

539.1

Б 85

МОСКОВСКИЙ
ОРДENA ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я. И. Азимов, В. А. Хозе

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, XII-я.

ФИЗИКА
 E^+E^- СТОЛКНОВЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

МОСКВА 1981

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

539.1
B-85

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я.И. Азимов, В.А. Хозе

Всесоюзная школа по теоретической
ядерной физике, XII-я.

ФИЗИКА
 e^+e^- СТОЛКНОВЕНИЙ
ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Текст лекций

Москва 1981

А з и м о в Я.И., Х о з е В.А. Физика e^+e^- столкновений
при высоких энергиях. Текст лекции. — М.: МИФИ, 1981, 28 с.

В лекции изложены основные проблемы, изучаемые сейчас в e^+e^- столкновениях при высоких энергиях. Детально рассмотрены такие вопросы, как проверка предсказаний квантовой хромодинамики, поиски сверхтяжелых частиц, физика двухфотонных процессов и проявление слабых взаимодействий. Кратко обсуждены современные представления о "старых новых" частицах: Λ^- , F -мезонах, очарованных барионах и τ^- -лептонах, а также о спектроскопии частиц, содержащих δ -кварк. Рассматриваются некоторые проблемы, которые подвергнутся экспериментальному изучению в близком будущем.

1. ВВЕДЕНИЕ

Эксперименты на встречных e^+e^- -пучках первоначально использовались как способ интенсивного изучения квантовой электродинамики при высоких энергиях, т.е. на малых расстояниях. Но довольно быстро они стали давать результаты весьма важные и для адронной физики. Постепенно адронная физика вышла на первый план, что особенно драматично проявилось в истории открытия ψ -мезонов и последовавших за ним событиях. Однако почти сразу же после открытия ψ -мезона открытие τ -лептона напомнило, что и другие разделы физики элементарных частиц могут еще узнать из e^+e^- -аннигиляции много нового и интересного.

Обнаружение струй в процессе e^+e^- -адроны открыло новые перспективы в субадронной физике. На встречных e^+e^- -пучках стало возможным изучать "прямые" проявления кварков и глюонов. В последние годы на встречных пучках интенсивно развивается еще одно направление — изучение процесса $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны. Оно имеет большой интерес и для адронной, и для кварк-глюонной физики. Наконец, по мере роста энергий пучков становятся существенными эффекты слабого взаимодействия, что открывает еще одно перспективное направление. Очевидными задачами на будущее являются детальное изучение Z^0 и W^\pm -бозонов, поиски хиггсовских частиц. Было бы очень интересно найти и какие-то, хотя бы косвенные проявления следующего "этажа" микромира (например, внутренней структуры кварков и лептонов). Идеи в этом направлении уже высказывались (например, так называемые "техни цветные" взаимодействия).

Цель лекции — дать представление о современном состоянии в исследовании основных проблем в e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях. Ввиду обширности материала изложение в разных случаях будет поневоле иметь разную степень подробности. В частности, где возможно, читатель будет отсылаться к имеющимся обзорным статьям.

2. УСТАНОВКИ СО ВСТРЕЧНЫМИ e^+e^- -ПУЧКАМИ*

История метода встречных пучков началась 20 лет назад, когда Г.И. Будкер и В. Пановский взялись за сооружение установок со встречными e^+e^- -пучками. В Новосибирске это был накопитель ВЭП-1 на энергию $E = 0.16$ ГэВ в пучке, в Стэнфорде — накопитель на энергию $E = 0.55$ ГэВ. В 1965 г. на этих установках были получены первые данные по упругому e^+e^- -рассеянию.

С тех пор на установках со встречными пучками было получено много новой интересной информации, в том числе и в опытах с поперечно поляризованными начальными частицами.

С ноября 1974 г. начался новый этап в физике элементарных частиц, связанный с обнаружением на установке *SPEAR* (и одновременно на ускорителе *BNL*) J/ψ -мезона. Вслед за этим открытия на встречных e^+e^- -пучках следуют почти без перерыва: исследование свойств частиц со скрытым (ψ, χ, χ_c — мезоны) и явным чармом (Λ, Λ^* — мезоны), новый тяжелый лептон τ , семейство Υ -мезонов и, наконец, прямое обнаружение глюона — переносчика сильных взаимодействий. Следует подчеркнуть, что все это произошло в рекордно короткий срок, около пяти лет, что несомненно свидетельствует об исключительно широких возможностях метода встречных пучков.

В табл. 1 приведены основные параметры накопителей больших энергий. Самый маленький накопитель ВЭП-1 имел длину орбиты $\ell = 0,0025$ км. У самых больших накопителей *PEP* и *PETRA* $\ell \approx 2$ км.

В ЦЕРН разработан проект крупнейшего накопителя *LEP*, имеющего $\ell \approx 31$ км. Ввод в действие первой его стадии (так называемая 1/6 стадия) планируется на 1986 год. При этом намечена максимальная энергия в пучке $E_{max} \approx 50$ ГэВ, а светимость $L \approx 0.4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Большие надежды здесь возлагаются на детальное исследование Z^0 -бозона. Последняя стадия (так называемая стадия 2) предполагает использование сверхпроводящих резонаторов. При этом ожидается $E_{max} \approx 130$ ГэВ, $L \approx 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Полная стоимость установки ~ 1 млрд долларов.

* Подробное изложение затронутых здесь вопросов содержится в [1 — 3].

Таблица 1

Установки со встречными e^+e^- -пучками

Установка	Место расположения	Начало физического эксперимента	Максимальная энергия в пучке, ГэВ	Максимальная светимость ($10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$)	
				достигнутая	проектная
<i>ADONE</i>	Фраскати	1970	1,55	0,7	
<i>SPEAR</i>	Стэнфорд	1973	4,5	10	100
<i>DORIS</i>	Гамбург	1974	5,1	10	100
ВЭПП-2М	Новосибирск	1974	0,7	2	10
<i>DCI</i>	Орсэ	1976	1,9	1	100
ВЭПП-4	Новосибирск		5,5		10
<i>PETRA</i>	Гамбург	1978	23	5	100
<i>CESR</i>	Корнелл	1979	8	1	100
<i>PEP</i>	Стэнфорд	1980	23	2	100

Проект *LEP*, по-видимому, является пределом метода циклических ускорителей непрерывного действия. Дело в том, что для компенсации потерь энергии на синхротронное излучение приходится создавать дорогостоящие резонаторные системы. При этом длина орбиты ℓ и потребляемая мощность P растут как E^2 .

Для решения этой проблемы предлагается использовать встречные линейные e^+e^- -пучки. В этом случае $\ell \sim E$, $P \sim E$ и стоимость S растет лишь как E (а не как E^2 в традиционном случае).

Идея весьма перспективна, хотя ее реализация требует решения массы проблем. Освоение метода линейных встречных пучков откроет возможности существенного продвижения по энергии. В частности, в Новосибирске разрабатывается проект установки ВЛЭПП с энергией $W = 2E = 300 - 500$ ГэВ и $S = 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В проект ускорителя заложена и возможность осуществления встречных пучков как с поперечной (стандартной для накопителей), так и с продольной поляризацией начальных частиц.

