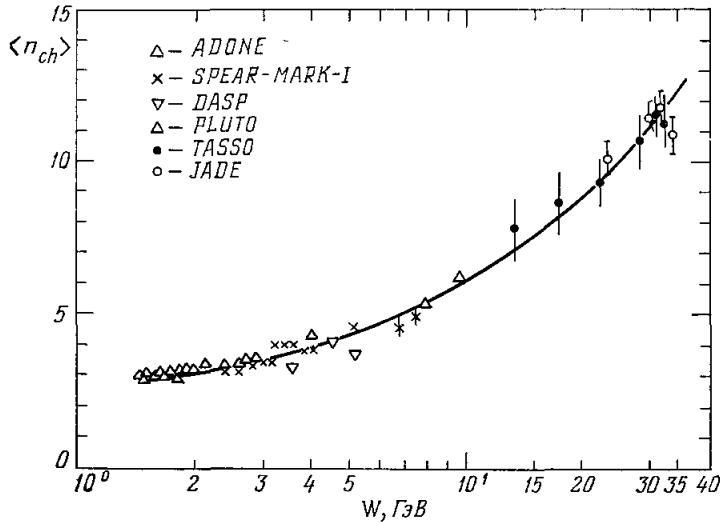


Рис. 20. Зависимость $\langle n_{ch} \rangle$ от полной энергии W в e^+e^- -аннигиляции⁵.

заряженных адронов $\langle n_{ch} \rangle$. На рис. 20 данные по $\langle n_{ch} \rangle$ сравниваются с наивной формулой

$$\langle n_{ch}(W) \rangle = n_0 + K_{ch} \cdot 2n_g^{(q)}\left(\frac{W}{2}\right), \quad (18)$$

где введен «рукотворный» коэффициент K_{ch} для пересчета полного числа глюонов в двух кварковых струях в заряженные адроны. Кривая на рис. 20 отвечает формулам (15), (18) с $n_0 = 2$, $K_{ch} = 1$, $\xi = 0,2$, $E_{min} = 0,2$ ГэВ. Эти значения параметров выглядят разумными в рамках упрощенной картинки адронизации, в которой каждый добавочный глюон приводит в среднем к образованию одного мезона. Очевидно, что кривая правильно воспроизводит масштаб явления. Детальное описание $\langle n_{ch}(W) \rangle$ требовало бы аккуратного учета специфики диссоциации тяжелых кварков, особенно с-кварков, ответственных почти за половину событий (подробнее см. ⁴⁰). Отметим, впрочем, что формулы, аналогичные (15), (18), дают разумное описание⁴⁰ и для наблюдаемого роста плато⁵⁴, который, как ожидается, более непосредственно связан с диссоциацией легких кварков. Интересно, что подобное явление роста плато наблюдается и в рр-взаимодействии при большой энергии⁵⁵.

Если рост множественности адронов в e^+e^- -аннигиляции при большой энергии действительно связан с излучением коллинеарных глюонов, то можно получить простые качественные предсказания для прямых (трех-глюонных) распадов кваркония с очень большой массой M_Q . Например,

множественность в них должна приближенно описываться соотношением

$$\langle n_{ch}^0 \rangle \approx \frac{3}{2} \cdot \frac{9!}{4} \Delta n_{ch}^{e^+e^-} \left(W = \frac{2}{3} M_0 \right) + \langle n_{ch}^{J/\psi} \rangle, \quad (19)$$

где $\Delta n_{e^+e^-}(W)$ — величина прироста множественности в e^+e^- -аннигиляции от малых энергий (порядка 2 ГэВ) до W . Множитель $3/2$ в (19) связан

с переходом от двух струй к трем; коэффициент $9/4$ отражает большую вероятность излучения глюона глюоном, чем кварком (см. (17)). Наивная формула (19) с привлечением данных рис. 20 дает разумную величину $\langle n_{ch} \rangle$ для Υ -мезона и заставляет ожидать, что для t -ониума множественность в прямых распадах будет примерно вдвое выше, чем в фоне (при $M \approx 45$ ГэВ, $\langle n_{ch} \rangle \sim 30$).

Множественное тормозное излучение глюонов глюонами приводит к наблюдаемым эффектам и в жестких адронных столкновениях. Так, например, интересно сравнить рождение массивных лептонных пар l^+l^- и C -четных кваркониев χ в pp -соударении⁵⁸. Слияние двух глюонов в χ -мезон (рис. 21, б) сопровождается более интенсивным глюонным излучением по сравнению с $q\bar{q}$ -аннигиляцией (рис. 21, а). В результате распределение по поперечным импульсам p_\perp оказывается существенно шире в случае χ , чем для лептонной пары с той же массой⁸. При $p_\perp^2 \ll M^2$ спектры качественно описываются специфическими для КХД формулами

$$\frac{p_\perp^2}{\sigma} \frac{d\sigma(\chi)}{dp_\perp^2} \sim \exp \left(-\frac{3}{2} \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2 \frac{M_\chi^2}{p_\perp^2} \right), \quad (20a)$$

$$\frac{p_\perp^2}{\sigma} \frac{d\sigma(l^+l^-)}{dp_\perp^2} \sim \exp \left(-\frac{2}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2 \frac{M_{l^+l^-}^2}{p_\perp^2} \right). \quad (20б)$$

Показатели экспонент в (20) отличаются уже упоминавшимся¹ множителем $9/4$ (см. (17)).

