

СИБИРСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ АН СССР

Институт ядерной физики

О Т Ч Е Т

о рабочем совещании по программе экспериментов
на встречных линейных электрон-позитронных пуч-
ках (ВЛЭПП)

(1-5 декабря 1980 г.)

Составители:

А.Г.Грозин

В.С.Фадин

Новосибирск

1981

В Институте ядерной физики СО АН СССР с 1 по 5 декабря 1980 года проводилось Совещание по встречным линейным электрон-позитронным пучкам (ВЛЭПП). В настоящем отчете кратко изложено содержание представленных докладов и резюме рабочих групп, организованных в ходе Совещания для разработки конкретных вопросов. Отчет организован следующим образом. В начале его помещена программа Совещания. Далее следуют доклады в том порядке, в котором они были представлены на Совещании, за ними - резюме рабочих групп. Завершается отчет изложением оценок фоновых процессов для проекта ВЛЭПП. В приложении приведен список участников Совещания. Отчет является оперативным информационным материалом и предназначен для рассылки только участникам Совещания.

ПРОГРАММА СОВЕЩАНИЯ

ПОНЕДЕЛЬНИК, 1 ДЕКАБРЯ

10.00	Начало работ совещания Вступительное слово	А.Н.Скринский
10.30	О перспективах физики элементарных частиц	Л.Б.Ожунь
11.30-12.00	Круглый стол - кофе	
12.00	ВЛЭШ	В.Е.Балакин
14.00-15.30	Обед	
15.30	W - и Z - бозоны	И.Б.Хриплович
16.30	Хиггсовские частицы	М.А.Шайман
17.00-17.30	Круглый стол - кофе	
17.30	Техницвет и цветные псевдоголдстоуновские частицы в e^+e^- анниги- ляции	М.Б.Волошин

ВТОРНИК, 2 ДЕКАБРЯ

10.00	Экскурсии	
15.30	Составные кварки и лептоны	Э.В.Шурак
16.20	Волновые функции мезонов и их определение	А.Г.Грозин
16.45-17.15	Кофе	
17.15	Сверхтяжелые лептоны	<u>Я.И.Азимов</u> В.А.Хезе
18.00	Что можно узнать об эле- ментарных частицах из космо- логии?	А.Д.Долгов

СРЕДА, 3 ДЕКАБРЯ

10.00	Финические проблемы двух- фотонного рождения адронов в области ВЛЭШ	<u>И.Ф.Гинзбург</u> В.Г.Сербо
11.00	Квантовая хромодинамика при энергиях ВЛЭШ	<u>Я.И.Азимов</u> <u>В.И.Докшицер</u> В.А.Хезе

12.00-12.30	Кофе	
12.30	Проблема поколений в теориях большого объединения	К.А.Тер- Мартirosян
14.00-15.30	Обед	
16.00	Идентификация частиц с помощью переходного излучения	Б.А.Долгошеин
16.50	Проекционный вершинный детектор	В.Е.Пожидаев
17.30-18.00	Кофе	
19.00	Возможности время-пролетной методики на ВЛЭШ	В.Н.Пестов

ЧЕТВЕРГ, 4 ДЕКАБРЯ

10.00	Резюме рабочих групп: Слабые взаимодействия Двухфотонные процессы Новые частицы Множественное рождение адронов	И.Б.Хриплович И.Ф.Гинзбург Э.В.Шурак Ю.Л.Докшицер
12.00	Схема детектора для экспериментов на ВЛЭШ	С.И.Серединов
12.30	Заключительное слово	А.Н.Скринский

В докладе Л.Б.Окуня обсуждалось современное состояние и перспективы физики высоких энергий.

Доклад был построен по следующему плану:

Введение

Основные принципы

Основные частицы

Электромагнитное взаимодействие

Сильное взаимодействие

Слабое взаимодействие

Скаляры

Техницвет. Новая физика в районе ТэВ'а?

Великое объединение

Суперобъединение

Астрофизика и космология

Новые стабильные частицы? Новые дальние действия?

Заключительные замечания

Изложение этих вопросов можно найти в обзоре Л.Б.Окуня, опубликованном в УФН, 133, в.4 (1981 г.).

Доклад В.Е.Балакина был посвящен перспективе сооружения встречных линейных e^+e^- пучков на большие энергии. Общая идея ВЕЭП состоит в использовании двух линейных ускорителей, "стреляющих" навстречу друг другу пучками электронов и позитронов. В таком виде идея выглядит тривиальной, однако, анализ возможностей современных линейных ускорителей показывает, что их параметры на несколько порядков не удовлетворяют требованиям иметь достаточно высокую светимость (необходимо иметь очень интенсивные пучки при исключительно малом эмиттансе), удовлетворительную энергетiku и размеры установки.

Светимость такой установки, очевидно, оценивается как

$$L = \frac{N^2}{4\pi\sigma_x\sigma_y} \cdot f$$

где N - число частиц в каждом из сталкивающихся одиночных пучков, $4\pi\sigma_x\sigma_y$ - эффективная площадь поперечного сечения пучков в месте встречи, f - частота повторения циклов.

Линейный ускоритель для достижения удовлетворительных энергетических характеристик должен работать на частоте повторения 10-100 Гц. Число ускоренных частиц по тем же причинам, а также из-за возрастания сложности проблем "большого тока", не может быть поднято существенно выше 10^{12} частиц в одном пучке. Поэтому для достижения необходимой светимости порядка $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ площадь поперечного сечения в месте встречи должна быть очень малой - порядка квадратного микрона. Соответственно, эмиттанс пучков (для случая круглого сечения) даже при оптимальной фокусировке и длине пучков всего около $\ell = 1 \text{ см}$ придется суметь сделать рекордно малым - порядка

$$\frac{\Omega}{\pi} = \frac{S}{\ell} \approx 10^{-8} \text{ см.рад.}$$

Как получение интенсивных пучков столь малого эмиттанса, так и его сохранение в процессе ускорения являются чрезвычайно сложными задачами, но удалось показать, что они разрешимы.

Для ускорения $2 \cdot 10^{12}$ частиц до 100 ГэВ необходимо вложить энергию около 30 кДж; суммарная энергия, запасенная в ускоряющей структуре должна быть не меньше 150 кДж. Она должна быть передана ускоряющей структуре от СВЧ-генераторов за время меньше времени затухания электромагнитного поля в структуре, что при длине волны $\lambda = 5 \text{ см}$ составляет около 10^{-7} сек. Отсюда следует,

что суммарная мощность СВЧ-генераторов должна составлять порядка 10^{12} Вт, а необходимая мощность одного генератора, считая по 100 генераторов на 1 км ускорителя, достигнет 5 ГВт, что на два порядка превышает рекордную мощность промышленно выпускаемых генераторов на длину волны порядка 10 см. Однако прогресс в разработке мощных электронных пучков, как мы уже говорили выше, дает реальные основания быть уверенными в скорой разрешимости этой проблемы.

Стремление иметь возможно меньшие масштабы установки, а также, как мы увидим, стремление упростить решение задачи охлаждения эмиттанса пучков при ускорении, заставляет переходить к суперлинкам с темпом ускорения около 100 МэВ/м. Проведенный анализ и эксперименты показали разрешимость и этой задачи.

Итак, задача создания ВЛЭШ заключается в разработке линейных ускорителей с темпом ускорения около 100 МэВ/м, позволяющих ускорить одиночные сгустки электронов и позитронов с длиной около 1 см при числе частиц 10^{12} в каждом сгустке, обеспечивающих на выходе очень малый эмиттанс пучков и достаточную монохроматичность, и в создании высокоэффективных и тонкоуправляемых по амплитуде и фазе СВЧ-генераторов на длину волны около 5 см с мощностью в импульсе несколько Гигаватт при частоте повторения в десятки герц. Чрезвычайно желательно также иметь возможность работы с поляризованными встречными пучками электронов и позитронов.

Общую схему установки можно представить следующим образом

Два суперлинка на энергии, скажем 100 ГэВ каждый длиной по 1 км, питаемых мощными источниками СВЧ, установленными на расстоянии около 10 метров друг от друга, "стреляют" навстречу друг другу одиночными сгустками длиной 1 см по 10^{12} поляризованных электронов или позитронов в каждом с частотой циклов порядка 10 Гц. После столкновения в месте встречи сгустки слегка отклоняются импульсным полем в малоугловую анализирующую систему, которая позволяет измерять энергетический спектр сталкивающихся частиц. После анализатора сгусток поступает в конверсионную систему, которая представляет собой длинный спиральный магнитный ондулятор, проходя который частицы излучают около 1% своей энергии в виде циркулярно поляризованных фотонов с энергией около 10 МэВ. Затем оставшийся поляризованный пучок

слегка отклоняется и направляется, например, в специальные залы для проведения экспериментов со стационарными поляризованными мишенями, а фотоны попадают на конвертор. Рожденные в мишени продольно поляризованные частицы нужного знака (берется верхняя часть спектра) собираются и ускоряются с высоким темпом до энергии около 1 ГэВ. Затем поляризация частиц преобразуется в поперечную (вертикальную), длина сгустка увеличивается на порядок и частицы, после предварительного радиационного охлаждения в накопителе с большим акцептансом, переводятся в специальный циклический охладитель, где эмиттанс пучка "затухает" до необходимой очень малой величины (чего не очень просто добиться для 10^{12} частиц в сгустке). После полного охлаждения пучок транспортируется без aberrаций к инжекционному концу суперлинка, причем перед инжекцией пучок укорачивается до 1 см, а поляризация частиц преобразуется желаемым образом. Далее следует ускорение с предельно высоким темпом ускорения и принятием специальных мер для предотвращения возрастания эмиттанса. После ускорения сгустки фокусируются в месте встречи в эллипсоид и далее цикл повторяется.

Рассмотрим теперь, что происходит при столкновении столь плотных сгустков.

Электрическое и магнитное поля сгустков рассматриваемой интенсивности при микронных размерах достигают мегагауссовой величины. Для частиц "своего" сгустка силы со стороны электрического и магнитного полей взаимно компенсируются и не оказывают влияния на поведение частиц. В то же время их действия на частицы встречного пучка складываются, и максимальное эффективное поле равно удвоенной величине:

$$|H_{\text{eff}}| = |H| + |E| = \frac{4Ne}{e(\sigma_x + \sigma_z)}$$

где σ_x, σ_z - поперечные полуразмеры пучка в месте встречи,
 e - длина сгустка.

Рассмотрим кратко три аспекта влияния этих полей.

Во-первых, в этом поле частицы испускают синхротронное излучение, при этом длина потери полной энергии оказывается в этих условиях весьма малой

$$l_{\text{rad}} = \frac{mc^2}{2e^2} \gamma H_{\text{eff}}^2$$

Разброс энергий реакций будет соответствовать при этом энергетическому разбросу в пучке

$$\frac{\Delta E}{E} \approx \pm \frac{1}{8} \frac{v}{v_{rad}} = \pm \frac{2Z_1^2 N^2 \gamma}{v(\sigma_1 + \sigma_2)^2}$$

В результате, вместо столкновения монохроматических электрон-позитронных сгустков, при $\sigma_1 = \sigma_2$ получаем размытый спектр e^+e^- реакций и дополнительно множество γe и $\gamma \gamma$ соударений. Из-за этого приходится переходить к плоским сгусткам с сохранением площади поперечного сечения для поддержания светимости, поля в которых, как мы видели, убывает пропорционально увеличению ширины сгустка.

Во-вторых, поле встречного пучка частиц противоположного знака оказывает сильное фокусирующее действие. В результате за время соударения сгустков частицы совершают несколько колебаний. При лобовых столкновениях при этом для сгустков с плавным распределением плотности по всем направлениям увеличения эффективных размеров не происходит (есть даже небольшое сжатие), что было показано численным моделированием самосогласованного столкновения. Заметим, что рассматриваемый эффект резко снижает достижимую светимость электрон-электронных (или e^+e^+) встречных пучков (дефокусировка!).

Третьим важным эффектом когерентных полей встречного сгустка является их воздействие на поведение спинов поляризованных встречных пучков. Поворот спина относительно скорости частицы из-за аномального магнитного момента при слишком больших углах поперечных колебаний частиц в поле встречного сгустка приводит к полной деполаризации электронов и позитронов в процессе столкновения. Допустимые углы в пучке составляют при этом

$$\theta_{\text{доп}} \approx \frac{1}{3} \frac{g_0}{g^* \gamma} = \frac{0,15}{E_{\text{ГэВ}}}$$

Для этого необходимо, чтобы

$$\frac{\gamma N \sigma_2}{v(\sigma_1 + \sigma_2)} \leq 0,6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-1}$$

Переход к плоским пучкам решает и эту проблему.

Рассмотрим теперь некоторые особенности проведения экспериментов на установке ВМЭШ.

От привычных систем со встречными пучками ВМЭШ отличается

тем, что соударения сгустков происходят очень редко - десятки раз в секунду при высокой суммарной светимости за одну такую встречу. Это обстоятельство затрудняет разделение событий, в том числе, отстройку от фоновых реакций.

Наиболее принципиальным ограничением полезной светимости за одно соударение сгустков является то, что суммарное сечение электродинамических процессов

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^- + X$$

быстро растет с уменьшением импульса, переданного X . Соответственно, каждое соударение сгустков и каждое интересное событие сопровождается большим числом заряженных частиц и фотонов с энергией много меньше полной энергии начальных частиц. Поэтому должны быть приняты меры, включающие, например, постановку перед детектором поглощающего вещества, введение продольного магнитного поля, исключение из регистрации частиц под малыми углами, разработку специальных вариантов триггера и т.д., для обеспечения регистрации, выделения и анализа интересных событий. Естественно, вероятность наложения двух интересных в текущем эксперименте событий можно сделать пренебрежимо малой соответствующим уменьшением светимости, оставляя высокой скорость набора статистики этих событий.

Могут быть и другие, более "технические" виды фона. Так, вместе со сгустком электронов, имеющим в рассматриваемых устройствах чрезвычайно малые средне-квадратичные размеры, могут двигаться сильно отклоненные частицы, которые могут появиться, например, за счет однократного рассеяния на ядрах остаточного газа в последнем накопителе - охладителе ("галло" пучка). Взаимодействие таких частиц с веществом в районе детектора приводит к рождениюливней с полной энергией. Поэтому требуется очень высокий уровень "пучковой гигиены", включая очень хороший вакуум в накопителе и линаке, и установку специальных диафрагм вдали от места встречи.

Другим источником технического фона может стать попадание в район детектора продуктов взаимодействия квантов пучок-пучкового синхротронного излучения с веществом вакуумной камеры, линз и т.д. Это заставляет принять меры к тому, чтобы место попадания таких фотонов на вещество было достаточно отодвинуто

от места встречи. В таком случае момент прихода в детектор фоновых частиц будет сильно сдвинут относительно изучаемых событий, а кроме того коллимацией можно резко уменьшить телесный угол и, соответственно, общее число попадающих в детектор вторичных частиц.

Таким образом, мы видим, что изучение (по крайней мере инклюзивное) событий, в которых рождаются электроны, мюоны и фотоны с энергией, составляющей значительную долю энергии начальных частиц, не вызовет затруднений. К этому типу процессов относятся двухчастичные реакции (электродинамические, слабые и смешанные) и рождение промежуточных бозонов. Не будет представлять принципиальных затруднений и изучение реакций с образованием адронных струй, несущих значительную долю энергии первичных частиц. В то же время изучение всех интересных процессов потребует решения очень сложных фоновых проблем.

Импульсный характер светимости на ВЛЭПП, высокая результирующая множественность большинства наиболее интересных процессов, а также значительное число сравнительно низкоэнергетичных фоновых частиц заставляет разрабатывать весьма специальные детектирующие системы, особенно в их внутренней, "геометрической", трековой части. Не исключено, что одним из возможных решений может стать использование гибридных быстроциклических пузырьковых камер с электронным целеуказанием.

Напомним, что ВЛЭПП может использоваться в параллельном со "встречными" пучками режиме как ускоритель, дающий в секунду 10^{13} поляризованных любым нужным образом электронов и позитронов с полной энергией $E_{\text{п}}$, а также, при использовании лазерной конверсии отработавших e^+ , и как источник поляризованных γ -квантов почти полной энергии с приличной монохроматичностью и интенсивностью порядка 10^{12} сек^{-1} для экспериментов со стационарными мишенями.

Напомним также, что сбрасывая на мишень электронные пучки ВЛЭПП можно получить весьма интенсивные хорошо коллимированные потоки высокоэнергетичных нейтрино всех сортов от распада рожденных мюонов, τ -лептонов и, если они существуют, более тяжелых лептонов.