3. СТРУИ И ХРОМОДИНАМИКА

Обнаружение двухструйной природы процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны сыграло большую роль в подтверждении кварк-парточной картины. В частности, угловое распределение двухструйных событий согласуется с ожиданием для рождения пары кварков со спином 1/2. Еще больший интерес вызвало обнаружение трехструйных событий, источник которых отождествляют с тормозным излучением глюона разлетающимися кварками. Теоретические ожидания и первые экспериментальные результаты описаны в обзоре [4]. Здесь мы, наконец-то, получаем "прямой" доступ к интимным деталям взаимодействия кварков и глюонов. Неудивительно, что продолжается интенсивное изучение трехструйных событий и поиски событий с большим числом струй.

В последний год основное внимание было сосредоточено на проверке отождествимости третьего партона с глюоном и на измерении цветовой константы α_s . Данные по различным угловым и энергетическим распределениям согласуются со спином 1, как и ожидается для глюона. Выделение вклада трехструйных событий в те или иные характеристики процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны позволяет измерить α_s . При $W=30$ ГэВ эффективное значение α_s оказывается равным 0,16 – 0,19 [5].

Здесь сразу возникает интересный вопрос. В квантовой хромодинамике (КХД) велика поляризация вакуума. Это приводит к существенной зависимости видимого заряда от расстояния или, что то же, к "энергетической" зависимости α_s . Суммирование главных членов теории возмущений дает параметризацию

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2n_f)\rho_n} \frac{Q^2}{\Lambda^2},$$

где n_f – число "размороженных" типов кварков. Если считать $Q^2=W^2$, то $\Lambda \approx 300$ МэВ. Теоретически предпочтительнее приравнять Q^2 виртуальности кварка, испускающего глюон. В этом случае $\Lambda \approx 100$ МэВ. Такое значение согласуется с величиной, извлеченной из распадов J/ψ и из поведения сечения $e^+e^- \rightarrow$ адроны при $W < 2$ ГэВ [6].

Очень интересным является вопрос о свойствах глюонной струи. Самодействие глюонов в КХД ведет к быстрому каскадному размножению их. Поэтому струя, порожденная глюоном, должна быть шире и содержать больше адронов, чем струя порожденная кварком. В опытах пока не удалось увидеть четкого различия этих струй. Однако самодействие глюонов и их каскады, возможно, уже проявляются в поведении множественности в $e^+ e^- \rightarrow$ адроны. При $W < 10$ ГэВ множественность растет с энергией логарифмически, но при $W > 10$ ГэВ начинается ускорение ее роста [4, 5]. Меняется и характер распределения множественностей. При небольших энергиях хорошее феноменологическое описание дается гипотезой статистически независимого испускания пар заряженных частиц [7]. Распределение при $W \geq 10$ ГэВ [8] заметно отличается от предсказаний этой гипотезы.

В данной лекции эти проблемы подробнее обсуждаться не будут, так как связи множественности и самодействия предполагается посвятить отдельную лекцию.

4. КВАРКОНИЙ

Изучение спектроскопии и свойств кваркониев, систем $Q\bar{Q}$ из тяжелых夸克ов, стало традиционной задачей для встречных $e^+ e^-$ -пучков. Особенно детально изучался чармоний $c\bar{c}$. Полученные ранее основные результаты по чармонию можно найти в обзорах [3, 7, 9], а также в нашей лекции на школе МИФИ 1978 года. В связи с пуском новых установок и детекторов наметился дальнейший прогресс в изучении чармония. Кроме того, разворачиваются исследования системы $b\bar{b}$ и ведутся поиски еще более тяжелых кваркониев. В этой части лекции дается подборка новых результатов по кваркониям с краткими комментариями.

1. На ВЭПП-4 в Новосибирске проведено прецизионное измерение масс Υ/ψ и ψ' [10]:

$$M_{\Upsilon/\psi} = 3096,93 \pm 0,09 \text{ МэВ}, M_{\psi'} = 3686,00 \pm 0,10 \text{ МэВ}.$$

Важность этого результата определяется тем, что многие измерения (массы X -мезонов, массы D -мезонов и т.п.) используют массы ψ -мезонов в качестве реперных точек. Намечено проведение таких же измерений для Υ -мезонов.

2. При изучении распадов $\psi' \rightarrow \gamma X$ подтверждены предполагавшиеся ранее квантовые числа $J^P = 1^-, 2^+$ для X (3,51) и X (3,55) соответственно. Значение $J^P = 0^+$ для X (3,41) было получено еще раньше [9]. Таким образом завершено установление спектра низших Р-волновых С-четных состояний чармоная.

3. Прежние кандидаты на роль псевдоскалярных состояний ζ_c (2,8) и ζ'_c (3,45) отвергнуты. Вместо них найдено новое состояние ζ_c (2,98) [11]. Его масса, в отличие от прежней, согласуется с расчетами, использующими как нерелятивистский потенциал, так и правила сумм КХД [12]. Вероятности распадов $J/\psi \rightarrow \gamma \zeta_c$ ($B \approx 1\%$) и $\psi' \rightarrow \gamma \zeta_c$ ($B \approx 0,4\%$) тоже согласуются с разумными ожиданиями. Для ζ_c (2,98) явно найден ряд каналов распада: $\pi K \bar{K}$, $2\pi^+ \pi^-$ и др. Полная ширина достаточно велика, чтобы не противоречить хромодинамическому предсказанию $\Gamma^{tot} \approx 5$ МэВ.

4. Найден распад $\psi' \rightarrow \pi^0 J/\psi$, явно нарушающий изospин. Сравнительно большая величина его ($\sim 1/20$ от $\psi' \rightarrow \gamma J/\psi$), возможно, указывает, что нарушение изотопики связано не с электродинамикой, а с различием масс u - и d -кварков.

5. Начато детальное изучение распадов $J/\psi \rightarrow \gamma +$ адроны. В частности, найден распад $J/\psi \rightarrow \gamma + E$ (1,44), $E \rightarrow K \bar{K} \pi$,

$\gamma \pi \pi$. Новое состояние могло бы не совпадать с "каноническим" резонансом E (1,42) с $J^{PC} = 1^{++}$, наблюдаемым в адронных реакциях, а быть радиальным возбуждением ζ или, еще интереснее, бескварковым состоянием глюония. Именно возможность найти глюоний является одним из главных стимулов при изучении распадов $Q\bar{Q} \rightarrow \gamma +$ адроны.

6. В системе $b\bar{b}$ найдено уже четыре векторных состояния с массами вблизи 9,4 ГэВ, 10 ГэВ, 10,3 ГэВ, 10,5 ГэВ. Интересно, что третий пик еще узкий, а ширина четвертого уже составляет 10–20 МэВ [13]. Это обстоятельство довольно жестко фиксирует порог рождения прелестных частиц (типа $b\bar{u}$ или $b\bar{d}$) и дает оценку их массы.

7. Наблюдаемые свойства прямых распадов $\Upsilon \rightarrow$ адроны согласуются с двухступенчатой картиной процесса: сначала Υ распадается на 3 глюона, а затем глюоны фрагментируют в адроны. Если принять такой механизм, то угловые распределения адронов относительно начальных $e^+ e^-$ -пучков дают указания [14] в пользу квантовых чисел глюона $J^P = 1^-$, против 0^+ . Как показано в [15], к спин-четности глюона очень чувствительно соотношение ширин векторного и псевдоскалярного кваркониев. Сравнение J/ψ и ζ_c (2,98) подтверждает векторность глюония.