Заметим, что вид спектров (в особенности (20а)) весьма чувствителен к значению параметра Λ (точные формулы главного логарифмического приближения для обсуждаемых распределений можно найти в обзоре⁶).

То, что значительная доля χ -мезонов должна иметь сравнительно большие значения p_\perp , увеличивает надежды на обнаружение состояний χ ($b\bar{b} \sim 10$ ГэВ) уже в современных экспериментах

б) К р и т и ч е с к и е т е с т ы К Х Д: и н ф р а к р а с н о - с т а б и л ь н ы е в е л и ч и н ы и э к с п е р и м е н т

Вывод предсказаний наивной КХД, как правило, основывается на наборе качественных гипотез и феноменологических количественных представлений о динамике перехода цветных кварков и глюонов в адроны. Многие из них выглядят сегодня рецептами, не имеющими теоретического обоснования. Поэтому особый интерес для проверки амбиций КХД пред-

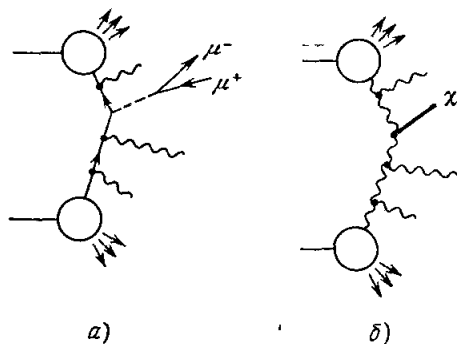


Рис. 21. Тормозное излучение глюонов, сопровождающее рождение массивной лептонной пары (а) и образование χ -мезона (б).

ставляет теоретический анализ и экспериментальное изучение таких характеристик жестких процессов (в частности, адронных струй), которые могут оказаться нечувствительными к физике больших расстояний.

Способ отыскания величин, претендующих на такую нечувствительность, достаточно прост. Для этого предписывается забыть о существовании адронов и вычислить ту или иную величину в терминах кварков и глюонов по рецептам теоретико-возмущенческой КХД. Нужно, чтобы результат вычисления диаграмм Фейнмана оказался конечным, т. е. не содержащим инфракрасных расходимостей, типичных для теории поля с безмассовыми векторными частицами. В таком случае изучаемая величина называется «инфракрасностабильной» величиной (ИСВ) ⁵⁷ и декларируется, что значение, предсказываемое для нее наивной КХД (без адронизации), может отличаться от истинного лишь степенными поправками типа

$$\sim \left(\frac{1}{Q^2 R_{\text{ад}}^2} \right)^n,$$

которые быстро вымирают с ростом жесткости процесса, характеризуемой большой передачей энергии-импульса Q^2 .

Наиболее известной величиной такого рода, выделенность которой для проверки КХД подчеркивалась и до формулировки гипотезы инфракрасной стабильности, является уже обсуждавшееся выше полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны (1). Важно, что вычисленная во втором порядке ($\sim (\alpha_s/\pi)^2$) поправка к R численно невелика (сбор результатов см., например, в ²⁶), а неасимптотические степенные члены пренебрежимо малы при $W \gtrsim 2$ ГэВ ²⁷. Поэтому вне области J/ψ , Υ , резонансов и структур, связанных с околороговым рождением тяжелых (очарованных и т. д.) частиц, сечение e^+e^- -аннигиляции должно описываться простой КХД формулой (1). Измерение сечения с точностью порядка 2—3% позволит визуализировать явление асимптотической свободы: величина R обязана медленно убывать с ростом энергии вместе с α_s (W^2). На таком пути (впрочем, достаточно тернистом) можно надеяться измерить фундаментальный параметр теории Λ . Точность современных измерений R составляет 10—15%. Возможно, существенную помощь в этом мероприятии окажут измерения полной и парциальных ширин Z -бозона, пик которого в e^+e^- -аннигиляции резко ($\sim 10^3$ раз) превышает фон.

Среди величин, характеризующих топологию адронных струй, также выделяются ИСВ. Из них наиболее известны T и S' (sphericity, в отличие от sphericity). Гарантия инфракрасной стабильности такого рода величин — в линейности их по импульсам (энергиям) регистрируемых адронов ⁵⁸⁻⁶⁰.