В специальном режиме можно получить поляризованные электро-

ны, позитроны и фотоны удвоенной энергии, заставляя e^+ проходить последовательно оба линака (секции второго линака должны в этом случае запитываться с противоположным к нормальному сдвигом во времени).

Если дополнить ВЛЭПП интенсивными источниками заряженных мюонов и охлажденных мюонов, то его можно будет использовать и для их ускорения.

Наконец, приведем таблицу основных параметров проекта ВЛЭПП.

	1 очередь	Полный проект
Энергия	2 x 150 ГэВ	2 x 500 ГэВ
Длина	2 x 1,5 км	2 x 5 км
Светимость		$10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$
Частота пучков		10^{11}
Число частиц в пучке		10^{12}
Средняя мощность в пучке	2 x 250 кВт	2 x 900 кВт
Импульсная мощность питания	1000 ГВт	4000 ГВт
Номинальная потребляемая мощность от сети	5 МВт	40 МВт

В докладе Шифмана М.А. "Хиггсовские частицы" сказано

Скалярные частицы, элементарные либо составные, — неотъемлемый элемент современных моделей электрослабого взаимодействия. Они представляют особый интерес, поскольку относятся к той части теории, которая не кажется сейчас безусловной и может весьма существенно измениться в будущем. Хиггсовские частицы недаром получили в литературе эпитет "неуловимые" — они слабо проявляются в опытах при доступных энергиях, и их поиск — одна из труднейших экспериментальных задач. О массе скалярного бозона можно сказать очень мало. Если он один, то

$$m_H > 7 - 8 \text{ ГэВ.}$$

Достоверного верхнего предела на массу H -частиц, вообще говоря, не существует. В так называемых техноцветных схемах, активно обсуждаемых в последнее время, составные хиггсовские бозоны весят около 1 ТэВ . Вряд ли сейчас имеет смысл обсуждать ситуацию со столь тяжелыми H -бозонами, недоступными прямому эксперименту. При оптимистическом взгляде можно все же надеяться, что существуют хиггсы с массой от десяти до ста ГэВ . В этом случае их поиск на ВЛЭП весьма перспективен и имеет много шансов на успех. Действительно, как было впервые отмечено Иоффе и Хозе, наибольший выход хиггсовских частиц при наилучших фоновых условиях достигается в процессе

$$e^+e^- \rightarrow Z H. \quad (1)$$

В модели Вайнберга-Салама выше порога рождения пары $Z H$ известно отношение $\sigma(e^+e^- \rightarrow Z H) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$ порядка единицы. H -бозон труден для поиска не только из-за малого сечения рождения, но и из-за отсутствия ярких мод распада, облегчающих идентификацию. Реакция (1) лишена этого недостатка, т.к. в ней имеется прекрасный триггер — Z -бозон.

Если существует тяжелый кварк с массой $50 - 100 \text{ ГэВ}$, то весьма эффективен поиск монохроматической фотонной линии в распаде тяжелого кваркония

$$e^+e^- \rightarrow \gamma \rightarrow (Q\bar{Q}) \rightarrow \gamma + H.$$

Вероятность распада $(Q\bar{Q}) \rightarrow \gamma + H$ можно оценить надежно. Впервые это было сделано Вильчеком в 1977 г. Воспользовавшись его формулой, получаем, что в модели Вайнберга-Салама

$$\Gamma(Q\bar{Q} \rightarrow \gamma H) / \Gamma(Q\bar{Q} \rightarrow \mu^+\mu^-) \sim 1 \quad (2)$$

при массе кварка 50 ГэВ . При дальнейшем увеличении массы кварка отношение (2) растет квадратично.

В стандартной модели нет заряженных скалярных бозонов. Такие частицы возникают, однако, в моделях с двумя и более дублетами хиггсовских полей. Их массы не обязательно велики. Относительно легкий ($\sim 10 \text{ ГэВ}$) заряженный хиггсовский бозон был бы истинным подарком природы — его идентификация совсем не так трудна, как для нейтрального бозона. Самый очевидный эксперимент — зарядовое рождение H^+H^- в e^+e^- -столкновениях. Выше порога H^+H^- возникает скачок в R , который, однако, относительно невелик, около 5%. Больший эффект можно наблюдать в угловом распределении струй. Для обычных кварковых событий $d\sigma/d\theta = f + a \cos^2\theta$, где $a = 1$. Как отметил Хозе, выше порога рождения H^+H^- a должно отличаться от единицы на $\sim 20\%$.

Если масса заряженного хиггса меньше массы t -кварка, то наиболее ярким проявлением H были бы распады типа $t \rightarrow H^+ \ell$, вероятность которых на много порядков превосходит вероятность обычных слабых распадов.

Среди распадов H главную роль играют моды с участием максимально тяжелых кварков и лептонов, допустимых по массе. Например,

$$\Gamma(H \rightarrow \tau^+\tau^-) \approx 20 \kappa \approx 8 \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}} \right), \quad \Gamma(H \rightarrow c\bar{c}) \approx 32 \kappa \approx 8 \left(\frac{m_H}{10 \text{ ГэВ}} \right).$$

Потом появляются b -кварки и т.д. Тяжелые кварки, в свою очередь, каскадно распадаются с испусканием большого числа мюонов. Поэтому на опыте типичный распад H -частицы выглядел бы как каскад, аномально обогащенный мюонами.

В докладе Волошина М.Б. "Техницвет и цветные псевдоголдстоуновские частицы в e^+e^- аннигиляции" связано

альтернативой хиггсовского механизма спонтанного нарушения симметрии в теории Вайнберга-Салама является схема с новым сильным взаимодействием, имеющим характерный массовый масштаб $\Lambda_T \sim 1 \text{ ТэВ}$. В данной схеме предполагается существование кварков и лептонов, обладающих новым квантовым числом — техницветом (аналог цвета), причем незабелевое техницветовое взаимодействие становится сильным при переданных импульсах порядка $\Lambda_T \sim 1 \text{ ТэВ}$. Как указано Сусокиядом^[11] и Вайнбергом^[12] по аналогии с известным явлением в квантовой хромодинамике техницветовое взаимодействие должно приводить к спонтанному нарушению киральной симметрии за счет образования вакуумного конденсата пар технифермионов:

$$\langle \bar{Q}Q \rangle \sim \langle \bar{L}L \rangle \sim \Lambda_T^3 \quad (I)$$

Образование конденсата (I) приводит к появлению (безмассовых в пренебрежении всеми взаимодействиями, кроме техницвета) т.н. голдстоуновских бозонов, которые играют роль (составных) частиц Хиггса в стандартной теории Вайнберга-Салама. Три из этих бозонов (Π^\pm, Π^0 — "технопионы") "поглощаются" W^\pm и Z^0 — бозонами, в результате чего последние приобретают массы:

$$m_W^2 = \frac{e^2 F_\Pi^2}{8 \sin^2 \theta_W}$$

где F_Π — аналог константы f_π распада $\pi \rightarrow \mu \nu$. При этом фермиевская константа G_F связана с F_Π соотношением

$$F_\Pi = 2^{1/4} G_F^{-1/2} \approx 350 \text{ ГэВ}$$

что определяет необходимый масштаб техницветового взаимодействия $\Lambda_T \sim F_\Pi$.

Для генерации масс кварков^[13] необходимо предположение о существовании взаимодействия, объединяющего обычные и техни-кварки (расширенный техницвет — (ETC)), причем симметрия LTC должна быть нарушена на масштабе порядка 10 ТэВ, что выражается в наличии масс такого порядка у т.н. Z-бозонов, переводящих обычные кварки в техникварки. При выполнении данных условий возникновение конденсата (I) приводит к появлению наблюдаемых при энергии $\ll \Lambda_T$ масс обычных кварков

$$m_q \approx \frac{g_E^2}{4} \frac{\langle \bar{Q}Q \rangle}{m_E^2}$$

где m_E — масса E-бозона, а g_E — его константа связи.

Основную трудность при построении реалистической схемы, использующей идею техницвета, составляет генерация реалистического спектра масс кварков и лептонов. В частности, реализация выполняющегося на опыте соотношения между массами промежуточных бозонов

$$m_W = m_Z \cos \theta_W$$

одновременно с неравными массами кварков, входящих в слабые дублеты, требует^[14] значительного расширения флейворного состава технифермионов, что в известных до сих пор схемах приводит к отсутствию асимптотической свободы для техницветового взаимодействия. В данное время реалистическая схема техницвета, удовлетворяющая всем необходимым требованиям, определяемым данными опыта и условиями самосогласованности, отсутствует.

Если тем не менее техницвет реализуется в природе, то при энергиях ниже Λ_T единственными наблюдаемыми на опыте частицами будут псевдоголдстоуновские бозоны (PGB), возникающие за счет спонтанного нарушения симметрий конденсатом (I). Данные частицы, за исключением упомянутых выше техницветов, приобретают массы за счет электрослабого или (и) цветового взаимодействий. Конкрет-

ные оценки их масс и свойств зависят от специфики модели. В общем случае можно ожидать наличия целозарядных бесцветных RGB с массами порядка $(50 - 80 \text{ ГэВ}) \cdot \sqrt{4/N}$, дробнозарядных триплетных по цвету с массами порядка $130 \text{ ГэВ} \cdot \sqrt{4/N}$ и целозарядных октетных по цвету: $m \approx 250 \text{ ГэВ} \cdot \sqrt{4/N}$, где N — размерность группы техницвета (можно полагать, что $N \geq 4$). В наиболее прямолинейных схемах возникают также нейтральные $I=3$ с массами $\sim 3 \text{ ГэВ}$ и заряженные с массами 5-8 ГэВ. Существование последних находится на грани противоречия с данными по e^+e^- -аннигиляции. Однако, наличие таких легких RGB можно избежать при соответствующей модификации теоретической схемы.

Триплетные и октетные по цвету RGB при энергиях, меньших Λ_T , ведут себя в смысле обычного цветового взаимодействия как триплетные и октетные (псевдо) скалярные кварки. Изучение их на опыте явилось бы информативным как для понимания структуры техницвета так и для исследования квантовой хромодинамики в условиях, отличных от изучаемых во взаимодействии обычных спинорных кварков. Так, октетные по цвету бозоны Φ_a ($a = 1, 2, \dots, 8$ — цветовой индекс) взаимодействуют с глюонами с константой в $9/4$ раз больше, чем цветные триплеты. Данное обстоятельство приводит, в частности, к тому, что сечение рождения пар $\Phi_a^+ \Phi_a^-$ в e^+e^- -аннигиляции усилено и не имеет порогового поведения $\sim v^3$, а представляет собой "ступеньку" при $s \approx 4m_{\Phi}^2$:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \Phi_a^+ \Phi_a^-) \approx \frac{1,5}{\sin^4 \theta_w} \left(\frac{4\pi \alpha^2}{3s} \right) \approx 24 \left(\frac{4\pi \alpha^2}{3s} \right)$$

Поэтому порог рождения таких частиц в e^+e^- -аннигиляции (напомним, что $2m \approx 500 \text{ ГэВ} \cdot \sqrt{4/N}$) должен быть весьма заметным явлением уже в полном сечении.

Скалярные бозоны $\Phi_a^+ \Phi_a^-$ должны образовывать узкие резонансы, аналогичные кварковым резонансам Υ^0 и Υ^{\pm} . В отличие от кварковых резонансов, для векторного состояния пары $\Phi_a^+ \Phi_a^-$ аннигиляция в три глюона невозможна, и поэтому его глюонная аннигиляция определяется четырехглюонным механизмом. Оценка ширины распада таких резонансов на e^+e^- зависит от разности таковой и конstituентной масс цветосового октета (для триплетных кварков эта разность составляет примерно 300 МэВ). Если грубо оценить эту разность в 1 ГэВ, то наблюдение данных резонансов в e^+e^- -аннигиляции возможно при разбросе полной энергии в пучках $\Delta W \approx 4 \text{ ГэВ}$. Изучение спектра таких резонансов позволило бы исследовать взаимодействие в квантовой хромодинамике в совершенно необычных условиях.

- /1/ L.Susskind, Phys.Rev. D20 (1979) 2619.
- /2/ S.Weinberg, Phys.Rev. D19 (1979) 1277.
- /3/ S.Dimopoulos and L.Susskind, Nucl.Phys. B155 (1979) 237.
- /4/ P.Sikivie, L.Susskind, M.Voloshin, and V.Zakharov, Nucl.Phys. B173 (1980) 189.
- /5/ M.Peskin, Saclay preprint (May 1980).

"СОСТАВНЫЕ КВАРКИ И ЛЕПТОНЫ" сказано

В последний год резко увеличилось число работ, посвященных моделям составных кварков и лептонов. Феноменологические основания для такой точки зрения ясны: кварков и лептонов известно уже довольно много, их спектр масс сложен, хотя и проглядывает симметрия: поколения (u, d, e, ν_e) ; (c, s, μ, ν_μ) ; (t, b, τ, ν_τ) , для которых $\sum Q_i = 0$; $\sum B_i = \sum L_i$; $(Q, B, L$ — электрический, барионный, лептонный заряды). Теория также по различным линиям приходит к выводу о вероятности нового сильного взаимодействия при энергиях $1-100$ ТэВ, которое могло бы связывать составляющие кварков и лептонов — метакварки (или преоны).

Получение "старых" квантовых чисел заряда, цвета, слабого изоспина, номера поколения делается либо их приписыванием метакваркам, либо их генерацией на уровне связанных состояний.

Первую логику демонстрирует пример № I (вариация на тему работы [1]). Кварки и лептоны состоят из трех преонов (f, c, g) , где f — дублет по слабому изоспину ($Q_{1,2} = (1, 0)$); $C_{1,3}$ — триплет по цвету ($Q = 1/3$), C_4 несет лептонный заряд ($Q = 0$); g — триплет по номеру поколения. Итого $2 + 4 + 3$ преона дают $2 \times 4 \times 3 = 24$ частицы трех известных поколений. Есть однако еще масса других экзотических состояний.

Пример № 2 — [2] в отличие от первой можно назвать минимальным. Есть только 2 составляющих: $T (Q = 1/3), V (Q = 0)$ и тройка метакварков имеет $2^3 = 8$ состояний, т.е. как раз как в одном поколении. отождествив e^+ с (TTT) , u с (TTV, VTT, TVT) , \bar{d} с (VTT, TVV, VTV) , ν с (VVV) имеем генерацию цветовой симметрии. Вряд ли эта модель буквально проходит, но сама идея интересна. Добавлю, что в этой модели протон нестабилен: реакция $u + u \rightarrow \bar{d} + e^+$ есть просто

обмен составляющими.

Основной вопрос теории: может ли быть масса составной системы $m_F \ll \Lambda \sim 1/R$. (R — размер системы, Λ — энергия при которой "метацветное" взаимодействие сильно). Т. Хоффт [3] предложил связать это свойство с сохранением (или неполным нарушением) киральной симметрии. Он выдвинул необходимое (но недостаточное) условие этого: треугольные аномалии метакварков и кварков должны совпадать. В хромодинамике с тремя легкими кварками (u, d, s) это условие не выполнено и, действительно, киральная симметрия нарушена. Второе условие Т. Хоффта — отщепление кварков по одному с сохранением условия аномалии — не имеет решений в группах $SU(N)$ и от него видимо нужно отказаться. Интересный анализ нарушения киральной симметрии дан также в [4].

Эксперимент выделяет три группы моделей:

1. Модели с распадом протона (скажем, пример № 2). Для них $\Lambda \gtrsim 10^{14}$ ГэВ.
2. Модели где поколения есть взаимные возбуждения. Из предела на $\mu \rightarrow e\gamma$ следует $\Lambda \gtrsim 10^5$ ГэВ.
3. Модели без экзотики (скажем, пример № 1). Аномальный момент мюона $\delta m \sim (e m_\mu / \Lambda^2)$ откуда $\Lambda \gtrsim 10^3$ ГэВ.

Для теории желательно либо объединение с техницветом (частичное нарушение киральной симметрии в одной $SU(2)$) и тогда $\Lambda \sim 1$ ТэВ; либо замена второго этапа (ETC) и $\Lambda \sim 10-100$ ТэВ.

При подходе к энергиям $\sim \Lambda$ в e^+e^- соударениях проявится рост сечения — формфакторы e, μ, ν . Далее возникнут пики — метамезоны, аналоги ρ, ω, φ . Можно думать, что метакварки не столь легкие (нет теоремы Голдстоуна) и распадов типа $\rho \rightarrow 2\pi$ нет. Тогда эти резонансы очень узки и хорошо заметны над фоном даже при больших пучках. Характерная деталь: резонансы I^- и I^+ идут тесными парами вследствие приближенной киральной симметрии ($\Delta m/m \sim$

$\sim 10^{-3}$). При $E \sim \Lambda$ можно ожидать и массу новых кварков и лептонов с экзотическими квантовыми числами ($S = 3/2$; цвет (6) и (3); слабый изоспин 0, 1 ...).