5. ОЧАРОВАННЫЕ И ПРЕЛЕСТНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Как известно, псевдоскалярные D и векторные D^* мезоны, состоящие из $c\bar{u}$ или $c\bar{d}$, обнаружены в e^+e^- -аннигиляции уже довольно давно [9]. В отличие от этого, очарованный барион Λ_c^+ , содержащий $c\bar{u}d$, найден в аннигиляции лишь недавно, уже после того, как его видели в нейтринно- и фоторождении и даже в PP -столкновениях.

Ранее группа $DASP$ объявила также об открытии псевдоскалярного F - и векторного F^* -мезонов $C\bar{s}$ с распадами $F \rightarrow F_\pi$, $F \rightarrow \gamma\pi$. Однако сейчас этот результат не подтверждается группами $MARK-II$ и *Crystal Ball*. Поэтому вопрос о свойствах F -мезонов остается пока открытым.

Изучать свойства Λ_c и других очарованных барионов довольно трудно, так как сечения их рождения всюду невелики. Поэтому прогресс здесь еще небольшой. В отношении D -мезонов ситуация другая. Благодаря резонансу $\Psi''(3,77)$ имеется область энергий, где D -мезоны рождаются в чистом виде $D\bar{D}$ с относительно большим сечением. Импульс D -мезонов в этой области мал, и это добавочно улучшает условия наблюдений и измерений. В результате резонанс $\Psi''(3,77)$ используется как "фабрика D -мезонов".

Для мезонов $B_u(\bar{b}\bar{u})$ и $B_d^0(\bar{b}\bar{d})$ ситуация оказывается аналогичной. Околопороговый резонанс $\Upsilon(10,5)$, видимо, является "фабрикой B -мезонов".

В нем уже сейчас найдено усиление выхода лептонов e^\pm , μ^\pm , что указывает на рождение частиц, распадающихся слабым образом. Обнаружено также усиление выхода K -мезонов. Оно может быть косвенным указанием на то, что в слабом распаде b -кварка предпочтительно (или даже главным образом) образуется не u - , а c -кварк, который затем распадается в основном на s -кварки, т.е. с образованием странных частиц. Можно ожидать, что в ближайшем будущем область $\Upsilon(10,5)$ будет интенсивно исследоваться с целью изучения B -мезонов.

Информация по D -мезонам уже довольно обширна, и мы не будем всю ее излагать здесь. Ограничимся лишь важным свойством, которое не имеет еще удовлетворительного количественного объяснения.

Измерение вероятностей полулептонных распадов D^0 - и D^+ -мезонов показало, что они заметно различаются. Так как ширины этих распадов равны, то отсюда следует, что D^0 распадается раза в 4 быстрее, чем $D^+[16]$. Эмульсионные измерения

времен жизни дают еще большее различие (~ 10). Так как вероятность полулептонного распада D^+ ($\approx 23\%$) соответствует простым кварковым ожиданиям ($\sim 20\%$), то различие времен жизни означает, что безлептонные слабые распады D^0 усилены по сравнению с D^+ . Как уже говорилось, надежного количественного описания этого эффекта еще нет. Качественное объяснение могло бы быть следующим.

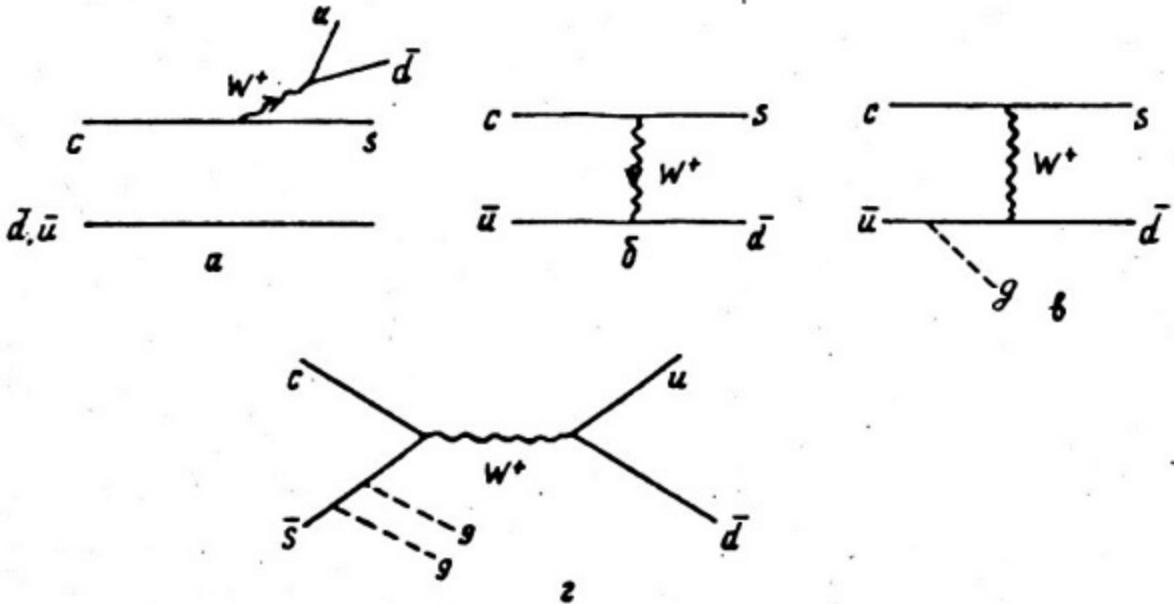


Рис. 1

Если c -кварк распадается независимо от второго кварка (см. рис. 1, а), то ширины D^0 и D^+ одинаковы. Но в распаде D^0 есть еще диаграмма рис. 1, б (так называемая аннигиляционная диаграмма). Для D^+ аналогичная диаграмма Кабибовски — запрещена. Но и для D^0 эта диаграмма подавлена кинематически из-за малости масс s - и d -кварков в сравнении с M_D (сравните подавление распада $\pi \rightarrow e\nu$). Однако, если кварк испустит глюон (рис. 1, в), то кинематическое подавление снимается. Остается малость $\sim \alpha_s$, связанная с испусканием глюона. Но если глюон достаточно мягкий, то эффективные значения α_s могли бы быть ~ 1 . Очевидно, описание процесса в этом случае требует понимания механизма удержания кварков в адроне.

Аналогичное усиление могло бы возникать и в распаде Λ -мезона (диаграмма рис. 1, г), но здесь бесцветный W^+ -

бозон образуется в прямом канале, так что по правилам отбора цвета нужно испустить не меньше двух глюонов. В результате усиление безлептонных распадов для F -мезона может оказаться слабее, чем для π^0 .

6. ТЯЖЕЛЫЕ ЛЕПТОНЫ

τ -лептон обнаружен и изучался до сих пор только в e^+e^- -аннигиляции (см. [17, 18]). За короткий срок с 1975 г. о τ -лептоне стало известно почти так же много, как о мюоне. Как и μ , τ -лептон в пределах точности измерений взаимодействует в точности как электрон, отличаясь от него лишь огромной массой $M_\tau = 1782$ МэВ. Он связан $V-A$ взаимодействием с новым нейтрино ν_τ , для которого $M_{\nu_\tau} < 250$ МэВ (впрочем пока не исключена возможность $\nu_\tau \equiv \nu_e$). Спин как τ , так и ν_τ равен $1/2$. Все основные распады τ^\pm обнаружены в согласии с теоретическими ожиданиями (в частности, в распадах τ^\pm получено указание на $A_{J=1/2}$ -резонанс с массой $\sim 1,1$ ГэВ). Время жизни $\tau_\tau < 14 \cdot 10^{-13}$ с, тогда как расчет дает $\tau_\tau \approx 2,8 \cdot 10^{-13}$ с. Отметим, что не обнаружено каких-либо экзотических распадов τ . В частности, $B(\tau^\pm \rightarrow e^\pm \gamma) < 6,4 \cdot 10^{-7}$. Более подробную сводку свойств τ^\pm и ссылки на оригинальные работы можно найти в [19].