Усредненные по событиям при фиксированной энергии W значения $\langle T \rangle$, $\langle S' \rangle$ и др. вычисляются по теории возмущений в виде рядов по α_s :

$$\langle T \rangle = 1 - 1,05 \frac{\alpha_s}{\pi}, \quad \langle S' \rangle = \frac{\alpha_s}{\pi} 1,09. \quad (21)$$

Сравнивая их с данными экспериментов при высоких энергиях (при учете неасимптотических эффектов, связанных с рождением тяжелых кварков), можно, как и в случае полного сечения R , определить α_s (W^2).

Особенно интересно изучать распределения чисел событий по T , S' в области таких значений этих переменных, которые выделяют события с подчеркнутой двухструйностью:

$$1 - T \ll 1 - \langle T \rangle, \quad S' \ll \langle S' \rangle \quad \text{и т. д.}$$

Дело в том, что такой отбор существенно ограничивает тормозное излучение глюонов, что приводит к сильному формфакторного типа

подавлению спектров при учете высших порядков теории возмущений; например ⁶¹,

$$\frac{d\sigma}{dT} = 2C_q \frac{\alpha_s}{\pi} \sigma_0 \frac{\ln(1-T)}{1-T} \exp \left[-c_q \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2(1-T) \right], \quad C_q = \frac{4}{3}. \quad (22)$$

Важно отметить, что если разложения средних величин (21) (как и ряд (1) для R) типичны для любой теории поля с безразмерной константой связи (например, со скалярными глюонами), то распределения типа (22) и (20) — характерная особенность тормозного излучения векторных частиц и поэтому более чувствительны к структуре теории.

Сравнение долей сильно сколламированных адронных событий в кварковых и глюонных струях (например, при распаде $\Upsilon \rightarrow$ адроны) позволит убедиться в существовании самодействия глюонов. Действительно, как мы уже знаем, благодаря ему тормозное излучение глюона намного мощнее, чем у кварка, вследствие чего адроны из глюонной струи реже летят в узкий конус (т. е. с малым S' , большим T): коэффициент C_g в (22) для струи глюона g превосходит C_q знакомым нам уже множителем:

$$C_g = \frac{9}{4} C_q. \quad (23)$$

Та же физическая картина разбухания струй, связанного с тормозным излучением глюонов, лежит в основе известного струйного формфактора $f(e, \delta)$, предложенного Вайнбергом и Стерманом в их программной статье ⁵⁷, положившей начало идеологии «инфракрасной стабильности».

Практически интересной инфракрасностабильной величиной является парная корреляция потоков энергии адронов в e^+e^- -аннигиляции ^{62, 8}.

Опишем кратко постановку задачи (подробнее см. ⁸). В каждом событии строится распределение по углу θ между двумя адронами, взвешенное с произведением долей энергии $z = 2E/W$:

$$K(\theta, W) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \frac{d\sigma}{d \cos \theta} \equiv \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \sum_{a,b} \int \int dz_a dz_b z_a z_b \frac{d\sigma}{dz_a dz_b d \cos \theta} \quad (24)$$

Отметим сразу, что с экспериментальной точки зрения измерение этой величины обладает определенными преимуществами по сравнению с другими способами изучения физики струй (например, распределением по T (22)), так как, во-первых, не требует довольно деликатной процедуры определения оси события и, во-вторых, обеспечивает быстрый набор статистики: «идут в дело» парные комбинации всех конечных частиц, т. е. каждое событие дает в среднем $\langle n^2 \rangle / 2$ парных углов θ_{ab} .

С другой стороны, физическая информация, заключенная в корреляционной функции (24), достаточно богата. Прежде всего КХД предсказывает для величины K приближенный скейлинг по углу θ при больших энергиях:

$$K(\theta, W) \approx K(\theta), \quad \frac{\partial}{\partial \ln W} \ln K \sim \frac{\alpha_s(W^2)}{\pi} \ll 1, \quad (25)$$

в резком отличии от старой партонной картины с ограниченными p_\perp в струях, где $K(\theta, W)$ сосредоточена в узких, быстро уменьшающихся с ростом энергии областях углов

$$\theta \lesssim \frac{\langle p_\perp \rangle}{W}, \quad \theta_a \equiv \pi - \theta \lesssim \frac{\langle p_\perp \rangle}{W}.$$

Далее, корреляционная функция [(24)] инфракрасностабильна. Это специальное свойство потока энергии, который, как и другие линейные по импульсам величины (T , S' и т. п.), является кластер-инвариантным, т. е. не меняется при коллинеарном распаде частицы. Для сравнения, угловой

коррелятор, например, квадратов энергий адронов a, b (вес z_a^2, z_b^2 в (24)) или, скажем, множественности (вес 1) уже не обладает этим качеством и существенно зависит от деталей процесса адронизации кварков и глюонов.

