

539.126

ФИЗИКА ЧАСТИЦ ПРИ ЭНЕРГИЯХ УСКОРИТЕЛЕЙ-КОЛЛАЙДЕРОВ*)

Р. Хорган, М. Жакоб

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие	219
1. Введение	219
2. Охота за промежуточными бозонами	226
а) Процесс Дрелла — Яна (226). б) Рождение промежуточных бозонов (234). в) Поиск кваркониев (239). г) Поиск хиггсовских мезонов (242).	
3. Доминирующие адронные процессы	243
а) Общий взгляд (243). б) Адронные взаимодействия при энергиях ISR и их экстраполяция (244). в) Некоторая информация из результатов, полученных в опытах с космическими лучами (253). г) События типа Кентавра (257).	
4. Струйные явления	259
а) Рождение с большими p_T и струи (259). б) Сечения рождения струй при энергиях коллайдеров (268). в) Сечения рождения струй и распад промежуточного бозона (275). г) Рождение тяжелых кварков (279). д) Интенсивный источник цвета (280).	
Послание	283
Цитированная литература и примечания	283

ПРЕДИСЛОВИЕ

Эта статья была написана на основе серии из трех лекций, прочитанных М. Жакобом при участии Р. Хоргана в роли лидера дискуссий. Общее название этой серии лекций было «Адронные взаимодействия», но сейчас кажется более уместным сфокусировать внимание на ожидаемых результатах в физике частиц при энергиях ускорителей, носящих название коллайдеров. При попытке экстраполировать на целый порядок величины по энергии в системе центра масс нам пришлось заимствовать из многих источников экспериментальные данные, общие соображения и конкретные модели. «Предсказывать трудно, особенно если это касается будущего» (Р. Сторм Петерсен).

1. ВВЕДЕНИЕ

Впечатляющие успехи, уже выпавшие на долю единой модели слабых и электромагнитных взаимодействий¹, понуждают нас к поискам промежуточных векторных бозонов, W^\pm и Z^0 , ожидаемых, соответственно, при массах около 80 и 90 ГэВ. Предсказания модели Глэшоу — Вайнберга —

*) Horgan R., Jacob M. Physics at Collider Energy (Genève, CERN, 1981). — Перевод И. М. Дремина.

Салама таковы:

$$M_{W\pm} = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G}} \sin^{-1} \theta_W, \quad (1.1)$$

$$M_Z = \frac{M_W}{\cos \theta_W}, \quad (1.2)$$

где значение $\sin^2 \theta_W$, усредненное по всем мировым данным, равно ²
 $\sin^2 \theta_W = 0,231 \pm 0,010$.

Нейтральный бозон Z^0 должен ясно проявиться как заметный резонанс в электрон-позитронной аннигиляции ³.

В то же время, успехи кварк-партоновой модели показывают, что он должен рождаться и при аннигиляции кварка с антикварком, которая может иметь место в адрон-адронных столкновениях. При среднем импульсе кварка, равном примерно $1/6$ от полного импульса протона, соответствующая энергия протона и антипротона в системе центра масс должна примерно в шесть раз (или более) превышать массу промежуточного бозона, если мы не хотим работать с очень малой скоростью набора статистики. Когда такая энергия будет достигнута (скажем, $\sqrt{s} = 500$ ГэВ), как W , так и Z -мезоны будут рождаться с сечениями на уровне нескольких нанобарн. Оказывается, что антикварки вносят достаточный вклад в импульс протона, так что сечения рождения в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях не сильно отличаются при столь высоких энергиях.

Все эти положения формируют современную «ортодоксальную» точку зрения, которую мы используем для того, чтобы делать предсказания. Хотя было бы весьма удивительным, если промежуточные бозоны не появятся на подготавливаемой им встрече у ускорителя-коллайдера в 1981—82 гг. ⁴, можно составить и другие сценарии, уже обсуждавшиеся ⁵ в связи с изучением проекта LEP *).

Конечно, следует быть готовым ко всяким неожиданностям и по ходу изложения мы обсудим также относительные преимущества адронных и электронных ускорителей. В настоящий момент мы действительно считаем, что промежуточные бозоны, появляющиеся в стандартной модели, будут наблюдаться (по крайней мере, в некоторых из их каналов распада) на $p\bar{p}$ -коллайдере, построенном в ЦЕРНе ⁴.

Чтобы получить большие энергии в системе центра масс, совершенно необходимы ускорители со встречными пучками. Один из таких ускорителей, CERN ISR ^{5, 6}, уже действует в течение девяти лет при наивысшей достижимой на нем энергии в системе центра масс, равной 62 ГэВ. Таким образом, необходимо повысить энергию на порядок величины.

Сейчас этого можно достичь двумя различными способами. Ускоритель со встречными пучками протонов, ускоренных до 400 ГэВ, сооружается в Брукхевенской национальной лаборатории. Его название «Isabelle» ⁷. В нем применяются сверхпроводящие магниты и потому удастся достичь столь высоких энергий пучков, оставаясь еще в пределах разумного по размерам (близко к 3 км по окружности). Согласно проекту, он будет готов для проведения физических экспериментов в 1986 г.

В то же время как в ЦЕРНе, так и в Фермиевской Национальной Ускорительной лаборатории получены интенсивные источники антипротонов, причем источник в ЦЕРНе (антипротонный накопитель) вступил в строй в начале 1981 г. Антипротоны захватываются и охлаждаются

*) Проект LEP (Large Electron Positron) предполагает постройку ускорителя, обеспечивающего встречные электрон-позитронные пучки с энергией 100×100 ГэВ (на первом этапе 50×50 ГэВ). (Прим. перев.).

циркулирующим пучком около $6 \cdot 10^{11}$ частиц в конце периода накопления за один день. В ЦЕРНовском накопителе использована методика стохастического охлаждения, которая уже была с успехом проверена для охлаждения пучка протонов требуемой интенсивности⁸. Полученный таким способом интенсивный источник антипротонов используется для инъекции целого сгустка их ($6 \cdot 10^{11}$ антипротонов в каждом сгустке согласно ЦЕРНовскому проекту) в суперсинхротрон вместе с таким же количеством протонов, вращающихся в противоположном направлении. В суперсинхротроне оба пучка ускоряются. Таким образом, в существующем протонном ускорителе получают одновременно столкновительное и накопительное кольца. Максимальная энергия частиц в кольцах ограничена мощностью, которую могут потреблять магниты (в ЦЕРНовском проекте энергия пучка равна 270 ГэВ). Взаимодействия пучков проявляются в тех точках кольца, где их пути пересекаются. Проект ЦЕРНа должен быть готов для первых экспериментов в 1981 г. В Фермиевской лаборатории подобная программа будет завершена позже (1983—1984) гг.)⁹. Здесь, однако, будут использоваться сверхпроводящие магниты и потому энергия пучка не будет ограничена мощностью, потребляемой магнитами. Полная энергия ускорителя может быть достигнута в столкновительном режиме и должны быть получены энергии в системе центра масс вплоть до 2000 ГэВ (2 ТэВ).

Все эти проектируемые ускорители удовлетворяют условию достижения энергий в системе центра масс, примерно в шесть раз превышающих предсказанные массы промежуточных бозонов. Их обычно называют коллайдерами, а соответствующую область энергий определяют как «энергия коллайдеров».

Хотя поиски Z и W -бозонов являются основным аргументом в пользу сооружения таких ускорителей, мы с нетерпением ждем и результатов других экспериментов, в частности, результатов изучения струйного характера процессов¹⁰. И, конечно, можно надеяться, что будут обнаружены неожиданные и потому еще более интересные особенности явлений.

Обзор того, что мы ожидаем сейчас от таких ускорителей, состоит из трех основных частей. В первой из них (гл. 2) обсуждается рождение W - и Z -бозонов. Поскольку, как ожидается, основной механизм рождения тесно связан с рождением массивных лептонных пар, этот раздел начинается с обсуждения области континуума для лептонных пар, которая используется в качестве отправного пункта для нормировки ожидаемых сечений. Рождение узких векторных мезонов (в современной терминологии — кваркониев), которые могут быть обнаружены по их каналам распада на лептонные пары, также обсуждается в этом разделе. Гл. 3 посвящена процессам, протекающим с большими поперечными сечениями. Мы начинаем с обзора ключевых характеристик рождения адронов в той форме, как они известны сейчас из исследований на ISR и в Фермиевской лаборатории^{6, 100}, а затем проведем их экстраполяцию, когда область быстрот (являющаяся важным понятием¹²) расширяется на пять единиц (с 8 до 13). При этом мы дадим обзор информации, доступной из исследований в космических лучах, и особо остановимся на результатах, полученных с помощью эмульсий в соответствующей области энергий. Подчеркнем, что некоторые важные изменения, видимо, появляются, когда энергии становятся порядка 100 ТэВ¹³, что уже вполне достижимо на коллайдерах. В таблице указана доступная область быстрот и эквивалентная энергия в лабораторной системе координат, соответствующая ISR в ЦЕРНе и проектам SPS, «Isabelle» и «Fermilab». Приведены также две величины, имеющих важное значение, которые будут подробнее обсуждаться ниже,

а именно — эффективная энергия в системе центра масс на уровне составляющих и предполагаемая светимость¹⁴.

В гл. 4 мы обсуждаем процессы с большими поперечными импульсами и явление струй¹⁰. Жесткое рассеяние составляющих адронов, как известно, приводит к специфическим кинематическим распределениям, причем основной особенностью является рождение адронных струй. Соответствующие сечения быстро растут с энергией по мере того, как в процессе

Т а б л и ц а

Адронные коллайдеры и их энергии

Ускоритель	Тип	\sqrt{s} , ГэВ	E , ТэВ	Δy	$\sqrt{\hat{s}}$, ГэВ	L , $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
CERN ISR	Два кольца pp ($p\bar{p}$)	62	2	8	10	10^{31} (10^{29})
CERN SPS	Одно кольцо pp	540	150	12,5	90	10^{30}
«Isabelle»	Два кольца pp	800	340	13,3	140	10^{33}
«Fermilab Doubler»	Одно кольцо pp	2000	2000	15,2	340	10^{30}

\sqrt{s} — максимальная энергия в системе центра масс, E — эквивалентная лабораторная энергия; $\Delta y \sim \ln s$ — область быстрой; $\sqrt{\hat{s}}$ — максимальная эффективная энергия в системе центра масс на уровне составляющих (большие энергии соответствуют меньшим светимостям); L — светимость. Типичный период времени в 1000 часов может соответствовать интегральной светимости, в 10^6 раз превышающей указанное проектное значение.

начинают участвовать все более мягкие составляющие, тогда как при более низких энергиях играли роль лишь редко встречающиеся жесткие составляющие (т. е. уносившие большую долю импульса первичного адрона). Поэтому можно ожидать сравнительно больших поперечных сечений рождения струй при энергиях коллайдеров.

В результате, изучение струй должно стать важной областью исследований на таких ускорителях. Мы даем обзор современных сведений о струях в адронных взаимодействиях¹⁰ и обсуждаем экстраполяции к очень высоким энергиям. Это вновь возвращает нас к процессам рождения промежуточных бозонов, так как ожидается, что среди каналов их распада преобладающую роль будут играть распады на две струи. Однако, кажется, фон от адронных реакций будет заметно выше. Очень важную роль в явлении рождения струй, видимо, начнут играть взаимодействия глюонов, а это приводит нас к изучению рождения дотоле неизвестных объектов, которые могут быть связаны с цветом и, следовательно, рождаться при соударениях глюонов. Если хиггсовские мезоны стандартной модели¹ являются конденсатом неизвестных пока фермионов, связанным с цветом и с той силой, которая удерживает их на очень малых расстояниях, то у них должны быть тяжелые цветные партнеры, которые могли бы проявляться в новой области энергий. В настоящий момент, открытие таких частиц с точки зрения изучения хиггсовского сектора представляется весьма интересной возможностью.

Перед тем как начать обсуждение ожидаемых физических явлений, мы вначале немного остановимся на сопоставлении разных ускорителей для того, чтобы подчеркнуть все за и против различных подходов. На рис. 1 показано, как радиус ускорителя R зависит от достижимой энергии в системе центра масс \sqrt{s} . Для протонных ускорителей со встречными пучками рост линейный. В качестве нормировочной точки можно взять $R = 1$ км при $\sqrt{s} = 500$ ГэВ (SPS), хотя с помощью специальных магнитов

с улучшенным охлаждением можно увеличить энергию при том же радиусе примерно в полтора раза. Применение сверхпроводящих магнитов при современном уровне технологии может позволить увеличить энергию еще раза в 2,5. Поэтому мы выбираем вторую нормировочную точку (согласно проекту коллайдера Фермиевской лаборатории) в $R = 1$ км при $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ. Если удастся развить технологию изготовления из ниобиево-оловянных сплавов, то можно будет еще вдвое выиграть в энергии при данном радиусе ¹⁵ ($\sqrt{s} = 20000$ ГэВ при $R = 5$ км). Если говорить только об энергии, то протонные коллайдеры имеют большое преимущество по сравнению с протонными ускорителями с фиксированной мишенью (VBA*) или по сравнению с электрон-позитронными встречными пучками (LEP) ³. В двух последних случаях энергия в системе центра масс растет всего лишь как квадратный корень из радиуса ускорителя. В случае электрон-позитронных ускорителей это обусловлено оптимизацией их стоимости с учетом

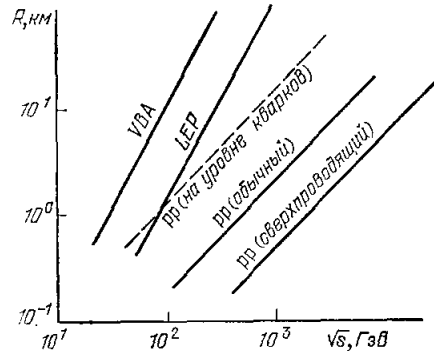


Рис. 1. Связь между размером и энергией для разных типов циклических ускорителей.

Энергия в системе центра масс \sqrt{s} возрастает как R в случае протон-протонного (антипротонного) коллайдера и всего лишь как \sqrt{R} для ускорителя с фиксированной мишенью (по очевидным причинам) и для e^+e^- -встречных пучков (результат оптимизации стоимости).

потерь на синхротронное излучение, которые изменяются пропорционально отношению s^2/R . На рис. 1 мы привязали линию VBA к точке $R = 1$ км при $\sqrt{s} = 30$ ГэВ (вариант с обычными магнитами). Однако, применение сверхпроводящих магнитов может уменьшить радиус примерно в 2,5 раза. Электрон-позитронная линия нормирована при $\sqrt{s} = 200$ ГэВ и $R = 5$ км. Это — ровно посередине между возможностями LEP в вариантах с обычными и сверхпроводящими магнитами ¹⁷. Несмотря на то, что VBA явно не выглядит фаворитом на таком графике, преимущество этого ускорителя кроется в другом, а именно, в возможности получать вторичные пучки, позволяющие проводить огромное количество разнообразных экспериментов. Протонные накопительные кольца смотрятся здесь заметно предпочтительнее, нежели электрон-позитронные, но надо сразу признать факт, что во многих интересующих нас случаях зачастую оказывается важнее энергия в системе центра масс на уровне составляющих, которая в адрон-адронных соударениях соответствует обычно одной шестой от полной энергии в системе центра масс (штриховая линия на рис. 1 соответствует линии pp в обычном варианте). Этот множитель типа одной шестой отвечает тому обстоятельству, что импульс протона примерно поровну поделен между глюонами и кварками, а средний импульс кварка составляет приблизительно половину от его максимального значения ². Хотя составляющие могут иметь намного бóльшие энергии, нежели $\sqrt{s}/6$, такие значения появляются с малой вероятностью, как будет обсуждаться

*) VBA (Very Big Accelerator) — предлагаемый международный проект ускорителя адронов на очень высокие энергии (Прим. перев.)

более подробно в дальнейшем. Однако, тем не менее, при высоких энергиях ($\sqrt{s} \gtrsim 100$ ГэВ) ускорители адронов сохраняют преимущество по сравнению с электронными ускорителями. Просто, протоны намного легче ускорять, чем электроны. В то же время здесь приходится иметь дело с очень большим фоном (зачастую преобладающим) при изучении многих очень интересных процессов, которые удастся заметно лучше исследовать с помощью электронных ускорителей. Именно с этим связан заметный интерес к проекту LEP, несмотря на возможность начать эксперименты на протон-антипротонном коллайдере в 1981 г.

Конечно, можно задать вопрос о справедливости процедуры простого уменьшения в 6 раз при переходе к энергии кварк-антикварковых соударений от энергии протон-антипротонных столкновений, поскольку может оказаться важным эффект нарушения скейлинга. Однако оказывается,

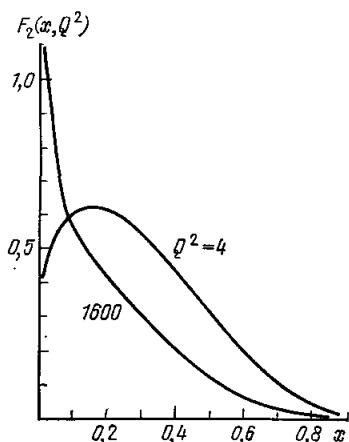


Рис. 2. Структурная функция $F_2(x)$ (распределение импульсов u -кварка) при двух существенно различных значениях Q^2 .

Вследствие нарушения скейлинга распределения кварков при больших x понижается, тогда как при малых x оно возрастает. Вместе с тем плотность практически не меняется при $x = 0,1$.

что для наиболее интересных в настоящее время значений энергии составляющих (~ 100 ГэВ для рождения Z и W) соответствующее значение x (доля импульса адрона, приходящаяся на рассматриваемый партон) получается порядка от 0,2 (SPS) до 0,05 («Fermilab Doubler»). В этой области структурные функции относительно слабо меняются в зависимости от величины пробного импульса, Q^2 ¹⁸. Это демонстрируется рис. 2, где $F_2(x) \sim \nu W_2(x)$ приведена при двух заметно отличных друг от друга значениях Q^2 , а именно при $|Q^2| = 4$ и 1600 (ГэВ/с)². Поэтому можно быть достаточно уверенным в расчетах при оценке светимости на уровне составляющих. Именно к этому мы теперь и перейдем.

Наряду с энергией, светимость является одним из важнейших параметров. Она определяется как отношение скорости счета N к соответствующему поперечному сечению σ

$$N = L\sigma. \quad (1.3)$$

Для $p\bar{p}$ -коллайдера она ограничена очевидным образом числом антипротонов, которые можно собрать и инжектировать, а также, несколько неопределенно, эффектами нелинейных взаимодействий пучков. Как для проекта коллайдера в ЦЕРНе, так и для проекта Фермиевской лаборатории планируемая светимость составляет около 10^{30} см⁻²с⁻¹. Эта оценка светимости основана на современных данных о максимально допустимом сдвиге настройки (линейный эффект во взаимодействии пучок — пучок).

Если рассматривать ~ 1 событий/день (10^{-5} событий/с) как практический нижний предел, то нельзя будет регистрировать процессы, идущие

с сечением, меньшим 10^{-35} см² (10^{-2} нб). Поэтому при ожидаемых сечениях рождения Z -бозона на уровне нанобарн и долях распада по предпочтительным каналам на уровне нескольких процентов понадобится вся предполагаемая светимость. При заметно меньшей светимости (скажем, $L < 10^{-29}$) условия экспериментирования станут намного более трудными, если говорить о первоочередных экспериментах в «поисковом списке».

Преимущества проекта «Isabelle»⁷ явно видны, в частности, в том, что предполагаемая светимость в 1000 раз больше, чем у протон-антипротонных ускорителей ($L \approx 10^{33}$ см⁻²с⁻¹). Два интенсивных протонных пучка пересекаются в небольшой области и светимость определяется, в основном, геометрическими факторами^{5, 6}. Она не ограничена эффектами взаимодействия пучка с пучком, которые все еще не достаточно хорошо поняты.

Поэтому можно сказать, что тогда как для увеличения энергии нужна изобретательность (и некое количество денег!), для повышения светимости такого ускорителя требуются только деньги. В таблице приведены проектируемые светимости различных ускорителей. Изучая пути дальнейшего продвижения по сравнению с протон-антипротонной программой ЦЕРНа, из таблицы можно извлечь сведения о возможном увеличении на 3 порядка величины светимости («Isabelle») или о возможном росте в 4 раза доступной энергии («Fermilab Doubler»). Хотя планируемая светимость не всегда достигается сразу же, со временем ее обычно улучшают. Так, на ISR был достигнут заметный рост^{5, 6}.

Можно сопоставить также возможности pp ($p\bar{p}$)-коллайдера с результативностью e^+e^- -накопительных колец с точки зрения рождения Z^0 (что весьма важно сейчас). Если ускоритель LEP будет работать при энергии \sqrt{s} Z^0 со светимостью около 10^{32} , то можно ожидать около 10^5 событий в день. В pp -соударениях при энергии «Isabelle» сечение рождения набора статистики должна быть примерно такой же! Конечно, экспериментальные условия на LEP намного лучше (низкий фон и строго определенные кинематические условия). С другой стороны, на «Isabelle» будет также рождаться одновременно примерно вдвое больше W^+ (и столько же W^- , в то время как на LEP возможно только парное рождение³, причем для этого надо достичь очень высокой пороговой энергии).

Рождение объектов, связанных с цветом (в частности, новых типов кварков), будет намного более продуктивным на pp ($p\bar{p}$)-ускорителях, чем на e^+e^- -ускорителях, примерно в $(\alpha_s/\alpha)^2 \approx 10^2$ раз при условии, что энергии в системе центра масс и светимости сравниваются на уровне составляющих (это имеет место для «Isabelle» при 800 ГэВ и LEP при 140 ГэВ, если, скажем, ищут кварковые струи на 70 ГэВ). Тем не менее столь большой поток, по-видимому, будет сопровождаться очень большим фоном, который может «забить» детекторы. Но так же, как и LEP, $p\bar{p}$ -коллайдер оказывается достаточно хорошим средством для получения ответов на некоторые очень важные конкретные вопросы. Однако он не может конкурировать с LEP, например, в вопросе о детальной проверке электрослабой теории.

Эксперименты здесь нацелены на то, чтобы¹⁰:

- 1) найти промежуточные векторные мезоны W и Z (шансы высокие),
- 2) найти новые узкие векторные состояния (шансы низкие),
- 3) изучить явление струй (шансы высокие),
- 4) посмотреть продолжается ли (и как) физика логарифмов $-\ln s$ (шансы высокие, так как результаты, полученные в космических лучах, указывают на новые интересные явления).

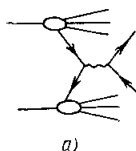
Основные адронные явления обычно называют «физикой $\ln s$ », чтобы подчеркнуть тот факт, что шкала, на которой происходят заметные изменения, определяется доступной областью быстрот, возрастающей как $\ln s$, а не самой энергией в системе центра масс \sqrt{s} .

Однако, было бы удивительным, если бы новые и неожиданные явления не происходили, когда энергия в системе центра масс возрастает по величине на порядок. Могут открыться новые пороги. Такие неожиданности, видимо, лучше помогут решить вопрос об экспериментах второго поколения — в частности, те, для которых требуются большие светимости или более высокие энергии, — нежели простая дальнейшая экстраполяция современных проблем.

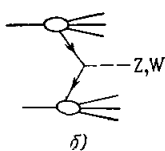
2. ОХОТА ЗА ПРОМЕЖУТОЧНЫМИ БОЗОНАМИ

а) Процесс Дрелла — Яна

Рождение промежуточных бозонов в $p\bar{p}$ ($p\bar{p}$)-столкновениях уже достаточно давно рассматривается в рамках партонной модели с использованием в качестве путеводящей нити процесса Дрелла — Яна²⁰. Основной вклад в амплитуду при вычислении среднего значения оператора тока при больших $|Q^2|$ связан с аннигиляцией кварка и антикварка (рис. 3). Поперечное сечение рождения лептонной пары при (электромагнитной) аннигиляции кварка и антикварка записывается в виде произведения поперечного сечения аннигиляции кварка и антикварка на функции



а)



б)

распределения кварков и антикварков при значениях переменных, фиксированных кинематикой процесса. Это записывается в виде

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3} \sum_i e_i^2 [q_i(x_1) \bar{q}_i(x_2) + q_i(x_2) \bar{q}_i(x_1)] \cdot \frac{4\pi\alpha^2}{3sx_1x_2}. \quad (2.1)$$

Рис. 3. Процесс Дрелла — Яна.

а) Для рождения лептонных пар; б) для рождения промежуточного бозона.

Доля импульса адронов, уносимая обоими составляющими, обозначается соответственно как x_1 и x_2 . Распределения вероятностей записываются как $q_i(x)$ (для кварков типа i с зарядом e_i) и $\bar{q}_i(x)$ (для антикварков). Производится суммирование по всем типам кварков, взвешенных соответственно квадратам их зарядов $e_i^2 = 4/9$ или $1/9$.

Множитель $1/3$, стоящий перед всем выражением в формуле (2.1), отвечает усреднению по цвету. Последний множитель в (2.1) есть не что иное, как поперечное сечение аннигиляции точечных объектов. Соответствующая энергия (в квадрате) в системе центра масс (или квадрат лептонной массы) равна

$$M^2 = sx_1x_2 = s\tau. \quad (2.2)$$

Лептонная пара обладает продольным импульсом

$$p_L = |x_1 - x_2| \frac{\sqrt{s}}{2} = \frac{x}{2} \sqrt{s}. \quad (2.3)$$

Поперечный импульс (не выписанный явно в (2.1)) также образуется из суммы (поперечных) импульсов составляющих, которые, в приближении рис. 3, ограничены фермиевским движением внутри сталкивающихся адронов.

Можно переписать сечение рождения (2.4) с помощью непосредственно наблюдаемых величин, M и x . Тогда получится

$$\frac{d^2\sigma}{dM dx} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3} \frac{\tau}{\sqrt{x^2 + 4\tau}} \sum_i e_i^2 R_i(x_1, x_2), \quad (2.4)$$

где

$$R_i(x_1, x_2) = q_i(x_1) \bar{q}_i(x_2) + q_i(x_2) \bar{q}_i(x_1), \quad (2.5)$$

$$x_1, x_2 = \frac{1}{2} (\sqrt{x^2 + 4\tau} \pm x). \quad (2.6)$$

Поперечное сечение записано как произведение поперечного сечения аннигиляции на вероятность найти соответствующие составляющие внутри сталкивающихся адронов. Эта формула получена в рамках партонной модели ²¹.

Из соотношений (2.4) и (2.5) легко вывести свойство масштабной инвариантности (скейлинга)

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dM dx} = F(x, \tau). \quad (2.7)$$

или в терминах быстроты лептонной пары $y = \ln[(E + p_L)/M]$

$$M^3 \frac{d^2\sigma}{dM dy} = \sqrt{x^2 + 4\tau} F(x, \tau). \quad (2.8)$$

Дифференциальное поперечное сечение обладает свойством масштабной инвариантности, поскольку зависит только от M^2/s , а потому, в принципе, его можно предсказать при очень высоких энергиях для очень больших масс (если соответствующее свойство скейлинга действительно выполняется) при условии, что поперечные сечения при нужных значениях τ уже известны.

Прежде чем перейти к обсуждению справедливости подхода Дрелла — Яна, на котором основываются предсказания о рождении Z и W -бозонов, мы введем очень полезную величину: дифференциальную светимость. Запишем (2.4) и (2.5) в виде

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3} \int_0^{1-\tau} \frac{\tau}{\sqrt{x^2 + 4\tau}} \sum_i e_i^2 R_i(x_1, x_2) dx. \quad (2.9)$$

Верхний предел интегрирования вытекает из (2.2) и (2.3), а $x_1(x_2)$ заданы формулами (2.6). Переходя от переменной x к переменной x_1 (при фиксированном τ), запишем

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3} \tau \int_{\tau}^1 \sum_i e_i^2 R_i\left(x_1, \frac{\tau}{x_1}\right) \frac{dx_1}{x_1}. \quad (2.10)$$

Дифференциальная светимость определится тогда как

$$\frac{dL_i}{d\tau} = \int_{\tau}^1 R_i\left(x, \frac{\tau}{x}\right) \frac{dx}{x}, \quad (2.11)$$

а поперечное сечение запишется в виде

$$\frac{d\sigma}{dM} = \frac{8\pi\alpha^2}{9M^3} \sum_i e_i^2 \tau \frac{dL_i}{d\tau} = \quad (2.12)$$

$$= \frac{2}{3M} \sigma_0 \sum_i e_i^2 \tau \frac{dL_i}{d\tau}, \quad (2.13)$$

где σ_0 есть хорошо известное «точечное» сечение для процесса $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ в приближении обмена одним фотоном

$$\sigma_0 = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = 10^{-35} \left(\frac{90}{\sqrt{s}} \right)^2 \text{ см}^2, \quad (2.14)$$

где энергия \sqrt{s} выражена в ГэВ'ах.