Было бы интересно найти образование τ^\pm и ν_τ в распадах адронов. В частности, это позволило бы, в принципе, получить пучки ν_τ . Одним из возможных кандидатов выглядит сегодня распад $F^\pm \rightarrow \tau^\pm \nu_\tau$. Распад на $\tau \nu_\tau$ может быть заметным и для мезона B_c^\pm , состоящего из $b\bar{c}$. Такие распады могли бы оказаться полезными триггерами для F^\pm и B_c^\pm . Кроме того, малое энерговыделение в распаде $F \rightarrow \tau \nu_\tau$ позволило бы улучшить точность определения M_{ν_τ} . Ширина распада $F \rightarrow \tau \nu_\tau$ равна

$$\Gamma(F \rightarrow \tau \nu_\tau) = \frac{G_F^2}{8\pi} M_F M_\tau^2 \left(1 - \frac{M_\tau^2}{M_F^2}\right)^2,$$

где f_F — константа, аналогичная величине f_π для π -мезона. Расчеты для f_F пока неоднозначны. Например, в рамках нерелятивистской модели кварков

$$f_F^2 \sim \frac{C_{cs}^2}{m_c + m_s} |\psi_{cs}(0)|^2, \quad f_\pi^2 \sim \frac{C_{ud}^2}{m_u + m_d} |\psi_{ud}(0)|^2,$$

где множители C_{ab} соответствуют смешиванию夸克ов. В шестикварковой модели Кобаяши — Маскавы $C_{ud} = C_1 \cos \theta_1, C_{cs} = C_2, C_2 C_3 + S_2 S_3 e^{i\delta}$. Данные по ширинам распадов $\rho^0, \omega, \varphi, J/\psi, \Upsilon$ на e^+e^- указывают, что $|\psi(0)|^2 \sim \mu^2$, где μ — приведенная масса пары夸克ов. Пренебрегая различием C_{cs} и C_{ud} и принимая

$$m_u \approx m_d \approx 300 \text{ МэВ}, \quad m_s \approx 450 \text{ МэВ}, \quad m_c \approx 1,5 \text{ ГэВ},$$

получим $f_F^2 / f_\pi^2 \approx 1,6$ [18]. Отсюда при $M_F \approx 2 \text{ ГэВ}$

$$\Gamma(F \rightarrow \tau \nu_\tau) \approx 7,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}.$$

Если полная ширина F определяется распадом "свободного" c -夸克, то

$$\Gamma_F^{tot} \approx 1,5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}.$$

С учетом неопределенностей в выборе эффективных масс

$$B(F \rightarrow \tau \nu_\tau) \approx (3 - 5)\%.$$

Примерно такая же вероятность ($\sim 5 - 6\%$) распада на $\tau \nu_\tau$ получается для мезона B_c , состоящего из $b\bar{c}$.

Другие методы, не связывающие f_F с внутренней волновой функцией, позволяют получить большее значение f_F и увеличить $B(F \rightarrow \tau \nu_\tau)$ [20]. Заметим, что приведенные выше оценки могут оказаться завышенными, если в нелептонных слабых распадах F^\pm и B_c^\mp есть усиление, подобное тому, что наблюдается для D .

Хорошее согласие теории с экспериментом для распадов τ -лектона позволяет сделать аналогичные оценки и для возможных более тяжелых лептонов [21]. Для них оказываются характерными распады с образованием либо одной заряженной частицы, преимущественно лептона e , μ , либо струи адронов. В результате расчетов можно предложить методы поиска сверхтяжелых лептонов. Наиболее привлекательным в e^+e^- аннигиляции выглядит изучение событий типа $1 + n$, в которых одна заряженная частица летит в одну полусферу, а струя из n частиц — в другую. Эта конфигурация соответствует большой доле ($\gtrsim 40\%$) событий $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, тогда как фоновый вклад мал. По распределению множественностей в струе можно оце-

нить M_L даже по измерениям при одной энергии W . Применение такого анализа к эксперименту группы *TASSO* при $W = 30$ ГэВ, в котором не обнаружено аномалий в рождении τ -лептонов, привело к оценке $M_L > 13$ ГэВ.

Интересно также изучить состав струи. Струя от L^\pm может содержать системы частиц типа DK , $D\bar{D}DK$, отсутствующие в струях от кварков и глюонов. Кроме того, в своей системе центра инерции струя от L^\pm сама имеет двухструйную природу.

7. ПОИСКИ НОВЫХ ЧАСТИЦ

Встречные e^+e^- -пучки являются удобным местом для поисков новых частиц, в особенности заряженных. Стандартной задачей сегодня являются поиски новых кварков и лептонов. Кварки ищут как по энергетической зависимости сечения $e^+e^- \rightarrow$ адронов, так и по изменению с энергией формы событий. Вблизи порога новых кварков медленные пары содержащих их частиц давали бы события более изотропные, чем обычно. Проводился и поиск новых узких резонансов. В результате не обнаружено кварков с $e_q = \frac{2}{3}$ и $M_q \lesssim 18$ ГэВ [22]. Примерно в этом же интервале масс исключаются и кварки с $e_q = -\frac{1}{3}$.

Сверхтяжелые лептоны тоже ищут разными способами, в частности, по событиям 1 + струя, как объяснялось выше. По предварительным данным лептонов нет в интервале $M_L \lesssim 17$ ГэВ [22].

Проводились поиски и нестандартных частиц. Например, искали возможные проявления скалярных электронов, которые могли бы быть партнерами обычных электронов в рамках теорий с так называемой суперсимметрией. Таких частиц не обнаружено вплоть до $M \sim 16$ ГэВ [22].

8. ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В e^+e^- -СТОЛКНОВЕНИЯХ

1. Среди процессов во встречных e^+e^- -пучках особое место занимают реакции

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X \quad (1)$$

с образованием C -четных систем X за счет так называемого двухфотонного механизма (см. рис. 2, а) *). Исследование таких процессов дает информацию о рассеянии фотонов (как реальных, так и виртуальных) друг на друге, делая реакции типа (1), по существу, эквивалентными встречным фотонным пучкам.

