

## ЧТО МОЖНО ОЖИДАТЬ ОТ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ВСТРЕЧНЫХ $e^+e^-$ -ПУЧКАХ С ЭНЕРГИЕЙ $\sim 100$ Гэв

*Б. Л. Иоффе*

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

*В. А. Хозе*

Институт ядерной физики им. Б. П. Константинова, Ленинград

Обсуждаются проблемы, представляющиеся наиболее интересными для экспериментального исследования на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками при полной энергии  $E_{с.ц.н} \sim 100$  Гэв. Отмечена перспективность поисков в этих экспериментах нейтральных и заряженных промежуточных бозонов, новых тяжелых лептонов и других новых частиц, а также изучения слабых нейтральных лептонных и адронных токов и структуры глубоконеупругих лептон-адронных взаимодействий.

Some problems are discussed which seem to be most interesting for experiments on accelerators with colliding  $e^+e^-$  beams at the total energy  $\sqrt{s} \sim 100$  GeV. It is pointed out that the search for neutral and charged intermediate bosons, for new heavy leptons and other new particles as well as the studying of the weak neutral leptonic and hadronic currents and of the structure of the deep inelastic lepton-hadron interactions in these experiments are very promising.

### ВВЕДЕНИЕ

В последние несколько лет одно из важнейших мест в физике высоких энергий прочно заняли исследования процессов рождения частиц во встречных  $e^+e^-$ -пучках. В этих реакциях на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками СЕА (Кембридж, США) и SPEAR (Станфорд, США) вначале обнаружился ряд совершенно неожиданных черт в поведении сечений  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны [1, 2], а затем на SPEAR (одновременно с опытом на ускорителе BNL) был найден новый тяжелый нейтральный квазистабильный мезон  $J/\psi$  (3100) (см., например, [3—5]).

За этими открытиями на встречных  $e^+e^-$ -пучках вскоре последовали другие: открытие второго тяжелого квазистабильного мезона  $\psi'$  (3700) и измерение характеристик распадов обоих этих мезонов [5—8]; исследование поведения сечения аннигиляции  $e^+e^-$

вне узких резонансов и обнаружение ряда необычных свойств этого сечения, свидетельствующих как об интенсивных процессах рождения новых частиц в области энергий около  $4 \text{ Гэв}$  в с. ц. и., так и о тенденции адронов рождаться при высоких энергиях в виде двух струй. Далее, на ускорителях DORIS (Гамбург, ФРГ) и SPEAR было доказано существование ряда других  $C$ -четных тяжелых мезонов, являющихся продуктами распада  $\psi$  и  $\psi'$  [9, 10]; в SPEAR было зафиксировано рождение аномальных  $\mu e$ -пар [11] и аномальных одиночных мюонов [12] (возможно, указывающее на образование пар тяжелых лептонов). Наконец, в опытах по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны было обнаружено рождение пар очарованных мезонов, распадающихся на системы  $K\pi$  и, возможно, полулептонным образом [13—15]. Все эти факты, несомненно, свидетельствуют о том, что начинается новый этап в развитии физики высоких энергий.

Следует подчеркнуть, что открытие и изучение свойств новых мезонов были осуществлены главным образом в опытах с  $e^+e^-$ -встречными пучками и в рекордно короткий срок — полтора года, что, бесспорно, свидетельствует о больших возможностях этого метода исследования физики элементарных частиц.

Можно ожидать, что в ближайшие годы вступят в строй новые установки со встречными  $e^+e^-$ -пучками PEP и PETRA, которые позволят исследовать область энергий до  $35 \text{ Гэв}$  в с. ц. и. Экспериментальные результаты, которые будут получены на этих установках, несомненно, будут способствовать лучшему пониманию физики высоких энергий и, вероятно, преподнесут немало сюрпризов. Тем не менее для решения ряда важнейших проблем физики элементарных частиц необходимы опыты при существенно больших энергиях.

С большой уверенностью можно ожидать кардинально новых физических явлений в двух областях энергий: с  $E_{\text{с. ц. и.}} \sim 100 \text{ Гэв}$  (1), которую можно было бы назвать областью масс промежуточных бозонов слабых взаимодействий, и с  $E_{\text{с. ц. и.}} \sim 1000 \text{ Гэв}$  (2) — области унитарного предела слабых взаимодействий. В настоящее время благодаря успешному развитию единых калибровочных теорий слабых и электромагнитных взаимодействий большинство теоретиков полагает, что должны существовать промежуточные бозоны с массами в интервале  $50—150 \text{ Гэв}$ , и имея возможность наблюдать их рождение, мы вступим в область новой физики. Если это так, то весьма возможно, что наиболее интересные физические явления в физике высоких энергий будут связаны с областью энергий порядка  $100 \text{ Гэв}$  в с. ц. и. (1), а область унитарного предела (2) не принесет нам ничего существенно нового. Однако такое заключение не обязательно. Во-первых, предпочтение, отдаваемое калибровочным теориям с промежуточными бозонами с  $M_W \sim 100 \text{ Гэв}$ ,

основано не на экспериментальных фактах, а на их теоретических преимуществах: последовательности, замкнутости, непротиворечивости. (Существование слабых нейтральных токов с  $\Delta S = 0$  не является решающим аргументом в пользу калибровочных теорий слабого взаимодействия, поскольку такие токи возникают практически во всех теориях, в том числе и в четырехфермионных [16]. Также и отсутствие нейтральных токов с  $\Delta S = 1$  и малое значение разности масс  $K_L$ - и  $K_S$ -мезонов не могут служить доводами в пользу существования калибровочных бозонов с  $M_W \sim \sim 100 \text{ Гэв}$ , так как механизм введения очарованных частиц [17] устраняет эти трудности и в четырехфермионных теориях). Во-вторых, в ряде вариантов калибровочных теорий можно ожидать (как это, например, предполагается в случае динамического нарушения симметрии [18]) появления двух характерных массовых параметров  $M_{W_1} \sim (G_F/\alpha)^{-1/2} \sim 100 \text{ Гэв}$  и  $M_{W_2} \sim G_F^{-1/2} \sim 10^3 \text{ Гэв}$ , определяющих массы промежуточных бозонов (и, возможно, кварков) двух различных типов, так что в этом случае новые физические явления возникнут в обеих областях энергий. Поэтому сейчас у нас нет оснований заранее исключить возможность появления новой физики в области 2.

Для экспериментов в дух указанных выше областей энергий требуются ускорители разного типа. Область 1 может быть исследована на ускорителях протонов с неподвижной мишенью и  $E_{\text{лаб}} \approx 5 \div 10 \text{ Гэв}$ , со встречными  $e^+e^-$ -пучками с  $E_{\text{с.ц.и}} \approx \approx 2 (50 \div 100) \text{ Гэв}$ , со встречными  $pp$ - или  $\bar{p}\bar{p}$ -пучками с  $E_{\text{с.ц.и}} \approx \approx 200 \div 500 \text{ Гэв}$  и со встречными  $e\bar{p}$ -пучками с  $E_{\text{с.ц.и}} \approx \approx 200 \div 500 \text{ Гэв}$ . Что касается области 2, то она, по-видимому, может быть исследована лишь в экспериментах на ускорителях со встречными  $pp$ - или  $\bar{p}\bar{p}$ -пучками с  $E_{\text{с.ц.и}} \approx 2 \div 5 \text{ Гэв}$ .

Дальнейшее обсуждение относится к физическим процессам в области 1, так как эта область ближе к существующим энергиям и теоретические ожидания для нее представляются более определенными. Основное внимание уделено возможностям встречных  $e^+e^-$ -пучков в этой области энергий, отвечающей следующему после РЕР и РЕТРА поколению ускорителей.

В настоящее время существует ряд проектов ускорителей со встречными  $e^+e^-$ -пучками с энергиями, относящимися к области 1 (см., например, [19, 20]).

Обсуждение возможных физических экспериментов на встречных  $e^+e^-$ -пучках при энергиях 2 (50  $\div$  100) Гэв проводилось ранее [21]. При этом отмечались те физические преимущества, которые могут иметь место при исследовании области 1 в  $e^+e^-$ -столкновениях.

Частично повторив сделанные в [21] утверждения, мы выделим здесь те вопросы, которые стали наиболее актуальными

за последние годы в связи с появлением новых экспериментальных и теоретических результатов (см., например, [5, 22—24]). Ниже будут рассмотрены следующие проблемы: рождение новых частиц, исследование слабых нейтральных токов и рождение адронов в  $e^+e^-$ -столкновениях. Мы не обсуждаем проблем проверки квантовой электродинамики на встречных  $e^+e^-$ -пучках, поскольку они подробно рассматривались в [21, 23] (см. также [2, 14]). Заметим только, что в настоящее время установлены ограничения на пределы применимости квантовой электродинамики:  $\Lambda > > 30 \div 40 \text{ Гэв}$ , и от экспериментов при  $\sqrt{s} \sim 50 \div 100 \text{ Гэв}$  можно ожидать продвижения на порядок в этой величине. Мы не будем также обсуждать ряд весьма интересных проблем, связанных с двухфотонным механизмом рождения частиц в  $e^+e^-$ -столкновениях, так как эта проблема подробно рассмотрена в обзорах [21, 25].

### 1. РОЖДЕНИЕ НОВЫХ ЧАСТИЦ

Вряд ли в настоящее время найдется скептик, который бы утверждал, что открытие новых частиц в  $e^+e^-$ -аннигиляции прекратится при дальнейшем повышении энергии. Все состояния, которые вносят вклад в электромагнитный ток или в слабый нейтральный ток, взаимодействующий с  $e^+e^-$ , должны рождаться в этом процессе. Еще одним доказательством этого является открытие очарованных мезонов в  $e^+e^-$ -аннигиляции [13—15]. Более того, как показывают примеры обнаруженных недавно промежуточных состояний  $\chi$ ,  $P_c$  [9, 10], найденных в реакциях  $e^+e^- \rightarrow \psi' \rightarrow \gamma\chi$ ,  $e^+e^-$ -аннигиляция оказалась хорошим инструментом также для поисков частиц, рождающихся при  $e^+e^-$ -столкновении лишь с весьма малыми сечениями, но возникающих каскадно при распадах частиц с большими массами.

Наиболее эффективным процессом, на который можно рассчитывать при энергиях встречных  $e^+e^-$ -пучков  $E_{с.ц.и} = 2$  ( $50 \div 100$ )  $\text{Гэв}$ , является процесс рождения нейтрального промежуточного бозона  $Z^0$ , наблюдаемого как резонанс в прямом канале  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ . Сечение этого процесса в резонансе (с учетом радиационных поправок)

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0)_{\text{рез}} = \frac{12\pi}{M_Z^2} \frac{\Gamma_{ee}}{\Gamma_{\text{tot}}} \exp \left\{ -\frac{4\alpha}{\pi} \left[ \ln \frac{M_Z}{m_e} - \frac{1}{2} \right] \right\} \ln \frac{M_Z}{\Gamma_{\text{tot}}}, \quad (1)$$

где  $M_Z$ ,  $\Gamma_{\text{tot}}$ ,  $\Gamma_{ee}$  — масса, полная и электронная ширины распада  $Z^0$ -бозона;  $m_e$  — масса электрона. (Сечение не зависит от степени поперечной поляризации начальных частиц, см. приложение.)

При  $M_Z \approx 100 \text{ Гэв}$  и  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\text{tot}} \approx 1/10$ .