Дифференциальная светимость непосредственно указывает величину поперечного сечения рождения лептонных пар в приближении Дрелла — Яна. Она связана с вероятностью найти сталкивающиеся составляющие с подходящими величинами τ внутри соударяющихся адронов следующим образом:

$$\frac{dL_I}{d\tau} = \int R_I(x_1, x_2) \delta(x_1 x_2 - \tau) dx_1 dx_2. \quad (2.15)$$

Таким образом, величина $\tau dL/d\tau$ является важным параметром в формуле (2.13) и именно ее мы будем непосредственно вычислять.

За последние несколько лет справедливость подхода Дрелла — Яна удалось проверить с удивительно хорошей точностью, благодаря исключительной простоте этой модели. Мы проиллюстрируем это с помощью двух рисунков. На рис. 4, а приведены значения $M^2 (d^2\sigma/dM dx)$ при $x = 0$ в функции от $\sqrt{\tau}$, полученные как в ЦЕРНе, так и в Фермиевской лаборатории²². Скейлинговое поведение, которое, как известно, справедливо в области энергий ускорителя Фермиевской лаборатории (от 200 до 400 ГэВ первичной энергии), оказывается применимым вплоть до 2000 ГэВ, как это видно из рисунка. Значение $F(\tau)$ при $\sqrt{\tau} \sim 0,15$, существенное для рождения Z и W при энергиях коллайдеров, не достигается непосредственно при $\sqrt{s} \sim 25$ ГэВ (энергии ускорителя Фермиевской лаборатории и SPS), а соответствует J/ψ -рождению. Зависимость от τ , отражающая спад дифференциальной светимости при больших значениях τ , указывает на заметное изменение сечения с энергией. Это явно показано на рис. 4, б, где приведена зависимость $d^2\sigma/dM dy$ при $y = 0$ в функции от M , при энергиях Fermilab и ISR. Оба распределения с хорошей степенью точности описываются единой масштабной параметризацией в области, где они перекрываются (около $\sqrt{\tau} \sim 0,2$). Мы приводим здесь такую параметризацию, хотя и полученную, в действительности, еще в одном эксперименте²³:

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dM dy} \right|_{y=0} = \frac{(2,60 \pm 0,13) \cdot 10^{-32}}{M^3} e^{-(2,0 \pm 0,7)\sqrt{\tau}} (1 - \tau)^{9,7 \pm 0,4}, \quad (2.16)$$

где M выражена в ГэВ'ах, а $d\sigma/dM$ в $\text{см}^2/\text{ГэВ}$.

Таким образом, найдено, что свойство скейлинга, предсказываемое кварк-партоновой моделью, достаточно хорошо выполняется. Здесь намечается явный прогресс по сравнению с ситуацией, создавшейся четыре года тому назад, когда пытались делать первые предсказания о рождении W и Z . Однако, сравнивая распределения во всей области изменения τ , мы обнаруживаем некоторые отклонения. Такие расхождения, в действительности, ожидаются в рамках КХД.

Имеются также хорошие свидетельства в пользу сопоставления соответствующих партонов кваркам. В частности, это ясно видно в рождении лептонных пар при соударениях пионов с ядрами вне областей известных J/ψ - и Υ -резонансов. Наблюдаются специфические особенности, связанные с зарядами кварков. В реакциях, вызванных π^+ (π^-), действительно, ожидается доминирование $d\bar{d}$ ($u\bar{u}$) аннигиляции, поскольку в ядре-мишени кварки заметно преобладают над антикварками. Для ядер

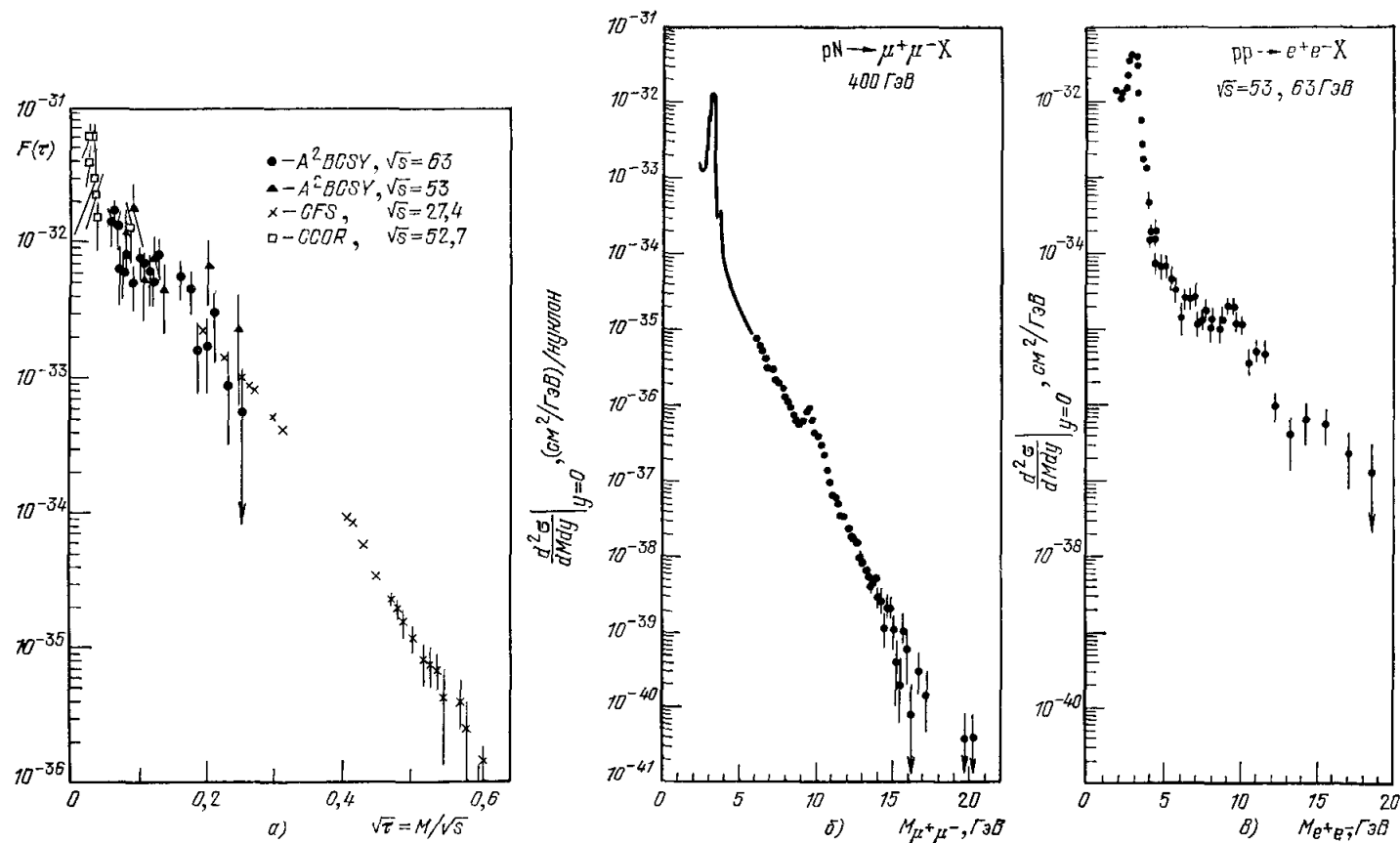


Рис. 4. а) Дифференциальное сечение рождения лептонных пар, умноженное на M^3 при $x=0$ в функции от скейлинговой переменной $\sqrt{\tau} = M/\sqrt{s}$ (данные из Фермиевской лаборатории ($\sqrt{s}=27.4$ ГэВ) и ISR ($\sqrt{s}=62$ ГэВ)); б, в) дифференциальное сечение рождения лептонных пар как функция их массы при энергиях Фермиевской лаборатории и ISR.

с изоспином, равным нулю, это приводит к различию примерно в четыре раза сечений с начальными π^+ и π^- . Истинное отношение их, с учетом как валентных, так и морских кварков, ожидается несколько большим. Это хорошо подтверждается для $M > 4$, как показано на рис. 5, где приведена суммарная сводка данных ЦЕРНа и «Fermilab»^{22, 24}. В действительности, это указывает на предел, ниже которого модель неприменима.

Значение R (2.5) можно предсказать с помощью распределений кварков, определенных из глубоко неупругого лептонного рассеяния. Например, приближенная масштабно-инвариантная параметризация результатов коллаборации CDHS²⁵ по рассеянию нейтрино может быть записана в виде

$$\left. \begin{aligned} xu(x) &= 2,13 \sqrt{x} (1-x)^{2,3} + 0,27 (1-x)^{3,1}, \\ xd(x) &= 1,26 \sqrt{x} (1-x)^{3,8} + 0,27 (1-x)^{3,1}, \\ x\bar{u}(x) &= x\bar{d}(x) = 0,27 (1-x)^{3,1}, \\ xs(x) &= x\bar{s}(x) = 0,5x\bar{u}(x). \end{aligned} \right\} \quad (2.17)$$

Такое распределение, относящееся к протону, можно использовать для вычислений dL/dt согласно формуле (2.15).

Сейчас получено обнадеживающее согласие между порядками величин и формами функций распределения, извлекаемых из глубоко неупругого рассеяния и из рождения лептонных пар, или, другими словами, рождение лептонных пар может быть предсказано по глубоко неупругому рассеянию. Тем не менее, остается некое постоянное расхождение по вели-

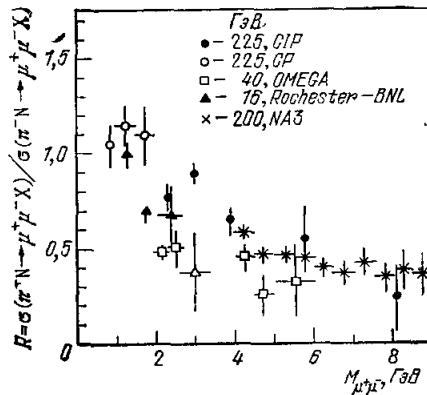


Рис. 5. Отношение π^+N - к π^-N -поперечным сечениям в функции от массы лептонной пары.

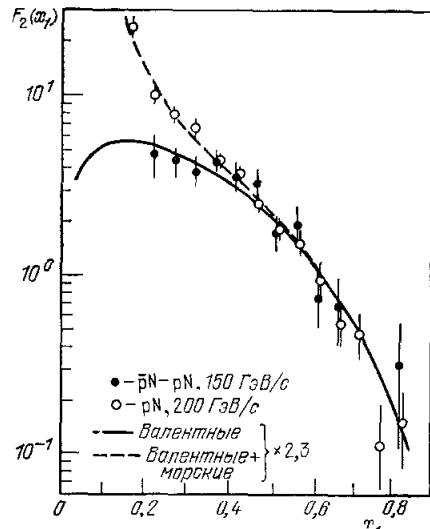


Рис. 6. Структурная функция протона $F_2(x_1)$, определенная из данных по рождению лептонных пар (значки) и из глубоко-неупругого рассеяния нейтрино (кривые).

В последнем случае пришлось умножить результаты на 2,3, чтобы они согласовались с первыми данными.

чине сечений на множитель порядка двойки; поперечное сечение рождения лептонных пар оказывается больше значения, вычисленного по функциям распределения, извлеченным из глубоко неупругого рассеяния. Это иллюстрируется рис. 6, где показана функция F_2 для протона, определенная сейчас по рассеянию нейтрино (CDHS-коллаборация)²⁵ и по рождению мюонных пар (NA3-эксперимент)²³.

Мы воспримем это с оптимизмом, отметив, что по порядку величины поперечное сечение рождения лептонных пар предсказывается верно, а затем столкнемся с неким оправданным пессимизмом. Одновременно с этими обнадеживающими новостями о применимости модели Дрелла — Яна, пришедшими из экспериментальных исследований, появилась более удовлетворительная основа всего подхода в рамках теории возмущений в КХД¹⁸. Вычисление сечений согласно формуле (2.1) можно обосновать в главном логарифмическом приближении. Это — вычисление в низшем порядке по текущей константе связи в КХД, $\alpha_s(M^2)$, при котором учтена эволюция кварка с испусканием мягких и (или) коллинеарных глюонов или превращением этих глюонов в кварк-антикварковые пары. Все эти эффекты можно выделить в виде отдельных множителей в структурных функциях, которые изменяются (хотя всего лишь логарифмически) при изменении квадрата пробного импульса M^2 ¹⁸. Поэтому можно следовать простой модели Дрелла — Яна (2.1), но использовать дифференциальную светимость (2.11), которая меняется не только в функции от τ , но и в зависимости от M^2 .

Таким образом, теоретико-возмущенческий подход в КХД оправдывает факторизационную процедуру, использованную в (2.1) в низшем порядке по константе связи, которая равна примерно $\alpha_s/\pi \approx 0,06$, при условии, что принято во внимание указанное выше изменение вероятности найти кварк (антикварк) в протоне. Поскольку слабые и электромагнитные взаимодействия тесно увязаны в рамках стандартной модели, можно (что и делается дальше) смело применять вычисления Дрелла — Яна вплоть до масс промежуточных бозонов ($M^2 \sim 10^4$) для оценки поперечных сечений их рождения. Конечно, при этом остаются сомнения в справедливости расчетов, проводимых в низшем порядке теории возмущений. Мы уже упоминали о расхождении на множитель порядка двойки при сравнении с экспериментальными результатами. Были проведены²⁶ вычисления в первом порядке по α_s . Полученный член первого порядка оказался примерно таким же по величине, что и член нулевого порядка. Однако, это в основном обусловлено тем обстоятельством, что часть члена первого порядка оказывается с большим числовым множителем ($\sim \pi^2$). Можно ли все поправки высшего порядка собрать в единую экспоненту (т. е. остаются ли они все одного порядка) или нет, пока еще неясно. Для нас важно лишь, что подход Дрелла — Яна в низшем порядке дает ответ, верный по порядку величины.

Сейчас имеются удобные параметризации по M^2 (или Q^2) структурных функций, которые можно использовать при вычислениях $dL/d\tau$ ²⁷. Обычно получается спад светимости при больших τ и рост при малых τ по мере роста M^2 , если сравнивать со значениями, получаемыми без учета нарушения скейлинга. Это показано на рис. 7, а, где приведен вклад $u\bar{u}$ в $\tau dL/d\tau$ в $p\bar{p}$ -соударениях без нарушения скейлинга и с учетом нарушения скейлинга при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Для $\sqrt{s} = 2000$ форма кривой меняется незначительно. Все же отметим малые отличия скейлинговых и нескейлинговых распределений в точке $\sqrt{\tau} \sim 0,15$, которая существенна при рождении при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Сравнение сечений в $p\bar{p}$ и $p\bar{p}$ приведено на рис. 7, б, где показана величина $\tau dL/d\tau$ (с учетом нарушения скейлинга) для $u\bar{u}$ в $p\bar{p}$ -соударениях (нижняя кривая) и $p\bar{p}$ -соударениях (верхняя кривая) при одной и той же полной энергии ($\sqrt{s} = 540$ ГэВ). При ожидаемых массах W и Z $p\bar{p}$ -соударения оказываются всего лишь вдвое более эффективными, нежели $p\bar{p}$ -соударения. Можно также заметить, что $p\bar{p}$ -столкновения при энергиях «Isabelle» окажутся столь же продуктивными в произ-

водстве Z^0 , как и $p\bar{p}$ -столкновения в коллайдере ЦЕРНа. Поведение светимостей выявляет также тот факт, что при $\sqrt{\tau} \lesssim 0,2$ скорость рождения, в основном, определяется поперечным сечением на партонном уровне и, конечно, при номинальной светимости ускорителя, величина $\tau \, dL/d\tau$ порядка единицы. Протон ведет себя как широкий несепарированный пучок кварков, антикварков и глюонов, где играет роль лишь их число. При $\tau \gtrsim 0,2$ скорости рождения резко падают, так как необходимые для этого жесткие составляющие появляются сравнительно редко. Таким

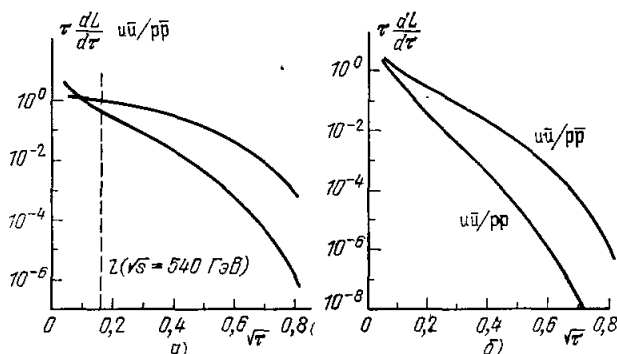


Рис. 7. а) Дифференциальная светимость $\tau dL/d\tau$ как функция от $\sqrt{\tau}$ для $u\bar{u}$ -соударений в $p\bar{p}$ -рассеянии (верхняя кривая (для $\sqrt{\tau} > 0,1$) вычислена без учета нарушения скейлинга, тогда как нижняя учитывает это нарушение); б) дифференциальная светимость $\tau dL/d\tau$ как функция от $\sqrt{\tau}$ для $u\bar{u}$ -соударений в $p\bar{p}$ (верхняя кривая)- и $p\bar{p}$ (нижняя кривая)-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (нарушение скейлинга учтено).

образом, рис. 7 обосновывает «высосанное из пальца» правило, согласно которому требуемая энергия адрона в системе центра масс должна примерно в шесть раз превышать энергию, потребную на уровне составляющих.

На рис. 8 приведено дифференциальное поперечное сечение $d\sigma/dM$ для $p\bar{p} \rightarrow \mu^+\mu^- \dots$ при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ как функция от $\sqrt{\tau}$ (нижняя шкала) и M (верхняя шкала) без нарушения скейлинга (сплошная кривая) и с учетом такого нарушения (пунктир). Нарушение скейлинга слабо сказывается в области масс, которую можно исследовать ($M \lesssim 30$ ГэВ) при светимостях порядка 10^{30} . В этой области зависимость от $\sqrt{\tau}$, показанная на рис. 8, соответствует практически спаду $d\sigma/dM$ по закону M^{-3} , преобладающему над всеми изменениями, связанными со структурными функциями. Поэтому рост энергии (вплоть до $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ) не повысит заметно поперечных сечений для заданной массы. Мы можем заключить, что изучение континуума лептонных пар в $p\bar{p}$ -коллайдере будет практически ограничено областью, уже исследованной на ускорителях PETRA и PEP.

Если светимость будет повышена на 3 порядка по величине, то это позволит изучать намного большие значения масс даже на $p\bar{p}$ -ускорителе (см. рис. 7). Тогда можно будет исследовать континуум лептонных пар за 100 ГэВ или, по-другому, войти в область масс, которые будут доступны для изучения после ввода в действие первой очереди LEP (с энергиями пучков до 50 ГэВ).

Конечно, надо учитывать фон от распада тяжелых кварков. Мы еще вернемся к этому вопросу в разделе 4. Однако сигнал можно легко отделить от фона, благодаря тому обстоятельству, что можно использовать несимметричные пары для вычитания фона, а также поскольку вклад

процесса Дрелла — Яна сосредоточен вблизи нулевого поперечного импульса. Ограничения возникают, скорее, от скорости счета, чем за от фона. Хотя КХД в рамках теории возмущений в главном логарифмическом приближении и оправдывает подход Дрелла — Яна, все еще остается беспокойство по поводу возможной роли членов высшего порядка. На самом деле, появляется ряд технических сложностей при вычислении p_T -зависимости рождения лептонных пар¹⁸. Неведущие члены (связанные, в частности, с излучением жестких глюонов сталкивающимся кварком или с кварк-глюонными соударениями, приводящими к кварку отдачи

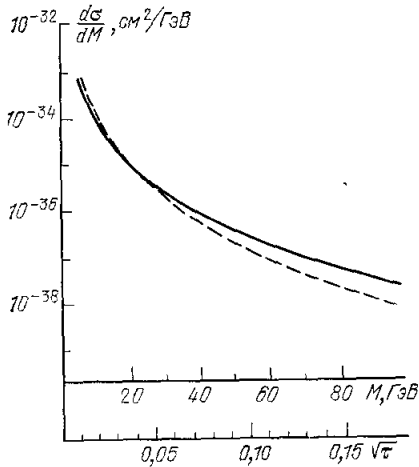


Рис. 8. Сечение рождения лептонных пар в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ как функция от $\sqrt{\tau}$ (нижняя шкала) и от M (верхняя шкала) без нарушения скейлинга (сплошная кривая) и с учетом его нарушения (штриховая кривая).

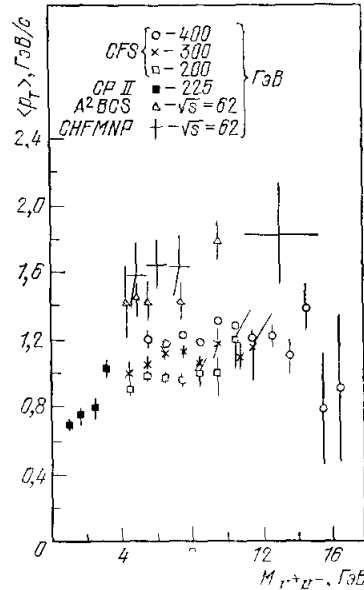


Рис. 9. Среднее значение поперечного импульса в рождении лептонных пар в pp -соударениях.

Здесь собраны вместе данные Фермиевской лаборатории (от 200 до 400 ГэВ) и ISR ($\sqrt{s} = 62$ ГэВ).

вдобавок к массивной лептонной паре) приводят к длинному «хвосту» в распределении по p_T типа $dN/dp_T^2 \sim 1/p_T^2$ в отличие от обычного экспоненциального падения по p_T , даваемого стандартной партонной моделью. При этом уже среднее значение поперечного импульса не может быть строго определено. Однако, эта величина часто используется для демонстрации полученных результатов и полная сводка данных приведена на рис. 9²². Использование величины $\langle p_T \rangle$ как функции от M с некоторым максимальным значением, растущим с ростом \sqrt{s} , достаточно хорошо понято в рамках КХД.¹⁸ Тем не менее остается некоторое беспокойство при экстраполяции к массам W и Z . Мы вновь примем оптимистическую точку зрения и будем считать, что расчеты процесса Дрелла — Яна дают правильный порядок величины сечений рождения лептонных пар с массой около 80—100 ГэВ при сравнительно низких поперечных импульсах (меньших нескольких ГэВ). В рамках этого предположения и будет оцениваться рождение W и Z . Континуум лептонных пар интересен ввиду его прямой связи со структурой протона, анализируемой сейчас в рамках КХД. Однако, здесь мы основной упор сделали на оправдании той отправной точки, с которой начинаются все вычисления сечений рождения W и Z -мезонов.

б) Рождение промежуточных бозонов

В рамках стандартной модели основной механизм рождения определяется слиянием кварка и антикварка точно таким же образом, как возникает основной вклад в рождение лептонных пар с большими массами. Действительно, фотон, Z- и W-мезоны связаны с весьма похожими токами. Два кварка, типа i и j , аннигилируют, превращаясь в промежуточный бозон (см. рис. 3, б). Легко получить сечение этого процесса:

$$\frac{d\sigma^{ij}}{dx} = \pi \frac{x_1 x_2}{\sqrt{x^2 + 4\tau}} \frac{1}{M^2} g_{ij}^2 R_{ij}(x_1, x_2), \quad (2.18)$$

где x_1 и x_2 заданы формулой (2.6); x и τ определены выражениями (2.2) и (2.3); R выписано в (2.5).

В случае чисто векторной связи, константа связи, введенная в (2.18), определяется плотностью лагранжиана

$$-g\bar{q}\gamma_\mu q V^\mu, \quad (2.19)$$

в которой использованы кварки соответствующих типов.

Для заряженных промежуточных бозонов W^\pm соответствующая плотность лагранжиана записывается в виде

$$-g_W \bar{q}\gamma_\mu (1 - \gamma_5) q W^\mu, \quad (2.20)$$

где

$$g_W = \sqrt{G/\sqrt{2}} M_W \cos \theta_C \quad (2.21)$$

для рождения W^+ (W^-) в $u\bar{d}$ ($\bar{u}d$) столкновениях. Подобное же выражение с заменой косинуса угла Кабиббо на синус, применимо к $u\bar{s}$ ($\bar{u}s$)-соударениям.

Для нейтрального промежуточного бозона стандартная параметризация плотности лагранжиана выглядит так:

$$-g_Z \bar{q}\gamma_\mu \frac{v - a\gamma_5}{\sqrt{2}} q Z^\mu \quad (2.22)$$

или

$$- \sqrt{\frac{G}{V^2}} M_Z \bar{q}\gamma_\mu \frac{v - a\gamma_5}{\sqrt{2}} q Z^\mu, \quad (2.23)$$

где

$$\left. \begin{aligned} v_u = v_c = v_t &= 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \approx 0,37, \\ v_d = v_s = v_b &= -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \approx -0,69, \\ a_u = a_c = a_t &= 1, \\ a_d = a_s = a_b &= -1. \end{aligned} \right\} \quad (2.24)$$

Полное поперечное сечение рождения получается из (2.18) и выражается через соответствующую дифференциальную светимость

$$\sigma^{ij} = \frac{\pi}{M^2} g_{ij}^2 \tau \frac{dL_{ij}}{d\tau}. \quad (2.25)$$

Мы используем те же преобразования, что и в (2.10). Для рождения W^\pm заменим g_{ij}^2 на $G \sqrt{2} M_W^2 \cos^2 \theta_C / 3$, используя $u\bar{d}$ -светимость, и на $G \sqrt{2} M_W^2 \sin^2 \theta_C / 3$, используя (намного меньшую в случае pp -соударений) $u\bar{s}$ -светимость. В обоих случаях множитель $1/3$ получается за счет усреднения по цвету. Для рождения Z^0 заменим g_{ij}^2 на $G \sqrt{2} M_Z^2 (v^2 + a^2) / 6$

со значениями v и a , соответствующим начальным кварковым каналам $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ или $s\bar{s}$, подставленным в (2.22).

Хотя сечение рождения содержит размерный член M^{-2} , квадрат константы связи растет с M^2 , так что отношение g^2/M^2 фиксировано фермиевской константой. Сечение рождения зависит от массы промежуточного бозона только через дифференциальную светимость и, конечно, через величину $\sin^2 \theta_W$ (1.2) для рождения Z^0 . Итак, поперечное сечение рождения W^+ задано (с достаточно хорошей точностью) выражением

$$\sigma_{W^+} = \frac{G}{3} \sqrt{2} \pi \cos^2 \theta_G \cdot \tau \frac{dL_{u\bar{d}}}{d\tau} \approx \quad (2.26)$$

$$\approx 0,65 \cdot 10^{-32} \frac{\tau dL_{u\bar{d}}}{d\tau} \text{ см}^2. \quad (2.27)$$

Сечение рождения Z^0 получается подобным же образом, но с использованием $u\bar{u}$ - и $d\bar{d}$ -светимостей. В результате получим

$$\sigma_Z \approx 0,25 \cdot 10^{-32} \frac{\tau dL_{u\bar{u}}}{d\tau} \text{ см}^2, \quad (2.28)$$

если предположим, что достаточно хорошо выполняется соотношение $L_{u\bar{u}} = 4L_{d\bar{d}}$ в pp -соударениях. Дифференциальные светимости приведены на рис. 7. Значения $\sqrt{\tau}$, отвечающие $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, выбраны равными 0,157 (W) и 0,176 (Z^0). Поперечное сечение определяется по порядку величины значением фермиевской константы связи, а не тем обстоятельством, что в процессе затруднительно подыскать соответствующие партоны, как это имело место при намного более низких энергиях. Хотя рост энергии и приведет далее к некому росту выхода бозонов, этот эффект уже не будет столь значительным.

Конечно, в проведенных оценках есть заметные неопределенности. В качестве рабочей гипотезы мы примем, что

$$\sigma_{W^+} = \sigma_{W^-} \approx 3,2 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2, \quad (2.29)$$

$$\sigma_Z \approx 1,6 \cdot 10^{-33} \text{ см}^2. \quad (2.30)$$

При светимости 10^{30} ожидаются скорости счета на уровне нескольких сотен событий в день. Нарушения скейлинга не играют какой-либо существенной роли ввиду ограниченной области значений τ и потому вычисления, проведенные с помощью стандартной партонной модели ²⁰, справедливы с хорошей степенью точности.