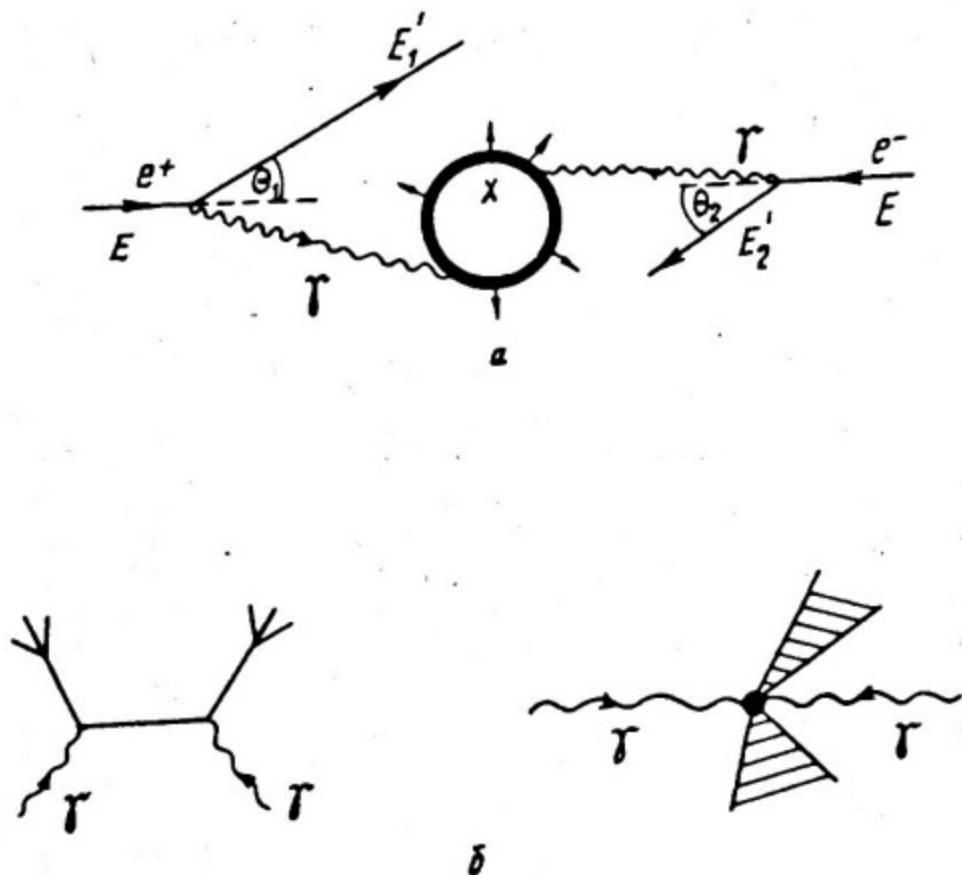


Рис. 2

Процесс образования адронов за счет механизма (1) представляет весьма существенный интерес для теории, в особенности с точки зрения проверки кварково-парточных представлений о структуре и взаимодействии элементарных частиц. Важным обстоятельством здесь является отсутствие адронов в начальном состоянии, что позволяет проводить описание процесса $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны (по крайней мере, на жесткой стадии) без привлечения дополнительных гипотез о парточной структуре

*) Литература по двухфотонным процессам необъятна. Мы здесь ограничимся лишь ссылками на обзоры, дающие представление о теоретических [23 — 25] и экспериментальных [5, 26] результатах.

начальных адронов, как это обычно необходимо делать в случае глубоконеупругих реакций. Достоинством двухфотонных реакций является также возможность варьирования масс и поляризаций виртуальных фотонов.

Подчеркнем, что полное сечение процесса $e^+e^- - e^+e^- +$ адроны, G^h , при высоких энергиях достигает значений десятков $N\delta$ и логарифмически растет с энергией, в то время, как сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны много меньше:

$$\sigma(e^+e^- \text{-адроны}) \approx R \left(\frac{4,7}{E(\text{ГэВ})} \right)^2 N\delta. \quad (2)$$

Двухфотонному и аннигиляционному механизмам образования адронов отвечают резко различные распределения конечных частиц. Это позволяет разделять вклады двух механизмов в наблюдаемые события.

Двухфотонные реакции позволяют исследовать новый процесс образования двух кварковых струй с большими перечными импульсами (рис. 2, б) :



Этот процесс не возникал в рамках прежних представлений о взаимодействии фотонов с адронами (типа векторной доминантности). Он дает важную информацию о структуре взаимодействия фотонов с кварками на малых расстояниях и, в частности, позволяет проверить вид кваркового пропагатора ($1/\vec{p}$). Соответствующее сечение оказывается достаточно большим:

при $E = \frac{\sqrt{s}}{2} \gtrsim 15 \text{ ГэВ} \quad (2E/p_{\perp}^{\min} \gtrsim 10)$

$$e^{q\bar{q}}(p_{\perp} > p_{\perp}^{\min}) \gtrsim \frac{0,5}{(p_{\perp}^{\min}(\text{ГэВ}))^2} N\delta \text{ (сравни с (2)).}$$

Если квадрат переданного импульса по одному из фотонов велик, а другой фотон почти реален, то процесс (1) с образованием адронов соответствует фактически глубоко неупругому рассеянию на фотонной мишени. Измерение его сечений дает информацию о структурных функциях фотона.

2. Для вычислений высокоэнергетического поведения процессов типа (1) удобным оказывается применение известного приближения эквивалентных фотонов (метода Вайцзеккера — Вильямса). При этом сечение процесса (1) выражается через сечение образования системы X при "лобовом" столкновении реальных фотонов и через потоки эквивалентных фотонов, испускаемых начальными электронами.

Для электрона с $E \gg m_e$ поток эквивалентных фотонов записывается в стандартной форме:

$$n(x, Q^2) dx dQ^2 = \frac{\alpha}{\pi} \cdot \frac{1-x}{x} \left[1 + \frac{x^2}{2(1-x)} \right] \frac{dQ^2}{Q^2} dx, \quad (4)$$

где $x = \omega/E$, ω — частота виртуального фотона, $-Q^2 = q^2$ — квадрат его инвариантной массы:

$$Q_{min}^2 \approx \frac{m_e^2 x^2}{1-x}. \quad (5)$$

Верхний предел интегрирования по Q^2 , t^0 определяется свойствами соответствующего фотопроцесса.

Главный по $\ln \frac{s}{m_e^2}$ вклад в сечение процесса (1) в приближении эквивалентных фотонов, примененном по обоим фотонам, может быть записан в виде

$$d\sigma^X = \left(\frac{\alpha}{\pi} \right)^2 \int dx_1 \int dx_2 \int_{Q_{1min}^2}^{t_1^0} dQ_1^2 \int_{Q_{2min}^2}^{t_2^0} dQ_2^2 n(x_1, Q_1^2) \times \\ (x_1 x_2 \gtrsim M_{min}^2/s) \quad x_1 n(x_2, Q_2^2) d\sigma_{\gamma\gamma}^X, \quad (6)$$

где $d\sigma_{\gamma\gamma}^X$ — сечение фотопроцесса $\gamma\gamma \rightarrow X$.

В ряде практически важных случаев (в частности, при образовании пары точечных фермионов) можно считать, что $t_{1,2}^0 \sim M^2$. Тогда интегральное сечение процесса равно

$$\sigma^X = \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 \int_{M_{min}^2}^S \frac{dM^2}{M^2} G_{rr}^X(M^2) f_{rr} \left(\frac{M^2}{S}\right)_X \times \left(\ln^2 \frac{E^2}{m_e^2} - \frac{1}{3} \ln^2 \frac{S}{M^2} \right), \quad (7)$$

где

$$f_{rr}(z) = \left(1 + \frac{z}{2}\right)^2 \ln \frac{1}{z} - \frac{1}{2}(1-z)(3+z). \quad (8)$$

3. Экспериментальное выделение двухфотонных процессов требует, в принципе, регистрации рассеянных e^+ , e^- . Измерение их импульсов позволяет определить параметры системы X в целом. На опыте может оказаться, что углы $\theta_{1,2}$ рассеяния e^+ , e^- (см. рис. 2, а) ограничены снизу так, что $Q_{1,2}^2 \gg \theta_{1,2 min}^2$.