Наконец, для функции K во всем интервале углов $0 \leq \theta \leq \pi$ могут быть получены сравнительно простые замкнутые выражения. Выделяются три области значений θ . Для больших углов $\theta \sim \theta_a \sim 1$ работает одноглюонное приближение⁶³, тогда как при малых углах θ или θ_a в задаче о величине $K(\theta, W)$ появляются параметрически большие вклады от высших поправок теории возмущений:

$$\frac{\alpha_s}{\pi} \ln \frac{1}{\theta} \sim 1 \quad \text{при } \theta \ll 1,$$

$$\frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2 \frac{1}{\theta} \sim 1 \quad \text{при } \theta_a \ll 1,$$

которые изменяют низшее приближение $K \sim \theta^{-2}, \theta_a^{-2}$. В игру вступает множественное тормозное излучение глюонов^{62, 64}, которое приводит соответственно к одно- и дважды логарифмическому подавлению числа коллинеарных и антиколлинеарных пар $\{a, b\}$, описываемому формфакторами

$$T \approx \exp \left(-2,57 \frac{\alpha_s}{\pi} \ln \frac{2}{\theta} \right), \quad \theta \ll 1, \quad (26a)$$

$$T_F \approx \exp \left(-\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \ln^2 \frac{2}{\theta_a} \right), \quad \theta_a \ll 1. \quad (26b)$$

Корреляционная функция (24) в этих областях углов имеет универсальный вид производной по $\cos \theta$ от T, T_F ⁶². В частности, для углов $\theta_a \ll 1$, где высшие глюонные эффекты проявляются наиболее сильно, корреляция K дается формулой

$$K(\theta, W) \approx \frac{1}{\sin^2 \theta_a} \frac{\partial}{\partial \ln \operatorname{tg}(\theta_a/2)} T_F^2(k^2, W^2), \quad (27)$$

где

$$k^2 = W^2 \operatorname{tg}^2 \left(\frac{\theta_a}{2} \right) \ll W^2.$$

Эффективный формфактор T_F имеет наглядный смысл вероятности *неизлучения* кварком тормозных глюонов с поперечными импульсами больше данного и задается следующим выражением^{8, 65}:

$$T_F(k^2, W^2) \approx \exp \left[- \int_{k^2}^{W^2} \frac{dk_{\perp}^2}{-k_{\perp}^2} \frac{\alpha_s(k_{\perp}^2)}{\pi} \frac{4}{3} \int_{k_{\perp}/W}^1 dz \frac{1+(1-z)^2}{2z} \right], \quad (28)$$

которое в грубом дважды логарифмическом приближении сводится к (26b).

При очень малых θ_a , когда $T_F^2(\theta_a) \sim \theta_a$, дважды логарифмическое приближение недостаточно. Здесь $K(\theta)$ перестает зависеть от угла.

Характерный вид величины

$$\sin^2 \theta \cdot K(\theta, W) = \frac{d\sigma}{d \ln \operatorname{ctg}(\theta/2)}$$

во всей области углов иллюстрирует рис. 22. Штриховая кривая отвечает низшему порядку теории возмущений⁶³. Подъем при малых θ связан со специфическим для КХД ростом $\alpha_s(k^2)$ с уменьшением виртуальности $k^2 \sim W^2 \theta^2$. Загиб кривой при $\theta_a \rightarrow 0$ вызван дважды логарифмическими эффектами множественного излучения глюонов.

Первый эксперимент по измерению корреляции потоков энергии был недавно поставлен группой PLUTO⁶⁶ при энергиях W от 7,7 до 31,6 ГэВ.

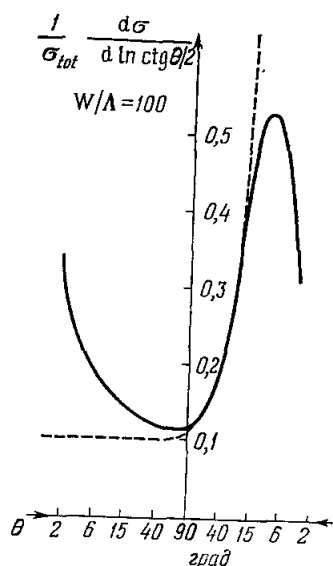


Рис. 22. Характерный вид парной корреляции потоков энергии в e^+e^- -аннигиляции. Штриховая кривая соответствует низшему порядку теории возмущений, сплошная — учитывает эффекты множественного излучения глюонов (ось абсцисс справа — θ_a).

Результаты эксперимента при четырех энергиях для функции корреляции в нескольких представлениях $(1/\sigma) d\sigma/d\theta = \sin \theta K(\theta, W)$ приведены на рис. 23 отдельно для пар частиц из одной и из противоположных струй. Теоретические кривые *) построены по формулам работы⁶²; параметр Λ выбирался равным 500 МэВ.

При низких энергиях корреляционная функция шире распределена по углам, чем предсказывается теорией. С ростом W она быстро приближается к теоретической. Как видно из рис. 23, данные согласуются с теорией уже в районе $W \sim 30$ ГэВ (отметим, что кривые на рис. 23 не претендуют на описание области больших углов θ , θ_a , где следовало бы использовать точное вычисление в низшем порядке теории возмущений).