Хотя ожидаемые выходы реакции выглядят вполне обнадеживающими, нам придется признать тот факт (см. гл. 4), что при этом сечения рождения струй, которые соответствуют распаду кварка (антикварка) с учетом цветового множителя 3, оказываются намного ниже того, что ожидается из адронных взаимодействий, анализируемых в рамках теории возмущений в КХД. Даже доминирующие моды распада дают вклад, который почти невозможно извлечь из большого числа фоновых событий. Для того, чтобы уберечься от ошибок, надо сосредоточить внимание на лептонных каналах распада, таких, как $e\nu$, $\mu\nu$ для распада W (с ожидаемой вероятностью 8% для каждого из трех кварковых и лептонных семейств) и e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ для распада Z^0 с вероятностью 3% для каждого из них, как это следует из (2.24). Скорости распадов могут быть получены из (2.22) и (2.23). Непосредственные вычисления дают

$$\Gamma(W^+ \rightarrow e^+\nu) \approx \frac{GM_W^2}{6\pi \sqrt{2}} \quad (2.34)$$

с

$$\Gamma_{ev} \approx \frac{\Gamma_{tot}}{4N} \quad (2.32)$$

где N есть число семейств.

Подобным образом находим

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx \frac{GM_z^2 [1 + (1 - 4 \sin^2 \theta_W)^2]}{24 \sqrt{2} \pi}, \quad (2.33)$$

где

$$\Gamma_{e^+e^-} \approx \frac{\Gamma_{tot}}{11N}. \quad (2.34)$$

Начав с нескольких сотен событий в день, мы остались теперь с несколькими событиями в день в каждом из лептонных каналов.

При значениях сечений рождения, равных

$$\sigma(W^+ \rightarrow e^+\nu) \approx 2,7 \cdot 10^{-34} \text{ см}^2, \quad \sigma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) \approx 4,8 \cdot 10^{-35} \text{ см}^2 \quad (2.35)$$

и при интегральной светимости порядка 10^{38} см^{-2} (которая просуммирована за хороший период работы порядка 1000 часов) будет получено около 300 W событий в $e^+\nu$ канале и около 50 Z^0 событий с e^+e^- каналом распада.

Полная ширина W и Z близка к 3 ГэВ (при трех семействах). Эта цифра не сильно отличается от ожидаемого экспериментального разрешения ΔM по массе лептонной пары в этой области масс. Поэтому отношение сигнала к фону от лептонных пар будет очень большим. Фон за счет электромагнитных событий типа Дрелла — Яна получается из (2.13):

$$Br = \int_{\Delta M} \frac{d\sigma}{dM} dM \approx 10^{-37} \tau \frac{dL_{u\bar{u}}}{d\tau} \text{ см}^2, \quad (2.36)$$

тогда как e^+e^- -сигнал, оцененный согласно (2.33), равен

$$Sg \approx 0,7 \cdot 10^{-34} \tau \frac{dL_{u\bar{u}}}{d\tau} \text{ см}^2. \quad (2.37)$$

Таким образом, отношение сигнала к фону близко к 10^3 ! В связи с этим полезно соотношение

$$\sigma_W \approx 0,1 M^3 \frac{d\sigma_{e^+e^-}}{dM}, \quad (2.38)$$

где M в ГэВ'ах.

Серьезные проблемы с фоном могли бы априори возникнуть за счет распадов тяжелых кварков на лептонные пары, так как рождение $s\bar{s}$, $b\bar{b}$ и других тяжелых кварков будет вполне заметным. Как мы покажем в гл. 4, это не доставляет хлопот в проблеме промежуточных бозонов. Поэтому мы приходим к заключению, что при наблюдении лептонных распадов единственное ограничение накладывается выходом соответствующих частиц.

Хотя, как было ранее упомянуто (и продемонстрировано на рис. 7), нарушения скейлинга не играют основной роли в соответствующей области изменения τ , это утверждение неверно при заметно меньших энергиях (сечения будут падать все быстрее из-за нарушения скейлинга) или же при намного более высоких энергиях (сечения начнут расти несколько быстрее). На рис. 10 показано изменение сечения рождения W^+ -бозонов в $p\bar{p}$ - и $p\bar{p}$ -соударениях как функция переменной τ . Это — «исторический» документ, где указаны результаты вычислений без нарушения скейлинга

и потому сечения рождения зависят только от τ . Сечения не меняются заметным образом при учете нарушения скейлинга, если W -мезон обладает ожидаемой массой. Однако, скорости рождения начинают падать быстрее при больших τ и расти быстрее при меньших τ .

Рис. 11 иллюстрирует x -зависимость рождения W^+ в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях. Вычисления проведены с учетом параметризации нарушения скейлинга при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и $M_W = 80$ ГэВ. Нарушение скейлинга влияет на зависимость от x , так как оно подавляет распределения кварков при больших x по сравнению со значениями при меньших Q^2 . Этот график

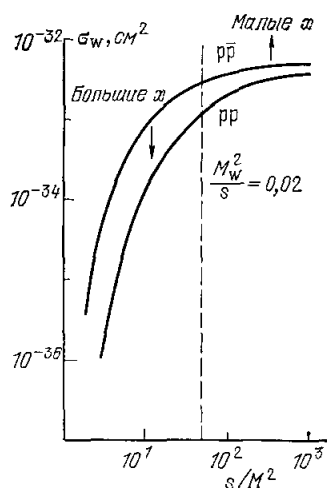


Рис. 10. Сечение инклюзивного рождения W^+ в pp - и $p\bar{p}$ -соударениях.

Вычисления проведены без учета нарушения скейлинга, и сечения зависят только от скейлинговой переменной τ . Стрелками указаны возможные изменения, связанные с нарушением скейлинга.

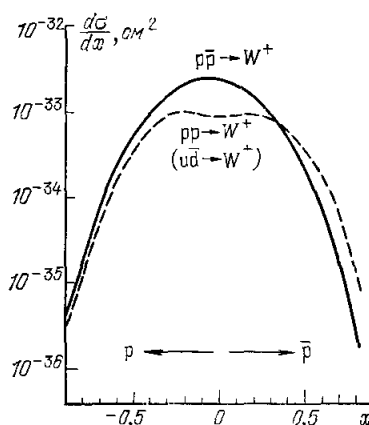


Рис. 11. Зависимость от x сечения рождения W^+ в $p\bar{p}$ - и pp -соударениях.

Вычисления проведены с параметризованными нарушениями скейлинга при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и $M_W = 80$ ГэВ.

приведен, чтобы подчеркнуть широкое угловое распределение, ожидаемое для такого процесса, а также важность изучения в большом телесном угле.

Эффекты нарушения четности приводят к специфическим асимметриям, которые уже подробно рассмотрены в рамках партонной модели²⁰. В основном, все остается верным на уровне теории возмущений в КХД, которая и используется для получения предсказаний. Например, μ^+ из распада W^+ испускается, главным образом, вдоль направления спина W^+ , а потому вылетает назад ($u\bar{d}$ -пара движется в направлении u -кварка). В то же время, μ^- из распада W^- испускается преимущественно в направлении, противоположном спину W^- и потому, наоборот, летит вперед ($\bar{u}d$ -пара движется в направлении d -кварка).

В результате распределение μ^- оказывается шире распределения μ^+ ²⁰ в pp -соударениях. При $p\bar{p}$ -столкновениях распределение μ^- обладает пиком в сторону протона, тогда как распределение μ^+ — пиком в направлении антипротона.

В заключение можно сказать, что рождение W - и Z -бозонов должно наблюдаться на уровне нескольких событий в день в каждом из лептонных каналов распада, для которых не возникнет никаких проблем с фоном, если будет достигнута проектная светимость 10^{30} . Экспериментальная информация о рождении массивных лептонных пар и теоретическое пони-

мание, основанное на теории возмущений в КХД, заметно подкрепили предсказания, сделанные три года тому назад. В основных чертах они остаются верными, с небольшими изменениями, ожидаемыми за счет нарушения скейлинга.

Перспективы обнаружения Z^0 по его распаду на e^+e^- ($\mu^+\mu^-$) можно считать весьма обнадеживающими. Хотя ожидаемые скорости реакции

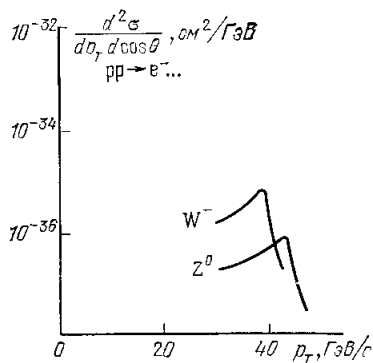


Рис. 12. Распределение по p_T одиночных электронов под углом 90° для pp -соударений при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

Видны пики Жакоба, связанные с образованием и распадом W^- и Z^0 -бозонов.

сравнительно невысоки (если учесть к тому же, что проектная светимость не будет получена сразу же), но сигнал очень чистый. Для W -мезона скорости счета будут выше (раз в 5 или 6), но сигнал не столь отчетливый. Потребуется регистрировать лептон с большим поперечным импульсом $p_T = M_W/2$ при нерегистрируемом импульсе с противоположной стороны. Появление пика в распределении по импульсам при 90° на половине массы распадающегося резонанса называется эффектом пика Жакоба. Он иллюстрируется рис. 12, где приведено распределение по поперечным импульсам электронов, вылетающих под углом 90° при распаде W^- и Z^0 , рожденных в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Распределения получены без учета распределения по p_T рождающихся промежуточных бозонов, которое привело бы к некоторой размазке пика при половинной массе. Там же, где нет внутрен-

них проблем с фоном, как в случае более важного двухструйного распада, сечения рождения малы.

Преимущества, обеспечиваемые повышенной светимостью, очевидны и, как показано на рис. 7, скорости реакций в pp - и $p\bar{p}$ -столкновениях, как ожидается, не будут заметно отличаться при $\sqrt{\tau} \leq 0,2$. Это могло бы стать важным, если бы массы W и Z -мезонов оказались существенно выше получаемых из стандартной модели. Как видно из (2.27), скорость рождения контролируется дифференциальной светимостью и рост примерно в тысячу раз по светимости в pp -соударениях позволил бы достичь значений $\sqrt{\tau}$ около 0,4, а следовательно масс порядка 300 ГэВ при $\sqrt{s} = 800$ ГэВ. То же справедливо и в случае, когда энергия растет при заданной светимости. При заданном τ , переходя от 540 ГэВ к 2000 ГэВ, мы получим массы около 300 ГэВ, которые можно будет детектировать на том же уровне, что и ожидаемый для W - и Z -бозонов в pp -коллайдере ЦЕРНа.

Это предельное значение массы порядка 300 ГэВ интересно, поскольку оно отвечает той энергии, при которой слабые взаимодействия стали бы сильными, если бы они не подавлялись соответствующим образом при высоких энергиях, как это имеет место в стандартной модели. Надо считаться, однако, с тем обстоятельством, что ширина промежуточного бозона растет с его массой как M^3 согласно (2.34). Следовательно, при 300 ГэВ W -бозон был бы с шириной около 130 ГэВ и даже еще шире, если соответствующий механизм подавления использовал бы большее число новых фермионов. Правда, никакого заметного лептонного фона все еще не было бы, но найти «пик» было бы крайне сложно при низкой светимости.

Наше обсуждение проблемы рождения промежуточных бозонов велось в рамках стандартной модели. Эта проблема является решающей проверкой модели: существуют ли W и Z с ожидаемыми массами? Физика явле-

ний может быть и другой. «Безопасная зона», которую могут обеспечить эксперименты на коллайдерах, легко может быть оценена по рис. 7. Относительно слабое изменение дифференциальной светимости, умноженной на τ , при, скажем, $\tau < 0,3$ таково, что Z (W) могли бы быть еще обнаружены при массах до 150 ГэВ (по оптимистической оценке). Ситуация с несколькими промежуточными бозонами, с заметно более слабыми связями при малых массах, была бы намного более трудной для изучения.

Протон-антипротонный коллайдер ЦЕРНа, кажется, является подходящим ускорителем, чтобы обнаружить Z - и W -бозоны, если они такие, как мы их себе сейчас представляем. В то же время ускорители со значительно большей светимостью («Isabelle») или со значительно большей энергией («Fermilab Doubler», используемый в качестве коллайдера) понадобятся, если природа, не будучи злонамеренной, окажется несколько более изощренной.

в) Поиск кваркониев

Рождение тяжелых узких состояний и, в частности, таких, которые образованы новым кварком и его антикварком и которые обычно называют кваркониями, также должно описываться вычислениями типа тех, которые проведены для процесса Дрелла — Яна²⁸. Сигнал, который надо искать, состоит в обнаружении лептонных пар, соответствующих одному из заметных каналов распада векторного мезона с наинизшей массой в семействе (J/ψ для $c\bar{c}$, Υ для $b\bar{b}$ и т. д.). Однако при этом можно рассмотреть несколько каналов рождения. Частицы могут порождаться обычными кварками из сталкивающихся адронов. Следует ожидать, что этот процесс будет подавлен за счет правила Окубо — Цвейга — Иизуки и тем больше, чем выше массы, если существенны эффекты, связанные с текущей константой связи. Однако соответствующая светимость большая. Частицы могут рождаться за счет столкновений тяжелых кварков, имеющих в соударяющихся адронах при достаточно больших Q^2 . Тогда становится важным поперечное сечение, но получающаяся светимость может быть очень низкой. Можно также рассмотреть столкновение двух глюонов, приводящее к связанной системе с $C = +1$, распадающейся затем с рождением векторного мезона, который может наблюдаться по его распаду на лептонную пару. Современная информация о рождении J/ψ и Υ -мезонов показывает, что именно такие механизмы из всех остальных наиболее вероятны²⁸. В частности, разные вероятности рождения Υ в π^+ -столкновениях указывают на существование первого из них. Наблюдение фотона, сопровождающего иногда рождение J/ψ , указывает на существование последнего механизма.

Для полноты картины рассмотрим вначале первый из предложенных механизмов и запишем сечение рождения в этом случае согласно (2.25) как

$$\sigma = \frac{\pi}{M^2} \cdot \frac{1}{3} \sum_i g_i^2 \tau \frac{dL_i}{d\tau}, \quad (2.39)$$

включив таким образом явно множитель усреднения по цвету.

Мы предполагаем, что ширина распада уже, чем разрешение по массам для лептонных пар с такими массами (обозначаемое как ΔM), и получаем следующий вклад в дифференциальное сечение рождения лептонных пар, усредненное по интервалу вблизи резонанса:

$$\frac{d\sigma^R}{dM} = \frac{\pi B}{M^2} \cdot \frac{1}{\Delta M} \cdot \frac{1}{3} \sum_i g_i^2 \tau \frac{dL_i}{d\tau}, \quad (2.40)$$

где B — доля распадов на лептонные пары.

Сигнал можно будет заметить, если эта величина достаточно большая по сравнению с фоном от процесса Дрелла — Яна, даваемым формулой (2.12). Отношение сигнала к фону по порядку величины равно

$$\frac{S_g}{B_r} \sim \frac{M}{\Delta M} \frac{Bg^2}{\alpha^2}. \quad (2.41)$$

Дифференциальная светимость фактически выпадает, так как мы имеем дело с похожими (легкими) кварками. Мы выделили здесь два сомножителя.

Второй из них порядка единицы, по крайней мере в том случае, если распад на кварковые струи отвечает заметной доле доминирующих адронных распадов. Скорости распада на струи, вызванные легкими кварками, и на лептонную пару должны относиться как g^2/α^2 .

Первый сомножитель определяет разрешающую способность детектора. Можно надеяться, что он будет большим, и именно он, таким образом, определяет отношение сигнала к фону.

Аргументы того же типа применимы и к случаю рождения за счет глюон-глюонных взаимодействий. Рождение и распад в этом случае контролируются одной и той же КХД-константой, тогда как при распаде на лептонные пары или же при прямом рождении важна α^2 . Однако количественные оценки здесь не столь точны, как это получалось в модельных вычислениях в предыдущем случае. Заметим, что рождение тяжелых кварков трудно оценивать. И все же, если оно окажется доминирующим, оно может дать большее отношение сигнала к фону, нежели полученные в остальных двух случаях.

Поэтому попробуем оценить выходы рождения кваркониев в соответствии со скейлинговым поведением поперечного сечения рождения прямых лептонных пар (см. рис. 8), но предполагая, что имеется дополнительный выигрыш за счет отношения сигнала к фону, даваемого величиной $M/\Delta M$. Хотя сейчас разрешение по массам составляет примерно 20%, можно считать, что в будущих экспериментах с более высокими массами получатся значения около 2%, т. е. множитель порядка 50 в первом члене формулы (2.41). Возможная величина эффекта может быть оценена из рис. 4. Однако разрешение по массе все еще порядка 20% в экспериментах на ISR и надо надеяться на улучшение его на порядок по величине. Выбрав значение одно события/(день/ГэВ) в качестве предельного для получения каких-либо сведений об узких векторных состояниях, мы можем взять 40 ГэВ как разумный предел масс при светимости 10^{30} для заряда $2/3$ (у кваркониев с зарядами кварка — $1/3$ ожидаемый сигнал будет в четыре раза ниже). Поиск более узких векторных состояний ограничен вероятностями рождения, а не фоном. Мы вынуждены сделать вывод, что pp-коллайдер не сможет выйти за область, которая уже хорошо исследована с помощью PETRA. Повышение первичной энергии могло бы помочь, но не слишком много ввиду слабой зависимости от t . Таким способом можно расширить исследуемую область от 40 ГэВ (при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ) до 50 ГэВ (при $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ). С другой стороны, повышение светимости на три порядка по величине дало бы заметные преимущества и, возможно, удалось бы открыть узкие состояния с массой выше 100 ГэВ. В этом случае одним ударом эффективно перекрывалась бы вся область, предполагаемая на первом этапе для LEP. Вблизи пика Z-бозона интерференционные эффекты заметно повысили бы сечения рождения. Это обсуждалось в связи с изучением проекта LEP³.

Наши оценки могут оказаться чересчур пессимистическими, так как мы сосредоточили внимание всего лишь на одном конкретном канале рождения. Однако их могут посчитать и чересчур оптимистическими по другим

причинам. Действительно, мы предполагали пропорциональность между электромагнитной шириной и адронной шириной, а также параметризовали первую из них скейлинговым образом, определяемым лишь в порядке α^2 (однофотонное промежуточное состояние) независимо от массы кварков. Следует признать, что безразмерная феноменологическая связь, введенная в (2.39), может в действительности ослабляться с ростом массы. Это привело бы к уменьшению отношения сигнала к шуму при больших массах по сравнению с нашими оценками. Объяснить это можно следующим образом. При постоянной связи можно ожидать, что парциальные ширины (и, в частности, $\Gamma_{e^+e^-}$) будут возрастать линейно с массой (скейлинг). В потенциальной модели ²⁹, которая успешно применялась для описания спектроскопии семейств J/ψ и Υ -лептонная парциальная ширина определяется, однако, не только величиной α^2 , но и значением волновой функции в начале координат. Она записывается в виде

$$\Gamma_{e^+e^-} = 16\pi\alpha^2 e_q^2 |\psi(0)|^2 \bar{M}^{-2}. \quad (2.42)$$

Это — формула Ван-Ройена — Вайскопфа. Парциальная ширина растет линейно с M , как это было бы при постоянной феноменологической связи, только при условии, что $|\psi(0)| \sim M^{3/2}$. Такое поведение имеет место для случая кулоновской волновой функции, определяемой вкладом одноглюонного обмена в потенциал на малых расстояниях. Однако известно, что для J/ψ и даже для Υ волновые функции еще достаточно отличны от кулоновских, которые должны были бы быть при очень больших массах кварков. Их значение в нуле существенно определяется удерживающей частью потенциала. Для обычно рассматриваемых потенциалов ²⁰, в действительности обнаруживается весьма интересный режим, устанавливающийся для уровней J/ψ и Υ , когда

$$\Gamma_{e^+e^-} \sim e_q^2, \quad (2.43)$$

что находится в хорошем согласии с экспериментом. Это соотношение эмпирически выполняется для всех векторных мезонов.

Если такое поведение остается и при больших M , сечения рождения будут падать быстрее, чем M^{-2} , поскольку величина $\psi(0)$ контролирует не только распады, но и рождение. Отношение сигнала к фону уже не будет расти с массой как в формуле (2.41). Во всяком случае, по мере роста массы кварка волновая функция будет все больше и больше «всасываться» в кулоновскую область и соответственно должна возрастать парциальная ширина. Тем не менее этот эффект может оказаться слишком запоздалым, если при записи потенциала учтена текущая константа связи с заметными изменениями. В этом случае при малых r получается поведение типа $a(\ln r)^{-1}$ вместо обычной сингулярности r^{-1} кулоновского потенциала.

При уменьшении (текущей) константы связи с ростом массы кварка, слабые распады могут дать заметный вклад в полную ширину и тем самым уменьшится относительный вклад лептонных пар B , входящий в формулы для отношения сигнала к фону. Конечно, существует ряд компенсирующих эффектов, связанных с тем фактом, что глюон-глюонный процесс может протекать через ряд связанных состояний, число которых растет с ростом массы кварка (как \sqrt{M} в ВКБ-приближении ³⁰), причем уже ниже порога при $M = 40$ ГэВ имеется шесть S -состояний, каждое из которых связано с несколькими состояниями с положительной C -четностью.

Столь длинное обсуждение демонстрирует те неопределенности, с которыми приходится сталкиваться при любых предсказаниях, как только пытаешься добиться определенной точности. Все равно, видимо, придется

признать, что pp -коллайдер ЦЕРНа не сможет выйти далеко за область масс, уже исследованную с помощью PETRA, а «Isabelle» позже не сможет уйти далеко за область масс, которую удастся исследовать на первом варианте LEP.

Изучение кваркониев при энергиях коллайдеров должно дать очень ценные сведения о механизмах рождения. Это уже само по себе интересно. Однако не следует быть чересчур оптимистичным относительно того, что использование наивысших достижимых энергий поможет открыть состояния, которые бы еще не наблюдались с помощью PETRA (в случае pp -коллайдера ЦЕРНа) или на первой стадии LEP (в случае «Isabelle»).

г) Поиск хиггсовских мезонов

Хиггсовский мезон является кардинальной составной частью стандартной модели ¹. Он взаимодействует тем сильнее, чем больше массы частиц, с которыми он связан. Его связь с кварк-антикварковой системой определяется так:

$$g_{q\bar{q}H} q\bar{q}H, \quad (2.44)$$

где

$$g_{q\bar{q}H} = \sqrt{G} \sqrt{2} m_q. \quad (2.45)$$

Константы связи с W и Z даются выражениями

$$g_{WWH} = 2 \sqrt{G} \sqrt{2} M_W^2, \quad g_{ZZH} = 2 \sqrt{G} \sqrt{2} M_Z^2. \quad (2.46)$$

Нет никаких ограничений на его массу, хотя можно с особым вниманием приглядеться к массам около 10 ГэВ ³, которые возникают только за счет радиационных поправок. Однако, масса хиггсовского мезона может быть очень большой, в несколько раз превышающей массу W-бозона.

Специфические связи хиггсовского мезона (2.44) и (2.45) приводят к довольно своеобразным распадам, когда зачастую наблюдается несколько лептонов, получающихся при каскадных распадах с тяжелыми кварками. Тем не менее, наиболее вероятно, что они затеряются среди общего фона в pp - и pp -процессах. Поэтому необходимо искать хиггсовские мезоны как хорошо определенные пики в недостающей массе. Особый интерес вызывают два случая, подробно рассмотренных в связи с проектом LEP ³. Один из них — радиационный распад достаточно тяжелого кваркония:

$$V \rightarrow H + \gamma. \quad (2.47)$$

Другая реакция — распад Z на $Z + H$ с отдачей Z (наблюдаемого, скажем, в виде $\mu^+\mu^-$ -пары) от хиггсовского мезона. Этот случай априори приемлем для изучения на коллайдерах. При этом надо искать Z (лептонную пару) с довольно большим переданным импульсом, которая бы послужила сигналом для поисков своеобразных каскадов с противоположной стороны. Поскольку доля распадов на $Z + H$ быстро падает с ростом массы хиггсовского мезона, а сечение рождения падает по мере того, как промежуточный Z-бозон становится все более удаленным от массовой

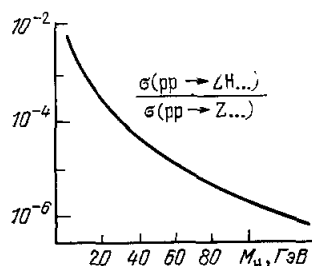


Рис. 13. Отношение сечений процессов $pp \rightarrow ZH + \dots$ к $pp \rightarrow Z + \dots$ как функция массы хиггсовского мезона при $\sqrt{s} = 800$ ГэВ.

оболочки, требования к светимости становятся весьма сильными. Безнадежно пытаться искать этот процесс на $p\bar{p}$ -коллайдерах. На «Isabelle» это можно предпринять, если масса хиггсовского мезона $m_H \leq 30$ ГэВ. Это показано на рис. 13, где приведено отношение выходов реакций $pp \rightarrow ZH + \dots$ и $p\bar{p} \rightarrow Z + \dots$ в функции от m_H для $\sqrt{s} = 800$ ГэВ (это соответствует также ожиданиям для $p\bar{p}$ -соударений при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, если принять во внимание соответственно увеличенное рождение Z^0 , рис. 7). Несмотря на то, что можно ожидать 10^4 Z^0 /день на «Isabelle», скорость отсчета для $Z + H$ падает до единицы в день при $m_H = 30$ ГэВ, а еще следует иметь в виду, что удастся использовать только 6% от всех распадов! Поэтому поиск хиггсовских мезонов, предсказываемых стандартной моделью, представляется очень трудным.

Заклячая раздел о рождении лептонов, можно сказать, что перспективы обнаружения Z и W , соответственно тому, как они предсказываются стандартной моделью, выглядят достаточно хорошими на $p\bar{p}$ -коллайдере. Другие процессы встречаются с очень сильными ограничениями, связанными со светимостью. Их удастся преодолеть на ускорителе «Isabelle» в области масс, соответствующей первой стадии проекта LEP.

3. ДОМИНИРУЮЩИЕ АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ

а) Общий взгляд

Эксперименты на ISR дали свидетельства в пользу установления определенного режима, объяснимого в рамках реджевской теории, со скейлинговым свойством процессов рождения и с появлением плато по быстрой. Эти вопросы разбирались в нескольких обзорных статьях⁴¹. Эксперименты на ISR привели также к свидетельствам об отклонениях от простейшего варианта реджевского подхода, основанного на полном доминировании померонной траектории, пересекающей ось моментов в единице. Наиболее драматической характеристикой является, конечно, рост полных поперечных сечений, сопоставимый с поведением типа $\ln^2 s$, в то время как померон с пересечением в единице приводит лишь к асимптотически постоянному сечению³². Менее драматическим, но, возможно, столь же важным, является медленный рост инклюзивных сечений рождения медленных вторичных частиц, названный ростом плотности «плато», хотя само плато может рассматриваться лишь как первое приближение. В данный момент основной вопрос кроется в том, могут ли такие отклонения от чересчур упрощенной (но все еще мощной) реджевской параметризации интерпретироваться в более утонченной версии реджевского подхода, предлагаемой, например, реджеонной теорией поля³³, или же они сигнализируют о появлении каких-то новых механизмов в адронных взаимодействиях, не имеющих до сих пор себе аналогов в анализе данных при более низких энергиях.

Хотя наблюдаемые скорости изменений малы (и определяются с хорошей степенью точности зависимостями типа $\ln s$, а не непосредственно энергией в системе центра масс), коллайдер предлагает столь большой прирост в энергии, что должны произойти драматические перемены. С другой стороны, информация из результатов, полученных при исследованиях космических лучей, указывает на более заметные изменения, нежели те, которые ожидаются из простой экстраполяции признанных тенденций и, при первичной энергии $E \sim 100$ ТэВ, кажется, появляются качественно новые черты, если даже не говорить о наблюдении весьма своеобразных событий таких, как Кентавры³⁴. Экспериментирование при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ

предлагает, таким образом, весьма интересные возможности, осуществимые даже при сравнительно низкой светимости. Мы с нетерпением ожидаем первого взгляда на структуру событий.

Этот раздел спланирован следующим образом.

Сначала мы даем краткий обзор основных характеристик адронных взаимодействий при ISR (SPS) энергиях и обсуждаем их экстраполяцию. Затем мы обращаемся к результатам, полученным в космических лучах, и, в частности, к тем, которые получены с помощью методики эмульсионных камер в области энергий, подобной энергиям коллайдеров.