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow Z^0)_{\text{рез}} \approx 10^{-31} \text{ см}^2. \quad (2)$$

В дальнейшем помимо грубых оценок будут иногда приводиться более точные значения, соответствующие модели Вайнберга — Салама [26, 27] (см. также [28, 29]). Напомним, что в схеме Вайнберга — Салама

$$\left. \begin{aligned} G_F/\sqrt{2} &= \pi g^2/2M_W^2; \quad e = g \sin \theta_W; \quad e^2 = \alpha = 1/137; \\ M_Z &= M_W/\cos \theta_W, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

а аксиальная и векторная константы нейтрального электронного тока  $\bar{\psi}_e \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) \psi_e$  имеют вид

$$\left. \begin{aligned} g_A &= -g/4 \cos \theta_W; \quad g_V = g \cos \theta_W (3 \operatorname{tg}^2 \theta_W - 1)/4; \\ \Gamma_{ee} &= (g_A^2 + g_V^2) M_Z/3. \end{aligned} \right\} \quad (3')$$

Экспериментальные данные по  $\nu N$ - и  $\nu e$ -рассеянию согласуются с моделью Вайнберга — Салама при  $\sin^2 \theta_W \approx 0,3 \div 0,4$  (см., например, [29]). В дальнейшем все численные оценки в этой модели будут производиться при значении  $\sin^2 \theta_W = 1/3$ . Тогда  $M_Z = 80 \text{ Гэв}$ ,  $M_W = 65 \text{ Гэв}$ , а ширина распада  $Z^0$ -бозона на  $e^+e^-$   $\Gamma_{ee} = 60 \text{ Мэв}$ . Значение полной ширины распада  $Z^0$ -бозона  $\Gamma_{\text{tot}}$  сильно зависит от числа кварков и лептонов. В модели Вайнберга — Салама с 4 цветными кварками  $u$ ,  $d$ ,  $s$ ,  $c$

$$\Gamma_{\text{tot}} = \frac{1}{3} M_Z \sum_i [g_{Ai}^2 + g_{Vi}^2],$$

где суммирование ведется по всем типам кварков и лептонов, причем

$$\begin{aligned} g_u^V &= g_c^V = g \cos \theta_W (1 - 5 \operatorname{tg}^2 \theta_W/3)/4; \\ g_u^A &= g_c^A = g_{\nu}^{A,V} = g/4 \cos \theta_W; \\ g_d^V &= g_s^V = -g \cos \theta_W (1 - \operatorname{tg}^2 \theta_W/3)/4; \\ g_d^A &= g_s^A = -g/4 \cos \theta_W. \end{aligned}$$

Тогда  $\Gamma_{ee}/\Gamma_{\text{tot}} = 0,055$ ,  $\Gamma_{\text{tot}} = 1,1 \text{ Гэв}$ . Поскольку во всяком случае  $\Gamma_{\text{tot}}$  не может быть меньше нескольких сот мегаэлектронвольт, условие наблюдения рождения  $Z^0$  в резонансном пике не налагает серьезных ограничений на разрешение по энергии  $e^+e^-$ -пучков. Сам факт рождения  $Z^0$ -бозона в резонансном  $e^+e^-$ -взаимодействии должен выглядеть чрезвычайно ярко: при светимости  $L \sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$  должно наблюдаться 10 событий/сек в полном телесном угле (эта величина того же порядка, что и число  $\psi$ -мезонов, наблюдаемых в настоящее время в опытах SPEAR) с превышением  $\sim 10^3$  раз над фоном. Такой ускоритель будет настоящей фабрикой  $Z^0$ -бозонов. Регистрировать  $Z^0$ -бозоны можно

будет по их распадам как на адроны, так и на лептоны. При этом в спектре состояний, рождающихся при распаде  $Z^0$ -бозона, должны будут наблюдаться *все* адронные и лептонные состояния, дающие вклад в слабый нейтральный ток, причем для каждого из этих состояний можно будет получить полное количественное описание их взаимодействия с  $Z^0$ -бозоном.

Аналогичное утверждение относится к любым другим сейчас неизвестным нам частицам, например хиггсовским мезонам, обладающим линейным по  $Z^0$  взаимодействием. В связи с этим весьма интересными представляются поиски распада  $Z^0 \rightarrow \phi^0 \mu^+ \mu^-$  ( $\phi^0$  — хиггсовский мезон), отвечающего диаграмме рис. 1. Состояния такого типа могли бы быть обнаружены при изучении спектров недостающих масс к системе  $\mu^+ \mu^-$ . Наблюдение распада  $Z^0 \rightarrow \phi^0 \mu^+ \mu^-$  затруднено вследствие малой вероятности его  $\sim 10^{-3}$ .

Благодаря большому сечению рождения  $Z^0$  вполне реальным будет наблюдение также частиц (если они существуют), не являющихся непосредственно продуктами распадов  $Z^0$ , но возникающих в результате каскадных распадов адронов или лептонов.

Следует подчеркнуть, что столь детальное изучение спектров адронов, лептонов и других возможных частиц и их взаимодействий с  $Z^0$  осуществимо только в опытах со встречными  $e^+e^-$ -пучками, поскольку сечение рождения  $Z^0$  в  $pp$ - и  $ep$ -столкновениях должно быть меньше по крайней мере на 2—3 порядка [30] и фоновые условия для наблюдения таких процессов в  $pp$ -,  $pp$ - и  $ep$ -столкновениях намного хуже\*. В  $e^+e^-$ -аннигиляции, по-видимому, можно будет однозначно решить вопрос о числе  $Z^0$ -мезонов и их спектре масс, а также о переходах между ними, если они существуют.

Очевидно, возможно и непосредственное (не через распад  $Z^0$ ) рождение любых заряженных или взаимодействующих со слабым нейтральным током частиц — адронов и неадронов. Например, в рамках кварковой модели могут существовать новые адронные состояния, содержащие новые тяжелые кварки. Эти состояния аналогично  $\psi$  и  $\psi'$  могли бы проявиться в виде тяжелых узких резонансов. [В настоящее время обсуждаются модели с 1—3 новыми кварками, т. е. с 1—3 новыми квантовыми числами (см., например, [33, 34]).] Могут также существовать тяжелые резонансы, состоящие из новых и обычных кварков.

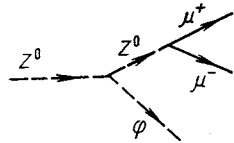


Рис. 1.

\* Не исключено, что в  $pp$ -столкновениях, где отсутствует подавление сечения, связанное с малой примесью антикварков в нуклоне, сечение рождения  $Z^0$  достигает  $10^{-33}$  см, но, по-видимому, на ускорителе со встречными  $pp$ -пучками нельзя добиться столь высокой светимости, как на встречных  $e^+e^-$ -пучках.

Среди процессов рождения неадронов одним из наиболее интересных является рождение пар заряженных промежуточных бозонов  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$ . При  $M_W = 65 \text{ Гэв}$  и  $\sqrt{s} = 150 \text{ Гэв}$  сечение этого процесса  $\sigma_W \sim 10^{-35} \text{ см}^2$ . Наблюдение процесса  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  возможно по распадам  $W \rightarrow \mu\nu$ ,  $W \rightarrow e\nu$ , дающим неколлинеарные заряженные лептоны с большими импульсами. Хорошим способом наблюдения рождения пар  $W^+W^-$  является регистрация таких событий, в которых один из  $W$ -бозонов распадается на адроны

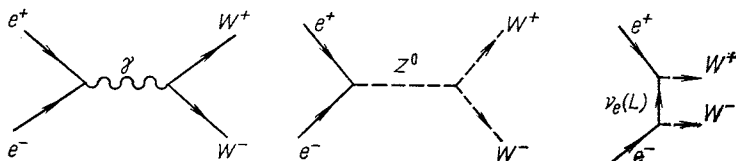


Рис. 2

(давая мощную адронную струю), а другой — на лептоны. Изучение адронных и лептонных типов распадов  $W$ -бозонов позволило бы определить свойства заряженных токов слабых взаимодействий.

Процесс  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  в различных вариантах единых калибровочных теорий слабого и электромагнитного взаимодействий может быть описан диаграммами рис. 2 (на рис. 2  $L^0$  — нейтральный тяжелый лептон, обладающий взаимодействием  $(\bar{e}L^0)W$ , если таковой существует). Конкретные выражения для сечений этого процесса в моделях Вайнберга и Джорджи — Глэшоу приведены, например, в [31, 32]. В модели Вайнберга выражение для сечения вблизи порога рождения пары  $W^+W^-$  имеет вид

$$\begin{aligned} \sigma_{W^+W^-} &\approx (\alpha G/2\sqrt{2}) (1/\sin^2\theta_W) \sqrt{1-4M_W^2/s} \approx \\ &\approx 3 \cdot 10^{-35} \sqrt{1-4M_W^2/s} \text{ см}^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Сечение рождения пар  $W^+W^-$  в  $e^+e^-$ -аннигиляции, его угловая зависимость и энергетический ход в данной теоретической схеме вычисляются однозначно без дополнительных предположений. Поэтому экспериментальное исследование этого процесса даст уникальную возможность четкого выбора между различными вариантами теорий слабого и электромагнитного взаимодействий.

В  $e^+e^-$ -аннигиляции должны рождаться пары заряженных  $L^+L^-$ - и нейтральных  $\bar{L}^0L^0$ -тяжелых лептонов (если такие существуют). Амплитуды этих процессов описываются диаграммами рис. 3 и 4, а сечения  $\sigma \sim 10^{-35} \text{ см}^2$  при  $E_{\text{с.п.и}} \sim 100 \text{ Гэв}$ . (Если массы тяжелых лептонов порядка нескольких гигаэлектронвольт, то, конечно, они будут обнаружены раньше на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками меньших энергий.)

В качестве примера обсудим подробнее одиночное рождение в  $e^+e^-$ -столкновениях тяжелых нейтральных лептонов. Такие лептоны  $L^0$  возникают, например, в теориях слабых взаимодействий с вектороподобными токами [33] (где они входят в один дублет с правым электроном  $e_R^-$ ) и в теориях, основанных на

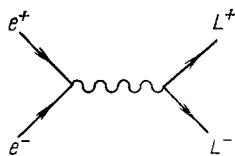


Рис. 3.

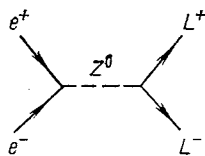
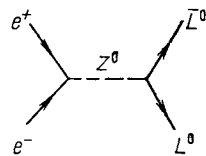


Рис. 4.



исключительных группах [34], открывающих, в принципе, перспективу единого описания сильных, электромагнитных и слабых взаимодействий.

Процесс  $e^+e^- \rightarrow L^0\bar{\nu}_e$  описывается диаграммой рис. 5, а сечение его в модели [33] при произвольных поляризациях начального электрона  $P_-$  и позитрона  $P_+$  равно

$$\sigma_{L^0\bar{\nu}_e} = (G^2s/2\pi)(1 - m_L^2/s)(1 + P_-n)(1 - P_+n) \times [1 + (s - m_L^2)/M_W^2]^{-1}; \quad (5)$$

здесь  $m_L$  — масса нейтрального лептона;  $\mathbf{p}$  — импульс электрона;  $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$ . Интересно отметить, что рассматриваемый процесс

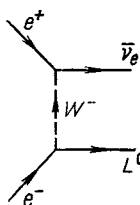


Рис. 5.