В таком случае сечение имеет вид

$$\frac{d\sigma^X}{dE'_1 dE'_2 d\Omega_1 d\Omega_2} = \left(\frac{\alpha}{8\pi^2}\right)^2 \frac{(E^2 + E_1'^2)(E^2 + E_2'^2)}{E^4(E-E'_1)(E-E'_2)} \times \\ \times \frac{1}{\sin^2 \frac{\theta_1}{2} \cdot \sin^2 \frac{\theta_2}{2}} dG_{rr}^X(Q_1^2, Q_2^2, M^2), \quad (9)$$

$$Q_{1,2}^2 = 4EE'_{1,2} \cdot \sin^2 \frac{\theta_{1,2}}{2}, \quad M^2 = 4(E-E'_1)(E-E'_2).$$

На практике часто реализуется промежуточный случай, когда ограничены снизу углы вылета только одного из электронов.

Для измерения двухфотонных процессов детекторы дополняются системой регистрации рассеянных электронов. Специальными преимуществами по сравнению с известными детекторами в Гамбурге и Стэнфорде обладает магнитный детектор МД-1, созданный для экспериментов на ВЭПП-4 [2]. Его отличительной особенностью является то, что магнитное поле перпендикулярно к плоскости орбиты накопителя. Такой вари-

ант позволяет регистрировать частицы и измерять их импульс для всех углов θ , в том числе и в направлении вперед.

4. Обсудим образование C -четного резонанса R со спином $J_R \neq 1$ и массой M_R ($R = \bar{Z}', f, \bar{\epsilon}, \dots, \bar{\eta}_c, x$ (3.41), x (3.55), $\bar{\chi}_g, \dots$).

Если резонанс узкий, то сечение его образования может быть выражено через ширину двухфотонного распада $\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)$:

$$\sigma^R \approx 2 \left(2 \alpha \ln \frac{E^2}{m_c^2} \right)^2 f_{\gamma\gamma} \left(\frac{M_R^2}{S} \right) \cdot \frac{(2J_R+1)\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)}{M_R^3}. \quad (10)$$

Таким образом, двухфотонное рождение резонансов позволяет непосредственно измерять ширины $\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)$, содержащие важную информацию о кварковых волновых функциях мезонов.

Величины $\Gamma(R \rightarrow \gamma\gamma)$ как для старых, так и для новых частиц, имеют порядок нескольких кэВ. Поэтому в силу (10) при существующих энергиях e^+e^- – столкновений сечения образования мезонов, состоящих из обычных夸arks ($Z, \bar{Z}', A_2, \dots, f'$), оказываются на уровне $0,5 \div 4 \text{ нб}$. Мезонам, состоящим из новых夸arks, из-за фактора M_R^{-3} отвечают существенно меньшие сечения. Это сильно затрудняет возможности исследования C -четных уровней чармония и, видимо, делает практически нереальным изучение уровней системы $b\bar{b}$.

5. Перейдем теперь к двухфотонному рождению адронов при больших энергиях. В рамках модели векторной доминанности $\sigma_{\gamma\gamma}^h(W)$ связано с сечением образования адронов при столкновении векторных мезонов ρ^0, ω, φ . При $W^2 = M^2 \gg \gg 1 \text{ ГэВ}$ можно применять реджевское описание, представив $\sigma_{\gamma\gamma}^h(W)$ в виде

$$\sigma_{\gamma\gamma}^h(W) = (\sigma_{\gamma\gamma}^h)_P \left(1 + \frac{C}{W} \right). \quad (11)$$

Здесь $(\sigma_{\gamma\gamma}^h)_P$ отвечает обмену померанчуковской особенностью и оценивается по факторизации вычетов

$$(\sigma_{\gamma\gamma}^h)_P = \sigma_{\gamma P}^2 / \sigma_{PP} \approx 250 \text{ нб}.$$

Второй член в (11) связан с обменами вторичными траекториями P , A_2 . Использование дополнительных гипотез приводит к оценке $\zeta \sim 1,1$.

Распределение по поперечному импульсу вторичных частиц в $\gamma\gamma$ -столкновении должно иметь тот же характер, что и в соударениях адронов, в частности $\langle p_\perp \rangle \approx 300 - 500$ МэВ.

В старшем логарифмическом приближении имеем

$$\frac{dG^h}{dW} = \frac{16\alpha^2}{\pi^2} \frac{\sigma_{\gamma\gamma}^h(W)}{W} \left\{ \ln^2 \left(\frac{2E m_{\text{хор}}}{m_e W} \right) - \right. \\ \left. - \frac{1}{3} \ln^2 \frac{2E}{W} \right\} \ln \frac{2E}{W}. \quad (12)$$

Таким образом, в асимптотике G^h растет, как $\ln^4 E$. При энергиях $E \geq 15$ ГэВ и $W_{\min} \geq 1,5$ ГэВ (т.е. вне резонансов) сечение σ^h составляет $10 - 20$ нб и логарифмически растет с E .

6. Как уже отмечалось, одним из наиболее фундаментальных процессов, происходящих в e^+e^- -столкновениях, является реакция (3). На опыте она проявляется, как образование двух адронных струй с большими поперечными импульсами p_\perp по отношению к направлению сталкивающихся частиц. Подчеркнем, что в отличие от полного сечения процесса $\gamma\gamma$ -адроны, где переданные импульсы, в основном, малы, в данном случае существенно точечное взаимодействие фотона с кварками на малых расстояниях.

В КХД ожидается масштабно-инвариантное поведение для сечения процесса (3)

$$d\sigma_{\gamma\gamma}^{q\bar{q}} = R_{\gamma\gamma} d\sigma_{\gamma\gamma}^{M^+\bar{M}^-} \left(1 + O(\alpha_s(p_\perp^2), \frac{m^2}{p_\perp^2}) \right), \quad (13)$$

где

$$R_{\gamma\gamma} = 3 \sum_q e_q^4 = \frac{34}{27} \quad (\text{для } u, d, s, c \text{ кварков}). \quad (14)$$

Множитель 3 связан с цветом, суммирование идет по всем сортам кварков с $m_q^2 \ll P_\perp^2$.

Если регистрируется лишь одна из струй с большим P_\perp ($P_{\perp min} \leq P_\perp \ll E$), то соответствующее сечение равно [24]

$$\frac{dG^{q\bar{q}}}{dP_\perp^2} = \frac{g}{3} \frac{\alpha'^4}{\pi} \rho_n^2 \left(\frac{E^2}{m_e^2} \right) \frac{R_{q\bar{q}}}{P_\perp^4} \left[\rho_n \frac{s}{P_\perp^2} - \frac{11}{3} + \right. \\ \left. + O\left(\frac{P_\perp^2}{s} \rho_n^2 \frac{s}{P_\perp^2}\right) \right]. \quad (15)$$

При $P_{\perp min} \approx 3$ ГэВ сечение образования струй с $P_\perp > P_{\perp min}$ оказывается довольно большим, и уже при $\sqrt{s} \approx 30$ ГэВ величина $R_{q\bar{q}} = G^{q\bar{q}}(P_\perp > P_{\perp min}) / \sigma_{e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-} \approx 0.5$.