б) Адронные взаимодействия при энергиях ISR и их экстраполяция

Полное поперечное сечение должно значительно возрасти. На рис. 14 приведены современные сведения о pp - и $p\bar{p}$ -сечениях и их простая экстраполяция соответственно закону $\ln^2 s$. При $\sqrt{s} = 540$ ГэВ полные поперечные сечения должны достичь значений около 63 мб (рост на 50% по сравнению со значением при энергиях SPS). Само по себе полное поперечное сечение pp -взаимодействий не позволяет экстраполировать с большой

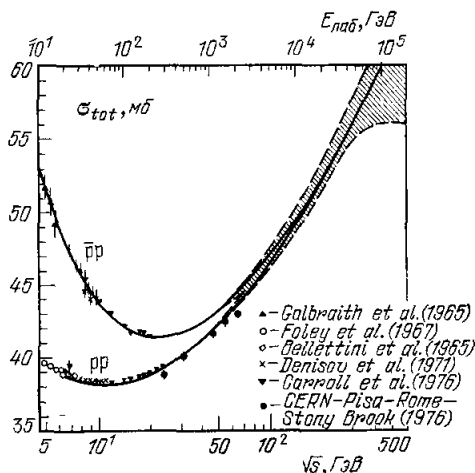


Рис. 14. Полные сечения pp - и $p\bar{p}$ -взаимодействий и их экстраполяция до таких энергий, где появляются заметные неопределенности.

Приведены результаты CERN — Rome- и Pisa — Stony Brook-коллабораций на ISR.

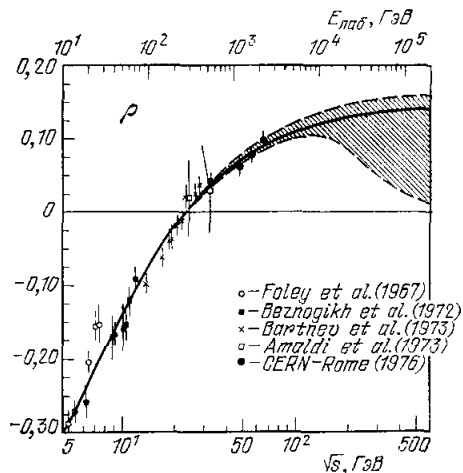


Рис. 15. Энергетическая зависимость параметра ρ (отношения вещественной к мнимой частям амплитуды упругого рассеяния вперед) в pp -соударениях. Неопределенности обычного анализа с помощью дисперсионных соотношений величин ρ и σ_{tot} показаны в виде заштрихованных площадей как на этом рисунке, так и на предыдущем.

уверенностью. Однако совместный анализ σ_{tot} и ρ (отношения вещественной к мнимой части амплитуды упругого рассеяния вперед) допускает проведение более уверенной экстраполяции. На рис. 15 приведена энергетическая зависимость параметра ρ . Дисперсионные соотношения дают связь между ρ и σ_{tot} , которая весьма однозначна, если предположить, что отношение полных сечений $p\bar{p}$ и pp -взаимодействий стремится к единице ³⁵ с ростом энергии. Хотя ρ чувствительно к поведению σ_{tot} при заметно более высоких энергиях, совместный анализ налагает ограничения как на σ_{tot} , так и на ρ , что дает информацию о высокоэнергетическом

(логарифмически) с ростом энергии, но его форма остается той же самой. В результате σ_{tot} остается пропорциональным σ_{el} , превышая его заметно более, чем в два раза (эта цифра ожидалась бы для черного диска). В области энергий SPS наблюдается сближение упругих сечений pp и $p\bar{p}$ взаимодействий. Это верно при малых $|t|$ (параметр наклона). Это также верно и при больших $|t|$, что прекрасно демонстрируется рис. 18, где помещены рядом данные об упругом pp -рассеянии на ISR³⁷ с наиболее яркой их чертой — провалом при $|t| \approx 1,6$ (ГэВ/c²), который сдвигается ближе к началу по мере сужения переднего конуса, и данные об упругом $p\bar{p}$ -рассеянии на SPS, которые, хотя и получены при заметно меньшей энергии, также указывают на появление такого же провала³⁸. Различие в энергетической зависимости pp и $p\bar{p}$ можно понять с помо-

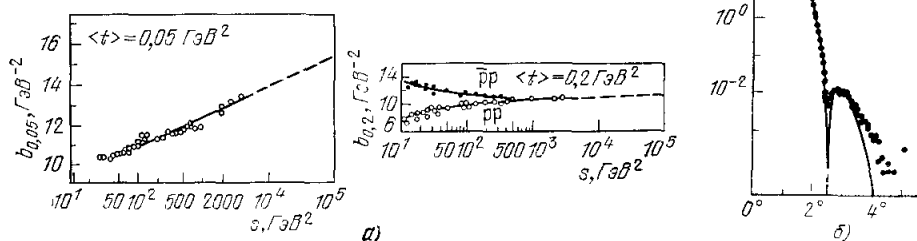


Рис. 19. а) Зависимость от энергии параметра наклона дифракционного пика упругого pp -рассеяния (ожидается, что pp - и $p\bar{p}$ -параметры наклона выйдут на одинаковый режим); б) форма протона, извлекаемая из дифракционного пика (хотя радиус, кажется, возрастает (логарифмически) с ростом энергии, форма протона не меняется сколько-нибудь заметно в области энергий ISR).

щью аргументов, использующих понятие дуальности, для вещественной (pp) и мнимой ($p\bar{p}$) недифракционных частей амплитуды. При энергиях коллайдеров дифракционная часть должна стать преобладающей в этой области переданных импульсов и можно ожидать, что дифференциальные сечения упругого pp - и $p\bar{p}$ -рассеяния станут одинаковыми.

Стабильность внешней формы протона в области энергий ISR продолжает оставаться загадкой, тем более что протон все еще достаточно «серый». Полное поперечное сечение растет, но заметно менее быстро, чем это должно было бы происходить при насыщении унитарного предела. Рис. 19, а, воспроизводит энергетическую зависимость параметра наклона конуса, тогда как на рис. 19, б приведена прозрачность, вычисленная из дифференциальных сечений в предположении о чисто мнимой амплитуде. Показан также унитарный предел, соответствующий черному диску ($\Gamma = 1$ вдоль всего радиуса).

Интересный вопрос заключается в том, будет ли параметр наклона просто расти согласно геометрическому скейлингу или проявится некая структура, указывающая на изменения формы протона. Поскольку сечения процесса велики, данные, полученные даже на первых этапах ускорения пучков, смогут дать быстрый ответ на этот вопрос. Это весьма важно для моделей с растущими поперечными сечениями³³, так как асимптотические условия подразумевают неравенство $\ln s \gg 1$.

Перейдем теперь к рождению частиц. Две основных особенности процесса рождения адронов приведены на рис. 20. Здесь показано инклюзивное распределение по быстроте для различных вторичных частиц,

измеренное при заданном поперечном импульсе ($p_T = 0,4$ ГэВ/с) при разных энергиях ISR. Сечения приведены в функции от разности $y - y_{\max}$, где y_{\max} — быстрота налетающего протона. Быстрота определена так:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_L}{E - p_L}, \quad (3.4)$$

где E и p_L — энергия и продольный импульс, соответственно.

Как следует из определения (3.4), лоренцовский сдвиг вдоль начального направления соударения (скажем, при переходе от системы центра масс к системам покоя мишени и налетающей частицы) приводит к простой

трансляции на шкале быстрот. Длины быстротных интервалов, связанные с инвариантными массами, при этом не меняются. Величина $y - y_{\max}$ определяет быстроту вторичной частицы в системе покоя налетающего протона. Заданное значение $y - y_{\max}$ отвечает (с хорошей степенью точности) заданному отношению продольного импульса вторичной частицы к импульсу налетающего протона (фейнмановская скейлинговая переменная).

Представление инклюзивного распределения в функции от $y - y_{\max}$ отвечает описанию в системе покоя падающего протона. Из рис. 20 видно, что распределения вторичных частиц с точки зрения сталкивающегося протона не меняются с энергией. Протон фрагментирует одинаково, независимо от того, с какой энергией по нему ударили, если эта энергия достаточ-

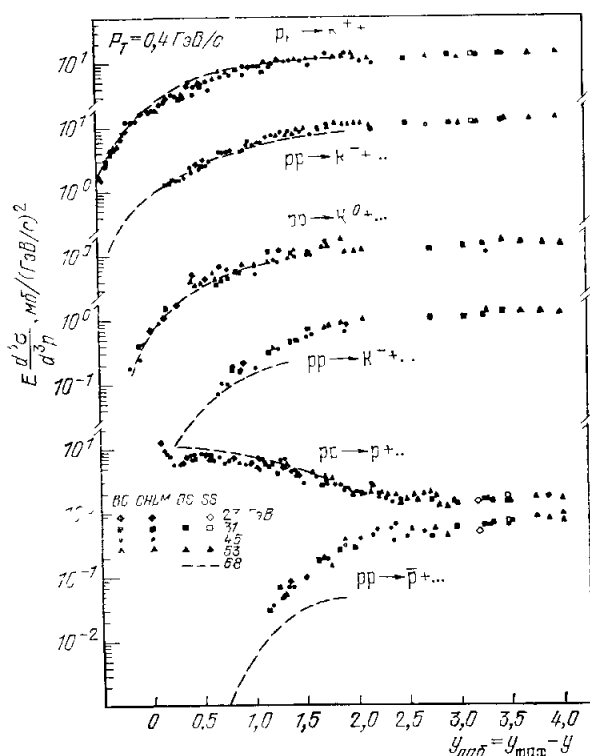


Рис. 20. Инклюзивные распределения по быстроте для различных частиц при $p_T = 0,4$ ГэВ/с. Данные приведены по всей области энергий ISR.

но высока. Это свойство получило название свойства скейлинга. При росте энергии рождающиеся частицы также получают большую энергию в системе покоя протона (они — медленные в системе центра масс), причем плотность частиц постоянна. При анализе того же результата в системе центра масс наблюдается симметричная картина с расширяющимся плато в центральной области. Это — второе важное свойство взаимодействий. Плотность частиц в области плато dN/dy примерно равна 2,2 для заряженных частиц при энергиях ISR.

Все эти характерные черты сейчас хорошо известны³¹. А совсем недавно наблюдали аналогичное поведение в e^+e^- -аннигиляции, где также заметили появление плато по быстроте с той же самой плотностью. Это показано на рис. 21, где приведены результаты SPEAR и PETRA. В дейст-

вительности, наблюдается много схожего между структурой летящих вперед струй, характерных для адронных взаимодействий при высоких энергиях, и структурой струй, связанных с процессом адронизации в электрон-позитронной аннигиляции при высоких энергиях ³⁹, если исключены лидирующие барионы.

Скейлинг и появление плато по быстрой предсказываются в рамках теории Мюллера — Редже ⁴⁰ как асимптотические свойства взаимодействий.

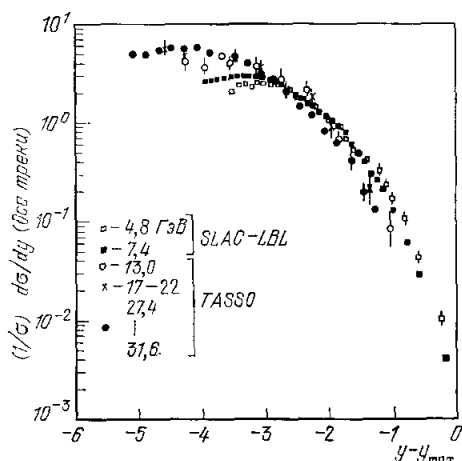


Рис. 21. Инклюзивные распределения по быстрой для заряженных частиц, рождающихся в e^+e^- -аннигиляции.

Распределения сложены. Поэтому истинная плотность плато равна половине ее величины на рисунке. Если учесть, что два лидирующих протона забирают в среднем половину начальной энергии, то энергии PETRA и ISR (эффективные) становятся сравнимыми.

Соответствующие диаграммы приведены на рис. 22. Полное поперечное сечение соударения АВ связано посредством оптической теоремы с мнимой частью упругой АВ амплитуды или, точнее, с ее скачком Δ на разрезе вдоль вещественной оси (см. рис. 16). Энергетическая зависимость этого скачка асимптотически определяет-ся помером (Δ линейным образом

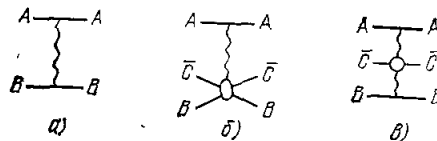


Рис. 22. Мюллер-реджевское описание полных сечений (а), инклюзивного рождения во фрагментационной области (б), и инклюзивного рождения в центральной области (в).

Волнистая линия отвечает приближению обмена помером, использованному там, где есть большой промежуток по быстрой в амплитудах упругого рассеяния вперед двух АВ и трех АВС частиц.

зависит от s , что приводит к постоянному значению σ_{tot} , как и ожидается для реджевской траектории, проходящей через единицу при $t = 0$). Можно записать

$$\text{Im } A(s, 0) = \frac{1}{2} \Delta(s) = s \sigma_{\text{tot}}(s), \quad (3.5)$$

где

$$\Delta(s) = \beta s^{\alpha(0)} \quad (3.6)$$

при полюсе Редже с траекторией $\alpha(t)$.

Соответствующая диаграмма изображена на рис. 22. Инклюзивное сечение рождения частицы С в АВ-соударениях подобным же образом связано со специфическим скачком амплитуды упругого рассеяния $\overline{AB}C$ вперед. Если одна из парных энергий (скажем, А относительно системы \overline{BC}) велика, тогда как энергия \overline{BC} мала, то скачок определяется обменом помером и инклюзивное сечение рождения С, наблюдаемого в виде фрагмента В, остается постоянным (свойство скейлинга). Если обе парные энергии \overline{AC} и \overline{BC} велики (тогда С удалена по быстрой как от А, так и от \overline{B}), то соответствующий скачок задается произведением двух членов, контролируемых померонами. Инклюзивное сечение постоянно по энергии и по быстрой (плато по быстрой).

Для читателей, не знакомых с формализмом реджевской теории, мы выпишем явно зависимость инклюзивного сечения рождения при больших

разделениях по быстротам в трехчастичной упругой амплитуде, введение которой обобщает оптическую теорему.

Фиксируем p_T и рассмотрим сечение рождения как функцию быстроты

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dy dp_T^2}. \quad (3.7)$$

Когда одна парная энергия ($s_{A\bar{C}}$, скажем) велика, а другая ($s_{B\bar{C}}$) остается ограниченной, как и p_T , имеется всего лишь одна большая щель по быстройте, оправдывающая реджевское приближение для трехчастичной упругой амплитуды. Здесь можно записать конкретный вид скачка амплитуды, связанные с инклюзивным сечением рождения (рис. 22б). Зависимость от $s_{B\bar{C}}$ и p_T не предсказывается. Мы получаем

$$\frac{d\sigma}{dy dp_T^2} = \frac{1}{s} F(p_T, s_{B\bar{C}}) s_{A\bar{C}}^{\alpha(0)}, \quad (3.8)$$

где $\alpha(0)$ — пересечение ведущей траектории.

Если вначале ограничить себя рамками стандартной реджевской теории, то асимптотически должен доминировать померон с $\alpha(0) = 1$. При фиксированных значениях $S_{B\bar{C}}$ и p_T имеем $s_{A\bar{C}} \sim s$ и потому в (3.8) не остается никакой зависимости от s . Легко показать, что $s_{B\bar{C}}$ связана с фейнмановской скейлинговой переменной (C является фрагментом B) или с быстротой C , измеренной в системе покоя B ($y - y_{\max}$, введенное ранее). Таким образом, померон с пересечением в единице приводит к скейлингу при асимптотически высоких энергиях.

Когда обе парные энергии $B\bar{C}$ и $A\bar{C}$ велики (частица C удалена на шкале быстройот как от частицы A , так и от частицы B), можно ввести реджевское поведение для зависимости как от $s_{A\bar{C}}$, так и от $S_{B\bar{C}}$. Практически оказывается, что преобладание померона проявляется лишь при разделении не менее чем на 3 единицы по быстройте. Инклюзивные распределения имеют вид

$$\frac{d\sigma}{dy dp_T^2} = \frac{1}{s} G(p_T) s_{A\bar{C}}^{\alpha(0)} s_{B\bar{C}}^{\alpha(0)}, \quad (3.9)$$

причем легко показать, что асимптотически выполнено соотношение

$$s_{A\bar{C}} s_{B\bar{C}} = \text{sh } p_T. \quad (3.10)$$

Померон с пересечением в единице приводит теперь к независимости от энергии (как и ранее), а также постоянству распределения по быстройте (плато по быстройте).

Мюллер-реджевская схема, на самом деле, переводит на язык простых асимптотических выражений те идеи, которые были развиты ранее в рамках мультипериферической модели ⁴¹. Она предсказывает обе основные характерные черты рождения частиц (свойство скейлинга и плато по быстройте), связывая их с выходом поперечного сечения на константу при асимптотически высоких энергиях. Хотя такое соответствие весьма интересно с идейной стороны, но следует помнить, что мы имеем дело всего лишь с приближенной схемой.

Справедливость такого описания явилась замечательным успехом реджевского подхода. Однако открытие роста поперечных сечений показало, что скейлинг и постоянная плотность частиц в области плато могут оказываться всего лишь приближенными понятиями. Действительно, плотность в центральном плато, как обнаружено, растет при энергиях ISR (хотя только на 40 % в этой области энергий). Это показано ⁴² на рис. 23. Экстраполируя современные данные, можно ожидать, что плотность

частиц существенно возрастет при энергиях коллайдеров. Важный вопрос заключается в том, можно ли связать этот рост с более сложным реджевским поведением, учитывающим рост полных поперечных сечений⁴³, или же он знаменует собой появление новых свойств, не описываемых когерентными аспектами адронных взаимодействий, учитываемыми в рамках реджевской теории. Плато, наблюдаемое в e^+e^- -аннигиляции, заметно растет с энергией (см. рис. 21), а его интерпретация базируется сейчас на понятии об эволюции струй в рамках КХД⁴⁴. Некоторые некогерентные эффекты на партонном уровне могут также стать существенными в адронных взаимодействиях при очень высоких энергиях. Мы еще вернемся к этому в гл. 4. Поведение плотности частиц в области плато при переходе от энергий ISR к коллайдерам приобретает важное значение.

При постоянной плотности частиц в области плато средняя множественность растет так же, как и доступный интервал быстрот ($\langle n \rangle = (1/\sigma) \int (d\sigma/dy dp_T^2) dp_T^2 dy \sim \ln s$). При увеличивающейся плотности она будет расти быстрее. Недавние измерения, проведенные на ISR, действительно свидетельствуют в пользу более быстрого, нежели логарифмически, роста полной множественности заряженных частиц⁴⁵. Это показано на рис. 24.

Измерение плотности заряженных частиц в центральной области можно провести на коллайдере довольно быстро. Будут получены важные сведения о том, продолжается ли далее «физика $\ln s$ ».

Другая ключевая характеристика физики $\ln s$ приведена на рис. 25. Это — короткодействующий характер корреляций вторичных частиц. На рисунке изображена двухчастичная корреляционная функция. Она определяется следующим образом:

$$R(\eta_1, \eta_2) = \frac{1}{\sigma_{1n}} \frac{d^2\sigma}{d\eta_1 d\eta_2} - \frac{1}{\sigma_{1n}^2} \frac{d\sigma}{d\eta_1} \frac{d\sigma}{d\eta_2}, \quad (3.11)$$

где η_1 и η_2 — псевдобыстроты двух частиц. Корреляционная функция должна обращаться в нуль, если частицы нескоррелированы. Кластеризация (группировка) вторичных частиц приводит к появлению у R компонента, которая падает с ростом $|\eta_1 - \eta_2|$.

Псевдобыстрота определена так:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_L}{p - p_L} = -\ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}, \quad (3.12)$$

где θ — угол вылета частицы в системе центра масс. Отсюда ясно виден непосредственный смысл псевдобыстроты. Она с достаточно хорошей степенью точности воспроизводит обычно настоящую быстроту (3.4).

Гребень вдоль основной диагонали на рис. 25 показывает, что частицы имеют тенденцию к образованию кластера, если они появляются с близкими быстротами. Практическое постоянство величины корреляционной функции (3.11) показывает, что во всей области энергий ISR по мере рас-

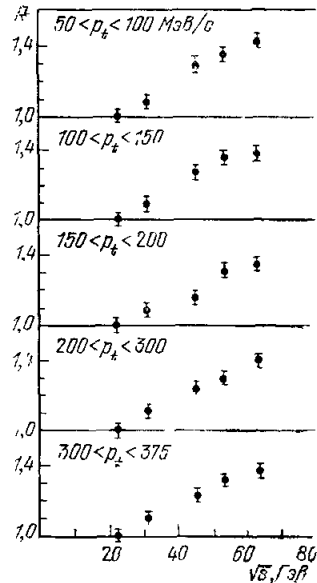


Рис. 23. Энергетическое поведение плотности в центральной области для заряженных частиц.

Данные коллаборации British-Scandinavian — MIT на ISR.

ширения плато флуктуации в плотности, а также сама плотность, изменяются слабо. Параметрически это можно описать в терминах образования и распада кластеров⁴⁶. Рост энергии допускает рождение большего числа кластеров, но свойства кластеров не меняются. Экстраполируя эти результаты, мы не ожидаем каких-либо заметных изменений в свойствах кластеров. Однако это та область, где уже первые результаты с коллайдера могут открыть качественно новые явления. Такие корреляции по псевдобыстроте сравнительно легко можно измерить.

Рождение частиц на ISR, в основном, отражает рождение пионов, так как около 85% вторичных частиц составляют пионы. Следует подчеркнуть, что пока еще очень мало известно о возбуждении новых квантовых

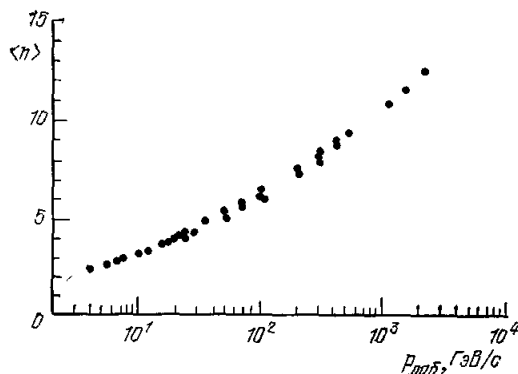


Рис. 24. Средняя множественность заряженных частиц как функция энергии в рр-соударениях. Результаты на ISR получены коллаборацией CERN — Munich.

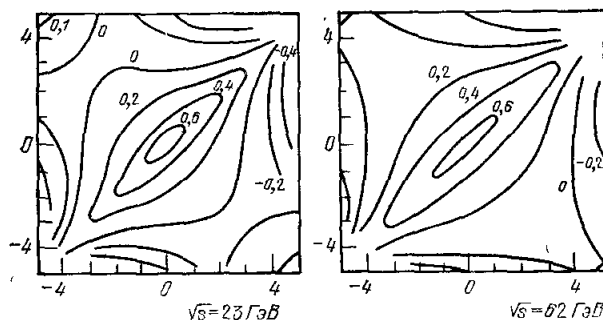


Рис. 25. Корреляции по быстроте двух заряженных частиц при двух крайних энергиях ISR.

Гребень вдоль основной диагонали указывает на короткодействующие корреляции, связанные с рождением некоррелированных кластеров. Данные коллаборации Pisa — Stony Brook на ISR.

чисел и, в частности, практически нет никаких сведений о корреляциях тяжелых частиц (каоны, барионы, антибарионы и т. д.). Это — область, где остаются нерешенными еще многие вопросы и где следует ожидать чего-то непредсказанного. Экстраполируя рис. 20, т. е. продлевая в область больших энергий все известные плато, можно заключить, что доли выходов разных частиц могут измениться лишь очень немного. Однако всегда могут быть непредвиденные находки.

Хотя мы смогли дать здесь лишь краткий обзор многих характеристик рождения адронов, мы надеемся, что нам удалось показать, что даже в той области, которая может казаться многим не очень актуальной, имеются увлекательные проблемы и возникают большие надежды в связи с появлением рр-коллайдера. Мы основываемся на приближении нулевого порядка. Оно состоит в признании расширяющегося плато по быстроте с плотностью заряженных частиц, близкой к двум, с постоянными корреляциями между доминирующими пионами, описываемыми кластерами со сравнительно низкой массой. В качестве ожидаемого отклонения от такой картины

мы имеем рост плотности всех частиц. Было бы удивительным, если бы рост полного поперечного сечения примерно в 1,5 раза не был бы связан с заметными количественными и качественными переменами.

Сложная природа померонной особенности признана теперь как непреложный факт. Тем не менее, следует отметить, насколько далеко можно еще продвигаться в интерпретации данных в разумном приближении, опираясь на простой померон с пересечением в единице. Это особенно наглядно проявляется на примере дифракционной диссоциации при больших массах, как было показано в опытах на ISR. В связи с этим можно сказать, что ISR действует как померонный ускоритель в области энергий PS, если рассматривать помероны, «вытащенные» квазиупруго рассеянным протоном, аналогично тому, как фотоны «вытаскиваются» при наблюдении рассеянных электронов.

ISR можно назвать также коллайдером померона с помероном, но при энергиях слишком низких для того, чтобы можно было провести однозначно интерпретируемые измерения. Хотя сейчас уже есть достаточные свидетельства в пользу померон-померонных взаимодействий (двойной обмен помероном), важно продолжить этот анализ и в дальнейшем ⁴⁷. Если уж восемь единиц скорости оказались подходящими, то двенадцати хватит с избытком! Можно будет рассмотреть даже тройной померонный обмен. Наличие таких процессов исключительно важно для понимания дифракции, которая во многих отношениях проявляется как обменный процесс.

в) Некоторая информация из результатов,¹ полученных в опытах с космическими лучами

Сейчас имеется много данных ⁴⁸ в области энергий от 10 до 10^3 ТэВ, которая будет исследоваться с помощью коллайдеров (см. табл. на с. 222). В частности, область энергии $\sim 10^2$ ТэВ, соответствующей типичной рабочей энергии коллайдера ЦЕРН'а, уже достаточно хорошо изучена с помощью эмульсионных камер. Обсуждая эту область, мы во многом заимствуем из недавнего обзора полученных здесь результатов Латтеса, Фуджимото и Хазегавы, к которому мы и отсылаем читателя за более подробной информацией *).

Установка с эмульсионными камерами обычно состоит из двух частей, каждая из которых содержит детекторы с перемежающимися слоями свинца, эмульсий и рентгеновских пленок. Одна из частей отделена широким воздушным зазором от мишени (обычно это — углерод), помещаемой как раз под верхней камерой. Такой детектор оказывается чувствительным к электромагнитной энергии (π^0 -мезоны, γ -кванты и электроны) и дает возможность регистрировать треки. Некоторые события, где виден ливень в нижней камере, могут быть прослежены вплоть до точки возникновения ливня в мишени. Они называются С-струями ⁴⁹ (carbon jets). Хотя энергетический порог регистрации вторичных частиц сравнительно высок (~ 2 ТэВ), такие С-струи можно проанализировать достаточно подробно и получить сравнительно хорошую картину всего процесса взаимодействия. С — струи сейчас насчитываются сотнями при полной энергии в электромагнитной компоненте свыше 20 ТэВ, а следовательно при оцениваемой полной энергии порядка 100 ТэВ. При более низких энергиях ($E \sim 10$ ТэВ) информацию обычно получают в меньших детекторах, запускаемых на баллонах. При заметно более высоких энергиях, наблюдаемые

*) См. также: Никольский С. И. — УФН, 1981. т. 135, с. 545. (Прим. перев.)

события обычно возникают в широких атмосферных ливнях, появляющихся в любой точке атмосферы над детектором. Такие события называют А-событиями. Большинство информации, доступной при энергиях около $E \sim 1000$ ТэВ, получено из таких событий. Оцениваемые первичные энергии примерно в 3—5 раз больше выделяющейся электромагнитной энергии ($E_\gamma = k_\gamma E$). Обычно детектор чувствителен только к высокоэнергичным частицам и потому, в основном, регистрирует фрагментацию налетающей частицы, слабо затрагивая область центрального плато или же даже не доходя до нее.

Учитывая эти ограничения, можно проверить свойство скейлинга, рассматривая распределения dN/dF_γ , где $F_\gamma = E_\gamma/\sum E_\gamma$, а E_γ — электромагнитная энергия, измеренная по каждому треку. На рис. 26 показано такое распределение, полученное из совокупности 80 С-струй с $\sum E_\gamma >$

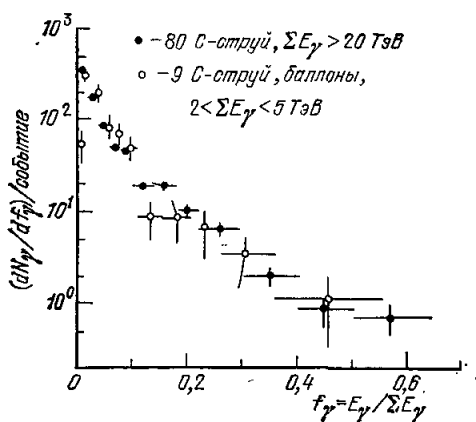


Рис. 26. Скейлинговые распределения струй в космических лучах, наблюдаемых в эмульсионной камере ($E \sim 100$ ТэВ) (темные кружки) и в детекторах на баллонах ($E \sim 10$ ТэВ) (светлые кружки).