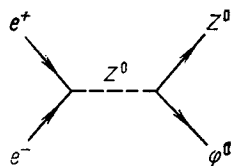


Рис. 6.

отвечает проекции полного момента начальных частиц на направление импульса  $\mathbf{p}$ , равной нулю, в то время как фоновые электромагнитные и слабые процессы идут из состояния с проекцией равной  $\pm 1$ . Регистрация такого процесса может быть проведена по событиям  $e^- + \text{адроны}$  или  $e^- + \mu^+ + \dots$ , возникающим благодаря распадам

$$L^0 \rightarrow e^- + \text{адроны}; \quad (6)$$

$$L^0 \rightarrow e^- + \mu^+ + \nu_\mu. \quad (7)$$



Вычисления сечений рождения  $L^0$  в других теоретических моделях проведены, например, в [31].

Остановимся подробнее на процессе рождения нейтрального скалярного хиггсовского мезона  $\varphi^0$ , который существует, например, в модели Вайнберга. В  $e^+e^-$ -аннигиляции рождение его возможно в процессе  $e^+e^- \rightarrow Z^0\varphi^0$  и описывается диаграммой рис. 6, причем константа  $\varphi^0 Z^0 Z^0$ -взаимодействия  $\lambda$  порядка  $M_W/e$ . Если записать лагранжиан взаимодействия в виде

$$L = \sqrt{4\pi} Z_\mu \bar{e} \gamma_\mu (g_V + g_A \gamma_5) e - 4\pi \lambda g_Z^2 Z_\mu^2 \varphi, \quad (8)$$

то полное сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow Z^0\varphi^0$  будет равно

$$\sigma = 32\pi^2 g_Z^2 \lambda^2 (g_V^2 + g_A^2) (s - M_Z^2)^{-2} (1 + k^2/3M_Z^2) k / \sqrt{s}, \quad (9)$$

где  $k$  — импульс  $\varphi^0$ -мезона. При  $m_\varphi \approx 10 \text{ Гэв}$   $E_{\text{с. п. и}} \approx 100 \text{ Гэв}$ ,  $\sigma \sim 10^{-34} \text{ см}^2$ . (В модели Вайнберга  $\lambda = (G \sqrt{2})^{-1/2}$ ,  $g_V$ ,  $g_A$  могут быть выражены через  $e$  и  $\sin \theta_W$  с помощью (3);  $g_Z^2 = \alpha / \sin^2 2\theta_W$  и при значениях  $m_\varphi = 10 \text{ Гэв}$  и  $E_{\text{с. п. и}} = 100 \text{ Гэв}$   $\sigma = 1,5 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2$ .) Процесс  $e^+e^- \rightarrow Z^0\varphi^0$  допускает четкую регистрацию: наблюдение пары  $\mu^+\mu^-$  (или  $e^+e^-$ ) с эффективной массой  $M_{\mu^+\mu^-} = M_Z$ , сопровождаемой адронной струей от распада  $\varphi^0$ . Адронная струя должна обладать специфическими свойствами — в ней должно быть аномально большое число пар тяжелых лептонов, очарованных или других частиц, состоящих из тяжелых кварков (при  $m_\varphi > m_Q$ , где  $Q$  — порог рождения пар новых тяжелых частиц). Другие, кроме  $\lambda$ , константы взаимодействия  $\varphi^0$  с адронами и обычными лептонами в большинстве моделей весьма малы — порядка  $(m_q/M_W) e$  или  $(m_l/M_W) e$  ( $m_q$  — масса кварка,  $m_l$  — масса лептона). Поэтому рождение такого мезона, если его масса велика — больше нескольких гигаэлектронвольт в адрон-адронных или лептон-адронных столкновениях, ожидается со значительно меньшими сечениями] (например, в  $pp$ -столкновениях при  $E_{\text{с. п. и}} \sim 100 \text{ Гэв}$  и  $m_\varphi \sim 10 \text{ Гэв}$   $\sigma_{pp \rightarrow \varphi^0 + \dots} \approx 10^{-37} \text{ см}^2$ ).

Отметим, что существуют теоретические аргументы [35, 36] в пользу больших значений массы хиггсовского мезона в некоторых моделях:  $m_\varphi \gtrsim \alpha G^{-1/2} F$  (в модели Вайнберга — Салама  $m_\varphi > 5 \text{ Гэв}$ ). Определенные ограничения имеют место также и в теориях с несколькими хиггсовскими бозонами [36].

Сопоставим качественно возможности рождения новых частиц на ускорителе со встречными  $e^+e^-$ -пучками и на других ускорителях. Как уже говорилось, наиболее ярко преимущества  $e^+e^-$ -пучков проявляются в процессе рождения промежуточного  $Z^0$ -бозона и возникающих при его распаде состояний: сечение рождения  $Z^0$  в  $e^+e^-$ -пучках превосходит соответствующие сечения в  $pp$ - или  $ep$ -пучках на 2—3 порядка. Физически это различие обусловлено следующими причинами. В  $pp$ -столкновениях в кварковой партон-

ной модели типа Дрелла — Яна можно рассматривать рождение  $Z^0$  как результат аннигиляции пары кварк — антикварк. Кварки и антикварки имеют в нуклоне некоторое распределение по импульсам, которое приводит к размытию резонансного пика по массе  $M(\bar{q}q)$  при  $pp$ -столкновениях в отличие от системы  $e^+e^-$ . Далее, доля антикварков в нуклоне сравнительно невелика, что также уменьшает сечение. Наконец, аннигилировать в состоянии  $Z^0$  могут лишь определенные комбинации кварка и антикварка, в результате чего появляется малый комбинаторный множитель. Действие всех этих факторов и дает столь сильное различие сечений. Кроме того, рождение  $Z^0$  в  $pp$ - или  $ep$ -столкновениях требует энергии в с. ц. и., много большей  $M_Z$ , чтобы процесс рождения мог происходить инклюзивно. Это приводит к выделению энергии (много большей  $M_Z$ ) в виде сопровождающих адронов, что сильно ухудшает фоновые условия. Поэтому хотя и можно надеяться обнаружить  $Z^0$ -бозон в  $pp$ - или  $ep$ -столкновениях, но трудно рассчитывать на детальное исследование его распада и тем самым структуры обусловленных им нейтральных токов. Подобная ситуация имеет место и при рождении других новых частиц — неадронов. Здесь, конечно, отсутствует фактор, связанный с возможностью резонансным образом рождалась частицы в  $e^+e^-$ -аннигиляции, однако два других фактора, обсуждавшихся выше для рождения  $Z^0$ , остаются в силе и сечения рождения таких частиц в  $pp$ - и  $ep$ -столкновениях, как правило, будут на 1—2 порядка меньше сечений рождения их во встречных  $e^+e^-$ -пучках.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ СЛАБЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ ТОКОВ

Одним из наиболее интересных аспектов физики встречных  $e^+e^-$ -пучков с энергиями 2 (30 ÷ 50) Гэв является проверка предсказаний различных моделей слабых взаимодействий, в которых возникают диагональные нейтральные токи заряженных лептонов и адронов (кварков). Если константы диагональных слабых взаимодействий  $e^+e^-$  (адроны),  $(e^+e^-)(e^+e^-)$ ,  $(e^+e^-)(\mu^+\mu^-)$  порядка фермиевской, то при энергиях  $e^+e^-$ -пучков 2 (30 ÷ 50) Гэв слабые взаимодействия за счет нейтральных токов должны стать сравнимыми с электромагнитным взаимодействием [сечение аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны за счет нейтрального тока  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})_{\text{нейтр. ток}} \sim 10^{-34} \text{ см}^2$ ]. Можно ожидать, что первая информация о слабых нейтральных токах в  $e^+e^-$ -столкновениях поступит из опытов на PEP и PETRA ( $\sqrt{s} \sim 30 \div 40 \text{ Гэв}$ ), где ожидаются эффекты, обусловленные этими токами (например, асимметрия вперед — назад), на уровне  $\sim 10\%$ . Константы диагональных слабых взаимодействий оказываются порядка фермиевской в различных моделях единых теорий слабого и электромагнитного взаимодействий. В пользу таких значений констант говорят и экспериментальные

данные по  $\nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) e \rightarrow \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) e^-$  и  $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e^-$ -рассеянию [37, 38], а также данные по упругому  $\nu_\mu p$ -рассеянию [39] и инклюзивным сечениям [37, 40]. Экспериментальное изучение угловой и энергетической зависимости сечений процессов

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-; \quad (10)$$

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- \quad (11)$$

даст возможность полностью определить структуру слабых  $(\bar{e}e)(\bar{\mu}\mu)$ - и  $(\bar{e}e)(\bar{e}e)$ -взаимодействий (т. е. из опыта найти все константы взаимодействий). Для процессов

$$e^+e^- \rightarrow \text{адроны} \quad (12)$$

аналогичная информация может быть получена из энергетической зависимости полного сечения, углового распределения адронных струй и изучения инклюзивных спектров. Качественно наличие в слабых нейтральных токах аксиального тока помимо векторного проявится в процессах (10), (11) в асимметрии вперед — назад, которая при  $E_{с.ц.к} \sim 50 \text{ ГэВ}$  должна быть порядка единицы\*.

Исследование эффектов слабого взаимодействия в процессах на встречных  $e^+e^-$ -пучках (10) — (12) при произвольной поляризации начальных частиц проводилось в ряде работ (например, [41—57]).

Мы ограничимся здесь лишь перечислением результатов, которые представляются основными. Поскольку сталкивающиеся частицы при движении в магнитном поле накопителя за счет синхротронного излучения могут приобретать поперечную поляризацию [58] (электроны — против направления магнитного поля, а позитроны — по полю), максимальная степень которой  $P_{\text{макс}} \approx 0,924$ , мы подробно остановимся на случае поперечных антипараллельных поляризаций начальных электрона  $P_-$  и позитрона  $P_+$ .

Как хорошо известно, наличие поперечной поляризации начальных частиц предоставляет дополнительные возможности для выделения вкладов нейтральных токов и детального изучения их структуры.

Возможно, что при энергиях заметно больших  $\sqrt{s} > 60 \text{ ГэВ}$  возникнет значительная деполяризация поперечно поляризованных  $e^+e^-$ -пучков за счет перекрытия деполяризующих резонансов в накопителе (отвечающих целому числу переворотов спина

\* В принципе, такая асимметрия возникает также в результате интерференции однофотонного и двухфотонного каналов реакции, но при обсуждаемых энергиях и немалых углах этот эффект незначителен ( $\alpha \ln s/m_e^2$ ) и по энергетической зависимости легко может быть отделен от вклада слабого взаимодействия.

за один оборот в кольце) [59]. Однако даже и в этом случае рассмотрение эффектов поляризации начальных пучков является весьма важным, поскольку при энергиях  $\sqrt{s} \sim 30 \div 50 \text{ ГэВ}$  существенна интерференция электромагнитного и слабого взаимодействий, для выяснения природы которой необходимы опыты с поляризованными частицами.

Рассмотрим вначале процесс (10). В теориях, где взаимодействие слабых нейтральных токов осуществляется вследствие обмен



Рис. 7.

на векторных  $Z^0$ -мезонах, во втором порядке по электромагнитному и полуслабому взаимодействиям этот процесс описывается диаграммами рис. 7.