Требования к экспериментам: 1) Обеспечить точность $\sim 1\%$ в абсолютных измерениях ($e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$); 2) Увеличивать точность в измерениях магнитного момента и сопутствующих измерениях. 6 ($e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$).

Л и т е р а т у р а

1. J.C.Pati, A.Salam, J.Stratteeedee. Phys.Lett. 59B (1975) 26.
2. H.Narary. Phys.Lett. 86B (1979) 83.
M.A.Shupe. Phys.Lett. 86B (1979) 87.
3. T'Hooft. Lecture 3 in the Proceedings of the Cargese Summer Institute, 1979.
4. S.Dimopoulos, S.Raby, L.Susskind. Preprint ITP-662 of the Stanford University, 1980.

В докладе А.Г.Грозина "Волновые функции мезонов и способы их определения" говорилось:

В теоретико-возмущенческой КХД невозможно описать, скажем, образование "рядового" π -мезона в e^+e^- аннигиляции. Поддаются описанию только специальным образом отобранные редкие события, в которых можно гарантировать, что формирование мезона произошло на малых расстояниях. Именно, это такие события, в которых все мезоны в начальном и конечном состоянии хорошо отделены в фазовом пространстве друг от друга и от струй. Но за формирование каждого мезона на малых расстояниях надо платить малым множителем f^2/Q^2 в сечении, где $f \sim f_\pi$ - масштаб волновой функции мезона, Q - характерная большая передача импульса в жестком процессе.

При формировании мезона на малых расстояниях, главный вклад дает компонента Фоковской волновой функции с минимальным числом партонов в мезоне (т.е. кварк-антикварковая компонента и двухглюонная компонента, если она разрешена по квантовым числам). Волновая функция (в.ф.) мезона $f(x, Q^2)$ качественно имеет смысл амплитуды вероятности найти в мезоне 2 партона с долями продольного импульса x и $1-x$ и поперечными импульсами вплоть до Q . Количественное определение см. например, в /1-5/. Волновая функция слабо зависит от Q^2 в соответствии с уравнением эволюции /1-3/, однако, чтобы это изменение стало заметным, необходим большой интервал Q с $\Delta \xi \sim 1$ (см. /6/). Вследствие быстрого падения сечений с Q это экспериментально недостижимо, и эволюция не существенна.

Различные процессы вместе с оценками сечений и информацией о в.ф., которую можно из них получить, приведены в таблице. В ней M обозначает любой мезон, P - псевдоскалярный, V - векторный (в частности, V_L и V_T - со спиральностью 0 и ± 1), M^0 - абсолютно нейтральный мезон.

Процессы, в которых имеется 1 мезон, формирующийся на малых расстояниях, содержат в сечении малый множитель f^2/Q^2 в первой степени. В них не смешана информация о разных мезонах. Простейший пример - электромагнитные и слабые распады мезона на 2 лептона ($\pi \rightarrow \mu\nu$, $\rho \rightarrow e^+e^-$ и т.д.). Из них мы знаем интегралы типа

$$f = \int f(x) dx \quad (1)$$

Следующий по сложности процесс - $\gamma^* \rightarrow \gamma P^0$. Он дает нам информацию об интеграле

$$I = \int \frac{f(x) dx}{1-x} \quad (2)$$

который зависит как от нормировки (f), так и от формы в.ф. Этот процесс может изучаться и в двухфотонном канале с одним сильно виртуальным фотоном: $\gamma^* \gamma \rightarrow P^0$.

Распад тяжелого кваркония $V^0 \rightarrow \gamma P^0$ интересен тем, что главная по α_s диаграмма обращается в 0 в главном порядке по $1/m_V^2 / I$. Работают петлевые диаграммы, в которых вся петля относится к малым расстояниям. Ширина этого распада одинаково сильно зависит от кварковой и глюонной в.ф. легкого мезона. Если же кварконий не достаточно тяжел (ψ), преобладает степенная поправка к первой диаграмме.

Процесс $\gamma \gamma \rightarrow \gamma V_T$ подавлен по кварковому счету. Он дает информацию о кварковой в.ф. мезона, но его сечение очень мало.

Процессы со струями и изолированным мезоном в конечном состоянии открывают принципиально новые возможности, т.к. теперь сечение зависит от параметра - энергии мезона, и мы получаем не число, а функцию. Это в принципе позволяет полностью восстановить в.ф. мезона /7/. Результаты являются простыми и универсальными в случае, когда угол между мезоном и струей относительно мал /7/. Для e^+e^- аннигиляции вне резонансов получены и общие результаты, однако их сложная форма затрудняет восстановление в.ф. В случае распадов тяжелого векторного кваркония образование мезона через двухглюонное состояние происходит в более низком порядке по α_s , чем через кварк-антикварковые, что дает возможность получить уникальную информацию о глюонных в.ф.

Процессы, в которых 2 мезона формируются на малых расстояниях, содержат в сечении $(f^2/Q^2)^2$. Кроме того, в них перепутана информация о различных мезонах. К подавленным по кварковому счету процессам относятся $\gamma^* \rightarrow PP$, $\gamma^* \rightarrow V_L V_L$. Они дают информацию об интегралах I (2) /2-5/. В случае электрически нейтральных мезонов (напр., $\gamma^* \rightarrow K_L K_S$) этот процесс является мерой асимметрии в.ф. К-мезона /2-3/.

Процессы $\gamma^* \rightarrow PV_T$, $\gamma^* \rightarrow V_L V_T$ однократно подавлены по кварковому счету. Они особо чувствительны к поведению в.ф. вблизи грани. Даже грубая проверка степенного поведения этих про-

цессов может дать ценную информацию /5/.

Распады тяжелого кваркония $V^0 \rightarrow MM$ описываются петлевыми диаграммами и, к сожалению, еще не вычислены. Расчет проделан в теоретически более простом случае псевдоскалярного кваркония (запомним, что результат, приведенный в /5/, содержит ошибку). Единственный распад этого типа, не подавленный по кварковому счету, это $P^0 \rightarrow PV_L$. Ширина этого распада отлична от 0 только за счет асимметрий в.ф. P или (ψ) V, поэтому реально речь идет о распаде $P^0 \rightarrow K K^*$. Он дает информацию об асимметрии в.ф. K и K^* , но т.к. интеграл, определяющий ширину, не факторизуется на множители, относящиеся к отдельным мезонам, эта информация сильно перепутана.

Очень интересен процесс $\gamma \gamma \rightarrow MM$ /3/. В случае электрически нейтральных мезонов в сечение входит интеграл от в.ф., зависящий от параметра $\cos \theta$. Это, как и в случае изолированного инклюзивного рождения, позволяет в принципе полностью восстановить в.ф. Сечения $\gamma \gamma \rightarrow PP$, $\gamma \gamma \rightarrow V_L V_L$ одинаковым образом выражаются через в.ф., и не очень чувствительны к их форме. Сечение же $\gamma \gamma \rightarrow V_T V_T$ имеет, вообще говоря, тот же порядок, но сильно зависит от формы в.ф., в частности, обращается в 0 при $f(x) \sim \delta(x-1/2)$.

Как видно из таблицы, наиболее ценную информацию дает процесс изолированного инклюзивного рождения мезонов. Для его изучения необходимы энергии, при которых четко видны струи, и как можно большая светимость (последнее, впрочем, относится ко всем рассматриваемым процессам). Из действующих накопителей подходят PETRA, PEP, ВЭПП-4. Для всего круга вопросов, связанных с распадами кваркония, нужен накопитель - генератор γ (напр. CESR, ВЭПП-4), т.к. применимость многих асимптотических расчетов при массе ψ сомнительна. Для изучения процессов $\gamma^* \rightarrow \gamma M$, $\gamma^* \rightarrow MM$ наилучшим образом подойдет накопитель на область энергий "от ψ до ψ " с предельно высокой светимостью, т.к. при больших энергиях сечения слишком малы. Это хорошее поле деятельности для проектируемого накопителя ВЭПП-3М. Наконец, рассмотренные двухфотонные процессы $\gamma \gamma \rightarrow MM$, $\gamma \gamma \rightarrow \gamma M$, $\gamma \gamma^* \rightarrow M$ требуют накопителя на достаточно большую энергию и детектора, регистрирующего по возможности рассеянный электрон и позитрон (напр. ВЭПП-4 с МД-1). Информация о в.ф. мезонов, которую можно получить в рассмотренных процессах, может сыграть большую роль в нашем понимании структуры и взаимодействий адронов.

Процесс	Диаграммы	Оценка	Накопитель	Что даёт	Ссылки
$M \rightarrow ee$				f	общезвестно
$\gamma^* \rightarrow \gamma p^c$ $\gamma^* \gamma \rightarrow p^c$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma p^c)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)} \sim \alpha \frac{f^2}{Q^2}$	ВЭПП-3М ВЭПП-4	I	2,3,5
$V^0 \rightarrow \gamma p^c$		$\frac{\Gamma(V^0 \rightarrow \gamma p^c)}{\Gamma(V^0 \rightarrow \gamma + X)} \sim \alpha_s^2 \frac{f_s^2 f_p^2}{m_p^2}$ $+ \left(\frac{m_p^2}{m_s^2}\right)^2 \frac{f_s^2}{m_s^2}$	СБСР ВЭПП-4	? включая глюонную в.ф.	-
$\gamma\gamma \rightarrow \gamma V_\tau^0$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma V^0)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- M^+M^-)} \sim \alpha \frac{m_p^2 f^2}{W^2 W^2}$	ВЭПП-4 РЭТРА	?	-
$\gamma^* \rightarrow M(\theta) + X$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow M(\theta) + X)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)} \sim \alpha_s^2 \frac{f^2}{Q^2 Q^2}$	РЭТРА ВЭПП-4	детальная информация	7,*
$V^c \rightarrow M(\theta) + X$		$\frac{\Gamma(V^c \rightarrow M(\theta) + X)}{\Gamma(V^c \rightarrow X)} \sim \alpha_s \frac{f_s^2}{m_v^2} + \alpha_s^2 \frac{f_s^2}{m_s^2}$	СБСР ВЭПП-4	детальная информация включая глюонную в.ф.	-

$\rho^0 \rightarrow M(\theta) + X$		$\frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow M(\theta) + X)}{\Gamma(\rho^0 \rightarrow X)} \sim \alpha_s^2 \frac{f_s^2 + f_p^2}{m_p^2}$	СБСР ВЭПП-4	детальная информация включая глюонную в.ф.	*, -
$\gamma^* \rightarrow pp$ $\gamma^* \rightarrow V_L V_L$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow pp, V_L V_L)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)} \sim \alpha_s^2 \frac{f^4}{Q^4}$	ВЭПП-3М	I K_L, K_S - асимметрия	2,3, 4,5
$\gamma^* \rightarrow pV_\tau$ $\gamma^* \rightarrow V_L V_\tau$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow pV_\tau, V_L V_\tau)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow M^+M^-)} \sim \alpha_s^2 \frac{m_p^2 f^4}{Q^2 Q^4}$	ВЭПП-3М	поведение на границе	5,*
$V^0 \rightarrow MM$		$\frac{\Gamma(V^0 \rightarrow MM)}{\Gamma(V^0 \rightarrow X)} \sim \alpha_s^3 \frac{f^4}{m_p^2}$	СБСР ВЭПП-4	?	-
$\rho^0 \rightarrow pV_L$		$\frac{\Gamma(\rho^0 \rightarrow pV_L)}{\Gamma(\rho^0 \rightarrow X)} \sim \alpha_s^2 \frac{f^4}{m_p^2}$	СБСР ВЭПП-4	асимметрия	*
$\gamma\gamma \rightarrow MM$		$\frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- MM)}{\sigma(e^+e^- \rightarrow e^+e^- M^+M^-)} \sim \alpha_s^2 \frac{f^4}{W^4}$	ВЭПП-4 РЭТРА	детальная информация о некоторых в.ф.	5
$\gamma M \rightarrow MM$		$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{f^6}{S^5}$		много трудно-	-
$MM \rightarrow MM$		$\frac{d\sigma}{dt} \sim \frac{f^8}{S^6}$		доступной информации	-

Л и т е р а т у р а :

1. В.Н.Байер, А.Г.Грозин. Препринт ИЯФ 81-II (1981).
2. S.J.Brodsky. Proc. of Summer Institute on Particle Physics, Slac, 1979, Ed. by Mosher, Stanford (1980).
3. G.P.Lepage, S.J.Brodsky. Phys. Rev. D22, 2157 (1980).
4. S.J.Brodsky, G.P.Lepage. SLAC-PUB-2605 (1980).
5. В.Л.Черняк. Материалы 15 зимней школы ЛИЯФ (1980).
6. Yu.L.Dokshitzer a.o. Phys. Rep. 53, 269 (1980).
7. V.N.Baier, A.G.Grozin. Phys. Lett. 96B, 181 (1980).

В докладе Я.И.Азимова и В.А.Хозе "Сверхтяжелые лептоны" обсуждены ожидаемые свойства лептонов, более тяжелых, чем τ , и возможные пути их поиска в e^+e^- -аннигиляции.

Шлоо фундаментальных фермионов - лептонов и кварков - является одним из важных вопросов, на которые должна ответить будущая теория. По современным представлениям существует лептон - кварковая симметрия. И лептоны, и кварки образуют дублеты относительно слабых взаимодействий, причем число лептонных и кварковых дублетов одинаково. Поэтому обнаружение нового заряженного лептона явилось бы сигналом и о существовании новых кварков. Оно имело бы большое значение также для других проблем, например, для космологии.

Свойства распадов и проявления лептона L^\pm , более тяжелого, чем τ^\pm , можно оценить уже сегодня ^{1/1}. Значительную долю составляют полукварковые распады с образованием пары антикварк-кварк. Аналогия между ними и рождением пары $\bar{q}q$ в e^+e^- -аннигиляции позволяет получить представление о распределении множественности образующихся адронов. В чисто лептонных распадах L практически всегда образуется одна заряженная частица (распад $L^\pm \rightarrow \nu_L \tau^\pm \nu_\tau$ содержит примесь 3-х и, может быть, 5-и заряженных частиц).

Одним из проявлений рождения пары L^+L^- в e^+e^- -аннигиляции явились бы аномальные $e\mu$ -события, которые уже использовались в поисках τ^\pm . Однако доля таких событий для L^+L^- раза в два-три меньше, чем для $\tau^+\tau^-$. Другим характерным проявлением вблизи порога L^+L^- были бы резко неколлинеарные (и некопланарные с начальными пучками) пары лептонов, а также т.наз. некопланарные инклюзивные лептоны. Наиболее привлекательным выглядит изучение событий типа $I+n$, в которых одна заряженная частица (преимущественно лептон) летит в одну полуферру, а струя из n частиц - в другую. Эта конфигурация соответствует большой доле ($\geq 40\%$) событий $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$, тогда как фоновый вклад в нее мал. Далее, события такого типа чувствительны ко всему интервалу масс $m_L < \frac{W}{2}$, в них уже по измерениям при одной энергии можно оценить m_L с помощью распределения множественностей в струе. В приближении к дивергенции при $W = 30 \text{ ГэВ}$ ^{1/2} такой анализ позволяет исключить L^\pm во всем интервале масс от m_τ до $m_L \approx 13 \text{ ГэВ}$ ^{1/1}. Интересно также изучить состав струи. Струя от L^\pm может содержать системы частиц типа $D\bar{K}$, $D\bar{D}\bar{D}K$, отсутствующие в струях от кварков и

гидронов. Кроме того, в своей с.п.ж. струя от L^\pm сама имеет двухструйную структуру.

Если масса m_L близка к m_W или больше ее, то события $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ становятся похожими на события $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Но заметить лептоны можно и в этом случае. Добавка пар L^+L^- вела бы к видимому превращению выхода W^+W^- над значением, надежно рассчитываемым теоретически. Кроме того, события $e^+e^- \rightarrow L^+L^-$ имеют иное угловое распределение, чем $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, они по-другому реагируют и на поляризацию начальных пучков.

В докладе приведен также обзор существующих ограничений на массы лептонов. Предварительные данные с установки PETRA, представленные летом 1980 г. на конференцию в Медисоне, повысили нижнюю границу до $m_L \geq 17$ ГэВ. С другой стороны, наблюдаемая близость к единице параметра $\rho = m_W^2/m_L^2 \cos^2 \theta_w$, который экспериментально определяется отношением нейтрального и заряженного слабых токов, исключает слишком тяжелые лептоны, так что $m_L < 300 - 500$ ГэВ. По современным представлениям самоогласованность теории Глэшоу-Вайнберга-Салама дает еще более жесткое условие $m_L \leq 100$ ГэВ (см., например, /3/). Таким образом, область энергий ВЭПП'a, видимо, является последним энергетическим интервалом, в котором можно искать "обычные" тяжелые лептоны с новым квантовым числом.