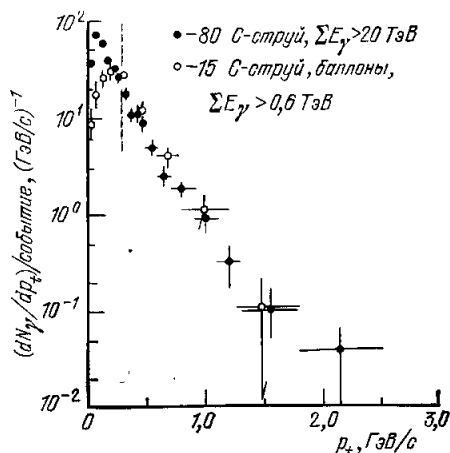


Рис. 27. Распределения по поперечному импульсу частиц в вылетающих вперед струях в области энергий 100 ТэВ (темные кружки) и 10 ТэВ (светлые кружки). Расхождение при малых p_T обусловлено неучтенным энергетическим обрезанием детектора. Распределения по p_T можно считать одинаковыми.

> 20 ТэВ, соответствующих средней полной энергии 130 ТэВ (черные кружки) и 9 С-струй, полученных на баллонах с $2 < \sum E_\gamma < 5$ ТэВ при средней полной энергии 7 ТэВ. Струи при более высокой энергии были получены при облучении на горе Чакалтайа⁴⁹ в эксперименте японо-бразильской коллаборации. С хорошей степенью точности можно говорить о наличии скейлинга. Расчеты с использованием ускорительных данных могут достаточно хорошо воспроизвести эти результаты⁴⁹. То обстоятельство, что измеряется величина $E/\sum E$, а не настоящее скейлинговое отношение $x = 2E/\sqrt{s}$ или же $y - y_{\max}$, ограничивает чувствительность проверки свойства скейлинга. Однако, можно надеяться, что при энергиях коллайдеров скейлинговое поведение распределений (когда быстрые частицы уносят заданную долю первичного импульса) должно приблизительно выполняться. Не наблюдается также драматических перемен и в распределении поперечных импульсов, как это видно из рис. 27.

Такое сравнение важно, так как данные получены в похожих условиях и при близких критериях отбора. Можно сделать вывод, что в области

энергий 10—100 ТэВ инклюзивное распределение быстрых фрагментов протона удовлетворяет свойству скейлинга.

Однако, кажется, имеются заметные изменения, когда дело касается вторичных частиц, которые могли бы быть приписаны области плато. Эмульсионные камеры облучались в Фермиевской лаборатории и были проведены монте-карловские расчеты с целью сопоставить полученные данные с тем, что наблюдается в С-струях. Результат приведен на рис. 28. Распределение по псевдобыстроте, полученное в С-струях ($\sum E_\gamma > 20$ ТэВ), указано черными точками и сопоставляется с распределением по псевдобыстроте, которое измерено в Фермиевской лаборатории и показано кружками. Псевдобыстрота в системе покоя налетающей частицы определяется как

$$\eta = \ln \frac{\sum E_\gamma}{k_\gamma m} \operatorname{tg} \theta, \quad (3.13)$$

где k_γ — поправочный множитель при переходе от наблюдаемой электромагнитной энергии к полной энергии ($\langle k_\gamma \rangle \approx 0,3$). Нетрудно показать, что она достаточно хорошо воспроизводит быстроту ($y - y_{\max}$ на рис. 20). Однако, распределение приведено в шкале $\operatorname{tg} \theta$, а не в обычной шкале $\ln \operatorname{tg} \theta$, пропорциональной быстрой, и потому его форма несколько непривычна.

Можно отметить скейлинговое поведение в левой части распределения, но «уровень плато» определенно растет с ростом энергии, причем весьма значительно: увеличение в 2,5 раза! В связи с отмеченными выше обстоятельствами, эксперимент с С-струями содержит обрезание при больших значениях быстроты, измеренной в системе покоя налетающей частицы. Частицы, очень медленные в лабораторной системе, не регистрируются. В противном случае это распределение простиралось бы значительно дальше вправо, намного за ускорительное.

Этот рост плотности в центральной области представляется весьма существенной чертой данных из эмульсионных камер. Кажется, он проявляется уже, если сравнить результаты Фермиевской лаборатории с опытами на баллонах при ~ 10 ТэВ⁴⁹. С полной уверенностью в ответе можно заключить, что наблюдается резкий рост плотности в области плато при энергиях от 1 до 10 ТэВ, а затем изменение становится слабым. Однако, можно поставить под сомнение тот факт, что сопоставление ускорительных данных и результатов с эмульсионных камер свободно от всех систематических погрешностей. Столь яркое изменение с энергией, конечно, представляет собой весьма вызывающую проблему.

Итак, еще одна информация, которую мы получаем из космических лучей, состоит в том, что плотность в центральной области быстрот будет заметно выше на коллайдерах, нежели наблюдаемая на ISR, причем средняя плотность по шкале быстрот будет равна примерно пяти для заряженных частиц. Энергетическая зависимость плотности плато является очень важной характеристикой.

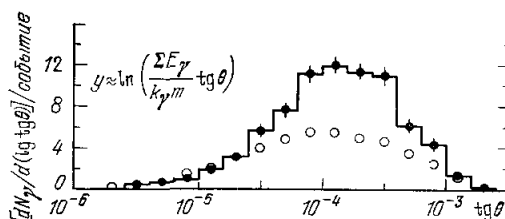


Рис. 28. Инклюзивные распределения, измеренные для С-струй в эмульсионных камерах ($E \sim 100$ ТэВ) (темные кружки), и в эмульсиях, облученных в Фермиевской лаборатории (светлые кружки).

Замечен весьма сильный рост.

Кроме того, утверждается, что распределение по p_T становится шире, причем изменения наблюдаются уже между 0,4 и 10 ТэВ.

Анализ эксперимента на горе Чакалтайа проводится дальше и указывает на возможность того, что такие изменения могли бы быть обусловлены появлением новых типов взаимодействий. Сделанное утверждение довольно ясно демонстрируется рис. 29. Для каждой из С-струй с $\sum E_\gamma > 20$ ТэВ откладывается средняя плотность гамма-квантов как функция среднего поперечного импульса. Можно затем постулировать, что все

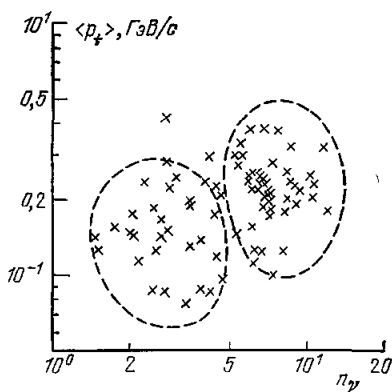


Рис. 29. Мишенная диаграмма события с С-струями, показывающая средний поперечный импульс и плотность по быстроте.

Разделение на две группы указано для ориентировки.

события распадаются на два класса. Одни из них сосредоточены при значениях $\langle n_\gamma \rangle \approx 2$ и $\langle p_T \rangle \approx 150$ МэВ/с, а другие — при $\langle n_\gamma \rangle \approx 7$ и $\langle p_T \rangle \approx 250$ МэВ/с. Разделение на две группы, которое могло бы показаться несколько произвольным, подкрепляется тем обстоятельством, что монте-карловские расчеты, основанные на скейлинге и ускорительных данных, воспроизводят только первый сгусток. Тогда второй должен соответствовать новому типу взаимодействий, проявляющемуся только при очень высокой энергии. Оба типа взаимодействий становятся примерно равновероятными при 100 ТэВ. Обычно их называют Мирин и Асу по наименованиям, данным коллаборацией Чакалтайа⁴⁹. Эти названия связаны с размером фэйрбола, которым определяется движущийся вперед кластер. Тогда как в событиях типа Мирин появляются маленькие фэйрболы с

типичной массой кластера 2—3 ГэВ, в событиях типа Асу рождаются

большие фэйрболы с характерной массой кластера 15—30 ГэВ.

Возможное разделение на события двух типов является жгучей проблемой, требующей решения при энергиях коллаидеров. Это было бы свидетельством в пользу динамики нового типа (возможно, некогерентные взаимодействия партонов с малыми значениями x) и противоречило бы интерпретации энергетической зависимости в терминах реджевского поведения, достаточно успешной при более низких энергиях. Если такое разделение имеет место (т. е. реакция протекает по одному типу или же по другому), то появятся важные корреляционные эффекты и, в частности, в двухчастичных корреляциях в центральной области, столь стабильных при энергиях ISR (см. рис. 25). Конечно, такое дихотомическое деление может оказаться всего лишь приближенным.

Хотя появление событий типа Асу уже приводит к большому росту множественности, могут также с заметной вероятностью появляться и события с исключительно высокой множественностью. Такие события наблюдались и их называют Гуасу-событиями (очень большой фэйрбол). Хотя их обычно наблюдают в А-струях при $\sum E_\gamma \sim 1000$ ТэВ, в проанализированном наборе из 80 С-струй было отмечено 40 Мирин, 39 Асу и 1 Гуасу событий. Соответствующие распределения по p_T обладают явными отличиями. Это демонстрирует рис. 30. Появление событий типа Гуасу с частотой ~ 1000 /с сразу же возвестило бы о новой физике явления! Именно среди таких событий с большой множественностью появляются особые конфигурации типа Кентавра. Но прежде, чем переходить к ним, мы временно покинем данные эмульсионных камер и упомянем о другом интересном эффекте, который может проявиться при энергиях

коллайдеров. Были проведены измерения поглощения каскада в функции от энергии адронов, используя большой калориметр с размерами, превышающими пять длин взаимодействий. Длина поглощения слегка возра-

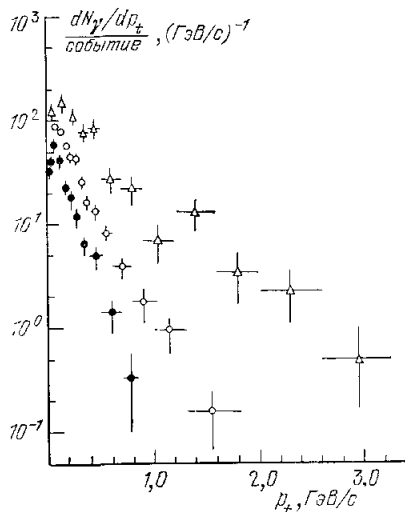


Рис. 30. Распределение по поперечным импульсам в событиях Мирина (темные кружки), Асу (светлые кружки) и Гуасу (треугольники), выделенных среди 80 С-струй в области энергий 100 ТэВ со следующей статистикой: 40 — Мирин, 39 — Асу и 1 — Гуасу.

стает с энергией вблизи 10 ТэВ. Однако тьяньшаньский эксперимент указывает на внезапный рост длины поглощения при $E \sim 100$ ТэВ примерно вдвое⁴⁸. Такой рост означал бы появление процесса обильного рождения какой-то проникающей компоненты.

г) События типа Кентавра

События типа Кентавра характеризуются большой множественностью ($N \sim 100$) при поразительном отсутствии нейтральных частиц. Имеется очень ясное событие, показанное на рис. 31. Оно хорошо понятно и точка взаимодействия может быть локализована сравнительно хорошо на высоте 50 ± 15 м над камерой. В верхней камере видно очень немного треков, но в нижней камере обнаружено очень большое число треков. Последние появляются в результате адронных взаимодействий в слое углерода, тогда как малое число треков сверху свидетельствует о том, что практически там не было нейтральных частиц (наблюдалась одна такая частица, но она могла возникнуть за счет вторичных взаимодействий в воздухе над установкой) среди быстрых адронов, дошедших до установки. Это весьма необычно. И само название Кентавр возникло вследствие невозможности правильно предсказать априори, что произошло в одной из камер, если знаешь, что произошло в другой. Точно так же, достигнув горы Олимп и зная лишь об обычных вещах, путник при виде человеческого туловища или же крупа лошади не смог бы догадаться, что туловище не поддерживается обычными человеческими ногами, а круп коня не переходит затем в шею.

Сейчас известно уже несколько событий, похожих на вышеупомянутое. Они характеризуются малым значением непосредственно электромагнитной энергии при значительно большем значении энергии в адронной компоненте, что заметно по сопровождающим электромагнитным ливням, или малым числам электронов (фотонов) при значительно большем числе адронов. Однако первоначальное событие, показанное на рис. 31, можно восстановить и не прибегая к ним. На рис. 32, а и б, соответственно, показаны зависимости $\sum E_h$ от $\sum E_{e,\gamma}$ и N_h от $N_{e,\gamma}$ для событий с полной

наблюденной энергией свыше 100 ТэВ. Пунктиром приведена интерполяция результатов монте-карловских расчетов. Вместе собраны данные трех различных экспериментов (Чакалтага, Фуджи, Памир).

Легко видно, что конфигурации типа Кентавра выделяются и их нельзя легко объяснить как флуктуации. Они могут быть обусловлены

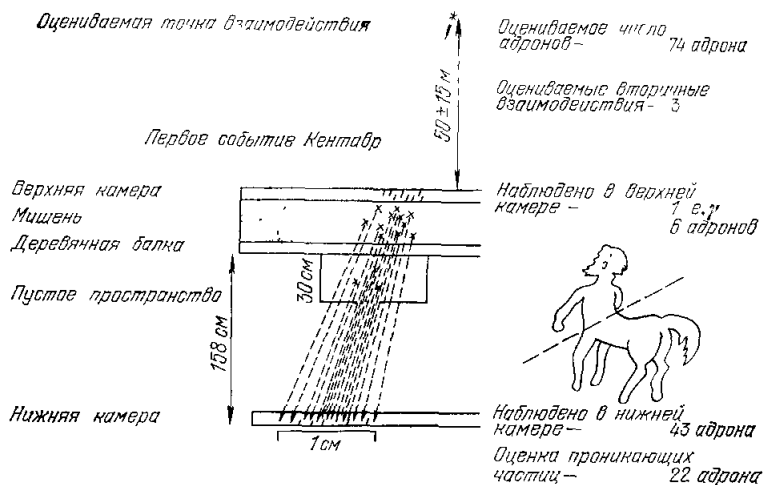


Рис. 31. Событие Кентавр.

Сильный ливень, зарегистрированный в нижней части ампульсионной камеры, не сопровождается заметным количеством энергии, выделившейся в верхней части установки, как если бы среди частиц, родившихся в этом событии, не было нейтральных. Это расхождение в показаниях двух камер объясняет название Кентавр.

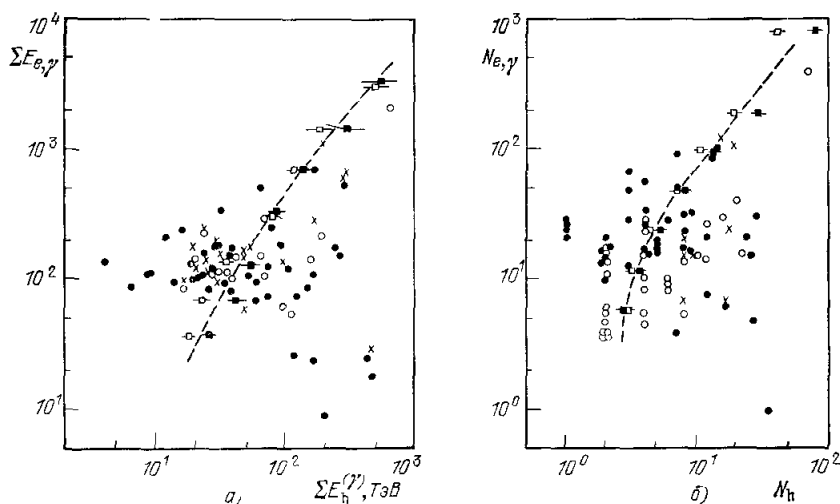


Рис. 32. а) Набор событий с энергией выше 100 ТэВ с указанием полной электромагнитной энергии и полной адронной энергии (события типа Кентавр появляются в нижнем правом углу); б) набор событий с энергией меньше 100 ТэВ с указанием полных множественностей электрон-фотонной и адронной компонент (квадратики соответствуют результатам монте-карловских расчетов на обеих частях рисунка).

взаимодействием нового типа, но наступает полная растерянность, как только мы пытаемся понять, почему не появляется нейтральных пионов. Обусловлены ли такие события каплями ядерного вещества нового типа,

которые имеют столь высокую плотность, что могут проникать на ту глубину в атмосфере, где они наблюдаются?

Энергия, при которой наблюдаются такие события, может оказаться слишком высокой для коллайдеров. Вместе с тем, имелись сообщения о событиях типа мини-Кентавров с несколько меньшей характерной множественностью и опять-таки при практическом отсутствии нейтральных пионов. Они появляются при меньших энергиях $E \sim 100$ ТэВ⁴⁹.

Большая работа была проведена по анализу столь необычных событий. Они могут свидетельствовать о новом типа взаимодействий, который проявляется в событиях с очень большой множественностью (Гуасу). Наблюдались необычные события и других типов (Андромеда, Геминьон и т. д.). Однако все они появляются при энергиях вне области рр-коллайдера ЦЕРНа.

Экстраполяция современных данных сама по себе приводит ко многим интересным проблемам. Однако информация из исследований космических лучей указывает на новые и весьма увлекательные возможности, доступные для исследования даже при сравнительно низкой светимости.

4. СТРУЙНЫЕ ЯВЛЕНИЯ

а) Рождение с большими p_T и струи

В гл. 3 мы обсуждали процессы с довольно большими сечениями. Теперь же мы перейдем к особому классу процессов с относительно малыми сечениями, где более ясно проверяется партонная структура сталкивающихся адронов. В таких процессах появляются вторичные частицы с большим поперечным импульсом p_T ⁵⁰. Они описываются с помощью рассеяния адронных составляющих, взаимодействующих в значительной мере некогерентно. Хотя кварковые и глюонные составляющие адрона не появляются сами по себе, они проявляют себя в виде струй⁵¹. Это придает специфическую структуру адронной конфигурации в конечном состоянии. Свидетельства в пользу струйного характера процессов с вылетом частиц, обладающих большим поперечным импульсом, уже многократно обсуждались. Модели жесткого рассеяния, которые обычно рассматриваются при изучении таких процессов⁵², также много раз дискутировались. Поэтому мы ограничимся лишь кратким обзором.

В партонной модели рассматривается рассеяние двух составляющих с долями начального импульса x_1 и x_2 соответственно. Дифференциальное сечение обозначается через $d\sigma/d\hat{t}$, где \hat{t} — квадрат передаваемого импульса при рассеянии этих составляющих. Соответствующая энергия в системе центра масс этой пары равна $\hat{s} = sx_1x_2$. Одна из составляющих после рассеяния фрагментирует инклюзивно на наблюдаемый адрон с большим p_T , отдавая ему долю своего импульса z . Схематически это изображено на рис. 33. Инклюзивное сечение записывается в виде:

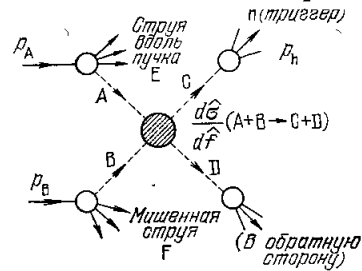


Рис. 33. Описание процесса с большим поперечным импульсом рождающихся частиц в рамках партонной модели.

Рассеиваются две составляющие. Фрагменты рассеянных составляющих проявляются в виде адронных струй под большими углами.

$$E \frac{d^3\sigma_{abc}}{d^3p} = \sum_{ijk} \int F_i^a(x_1) F_j^b(x_2) \frac{D_k^c(\xi)}{\pi\zeta} \frac{d\tilde{\sigma}_{ijk}}{d\hat{t}} dx_1 dx_2 \quad (4.1)$$

Суммирование ведется по разным типам составляющих (ij), а D_k^c есть функция фрагментации составляющей k в адрон C . Все кинематические переменные легко выражаются через x_1 и x_2 — доли импульсов двух первичных составляющих⁵² — следующим образом:

$$\xi = -\frac{1}{s} \left(\frac{t}{x_1} + \frac{u}{x_2} \right), \quad (4.2)$$

$$t = (p_c - p_a)^2, \quad u = (p_c - p_b)^2, \quad (4.3)$$

$$\hat{t} = \frac{x_1 t}{\xi}, \quad \hat{s} = s x_1 x_2. \quad (4.4)$$

Импульсы двух сталкивающихся адронов и импульс регистрируемого вторичного адрона с большим p_T обозначаются как p_a , p_b и p_c соответственно.

Такой подход в рамках партонной модели оправдывается в основном логарифмическом приближении в теории возмущений КХД, если структурные функции (F и D) считать изменяющимися с квадратом пробного импульса (масштаб его задается p_T^2)⁵³. В этом случае дифференциальное поперечное сечение в низшем порядке по текущей константе связи записывается в виде

$$\frac{d\tilde{\sigma}_{ijk}}{d\hat{t}} = \pi \alpha_s^2 (p_T^2) \frac{|A_{ijk}|^2}{\hat{s}^2}. \quad (4.5)$$

Амплитуды A безразмерны, усреднены по спину и цвету и зависят от конкретного рассматриваемого процесса взаимодействия составляющих⁵⁴.

Точно таким же образом, как и в случае процесса Дрелла — Яна, подробно рассмотренного в гл. 2, можно задать вопрос о том, насколько малы эффекты высшего порядка по α_s . Здесь мы примем ту же точку зрения, а именно предположим, что КХД-расчеты в низшем порядке дают правильный по порядку величины ответ при условии, что пробный импульс (практически p_T^2) достаточно большой. Можно также ожидать, что, даже при разумном согласии по сечениям с данными эксперимента, будут наблюдаться отклонения от копланарности, намного большие, нежели ожидаемые согласно партонной модели. Из формул (4.1) и (4.5) легко находим, что при угле 90° (где кинематика весьма проста) сечения рождения частиц подчиняются простому скейлинговому закону, а именно⁵¹

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{1}{p_T^4} f(x_T). \quad (4.6)$$

где

$$x_T = 2p_T/\sqrt{s}. \quad (4.7)$$

Он должен выполняться с точностью до некоторой (логарифмической) зависимости, обусловленной нарушением скейлинга.

При сравнительно низких p_T (скажем, $p_T < 10$ ГэВ/с) должны быть важны члены, связанные со специфическими эффектами высших порядков теории возмущений, которые обычно называются «эффектами высших твистов». Но даже здесь низший порядок КХД может уже давать достаточно хорошую оценку. Такие эффекты могут соответствовать рассеянию составляющих, обладающих некоторой подструктурой (например, двухкварковой системы). Их относительный вклад должен падать степенным образом с ростом p_T . Однако они могут приводить к заметным отклонениям от скейлингового поведения (4.6), накладываемым на обсуждавшиеся ранее логарифмические эффекты. Если сюда прибавить еще тот факт, что любое первичное внутреннее (поперечное) движение сталкивающихся составляющих приведет к более крутой зависимости от p_T при

малых p_T , нежели описываемая формулами (4.1) и (4.5), то можно совместить асимптотическое выражение (4.6) с эмпирическим поведением, обнаруженным для пионов в достаточно большой области $2 < p_T < 8$ ГэВ/с, которое имеет вид

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} \approx \frac{1}{p_T^3} g(x_T). \quad (4.8)$$

При угле 90° , где применима формула (4.8), имеем $x_T \approx x_1 = x_2 = \sqrt{\tau}$ (см. гл. 2). Отсюда следует, что основное изменение с ростом x_T соответствует x -зависимости структурных функций, которые быстро падают, когда x приближается к единице. Увеличение энергии при фиксированном p_T приводит к уменьшению x_T и, следовательно, к возрастанию инклюзивных

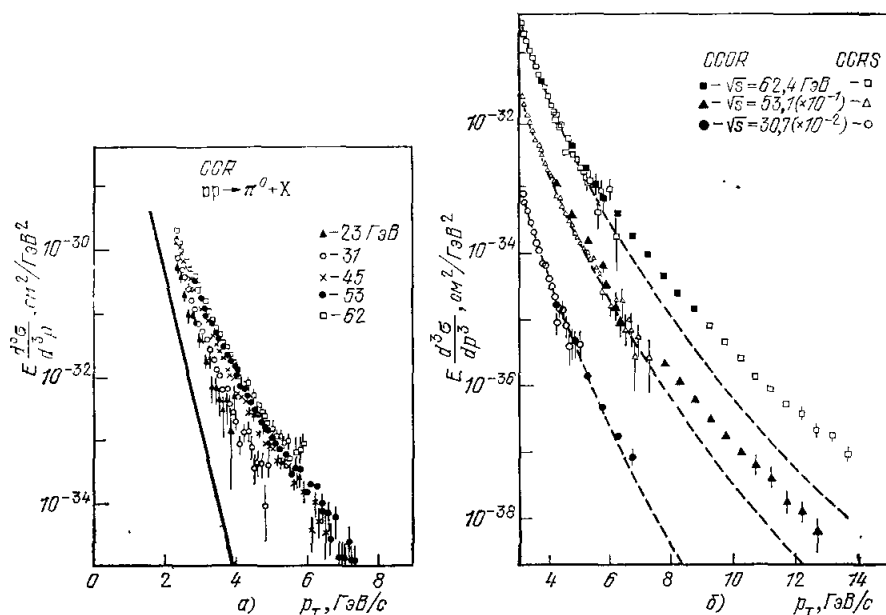


Рис. 34. а) Инклюзивное сечение рождения π^0 -мезонов при промежуточных значениях p_T (сплошная линия отвечает экстраполяции экспоненциального поведения, характерного при p_T меньше 1 ГэВ/с, наблюдаемые сечения намного превышают такую экстраполяцию и тем больше, чем больше p_T (этот эффект еще растет с \sqrt{s}); данные коллаборации CERN—Columbia—Rockefeller на ISR); б) инклюзивное сечение рождения π^0 -мезонов при наивысших значениях p_T (штриховые кривые отвечают очень хорошей параметризации сечений рождения при меньших p_T (предшествующий рисунок); наблюдаемые сечения отклоняются вверх, как и ожидается согласно расчетам по теории возмущений в КХД; данные коллаборации CERN—Columbia—Oxford—Rockefeller на ISR).

сечений, так как мы переходим от сравнительно редко встречающихся составляющих с большими x к намного более часто появляющимся составляющим с малыми x . Соответственно этому наблюдается заметный рост сечений рождения частиц с большими p_T , тем больший, чем больше начальное значение x_T . Это должно быть справедливым независимо от деталей протекания основного процесса рассеяния.

Это краткое введение дает всего лишь небольшой обзор современного подхода к физике процессов с большими p_T . Мы проиллюстрируем его двумя рисунками. Рис. 34, а воспроизводит инклюзивные сечения рождения π^0 -мезонов с p_T в области от 2 до 7 ГэВ/с на ISR.

Сплошной линией указаны экспоненциальная экстраполяция распределения при малых p_T (от $p_T < 1$ ГэВ/с). Наглядно видно весьма заметное превышение сечений в этой области над экстраполяционной кривой, связанное с важной ролью эффектов жесткого рассеяния при больших p_T , а также рост эффекта с энергией (когда уменьшается x_T). Эти данные хорошо описывались соотношением (4.8), как это показано пунктирной кривой на рис. 34, б. Однако, более недавние результаты при больших

p_T указывают на явное отклонение от такой параметризации. Это свидетельствует об изменении поведения сечений, которое могло бы объясняться появлением над фоном процесса низшего порядка в КХД (4.5), который, в конце концов, должен стать преобладающим при достаточно больших p_T ⁵⁵.

Сейчас все еще сохраняется слишком много неопределенности в распределениях глюонов и в функциях фрагментации для того, чтобы однозначно заявить либо о полном успехе, либо о явном провале вычислений в рамках теории возмущений в КХД. Однако можно говорить о некоем разумном согласии⁶³. Поэтому мы можем использовать результаты расчетов по теории возмущений в КХД в главном логарифмическом приближении с некоторой уверенностью при экстраполяции в область энергий коллайдеров. При этом выявляются две характерные особенности. Первая состоит в том, что сечения, как ожидается, заметно вырастут при заданном p_T . Если при энергиях ISR реакции с большими по современным стандартам p_T

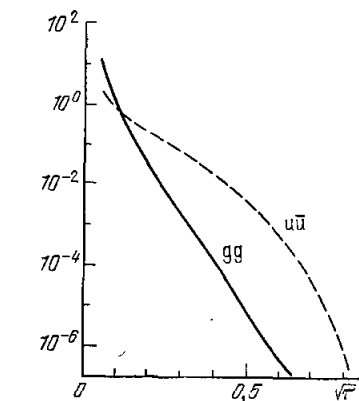


Рис. 35. Дифференциальные светимости. Переменная τ равна \hat{s}/s .