В предположении  $V$ -,  $A$ -взаимодействия сечение этого процесса при поперечных антипараллельных поляризациях начальных частиц  $P_-$ ,  $P_+$  представляется в виде (см., например, [47, 48]) \*:

$$d\sigma/d\Omega = (\alpha^2/4s) \{1 + \text{Re } r [\mu_V + \mu_A F(\theta, \varphi)] + (|r|^2/4)[\mu_V^2 + \lambda_V^2 + (\mu_A^2 + \lambda_A^2) G(\theta, \varphi) + 4\lambda_A \lambda_V F(\theta, \varphi)]\} f(\theta, \varphi), \quad (13)$$

где

$$\left. \begin{aligned} F(\theta, \varphi) &= 2 \cos \theta f^{-1}(\theta, \varphi); \\ G(\theta, \varphi) &= (1 + \cos^2 \theta + P_+ P_- \sin^2 \theta \cos 2\varphi) f^{-1}(\theta, \varphi); \\ f(\theta, \varphi) &= 1 + \cos^2 \theta - P_+ P_- \sin^2 \theta \cos 2\varphi; \end{aligned} \right\} \quad (13')$$

$$\left. \begin{aligned} \lambda_V &= g_V^e g_V^\mu; & \mu_V &= g_V^e g_V^\mu; \\ \lambda_A &= g_A^e g_A^\mu; & \mu_A &= g_A^e g_A^\mu; \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

$$r = (GM_Z^2/4\pi\alpha\sqrt{2}) s/(s - M_Z^2); \quad (15)$$

где  $\theta$  — угол вылета  $\mu^-$  по отношению к направлению движения  $e^-$ ;  $\varphi$  — азимутальный угол между направлениями вектора поляризации  $P_-$  и плоскостью реакции. Связь между введенными здесь

\* Интерференционный член между слабой и электромагнитной амплитудами в общем случае всех пяти вариантов взаимодействия вычислен в работе [56]. Не приводя здесь соответствующих формул, отметим только, что для  $S$ -,  $P$ -,  $T$ -вариантов интерференция слабой и электромагнитной амплитуд пренебрежимо мала ( $\sim m_e m_\mu/s$ ) в силу сохранения спиральности в электромагнитной вершине.

константами  $g_{V,A}^e$  и константами  $g_{V,A}$ , определенными в (3), дается формулой

$$g_{V,A}^2 = (GM_Z^2/8\pi\sqrt{2})(g_{V,A}^e)^2.$$

В (13) не предполагалась  $\mu$  —  $e$ -универсальность; в последнем случае  $g_{V,A}^\mu = g_{V,A}^e$ . В модели Вайнберга

$$g_A^e = -1; \quad g_V^e = -g_V/g_A = 4 \sin^2 \theta_W - 1,$$

где  $g_V, g_A$  определены согласно (3). При  $s$  близких к  $M_Z^2$  выражение (15) для  $r$ , как показано в [60], должно быть заменено на

$$r = (GM_Z^2/4\pi\alpha\sqrt{2}) [s/(s - M_Z^2 + iM_Z\Gamma_{\text{tot}})]^{1-\beta}; \quad (16)$$

$$\beta = (4\alpha/\pi) [\ln(M_Z/m_e) - 1/2], \quad (17)$$

что эффективно учитывает изменение формы резонансной кривой при излучении электронами мягких  $\gamma$ -квантов вблизи резонанса. При этом в (13) становится существенным дополнительный член  $\Delta d\sigma/d\Omega$ , пропорциональный  $\text{Im } r$ . Для случая  $\mu$  —  $e$ -универсальности

$$\Delta d\sigma/d\Omega = (\alpha^2/4s) \sin 2\varphi P_+ P_- \sin^2 \theta g_V^e g_A^e \text{Im } r. \quad (18)$$

Измеряя сечения реакции (10) при различных значениях углов  $\theta$  и  $\varphi$  и разных энергиях, в принципе, возможно при сравнении с формулой (13) определить все четыре константы  $g_V^e, g_A^e, g_V^\mu$  и  $g_A^\mu$ .

В частности, зарядовая асимметрия в реакции (10) возникает, если отлична от нуля величина  $\mu_A = g_A^e g_A^\mu$ :

$$d\sigma(\theta)/d\Omega - d\sigma(\pi - \theta)/d\Omega = (\alpha^2/4s) 4 \cos \theta \mu_A [\text{Re } r + |r|^2 \mu_V].$$

Как подчеркивалось в [43, 45], в кинематике, когда конечные мюоны вылетают вдоль направления вектора поляризации начального электрона ( $\theta = \pi/2, \varphi = 0$ ), вклады электромагнитного взаимодействия, интерференции электромагнитного со слабым и чисто векторный вклад в слабое взаимодействие ( $P = C = -1$ ) оказываются пропорциональными  $(1 - P_- P_+)$  и при  $P_\pm \approx P_{\text{макс}}$  сильно подавлены. Измерение сечения реакции (10) в такой кинематике особенно интересно в целях исследования вклада аксиального тока. Точно так же вклад аксиального слабого тока ( $P = C = 1$ ) пропорционален  $(1 - P_- P_+)$  при  $\theta = \pi/2, \varphi = \pi/2$  [43].

В случае  $V \pm A$ -структуры слабых нейтральных  $\mu$ - и  $e$ -токов вклад чисто слабого взаимодействия не зависит от поперечных поляризаций начальных частиц [43, 45].

Структуру слабого взаимодействия в процессе (10) можно исследовать, измеряя поляризацию конечного мюона. Наличие

продольной поляризации мюонов при неполяризованных начальных частицах будет являться прямым доказательством несохранения четности в слабых нейтральных токах \*. В теориях типа теории Вайнберга ожидается большое значение продольной поляризации мюонов  $P_\mu \sim 1$ , которую не смогут имитировать малые эффекты, возникающие от поперечных поляризаций начальных частиц. Например, при  $\theta = \pi/2$ ,  $\varphi = 0$  в случае  $\mu - e$ -универсальности и в пренебрежении членами  $(1 - P_-P_+)$  выражение для степени продольной поляризации  $\mu^-$  имеет вид

$$P_{\mu^-} = -2g_V g_A / (g_V^2 + g_A^2).$$

Аналогичное выражение для  $P_{\mu^-}$  в этой же кинематике имеет место в области вблизи  $Z^0$ -резонанса при произвольных значениях  $P_+$ ,  $P_-$ .

Возможно, что на будущих ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками удастся создать продольно поляризованные пучки электронов и позитронов. Поскольку использование таких пучков открывает новые возможности для экспериментов, кратко обсудим некоторые эффекты, возникающие при продольной поляризации сталкивающихся  $e^+$  и  $e^-$ . Как хорошо известно, в случае, если начальные частицы обладают продольной поляризацией, вклады слабого взаимодействия и интерференции электромагнитного со слабым в сечение (10) (при  $g_A^e \neq 0$ ) могут приводить к появлению  $P$ -нечетных (нечетных относительно пространственных отражений) корреляций, пропорциональных  $\lambda_\pm = (\mathbf{P}_\pm \mathbf{p}) / |\mathbf{p}|$  ( $\mathbf{p}$  — импульс электрона). Вклад электромагнитного взаимодействия и векторной части слабого взаимодействия исключается в разности сечений  $\Delta\sigma = \sigma(\lambda_+, \lambda_+) - \sigma(-\lambda_+, -\lambda_+)$ . Весьма существенно, что, в отличие от случая поперечных поляризаций, здесь зависимость от поляризаций начальных частиц сохраняется и для полного сечения.

Ряд интересных эффектов, связанных с проявлением слабых нейтральных токов в процессе (10) при продольной поляризации начальных частиц, обсуждался в [53]. Так, при продольной поляризации электронного пучка вклады слабого взаимодействия и интерференции его с электромагнитным в дифференциальное сечение процесса (10)  $d\sigma(\lambda_-)/d\Omega$  могут быть выделены при изменении  $\Delta d\sigma(\lambda_-, \theta)/d\Omega = d\sigma^0/d\Omega - d\sigma(\lambda_-)/d\Omega$ , которое в предположении  $V^-, A$ -взаимодействий имеет вид

$$\Delta d\sigma(\lambda_-, \theta)/d\Omega = -(\alpha^2/4s) \lambda_- \{b_1(1 + \cos\theta)^2 + 2d_1 \cos\theta\}, \quad (19)$$

\* При поперечной поляризации начальных частиц в чистой квантовой электродинамике за счет интерференции одно- и двухфотонных диаграмм возможно появление продольной поляризации конечных мюонов  $\sim \alpha$  и не зависящей от энергии.

где  $d\sigma^0/d\Omega$  — сечение с неполяризованными начальными частицами;

$$b_1 = -\{\text{Re} r\lambda_A + |r|^2 (\lambda_A \mu_V + \mu_A \lambda_V)/2\};$$

$$d_1 = [\text{Re} r\lambda_A + |r|^2 (\lambda_A \mu_V + \mu_A \lambda_V)/2] - \\ - [\text{Re} r\lambda_V + |r|^2 (\lambda_V \mu_V + \mu_A \lambda_A)/2],$$

а  $\lambda_V, \mu_V, \lambda_A, \mu_A$  определены формулами (14). Как следует из приведенных выше формул, измеряя  $\Delta\sigma(\lambda_-, \theta = \pi)$ , можно проверить  $\mu$  —  $e$ -универсальность слабого нейтрального тока и установить экспериментальное ограничение на величину  $\lambda_A - \lambda_V$ . Качественно проверка  $\mu$  —  $e$ -универсальности в реакции  $ee \rightarrow \mu\bar{\mu}$  назад вытекает из сохранения проекции полного момента, в силу которого при  $\theta = \pi$  левые электроны переходят в правые мюоны

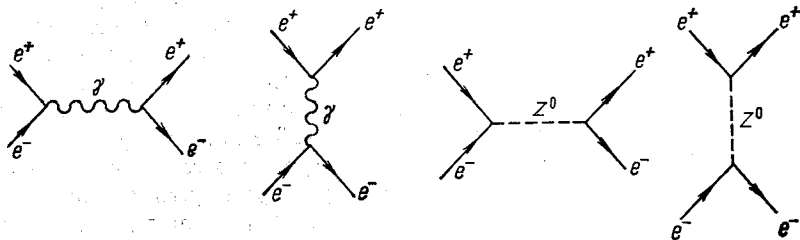


Рис. 8.

и наоборот, так что  $d\sigma \sim |g_L^e g_R^\mu|^2 - |g_R^e g_L^\mu|^2$ . Слабые нейтральные токи можно изучать также при наблюдении продольной поляризации конечных мюонов при столкновении продольно-поляризованных  $e^+e^-$  [53, 55].

Все сказанное выше относительно вклада нейтральных токов в процессы  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  полностью переносится на процессы рождения других тяжелых лептонов  $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ , изучение которых позволит установить общую структуру нейтральных токов в слабых взаимодействиях.