Л и т е р а т у р а :

1. Я.И.Азимов, В.А.Хозе. Письма в ЭТФ 32, вып. II (1980).
2. R. Brandelik et al., Phys. Lett. 92B, 199 (1980).
3. А.А.Анселми. Письма в ЭТФ, 29, 645 (1979).

В докладе А.Д.Долгова "Космологические ограничения на свойства элементарных частиц" приведены предел снизу на величину сечения аннигиляции любых гипотетических массивных стабильных частиц, пределы на массу нейтрального стабильного лептона и ограничение сверху на количество типов фундаментальных частиц. (Более подробное изложение этих вопросов и список литературы можно найти в обзоре /1/.)

Как известно, теория горячей вселенной предсказывает, что температура первичной плазмы растет при приближении (вспять по времени) к сингулярности по закону:

$$T^2 = 0,3 N^{-1/2} m_p t^{-1} \quad (I)$$

где t - время, отсчитываемое от момента сингулярности, $m_p \approx 10^{19}$ ГэВ - планковская масса и N - число типов элементарных частиц в первичной плазме.

Как можно показать, состояние первичной плазмы близко к термодинамически равновесному; поэтому в ней находятся в примерно равном количестве все типы элементарных частиц с $m < T$. Таким образом, в горячей вселенной на достаточно ранней стадии были представлены все типы элементарных частиц, существующих в природе. При падении температуры, связанном с расширением мира, концентрация массивных стабильных частиц X некоторое время следует равновесному закону

$$n_X = (m_X T)^{-3/2} \exp(-m_X/T)$$

а затем скорость аннигиляции, которая пропорциональна n_X^2 оказывается малой по сравнению с темпом расширения и аннигиляция практически прекращается. В итоге оставшиеся от горячего периода частицы доживают до наших дней. Их современная концентрация зависит от сечения аннигиляции и равна

$$n_X \approx 10^2 (5\sqrt{m_p m_X})^{-1} (5\sqrt{m_p m_X})^{-1} n_X(2)$$

где $\sqrt{\quad}$ - относительная скорость аннигилирующих частиц, n_X - сегодняшняя концентрация реликтовых фотонов,

$$n_\nu = 500 \text{ см}^{-3}.$$

Из формулы (2) видно, что плотность энергии, заключенной в X-частицах, практически не зависит от их массы

$$\rho_x = n_x m_x \approx 10^5 (b \sqrt{m_p})^{-1} \text{ см}^{-3}$$

С другой стороны, на полную плотность энергии всех видов материи во вселенной существует ограничение сверху:

$$\rho_{\text{tot}} < \rho_0 = 10^{-29} \text{ г/см}^3 = 5,6 \text{ Кэв/см}^3 \quad (3)$$

Последнее ограничение следует из того, что вселенная старше 10^{10} лет, как видно из ядерной хронометрии и исследования звезд старшего поколения. Если бы плотность энергии в мире была велика, то вселенная расширялась бы быстрее и была бы моложе к настоящему времени.

Из условия $\rho_x < \rho_0$ можно получить ограничение на сечение аннигиляции произвольных стабильных частиц:

$$b \sqrt{v} > 10^{-36} \text{ см}^2 \quad (4)$$

Отметим, что это ограничение снизу, в отличие от получаемых на ускорителях ограничений сверху.

Аналогичным образом может быть получена нижняя граница на массу тяжелого нейтрального стабильного лептона L . Сечение аннигиляции $L\bar{L}$ происходит за счет слабого взаимодействия и пропорционально квадрату массы лептона. Поэтому из условия, что плотность энергии, заключенной в реликтовых L , меньше ρ_0 , следует

$$m_L > 3 \text{ Гэв} \quad (5)$$

Космология позволяет также получить важный результат, что количество типов нейтрино (т.е. слабо взаимодействующих нейтральных лептонов с массой меньше 1 Мэв и времени жизни больше 1 сек.) N_ν не может быть больше четырех. Сюда входят уже известные ν_e , ν_μ и ν_τ . Если имеет место кварк-лептонная симметрия, то и число поколений кварков не превышает четырех.

Обсуждаемое ограничение следует из того, что темп падения температуры первичной плазмы зависит от числа типов частиц в плазме N (см. формулу (I)). В конечном счете это влияет на концентрацию первичного He^4 во вселенной. Дело в том, что количество нейтронов в плазме в период первичного нуклеосинтеза ($t = 1 + 100$ сек) определяется соотношением между темпом расширения (и охлаждения) мира $H \approx t^{-1}$ и скоростью слабых реакций $\nu n \leftrightarrow p e^-$ и $e^+ n \leftrightarrow p \bar{\nu}$. Последняя равна

$$\Gamma_w \approx n_\nu b \sqrt{v} \sim T^5 \quad (6)$$

Относительная концентрация нейтронов и протонов в период нуклеосинтеза дается выражением

$$n_n/n_p \approx \exp(-\Delta m/T_f)$$

где T_f - так называемая температура закалки нейтронов, определяемая условием

$$\Gamma_w/H \approx 1 \quad (7)$$

В силу равенств (6) и (I) температура закалки зависит от N :

$$T_f \sim N^{-1/6}$$

Практически все нейтроны переходят при дальнейшем падении температуры в He^4 , поэтому по данным о концентрации первичного гелия можно судить о величине N . Так как согласно современным данным весовая доля первичного He^4 во вселенной не превосходит 25%, то отсюда может быть получено ограничение $N_\nu \leq 4$. Таким образом, если верить в кварк-лептонную симметрию на ВЛЭП удастся открыть не более одного дублета новых тяжелых кварков.

Литература.

Г. А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович УФН 130, 559 (1980).

В докладе И.Ф.Гинзбурга (ИМ) и В.Г.Сербо (НГУ) рассматривались ФИЗИЧЕСКИЕ ЗАДАЧИ ДВУХФОТОННОГО РОЖДЕНИЯ АДРОНОВ В ОБЛАСТИ ВЛЭПП.

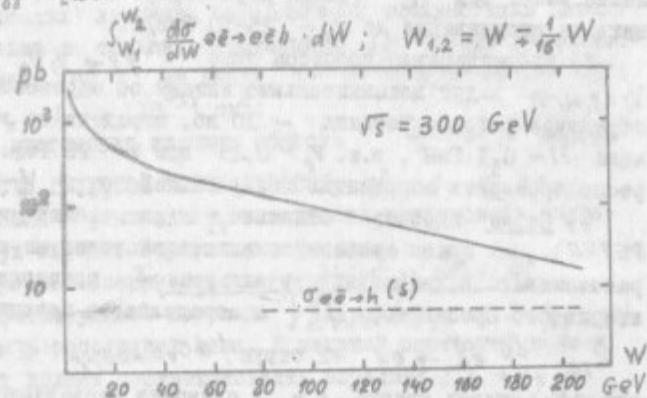
Эксперименты по двухфотонному рождению адронов на ВЛЭПП могут дать а) уникальную информацию о свойствах взаимодействия на малых расстояниях, недостижимую в других экспериментах; б) существенно расширить наши сведения о взаимодействиях адронов на больших расстояниях.

ПРОДВИЖЕНИЯ НА ВЛЭПП В равной мере будут обеспечиваться как увеличением энергии пучков так и ростом светимости. Можно рассчитывать, что здесь удастся расширить область энергий $\gamma\gamma$ системы в их с.ц.и. $W = \sqrt{(q_1^2 + q_2^2)}$ до ~ 200 ГэВ, по массе фотона q_1^2 до ~ 100 ГэВ², по поперечному импульсу струи P_{Ljet} до ~ 40 ГэВ. Современные результаты для $\gamma\gamma$ -рассеяния (PETRA, SPEAR) получены для $W \leq 10$ ГэВ, $-q_1^2 \leq 5$ ГэВ², $P_{Ljet} \leq 3$ ГэВ. Вряд ли можно рассчитывать в ближайшее время на существенное расширение этих пределов. Для рассеяния реальных фотонов возможности ВЛЭПП ($W \sim 200$ ГэВ) сопоставимы с проектом SPS для протонов ($\sqrt{s} \sim 800$ ГэВ).

2) Необходимо заранее продумать и позаботиться О ВОЗМОЖНЫХ ПОСТАНОВКАХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ по двухфотонному рождению адронов на ВЛЭПП, т.к. простое перенесение ряда уже апробированных на PETRA и намечаемых на ВЭПП-4 постановок невозможно. Так, намечаемая на ВЭПП-4 постановка с регистрацией обоих рассеянных e^\pm под очень малыми углами невозможна на ВЛЭПП из-за большого фона. Постановка *single tag* (регистрация одного e^\pm рассеянного на заметный угол $\theta_e \geq 1^\circ$ и адронов под большими углами) в PETRA соответствует $\langle -q_1^2 \rangle \sim 0,25$ ГэВ², на ВЛЭПП такой постановка будет отвечать $\langle -q_1^2 \rangle \sim 25$ ГэВ², т.е. другая физика и очень низкий уровень счета.

РЕАЛЬНЫЕ ФОТОНЫ: $q_1^2 = 0$, $q_2^2 = 0$. 1) Одна из важнейших задач - установление зависимости $\sigma_{\gamma\gamma}$ от W . Данные PETRA при $W \leq 10$ ГэВ не противоречат ожидаемому асимптотически

постоянному сечению $\sigma_{\gamma\gamma} = 240 \div 300$ нб. Дополнительно можно ожидать (по аналогии с pp и γp) небольшой рост (по закону типа $(\ln^2 W)$) начиная с $W \approx 7 \div 8$ ГэВ. Полное сечение двухфотонного процесса на ВЛЭПП огромно, $\sigma_{e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}h}$ ($W > 2$ ГэВ) ~ 30 нб, что на 3 порядка превышает сечение аннигиляции $\sigma_{e\bar{e} \rightarrow h} \sim R_X \cdot \pi b$; $R_X \sim 5$. Представление о вкладе областей с различными W даёт график, где для $\sigma_{\gamma\gamma}$ используется аппроксимация $\sigma_{\gamma\gamma} = [240 + 400/W (\ln 8)]$ нб.



2) Одновременно с $\sigma_{\gamma\gamma}$ будут изучаться также другие важные характеристики основных каналов реакции $\gamma\gamma \rightarrow h$. Одна из первых задач - изучение энергетической зависимости средней множественности рождённых адронов. Экстраполяция результатов PETRA по закону $\langle n_{ch} \rangle = 2 + 1,5 \ln W$ (ГэВ) (как в адронных соударениях) даёт для $W \sim 50$ ГэВ величину $\langle n_{ch} \rangle \sim 10$.

Что касается состава адронов, то здесь ожидается повышенный по сравнению с адронными соударениями относительный выход очарованных и т.п. частиц (характерные сечения $\sim \alpha^2/m_i^2$, eQ_i и m_i - заряд и масса i -го кварка).

Необходимо изучать нижелегкие сечения

$f(W, y, p_\perp) = d\sigma_{gg}/dy d^2p_\perp^2$ ($dy = dp_\parallel/\epsilon$). Повидимому, поведение в середине шкалы быстрой y (отклонение от Фейнмановского скейлинга) тесно связано с ожидаемым ростом $\sigma_{gg}(W)$.

Меняется ли с энергией зависимость от поперечного импульса p_\perp ? По данным PETRA ($W \leq 10$ ГэВ) распределение по p_\perp^2 имеет вид $\exp(-5p_\perp^2)$ для $p_\perp^2 < 1$ (ГэВ/с)² ($\langle p_\perp \rangle = 300$ МэВ); начиная с $p_\perp^2 \sim 2$ (ГэВ/с)² и до конца исследованного интервала ($p_\perp^2 \approx 5$ (ГэВ/с)²) это распределение имеет вид $1/p_\perp^4$ (режим двух струй). Можно рассчитывать на продвижение до $p_\perp \sim 25-50$ ГэВ/с.

3) Дифракционные процессы типа $\gamma\gamma \rightarrow V_1 V_2$, $V_i = \rho, \omega, \phi$ дадут дополнительные знания об адроподобной структуре фотона. Сечения ~ 10 нб, передачи от γ к V , малы $|t| \sim 0,1$ ГэВ², т.е. $\theta_p \sim 0,25^\circ$ при $W \sim 20$ ГэВ. Интересно проверить корреляцию поляризации γ_1 и V_1 .

4) Струи адронов с большим p_\perp (уже наблюдались в PETRA). Они прямо связаны со взаимодействием на малых расстояниях. В кварковых струях $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}$ проверяется вид кваркового пропагатора $1/\hat{p}$ и определяется величина

$$R_{gg} = d\sigma_{e\bar{e}} \rightarrow e\bar{e} + 2 \text{ струи} / d\sigma_{e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}\gamma\bar{\gamma}} = \sum \theta_i^4,$$

где eQ_i - заряд кварка, т.е. в сущности исследуется число сортов кварков с массой $m_q < p_\perp$ (Поправки от высших порядков КХД малы). Сечение рождения глюонных струй $gg \rightarrow gg$ должно составлять 10-20% от кварковых. Процессы с тремя и четырьмя струями $\gamma\gamma \rightarrow ggg$ и $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}gg$ дадут сведения о трёхглюонной вершине. Интересно изучать распределения адронов в струях (по p_\perp и p_\parallel).

5. Изучение двухчастичных реакции $\gamma\gamma \rightarrow MM$ ($M = \pi, \rho, f, \omega, \dots$) с большой передачей, повидимому, находится на пределе возможностей. Соответствующие сечения должны быть одного порядка. Величины этих сечений и детали t -зависимости определяются видом кварковой волновой функции мезона (ср. доклад Грозина).

РАССЕЯНИЕ ВИРТУАЛЬНОГО ФОТОНА НА РЕАЛЬНОМ ($\gamma_1^* \gamma_2 \rightarrow h$, $q_1^2 = -Q^2 \neq 0$, $q_2^2 = 0$).

Такие эксперименты дадут сведения о структурной функции фотона νW_2^g , определенной по аналогии с глубоконеупругим $e\bar{p}$ -рассеянием. Виттен показал, что в КХД эта функция вычисляется с высокой точностью $\nu W_2^g = a(x) \ln q^2 + b(x) + c(x, q^2)$, $x = Q^2/(W^2 + Q^2)$, где $a(x)$ и $b(x)$ - известные функции и, грубо говоря, $c(x, q^2) \sim (\ln q^2)^{-1/2}$. В отличие от $e\bar{p}$ -рассеяния, $a(x)$ и $b(x)$ не зависят от (феноменологических) величин, определяемых неизвестными деталями поведения на больших расстояниях. Для оценки возможности измерения νW_2^g мы взяли $\Delta W^2/W^2 = 1/3$, $\Delta Q^2/Q^2 = 1/3$ и $\sigma_{e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}h} > 10^{-37}$ см². Это даёт достаточно широкую область $W^2 + Q^2 \leq 100 \text{ ГэВ}^2$.

ОБЛАСТЬ ГЛУБОКОЙ ВИРТУАЛЬНОСТИ: $q_1^2 \neq 0$, $q_2^2 \neq 0$.

На ВЛВШ - уникальная возможность исследовать соударения двух глубоко виртуальных фотонов.

Интереснее всего область $q_1^2, q_2^2/m_p^2 \gg W^2 \gg m_p^2$.

Для соответствующего перехода $\gamma^* \gamma^* \rightarrow g^* g^*$ ($\sigma_{\gamma^* \gamma^*} \sim \text{Im} A_{\gamma^* \gamma^*}$) здесь все 6 расстояний малы. В наивной партонной модели результат должен соответствовать переходу $g^* g^* \rightarrow q\bar{q} \rightarrow 2$ струи - в соответствии с КЭД. Здесь для $\Delta W^2/W^2 \sim 1/3$, $\Delta q_1^2/q_1^2 \sim 1/3$ измеряемое сечение $\sigma \sim 10^{37} \text{ см}^2/W^2$ (ГэВ²) при $W^2 \gg |q_1^2|, |q_2^2|$ и $\sigma \sim 10^{-37} \text{ см}^2/|q_1^2|$ (ГэВ²) при $|q_1^2| \gg W^2/|q_2^2|$.

Но нельзя исключить возможность, что есть вклады независимые от q_i^2 .