Нарушения скейлинга учтены и расчеты проведены при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Сплошная (штриховая) кривая соответствует gg ($u\bar{u}$)-соударениям (для pp -взаимодействий).

(скажем, $p_T > 10$ ГэВ/с) требуют обычно составляющих с $x \gtrsim 0,3$, вероятность появления которых крайне мала (и, возможно, намного меньше, если в качестве таковых взять глюоны), то соответствующие значения x упадут на порядок по величине, когда мы перейдем к энергиям коллайдеров.

Мы уже обсуждали этот вопрос в терминах величины $\tau dL/d\tau$ в гл. 2, когда рассматривали рождение лептонных пар. На рис. 35 приведена величина $\tau dL/d\tau$ в функции от $\sqrt{\tau}$ для $u\bar{u}$ - и gg -реакций при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Сразу заметно значение сдвига $\sqrt{\tau} = x = 0,3$ к $\sqrt{\tau} = x \approx 0,05$. Светимость вычислена здесь без учета цвета. Обычно проводят соответствующие суммирование и усреднение по цвету и в выражениях для дифференциальных сечений (4.5)⁵⁴.

Вторая особенность, которую мы подробно обсудим, заключается в том, что сечения рождения струй заметно больше сечений рождения одиночных пионов (примерно в 10^2 — 10^3 раз). Так как типичные детекторы⁵⁶ на коллайдерах будут регистрировать струи (измеряя количество энергии, испускаемой внутри данного телесного угла), а не отдельные частицы (как обычно имеет место в спектрометрах на ISR), сечения регистрируемых событий с большими p_T также возрастут существенным образом. Итак, можно предсказать очень большие скорости счета (скажем, > 1 с⁻¹) вплоть до довольно больших p_T (соответствующих, скажем, струям на PETRA и PEP). Поэтому можно ожидать очень важного развития физики струй. Изучение струйных явлений, несомненно, будет важным разделом при энергиях коллайдеров.

Проиллюстрируем теперь кратко с помощью нескольких рисунков свидетельства в пользу появления струй в реакциях с большими p_T ⁵¹. Согласно диаграмме рис. 33 можно ожидать, что родится две струи частиц, разделенных довольно большим углом. Одна из них обычно связана с частицей-триггером, используемой для выделения события (струя в ту же сторону). Другая струя соответствует составляющей отдачи (струя в обратную сторону). Обе струи определяют компланарную структуру совместно с передней и задней струями, которые типичны для любой адронной реакции

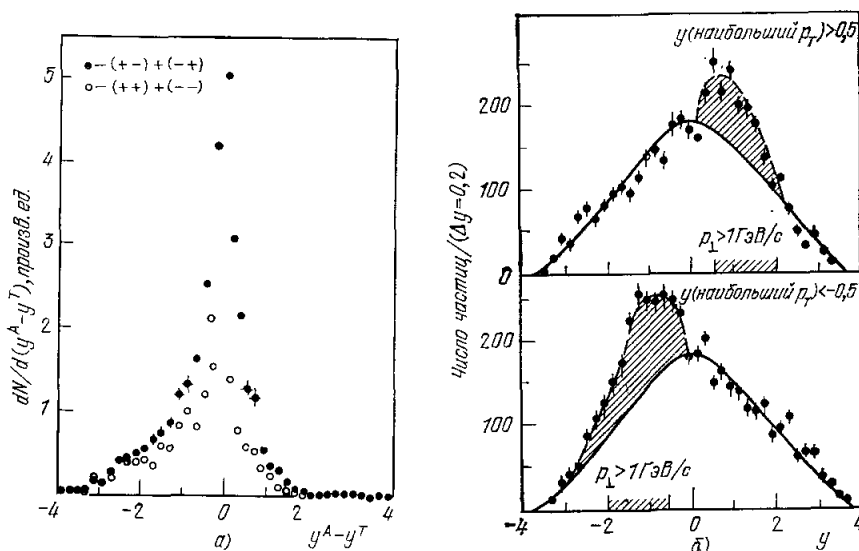


Рис. 36. а) Корреляции по быстроте двух частиц с большими p_T на стороне триггера (обе частицы с большими p_T наблюдаются в одном и том же направлении, как и должно быть для фрагментов одной струи; триггер помещается под углом 45° ; регистрировались вторичные частицы в сторону триггера с $p_T > 1 \text{ ГэВ/с}$; данные коллаборации CERN—College de France—Heidelberg—Karlsruhe на ISR), б) корреляции по быстроте двух частиц с большими p_T на противоположной триггеру стороне (распределения частиц с $p_T > 0,5 \text{ ГэВ/с}$ при выборе другой частицы с $p_T > 1 \text{ ГэВ/с}$ наблюдались в области быстрой, соответствующей заштрихованным частям рисунка; данные коллаборации CERN—College de France—Heidelberg—Karlsruhe на ISR).

и связаны с остатками налетающих адронов на рис. 33. Нельзя ожидать, что такая структура (с двумя составляющими, взаимодействующими некогерентным образом) проявится и в преобладающих реакциях с рождением частиц с малыми поперечными импульсами. Поэтому ее следует проверять лишь для относительно немногочисленных рождающихся вместе частиц с большими p_T (скажем, $p_T > 1 \text{ ГэВ/с}$), которые как предполагается, связаны со струями. Можно ожидать, что при наблюдении частицы с большим p_T в той же полусфере, что и триггерная частица (практически вероятность этого достаточно мала), мы обнаружим ее вблизи направления вылета триггерной частицы, как это должно было бы иметь место в случае двух фрагментов одной и той же струи. Доказательство этого представлено на рис. 36а. Если же частицы наблюдаются с противоположной стороны, то их распределение по углам должно быть достаточно широким (никакой особой корреляции с направлением вылета частицы-триггера). Так оно и есть. Это связано с тем, что система центра масс для составляющих (см. рис. 33), вообще говоря, не совпадает с системой центра масс сталкивающихся адронов. Однако, при наблюдении двух частиц

с большими p_T в противоположной полусфере мы должны заметить их примерно в одном и том же направлении, как и следует для фрагментов единой струи. Доказательство этого приводится на рис. 36, б.

Мы проиллюстрировали два обсуждавшихся выше положения данными, полученными несколько лет тому назад, когда впервые были найдены свидетельства в пользу струй⁵⁷. Угловые корреляции были представлены в виде корреляций по быстроте.

С тех пор появились более точные данные⁵⁷ и можно проверить, что эти корреляции обусловлены фрагментами струи, поперечный импульс

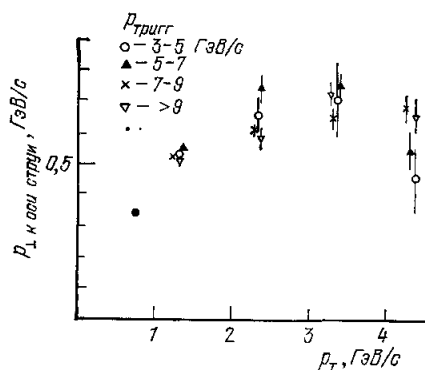


Рис. 37. Средний поперечный импульс относительно реконструированной оси струи для частиц с разными p_T при триггерных частицах, также отличающихся своими p_T . Данные коллаборации CERN — Columbia — Oxford — Rockefeller на ISR.

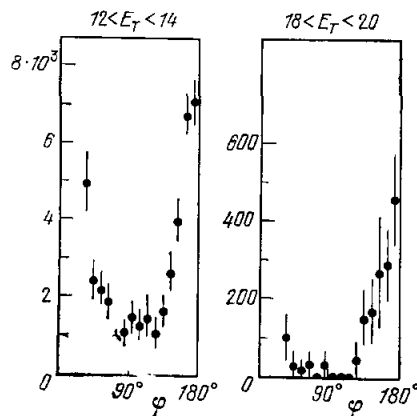


Рис. 38. Копланарная структура вылета двух π^0 -мезонов с большими p_T в конфигурациях с одинаковой полной поперечной энергией.

Данные коллаборации Athens — Brookhaven — CERN — Syracuse на ISR.

которых относительно оси струи ограничен. Рис. 37 воспроизводит данные ISR, относящиеся к струе, летящей в противоположную сторону, в реакции, триггером для которой служил π^0 -мезон с большим поперечным импульсом⁵⁸. Средний поперечный импульс относительно оси струи не зависит ни от импульса частицы-триггера, ни от поперечных импульсов частиц в струе. Ширина импульсного распределения в струе хорошо согласуется с тем, что наблюдается в e^+e^- -аннигиляции при подобных энергиях.

Копланарность события, проверенная с помощью двух π^0 -мезонов с большими p_T , показана на рис. 38. При анализе использованы данные с одной и той же поперечной энергией, вычисленной с учетом всего, что компенсирует поперечный импульс двух наблюдаемых частиц⁵⁹. Это сделано, чтобы устранить очевидную выборку компланарных событий, которые минимизируют полную поперечную энергию.

Этот набор данных иллюстрирует те факты, которые имеются сейчас о струйной структуре событий с большими поперечными импульсами частиц.

Важным свойством, ожидаемым в фрагментации струй, является скейлинг. Фрагменты струи, в среднем, получают фиксированную долю импульса струи. Рис. 39 демонстрирует это с помощью распределений по переменной x_e — доле поперечного импульса частицы-триггера, сбалансированной частицей с большим p_T , вылетающей в противоположную сторону. Эта частица является фрагментом струи в обратной полусфере.

Распределение по x_e можно записать в явном виде в упрощенной модели, где предполагается, что сечения при больших p_T описываются

степенным падением типа

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim \frac{1}{p_T^N}. \quad (4.9)$$

Это приближение достаточно хорошо для (4.8), так как x_T изменяется практически в ограниченной области. Зависимость от x_T можно тогда учесть эффективно в степени N ⁵¹. Если фрагментация струи описывается скейлинговой функцией $F(z)$, то легко получить, что

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dx_E} = \frac{\int_0^1 \xi^N F(\xi) F(\xi x_E) d\xi}{\int_0^1 \xi^{N-1} F(\xi) d\xi}, \quad (4.10)$$

где ни осталось никакой зависимости от p_T .

Скейлинг непосредственно приводит к эффекту выборки триггером. Это также легко показать в рамках того же упрощающего предположения. Одночастичные (триггерные) сечения связаны с сечениями испускания струй следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{dp_T} = \frac{d\sigma_J}{dp_T} \int_0^1 \xi^{N-1} F(\xi) d\xi. \quad (4.11)$$

Дифференциальное поперечное сечение рождения струи (просуммированное по составу струи при определенном полном импульсе в струе) записано как $d\sigma_J/dp_T$. Соотношение (4.11) указывает на два обстоятельства. Во-первых, это связь типа «родители — дети», которая принимает особо простой вид при степенном законе (4.9): одночастичное распределение пропорционально распределению струй. Во-вторых, коэффициент пропорциональности очень мал. Действительно, $F(z)$ падает с ростом z , тогда как именно большие z подчеркнуты в (4.11), когда в (4.9) практически $N = 9$ или 10 . Отсюда следует, что хорошо изученные сечения рождения одиночных частиц с большими p_T (см. рис. 34), которые свидетельствуют о жестком рассеянии, очень малы по сравнению с сечениями рождения струй, которые больше примерно на два порядка по величине.

На рис. 40 проводится сравнение струйных сечений и сечений рождения одиночных пионов при больших p_T , измеренных в двух разных экспериментах в Фермиевской лаборатории⁶⁰. Их отношение (с характерным значением порядка сотни) возрастает с ростом p_T . Это обусловлено двумя причинами. Первая, легко извлекаемая из (4.11), состоит в том, что эффективная степень N медленно растет с ростом p_T . Вторая причина связана с эффектами нарушения скейлинга, так как $F(z)$ медленно падает с ростом

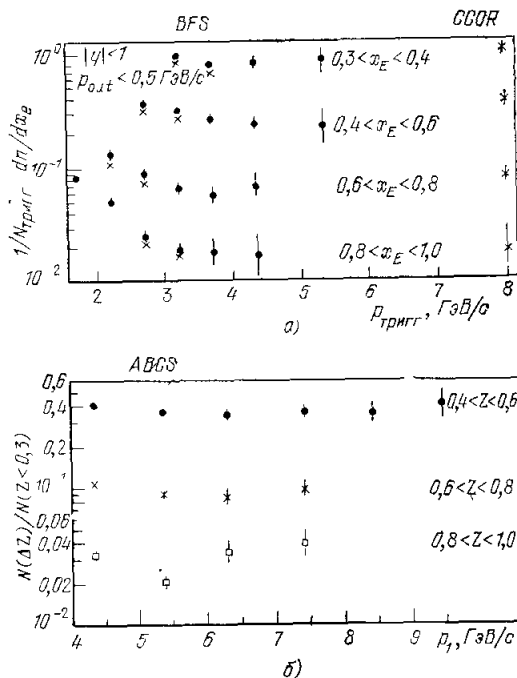


Рис. 39. Скейлинг в фрагментации струи. Выходы частиц с фиксированным x_E (доля поперечного импульса триггера, компенсируемая наблюдаемой частицей) при различных импульсах частицы триггера. Данные коллаборации Athens — Brookhaven — CERN — Syracuse на ISR.

p_T при фиксированных и достаточно больших значениях z , которые существенны для частиц-триггеров с большими p_T .

Одночастичные сечения очень малы (см. рис. 34), а струйные сечения намного больше. Ожидается, что и те, и другие заметно возрастут при данном p_T при переходе от энергий ISR (или «Fermilab») к энергиям коллайдеров. На рис. 40 приведены также результаты расчета струйных сечений в КХД. При вычислениях учитывались процессы типа рис. 33 со структурными функциями, изменяющимися (хотя и медленно) с пробным импульсом (на практике — с p_T^2), и с дифференциальным сечением рассеяния составляющих, учитываемом в низшем порядке теории возмущений. Это соответствует главному логарифмическому приближению. Струйное

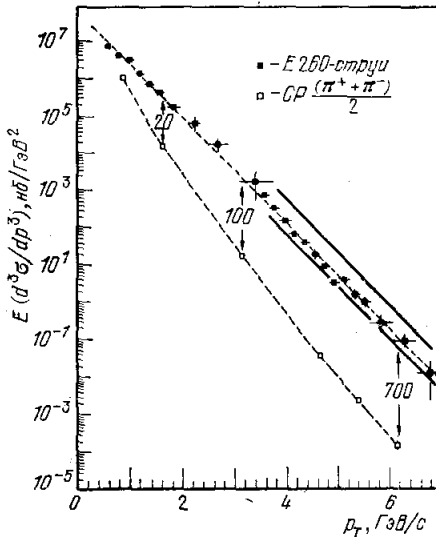


Рис. 40. Сечения рождения струй и одиночных пионов при больших p_T . Данные коллаборации CalTech—UCLA—Fermilab—Illinois в Фермиевской лаборатории (данные для струй) и коллаборации Chicago—Princeton в Фермиевской лаборатории (данные для одиночных пионов).

Две сплошные кривые указывают пределы КХД-предсказаний (параметризация Фейнмана — Филда). Энергия пучка 200 ГэВ.

сечение при этом определяется так, что под струей имеется в виду кварковая или глюонная, а не адронная струя, которая в действительности, наблюдается. Поэтому важно, приравниваем ли мы импульс (или же энергию) партона (кварка или глюона) импульсу или же истинной энергии струи. Сопоставление по этим двум различающимся величинам отвечает двум разным значениям p_T , отличающимся обычно примерно на 1 ГэВ/с, а следовательно приводит к различию в сечениях при заданном p_T , как это показано на рис. 40.

Мы можем подытожить этот взгляд с высоты птичьего полета на явления при больших p_T и струи, сказав, что сейчас есть явные свидетельства струйной структуры событий с частицей-триггером, имеющей большой поперечный импульс, а сечения рождения струй с достаточной степенью точности согласуются с вычислениями в рамках главного логарифмического приближения КХД. Затем это можно использовать для экстраполяции в область энергий коллайдеров, где, как уже упоминалось выше, сечения заметно возрастут. Следует, однако, подчеркнуть, что согласие, продемонстрированное на рис. 40 или же полученное в случае симметричной пары триггеров⁶¹, или же основывающееся на изучении корреляций, всегда сильно опирается на *предположения* о распределении глюонов. При расчетах по теории возмущений в КХД доминирующим процессом в рождении струй для $x_T \leq 0,3$, покрывающих всю изученную к настоящему времени область p_T , оказывается глюон-глюонное рассеяние⁶². Можно, конечно, сказать, что в этой области p_T надо использовать другую

параметризацию для глюонов и учитывать вклады эффектов высших твистов. Такие вклады в сечения с большими p_T становятся пренебрежимо малыми лишь при очень больших значениях p_T . Тогда предсказания для струй с большими p_T на коллайдерах могут измениться. Хотя сейчас имеется тенденция утверждать, что до некоторой степени согласие с имеющимися данными есть результат конкретной параметризации распределений глюонов, эксперименты при энергиях коллайдеров предоставят эффективную возможность тщательно проверить эти выводы, в частности, связанные с предполагаемым нарушением скейлинговых свойств ⁶³.

Расчеты по теории возмущений в КХД показывают, что партонная модель оправдана с хорошей степенью точности. Но некоторые отклонения предсказываются. Мы уже обсуждали эффекты нарушения скейлинга

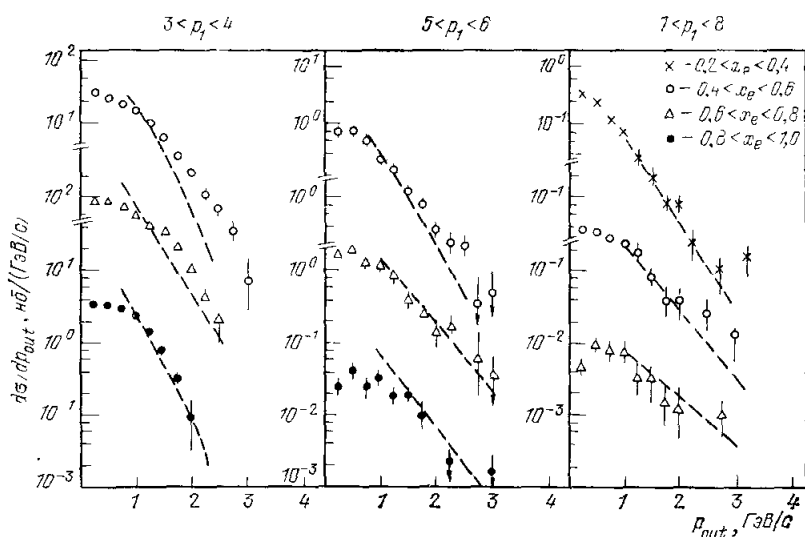


Рис. 41. Компланарность для частиц с разными x_e , соответствующих разным импульсам триггера.

Данные коллаборации Athens — Brookhaven — CERN — Syracuse на ISR. Штриховые линии (вычисления Ц. Кунста и др.) отвечают КХД-расчетам с учетом эффектов поправок, следующих за лидирующими членами.

в гл. 2. Их легко учесть при вычислениях по теории возмущений, так как они факторизуются в главном логарифмическом приближении ⁶⁴. Однако должны появляться и более специфические эффекты высшего порядка. Они, действительно, имеются, хотя и не столь зрелищно ярко, как трехструйные конфигурации, обнаруженные в e^+e^- -аннигиляции. Аналогичные последнему эффекты еще надо искать в адронных взаимодействиях. Конечно, их следует искать при очень больших p_T (скажем, $p_T \geq 15$ ГэВ/с). Но изученные сейчас значения p_T еще не достаточно велики, чтобы наблюдались столь драматические эффекты. Тем не менее, отмечаются некоторые изменения, находящиеся в хорошем согласии с ожиданиями, вытекающими из теоретико-возмущенческой КХД.

Мы проиллюстрируем это утверждение рисунком. На рис. 41 приведено распределение p_{out} для частиц с большими p_T , вылетающих в противоположную триггеру сторону со значениями x_e , меняющимися от 0,2 до 1. Величина p_{out} определяется как компонента импульса, перпендикулярного к плоскости, задаваемой направлением вылета триггера и сталкивающимися пучками. Согласно партонной модели распределение p_{out} должно быть экспоненциально подавлено при больших значениях, причем

среднее значение должно определяться совместным влиянием распределения по поперечным импульсам в разлетающихся струях (фрагментация в адроны) и распределения внутри сталкивающихся адронов (рассматриваемых как расходящиеся пучки партонов). В КХД эффекты высшего порядка приводят к дополнительному и неограниченному упирению вследствие эволюции струй⁶⁵. Наблюдаемые распределения согласуются с такими предсказаниями⁶⁶.

б) Сечения рождения струй при энергиях коллайдеров

Инклюзивное сечение рождения струи дается формулой вида^{52,54}.

$$E \frac{d^3\sigma_h}{d^3p} = \sum_{ij} \int F_i(x_1) F_j(x_2) \frac{\hat{s}}{\pi} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \frac{d\tilde{\sigma}_{ijh}}{d\hat{t}} dx_1 dx_2. \quad (4.12)$$

Это — стандартный результат партонной модели в предположении о безмассовых партонах, проинтегрированный по ограниченным распределениям по поперечным импульсам сталкивающихся партонов (кварков или глюонов). Одновременно этот результат верен и в теории возмущений в КХД при использовании функций распределения с нарушенным скейлингом, соответственно их параметризации из глубоко неупругого рассеяния. Сейчас мы полагаем, что он достаточно хорош в качестве разумного приближения при довольно больших p_T (скажем, $p_T \gtrsim 10$ ГэВ/с).

Эффекты высшего порядка могли бы оказаться численно важными, как это имеет место в рождении лептонных пар с большими массами (см. гл. 2). Мы рассматриваем формулу (4.12) как обеспечивающую правильный порядок величины сечений рождения струй.

На рис. 42 приведены инклюзивные сечения рождения струй (просуммированные по k), ожидаемые при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ и, для сравнения, при ISR-энергиях, $\sqrt{s} = 54$ ГэВ. Показано дифференциальное сечение на угол 90° $d^2\sigma/dp_T dy$ как функция от импульса струи. Таким образом, мы ожидаем появления заметных эффектов при переходе от энергий ISR к энергиям коллайдеров. Сечения при ~ 10 ГэВ/с на три порядка выше ожидаемых на ISR (совместных с имеющейся сейчас фрагментарной информацией о струях). Сечения при ~ 20 ГэВ/с все еще весьма

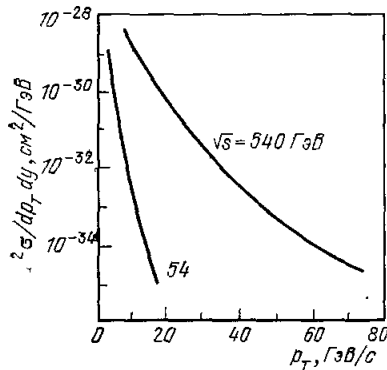


Рис. 42. Сечения рождения струй при энергиях коллайдеров и ISR, вычисленные в главном логарифмическом приближении для импульсного распределения рассеиваемых составляющих.

высоки (~ 1 событие/с при светимости 10^{30}). При такой светимости можно будет детектировать струи вплоть до $p_T \sim 70$ ГэВ/с.

Большие значения сечений рождения струй обусловлены тем, что, несмотря на большую величину p_T значения x_T никогда не становятся большими ($x_T \lesssim 0,25$). При малых x важна глюонная компонента и она играет главную роль. По той же причине зависимость от p_T (практически $d\sigma/dp_T \sim p_T^{-9}$) отвечает быстропадающей функции от x_T , определяющей спад дифференциальной светимости (см. рис. 35) заметно сильнее, чем зависимость от внутреннего p_T (4.6). Поэтому величина сечений рождения струй и их сильная зависимость от p_T служат хорошей проверкой совре-

менных идей о поведении распределений глюонов и о глюонных взаимодействиях.

Рис. 42 представляет, конечно, «простейший» (оптимистический) взгляд на величину сечений. Прежде всего, надо признать, что поперечный импульс кварковой (или глюонной) струи будет меньше, чем значение, получающееся в нижнем порядке теории возмущений. Надо учитывать эволюцию струи⁶¹. Хотя асимптотически среднее значение траста должно

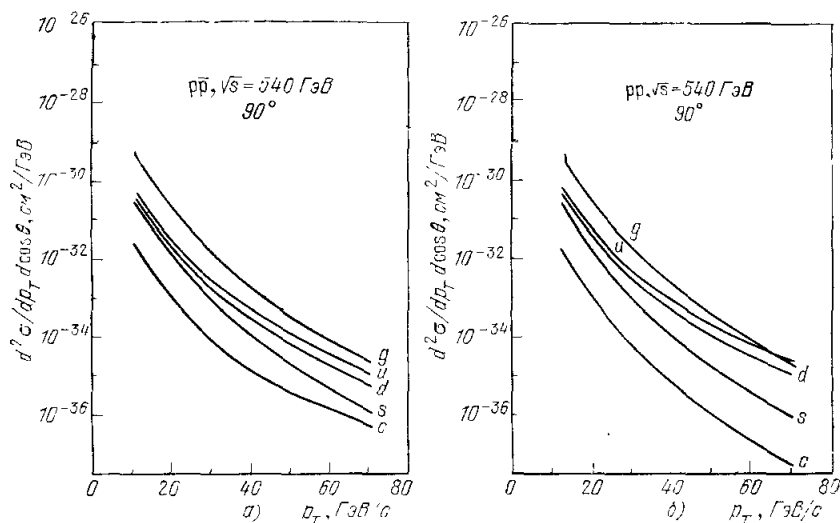


Рис. 43. а) Сечения рождения разных составляющих под 90° с большими p_T (pp-соударения при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ); б) то же для pp-соударений при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. В обоих случаях выход очарованных кварков отвечает возбуждению квантовых чисел, не имеющихся в протонном море.

приближаться к единице, на практике следует ожидать меньших значений (скажем, 0,9 при 20 ГэВ/с). Это отвечает потоку энергии, связанному с кварковой или глюонной струей. В то же время, поток адронной энергии будет еще меньше, так как часть энергии уходит в массу и поперечное движение относительно медленных частиц в струе (на практике, около 1 ГэВ). Во всяком случае энергетическое распределение струй надо заложить в расчеты методом Монте-Карло для определения действительной величины эффекта в используемом калориметрическом устройстве⁶⁷. И только тогда можно будет проводить сравнение с данными экспериментов. Тем не менее вывод о больших сечениях рождения струй остается в силе, независимо от того, что истинные сечения окажутся меньше приведенных на рис. 42. Ожидаемые сечения рождения струй в pp- и pp-реакциях очень близки друг к другу (аннигиляция кварка и антикварка дает очень малый вклад).

Другой важный вывод, который уже упоминался, состоит в том, что ожидается преобладание глюонных струй. Глюонная светимость, как предполагается, будет падать быстрее с \sqrt{s} , чем кварковая светимость. Тем не менее относительные значения глюон-глюонного и глюон-кваркового сечений таковы, что глюоны сохраняют ведущую роль вплоть до довольно больших значений x_T ($x_T \leq 0,3$), как показано на рис. 43. Поэтому ожидается, что глюонные сечения останутся главными во всей области p_T , поддающейся исследованию на коллайдере при светимости 10^{30} , если рассматривать рождение под углом 90° . При достаточно малых углах валент-

ные кварки станут играть ведущую роль. Это показано с помощью распределений по быстроте на рис. 44 для двух различных областей изменения p_T : $10 < p_T < 15$ ГэВ/с и $40 < p_T < 45$ ГэВ/с. Ясно, что во всей области больших углов ($|\Delta y| \leq 1$) доминируют глюонные струи. На рис. 43 и 44 сечения рождения глюонных струй практически везде превышают сечения рождения u - и d -струй. (В pp -взаимодействиях сечения \bar{u} (\bar{d}) струй получаются из результатов для u (d) струй отражением u (d) кривых относительно $y = 0$ — рис. 44. Таким образом, кварковые и антикварковые сечения равны при угле 90° — см. рис. 43).

Сечения рождения странных кварков соответствуют SU (3)-симметричному морю. Рождение очарованных кварков вычисляется в предположении об отсутствии очарованных кварков в море. Поэтому результаты описывают возбуждение любого нового аромата (b , t и т. д.) при условии, если массой соответствующего кварка можно пренебречь (практически надо, чтобы $p_T \gg m_q$).