Наблюдаемое поведение корреляционной функции при малых θ_a может служить серьезным аргументом в пользу множественного испускания глюонов в e^+e^- -аннигиляции, так как именно высшие эффекты глюонного излучения подавляют корреляцию при этих углах (см. рис. 22).

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Фундаментальными объектами квантовой хромодинамики, единственного претендента на роль теории сильных взаимодействий, являются цветные кварки и глюоны. Существование кварков сейчас не вызывает сомнений, особенно после открытия очарованных частиц и обнаружения в e^+e^- -аннигиляции адронных струй. Первоочередной задачей стало прямое наблюдение глюонов и изучение их свойств и взаимодействий.

Наибольшие успехи в этом направлении достигнуты сегодня в e^+e^- -аннигиляции, которая вот уже несколько лет находится в центре событий физики элементарных частиц. Здесь с ростом энергии пучков обнаружились явные отклонения от «старой» двухструйной картины рождения адронов. Появляется класс событий, которые наиболее естественно интерпретируются как проявление тормозного излучения жесткого глюона кварком. Анализ распада Υ -мезона также указывает на обнаружение глюонов со спин-четностью 1^- , как и положено по КХД.

Более детальные сведения о глюоне, несомненно, появятся в ближайшем будущем по мере увеличения статистики событий и дальнейшего роста энергии сталкивающихся пучков. Ценную информацию даст также изучение глюонных струй в адронных процессах. Весьма важной представ-

*) Отметим, что выражение для T_F в⁶² ошибочно. Правильное выражение в дважды логарифмическом приближении получено из простых физических соображений в работе Паризи и Петронцио⁶⁶. Ошибка при выводе фактора исправлена авторами в обзоре⁸. В установлении истины участвовали также авторы работ⁶⁷. Численная разница между выражением для T_F , использованным экспериментаторами (кривые на рис. 23, б), и (28) мало существенна.