Перейдем теперь к рассмотрению упругого  $e^+e^-$ -рассеяния. Во втором порядке по электромагнитному и полуслабому взаимодействию процесс (11) описывается диаграммами рис. 8. Сечение этого процесса при поперечных антипараллельных поляризациях начальных частиц  $P_-, P_+$  (см., например, [47])

$$d\sigma_e/d\Omega = (\alpha^2/8s) \{4B_1 + (1 - \cos\theta)^2 B_2 + \\ + (1 + \cos\theta)^2 B_3 - P_- P_+ \sin^2\theta (\cos 2\varphi B_4 + \sin 2\varphi B_5)\}, \quad (20)$$

где  $\theta$ ,  $\varphi$  — углы рассеяния электрона;

$$\left. \begin{aligned} B_1 &= (s/t)^2 |1 + [(g_V^e)^2 - (g_A^e)^2] Q|^2; \\ B_2 &= |1 + (1/2) [(g_V^e)^2 - (g_A^e)^2] r|^2; \\ B_3 &= (1/2) \{ |C_3 + C_4|^2 + |C_5 + C_6|^2 \}; \\ B_4 &= \text{Re} \{ [1 + (1/2) ((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2) r^*] [C_3 + C_4 + C_5 + C_6] \}; \\ B_5 &= \text{Im} \{ [1 + (1/2) ((g_V^e)^2 - (g_A^e)^2) r^*] [C_3 + C_4 - C_5 - C_6] \}. \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

Здесь  $g_V^e$  и  $g_A^e$  определены так же, как в (14);

$$\left. \begin{aligned} C_3 &= (s/t) [1 + (g_V^e - g_A^e)^2 Q]; & C_4 &= 1 + (g_V^e - g_A^e)^2 r/2; \\ C_5 &= (s/t) [1 + (g_V^e + g_A^e)^2 Q]; & C_6 &= 1 + (g_V^e + g_A^e)^2 r/2, \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

причем

$$\left. \begin{aligned} t &= -(s/2) (1 - \cos \theta); \\ Q &= (GM_Z^2 / 8\pi\alpha \sqrt{2}) t / (t - M_Z^2), \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

а  $r$  дается выражением (16).

Измерение сечений реакции (11) при различных значениях углов  $\theta$ ,  $\varphi$  и разных энергиях позволяет, в принципе, определить значения  $g_A^e$ ,  $g_V^e$  и  $M_Z$ . Кроме того, сравнивая измеренные сечения реакций (10) и (11) с теоретическими формулами (13), (20), можно также проверить  $\mu - e$ -универсальность слабых нейтральных токов.

Как уже отмечалось, в формулах (13), (20) вблизи  $Z^0$ -резонанса становится существенным нечетный относительно пространственных отражений и обращения времени член типа (18), возникающий за счет интерференции аннигиляционной электромагнитной амплитуды с мнимой частью амплитуды с обменом  $Z^0$  в  $s$ -канале. Вклад этого члена максимален при значениях  $\varphi = \pi/4$ ,  $3\pi/4$  и может быть определен, например, как разность сечений при  $\varphi = \pi/4$  и  $\varphi = 3\pi/4$ .

Так же как и в реакции (10), эффекты несохранения четности в процессе (11), вызываемые слабыми нейтральными токами, могут быть обнаружены при продольной поляризации начальных частиц. Особый интерес представляет случай, когда начальные частицы имеют одинаковые спиральности  $\lambda_+ = \lambda_- = \pm 1$ , так как при этом все  $s$ -канальные амплитуды (см. рис. 8) обращаются в нуль. Дифференциальное сечение процесса (11) в этом случае описывается формулой

$$d\sigma (\lambda_+ = \lambda_- = \pm 1) / d\Omega = \alpha^2 B_1 / s = (\alpha^2 s / t^2) \{ 1 + [(g_V^e)^2 - (g_A^e)^2] Q \}^2,$$

и по отклонению от чисто электромагнитного вклада можно измерять эффекты слабого нейтрального тока.



В случае продольных поляризаций начальных частиц вклады слабого взаимодействия и интерференции его с электромагнитным в дифференциальные сечения процесса (11) могут быть выделены при измерении  $\Delta d\sigma(\lambda_-, \theta)/d\Omega = d\sigma^0/d\Omega - d\sigma(\lambda_-)/d\Omega$  или

$$\Delta d\sigma(\lambda_-, \lambda_+) = d\sigma(\lambda_-, \lambda_+) - d\sigma(-\lambda_-, \lambda_+) = -(\alpha^2/s)(1 + \cos\theta)^2(\lambda_- - \lambda_+)g_V^e g_A^e \{1 + s/t + [(g_V^e)^2 + (g_A^e)^2](Qs/t + r/2)\} [sQ/t + r/2].$$

Как следует из формул (22), измерение значения  $\Delta\sigma(\lambda_-, \lambda_+)$ , пропорционального  $g_V^e g_A^e$ , позволяет обнаружить эффекты несохранения четности в реакции (11). Чисто электромагнитный вклад в сечение процесса (11) сильно зависит от взаимной ориентации продольных поляризаций начальных частиц и, в частности, минимален при  $\lambda_- = -\lambda_+$ ,  $|\lambda_{\pm}| = P_{\text{макс}}$ . При таком выборе поляризаций и углах рассеяния электрона, близких к  $\pi/2$ , вклад слабого взаимодействия в величине

$$\eta = \Delta d\sigma(\lambda_-, \lambda_+)/[d\sigma(\lambda_-, \lambda_+) + d\sigma(-\lambda_-, -\lambda_+)]$$

оказывается существенно усиленным.

Рассмотрим теперь эффекты слабых нейтральных токов в процессах аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны. Изучение слабых нейтральных адронных токов может проводиться в опытах по  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны следующими методами.

1. По энергетической зависимости полного сечения аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны.

2. По угловому распределению адронных струй. В кварково-партоновой модели это угловое распределение имеет вид, аналогичный (13):

$$\frac{d\sigma^h}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \sum_q Z_q^2 \{1 + \text{Re } r_q \mu_V^q + \frac{1}{4} |r_q|^2 [(\mu_V^q)^2 + (\lambda_V^q)^2 + ((\mu_A^q)^2 + (\lambda_A^q)^2) G(\theta, \varphi)]\} f(\theta, \varphi), \quad (24)$$

где  $f(\theta, \varphi)$ ,  $G(\theta, \varphi)$  даются формулами (13');  $r_q = -r/Z_q$ ;  $Z_q$  — заряд кварка  $q$ ;  $r$  определено формулой (16);

$$\left. \begin{aligned} \lambda_V^q &= g_V^e g_A^q; & \mu_V^q &= g_V^e g_V^q; \\ \lambda_A^q &= g_A^e g_V^q; & \mu_A^q &= g_A^e g_A^q. \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

В модели Вайнберга с четырьмя кварками  $u, d, s, c$  ( $c$  — очарованный кварк [17])

$$\left. \begin{aligned} g_V^u &= 1 - (8/3) \sin^2 \theta_W; & g_A^u &= 1; & g_{V,A}^c &= g_{V,A}^u; \\ g_V^d &= -1 + (4/3) \sin^2 \theta_W; & g_A^d &= -1; & g_{V,A}^s &= g_{V,A}^d. \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

Следует заметить, что из-за большой массы  $s$ -кварка установление кварково-партоновой картины для состояний с очарованными частицами может оказаться затянутым по энергии [23].

Как следует из формул (24), (25), изучение энергетической зависимости позволяет установить наличие векторного слабого нейтрального адронного тока (член  $\mu\mathcal{F}$ ). Существование нейтрального тока адронов, не сводящегося к чисто векторному взаимодействию, как в однофотонном обмене, может быть установлено из азимутального распределения струй по наличию в (24) члена  $G(\theta, \varphi)$ . Этот член, пропорциональный  $(g_A^2)^2 [(g_V^2)^2 + (g_A^2)^2]$ , приводит к тому, что отношение числа событий  $\rho$ , отвечающих струям в интервале азимутальных углов  $-\pi/4 < \varphi < \pi/4$ , к числу таких событий, для которых  $\pi/4 < \varphi < 3\pi/4$ , возрастет по сравнению с таким же отношением для однофотонного обмена, где угловое распределение струй определяется функцией  $f(\theta, \varphi)$  (13')\*. (Для случая максимальной поляризации  $P_{\text{макс}} \approx 0,92$  в модели Вайнберга при  $E_{\text{с. п. и}} \approx 60 \text{ Гэв}$   $\rho/\rho_{\text{однофот}}$  — 1 порядка единицы, если углы  $\theta$  велики, например  $\pi/4 < \theta < 3\pi/4$ .) В модели Вайнберга с кварками  $u, d, s, c$  при  $E_{\text{с. п. и}} = 60 \text{ Гэв}$  и  $\sin^2 \theta_W = 0,36$  отношение  $\rho/\rho_{\text{однофот}} = 1,55$ , где

$$\rho(E) = \int_{-\pi/4}^{\pi/4} d\varphi \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \sin \theta d\theta \frac{d\sigma_{\text{jet}}}{d\Omega} \bigg/ \int_{\pi/4}^{3\pi/4} d\varphi \int_{\pi/4}^{3\pi/4} \sin \theta d\theta \frac{d\sigma_{\text{jet}}}{d\Omega}. \quad (27)$$

Поскольку в конкретных кварковых моделях константы в угловом распределении струй определяются однозначно, сопоставление (24) с экспериментом позволит, в принципе, сделать выбор между различными теоретическими вариантами слабого нейтрального тока кварков.

3. По изучению продольной поляризации быстрого бариона  $B$  с  $x = 2E_{\text{бар}}/E_{\text{с. п. и}} \sim 1$  в инклюзивном процессе  $e^+e^- \rightarrow B + X$ . В кварково-партоновой модели при несохраняющем четность слабым нейтральном токе кварки, рождающиеся в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции, должны иметь значительную продольную поляризацию. Весьма правдоподобно [61], что в тех случаях, когда в реакции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны рождается быстрый барион с  $x \approx 1$ , ему передается основная часть этой поляризации. Исследовать этот эффект, по-видимому, лучше всего путем наблюдения быстрых  $\Lambda^0$ - и  $\Sigma^+$ -гиперонов и изучения асимметрии их распадов. Следует иметь в виду, что при изучении продольной поляризации бариона необходимо исключить возможные фоновые эффекты, связанные со слабыми распадами нестабильных частиц, например очарованных

\* Заметим, что интерференция вкладов двухфотонного и однофотонного обменов при наблюдении струй, т. е. фактически после усреднения по углам  $\theta$  и  $\pi - \theta$ , обращается в нуль из-за противоположных зарядовых четностей этих вкладов.

барионов. Такое исключение фона возможно, в частности, потому, что эффекты слабых распадов должны быть малы при  $x \rightarrow 1$  и должны иметь другую зависимость от  $s$ .

4. По асимметрии вперед — назад заряда, странности (и, может быть, чарма и других новых квантовых чисел) в адронных струях. Этот эффект, несомненно, должен иметь место в случае нейтральных адронных токов, не сохраняющих четность, но численно он, по-видимому, невелик — порядка нескольких процентов. Эффекты слабого нейтрального тока должны проявиться в асимметрии вперед — назад при инклюзивном рождении адрона  $h$  с определенным знаком заряда, странности ..., а также в дважды инклюзивном процессе  $e^+e^- \rightarrow h_1(q_1) h_2(q_2) + X$ , например, в виде  $P$ -нечетной корреляции  $(\mathbf{q}_1 \times \mathbf{q}_2) \cdot \mathbf{P}$ .

5. По  $P$ -нечетным корреляциям в дифференциальных и полных сечениях, если начальные частицы обладают продольной поляризацией.