Рис. 43, а и б показывают структуру струйных сечений в pp - и pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ. Хотя, как уже упоминалось выше,

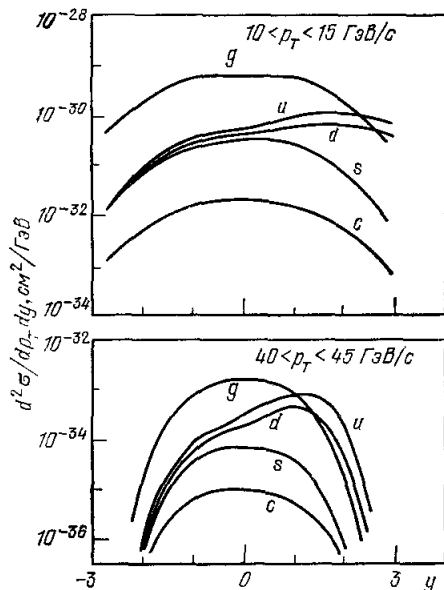


Рис. 44. Распределения по быстроте для различных составляющих при $10 < p_T \leq 15$ ГэВ/с и $40 < p_T < 45$ ГэВ/с. pp -соударения при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

общие сечения весьма похожи, некоторые отличия наблюдаются при изучении струй конкретного типа. Основное отличие появляется для очарованных струй. Это связано с особой ролью одноглюонной аннигиляционной диаграммы, появляющейся в pp -реакциях и отсутствующей при pp -взаимодействиях. Очарование (и другие ароматы) могут появляться в такой модели из глюон-глюонных взаимодействий и аннигиляции кварка с антикварком. Следует отметить также более важную роль u -струй в pp -соударениях с большими p_T . Однако это всего лишь результат кваркового счета для валентных кварков.

Разделить струи разных типов сложно. Тем не менее, до некоторой степени это сделать можно⁶⁸. Как мы обсудим ниже, очарованные (а также b и t) струи должны проявлять себя с помощью лептонов с большими p_T .

На рис. 43 распределения струй произвольным образом обрезаны при $p_T = 10$ ГэВ/с, поскольку можно, конечно, поставить под сомнение право-

мерность применения теории возмущений в КХД при более низких поперечных импульсах. Однако, можно (оптимистически) рассмотреть сечения, вычисленные и при более низких значениях p_T , на том основании, что (при $p_T > 2$ ГэВ/с, скажем) частицы еще должны появляться за счет некогерентных взаимодействий партонов. Получающиеся при этом довольно большие величины сечений надо, действительно, отнести за счет многочисленных партонов при малых x , которые могут взаимодействовать некогерентно при очень высоких энергиях, хотя они еще не могут делать этого при более низких энергиях. По мере того как число «действующих» парто-

нов становится большим, надо учитывать и нелинейные вклады. Они связаны с многократным рассеянием партоннов. Взаимодействие увеличивает вероятность другим партонам в том же адроне также взаимодействовать, поскольку все они близко расположены в пространстве. Если σ_1 есть поперечное сечение партон — партонного взаимодействия (предполагаемое малым), то сечение взаимодействия, учитывающее двойное перерассеяние, будет порядка $\sigma_1 (\sigma_1/\sigma_0)$, где σ_0 равно геометрическому сечению адрон-адронных взаимодействий. Такие эффекты могут быть ответственными за более быстрый, чем пропорционально A , рост инклюзивных сечений

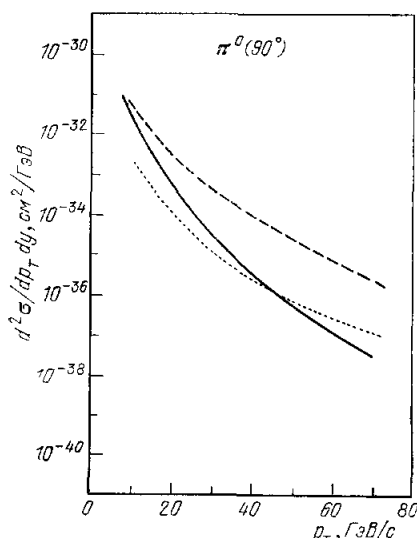


Рис. 45. Сечение рождения нейтральных пионов под 90° в pp -соударениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

Сечение рождения, полученное с учетом нарушения скейлинга (сплошная кривая), намного меньше, нежели вычисленное без нарушений скейлинга (стандартная партонная модель; штриховая кривая). Показано также ожидаемое сечение рождения прямых гамма-квантов (пунктирная кривая).

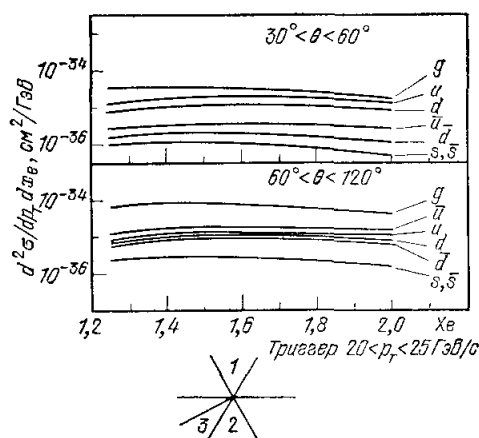


Рис. 46. Корреляции квантовых чисел. Сечения рождения разных струй при наблюдении π^+ -мезона с $20 < p_T < 25$ ГэВ/с. Выход струй в противоположную полусферу вычислялся для двух различных угловых интервалов.

с большими p_T на ядрах (здесь A — атомный номер ядра). Они могут также обуславливать сравнительно высокие сечения при довольно больших значениях p_T ($p_T \approx 5$ ГэВ/с), наблюдавшиеся в $\alpha\alpha$ -соударениях на ISR ⁶⁹.

Такие процессы многократного рассеяния должны приводить к рождению нескольких малых струй, приводящих, в конце концов, к большим множественностям в центральной области. Они могут быть связаны с событиями типа Асу, обсуждавшимися в гл. 3.

Одночастичные сечения намного меньше струйных сечений при том же p_T , но они оказываются все же заметно больше, чем сечения при энергиях ISR, и, возможно, их можно будет измерять вплоть до $p_T \sim 40$ ГэВ/с (рис. 45) при светимости 10^{30} . В этом случае эффекты нарушения скейлинга в КХД играют более важную роль, так как они проявляются как в структурных функциях, так и в функциях фрагментации. На рис. 45 штриховая кривая показывает сечение, даваемое стандартной партонной моделью при заданных структурных функциях и функциях фрагментации. Сечения рождения частиц и их зависимость существенно модифицируются при учете эффектов нарушения скейлинга.

Если современные идеи об относительной роли кварковых и глюонных струй верны, то должны наблюдаться специфические корреляционные эффекты и их можно будет проверить, измеряя зарядовые соотношения среди компонент жесткой струи. Рис. 46 иллюстрирует такой эффект. Здесь π^+ используется в качестве частицы-триггера ($20 < p_T < 25$ ГэВ/с). Это приводит к выборке, обогащенной u -струями. Жесткий пион, скорее, появится из кварковой струи, чем из глюонной, вследствие более мягкой функции фрагментации последней. Поэтому наблюдение π^+ , уносящего

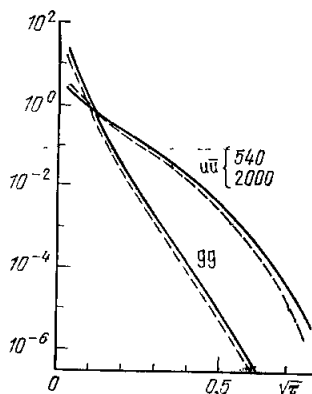


Рис. 47. Дифференциальные светимости для uu - и gg -подпроцессов.

Нарушение скейлинга приводит только к небольшим изменениям при росте энергии от $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (сплошные кривые) до $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ (штриховые кривые).

PETRA и PEP (скажем, от 20 до 60 ГэВ/с), мы можем обсудить теперь продолжение этих исследований при росте энергии и увеличении светимости.

В первом случае можно ожидать довольно большого продвижения. Сечения падают с ростом p_T , но еще более с ростом x_T ($\sim \sqrt{\tau}$ при больших углах). Снижение величины $\sqrt{\tau}$ в три-четыре раза существенно помогает. Это ясно из рис. 47, на котором приведены величины $\tau dL/d\tau$ для uu и gg при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (сплошная кривая) и при $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ (штриховая кривая).

Зависимость L от \sqrt{s} слабая и сечения при фиксированном и достаточно большом p_T ($p_T \sim 50$ ГэВ/с) сильно растут при переходе от 540 к 2000 ГэВ. Хотя мы при этом можем изучать рождение струй при значительно больших значениях, однако мы останемся в области глюонных струй, преобладающих уже при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ по всему изучаемому интервалу. Они еще более доминируют при $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ при той же светимости, так как наивысшее экспериментально доступное значение x_T падает при увеличении энергии в 4 раза и сохранении той же светимости.

Существенное увеличение можно, однако, получить для тяжелых кварков, так как для достижения больших сечений должно быть выполнено условие $p_T \gg m_q$, а доступная область p_T будет существенно расширена. Тяжелые кварки должны приводить к весьма специфическим струям, обладающим многоцентральной структурой, обусловленной слабыми распадами.

большую долю импульса струи, в качестве частицы-триггера сильно [подчеркивает роль процессов с испусканием u -кварковых струй. Природа струи отдачи зависит от угла, под которым она наблюдается. Как показано на рис. 46, отдача вперед ($30^\circ < \theta < 60^\circ$) приводит к появлению u -струй примерно столь же частому, как и рождение глюонных струй, и этот эффект усиливается, когда x_e возрастает ($x_e > 1$ по определению). u -струй (связанных с валентными кварками) рождается намного больше, чем \bar{u} -струй (которые определяются $u\bar{u}$ -парами). Ситуация совершенно иная при больших углах ($60^\circ < \theta < 120^\circ$). Здесь доминируют глюонные струи (qg -рассеяние) и \bar{u} преобладают (хотя и незначительно) над u вследствие роли валентных кварков в p и рождении $u\bar{u}$ -пар.

Подчеркнув важное значение процессов рождения струй при энергиях коллайдеров и заметные величины сечений, допускающие эффективно продвинуть изучение струйных явлений за область импульсов, доступную на

Во втором случае («Isabelle») увеличение светимости на три порядка позволит достичь намного больших значений x_T (скажем, $x_T \approx 0,6$) при все еще большем сечении, нежели предельное значение, получаемое на pp -коллайдере при $x_T = 0,25$. Это, конечно, очень существенное продвижение с точки зрения изучения рождения тяжелых кварков. Одновременно можно будет изучать весьма разнообразные струи, так как кварковые струи начинают преобладать над глюонными (для $x_T \gtrsim 0,3$ при больших углах).

Тогда как на pp -коллайдерах будут, в основном, изучаться глюонные эффекты, на «Isabelle» можно будет исследовать кварк-кварковое рассеяние с очень большими переданными импульсами, если наложить высокие пороги по энергиям струй в триггерах при достижении практически измеримых значений сечений.

В этой главе о струях при энергиях коллайдеров мы широко использовали сечения рождения струй, измеряемые калориметрическим способом. Поэтому кажется уместным рассказать немного о современном состоянии дел с калориметрическими экспериментами⁷⁰. Такие эксперименты проводились в Фермиевской лаборатории с калориметрами с ограниченным телесным углом (скажем, ~ 1 стер). На рис. 40 приводились струйные сечения, измеренные таким способом в эксперименте E260⁶⁰. Конечно, экспериментальное определение струи несколько произвольно, так как при работе с калориметром возникают существенные краевые эффекты и зачастую он регистрирует только часть из тех частиц, которые следует приписать к детектируемой струе. Поэтому приходится полагаться на струйную модель, вычислять сечения в рамках конкретной модели рождения струй и их фрагментации в условиях эксперимента с калориметром, а затем уже сравнивать их с экспериментальными значениями⁶⁰. Именно такая работа была проведена и можно сделать вывод, что струйные сечения, вычисляемые в рамках теории возмущений в КХД, совместимы с наблюдаемыми (рис. 40). Проверено, что разные адроны, связанные с каждой из струй, также распределены в соответствии с ожиданиями. При этом адроны анализировались индивидуально с помощью спектрометра, соединенного с калориметром.

Однако, первый же эксперимент с калориметром, покрывающим большой телесный угол (полностью по азимутальному углу и область $50^\circ < \theta < 130^\circ$ ($\Delta y = 2$) по полярному углу), привел к результатам, которые могут вызвать беспокойство, потому что сечение реакции при заданной полной поперечной энергии оказалось намного больше (примерно в пять раз), нежели ожидаемое для рождения струй. Более того, зарегистрированные при этом типичные события не указывают на планарную структуру, ожидавшуюся из рождения струй под большими углами. На рис. 48 приведены дифференциальные сечения, наблюдавшиеся в эксперименте NA5 на SPS⁷¹, когда в качестве триггера выбиралась сначала величина полного поперечного импульса, попавшего в одноплечевой калориметр (с азимутальным раствором $\pi/2$), который являлся частью полного калориметра, а затем весь полный поперечный импульс (собранный во всем калориметре). Показано также (промежуточные точки) дифференциальное сечение для двухплечевой системы ($2 \times (\pi/2)$), когда использовались части калориметра, расположенные в противоположных сторонах по азимуту.

Большое отношение сечений для двух экстремальных выборов, в значительной степени, обусловлено тем обстоятельством, что как только в одном сегменте собрано определенное количество поперечного импульса $\sum p_T$, какой-то другой сегмент должен получить компенсирующий импульс, причем с заметной вероятностью, поскольку изучается широкий быстрот-

ный интервал. Сечение при данной $\sum p_T$ в первом случае должно тогда сравниваться с сечением при $2 \times \sum p_T$ во втором. Действительно, в то время как сечения на первых двух кривых ($\Delta\phi = \pi/2$ и $2 \times (\pi/2)$) совместны с предсказаниями струйной модели, сечение на последней кривой превышает их примерно в 5 раз. Это слишком много и показывает, что большинство конфигураций, отбираемых триггером, покрывающим полный азимутальный угол, не являются похожими на струйные.

В действительности, кажется, что основная доля событий, регистрируемых полными калориметрическими триггерами, отвечает конфигурациям с большой множественностью, где есть много «типичных» частиц с малыми p_T , а не струйным конфигурациям. Как показано на рис. 48б, хотя топологические сечения и падают с ростом множественности, они все

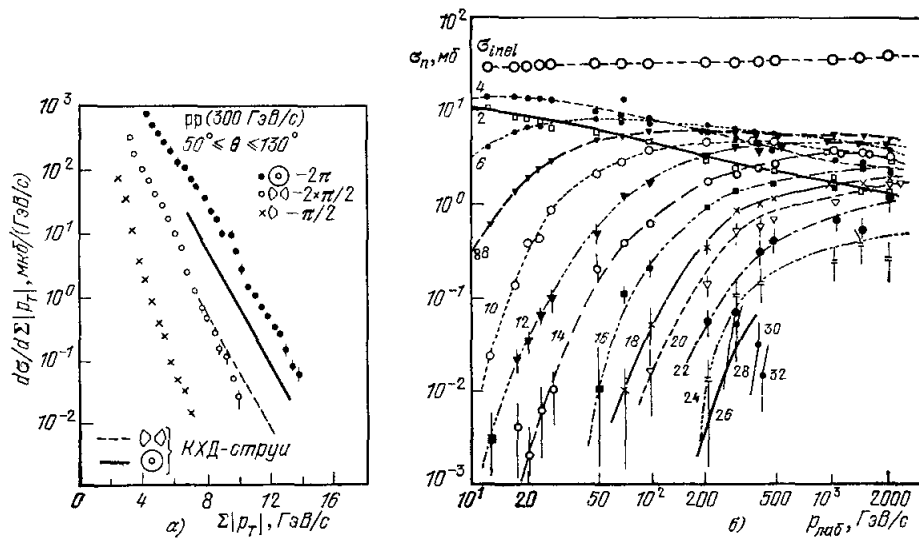


Рис. 48. а) Дифференциальные сечения при наблюдении потоков поперечного импульса с использованием калориметров разного азимутального раствора (данные эксперимента NA3 на SPS); б) Топологические сечения для заряженных частиц, наблюдаемых в pp -соударениях (результаты с пузырьковых камер в Фермиевской лаборатории). Скейлинговое распределение Кубы — Нильсона — Олесена описывает данные с хорошей точностью, а именно, $\sigma_n/\sigma_{in} = f(n/(n))/(n)$.

еще находятся на уровне 10 мкб при $n_{ch} = 24$ (больше 30 частиц). Это соответствует наивысшей множественности, зарегистрированной в пузырьковых камерах при 200 ГэВ/с. В интервале по быстроте, равном двойке, в центральной области можно ожидать $\sum |p_T| = 8$ ГэВ/с, возникающей только за счет типичных частиц с малыми p_T . Величина сечения близка к значению сечений для струи в 4 ГэВ/с, проинтегрированному по тому же телесному углу, причем 4 ГэВ/с в струе отвечает в точности 8 ГэВ/с в калориметре.

Поэтому и нельзя ожидать, что калориметр с полным азимутальным углом будет служить триггером струйных событий. Наоборот, любой триггер струй, в котором не требуется выделения большого количества поперечной энергии в сравнительно ограниченный телесный угол, встретится с серьезными проблемами, вызванными фоном.

При энергиях коллайдеров работа калориметра с большим телесным углом (покрывающим все азимутальные углы) при достаточно большом

пороге (скажем, $\sum |p_T| \gtrsim 20$ ГэВ/с) будет зависеть от наличия особых событий с очень большой множественностью. Однако, можно попытаться оценить величину фона от «стандартных» событий.

За основу таких оценок мы можем принять рост плотности плато в 2,5 раза (это значение кажется слишком большим, если экстраполировать данные ISR, но на такие значения указывают некоторые данные из эмульсионных камер, обсуждавшиеся ранее в гл. 3). Предположив, что сечения зависят лишь от отношения $n/\langle n \rangle$ (что также приводит к завышению оценки по сравнению с обычным KNO-скейлингом ⁷²), можно ожидать значения сечений около 10 мкб для $\sum |p_T| = 20$ ГэВ/с при энергиях коллайдеров (такое значение при энергиях Фермиевской лаборатории получалось для $\sum |p_T| = 8$ ГэВ/с). С учетом средней множественности можно ожидать, что в типичном событии будет собрано в калориметре около 5 ГэВ/с поперечной энергии. Таким образом, полный импульс в 20 ГэВ/с соответствует наблюдению струи с импульсом 7 или 8 ГэВ/с при ожидаемом сечении около 100 мкб (см. рис. 42). Поэтому мы ожидаем, что струйные конфигурации будут преобладать, так как они оказываются еще более предпочтительными при больших пороговых значениях триггеров. Доминирующая неструйная компонента при энергиях SPS должна стать сравнительно низким фоном при энергиях коллайдеров, где автоматически придется применять триггеры с большими p_T . Однако возможно, что распределение по множественности станет очень широким, как это случилось бы при наличии конфигураций разных типов. Тогда реакции с большой множественностью могли бы привести к появлению большого фона даже в триггерах с высоким порогом $\sum |p_T|$.

Ясное разделение между конфигурациями с большой множественностью и процессами рассеяния могло бы привести к вводящим в заблуждение заключениям. Конфигурации с большой множественностью могут возникать из нескольких струй в том же событии. Более специфические триггеры могли бы рассортировать события.

в) Сечения рождения струй и распад промежуточного бозона

Обильное рождение струй позволяет проводить множество интересных исследований. Вместе с тем, они служат очень большим фоном для изучения доминирующих (двухструйных) каналов распада Z- и W-мезонов. Вот почему нам пришлось в гл. 2 столько внимания уделить относительно редким лептонным распадам.

В случае рождения струй из распадов W-мезонов, надо заменить дифференциальное сечение (4.2), использованное для рассеяния составляющих, на выражение ³

$$\frac{d\sigma_j}{d(\cos\theta)} = \frac{1}{32\pi} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 M_W^2} \cdot \frac{2M_W^4 G^2}{\hat{s}} (1 + \cos\theta)^2. \quad (4.13)$$

С равной вероятностью рождаются $u\bar{d}$ -, $c\bar{s}$ - (и $t\bar{b}$)-струи, что указано индексом j (при $\cos\theta_c = 1$). Они получаются из $u\bar{d}$ -столкновений. Эта формула записана для W^+ и применима для W^- , если заменить $u\bar{d}$ ($c\bar{s}$) на $\bar{u}d$ ($\bar{c}s$) соответственно, что приводит к уменьшению сечения примерно вдвое в случае pp-соударений.

Надо просуммировать по цвету в конечном состоянии.

Сечение рождения струй за счет Z^0 -бозонов имеет вид

$$\frac{d\sigma_{ij}}{d(\cos\theta)} = \frac{1}{32\pi} \frac{\hat{s}^2}{(\hat{s} - M_Z^2)^2 + \Gamma_Z^2 M_Z^2} \frac{M_Z^2 G^2}{8\hat{s}} \times \\ \times [(v_i^2 + a_i^2)(v_j^2 + a_j^2)(1 + \cos^2\theta) + 8a_i v_i a_j v_j] \quad (4.14)$$

где

$$a_i = 1, \quad v_i = 1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W \quad (4.15)$$

для u -, s - и t -кварков и

$$a_i = -1, \quad v_i = -1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W \quad (4.16)$$

для d -, s - и b -кварков. В формулах (4.13) и (4.14) мы записали дифференциальные поперечные сечения через косинус угла рождения, который проявляется непосредственно в члене, нарушающем четность.

Для промежуточных Z -состояний надо суммировать по всем конфигурациям $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ и т. д., взвешенным согласно соответствующим коэффициентам (4.15) или (4.16). Процессы рождения и распада промежуточных бозонов уже обсуждались в нескольких работах²⁰. Мы отсылаем читателя к статье К. Кви́гга, упомянутой в этом списке, где обсуждаются эффекты, связанные с нарушением четности и зарядового сопряжения. Их можно усмотреть из формул (4.13) и (4.14) (при $\sin^2 \theta_W = 0,22$).

Хорошо известно, что наличие промежуточного состояния с хорошо определенной массой (полюса в амплитуде рассеяния) приводит к пику в импульсном распределении под углом 90° при значении, равном половине этой массы. Это — эффект пика Жакоба. Его можно использовать для получения доказательства существования промежуточного мезона, при измерении только импульсного распределения.

Соответствующий эффект показан на рис. 49, где указаны сечения рождения глюонных и кварковых струй, ожидаемые в процессе жесткого рассеяния (раздел 6) гл. 4) и сечение рождения u -струй, вычисленное для процесса рождения и распада W и Z -бозонов. Мы приняли $M_W = 78$ ГэВ, $M_Z = 89$ ГэВ при полных ширинах по 3 ГэВ в обоих случаях. Видно, что пик Жакоба появляется при $p_T = M/2$. Он вычислен здесь в пренебрежении поперечным импульсом промежуточного мезона. Широкое распределение поперечных импульсов полностью «размажет» его. Как следует из рис. 49а, сигнал довольно специфический, но фон значительно выше его. Ясно, что не следует придавать значение этим оценкам (рождению промежуточных бозонов и сечениям рождения струй в жестких процессах) более, чем оценкам по порядку величины. Тем не менее можно сделать вывод, что выход струй, ожидаемый за счет W - и Z -бозонов, вероятнее всего, потеряется в гуще фоновых событий.

Имеются три выхода из этой ситуации. Первый заключается в поиске лептонов. Сечения рождения лептонов заметно меньше, чем струйные сечения (выход e^+ втрое ниже выхода u -струй в случае W^+ и составляет $\sim 1/8$ от выхода u -струй для Z^0). Тем не менее, они должны превышать соответствующий фон и притом значительно. Ожидается появление лептонов за счет процесса Дрелла — Яна (гл. 2). Однако при отборе конкретного значения массы отношение сигнала к фону оказывается порядка тысячи. Лептоны могут появляться также при слабых распадах тяжелых кварков. Так как доля распадов на лептоны для тяжелых мезонов, возникающих из s -, b - и t -струй, порядка 10^{-1} , а сами струи рождаются довольно редко, сигнал должен превышать фон даже в случае инклюзивных распределений (см. рис. 49, а) и еще заметнее в случае распада на лептонные пары. Об остальном — потом.

Итак, лептонный способ отбора оказывается довольно безопасным. Вместе с тем, он отбирает только малую часть (несколько процентов) событий рождения бозонов, тогда как проблемы светимости столь критичны.

Угловое распределение, ожидаемое для струй, возникающих при рождении и распаде промежуточного бозона, весьма широкое. Это обусловлено их довольно широким распределением в продольном фазовом объеме. Поэтому маловероятно использование каких-либо угловых эффектов и эффектов асимметрии, связанных с неинвариантностью относительно пространственного отражения. Рис. 49, б показывает распределения по быстрой, ожидаемые из u -кварков при процессах жесткого рассеяния (проинтегрированных по области Δp_T в 5 ГэВ/с, соответствующей разум-

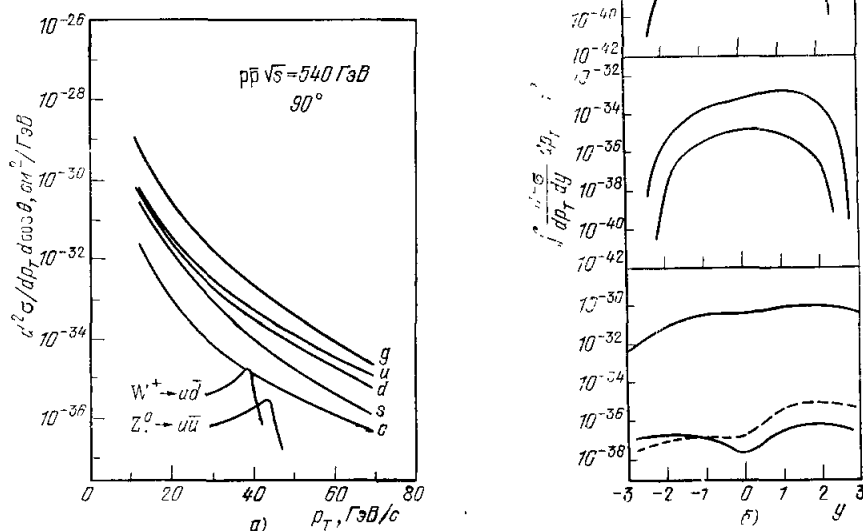


Рис. 49. а) Сечения рождения струй при больших p_T , связанных с образованием и распадом W^+ и Z^0 (при рождении u -струй), а также с жестким рассеянием составляющих (фон оказывается решающим); б) распределения по быстрой в области Δp_T около 5 ГэВ/с вблизи M для u -кварков, возникающих при рассеянии составляющих (сплошная кривая) и из распадов промежуточных бозонов (штриховая кривая).

Приведены также сечения рождения u -кварков из W и Z и за счет рассеяния составляющих при меньших p_T (12,5 ГэВ/с), где распределения простираются в широкой области углов.

ному разрешению по энергии) или же из рождения и распадов Z и W . Они получены для наиболее предпочтительных (априори) значений p_T , равных $M_Z/2$ и $M_W/2$, соответственно, а также при наименьшем значении p_T , а именно при $p_T = 12,5 \text{ ГэВ}/c$, которое наиболее предпочтительно для рождения W и Z в направлении вперед. Фон всегда оказывается преобладающим во всей области быстрой, регистрируемой даже в длинном центральном детекторе.

Вторая возможность состоит в том, чтобы сосредоточить внимание на струях, связанных с тяжелыми кварками. Выходы реакций $W^+ \rightarrow u\bar{d}$ и $s\bar{s}$ одинаковы. Выходы $Z^0 \rightarrow u\bar{u}$ и $s\bar{s}$ также одинаковы! В этом случае сигнал и фон сравнимы по величине (см. рис. 49, а). Однако можно потерять в сечениях порядок по величине, но задать однозначное выделение тяжелых кварков. Интерес к проблеме тяжелых кварков таков, что в этом

направлении надо приложить много усилий и может оказаться, что в соответствующих распределениях появится некоторая структура.

Третий способ заключается в изучении полных выходов струй, но с использованием уточненного сигнала, основанного на измерениях корреляций. Однако он не представляется весьма многообещающим. На рис. 50, а показано, насколько сильными ожидаются такие корреляции. Здесь предположено, что струя, наблюдаемая под большим углом ($60^\circ < \theta < 120^\circ$), вероятнее всего, компенсируется струей в противоположной полусфере, вылетающей также под большим углом ($60^\circ < \theta < 120^\circ$) и лежащей в той же самой плоскости. Дифференциальные сечения рождения такой конфигурации с равными p_T в обе стороны для $u\bar{d}$ (W^+) и $u\bar{u}$ (Z^0) струй представлены как функции от p_T .