В области $W^2 \gg q_1^2, q_2^2/m_p^2$ по наивной партонной модели должно быть $\nu W_2 \sim \nu \sigma_{\gamma^* \gamma^*} \sim f(W^2/q_1^2, q_2^2)$ т.е. при $\sigma > 10^{-39}$ см² можно дотянуть до $|q_1^2|, |q_2^2| \sim 10$ ГэВ², ($W^2 \sim 1000$ ГэВ²).

Важно! В обоих случаях для достаточно больших $W^2/|q_i^2|_{\text{max}}$ в КХД сечения заметно больше, они растут с ростом W^2 ! (Липатов). Достижимы ли эти значения W^2 , q_i^2 сказать пока трудно - нужны аккуратные количественные оценки в переходной области. Так, первая поправка к поведению

$$\sigma_{\gamma\gamma} \rightarrow h \sim 4\pi\alpha^2/W^2$$

$$\sim \alpha^2 \alpha_c^2 / |q^2|_{\max}$$

(малые расстояния) есть
 (Но число это, к сожалению, мало при
 разумном q^2).

Любопытная область $W^2 \sim 1 \text{ ГэВ}^2$, $|q_1^2| \gg W^2$
 В главной партонной модели ожидается, что здесь исчезает
 зависимость сечений от q_i^2 при $|q_1^2| \gg |q_2^2|$.
 Интересно использовать здесь для оценки метод Вайнштейна,
 Захарова, Шиф-мана.

В докладе Я.И.Азимова, Ю.Л.Дожницера и В.А.Хозе
 "Квантовая хромодинамика при энергиях ВЛЭП" обсуждалось
 множественное рождение адронов при $\sqrt{S} \sim 200-500 \text{ ГэВ}$,
 в частности, такие вопросы как число струй, их состав и
 форма, множественность и инклюзивное распределение частиц
 в кварковых и глюонных струях. С точки зрения КХД при
 большой энергии все эти характеристики определяются физи-
 кой тормозного излучения глюонов и $q\bar{q}$ пар на жесткой ста-
 дии процесса.

Приведена полуфеноменологическая картина адронизации
 цветных партонов, позволяющая описать существующие данные
 и дать количественное представление о будущем.

Особое внимание уделяется области "плато", то есть
 области относительно медленных адронов с $E \lesssim 10-20 \text{ ГэВ}$,
 в которой сосредоточены почти все образующиеся частицы.
 Именно эта область наиболее чувствительна к специфическим
 для КХД глюонным каскадам.

При высокой энергии $\sqrt{S} = 2E$ кварки, образовавшиеся
 в аннигиляции $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, в течение времени $\Delta t \sim ER_c^2$
 "не задумываются" о проблемах невылетаия и излучают
 "обычные" тормозные глюоны. За это время успевает сформир-
 роваться глюонное излучение с $k_L > R_c^{-1}$ [1].

Глюоны, в свою очередь, также испускают тормозные глю-
 оны, что приводит к быстрому росту числа относительно
 "мягких" глюонов и пар $q\bar{q}$ с ростом энергии. Образующиеся
 глюоны и $q\bar{q}$ пары сосредоточены в основном в области ма-
 лых быстрой $y \ll y_{\max} \approx 1/2 \ln SR_c^2$, где их распределение
 имеет гауссов характер. Ширина плато растёт с энергией
 приблизительно как $y_{\max}^{3/4}$, а высота и, тем самым,
 полная множественность пропорциональна

$$\exp \left[2.3 \sqrt{\ln S / \Lambda^2} \right]$$

Реальный анализ партонных распределений в Главном
 Логарифмическом Приближении [2] с привлечением феномено-
 логических представлений о стадии адронизации позволяет
 описать энергетическую зависимость N_{ch} и высоты плато
 при современных энергиях и предсказывает для $\sqrt{S} \sim 2 \cdot 200 \text{ ГэВ}$

следующие средние характеристики событий:

$$\langle N_{ch} \rangle \approx 45 \text{ шт.}; \text{ высота плато } \frac{dn_{ch}}{dy} \approx 9;$$

$$\langle P_{II} \rangle \approx 6 \text{ ГэВ}, \quad \langle P_I \rangle \approx 1 \text{ ГэВ};$$

$$\text{средний угол раствора струй } \sqrt{\delta^2} \approx 10^\circ.$$

Интересным вопросом является возможное проявление специфики адронизации глюонов. Так, часто обсуждаемое обогащение глюонных струй изотопически синглетными мезонами привело бы к росту с S доли энергии, уносимой γ -квантами. Современные экспериментальные данные, по-видимому, указывают на такую тенденцию. В рассматриваемой картине следует ожидать также увеличения выхода барионов за счет роста плотности $q\bar{q}$ пар в области плато, что также подтверждается опытом.

С точки зрения того, что интересно измерять при энергиях ВЛЭП, обсуждалось измерение различных инфракрасно стабильных величин n , в частности, корреляции энергии, заряда и других сохраняющихся величин в струях.

Особое значение имеет задача экспериментального выделения струн, порождаемой глюоном, и изучения её специфических свойств. Хорошим полигоном для этого являются события с излучением глюона тяжёлым кварком [3]. Удобным триггером для регистрации таких событий и идентификации глюонной струи в них могут служить быстрые лептоны от распадов тяжёлых кварков.

1. Я.И.Азимов, Ю.Л.Докшицер, В.А.Хозе, УФН 132 /1980/ 443

2. Я.И.Азимов, Ю.Л.Докшицер, Е.М.Левин, М.Г.Рыскин,

В.А.Хозе, направлено в ЖЭТФ.

3. Б.Л.Иоффе, Материалы XIII Зимней школы ЛЯФ, Том 2,

"Физика высоких энергий", стр.84 /1978/.

В докладе Долгошеина Б.А. "Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения" дан обзор возможностей идентификации частиц в области лоренц-факторов частиц $10^3 + 3 \cdot 10^5$. В этой области существующие методы идентификации практически очень трудно или даже невозможно применять, поэтому использование детекторов переходного излучения (ПИ) — единственно возможный метод идентификации π^{\pm}/e или $\pi^{\pm}/K/p$. Однако практическое использование детекторов переходного излучения затруднено из-за малого числа квантов (и их энергии) ПИ, регистрируемых на фоне сильно флуктуирующих ионизационных потерь частиц. Поэтому разработка новых методов регистрации ПИ, основанных на использовании информации о пространственных характеристиках ПИ (угол ПИ, ионизационные кластеры от фотонов ПИ) и измерение не энергии ПИ, а числа квантов ПИ, проведенные в работах / 1, 2, 3 /, существенно улучшают возможности идентификаторов частиц на основе ПИ. Применение радиаторов из тонких слоев лития / 1 - 3 /, бериллия и углеродных головок / 3 / позволяют создать широкоапертурные идентификаторы длиной $0,5 + 1$ м, способные разделять частицы с фактором рекекции $\sim 10^3$ (π/e) и 10^2 (π/K) в области от $\gamma = 300$ до $5 \cdot 10^4$.

1 М.Дойчман и др., препринт ЦЕРН, EP/80-155, 1980.

2 Т.Лудлам и др., препринт ЦЕРН, EP/80-156, 1980.

3 К.Фабьян и др., препринт ЦЕРН, EP/80-198, 1980.

В докладе Пестова Ю.Н. "Возможности времяпролетной методики на ВЛЭППе" оцениваются предельные энергии, до которых можно разделить по типу частицы π , K и p методом времени пролета (Т.О.Ф.) на основе сцинтилляционных и искровых счетчиков. Подавляющее количество заряженных частиц, рождающихся в столкновениях на ВЛЭППе, можно будет идентифицировать этим способом при использовании искровых счетчиков с локализованным разрядом, разработанных в ИЯФ, Новосибирск.

Применительно к встречным пучкам суть Т.О.Ф. метода состоит в определении массы частицы M путем прямого измерения её скорости V на базе L в сочетании с измерением импульса с помощью магнитного поля. Обычно измеряется время пролёта частиц от места взаимодействия пучков до регистрирующего счетчика. При заданном импульсе P разница во времени пролёта для частиц с массой M_1 и M_2 составляет $t_1 - t_2 = \frac{L}{2} \left(\frac{M_1^2 - M_2^2}{P^2} \right)$, а точность определения массы равна $\delta(M^2) = \frac{2P^2}{L} \cdot \delta(t)$, где $\delta(t)$ — ошибка в определении времени пролёта, включающая $\delta_{\text{ст}}$ — точность определения момента столкновения начальных частиц и $\delta_{\text{д}}$ — временное разрешение детектора. Из-за малой длины ступка на ВЛЭППе $\delta_{\text{ст}} \approx 5$ псек. Для сцинтилляционных счетчиков детектора МАРК-П (Стэнфорд) $\delta_{\text{д}}^{\text{сц}} = 300$ псек [1], искровые счетчики с локализованным разрядом имеют в 10 раз лучшее разрешение $\delta_{\text{д}}^{\text{ис}} = 30$ псек [2]. Можно предполагать, что к моменту создания ВЛЭППа каждая из этих цифр уменьшится примерно в два раза. В случае сцинтилляционных счетчиков надежды связаны с созданием новой дискриминационной техники для обеспечения лучшей временной привязки к началу импульса с ФЭУ. Разрешение искровых счетчиков улучшается пропорционально с увеличением напряженности электрического поля в газовом зазоре или с использованием более "быстрого" газа. Электрическое поле может быть увеличено в 2-4 раза до появления принципиальных ограничений в виде автоэлектронной эмиссии с катода

счетчика. В таблице приводятся предельные импульсы P для которых разница в задержках между π и K и K и p будет в 2 раза превосходить точность определения времени пролёта $\delta(t)$ при базе $L = 2$ метра (для сравнения база МАРК-П равна 1,5 м).

		сцинтилляционный счетчик		искровой счетчик	
$\delta(t)$	(псек)	300	150	30	15
$P_{\pi K}$	(ГэВ/С)	1.08	1.55	3.5	5
P_{Kp}	(ГэВ/С)	1.82	2.6	5.8	8.2

Согласно квантовой хромодинамике ожидаемая средняя множественность частиц при энергии ВЛЭППа $2E = 200$ ГэВ составит ~ 45 [3], так что средняя энергия на одну частицу около 4,4 ГэВ. Учитывая экспоненциально падающий с энергией спектр рождающихся адронов [4] можно заключить, что количественно практически все заряженные частицы могут быть идентифицированы методом Т.О.Ф. при использовании в качестве детектора искрового счетчика с локализованным разрядом.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.S.Abrams, M.S.Alam et al., Phys. Lett. **44**, 10 (1980).
2. В.Д.Лаптев, Ю.Н.Пестов, Н.В.Петровых и др. "Известия АН СССР", сер. физ., **42**, 1488 (1978).
3. P.Mazzanti, R.Odorico. Physics Letters **95B**, 133 (1980).
4. Ю.Л.Докшицер и др. Доклад на этом совещании.

В докладе С.И.Середнякова "Схема детектора для экспериментов на ВЛЭПП" рассматривался проект универсального детектора калориметрического типа, который позволит изучать основные свойства электрон-позитронных взаимодействий при энергиях ВЛЭППа.

Наиболее общий вид подобного детектора представлен на рис.1. В центре вблизи вакуумной камеры ускорителя находится координатный детектор, основное назначение которого - кинематическая идентификация большого числа ~ 50 заряженных частиц. Это может быть дрейфовая камера типа *pictorial chamber* с 30 или более слоями проволочек вдоль трека. В такой камере будут измеряться также ионизационные потери частиц dE/dx с высокой точностью.

Электромагнитный калориметр (ЭМК) (рис.2) состоит из 2-х частей: четыре слоя $NaI(Tl)$ -счетчиков общей толщиной 12 рад. длин и сцинтилляционные сэндвичи (15 рад. длин). Полная толщина ЭМК по ходу частиц достаточна для полного поглощения электромагнитных ливней. Наличие координатных камер и блочная послышная структура ЭМК дает возможность измерять энергию и углы до 150 частиц и разделять электромагнитные ливни от адронных ливней. Ожидаемое энергетическое разрешение составит $\approx 10\%$ (FWHM) в диапазоне 1-500 ГэВ и около 25% при энергии 0,1 ГэВ. Некоторые количественные характеристики ЭМК приводятся в таблице I.

Таблица I

	$NaI(Tl)$	Сцинтилл. сэндвич	Всего
Число слоев	4	15	-
Количество сцинтиллятора	10 т	270 кв.м	-
Количество ФЭУ	600	600	1200
Число координатных камер	-	-	70
Вес	10 т	23 т	33 т

Адронный калориметр типа сэндвич со структурой $20(2\text{см Fe} + 1\text{ см сцинтиллятора})$ имеет толщину около 4 ядерных длин поглощения вместе с ЭМК. Ниже приводятся параметры адронного калориметра:

Объем сэндвича	30 куб.м
Количество сцинтиллятора	1000 кв.м
Число ФЭУ	1000
Вес	160 т

Ожидаемое энергетическое разрешение $/I, 2/$:

$$\sigma/E = \frac{(5 + 10) \%}{\sqrt{E (\text{ГэВ})/100}}$$

Идентификация и спектрометрия μ -мезонов возможны в мюонном спектрометре-фильтре, который представляет собой слой ~ 1 м намагниченного железа с полем ≈ 15 кГс и весом до 500 т. При создании соответствующей координатной системы возможно измерение импульсов с точностью $\Delta p/p \approx 0,2$.

Возможные эксперименты

1. Измерение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны (R),
2. Измерение энерговыделения на единицу телесного угла в реакции $e^+e^- \rightarrow$ адроны и других реакциях.
3. Измерение сечения реакции $e^+e^- \rightarrow$ нейтралы.
4. Измерение доли энергии γ и π_0 в конечных состояниях.
5. Поиск резонансов в инклюзивном спектре фотонов в реакции типа $e^+e^- \rightarrow M + \gamma$ (γ -спектроскопия).
6. Изучение струй: множественность струй, энергетические спектры, угловые размеры струй, корреляции энергий и углов вылета струй.
7. Регистрация и спектрометрия μ -мезонов, зарядовая асимметрия.

1. C.W. Fabjan, H.G. Fisher, *Particles Detectors*, CERN-EP/80-27
2. C.W. Fabjan, *Detectors for LEP*, LEP Summer Study #1-19(1978)

Рисунки к докладу "Схема детектора для экспериментов на ВЛЭШ"

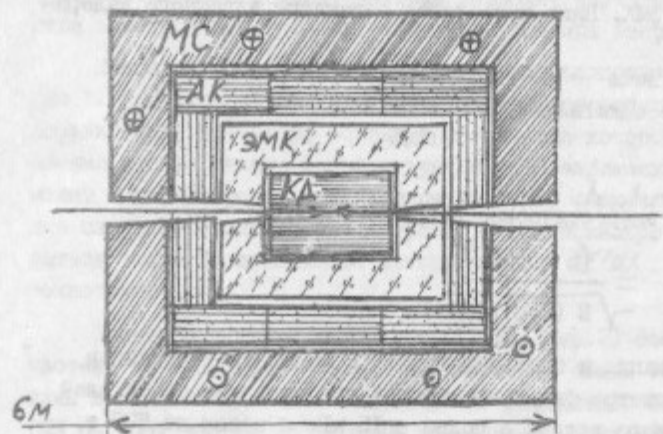


Рис.1. Общий вид детектора.

КД - координатный детектор, ЭМК - электромагнитный калориметр, АК - адронный калориметр, МС - мюонный спектрометр.