Так, если аксиальная константа  $g_A^e \neq 0$ , то вклад слабого тока и его интерференции с электромагнитным может быть обнаружен в полном сечении процесса (12) при измерении разности

$$\Delta\sigma_L^h = \sigma(\lambda_-, \lambda_+) - \sigma(-\lambda_-, -\lambda_+), \quad (28)$$

которая в нерезонансной области может быть представлена в виде (см., например, [56])

$$\Delta\sigma_L^h = -\frac{2\pi g_A(\lambda_- - \lambda_+)}{s - M_Z^2} \left\{ \frac{\alpha}{s} (\rho_T^{\gamma Z} + \rho_T^{Z\gamma}) + 2 \frac{g_V}{s - M_Z^2} \rho_T^{ZZ} \right\}, \quad (29)$$

где  $g_A$ ,  $g_V$  даются формулами (3), а  $\rho_T^{ij}$  ( $i, j = \gamma, Z$ ) — соответствующим образом определенные спектральные функции токов  $\langle 0 | j_\mu^i(x) j_\nu^j(0) | 0 \rangle$ .

В кварково-партонной модели

$$\Delta\sigma_L^h = -\frac{4\pi\alpha^2}{3s} (\lambda_- - \lambda_+) \sum_q \left\{ -2 \operatorname{Re} r \lambda_A^q Z_q + |r|^2 (\lambda_A^q \mu_V^q + \lambda_V^q \mu_A^q) \right\}. \quad (29')$$

При поперечной поляризации начального электрона и позитрона и неполяризованных конечных частицах линейная зависимость инклюзивных сечений  $e^+e^- \rightarrow h + X$  от поляризации одной из частиц может возникать лишь в результате интерференции электромагнитной амплитуды со слабой, имеющей структуру типа  $S$ ,  $P$ ,  $T$ .

В кварково-партонной модели такой вклад должен быть подавлен сохранением спиральности [так же, как и в случае процессов (10), (11)] и быть  $\sim m_q/\sqrt{s}$ . Поэтому если бы на опыте вдруг оказалось, что в слабом нейтральном токе присутствует  $S$ -,  $P$ -,  $T$ -взаимодействие, то поиски линейно зависящих от поперечной поляризации членов в инклюзивном спектре дали бы возможность интересной проверки кварково-партонной модели.

### 3. РОЖДЕНИЕ АДРОНОВ В $e^+e^-$ -СТОЛКНОВЕНИЯХ

Рассмотрим сначала процесс  $e^+e^- \rightarrow$  адроны в области энергий  $E_{с.ц.} \ll 30 \text{ Гэв}$ , где, как можно ожидать, реакция идет в основном за счет электромагнитного однофотонного взаимодействия и эффекты слабого взаимодействия невелики\*.

$e^+e^-$ -Аннигиляция в адроны за счет электромагнитного взаимодействия является простейшим процессом глубоконеупругого электромагнитного взаимодействия адронов, допускающим наиболее ясную теоретическую интерпретацию. Полное сечение этого процесса выражается через матричный элемент по вакууму от произведения электромагнитных токов адронов  $\langle 0 | j_\mu(x) j_\nu(0) | 0 \rangle$  и при больших энергиях определяется значениями этого оператора на световом конусе. Следующими по простоте и ясности интерпретации величинами являются матричные элементы от этого произведения по одночастичным состояниям, через которые выражаются сечения глубоконеупругого  $eN$ -рассеяния, еще более сложными — матричные элементы инклюзивных процессов  $e^+e^-$ -аннигиляции и  $eN$ -рассеяния [2]. Поэтому изучение процесса электромагнитного рождения адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции особенно важно. В частности, оно важно для проверки кварковой партонной картины, которая характеризуется постоянством  $R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ , скейлингом в инклюзивных адронных спектрах, логарифмически растущей множественностью  $\langle n \rangle$  и рождением адронов, преимущественно в виде двух струй. Здесь в первую очередь представляет наибольший интерес знание величины  $R$ , если она не изменяется в этой области энергий, и ее зависимости от энергии в противном случае, поскольку эта величина является характеристикой элементарных составляющих адрона\*\*.

В отличие от процессов  $eN$ - и  $\nu N$ -глубоконеупругого рассеяния, где партоны все время взаимодействуют со своим окружением, при  $e^+e^-$ -аннигиляции в адроны взаимодействие возникает в момент рождения партонов [2]. Поэтому сравнение характеристик адронных струй, возникающих в этих двух типах процессов, может дать нам важную информацию о характере взаимодействия партона

\* Заметим, что в данной области энергий заведомо нет оснований ожидать деполяризации  $e^+e^-$  и поперечную поляризацию пучков можно использовать для выделения адронных струй и изучения их свойств.

\*\* Большой интерес представляет изучение вклада адронов в поляризацию вакуума, определяемого интегралом  $\Pi(Q^2) = (\alpha/3\pi) \int R(s) ds/s(s+Q^2)$ .

При  $\sqrt{s} \approx 50 \text{ Гэв}$  изменение пропагатора фотона порядка нескольких процентов ( $\approx 4\%$ , если  $R = \text{const} = 5$ , начиная с  $\sqrt{s} = 5 \text{ Гэв}$ ) и должно приводить к наблюдаемым эффектам в процессах  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ . Подробнее вопрос о влиянии адронов на поляризацию вакуума был рассмотрен в работах [2, 21].

со своим окружением. Для исследования этих явлений необходимы измерения в широком интервале энергий.

Отметим, что для изучения формирования адронного плато, установления логарифмического поведения множественности в струях  $e^+e^-$ -аннигиляция эквивалентна  $\pi^+\pi^-$ -встречным пучкам, и асимптотическое поведение этих характеристик в  $e^+e^-$ -аннигиляции должно установиться существенно раньше, чем, например, в  $pp$ -соударениях (где из-за того, что лидирующие частицы уносят подавляющую часть энергии, на формирование  $\pi$ -мезонного плато остоается 0,1  $s$ ; см., например, [2, 23]).

Важным аспектом физики адронов является выяснение вопроса о существовании аномальных размерностей при взаимодействии адронов, которые привели бы к предсказаниям, отличным от сделанных в чисто партонной модели.

Аномальные размерности возникают в теориях с фиксированной точкой и в асимптотически-свободных теориях, причем ожидаемые отклонения структурных функций от масштабного поведения могут быть обнаружены лишь при измерениях в широком интервале энергий.  $e^+e^-$ -Аннигиляция позволяет наиболее прямым образом подойти к исследованию этих явлений, в частности, при измерении зависимостей от энергии структурных функций и множественности.

Исследуя  $e^+e^-$ -аннигиляцию, можно установить факт наличия аномальных размерностей и отличить возникающие здесь эффекты нарушения масштабной инвариантности от пороговых явлений, связанных с рождением новых частиц. Именно в случае существования аномальных размерностей скейлинг должен нарушаться в инклюзивных спектрах, в то время как величина  $R(s)$ , определяемая матричным элементом от произведения токов, имеющим каноническую размерность, должна сохранять скейлинговое поведение (т. е. быть постоянной). Естественно, что открытию порогов рождения новых тяжелых частиц отвечает увеличение  $R$ . (Аналогичная процедура, основанная на анализе структурных функций  $\nu W_2$ ,  $W_1$ , возможна также в случае  $ep$ -рассеяния. Здесь роль  $R$  выполняет первый момент от структурной функции  $\nu W_2$ , однако интерпретация результатов менее определенная.) Следует подчеркнуть, что асимптотическое постоянство  $R$  — это довольно общий результат, возникающий в широком классе теорий (см., например, [2]).

Важнейшим предсказанием кварково-партонной модели, которое уже начинает подтверждаться при современных энергиях, является рождение адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции в виде двух (а при больших энергиях иногда и нескольких) струй частиц с ограниченными значениями поперечных импульсов.

Хотя свойства струй могут быть исследованы и в других глубоконеупругих процессах — реакциях рождения адронов

с большими поперечными импульсами и глубоконеупругом электроророждении — и изучение их в этих процессах является необходимым для получения полной информации, в процессе  $e^+e^- \rightarrow$  адроны интерпретация струй представляется наиболее однозначной как по чисто кинематическим и фоновым соображениям, так и ввиду большого ожидаемого значения сечения  $\sigma_{jet} \sim 10^{-33} \text{ см}^2$  при  $\sqrt{s} \sim 30 \text{ Гэв}$ .

В процессах  $e^+e^- \rightarrow$  адроны при высоких энергиях ожидается, что в подавляющем числе актов аннигиляции будут рождаться две адронные струи, вызываемые парой кварк — антикварк. Однако в некоторых событиях возможно образование дополнительных струй (вообще говоря, обладающих другими характеристиками), обусловленных рождением в начальной стадии процесса глюонов или дополнительных пар кварк — антикварк. В теориях с асимптотической свободой число таких событий при достаточно высокой энергии должно быть сравнительно невелико в силу падения с энергией эффективного заряда сильных взаимодействий:  $\sigma_{3jet}/\sigma_{tot} \sim g^2$ , где  $g$  — константа взаимодействия глюона с кварками,  $g^2 \sim 1/\ln(s/m_0^2)$ .

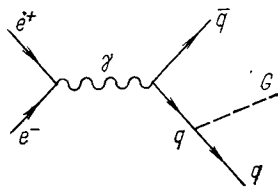


Рис. 9.

В работе [62], например, обсуждался механизм образования трех струй в  $e^+e^-$ -аннигиляции за счет тормозного излучения жесткого глюона, приводящего к возникновению «глюонной» струи (рис. 9). Не исключено, что связанные с таким механизмом эффекты могли бы — вначале при не очень больших энергиях — проявиться в некоторой сплюснутости импульсного распределения адронов и увеличении поперечного импульса адронов в струе. Это позволило бы в определенном смысле «экспериментально» установить существование глюонов.

Фундаментально важными характеристиками для процесса аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны являются средняя множественность рождающихся адронов  $\langle n \rangle$  и средний квадрат поперечного по отношению к оси струи импульса адронов  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ . Различные теоретические подходы приводят к различным предсказаниям для этих величин. Как уже отмечалось, в партонной модели ожидается  $\langle n \rangle \sim \ln s$ , калибровочные теории сильных взаимодействий также приводят к логарифмическому росту множественности, причем возможно, в принципе, и поведение  $\langle n \rangle \sim \ln^2 s$  (как для рождения мягких фотонов в квантовой электродинамике) [63], в теориях с фиксированной точкой  $\langle n \rangle \sim s^{\delta}$  ( $0 < \delta < 1/2$ ) [64].

Сильные отличия между предсказаниями партонной модели и теоретико-полевыми подходами имеют место для зависимости от энергии величины  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ . В то время как в наивной партонной

модели  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  не зависит от энергии, в асимптотически-свободных теориях сильных взаимодействий ожидается [65], что при больших энергиях

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle \sim sg_{\text{эф}}^2(s) \sim s/\ln s, \quad (30)$$

Нужно отметить, однако, что, строго говоря, поведение  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  может зависеть от механизма перехода партонов в адроны, который в настоящее время не вполне ясен. В работе [62] в качестве основного источника адронов с большими поперечными к «основной» оси струи импульсами рассматривался процесс тормозного излучения жесткого глюона. Сделанные в [62] оценки показывают, что линейный рост  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  с увеличением  $s$  мог бы эффективно наблюдаться начиная с энергий  $\sqrt{s} \approx 15 \div 20 \text{ Гэв}$ .

В теориях с фиксированной точкой можно было бы ожидать

$$\langle p_{\perp}^2 \rangle \sim s^{(1-2\delta)}, \quad 0 < \delta < 1/2.$$

Изучение зависимости  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  от  $s$  при высоких энергиях весьма важно для проверки теоретико-полевого описания глубоконеупругих процессов, так как ожидаемые здесь эффекты велики, а также поскольку при достижимых ныне энергиях нет четких указаний на рост  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  с увеличением  $Q^2$ . (Последнее, возможно, свидетельствует о том, что такое явление проявится при больших энергиях.) В силу того что в  $e^+e^-$ -аннигиляции партоновая струя выделяется наиболее четко, изучение зависимости  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$  от энергии (квадрата передаваемого импульса) особенно перспективно именно в этом процессе, в отличие, например, от  $ep$ - или  $\nu p$ -рассеяния.