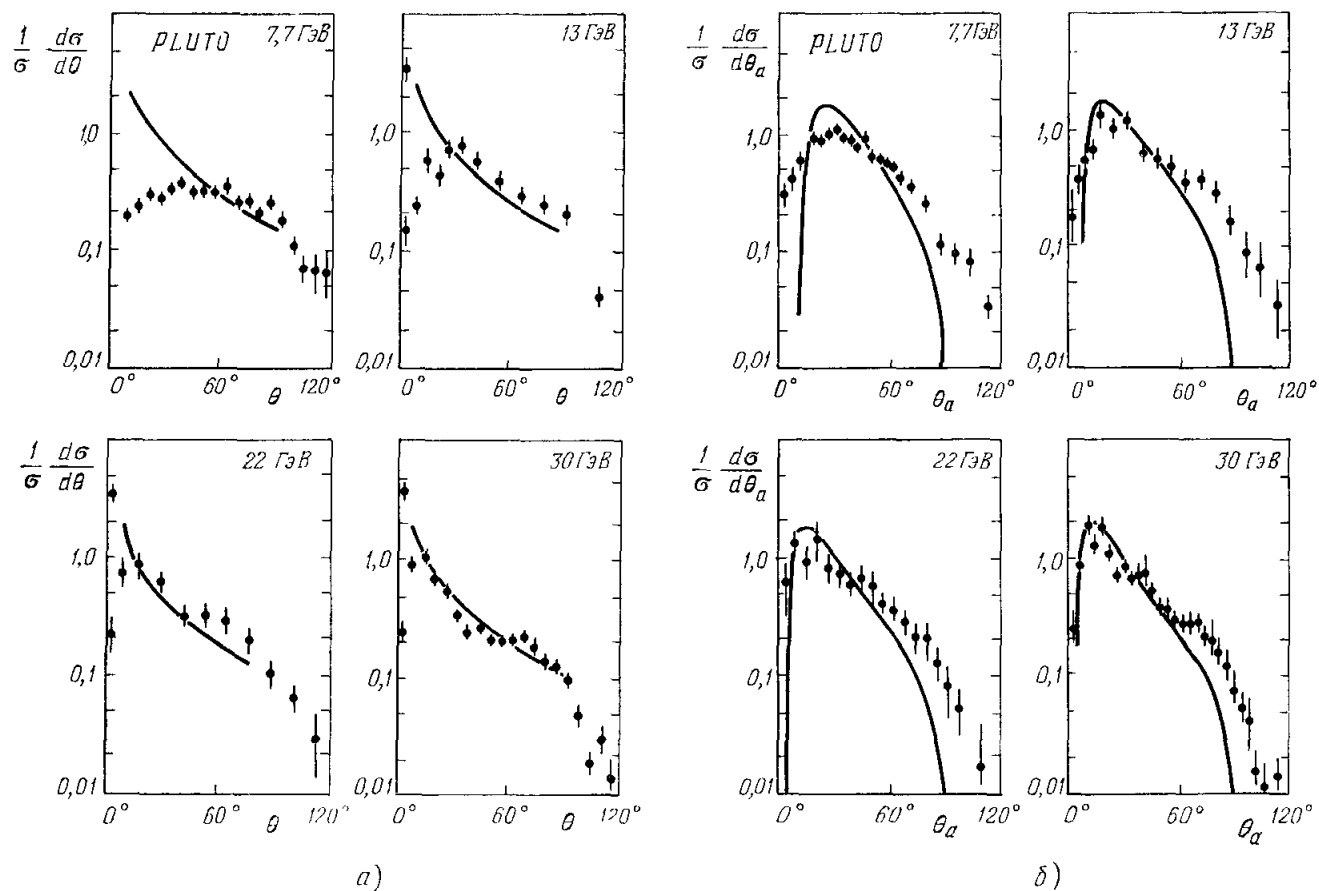


Рис. 23. Угловая корреляция потоков энергии адронов ee в одной струе (а), из противоположных струй (б); $\theta_a = \pi - \theta$.
Кривые на рис. а и б соответствуют $\Lambda = 500$ МэВ.

ляется и физика тяжелых кваркониев, где можно исследовать особенности диссоциации глюонов в адроны, выявить специфическое для КХД самодействие глюонов и, может быть, найти экзотические бескварковые мезоны — глюоний.

В целом, можно сказать, что физика элементарных частиц вступила в новый этап своего развития: начинается детальное изучение элементарных процессов с кварками и глюонами, которые лежат в основе сильных взаимодействий. Похоже, что здесь мы возвращаемся к сравнительно простой и наглядной картине теории поля, во многих отношениях напоминающей старую добрую квантовую электродинамику. Но на пути применения этой картины к описанию всего многообразия явлений адронной физики стоит мучительная проблема «невыветания» цвета. Чтобы КХД стала таким же рабочим инструментом, как и КЭД, необходимо не только качественно объяснить феномен обесцвечивания кварков и глюонов, но и научиться описывать его количественно. Очевидно, что экспериментальное изучение физики глюонов будет способствовать, в частности, и разрешению этой проблемы.

Авторы благодарны В. Н. Грибову, Б. Л. Исффе, Л. Л. Франкфурту, М. А. Шифману за полезные обсуждения и Л. Б. Окуню за стимулирующие дискуссии и постоянное внимание к работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ОПИСАНИЕ ФОРМЫ СОБЫТИЙ $e^+e^- \rightarrow$ АДРОНЫ

В литературе предложено довольно много величин, характеризующих двух- или трехструйность системы конечных адронов. С ними связаны и процедуры нахождения преимущественной оси и преимущественной плоскости в каждом отдельном событии. Мы приведем здесь лишь те из них, которые использовались в этом обзоре подробнее см., например, ⁴⁰).

1. Д в у х с т р у й н о с т ь

Чаше всего используют сферичность (англ. sphericity) ^{68, 4}

$$S = \frac{3}{2} \frac{\min \sum_i p_{i\perp}^2}{\sum_i p_i^2} \quad (\text{П.1})$$

или вытянутость (англ. thrust) ^{69, 53, 59}:

$$T = \frac{\max \sum_i |p_{i\parallel}|}{\sum_i |p_i|} \quad (\text{П.2})$$

Иногда используется также сферичность (англ. sphericity) ^{59, 60}

$$S' = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \min \left(\frac{\sum_i |p_{i\perp}|}{\sum_i |p_i|} \right)^2 \quad (\text{П.3})$$

Суммирование ведется в каждом событии по всем регистрируемым адронам, а минимизация (максимизация) — по направлению, относительно которого отсчитываются поперечные (продольные) компоненты. Найденное так направление берется в качестве оси события.

Вместо импульсов отдельных адронов при нахождении оси события можно использовать поток энергии (вектор Пойнтинга) ³⁸.

Теоретически величины T и S' предпочтительнее, так как они инфракрасностабильны.

2. Плоскостность

Опишем один из рецептов построения плоскости события. Спроектируем импульсы всех адронов на плоскость, поперечную к оси события. Затем в этой плоскости отыщем ось, которая максимизирует сумму проекций импульсов на нее (или минимизирует поперечные к ней проекции), подобно тому как сделано в (П.1) — (П.3). Найденная так вторая ось вместе с осью события определит плоскость события.

Используются различные величины, показывающие, насколько событие укладывается (или не укладывается) в плоскость. Мы ограничимся здесь приплюснутостью (англ. oblateness)³⁵

$$O = \frac{|E_{\perp \text{ in}}| - |E_{\perp \text{ out}}|}{E_{\text{vis}}} \quad (\text{П.4})$$

где E_{vis} — полная видимая энергия в событии, а $E_{\perp \text{ in}}(E_{\perp \text{ out}})$ — поперечная к оси события компонента вектора Пойнтинга, лежащая в плоскости события (или вне ее). Очевидно, для азимутально симметричных событий $O = 0$. Интересно, что распределение по O , порождаемое статистическими флуктуациями в чисто двухкварковом механизме, мало чувствительно к свойствам функции фрагментации кварка.