7. Обсудим теперь кинематическую область, когда один из фотонов имеет большую энергию и Q^2 , а другой — почти реален. Этот случай соответствует глубоконеупругому рассеянию на фотонной мишени, и его можно обсуждать в терминах соответствующих структурных функций.

Если ограничиться кварково-партонной моделью, являющейся борновским приближением КХД, то распределение $\Pi_g^q(x)$ кварков типа q в фотоне по аналогии с электродинамикой определяется формулой

$$(\Pi_g^q(x))^{\beta} = \frac{3\alpha}{2\pi} e_q^2 \rho_n \frac{Q^2}{m_{\text{хар}}^2} \left[x^2 + (1-x)^2 \right], \quad (16)$$

где $x = Q^2 / (Q^2 + M^2)$.

Таким образом, в данном случае скейлинг логарифмически нарушается уже в кварково-партонной модели. Причиной этого является точечность перехода фотона в $q\bar{q}$ пару. Качественно такая ситуация сохраняется при учете испускания глюонов и образования кварковых пар во всех порядках по α_s . В главном логарифмическом приближении КХД

$$\Pi_g^q(x) = \beta \frac{\alpha/2\pi}{\alpha_s(Q^2)} e_q^2 f(x), \quad (17)$$

$(\alpha_s(Q^2) \sim 1/\rho_n Q^2)$, где $f(x)$ — вычисляемая функция x .

Из-за эффектов излучения глюонов функция $D_{\gamma^*}^g(x)$ при $x \rightarrow 1$ падает с ростом $x (f(x)|_{x \rightarrow 1} \sim \ln^{-1} \frac{1}{1-x})$. Однако это падение существенно более слабое, чем степенная зависимость от $(1 - x)$ для распределения夸арков в адронах.

8. С 1979 г. появился ряд новых экспериментальных данных с установок *SPEAR* и *PETRA* по образованию адронов двухфотонным механизмом.

На *SPEAR* измерена ширина двухфотонного распада γ' -мезона: $\Gamma(\gamma' \rightarrow \gamma\gamma) = (5,8 \pm 1,1 \pm 1,2)$ кэВ. Используя известное значение для относительной вероятности распада $B(\gamma' \rightarrow \gamma\gamma)$, была найдена полная ширина $\Gamma_{\gamma'} = 293 \pm 67$ кэВ, что находится в согласии с независимыми прямыми измерениями. На этой же установке получены ограничения на двухфотонные ширины распадов тензорных мезонов f (1270), A_2 (1310) и f' (1515). В частности, из анализа реакции $e^+e^- \rightarrow e^+e^- A_2^0$, $A_2^0 \rightarrow \rho^\pm \pi^\mp$ следует ограничение $\Gamma(A_2 \rightarrow \gamma\gamma) < 2,5$ кэВ, а поиски процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^- f' f' \rightarrow K^+K^-$ дают

$$\Gamma(f' \rightarrow \gamma\gamma) B(f' \rightarrow K^+K^-) < 0,6 \text{ кэВ.}$$

На установке *PETRA* изучалось образование f (1270) мезона с распадом по каналу $\pi^+ \pi^-$. Две группы приводят значения:

$$\Gamma(f \rightarrow \gamma\gamma) = (2,3 \pm 0,5 \pm 0,35) \text{ кэВ} - (\text{PLUTO});$$

$$\Gamma(f \rightarrow \gamma\gamma) = (4,1 \pm 0,4 \pm 0,6) \text{ кэВ} - (\text{TASSO}).$$

Полное сечение процесса $\gamma\gamma \rightarrow$ адроны измерялось на установке *PETRA* группами *PLUTO* и *TASSO*. В основном, отбирались события с регистрацией одного из рассеянных электронов на малый угол ($\langle Q^2 \rangle \approx 0,25 \text{ ГэВ}^2$), другой электрон остается в пучке начальных частиц, и испускаемый им фотон можно считать практически реальным. Экстраполяция к значению $Q^2 = 0$ производилась с помощью формул модели векторной доминантности

$$\sigma_{\gamma\gamma}^h(W, Q^2) = \sigma_{\gamma\gamma}^h(W) \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^2}. \quad (18)$$

Измерения проведены при значениях наблюдаемой полной энергии W_{vis} ($W_{vis} < W$) до ~ 10 ГэВ. С учетом эксперимен-

тальных и теоретических неопределенностей данные при $W_{vis} > 3,5$ ГэВ согласуются с теоретическими ожиданиями (11), (18). При меньших значениях $W_{vis} < 3,5$ ГэВ данные, видимо, указывают на необходимость учета членов типа $\sim W^{-2}$.

Множественность заряженных адронов в $\gamma\gamma$ -столкновении растет с энергией W по логарифмическому закону, близкому к поведению $\langle n_{ch} \rangle$ и e^+e^- -аннигиляции в том же интервале энергий.

Четыре группы на установке *PETRA* экспериментально обнаружили образование струй с большими P_\perp , связанное с процессом (3). Этот процесс приводит к существенному выполнению инклузивного распределения заряженных адронов по поперечному импульсу при $P_\perp^2 \geq 1$ ГэВ². Использовалась и процедура непосредственного выделения двух неколлинеарных струй, аналогичная применявшейся для исследования процесса $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$. При $P_\perp > 2,6$ ГэВ распределение струй согласуется с зависимостью $\sim P_\perp^{-1}$, следующей из формулы (15). При меньших значениях P_\perp падение более крутое. Струи проявляют те же свойства, что и в случае $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, в частности, средний поперечный импульс адронов относительно оси струи $\langle P_\perp^2 \rangle \approx 300$ МэВ.

Группа *PLUTO* получила первые данные по глубоко-неупругому рассеянию на фотоне при $\langle Q_2^2 \rangle = 5$ ГэВ, $x < 0,95$. Поведение структурной функции оказалось близким к ожидаемому в кварково-партонной модели. Особенно отличным от предсказаний модели векторной доминантности является рост $D_f^g(x)$ при больших x . Здесь особенно интересным было бы обнаружение последующего падения $D_f^g(x)$ при $x \rightarrow 1$, ожидаемого в КХД. Имеющиеся данные дают некоторые указания на наличие эффектов нарушения скейлинга.

9. ВСТРЕЧНЫЕ e^+e^- -ПУЧКИ ПРИ ОЧЕНЬ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

Опыты во встречных e^+e^- -пучках в области энергий *LEP* дадут много новой ценной информации и несомненно будут существенно способствовать дальнейшему прогрессу в понимании взаимодействия элементарных частиц. Они, вероятно, преподнесут еще немало сюрпризов. Стандартные надежды, которые возлагаются на опыт при таких энергиях: дальнейшая проверка слабых нейтральных токов и образование Z^0 - и W^\pm -бозонов (напр. [27, 28]).

Экспериментальное изучение процессов $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ при энергиях $\sqrt{s} > 30$ ГэВ позволяет определить структуру слабых $(\bar{e}e) \cdot (\bar{\mu}\mu)$ и $(\bar{e}e) \cdot (\bar{e}e)$ -взаимодействий. В случае процесса $e^+e^- \rightarrow$ адроны информация о слабых адронных нейтральных токах может быть получена из измерений энергетического хода полного сечения, распределений адронных струй по полярному и азимутальному углам. Наиболее удобной величиной для нахождения вклада слабого взаимодействия является зарядовая асимметрия вылета мюонов относительно начальных пучков, которая в широком интервале энергий практически не зависит от значения $\sin^2 \theta_W$ (θ_W – известный угол Вайнберга, $\sin^2 \theta_W = 0,232 \pm 0,009$).