При увеличении энергии в области  $\sqrt{s} > 30 \text{ Гэв}$  в величине  $\sigma_{\text{tot}}$  должны начать проявляться эффекты, связанные со слабыми нейтральными токами. При этом вместо постоянства  $\sigma_{\text{tot}}$  (если при  $\sqrt{s} > 30 \text{ Гэв}$  не появляются новые более тяжелые кварки или лептоны) вначале может возникнуть некоторая интерференционная картина, а затем (при  $\sqrt{s} < M_Z$ ) рост  $\sigma_{\text{tot}}$  с увеличением  $s$ . [В модели Вайнберга с четырьмя цветными кварками при  $s \rightarrow M_Z^2$   $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \rightarrow 12,5$ .]

Особый интерес при этих энергиях представляет измерение таких характеристик, как  $\langle p_{\perp}^2 \rangle$ ,  $\langle n \rangle$ , которые, по крайней мере, в случае наивной кварково-партоновой модели должны сохранять универсальное поведение. Хотя, вообще говоря, при включении слабого взаимодействия масштабно-инвариантное поведение инклюзивных спектров  $(1/\sigma_{\text{tot}}) d\sigma^h(x, s)/dx$  может нарушаться даже в рамках кварково-партоновой модели, тем не менее возможно, что в некоторых специально выбранных инклюзивных процессах, например, таких, когда в реакции в начальной стадии участвует один тип («активных») кварков, скейлингово поведение сохранит-

ся и в этом случае. Примером подобного инклюзивного процесса может служить инклюзивное рождение заряженных  $\pi$ -мезонов при  $x \rightarrow 1$ . Если предположить, что при  $x \rightarrow 1$  рождение  $\pi^\pm$ -мезонов определяется лишь  $u$ - и  $d$ -активными кварками, то инклюзивный спектр  $\pi^\pm$  будет иметь вид

$$\begin{aligned} d\sigma_{\pi^\pm}(x, s)/dx = & \sigma_{uu}^-(s) [G_{u\pi^+}^-(x) + G_{u\pi^+}(x) + \\ & + G_{u\pi^-}^-(x) + G_{u\pi^-}(x)] + \sigma_{dd}^-(s) [G_{d\pi^+}^-(x) + \\ & + G_{d\pi^+}(x) + G_{d\pi^-}(x) + G_{d\pi^-}^-(x)], \end{aligned} \quad (31)$$

где  $\sigma_{uu}^-$  и  $\sigma_{dd}^-$  — сечения рождения пар  $\bar{u}u, \bar{d}d$ , легко вычисляемые с помощью (24);  $G_{qh}$  — вероятности фрагментации кварка  $q$  в адрон  $h$ . В силу зарядовой симметрии и изотопической инвариантности  $G_{d\pi^-}^- = G_{u\pi^+}^- = G_{u\pi^-}^- = G_{d\pi^+}^-$ ;  $G_{d\pi^-} = G_{u\pi^+} = G_{u\pi^-} = G_{d\pi^+}$  и величина

$$[\sigma_{uu}^-(s) + \sigma_{dd}^-(s)]^{-1} d\sigma_{\pi^\pm}/dx = 2[G_{u\pi^+}^-(x) + G_{u\pi^+}(x)] \quad (32)$$

имеет скейлингово поведение. [В модели Вайнберга с четырьмя кварками  $\sigma_{uu}^-(s) + \sigma_{dd}^-(s) = \sigma_{tot}^-(s)/2$ .] Предположение о малости вклада активных  $s$ - и  $c$ -кварков в инклюзивный спектр пионов при  $x \rightarrow 1$  представляется естественным с точки зрения правила Цвейга — Иизуки. Однако до сих пор нет ясного понимания самого правила и, в частности, его применимости в случае многочастичных процессов, что вызывает сомнение в справедливости соотношения (32). Возможно, более чистые условия с проверкой масштабной инвариантности в инклюзивных спектрах возникают в случае реакции  $e^+e^- \rightarrow D + X$  ( $D$  — очарованный мезон) при  $x \rightarrow 1$ , которая должна определяться только активными  $c$ -кварками, а вклад в эту реакцию активных  $u, d, s$ -кварков подавлен из-за малой вероятности рождения пар тяжелых  $c$ -кварков сильным взаимодействием.

Масштабные свойства инклюзивных спектров адронов могут исследоваться также и при измерении дважды инклюзивной реакции  $e^+e^- \rightarrow h_1(x_1) + h_2(x_2) + X$  в кинематике, когда адроны  $h_1$  и  $h_2$  принадлежат к разным струям ( $x_1, x_2 \gtrsim 0,3 \div 0,4$ ). Например, при измерении рождения пионов в величину

$$d\sigma(\pi^+(x_1)\pi^-(x_2) + X)/dx_1 dx_2 - d\sigma(\pi^+(x_1)\pi^+(x_2) + X)/dx_1 dx_2$$

$c$ - и  $s$ -кварки не дают вклада в кварково-партонной модели (напомним, что  $G_{s,c}^{\pi^+} = G_{s,c}^{\pi^-} = G_{s,c}^{\pi^0} = G_{s,c}^{\eta}$ ). В то же время для вкладов



$u$ - и  $d$ -кварков имеет место соотношение

$$\begin{aligned} & [\sigma_{uu}^-(s) + \sigma_{dd}^-(s)]^{-1} [d\sigma(\pi^+(x_1)\pi^-(x_2) + X)/dx_1 dx_2 - \\ & \quad - d\sigma(\pi^+(x_1)\pi^+(x_2) + X)/dx_1 dx_2] = \\ & = G_u^{\pi^+}(x_2)G_u^{\pi^+}(x_1) - G_u^{\pi^-}(x_1)G_u^{\pi^+}(x_2) - \\ & \quad - G_u^{\pi^-}(x_2)G_u^{\pi^+}(x_1) + G_u^{\pi^-}(x_1)G_u^{\pi^-}(x_2). \end{aligned} \quad (33)$$

При выводе соотношения (33) в отличие от предыдущего случая [см. формулу (32)] использовались только изотопическая и зарядовая симметрии. При  $x_1$  близких к единице следует ожидать, что  $G_u^{\pi^+}(x) \gg G_u^{\pi^-}(x)$  и в правой части (33) остается только один первый член.

При еще больших энергиях  $s \gg M_Z^2$  (достижение которых на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками, впрочем, маловероятно) масштабно-инвариантное поведение сечения и структурных функций в рамках партонной модели должно восстановиться, но при другом значении  $R$  [в модели Вайнберга с цветом  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/(4\pi\alpha^2/3s) \approx 4,2$ ].

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем краткий итог проведенному обсуждению. Эксперименты на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками с энергией  $E \sim 100 \text{ Гэв}$  позволяют выполнить широкий круг исследований в той области физики высоких энергий, где можно ожидать кардинально новых явлений. Среди этих экспериментов наиболее перспективными являются поиски нейтральных и заряженных промежуточных бозонов, новых тяжелых лептонов, новых адронных состояний (проявлений новых тяжелых кварков), а также других новых частиц. Особо надо выделить рождение нейтрального промежуточного бозона  $Z^0$ , который должен возникать как резонанс в прямом канале  $e^+e^- \rightarrow Z^0$ . Ожидается, что этот процесс будет идти с большим сечением  $\sigma \sim 10^{-31} \text{ см}^2$ , значительно (на несколько порядков) превосходящим сечения рождения  $Z^0$  на других возможных ускорителях. Ускоритель на встречных  $e^+e^-$ -пучках с  $E_{с.п.и} = M_{Z^0}$  станет  $Z^0$ -бозонной фабрикой и позволит изучать всевозможные новые состояния как продукты распада  $Z^0$ -бозонов.

Другой важной областью исследования на таком ускорителе будет изучение проблемы слабых нейтральных токов, которые при энергиях  $E \sim 100 \text{ Гэв}$ , как ожидается, должны вносить в сечения различных процессов вклад, сравнимый с электромагнитным током. Детальные исследования  $e^+e^-$ -взаимодействий с адронами и лептонами за счет слабых нейтральных токов могут быть проведены только на ускорителе со встречными  $e^+e^-$ -пучками.

Наконец, изучение процесса аннигиляции  $e^+e^- \rightarrow$  адроны даст возможность выяснить структуру адронов на малых расстояниях, проверить и уточнить кварково-партоновую модель и асимптотически-свободные теории сильных взаимодействий и существенно дополнит аналогичные исследования, возможные на ускорителях других типов.

Благодарим А. И. Алиханяна, Л. Н. Липатова, Л. Б. Окуня, В. А. Смилгу, Л. Л. Франкфурта за полезные обсуждения.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

### Влияние поляризации начальных частиц на процессы аннигиляции

Не исключено, что опыты на ускорителях со встречными  $e^+e^-$ -пучками высокой энергии будут проводиться с поляризованными начальными частицами. С другой стороны, эта поляризация оказывается в ряде случаев (например, при исследовании эффектов слабого взаимодействия или при изучении свойств новых резонансов и установлении их квантовых чисел) весьма полезной. Поэтому здесь мы обсудим ряд качественных характеристик интегральных сечений  $e^+e^-$ -аннигиляции при произвольной поляризации начальных частиц.

В работе [66], исходя из соображений инвариантности относительно вращений и отражений, а также из линейной зависимости сечений от векторов поляризации, было показано, что полное сечение произвольного процесса с двумя частицами со спинами  $1/2$  в начальном состоянии имеет вид

$$\sigma = \sigma_0 + (\sigma_{t,0} - \sigma_s) (\mathbf{P} \cdot \mathbf{P}_+) / 4 + (\sigma_{t,1} - \sigma_{t,0}) (\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{P}_+ \cdot \mathbf{n}) / 2, \quad (\text{П.1})$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, направленный по импульсу начальной частицы;  $\mathbf{P}_-$ ,  $\mathbf{P}_+$  — векторы поляризации начальных частиц;  $\sigma_{t,0}$ ,  $\sigma_{t,1}$ ,  $\sigma_s$  — полные сечения реакций из триплетного состояния с проекцией спина 0 и 1 на направление  $\mathbf{n}$  и из синглетного состояния;  $\sigma_0$  — сечение для неполяризованных частиц

$$\sigma_0 = \sigma_s / 4 + \sigma_{t,0} / 4 + \sigma_{t,1} / 2. \quad (\text{П.2})$$

Можно показать, что выражение типа (П.1) сохраняется и для случая инклюзивного сечения, проинтегрированного лишь по азимутальному углу вылета фиксированного адрона (в этом случае  $\sigma_s$ ,  $\sigma_{t,m}$  становятся функциями полярного угла).