3. Трехструйность

Один из способов выделения трех струй в отдельном событии связан с величиной трюичности (англ. triplicity)⁷⁰

$$T_3 = \frac{\max \left(\left| \sum_{C_1} p_i \right| + \left| \sum_{C_2} p_i \right| + \left| \sum_{C_3} p_i \right| \right)}{\sum_i |p_i|} \quad (\text{П.5})$$

Максимизация ведется по всем возможным разбиениям частиц на три группы, C_1, C_2, C_3 . Группировка, осуществляющая максимум, определяет три адронные струи. Одновременно по импульсам этих струй строится плоскость события. Для любого события в виде трех идеально тонких струй $T_3 = 1$.

Заметим, что T можно определить в таком же виде, как T_3 , но с разбиением частиц на две группы. Поэтому во всех случаях $T_3 \geq T$.

Т а б л и ц а

Свойства событий с характерными конфигурациями

	Сигара	Трехлучевая звезда	Диск	Сфера
S	0	3/4	3/4	1
S'	0	0,54	0,66	1
T	1	2/3	0,64	1/2
T_3	1	1	0,83	0,65
O	0	0,57	0,64	0

Чтобы читатель мог легче ориентироваться в описанных здесь величинах, в таблице даны их значения для событий с четырьмя характерными конфигурациями: а) сигара, т. е. две тонкие струи на одной оси; б) 3-лучевая звезда, т. е. три тонкие струи под углом 120° друг к другу; в) диск; г) сфера.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Gell-Mann M. — Phys. Lett., 1964, v. 8, p. 214.
Zweig G. Preprint CERN 8419/TH, 401. — 1964.
2. Фейнман Р. Взаимодействие фотонов с адронами. — М.: Мир, 1975.
3. Бьёркен Дж. Д., Иоффе Б. Л. — УФН, 1975, т. 116, с. 115.
4. Hanson G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1609.

- Hanson G.—В кн. Труды 18-й Международной конференции по физике высоких энергий. Тбилиси. 1976.—Дубна ОИЯИ, 1977.—Т. II, с. В 1.
5. Schorper H., Preprint DESY 79/79.—December 1979.
 6. Politzer H. D.—Phys. Rep., 1974, v. 14C, p. 129.
 7. Greenberg O., Nelson C.—Ibid., 1977, v. 32C, p. 70.
 8. Marciano W., Pagels H.—Ibid., 1978, v. 36C, p. 137.
 9. Dokshitzer Yu. L., D'yakonov D. I., Troyan S. I.—Ibid., 1980, v. 58C, p. 269.
 10. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1284.
 11. Salam A.—In: Weak and Electromagnetic Interactions: Proc. of the 8th Nobel Symposium.—Stockholm, 1968.—P. 367.
 12. Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б.—УФН, 1975, т. 117, с. 227.
 13. Yang C. N., Mills R. L.—Phys. Rev., 1954, v. 96, p. 191.
 14. Nambu Y.—In: Preludes in Theoretical Physics.—Amsterdam: North-Holland, 1966.—P. 133.
 15. Fritzsche H., Gell-Mann M.—In: Proc. of the 16th Intern. Conference on High Energy Physics.—Chicago, 1972.—V. 2, p. 135.
 16. Fritzsche H., Gell-Mann M., Leutwyler H.—Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 47, p. 365.
 17. Weinberg S.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 494; Phys. Rev. Ser. D, 1973, v. 8, p. 4482.
 18. Gross D. J., Wilczek F. W.—Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1343.
 19. Politzer H. D.—Ibid., p. 1346.
 20. Lee B. W., Gaillard M. K.—Ibid., 1974, v. 33, p. 108.
 21. Altarelli G., Maiani L.—Phys. Lett. Ser. B, 1974, v. 52, p. 351.
 22. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Шифман М. А.—ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1275.
 23. Gaillard M. K. Lecture at the SLAC Summer Institute.—1978.
 24. Efremov A. V., Radyushkin A. V. Preprints E2-11535, E2-11849, E2-11983.—Dubna: JINR, 1978.
 25. Farrar G. L., Jackson D. R.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 246.
 26. Brodsky S. J., Lepage G. P.—SLAC Preprint PUB-2794.—1979; Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 545.
 27. Черняк В. Л.—В кн. Физика элементарных частиц: Материалы 15-й Зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ, 1980.—Т. I, с. 65.
 28. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. Препринт ЛИЯФ № 556.—Ленинград, 1980.
 29. Strowinski R. Lecture at the SLAC Summer Institute. 1979.—Preprint SLAC-PUB-2433.—November 1979.
 30. Jackson J. D. Lecture at the SLAC Summer Institute. 1979.—Preprint SLAC-PUB-2433.—November 1979.
 31. Вайнштейн А. И. и др.—УФН, 1977, т. 123, с. 217.
 32. Novikov V. A. et al.—Phys. Rept., 1978, v. 41C, p. 1.
 33. Field R. D., Feynman R. P.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 136, p. 1.
 34. Иоффе Б. Л.—В кн. Физика высоких энергий/Материалы 13-й Зимней школы ЛИЯФ.—Л.: ЛИЯФ, 1978.—Т. II, с. 84.
 35. Smilga A. V., Vysotsky M. I.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 150, p. 173.
 36. Грибов В. И., Липатов Л. Н.—ЯФ, 1972, т. 15, с. 781, 1218.
 37. Kogut J., Susskind L.—Phys. Rev. Ser. D, 1975, v. 12, p. 2821.
 38. Ellis J. Talk at the 1979 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions. Batavia, 1979; Preprint TH. 2744-CERN.
 39. Shifman M. A., Vainshtein A. I., Zakharov V. I.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 147, p. 385, 448, 519.
 40. Eidelman S. I., Kurdadze L. M., Vainshtein A. I.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 82, p. 278.
 41. Duke D. W., Roberts R. G. Preprint RL-79-073.—October 1979.
 42. Buras A. J., Gaemers K. J. F.—Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 132, p. 249.
 43. Gluck M. G., Reya E.—Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 3242; Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 156, p. 456.
 44. Abbot L. F., Atwood W. B., Barnett R. M. Preprint SLAC-PUB-2400.—September 1979.
 45. Brandelik R. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 86, p. 243.
 46. TASSO Collab., Preprint DESY 79/81.—September 1979.
 47. Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. G.—Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 111, p. 253.
 48. Berger Ch. et al.—Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 86, p. 418.
 49. Barber D. P. et al.—Phys. Rev. Lett., 1979, v. 43, p. 830.
 50. JADE Collab., Preprint DESY 79/77. November 1979.
 51. Hoyer P. et al.—Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 161, p. 349.