На установке *PETRA* при $\sqrt{s} = 12 - 36$ ГэВ выполнены опыты по исследованию вкладов слабых взаимодействий в процессы $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $\mu^+\mu^-$, $\tau^+\tau^-$. Полученные данные согласуются с моделью Вайнберга – Салама при $\sin^2 \theta_W = 0,24 \pm 0,11/5J$.

Одним из наиболее эффектных процессов, на который рассчитывают при энергиях встречных пучков $\sqrt{s} \sim 100$ ГэВ, является образование нейтрального промежуточного бозона Z^0 , наблюдаемого как резонанс в прямом канале.

Вблизи Z^0 сечение образования пары фермионов $f\bar{f}$ ($f = \nu_\rho, \ell^\pm, q$) имеет вид:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow f\bar{f}) = \frac{G_F^2}{96\pi} \frac{M_Z^4 C_f \gamma}{(s - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2}, \quad (19)$$

где

$$C_f = [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2] [(g_V^f)^2 + (g_A^f)^2]. \quad (20)$$

Значения $(g_{V,A}^f)$ в модели Вайнберга – Салама приведены в табл. 2., множитель γ характеризует радиационные эффекты [24, 27]; в пике Z^0

$$\gamma(M_Z) = \exp \left\{ -\frac{4x}{\pi} \left[\ln \frac{M_Z}{m_e} - \frac{1}{2} \right] \ln \frac{M_Z}{\Gamma_Z} \right\}. \quad (21)$$

Полная ширина Z^0 равна:

$$\Gamma_Z = \left(\frac{C M_Z^2}{\sqrt{2}} \right) \cdot \frac{M_Z}{24\pi} \sum_{f=\nu_e, e, q} \left[(g_A^f)^2 + (g_V^f)^2 \right], \quad (22)$$

где суммирование по $g(m_f \ll \frac{M_Z}{2})$ должно проводиться с учетом трех цветов夸克ов. В модели Вайнберга — Салама $\Gamma_Z \approx 0,8 \cdot N$ ГэВ, где N — число поколений夸克ов и лептонов. Сечение $e^+e^- \rightarrow Z^0$ в резонансном максимуме

$$\sigma^{res}(e^+e^- \rightarrow Z^0) = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{e^+e^-}^Z}{\Gamma_Z} \quad (23)$$

($\Gamma_{e^+e^-}^Z \approx 75$ МэВ) достигает громадной величины $5 \cdot 10^{-32} \text{ см}^2$
 $R(e^+e^- \rightarrow Z^0) \approx 4 \cdot 10^3$.

Сам факт рождения Z^0 должен выглядеть чрезвычайно ярко: при светимости $L = 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ должно наблюдаться несколько событий в секунду с превышением $\sim 10^3$ раз над фоном. Таким образом, накопитель превратится в настоящую фабрику Z^0 . Большой интерес представляет сравнение наблюдаемой и полной ширин Z^0 , что позволяет получить информацию о распадах $Z^0 \rightarrow \nu_\ell \bar{\nu}_\ell$ и, в частности, о числе типов нейтрино N_ν (и, тем самым, о числе поколений лептонов). Перспективным с этой точки зрения выглядит изучение спектра γ -квантов, излучаемых начальными электронами при аннигиляции в Z^0 (радиационной хвост Z^0), сечение которого довольно велико.

Таблица 2

Значения параметров g_A^f, g_V^f $f = \nu_e, e, q$
 в модели Вайнберга — Салама

f	g_A^f	g_V^f
ν_e, ν_μ, ν_τ	1	1
e^-, μ^-, τ^-	-1	$4 \sin^2 \theta_W - 1$
u, c, t -кварки	1	$1 - \frac{\theta}{3} \sin^2 \theta_W$
d, s, b -кварки	-1	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$

Литература

1. G.Wolf, preprint DESY 80/13, February (1980)
2. А.П.Онучин, В.А.Хозе; Лекция на XIII зимней школе МИЯФ. Препринт МИЯФ 5408, (1978).
3. M.Perl preprint SLAC - PUB - 2615 (1980).
4. Н.И.Азимов, Д.Л.Докшицер, В.А.Хозе УФН I32, 443 (1980).

5. B.H.Wiik, talk at the XX - th Int.Conf.on High Energy Physics, Madison, (1980).
6. M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov Nucl.Phys. 147 B, 387, 448, 519, (1979); S.I.Eidelman, L.M.Kurdadze, A.I.Vainshtein Phys.Lett. 82 B, 278 (1979).
7. Н.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе в кн. "Элементарные частицы, 5-я школа физики ИТЭФ", М., Атомиздат, 1977, вып. I, стр.5.
8. Ch.Berger et al, preprint DESY 80/19, July 1980.
9. G.Feldman, M.Perl Phys.Rep. 33C, 285 (1977).
10. А.А.Болент и др. препринт ИЯФ СОАН 80-156 (1980)
11. T.Himel et al, Phys.Rev.Lett. 45, 1146(1980), R.Partridge et al, ibid., 1150
12. E.Eichten et al, Phys.Rev. D17, 3090 (1978); А.И. Вайнштейн и др. УФН 123, 217 (1977).
13. D.Andrews et al, Phys.Rev.Letters 45, 219 (1980)
G.Finocchiaro et al, ibid, 222.
14. K.Koller, H.Krasemann, Phys.Lett. 88B, 119 (1979).
15. Н.И.Азимов, Д.Л.Докшицер, В.А.Хозе УФН (в печати)
16. G.Trilling, talk at the XX-th Int.Conf. on High Energy Physics, Magison (1980).
17. М.Перл, УФН 129, 671 (1979).
18. Н.И.Азимов, Л.Л.Франкфурт, В.А.Хозе УФН I24, 459 (1976).

19. Я.И.Азимов, В.А.Хозе УФН 132, 379 (1980).
20. С.С.Горштейн, М.Д.Хлопов Письма в ЖЭТФ 23, 374 (1976).
21. Я.И.Азимов, В.А.Хозе Письма в ЖЭТФ 32, 677 (1980).
22. D.Cords Preprint DESY 80/92 October 1980.
23. В.Н.Байер Препринт ИЯФ 52-72 (1972).
H.Terazawa Rev.Mod.Phys., 45, 615 (1973)
V.M.Budnev, I.F.Ginzburg, G.V.Meledin, V.G.Serbo, Phys.Rep. 15C, 183
(1975);
24. В.Н.Байер, В.С.Садин, З.А.Кураев, В.А.Хозе Физика элементарных
частиц,материалы ХУ Римской школы ЛИЧР, с.84 Л., (1980).
25. S.J.Brodsky Proceedings of the 1979 Int.Conference on two-photon
interactions, Lake Tahoe, p.78, F.J.Gilman, ibid, p.215, W.R.Frazer,
ibid p.105.
26. W.Wagner preprint DESY 80/102 October 1980.
27. Е.Л.Потье, В.А.Хозе Препринт ЛИЧР - 274, (1976),
ЭИАЯ 5, ИФ (1976).
28. И.В.Комилович, Материалы рабочих совещаний по программе экспери-
ментов на встречных $e^+ e^-$ - пучках, Новосибирск 1979, 1980.