Легко видеть [67], что в интересующем нас случае  $e^+e^-$ -аннигиляции для всех ее электромагнитных каналов (кроме процессов типа  $e^+e^- \rightarrow n\gamma$ ) в силу сохранения спиральности ультрарелятивистских электронов

$$\sigma_{t,0} \sim \sigma_s \sim (m_e / \sqrt{s})^2 \sigma_{t,1} \quad (\text{П.3})$$

и

$$\sigma = \sigma_0 [1 + (\mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) (\mathbf{P}_+ \cdot \mathbf{n})], \quad \sigma_0 = \sigma_{t,1} / 2 \quad (\text{П.4})$$

Таким образом, в практически важном случае поперечных поляризаций полные сечения электромагнитных каналов  $e^+e^-$ -аннигиляции не зависят от поляризаций начальных частиц. Такая ситуация сохраняется и для вклада чисто слабого взаимодействия при  $V$ -,  $A$ -структуре слабого нейтрального тока. В этом случае интегральное сечение

$$\sigma = \sigma_L (1 - \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) (1 - \mathbf{P}_+ \cdot \mathbf{n}) + \sigma_R (1 + \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}) (1 + \mathbf{P}_+ \cdot \mathbf{n}), \quad (\text{П.5})$$

где  $\sigma_L$  отвечает  $(V - A)$ -части слабого тока, а  $\sigma_R - V + A$ .

В силу сохранения спиральности начальных частиц при электромагнитной  $e^+e^-$ -аннигиляции (в пренебрежении массой электрона) невозможно рождение новых состояний с  $J = 0$  или  $CP = -1$  [68]. Рождение состояний с  $J^P = 0^-$  или  $CP = -1$  вследствие неэлектромагнитных взаимодействий может происходить лишь из синглетного состояния, и

$$\sigma = \sigma_{s, 0} (1 - \mathbf{P}_+ \mathbf{P}_-) / 4. \quad (\text{П.6})$$

Рождение состояния с  $J^P = 0^+$  типа хиггсовского бозона при  $e^+e^-$ -столкновении может идти лишь из триплетного состояния с нулевой проекцией спина, причем [69]

$$\sigma = \sigma_0 [1 + \mathbf{P}_+ \mathbf{P}_- - 2(\mathbf{P}_+ \mathbf{n})(\mathbf{P}_+ \mathbf{n})], \quad \sigma_0 = \sigma_{t, 0} / 4. \quad (\text{П.7})$$

В случае поперечных антипараллельных поляризаций

$$\sigma = \sigma_0 (1 - |\mathbf{P}_- \cdot \mathbf{P}_+|), \quad (\text{П.8})$$

и при полной поляризации начальных частиц хиггсовский бозон не рождается.

Отметим также, что при рождении системы с положительной натуральной четностью  $(-1)^J P = +1$  или с  $CP = +1$   $\sigma_s = 0$  и

$$\sigma = \sigma_{t, 0} [1 + \mathbf{P}_+ \mathbf{P}_- - 2(\mathbf{P}_+ \mathbf{n})(\mathbf{P}_+ \mathbf{n})] / 4 + \sigma_{t, 1} [1 - (\mathbf{P}_+ \mathbf{n})(\mathbf{P}_+ \mathbf{n})] / 2. \quad (\text{П.9})$$

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Richter В. Proc. of the 17th Intern. Conf. on High Energy Physics, London, 1974, p. IV-37.
2. Бьеркен Дж., Иоффе Б. Л. «УФН», 1975, т. 116, с. 115.
3. Feldman G. J., Perl M. L. «Phys. Reports», 1975, v. 19, p. 233.
4. Ting S.C.C. Report on Palermo Conference, 1975.
5. Захаров В. И., Иоффе Б. Л., Окунь Л. Б. «УФН», 1975, т. 117, с. 227.
6. Schwitters R. F. Proc. 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Stanford, Aug., 1975, p. 5; Preprint SLAC-PUB-1666, 1975.
7. Breidenbach M. Talk at the 2nd Intern. Conf. at Vanderbilt University on New Results in High Energy Physics. March, 1976. Preprint SLAC-PUB-1742, 1976.
8. Feldman G. I. Invited Talk Given at the Intern. Meeting on Storage Ring Physics, Flaine, France, Febr., 1976.
9. Feldman G. I. Proc. of Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford, Aug., 1975, p. 39.
10. Wilk В. Н. Ibid., p. 69.
11. Perl M. L. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 1489; Preprint SLAC-PUB-1592, 1975; Preprint SLAC-PUB-1664, 1975.
12. Cavalli-Sforza M. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 558.
13. Goldhaber G. e.a. Ibid., 1976, v. 37, p. 255; Peruzzi I. e.a. Ibid., p. 569.
14. Schwitters R. Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Т. 2. Тбилиси, 1976, с. В34.
15. Wilk В. Н. Ibid., p. 75.
16. Иоффе Б. Л. «УФН», 1973, т. 110, с. 357.
17. Glashow S. L., Iliopoulos J. I., Maiani L. «Phys. Rev. D», 1970, v. 2, p. 1285.
18. Weinberg S. Ibid., 1976, v. 13, p. 974.
19. Алеханян А. И. и др. Труды VII Междунар. конф. по ускорителям высоких энергий. Ереван. 1969, Т. 2, с. 232.

20. **Richter B.** Preprint SLAC-PUB-1738. April, 1976. «Nucl. Instrum. and Methods», 1976, v. 136, p. 47; **Amaldi V.** «Phys. Lett. B», 1976, v. 61, p. 313.
21. **Иоффе Б. Л., Хозе В. А.** Лекция в Междунар. школе теор. и эксперим. физики. Ереван, 1971. Препринт ЕФИ-ТФ-4, 1972.
22. **Harari M.** Proc. of Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Stanford, Aug., 1975, p. 317.
23. **Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.** Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., 1975; **Азимов Я. И., Франкфурт Л. Л., Хозе В. А.** Лекция в XI зимней школе ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Препринты ЛИЯФ-220—222, 1976.
24. **Bjorken J. D.** Proc. 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies. Stanford, aug., 1975, p. 987; **Lee B.** Summary of Orbis Scientiae Conf. of Coral Gable, Miami, 1976; Preprint Fermilab-76/20, 1976.
25. **Буднев В. М. и др.** «ЭЧАЯ», 1973, т. 4, вып. 1. с. 239; **Terazawa H.** «Rev. Mod. Phys.», 1973, v. 45, p. 615.
26. **Weinberg S.** «Phys. Rev. Lett.», 1967, v. 19, p. 1264.
27. **Salam A.** Proc. of 8th Nobel Symposium. Stockholm, Almquist and WickseL, 1968.
28. **Вайнштейн А. И., Хриплович И. Б.** «УФН», 1974, т. 112, с. 685.
29. **Шехтер В. М.** «УФН», 1976, т. 119, p. 593.
30. **Окунь Л. Б.** Препринт ИТЭФ-66, 1976; **Волошин М. Б., Окунь Л. Б.** Препринт ИТЭФ-111, 1976; **Llewellyn-Smith C. H.** Preprint CERN 76-12, 1976, p. 15.
31. **Bjorken J. D., Llewellyn-Smith C. H.** «Phys. Rev. D», 1973, v. 7, p. 887.
32. **Сущков О. П., Фламбаум В. В., Хриплович И. Б.** «Ядерная физика», 1974, т. 20, с. 1016.
33. **Fritzsch H., Gell-Mann M., Minkowski P.** «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, p. 256; **Fritzsch H.** Caltech Report, CALT-68-524; 1975; **Harari H.** «Ann. Phys.», 1975, v. 94, p. 391.
34. **Gursey F., Sikivie P.** «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 775.
35. **Линде А. Д.** «Письма в ЖЭТФ», 1976, т. 23, с. 73.
36. **Weinberg S.** «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 36, p. 294.
37. **Musset P.** Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Т. 2. Тбилиси, 1976, с. В87; **Donink W. Van.** Paper presented at the «v 76» Aachen Conference, 1976; **Faissner H. e.a.** Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Т. 2. Тбилиси, 1976, с. В114.
38. **Reines F., Gurr H. S., Sobel H. W.** «Phys. Rev. Lett.», v. 37, p. 315, 1976.
39. **Cline D. e.a.** «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 252. **Lee W. e.a.** Ibid, p. 186.
40. **Mann A. K.** Труды XVIII Междунар. конф. по физике высоких энергий. Т. 2. Тбилиси, 1976, с. В95; **Fisk H. E.** Ibid, с. В109.
41. **Cabibbo N., Gatto R.** «Phys. Rev.», 1961, v. 124, p. 1577.
42. **Godine J., Hankey A.** «Phys. Rev. D», 1972, v. 6, p. 3301.
43. **Григорян Г. В., Хозе В. А.** «Ядерная физика», 1972, т. 16, с. 1073.
44. **Love A.** «Nuovo cimento Lett.», 1972, v. 5, p. 113.
45. **Chung V. K., Mann A. K., Paschos E. A.** «Phys. Lett. B», 1972, v. 41, p. 355.
46. **Catto R., Preparata G.** «Nuovo cimento Lett.», 1973, v. 7, p. 89.
47. **Budny R.** «Phys. Lett. B», 1973, v. 45, p. 340; 1975, v. 55, p. 227; 1975, v. 58, p. 338.
48. **Budny R., McDonald A.** «Phys. Lett. B», 1974, v. 48, p. 423; «Phys. Rev. D», 1974, v. 10, p. 3107.
49. **McDonald A.** «Nucl. Phys. B», 1974, v. 75, p. 343.
50. **Palla L., Poesik G.** «Nuovo cimento Lett.», 1974, v. 11, p. 541.
51. **Brown R. W., Mikaelian K. O.** Ibid., v. 10, p. 305.
52. **Llewellyn-Smith C. H., Nanopoulos D. V.** «Nucl. Phys. B», 1974, v. 78, p. 205; v. 83, p. 544.
53. **Mikaelian K. O.** «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 219.
54. **Paschos E. A.** «Phys. Rev. D», 1976, v. 13, p. 745.

55. Lendvai E., Palla L., Pocsik G. Preprint SLAC-PUB-1703, 1976; Pocsik G. Preprint SLAC-PUB-1760, 1976.
56. Lendvai E., Nagy K., Pocsik G. «Phys. Lett. B», 1976, v. 62, p. 526.
57. Dass G. V., Ross G. G. Preprint TH-2196, CERN, 1976.
58. Соколов А. А., Тернов И. М. «Докл. АН СССР», 1963, т. 153, с. 1052; Байер В. Н. «УФН», 1971, т. 105, с. 441.
59. Möhl D., Montague V. W. Preprint CERN/PS-DL 76-6, 1976.
60. Азимов Я. И. и др. «Письма в ЖЭТФ», 1975, т. 21, с. 378; Липатов Л. Н., Хозе В. А. Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. II. Л., 1975, с. 410.
61. Farrar G. R., Jackson D. R. «Phys. Rev. Lett.», 1975, v. 35, p. 24; Смылга А. В. «Ядерная физика», 1977, т. 25, с. 461.
62. Ellis J., Gaillard M. K., Ross G. G. Preprint CERN TH-2161, 1976.
63. Brodsky S., Gunion J. «Phys. Rev. Lett.», 1976, v. 37, p. 402.
64. Поляков А. М. «ЖЭТФ», 1970, т. 59, с. 542.
65. Kogut J., Susskind L. «Phys. Rev. D», 1974, v. 9, p. 697, 3391.
66. Vilenky S. M., Ryndin R. M. «Phys. Lett.», 1963, v. 6, p. 217.
67. Байер В. Н., Хозе В. А. «Ядерная физика», 1967, т. 5, с. 1257.
68. Хозе В. А. «Письма в ЖЭТФ», 1970, т. 12, с. 542; «Ядерная физика», 1970, т. 12, с. 374.
69. Goldman T., Vinciarelli P. «Phys. Rev. Lett.», 1974, v. 33, p. 246.