38. JADE Collab. Preprint DESY 79/80. December 1979.
39. Ali A. et al. Preprint DESY 79/86. — December 1979.
40. Азимов Я. И., Докшицер Ю. Л., Хозе В. А. — В кн. Физика элементарных частиц: Материалы 15-й Зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ, 1980. — Т. I, с. 3.
41. Brandt S. Talk at the EPS Intern. Conference on High Energy Physics. Geneva, 1979; Preprint DESY 79/43. — July 1979.
42. Meyer H. Preprint DESY 79/81. — December 1979.
43. Barbieri R. et al. — Nucl. Phys. Ser., B, 1979, v. 154, p. 535.
44. Schmitz N. Talk at the 1979 Intern. Symposium on Lepton and Photon Interactions. Batavia, 1979; Preprint MPI-PAE/Exp. E1. 80. — September 1979.
45. Вайнштейн А. И., Захаров В. И., Новиков В. А., Шифман М. А. Препринт ИТЭФ-65. — Москва, 1979; Письма ЖЭТФ, 1979, т. 29, с. 649.
46. Abrams G. S. et al. — Preprint SLAC-PUB-2415. — October 1979.
47. Krammer M. — Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 74, p. 361.
48. Barbieri R., Gatto R., Kogerler R. — Ibid., 1976, v. 60, p. 183. Jackson J. D. — Ibid., 1979, v. 87, p. 106.
49. Koller K., Krasemann H. — Ibid., 1979, v. 88, p. 119.
50. Ellis J., Karliner I. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 148, p. 141.
51. Alexander G. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 652.
52. Докшицер Ю. Л. — ЖЭТФ, 1977, т. 71, с. 1216.
53. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. II. — М.: Наука, 1974.
54. Brandelik R. et al. Preprint DESY 79/73. — November 1979.
55. Thome W. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 129, p. 365.
56. Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И. — Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 84, p. 234.
57. Sterman G., Weinberg S. — Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1436.
58. Farhi E. — Ibid., p. 1587.
59. Georgi H., Machacek M. — Ibid., p. 1237.
60. De Rujula A. et al. — Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 138, p. 387.
61. Schierholz G., Preprint DESY 79/71. — October 1979.
62. Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И., Троян С. И. — Цит. в ²² сб. — Т. I, с. 3.
Докшицер Ю. Л., Дьяконов Д. И. — В кн. Физика элементарных частиц: Материалы 14-й Зимней школы ЛИЯФ. — Л.: ЛИЯФ, 1979. — Т. I, с. 27; Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 78, p. 290.
63. Basham C. L. et al. — Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 17, p. 2298; Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 1585.
64. Konishi K., Ukaawa A., Veneciano G. — Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 80, p. 259.
65. Parisi G., Petronzio R. — Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 154, p. 427.
66. Berger Ch. et al. — Preprint DESY 79/83. — December 1979.
67. Basham C. L. et al. — Phys. Lett. Ser. B, 1979, v. 85, p. 279.
Lo C. J., Sullivan J. D. — Ibid., 1979, v. 86, p. 327.
68. Bjorken J. D., Brodsky S. J. — Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 1, p. 1416.
69. Brandt S. et al. — Phys. Lett., 1964, v. 12, p. 107.
70. Brandt S., Dahmen H. D. — Zs. Phys. Kl. C: Particles and Fields, 1979, v. 1, p. 61.