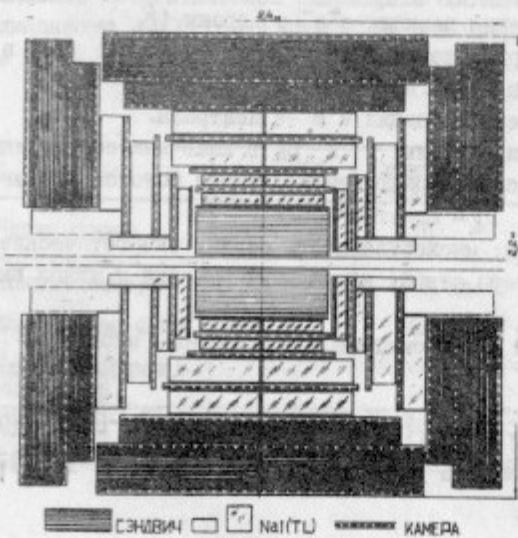


Рис.2а. Электромагнитный калориметр

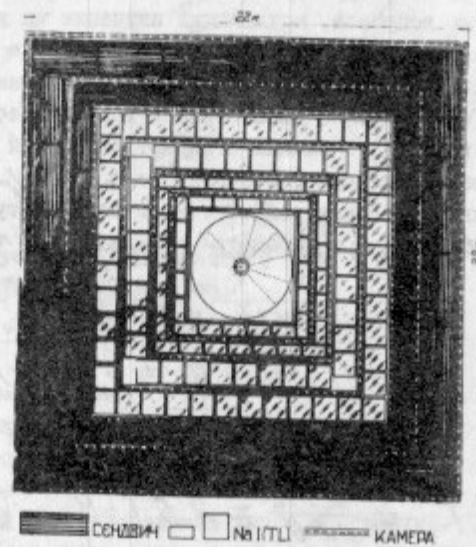


Рис.2б. Электромагнитный калориметр

В докладе И.Б.Хрипловича "Z- и W-бозоны" отмечается, что структура слабых взаимодействий - один из центральных вопросов, подлежащих изучению на встречных e^+e^- пучках с энергией $\sim 10^2 + 10^3$ ГэВ. Речь идет об обнаружении и исследовании свойств промежуточных векторных бозонов: Z^0 и W^\pm . Теоретическое рассмотрение ведется (если нет специальных оговорок) в рамках стандартной модели слабых взаимодействий, содержащей 6 лептонов: $\nu_e, e; \nu_\mu, \mu; \nu_\tau, \tau$; 3х6 кварков (множитель 3 относится к цвету): $u, d; c, s; t, b$; при параметре смешивания $\sin^2 \theta_w = 0.23$.

$$M_Z = \frac{1}{\sin \theta_w \cos \theta_w} \sqrt{\frac{\pi \alpha}{G/2}} = 89 \text{ ГэВ}$$

$$\Gamma_Z = \alpha M_Z (\cot^2 \theta_w + \frac{5}{3} \tan^2 \theta_w) = 2.5 \text{ ГэВ}$$

$$M_W = \frac{1}{\sin \theta_w} \sqrt{\frac{\pi \alpha}{G/2}} = 78 \text{ ГэВ}$$

$$\Gamma_W = \frac{\alpha M_W}{\sin^2 \theta_w} = 2.5 \text{ ГэВ}$$

Радиационные поправки здесь и ниже не учитываются.

Полное сечение в максимуме Z-пика

$$\sigma_{tot} = \frac{\pi}{2M_Z^2} \frac{1 - 4\sin^2 \theta_w + 8\sin^4 \theta_w}{1 - 2\sin^2 \theta_w + \frac{8}{3}\sin^4 \theta_w} \approx 60 \cdot 10^{-33}$$

Сечение реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

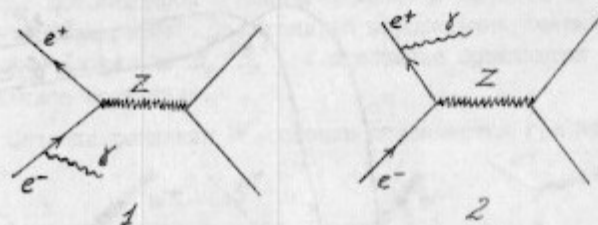
$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{\pi}{48M_Z^2} \left(\frac{1 - 4\sin^2 \theta_w + 8\sin^4 \theta_w}{1 - 2\sin^2 \theta_w + \frac{8}{3}\sin^4 \theta_w} \right)^2 \approx 1.8 \cdot 10^{-33}$$

В этой реакции измеряется фактически величина $(v_e^2 + a_e^2) \times (v_\mu^2 + a_\mu^2)$, где v и a - векторная и аксиальная константы взаимодействия фермиона с Z.

Сравнение наблюдаемого полного сечения с полной шириной Γ_Z позволило бы определить число ν , взаимодействующих с Z. В стандартной модели суммарная доля нейтринных распадов

$$\sum_\nu B_{\nu\bar{\nu}} = \frac{1}{8(1 - 2\sin^2 \theta_w + \frac{8}{3}\sin^4 \theta_w)} \approx 20\%$$

Сползание на резонанс (диаграммы 1,2) приводит, как



известно, к заметному уширению резонансного пика в сторону больших энергий. Сечение этого процесса

$$\sigma_{Z\gamma} = \pi \alpha \frac{\Gamma_{ee} \ln s}{M_Z} \frac{s}{m_e^2} \frac{1 + M_Z^4/s^2}{s - M_Z^2} \frac{1 + (1 - 4\sin^2 \theta_w)^2}{\sin^2 2\theta_w}$$

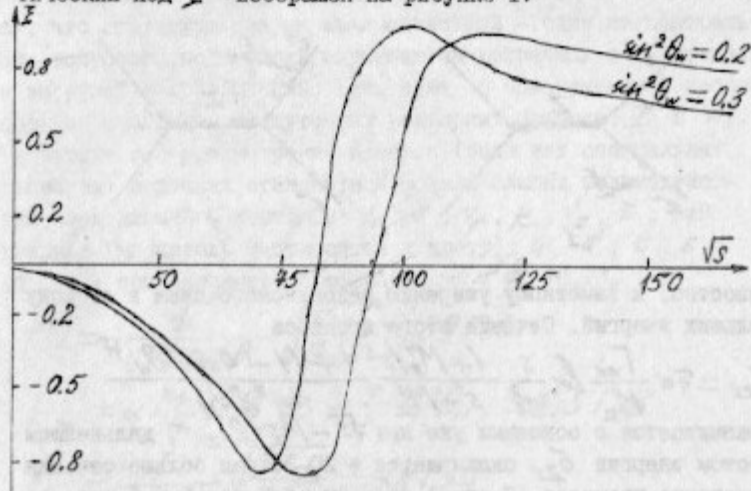
сравнивается с основным уже при $\sqrt{s} - M_Z \sim 2\Gamma_Z$. С дальнейшим ростом энергии $\sigma_{Z\gamma}$ оказывается в 20-30 раз больше сечения основного процесса. С одной стороны, это серьезный фон; с другой, - реакция $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}\gamma$, идущая с большим сечением, может оказаться удобной для определения числа ν , взаимодействующих с Z, тем более, что энергия γ -кванта фиксирована. Однако, если регистрируется γ -квант под большим углом, то сечение будет заметно меньшим. Грубо говоря, в этом случае теряется $\ln \frac{s}{m_e^2}$.

Зарядовая асимметрия в реакции $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$

$$\mathcal{I} = \frac{d\sigma(\theta) - d\sigma(\pi - \theta)}{d\sigma(\theta) + d\sigma(\pi - \theta)}$$

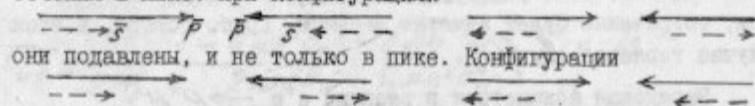
пропорциональна $a_e a_\mu$ и зависит от v_e, v_μ . В пике асимметрия $\mathcal{I} = \frac{8(1 - 4\sin^2 \theta_w)^2}{[1 + (1 - 4\sin^2 \theta_w)^2]^2} \frac{\cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \approx 5 \cdot 10^{-2} \frac{\cos \theta}{1 + \cos^2 \theta}$ мала из-за малости $v_e v_\mu \sim (1 - 4\sin^2 \theta_w)$, обусловленной близостью $\sin^2 \theta_w$ к 1/4. Но именно поэтому ее измерение могло бы привести к прецизионному определению $\sin^2 \theta_w$. Энерге-

тический ход Σ изображен на рисунке I.



Представляет интерес и зарядовая асимметрия струй. Ее можно определить по зарядам лидирующих частиц.

Продольная поляризация e^+e^- влияет, вообще говоря, на сечения в пике. При конфигурациях



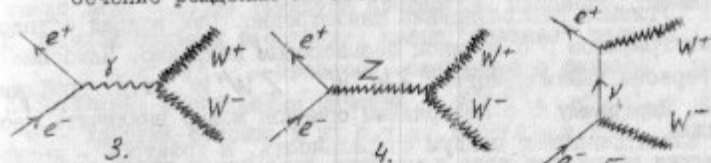
они подавлены, и не только в пике. Конфигурации приводят в пике к мало отличающимся сечениям из-за того, что $v_e \sim 1 - 4 \sin^2 \theta_w \ll 1$. Но именно поэтому продольная поляризация могла бы служить чувствительным инструментом для измерения $\sin^2 \theta_w$.

Продольная поляризация $\mu^+\mu^-$ и $\tau^+\tau^-$ в пике мала по аналогичной причине. К тому же ее непросто измерить. Интересно было бы исследовать продольную поляризацию L, L_c и других адронов.

Вполне возможно, что существует не один нейтральный векторный бозон. Исследование этого вопроса представляет исключительный интерес. Полное сечение в таком пике отли-

чается от сечения в "стандартном" Z-пике множителем $(M_Z^2/M_Z^2)^2 \times v_{ee}/v_{ee}^0$, где индексом 0 помечены масса и электронный брэнчинг "стандартного" Z-бозона. В парциальных сечениях есть еще один множитель B_+/B_+ - отношение брэнчингов распада в конечное состояние.

Сечение рождения W-бозонов описывается графиками 3-5.



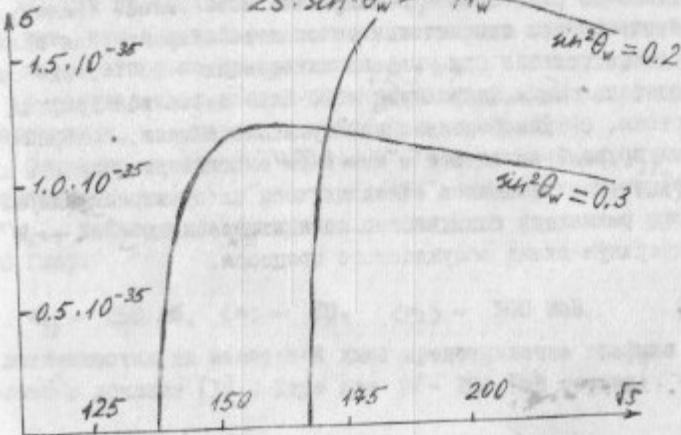
Оно равно

$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2 v}{2s \sin^4 \theta_w} \left\{ \left(1 + \frac{2}{x} + \frac{2}{x^2} \right) \frac{L}{v} - \frac{5}{4} + \frac{M_Z^2}{s - M_Z^2} (1 - 2 \sin^2 \theta_w) \left[\left(\frac{4}{x} + \frac{2}{x^2} \right) \frac{L}{v} - \frac{x}{12} - \frac{5}{3} - \frac{1}{x} \right] + \frac{M_Z^4 (1 - 4 \sin^2 \theta_w + 8 \sin^4 \theta_w) (x^2 + 20x + 12)}{48 (s - M_Z^2)^2} \right\}$$

$$x = s/M_Z^2, \quad v = \sqrt{1 - 4/x}, \quad L = \ln \frac{1+v}{1-v}$$

$$s \rightarrow 4M_W^2, \quad \sigma = \frac{\alpha G}{2\sqrt{2}} \frac{v}{\sin^2 \theta_w}$$

$$s \rightarrow \infty, \quad \sigma = \frac{\pi \alpha^2}{2s \sin^4 \theta_w} \ln \frac{s}{M_W^2}$$



Это сечение в несколько раз больше, чем $\sigma_{ee \rightarrow \mu\mu}$ при той же энергии, так что первым указанием на рождение W^+W^- мог бы служить большой рост числа многочастичных событий в пороговой области.

Лептонные моды распада $W \rightarrow e\nu_e, \mu\nu_\mu, \tau\nu_\tau$ составляют по 1/12 каждая.

Угловое распределение анизотропно. Пик вперед обусловлен графиком 5 с обменом безмассовым нейтрино. Наиболее интересны взаимодействия δW^+W^- , ZW^+W^- , т.е. графики 3,4. Диаграмму 5 с нейтринным обменом можно исключить, если электрон имеет правую спиральность, а позитрон - левую. Но сечение падает при этом примерно на порядок.

Еще один механизм рождения W -бозонов $e^+e^- \rightarrow e^+e^-W^+W^-$. Основные графики здесь



Полное сечение этого процесса

$$\sigma = \frac{4\alpha^4}{\pi M_W^2} \ln^2 \frac{s}{m_e^2} \left(\ln^2 \frac{s}{M_W^2} - \frac{41}{6} \ln \frac{s}{M_W^2} + \frac{215}{12} - \frac{\pi^2}{3} \right)$$

не падает, а логарифмически растет с энергией. (Даже $\sigma_{ee \rightarrow W^+W^-}$ асимптотически стремится к константе.) Характерная величина этого сечения при умеренных энергиях $\sim 10^{-37}$. Оно сравнивается с $\sigma_{ee \rightarrow \mu\mu}$ при $E/M_W \sim 10$. Зато здесь все графики интересны, нет "паразитного" нейтринного обмена, который дает доминирующий вклад в $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$. Если организовать продольную поляризацию e^+e^- так, чтобы их суммарная спиральность равнялась 0, можно подавить реакцию $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$, подчеркнув вклад обсуждаемого процесса.

ДВУХФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

Резюме подготовлено И.Ф.Гинабургом (ИМ), В.Г.Сербо (НГУ), В.И.Тельновым (ИЯФ).

В отличие от e^+e^- - аннигиляции, двухфотонная физика имеет дело с двумя группами процессов. Процессы, связанные с физикой больших расстояний имеют "большие" сечения

$\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow h} \sim \alpha^2/m_h^2$. Процессы, связанные с физикой малых расстояний, имеют малые сечения $\sim \alpha^2/W^2$, $\alpha^2/\rho_{1,jet}^2$ (W - энергия фотонов в их с.ц.и., $W^2 = (q_1 + q_2)^2$). Каждая из этих групп имеет свой интерес и свои трудности изучения.

Замечание: Вопросы фона, связанные с синхротронным излучением, нуждаются в детальной проработке, и в докладе не учтены.

ФИЗИКА БОЛЬШИХ РАССТОЯНИЙ

Речь идет о столкновении реальных ($q_i^2 = 0$) фотонов.

Предмет изучения - обычная адронная физика, т.е. те же вопросы, что и на больших протонных ускорителях. Достижимая область $W \leq 200$ ГэВ. Основные вопросы:

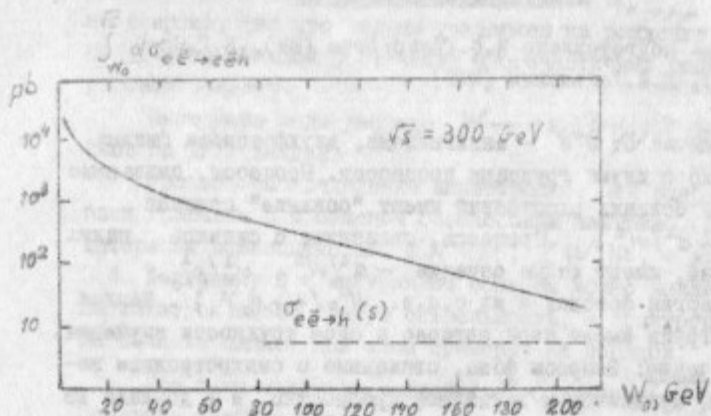
А) Что общего у адронов с фотонами, проверка основных представлений адронной физики (пример - теорема факторизации для полных сечений).

Б) Как проявляется специфика $\gamma\gamma$ -системы, обусловленная тем, что в начальном состоянии кварков нет. В частности, из-за этого по сравнению с pp , $p\bar{p}$, ... соударениями, в $\gamma\gamma$ -соударениях должен быть повышенный выход странных, очарованных, ... частиц (нет подавления Цвейга).

Основные измеряемые величины - полное сечение $\sigma_{\gamma\gamma}$, множественность $\langle n \rangle$, распределение по поперечному импульсу p_\perp , инклюзивные функции, ... Ожидания (для $W \sim 30 + 100$ ГэВ):

$$\sigma_{\gamma\gamma} \sim 250 \text{ нб}, \quad \langle n \rangle \sim 10, \quad \langle p_\perp \rangle \sim 300 \text{ МэВ}. \quad (I)$$

О возможности их измерений даны представления графики в тексте в докладе [I]. Даже при $W \sim 200$ ГэВ сечение



$\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} \gg \sigma_{e^+e^- \rightarrow h}$ большие сечения анигиляции $\sigma_{e^+e^- \rightarrow h} \sim R_{\text{jet}} \cdot 10^{-36} \text{ см}^2$, $R_{\text{jet}} \sim 5$.

Полнота физической информации прямо зависит от точности восстановления величины W для $\gamma\gamma$ -системы. Поскольку рассеяние на очень малых углах электроны и позитроны наблюдать, повидимому, нельзя, необходима как можно более полная регистрация рождённых адронов. Опыт PETRA показывает, что это возможно в принципе.

Грубые характеристики рождённых адронов получаются на основании следующих цифр. Характерное значение $W \sim 30-50 \text{ ГэВ}$, полный продольный импульс всей системы $p_{\parallel} \sim 50 \text{ ГэВ}$. Отсюда и на (1) средний продольный импульс $\langle p_{\parallel} \rangle$ и угол вылета θ_h адрона по порядку величины составляет

$$\langle p_{\parallel} \rangle \sim 5 \text{ ГэВ}, \quad \theta_h \sim 4^\circ \quad (2)$$

Возможные способы получения информации об адронной системе нуждаются в проработке. Предлагаются: а) вывод адронов односторонне с помощью магнитного поля в области встречи; б) регистрация адронов, вылетающих под углом $\theta_h \gtrsim 2-3^\circ$.

ФИЗИКА МАЛЫХ РАССТОЯНИЙ

Мы считаем ниже измеримыми сечения $\sigma_{e^+e^- \rightarrow q\bar{q}} \gtrsim 10^{-37} \text{ см}^2$ (1 событие/день).

А. Процессы, которые не требуют регистрации рассеянных электронов (здесь фотоны практически реальные).

1. Струи. Известна и хорошо разработана богатая физика струй $\gamma\gamma \rightarrow q\bar{q}, gg, q\bar{q}g$. Здесь $\gamma\gamma$ соударения успешно конкурируют и во многом дополняют e^+e^- -соударения при соответствующих значениях $\sqrt{s} (e^+e^-) \sim 2p_{\perp \text{jet}} (\gamma\gamma)$.

Сечения достаточно велики. Так, для процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$ при $E_{\text{jet}} \geq \epsilon_0, \theta_0 \leq \theta_{\text{jet}} \leq \pi - \theta_0$ сечение

$$\sigma \sim \frac{\alpha^4 L^2 R_{\text{jet}}}{\pi \epsilon_0^2} \left[\frac{\cos \theta_0}{\sin^2 \theta_0} + \ln \frac{1}{\sin(\theta_0/2)} \right]; \quad L = \ln \frac{\epsilon_0^2}{m_0^2} - 25, \quad R_{\text{jet}} = \sum_{i=1}^n Q_i^2 = \frac{34}{27}. \quad (3)$$

Для $\theta_0 = 45^\circ$ на (3) $\sigma \sim [400 R_{\text{jet}} / \epsilon_0^2 (r_{38}^2)] n\delta$, т.е. $\sigma \sim 10^{-37} \text{ см}^2$ (измеримо) для $\epsilon_0 \sim 65 \text{ ГэВ}$, т.е. $p_{\perp \text{jet}} \sim 45 \text{ ГэВ}/c$. Достаточно регистрация только самих струй.

2. Процессы с близкой передачей ($p_{\perp} \gtrsim 5 \text{ ГэВ}, |t| \gtrsim 25 \text{ ГэВ}^2$, углы вылета мезона $\gtrsim 10^\circ$). Речь идет о процессах

$$\gamma\gamma \rightarrow MM, \gamma\gamma \rightarrow \gamma M, \gamma\gamma \rightarrow M \dots, \quad (M = \rho, \omega, \pi, f, \dots) \quad (4)$$

в условиях, когда мезоны вылетают с большим поперечным импульсом.

Они рассчитываются в рамках КХД; здесь измеряется волновая функция мезона.

Эти процессы находятся на грани возможности измерения при $p_{\perp} \sim 5 \text{ ГэВ}$.

3. Рождение очарованных и т.п. частиц в $\gamma\gamma$ -соударениях по сравнению с адронными. Оно рассчитывается в КХД, поскольку соответствующие кварки тяжелые и рождаются на малых расстояниях. Следует ожидать, что характеристики их рождения грубо те же, что в адронных соударениях но относительный выход в $\alpha_s^{-2} \sim 25 \div 100$ раз больше. Средний поперечный импульс тяжелого кварка $\sim m_q$.

4. Рождение новых частиц W^\pm, Z^0, H рассматривается в других докладах.

Б. ПРОЦЕССЫ С ДВУМЯ ГЛУБОКО ВИРТУАЛЬНЫМИ
ФОТОНАМИ ($q_1^2 \neq 0, q_2^2 \neq 0$).

Это, по видимому, наиболее интересный объект физики $\gamma\gamma$ -соударений, т.к. ничего подобного в других условиях наблюдать нельзя. Возможности связаны здесь в первую очередь с большой светимостью ВЛЭП и только во вторую очередь с увеличением его энергии по сравнению с предшествующими машинами.

Здесь необходима регистрация обоих рассеянных электронов* на небольшие углы. Для интервала $0.6 \text{ ГэВ}^2 = m_e^2 \leq |q_i^2| \leq 50 \text{ ГэВ}^2$ соответствующий интервал углов вылета есть

$$0.25^\circ \leq \theta_e \leq 2 \div 3^\circ \quad (5)$$

Нижняя граница соответствует ограничению по фону, на верхней границе сечение катастрофически падает.

Область особенно интересна тем, что предсказания КХД (Липатов) резко отличаются от наивной партонной модели (КХД даёт больше). Партонные оценки ограничивают доступную по q_i^2 область (для измераемых сечений $\geq 10^{-37} \text{ см}^2$ значениями $|q_i^2| \leq 5 \div 10 \text{ ГэВ}^2, (\theta_e \leq 1,5 \div 2^\circ)$. Подробности о партонных оценках см. в докладе [1].

* Уже при достаточно малых углах отклонения электронов сечения основных фоновых процессов $e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}, e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}\gamma, e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}\gamma\gamma$ становятся достаточно малыми, и они становятся малосущественными. Так, сечение тормозного излучения для электронов с энергией $E' > E_0$ и углом вылета $\theta > \theta_0$ есть $\sigma_{e\bar{e} \rightarrow e\bar{e}\gamma} \approx \frac{4\alpha^3 L}{E E_0 \theta_0^2} = \frac{15 \text{ нБ}}{Q_0^2 (\text{ГэВ}^2)}$ (Здесь $Q_0^2 = E E_0 \theta_0$ - минимальное значение "массы" соответствующего виртуального фотона в двухфотонном процессе). Для $Q_0^2 = 0,6 \text{ ГэВ}^2$ соответствующее сечение $\approx 25 \text{ нБ}$.

В. СТРУКТУРНАЯ ФУНКЦИЯ ФОТОНА ($q_1^2 \neq 0, q_2^2 = 0$)
рассчитана в КХД с хорошей точностью.

Здесь необходима регистрация адронов и одного рассеянного электрона. Экспериментальные трудности здесь произведение двух предшествующих случаев.

На ВЛЭП возможно существенное продвижение по q_1^2 до $|q_1^2| \sim 100 \text{ ГэВ}^2, (\theta_e \sim 4^\circ)$.

В обсуждении рассматривались разные предложения (Коткин, Тельнов) по конверсии электронов в фотоны. При этом резко повышается светимость $\gamma\gamma$ -пучков (реальные фотоны), её максимум смещается в область $W \sim \sqrt{s}$. Соответствующая физика $\gamma\gamma$ и γe соударений не менее богата, чем физика e^+e^- соударений. Эти предложения нуждаются в дальнейшей проработке.

[1] Доклад И.Ф. Гинзбурга и В.Г. Сербо.

В резюме рабочей группы "НОВЫЕ ЧАСТИЦЫ",
 доложенном Э.В.Щуряком, сказано:

К секции "Новые частицы" не отнесены компоненты теории Вайнберга-Салама - W, Z, H бозоны, а только частицы, предсказанные другими (гораздо более спекулятивными!) теоретическими схемами.

1. Новые кварки. Методы их поиска известны: скачок в сечении; пики в сечении от уровней кваркония; изменение сферичности событий и т.д. Новый элемент, возникающий при большой массе кварка $m_Q \geq 100$ ГэВ - быстрый распад по схеме $Q \rightarrow Wq$. Из-за этого ширины уровней кваркония $\Gamma(QQ) \approx 2\Gamma(Q) \sim 5 \cdot 10^{-3} m_Q$ сравнимы с расстоянием между ними.

2. Новые лептоны. Обсуждались в докладе Азимова и Хоэе. Основной метод их поиска - наблюдение событий типа лептон (μ, e) + струя, содержащая пару тяжелых кварков ($b\bar{t}, c\bar{s} \dots$).

Возможно существование нового сильного взаимодействия в ТэВ-ной области энергий:

1) При отсутствии Хиггсовских частиц с $m \leq 1$ ТэВ таким становится слабое взаимодействие.

2) Предлагалась теория составных Хиггсовских частиц - технопхионов, связанная с новым квантовым числом - техноцветом.

3) Предлагалась теория составных кварков и лептонов, связанная с новым квантовым числом - метацветом.

3. Техноцвет и его следствия обсуждались в докладе Волошина. Поскольку фактор пересчета энергий от цвета к техноцвету ~ 3000 , основные явления заведомо лежат выше энергии ВЛЭП. Поэтому особый интерес приобретают более легкие псевдоголдстоуновские бозоны (ПГБ).

Если технокварков больше двух, то простейшие ПГБ - аналоги К мезона с массами $\sim \sqrt{\alpha}$ (или α) $\Lambda_{TC} \sim 100$ (или 10) ТэВ. Их экспериментальные следствия схожи с проявлениями Хиггсовских H-бозонов, и их экспериментальный поиск довольно труден.

Другие ПГБ - цветные частицы типа $\Phi_a = \bar{u}_i \lambda_{ij}^a d_j$, где u_i, d_j - технокварки с (обычным) цветом i, j . Фактор 8 (число цветовых состояний) и сильное взаимодействие в конечном состоянии заметно увеличивает сечение рождения этих частиц ($\sigma_0 \approx 4\pi\alpha^2/3S$):

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \Phi^+ \Phi^-} = \frac{\sigma_0}{8 \sin^4 \theta_w} \left(1 + \frac{g_a^2 s}{\pi} + \dots \right)$$

Физическими объектами являются мезоны (Φ_a^0), где g_a - обычный глюон. Кроме того, имеются аналоги уровней кваркония - связанные состояния ($\Phi\Phi$) - имеющие необычный вид из-за более сильного цветового притяжения. Далее, в этой системе припороговая область энергий ожидается более выраженной: в отличие от фактора $(v/c)^3$ для пары H^+H^- имеется конечный скачок на пороге (без учета "конфайнмента"!); наконец, рождение скалярных частиц дает другое угловое распределение по θ . Все эти характеристики позволяют отделить рождение $\Phi\Phi$ от рождения нового кварка, $Q\bar{Q}$.

4. Метацвет и его следствия обсуждались в докладе Щуряка. Как указывает данные по ($g-2$) мюона, масштаб энергий метацвета $\Lambda_{MC} \geq 1$ ТэВ. Таким образом, наиболее вероятным его проявлением на ВЛЭП может быть $\leq 10\%$ изменение в $\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$, $\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})$ из-за факторов кварков и лептонов.

Предположим однако, что нам повезло и Λ_{MC} попало в энергетический интервал ВЛЭП.

В этом случае мы увидим сначала серию резонансов - метамезонов. Характерная особенность: они идут дублетами по четности (скажем в e^+e^- канале I^- и I^+) с малым расщеплением $\Delta m/m \sim (10^{-2} + 10^{-3})$. Далее сечение перестает

начать с энергией и $\sigma \sim 1/\mu^2$. При этом рождается большое число кварков и лептонов с необычными свойствами. Несомненно, этот вариант теории — самый оптимистический.

5. Выводы для ВЭПП. Для наблюдения упомянутых явлений необходима:

- 1) Возможность измерения скачков сечения на уровне нескольких процентов.
- 2) Разрешение структур шириной $\Delta E/E \sim 3 \cdot 10^{-3}$, более узкие резонансы маловероятны.
- 3) Возможность мониторинга абсолютной светимости и измерение абсолютного сечения $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ на уровне точности порядка нескольких процентов.

Резюме рабочей группы по адронным струям было представлено П.Л.Докшицером. В нем говорилось:

Область энергий ВЭПП представляет большой интерес для изучения физики образования и эволюции с энергией адронных струй. Квантовая хромодинамика позволяет получить количественные представления о характерных чертах событий e^+e^- аннигиляции с множественным образованием адронов.

Перечислим некоторые из предсказаний КХД, которые представляются сегодня наиболее надежными:

1. Величина кваркового вклада в R .
2. Величины T (*thrust*), S' (*sphericity*) и другие, характеризующие форму событий. С ростом $\sqrt{s} = 2E$

$$1 - \langle T \rangle \sim \frac{1}{\ln E} \rightarrow 0, \quad \langle S' \rangle \sim \frac{1}{\ln E} \rightarrow 0$$

что соответствует растущей с энергией двухструйности основной массы событий.

3. Изучение распределения числа событий, например, по T в области $1 - T \ll 1 - \langle T \rangle$ представляет большой интерес, так как поведение $\frac{d\sigma}{dT}$ здесь связано с эффектами множественного тормозного излучения глюонов кварками.
4. Корреляционные эксперименты. Угловая корреляция потоков энергии в струях

$$\sum_{a,b} \int \frac{d\sigma^{a,b}}{dE_a dE_b d\cos\theta} E_a E_b dE_a dE_b$$

надежно предсказывается теорией при всех углах $\theta \in [0, \pi]$ между частицами a, b . Также весьма интересны измерения корреляции заряда, странности, очарования и других сохраняющихся квантовых чисел.

Область плато.

При большой энергии определяющую роль в формировании конечного адронного состояния играют КХД-процессы размножения глюонов и кварк-антикварковых пар. Ожидается, что средние характеристики событий при $\sqrt{s} = 2 \times 100 \text{ ГэВ}$ ($2 \times 200 \text{ ГэВ}$) будут следующими:

$$\begin{aligned} \langle p_{||} \rangle &\sim 4 \text{ ГэВ} & (6 \text{ ГэВ}) \\ \langle p_{\perp} \rangle &\sim 0,8 \text{ ГэВ} & (1 \text{ ГэВ}) \\ \langle n_{ch} \rangle &\sim 30 & (40) \end{aligned}$$

Средний угол раствора струи порядка 10° .

Инклюзивные распределения заряженных адронов в области плато предсказываются в виде

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dy} \approx g \exp\left(-\frac{y^2}{28}\right)$$

(где y — быстота), то есть высота плато в 1,5 раза выше, чем на накопителе PETRA.

Ожидается также относительный рост дисперсии распределения по множественности $D = \sqrt{\langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2}$, приводящий к уменьшению отношения $\frac{\langle n \rangle}{D}$ от величины порядка 3 при энергии $\sqrt{s} \sim 30$ ГэВ (PETRA) до величины порядка 1 при энергии $\sqrt{s} \sim 200$ ГэВ (ВЛЭПД).

Следствием роста плотности $q\bar{q}$ пар в плато должно явиться увеличение числа баргионов (при энергии PETRA — 2 $N\bar{N}$ пары на 5 событий); Специфика фрагментации глюонов в адроны (преимущественность η , η' ?) могла бы привести к росту доли энергии, уносимой γ -квантами (при переходе от $\sqrt{s} = 12$ ГэВ до $\sqrt{s} = 35$ ГэВ на PETRA эта доля выросла от 20% до 30%).

Быстрые частицы

При $S \gtrsim M_z^2$, где вклады слабого и электромагнитного взаимодействий одного порядка, в распределениях лидирующих частиц проявляются специфические эффекты нарушения скейлинга, связанные с различной S -зависимостью вкладов кварков разных ароматов. При наличии поперечной поляризации возникает разделение ароматов по азимутальному углу ψ .

Распады частиц с тяжелыми кварками порождают большое число быстрых лептонов (e, μ, τ), K -мезонов.

Отдельной интересной задачей является выделение $D, B \dots$ мезонов и изучение их инклюзивных спектров. В этих спектрах ожидается проявление эффекта лидирования тяжелых кварков (тяжелый кварк уносит $\sim 70\%$ энергии струи; кроме того, большая часть его энергии достается соответствующему мезону). Наиболее реалистичской выглядит возможность восстановления спектров D, B мезонов

по быстрым инклюзивным мезонам. Могут быть использованы в принципе также эксклюзивные каналы (продукты распадов энергичны и имеют малую множественность).

Струя, образованная тяжелым кварком, имеет ряд особенностей: лидирующий кластер с участием лептонов и K -мезонов, с поперечными импульсами, большим средних (особенно для B мезона); обедненное плато (множественность меньше средней). Специфика t -кварка — дополнительные адронные струи с известными характеристиками от слабых распадов t . Отметим здесь же адронные распады W^+W^- пар как мощный источник четырех струй, не связанных с излучением глюонов. Они, впрочем, имеют специфическую кинематику и могут быть в принципе отделены от КХД-струй.

Глюонные струи

Методика выделения многоструйных событий отработана на накопителе PETRA. Для изучения особенностей глюонной струи важно уметь отличать ее от кварковых струй в трехструйном событии. В этой связи в качестве триггера, отбирающего кварковую струю, можно использовать регистрацию быстрого мюона от распада тяжелого кварка.

Для глюонной струи характерны нулевые средние значения заряда, странности и других аддитивных квантовых чисел (на быстрых частицах). Средние поперечные импульсы адронов в глюонной струе больше и быстрее растут с энергией. Множественность адронов (за счет процессов размножения глюонов) больше, чем в кварковой струе: $\langle n \rangle_g / \langle n \rangle_q \approx 9/4$. При больших энергиях струи $D \ll \langle n \rangle$.

Изучение внутренней структуры глюонной струи (дробление ее на две подструи) позволит визуализировать специфическое КХД-самодействие глюонов. Для этой цели пригодны также четырехструйные события (особенно с тремя струями в одной полусфере).

Интересной ожидаемой особенностью глюонной струи является большая доля энергии, уносимая фотонами, по сравнению с кварковой струей с той же энергией.

Наконец, глюонная струя — законная область поиска глюониев.

В работе М.С. Золотарёва, Ф.А. Куряева (ИЯФ) и В.Г. Сербо (ИГУ) приведены оценки фоновых процессов для проекта ВЛЭП.

В проекте ВЛЭП предполагается (см. доклад В.Е. Бадакина) столкновение e^+ и e^- сгустков с частотой ~ 10 Гц и числом частиц в каждом сгустке $N \sim 10^{12}$. При проектной светимости $10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ светимость за одно соударение

$$L = 10^{31} \text{ см}^{-2} = 10^{-2} \text{ нб}^{-1} \text{ с}^{-1}. \text{ Пик энергии сгустка}$$

Предполагается использовать сгустки ленточной формы с поперечным сечением (плоскость xy) в виде эллипса с полуосями a и b , причем $b \ll a$. Распределение плотности заряда по длине сгустка $\rho = (2eN/S\ell) \sin^2(\pi z/\ell)$ при $0 \leq z \leq \ell \sim 1 \text{ см}$, $S = \pi ab$. Отсюда электрическое E и магнитное B поля внутри сгустка

$$E \sim B \sim \pi^2 \gamma \rho = B_0 \frac{z}{\ell} \sin^2 \frac{\pi z}{\ell}; \quad B_0 = \frac{2eN}{a\ell} \quad (1)$$

Выбор величин полуосей a и b определяется из двух требований:

- 1) т.к. $L \sim N^2/S$, то площадь поперечного сечения $S \sim 10^{-7} \text{ см}^2$;
- 2) Относительные потери на излучение $\frac{\Delta E}{E} = \frac{2\pi^2 \alpha_e^2}{3} \frac{N^2 \gamma}{a^2 \ell}$ (где $\alpha_e = e/mc^2$, $\alpha_e = e^2/mc^2$) не должны превышать 1%, т.е. $\Delta E/E = 10^{-2}$. В итоге

$$a = \pi \alpha_e N \sqrt{\frac{2\gamma \alpha_e E}{3\ell \Delta E}}; \quad b = \frac{S}{\pi a}; \quad B_0 = \frac{2e}{\gamma \ell} \sqrt{\frac{3\ell \Delta E}{2\gamma \alpha_e E}} \quad (2)$$

Полученные отсюда параметры сгустков приведены в таблице I.

При движении в мегагаусных полях каждый e^\pm излучит несколько фотонов с энергией ~ 1 ГэВ под малым углом $\leq 1/\gamma$ к своей траектории. Взаимодействие этих фотонов с фотонами или электронами встречного сгустка приведет к появлению заряженных и нейтральных частиц большой энергии, летящих на большие углы. Повидимому они и будут основным источником фона для будущих детекторов.

Двигущийся параллельно оси Z электрон, попав в поле (1), испытает примерно одно колебание по оси y . Поэтому при оценке числа фотонов $d\eta(\omega)$ в интервале частот от ω до $\omega + d\omega$ необходимо проводить усреднение по y . После интегрирования по времени $t = z/c$ спектр излучения имеет следующий вид:

$$d\eta(\omega) = A \Phi\left(\frac{\omega}{\omega_c}\right) \frac{d\omega}{\omega}; \quad A = \beta \frac{\sqrt{3}}{2\pi} \frac{\alpha_e B_0 \ell}{mc^2} \quad (3)$$

$$\omega_c = \frac{3eB_0 \gamma^2}{mc}, \quad \beta = \int_0^{\frac{1}{2}} \left(\frac{dy}{y}\right)^2 \left(\frac{dz}{\ell}\right)^2 \frac{1}{e} \frac{1}{\ell} \frac{1}{\ell} = \frac{1}{3}$$

где B_0 определено в (2), функция $\Phi(x)$ выражается через известную (см. Ландау, Лифшиц, Теория поля, § 74) функцию $F(x)$, которая определяет спектр излучения в однородном поле (см. рис. I):

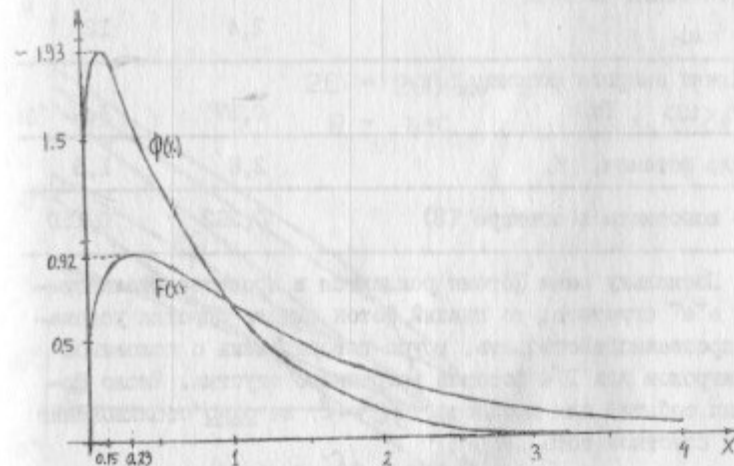


Рис. I

$$\Phi(x) = \frac{6x}{\pi} \int_x^{\infty} \frac{F(t)}{t^2} dt = \begin{cases} 6x^{3/2} & \text{при } x \ll 1 \\ 4\sqrt{2} \frac{e^{-x}}{x} & \text{при } x \gg 1 \end{cases} \quad (4)$$

Отсюда найдем среднее число фотонов N и среднюю частоту $\langle \omega \rangle$:

$$N = \int dn = \frac{5\alpha}{4} \left(\frac{\ell \Delta E}{2\gamma z_0 E} \right)^2, \quad \langle \omega \rangle = \frac{4\sqrt{3}}{45} \omega_c \approx 0,154 \omega_c \quad (5)$$

Таблица I.

$N = 10^{12}$, $L = 10^{31} \text{ см}^{-2}$, $\Delta E/E = 10^{-2}$, $\ell = 1 \text{ см}$			
$E = \sqrt{s}/2$, ГэВ	100	300	
Поперечные размеры пучка	2а МЭМ	34	59
	zB МЭМ	0,37	0,22
$2 V_0 = E_{max} + V_{max}$, МГэ	3,5	2,0	
Критическая частота $\frac{1}{\hbar} \omega_c$, ГэВ	2,4	12	
Средняя энергия фотона, $\frac{1}{\hbar} \langle \omega \rangle$, ГэВ	0,37	1,9	
Число фотонов, N	2,8	1,6	
Λ - константа в спектре (3)	0,262	0,150	

Поскольку сами фотоны рождаются в процессе столкновения e^+e^- сгустков, то каждый фотон одного сгустка успева-ет провзаимодействовать, грубо говоря, лишь с половиной электронов или 1/4 фотонов встречного сгустка. Число фо-новных событий для процесса $\gamma e^{\pm} \rightarrow f$ за одно столкновение e^+e^- сгустков есть

$$N_{\gamma e^{\pm} \rightarrow f} \sim \frac{1}{2} L \int dn(\omega) d\sigma_{\gamma e^{\pm} \rightarrow f}(\omega)$$

Аналогично для $\gamma\gamma$ соударений

$$N_{\gamma\gamma \rightarrow f} \sim \frac{1}{4} L \int dn(\omega_1) dn(\omega_2) d\sigma_{\gamma\gamma \rightarrow f}(\omega_1, \omega_2).$$

На рис. 2, 3 приведены числа фоновых событий за одну встре-чу пучков 100 x 100 ГэВ. Фоном мы называем событие регист-

рации заряженной частицы (e^{\pm}, μ^{\pm}) или фотона, с энергией большей ε_0 и летящей в интервал углов $\theta_0 \leq \theta \leq \pi - \theta_0$.

1. $\gamma\gamma \rightarrow e^+e^- (\mu^+\mu^-)$ регистрируется e^{\pm} или μ^{\pm}
2. $\gamma e^{\pm} \rightarrow \gamma e^{\pm}$ — " — e^{\pm}
3. $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ — " — e^{\pm}
4. $\gamma e^{\pm} \rightarrow e^{\pm} e^+e^- (e^{\pm} \mu^+\mu^-)$ — " — e^{\pm} или μ^{\pm}
5. $e^+e^- \rightarrow e^+e^+e^- (e^+e^-\mu^+)$ — " — e^{\pm} или μ^{\pm}
6. $e^+e^- \rightarrow \gamma e^+e^+e^- (\gamma e^+e^-\mu^+)$ — " — γ
7. $\gamma e^{\pm} \rightarrow \gamma e^{\pm} e^+e^- (\gamma e^{\pm} \mu^+)$ — " — γ
8. $\gamma e^{\pm} \rightarrow \gamma e^{\pm}$ — " — γ

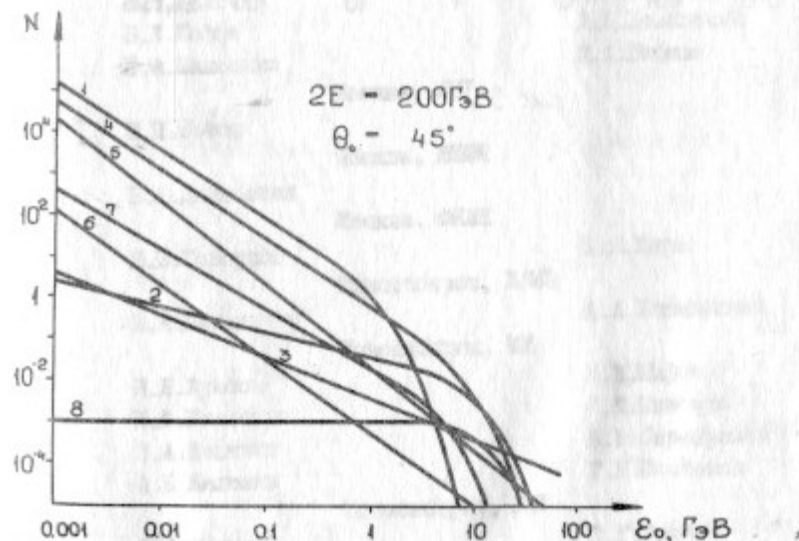


рис 2

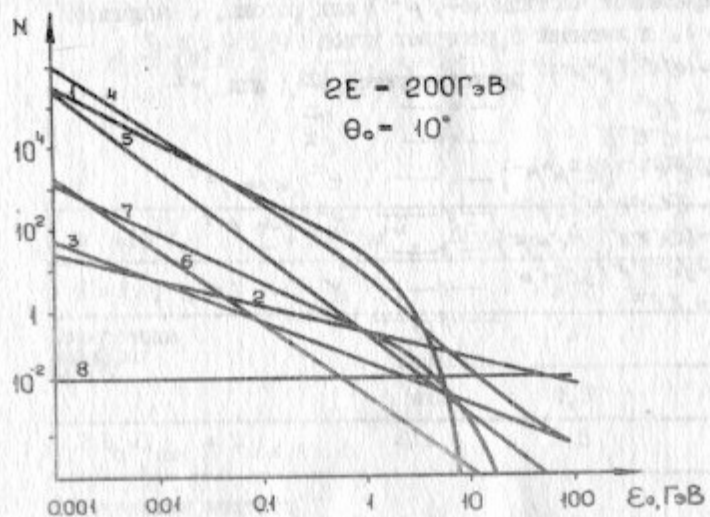


рис 3

ПРИЛОЖЕНИЕ

СПИСОК УЧАСТНИКОВ СОВЕЩАНИЯ

- | | | |
|---------------|-------------------|--------------------|
| А.М.Балдин | Дубна, ОИЯИ | Л.И.Лавицус |
| В.Л.Черняк | Иркутск, СИБИЗМИР | |
| Я.И.Азимов | Ленинград, ЛИЯФ | С.И.Манаенков |
| А.А.Ансельм | | С.И.Троян |
| Ю.Л.Доншицер | | В.А.Хозе |
| Л.Н.Липатов | | М.А.Шуваев |
| | Москва, ИТЭФ | |
| М.Б.Волошин | | В.А.Новиков |
| М.И.Виноцкий | | Л.Б.Окунь |
| П.А.Горичев | | В.Е.Полядаев |
| А.Д.Долгов | | К.А.Тер-Мартirosян |
| Б.Л.Иоффе | | В.Д.Хованский |
| В.М.Макаенко | | М.А.Шифман |
| | Москва, МГУ | |
| М.П.Зотов | | |
| | Москва, МИФИ | |
| Б.А.Долгошеин | | |
| | Москва, ФИАН | |
| Б.Б.Говорков | | В.А.Царев |
| | Новосибирск, ИАИЭ | |
| В.И.Белиничер | | А.А.Кожевников |
| | Новосибирск, ИМ | |
| Н.Н.Ачасов | | В.Н.Кафиев |
| И.Ф.Гинзбург | | С.М.Панфилов |
| С.А.Девянин | | В.В.Серебряков |
| А.Е.Калоян | | Г.Н.Шестаков |
| | Новосибирск, НГУ | |
| Г.Д.Коткин | | В.Г.Сербо |
| | Новосибирск, ИЯФ | |
| В.Н.Байер | | Е.В.Пахтусова |
| Е.Е.Балакин | | Ю.Ф.Пинелис |
| Л.М.Барков | | А.Н.Перышкин |
| А.Г.Блинов | | Ю.Н.Пестов |

Г. А. Бякин
А. Е. Бондарь
А. Д. Буккин
А. И. Вайнштейн
Б. Б. Войцеховский
А. М. Воробьев
В. В. Голубев
А. А. Гребенник
А. Г. Грозин
В. Р. Грошев
Я. С. Дербенев
В. Ф. Дмитриев
Н. С. Диканский
В. П. Дружинин
О. В. Жиров
А. Р. Житинский
А. А. Коленц
В. Г. Зеленинский
М. С. Золоторев
В. Н. Иванченко
А. М. Кондратенко
М. А. Кооп
Г. Н. Кулипанов
Э. А. Кураев
Л. М. Курдадзе
П. К. Лебедев
Ш. Ю. Лельчук
В. Н. Литвиненко
М. Н. Мешков
А. И. Мельштейн
А. А. Михайличенко
С. И. Машнев
Д. М. Николенко
А. В. Новохатский
А. П. Онучин
В. С. Панин
А. Э. Патадинский

В. В. Петров
С. Г. Попов
И. Я. Протопопов
В. Н. Ротаев
Н. М. Рискулов
Е. Л. Салдин
С. И. Середняков
В. А. Сидоров
Ю. И. Скворцов
А. Н. Скринский
В. П. Смахтин
В. В. Соколов
Е. П. Соколов
Н. А. Соляк
В. М. Страховенко
О. П. Сушков
В. А. Таурский
В. И. Тельнов
Д. А. Тихонов
Д. К. Топорков
Г. М. Тумайкин
В. С. Федин
В. В. Фламбуш
Г. В. Федотович
А. Г. Хабахпашев
Б. И. Хазин
С. А. Хейфец
И. Б. Хришлович
А. Г. Чилингаров
Б. В. Чириков
А. Г. Шапов
В. М. Шагунов
Б. А. Шварц
А. И. Шехтман
Э. В. Шурик
С. И. Эйдельман
В. И. Эйдельман

В. И. Кубаровский	Серпухов, ИВН	
В. Н. Кузнецов	Томск, ИВН	Г. М. Радуров
Н. И. Мочалов	Харьков, ХУВ	Н. В. Сорокин
Н. И. Николаев	Москва, ИТЛ	