Виден явный пик в обоих случаях при $p_T = M/2$. Показан также фон от КХД-струй, отобранных по тем же критериям. Он остается очень большим. Сравнительная малость выгоды, полученной таким образом, обусловлена, конечно, слабостью угловых корреляций между струями

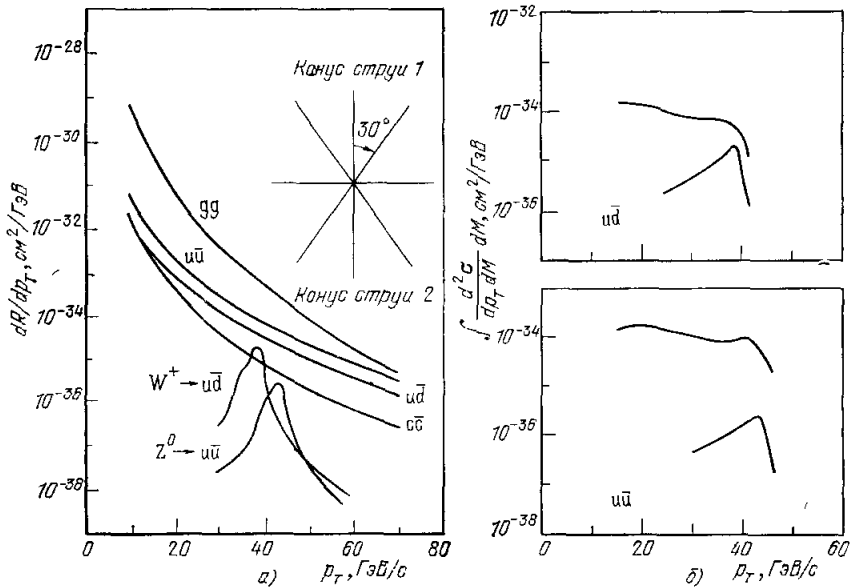


Рис. 50. а) Сечения рождения пары струй в противоположных конусах при угле раствора 30° вокруг 90° (наблюдение таких коррелированных струй явно выделяет рождение W и Z ; тем не менее фон остается более сильным); б) сечения рождения $u\bar{d}$ (для W^+) и $u\bar{u}$ (для Z^0).

Сравнивается сигнал, ожидаемый из рождения и распада промежуточного бозона, и фон, связанный с рассеянием, при использовании жесткого обрезания по инвариантным массам.

при всех механизмах их рождения. Несомненно, можно пойти дальше и наложить строгие ограничения по массе. Результат показан на рис. 50, б. Дифференциальное поперечное сечение $d^2\sigma/dp_T dM$, проинтегрированное по импульсному разрешению $8 \text{ ГэВ}/c$, показано как функция от p_T для областей, которые отдают предпочтение рождению W^+ (от 72 до 84 ГэВ) и Z^0 (от 82 до 94 ГэВ). Все это проделано, соответственно, для случаев рождения $u\bar{d}$ - и $u\bar{u}$ -струй. Однако фон от струй, образованных при жестком рассеянии, остается все еще высоким (наиболее важными опять оказываются глюон-глюонные взаимодействия, как показано на рис. 50, а).

По-видимому, можно прийти к заключению, что выделить сигнал таким способом практически безнадежно.

Конечно, во всех этих предсказаниях имеется большая неопределенность и, в особенности, это касается глюонных струй. Тем не менее можно сделать вывод, что, несмотря на относительно низкие сечения, лептонный сигнал представляется единственной реальной возможностью (лептонные пары в случае Z^0 и недостающая лептону энергия в случае W). В других ситуациях надо полагаться на везение. Однако опираться на них сейчас невозможно.

г) Рождение тяжелых кварков

Хотя сечения рождения очарованных струй относительно малы (они составляют несколько процентов от полного рождения струй), они все же вполне заметны. Более того, если рассмотреть $p_T \gtrsim 10$ ГэВ/с, то b - и c -струи могут оказаться равноправными с остальными. При увеличении сведений о таких струях, поступающих с PETRA и PEP, конечно, будут найдены достаточно хорошие методы их выделения.

Так как мы произвольно предположили полное отсутствие очарованных кварков в море, полученные нами сечения рождения очарованных струй (см. рис. 43) применимы к любым кваркам при условии, что можно

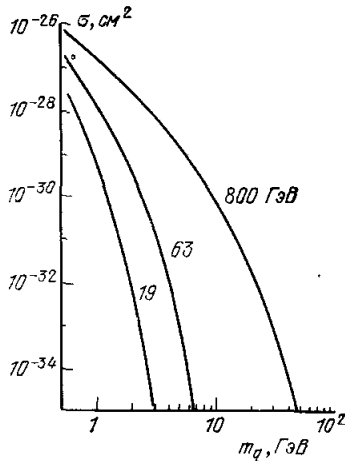


Рис. 51. Сечение рождения кварковых пар как функция от массы кварка.

Здесь рассмотрены глюон-глюонные взаимодействия при трех различных энергиях, существенных для $p\bar{p}$ -столкновений.

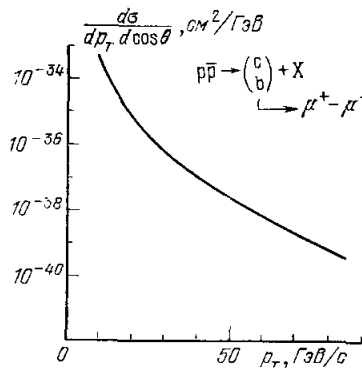


Рис. 52. Сечения рождения лептонов μ^+ и μ^- , или e^+ и e^- , ожидаемые при лептонных распадах c - и b -кварков, рождающихся в $p\bar{p}$ -соударениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

пренебречь пороговыми эффектами. Это требование наверняка выполняется в случае $p_T \gg m_q$, так как $p_T^2 \sim \hat{s}$. Грубо говоря, сечение рождения очарованных струй при больших p_T (см. рис. 43) по порядку величины указывает сечение рождения любого нового тяжелого кварка. Обычно оно задает скорость рождения при $p_T > m_q$. Расчеты по теории возмущений можно провести более аккуратно, учитывая массы в соответствующих амплитудах реакций (4.5) и интегрируя с подходящими кинематическими ограничениями²³. В качестве примера на рис. 51 приведено полное сечение рождения пары кварков как функция от массы кварка, вычисленное в предположении о том, что оно происходит за счет взаимодействия $gg \rightarrow q\bar{q}$

(единственный существенный процесс в pp -взаимодействиях). Три приведенные кривые соответствуют $\sqrt{s} = 19$ ГэВ (SPS), 63 ГэВ (ISR) 800 ГэВ («Isabelle»). Сечения в pp -соударениях оказываются того же порядка по величине, хотя и несколько выше из-за заметного влияния $q\bar{q}$ -аннигиляции. При энергиях коллайдера, в принципе, можно достичь довольно больших значений масс. При светимости 10^{30} предельное значение (одно событие в день) будет достигнуто при $M = 40$ ГэВ (pp -соударения при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ). Это вдвое превышает область, изученную на PETRA и PEP. И все же проблемы с фоном могут быть определяющими. Это в особенности верно потому, что сечение рождения имеет пик вблизи порога ($\hat{s}^{1/2} = 2m_q$) и большинство соответствующих струй будут иметь сравнительно низкие p_T . Тем не менее, лептоны, возникающие при распадах, должны получать большую энергию за счет больших масс кварков и их можно будет детектировать ⁷⁴.

Рождение c - и b -кварков, идущее с практически равными и вероятностями при энергиях коллайдеров, приведет к существенному выходу лептонов. Это можно оценить, предполагая долю лептонных распадов на уровне 10% и задавая распределения лептонов в виде

$$F_c^*(\xi) = 0,6 (1 - \xi)^2 \left[1 - \frac{2(1 - \xi)}{3} \right], \quad (4.17)$$

$$F_d^*(\xi) = 0,2 (1 - \xi) \left[1 + \frac{1 - \xi}{2} - \frac{2}{3} (1 - \xi)^2 \right], \quad (4.18)$$

как ожидается из стандартной $V - A$ -связи для s - и \bar{s} -кварков, соответственно. На рис. 52 приведены полученные таким способом распределения электронов. Ожидаемые сечения не должны привести к заметному фону при поисках W и Z даже на однолептонном уровне. Показанные на рис. 52 сечения отвечают сумме выходов μ^+ и μ^- . Вновь наглядно видно, насколько важно хорошее разрешение при поисках узких векторных состояний по их распадам на лептонные пары.

д) Интенсивный источник цвета

Протоны и антипротоны очень высокой энергии постоянно рассматриваются как широко распределенные по энергии несепарированные пучки кварков и глюонов. В частности, глюонная дифференциальная светимость оказывается достаточно высокой при условии, если $\sqrt{\tau} < 0,15$ (см. рис. 37). Поэтому коллайдер $p\bar{p}$ (или pp) оказывается эффективным прибором для рождения всего, связанного с цветом, если только массы не слишком велики ($M = \sqrt{\tau s} \leq M_Z$, скажем, при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ). Мы уже видели, что для тяжелых кварков ограничения возникают вследствие фона, а не из-за малых сечений рождения при $M_q \leq 40$ ГэВ. Помимо кварков можно искать другие доселе неизвестные объекты, которые могли бы быть связаны с цветом подобно кваркам и глюонам.

Сейчас существует интересная возможность, которая известна ⁷⁵ под общим названием гиперцвета и мы кратко обсудим здесь возможные аспекты этой новой схемы, которые могли бы проявиться при энергиях коллайдеров. В принципе, могли бы существовать фермионы нового типа Q , которые были бы связаны с цветом так же, как и кварки, но, помимо того, взаимодействовать другим способом — за счет гиперцвета, связывающего их на очень малых расстояниях. В частности, они могут образовывать $Q\bar{Q}$ -мезоны, которые проявлялись бы как точечные частицы вплоть до огромных пробных импульсов порядка 0,5 ТэВ. Заметим, что в типичных адронных

состояниях, обусловленных удержанием цвета, соответствующие пробные импульсы порядка 0,5 ГэВ. Такие связанные QQ -состояния могли бы быть нейтральными по цвету. Но другие могли бы иметь цвет и потому быть связанными, но уже на типичных адронных расстояниях.

Бесцветные мезоны служат основой всей идеи. Доказательство наличия цветных объектов придало бы ей экспериментальную поддержку. В действительности, идея заключается в том, чтобы связать такие бесцветные скалярные мезоны с хиггсовскими мезонами стандартной модели. Некоторые из этих мезонов могли бы обладать нулевой массой, получающейся за счет динамического нарушения киральной симметрии, наложенной с самого начала ⁷⁶. Они могли бы создать требуемое хиггсовское поле, не требуя при этом отхода от теории, в которой фермионы со спином $1/2$ и калибровочные поля были бы единственными фундаментальными компонентами. Но при этом должны появляться связанные состояния, обладающие цветом. В свою очередь, они уже приобретут массу за счет их связи с глюонами. Именно их можно было бы надеяться обнаружить при энергиях коллайдеров. Будучи связанными с глюонным полем, такие нейтральные мезоны могли бы по-одиночке рождаться в глюон-глюонных столкновениях примерно так же, как W и Z -бозоны рождались бы, в соответствии с нашими ожиданиями, в соударениях кварка с антикварком.

В рамках такой схемы появляется новая, очень богатая спектроскопия в области масс 10—1000 ГэВ ⁷⁵. Тогда как e^+e^- -ускоритель (LEP) будет лучше приспособлен для поисков заряженных частиц (рождение пар), на коллайдере можно будет делать то же самое (промежуточный глюон заменяет промежуточный фотон), а кроме того рождать по-одиночке нейтральные частицы, заметно расширив таким образом область исследуемых масс.

Что касается идентификации некоторых связанных состояний с хиггсовскими мезонами, то игра представляется весьма изощренной. Мы можем проиллюстрировать это несколькими соотношениями, указывающими на порядок величин — уровень, на котором мы вынуждены оставаться сейчас.

Хиггсовские поля рассматриваются как $Q\bar{Q}$ -конденсат, состоящий из новых полей Q с отличным от нуля вакуумным средним $\langle\phi\rangle$. Поскольку это — хиггсовские поля и, как таковые, они ответственны за массу Z -мезона, то должно выполняться соотношение

$$M_Z \propto e \langle\phi\rangle. \quad (4.19)$$

Масса Z -мезона возникает за счет спонтанного нарушения симметрии и e есть константа связи в стандартной модели (мы остаемся на уровне оценок по порядку величины и не проводим различия между разными константами связи). Фермиевская константа связи соотносится с e следующим образом:

$$\sqrt{G} \propto \frac{e}{M_Z}. \quad (4.20)$$

Наконец, так как хиггсовское поле является конденсатом, вакуумное среднее $\langle\phi\rangle$ равно константе слабой связи F_π , которая определяет хорошо известную постоянную распада пиона f_π , определенную как

$$\langle 0 | A_\mu(0) | \pi(q) \rangle = f_\pi q_\mu, \quad (4.21)$$

но уже для $Q\bar{Q}$ -конденсата. Из определения F_π следует, что

$$\langle\phi\rangle = F_\pi. \quad (4.22)$$

Комбинируя (4.19), (4.20) и (4.22), можно записать

$$\sqrt{G} \propto (F_\pi)^{-1}. \quad (4.23)$$

Теперь можно рассмотреть образование цветного партнера в глюон-глюонных взаимодействиях. Константа связи, вычисляемая в одно- Q -фермионном петлевом приближении, записывается в виде

$$g \propto \frac{\alpha_s M}{F_\pi}, \quad (4.24)$$

причем сечение рождения дается формулой

$$\sigma \propto \frac{\alpha_s^2}{F_\pi^2} \tau \frac{dL_{gg}}{d\tau}. \quad (4.25)$$

Вычисление почти совпадает с тем, что делают при расчете времени жизни π^0 в однопетлевом приближении с кварковой петлей. Введенная константа связи, g , безразмерна. Через M обозначается масса цветного мезона. Можно предположить, что величина $(F_\pi)^{-1}$, которая определяется размером связанной системы тяжелых фермионов, должна быть одного и того же порядка величины, независимо от того, обладает эта система цветом или нет. Тогда, используя формулу (4.23), можно сравнить сечение рождения такой системы с соответствующим сечением рождения Z -бозонов (см. гл. 2):

$$\sigma_Z \propto G\tau \frac{dL_{uu}}{d\tau}. \quad (4.26)$$

Можно сделать вывод, что сечение рождения такого нового объекта (который должен существовать, если хиггсовские мезоны являются связанными состояниями цветных фермионов, взаимодействующих посредством сильно связывающего поля гиперцветных сил) должно быть уменьшено по сравнению с сечением рождения промежуточных бозонов на множитель $\alpha_s^2 \sim 0,01$ и уменьшено или увеличено соответственно отношению дифференциальных светимостей gg и uu . Эти светимости приведены на рис. 47. Масса, близкая к массе Z -мезона, соответствовала бы в этом случае пределу детектируемых сечений рождения при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, например, при скорости счета порядка нескольких событий в день. Масса порядка 100 ГэВ, в то же время, может быть чересчур ограничивающей, так как современные предсказания отвечают области масс от 100 до 1000 ГэВ. Изучение более высоких масс может быть проведено двумя способами: либо увеличивая энергию (удерживая $\sqrt{\tau}$ на предельном значении), либо увеличивая светимость. Как видно из рис. 47, переход от $\sqrt{s} = 540$ к $\sqrt{s} = 2000$ ГэВ или же увеличение величины светимости на три порядка приведут к подобным результатам. Таким образом можно было бы достичь масс вплоть до 300 ГэВ со скоростями счета на уровне нескольких событий в день.

Если такой массивный мезон рождается и фрагментирует (он связан за счет цвета), его надо попытаться поискать среди огромного фона. Трудно придумать какой-либо надежный сигнал. Тем не менее, вероятным сигналом может быть распад по каналу γg (подавленный только множителем порядка 10 по сравнению с преобладающим распадом на gg). При этом получатся γ -кванты с $p_T \approx M/2$, дающие пик Жакоба, как уже обсуждалось выше в связи с рождением промежуточных бозонов. Хотя эти соображения еще весьма ненадежны, а сделанные оценки подвержены серьезным ошибкам, все же целесообразно поискать структуру в спектре высокоэнергичных мезонов или γ -квантов, которую можно было бы увидеть вплоть до $p_T = 40$ или 50 ГэВ при светимости 10^{30} (см. рис. 45). Цель проведенного рассмотрения состоит просто в том, чтобы проиллюстрировать некую совершенно

новую физику, к изучению которой можно было бы подойти с адрон-адронными взаимодействиями при очень высоких энергиях. Это — так называемый «хиггсовский сектор», открывающий богатую и новую область ⁷⁷.

ПОСЛАНИЕ

Такой перспективный взгляд на физику при энергиях коллайдеров должен быть представлен с подобающей скромностью. Он учитывает имеющиеся сведения и принятые точки зрения, основанные на анализе адронных взаимодействий при энергиях ISR и на впечатляющих успехах стандартной модели слабых и электромагнитных взаимодействий, проявившихся в последнее десятилетие. Однако, при этом проводится экстраполяция на целый порядок по величине энергии в системе центра масс с использованием теории возмущений в КХД таким образом, который может оказаться слишком грубым после того, как больше станет известно и понято. Хотя мы можем следовать некоторым ведущим направлениям, но должны приближаться к области энергий коллайдеров с благоговением и огромным ожиданием экспериментальных результатов. Мы действительно, надеемся, что промежуточные бозоны окажутся на месте уготованной им встречи. И тем не менее наверняка нас ждет много неожиданностей.

Эта статья появилась в результате многих лекций, прочитанных одним из нас (М. Жакоб) за последние несколько лет, и дала ему возможность собрать идеи и информацию по физике при энергиях коллайдеров. Начало этому было положено в 1976 и 1977 гг. в летних семинарах в Фермиевской лаборатории и Аспене, а также в связи с проектом ЕСФА.

Особенности, общие для физики коллайдеров и e^+e^- -аннигиляции при очень высоких энергиях, были вскрыты в летнем совещании по проекту LEP в 1978 г. Тематический симпозиум в NIKEF (Амстердам) в 1979 г., серия лекций на симпозиуме в Спотине и еще более полные лекции в MIT, прочитанные в начале 1980 г., привели к написанию этого обзора, в который включены результаты многих расчетов, проведенных совместно обоими авторами.

Мы хотели бы подчеркнуть, что этот обзор во многом обязан подробным обзорам, написанным нашими коллегами в связи с изучением проектов «Isabelle» и «Fermilab Collider». Действительно, из этих исследований получено множество очень ценных сведений.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА И ПРИМЕЧАНИЯ

1. Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1967, v. 19, p. 1264.
Salam A.— In: Elementary Particle Theory, relativistic Groups and Analyticity: Proc. of the 8th Nobel Symposium. Aspenasgarden, 1968/Ed. N. Svartholm.— Amsterdam: Almqvist and Wiksell, 1968, P. 367.
Обзор см.: Abers E., Lee B.— Phys. Rept., 1973, v. 9, No. 1.
2. Musset P., Vialle J. P.— Ibid., 1978, v. 38, No. 5.
Калибровочные теории и физика нейтрино.— Phys. Rept. reprint. V. 2.— Amsterdam: North-Holland, 1978.
3. Детальный обзор Z^0 , ожидаемого в e^+e^- -соударениях, см.: LEP Summer Study.— CERN 79-01, 1979.
Ellis J. SLAC-2177.—1978.
4. Rubbia C.— In: Proc. of EPS Intern. Conference on High Energy Physics Geneva, 1979.— Geneva: CERN, 1980. — P. 791.
Van Hove L., Jacob M.— Phys. Rept., 1980, v. 62, No. 1.
5. Johnson K. Nucl. Instrum. and Meth., 1973, v. 108, p. 205.
6. Giacomelli G., Jacob M.— Phys. Rept., 1979, v. 55, No. 1.
7. Brookhaven ISABELLE reports BNL 50648 (1977); BNL 50885 (1978).
8. Mohl D., Petrucci G., Thorndahl L., van der Meer S. — Phys., Rept., 1980, v. 58, No. 2.

9. Fermilab Report/The Tevatron Project.— 1980.
10. Подробный обзор струйных явлений см.:
Proc. of Symposium on Jets in High Energy Collisions. Copenhagen, 1978.— Phys. Scripta, 1979, v. 19, p. 69.
Jacob M.— Цит. в ⁴ сб.— p. 473.
Общий обзор рождения частиц с большими p_T и струй см.:
Sivers D. I., Blankenbachelor R., Brodsky S. J.— Phys. Rept., 1976, v. 23, No. 1.
Ellis S. D., Stroynowski R.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 753.
Jacob M., Landshoff P. V.— Phys. Rept., 1978, v. 48, No. 4.
11. Foa L.— Ibid., 1975, v. 22, No. 1.
Whitmore J.— Ibid., 1974, v. 10, No. 5; 1976, No. 5.
12. Обсуждение моделей множественного рождения см.:
Horn D.— Phys. Rept., 1972, v. 4, No. 1.
Slansky R.— Ibid., 1974, v. 11, No. 3.
Dremin I. M., Dunaevskii A. M.— Ibid., 1975, v. 18, No. 3.
13. Feinberg E. L.— Ibid., 1972, v. 5, No. 5.
14. Светимость L определяется как отношение скорости счета N к соответствующему поперечному сечению σ . В случае ускорителей с двумя кольцами (ISR или «Isabelle») светимость определяется током и геометрией (см. ⁶). В случае синхротрона, используемого как pp-коллайдер, она определяется взаимодействием пучков.
15. Wilson R. R.— Rev. Mod. Phys., 1979, v. 51, p. 259.
16. Richter B. Nucl. Instrum. and Meth., 1976, v. 136, p. 47.
17. Report CERN/ISR-LEP/79-33.— 1979.
18. Обзор вычислений по теории возмущений в КХД см.:
Buras A. J.— Rev. Mod. Phys., 1980, v. 52, p. 199.
Dokshitzer Yu. L., Dyakonov D. I., Troyan S. J.— Phys. Rept., 1980, v. 58, No. 5.
Ellis J., Sachrajda Ch.— In: Proc. of Cargèse Summer Institute on Quarks and Leptons, 1979, N. Y.: Plenum Press, 1980.— P. 285.
Reya E. Perturbative QCD.— To be published in Physics Reports.
19. Experiments at CERN in 1980.— Geneva: CERN, 1980.— Содержит пять уже одобренных экспериментов.
20. Dreil S. D., Yan T.— Ann. of Phys., 1971, v. 66, p. 578.
Применение этого формализма к рождению промежуточных бозонов в рамках партонной модели обсуждается в:
Quigg C.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 49, p. 297.
Peierls R., Trueman T., Wang L. L.— Phys. Rev. Ser. D, 1977, v. 16, p. 1397.
21. Feynman R. P. Photon Hadrone Interactions.— N. Y.: Benjamin, 1972.
(См. перевод: Фейнман Р. П. Взаимодействие фотонов с адронами.— М.: Мир, 1975.)
22. Cobb J. H. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 72, p. 273.
Kourkoulis C. et al.— Ibid., 1980, v. 91, p. 475.
Yoh J. K. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 41, p. 684.
Angelis A. L. S. et al.— Preprint CERN-EP/79-112, 1979.
Antreasyan D. et al.— Preprint CERN-EP/80-75, 1980.
23. A²BCSY Collaboration at the ISR.
Некоторые параметризации описаны в: Stroynowski R. Lepton-pair production in Hadron Collisions (to be published in Physics reports).— Некоторые данные, описанные здесь, взяты из этого обзора по рождению лептонных пар.
24. Kluberg L. et al.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 37, p. 1751.
Badier J. et al.— Phys. Lett., 1979, Ser. B, v. 89, p. 145.
25. De Groot J. G. H. et al.— Zs. Phys., 1979, Bd 1, S. 143; 1979, v. 82, p. 292.
26. Kubar-Andre J., Paige F. E.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 19, p. 221.
Altarelli G., Ellis R. K., Martinelli G.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 143, p. 521; v. 146, p. 544.
27. Buras A. J., Gaemers K. J.— Ibid., 1978, v. 130, p. 249.
Owen J. F., Reya E., Gluck M.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 1501.
Справедливость приближения главных логарифмов для таких структурных функций в КХД см. ¹⁸.
28. Donnachie A., Landshoff P.— Nucl. Phys. Ser. B, 1976, v. 112, p. 233; Zs. Phys. Ser. G, 1980, Bd. 4, S. 231.
Craigie N. S.— Phys. Rept., 1978, v. 47, No. 1.
29. Подробный обзор распадов кваркониев см.: Краммерс М., Крассман Н.— In: Proc. of Schlading School, 1979.— Acta Phys. Austriaca, 1979, Suppl. 21, p. 259.
30. Quigg C., Rosner J.— Phys. Rept., 1979, v. 56, No. 4.
Grosse H., Martin A.— Ibid., 1979, v. 60, No. 6.

31. Обзор основных свойств рождения частиц см.:
 Van Hove L.— Phys. Rept., 1971, v. 1, No. 7.
 Frazer W. et al.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 284.
 Применение к анализу современных данных см. ^{6, 11, 12}.
32. Amaldi U. et al.— Phys. Lett., 1973, v. 44, p. 112.
 Amendolia S. R. et al.— Ibid.,
 Amaldi U. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 145, p. 367.
 Обзор см.: Giacomelli G.— Phys. Rept., 1976, v. 23, No. 2.
 Следует также указать здесь на первое свидетельство о росте сечения Кр; см.:
 Denisov S. P. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1971, v. 36, p. 415.
33. Abarbanel H. D. I. et al.— Phys. Rept., 1976, v. 21, No. 3.
 Baker M., Ter-Martirosyan K.— Ibid., 1977, v. 28, No. 1.
34. Данные получены японо-бразильской коллаборацией с эмульсионных камер.
 Важная информация о результатах, полученных в космических лучах, содержится в: Proc. of 14th Intern. Cosmic Ray Conference. Munich, 1975.— Munich: Max-Planck Institut fur extraterrestrische Physik, 1975; Proc. of 15th Intern. Cosmic Ray Conference. Plovdiv, 1977.— Sofia: Bulgarian Acad. Sci., 1978; Proc. of 16th Intern. Cosmic Ray Conference. Kyoto, 1979.— Sofia: Bulgarian Acad. Sci., 1979.— Данные космических лучей при очень высоких энергиях описаны в: Mc G usker C. B. A.— Phys. Rept., 1975, v. 20, No. 4.
35. Amaldi U. et al.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v. 26, p. 187.
 Moshe M.— Phys. Rept., 1978, v. 37, No. 3.
 Fischer J.— Scattering Laws at Very High Energy and Small Momentum Transfer (to be published in Physics Reports).
36. Landschoff P. Rapporteur's talk.— In: Proc. of 17th Intern. Conference on High Energy Physics. London, 1974.— Chilton, Didcot; Rutherford Lab., 1974.— P. 57, и цит. там литература.
 Buras A. J., Dias de Deus J.— Nucl. Phys. Ser. B, 1974, v. 71, p. 481.
37. Nagy E. et al.— Ibid., 1979, v. 150, p. 221.
38. CERN-Annecy-Genova-Copenhagen-Oslo-UC London Collaboration. Paper presented at Intern. Conference on High Energy Physics. Madison, Wisconsin, 1980.
39. Сравнение рождения частиц в pp - и e^+e^- -реакциях см.: B a s i l e M. et al. Preprint CERN-EP/80-26.— 1980. Обзор рождения частиц в e^+e^- -аннигиляции см.:
 Wolf G. DESY 80/13.— 1980.
 Proc. of CERN-JINR School of Physics. Dobogoko, Hungary, 1979.— Budapest: Hungarian Academy of Sciences. Central Research Institute for Physics, 1980.— V. 1 p. 192.
40. Mueller A.— Phys. Rev. Ser. D, 1970, v. 2, p. 2963.
41. Fubini S.— In: Proc. of 4th Scottish Universities' Summer School. Newbattle Abbey. Edinburgh, 1963.— Edinburgh: Oliver and Boyd, 1964.— P. 259, и цит. там литература.
42. Quettler K. et al.— Phys. Lett., 1976, v. 64, p. 111.
43. Ganguli G. N., Roy D. P.— Phys. Rept., 1980, v. 67, No. 2.
 Альтернативный подход см.: Carruthers P. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1972, v. 41, p. 597.
44. Konishi K., Ukaawa A., Veneziano G.— Ibid., 1978, v. 78, p. 243.
 Amati D., Veneziano G.— Ibid., 1979, v. 83, p. 87.
45. Thome W. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1977, v. 129, p. 365.
46. Кластерная модель рождения частиц описывается в ^{11, 12}. Сейчас разделение между резонансом и кластером остается неопределенным. Данные о корреляциях между тяжелыми частицами очень нужны для проведения такого разделения.
47. Обзор процессов дифракционного возбуждения см.: Ka i d a l o v A.— Phys. Rept., 1979, v. 50, No. 3.
48. Gaisser T., Yodh G.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1980, v. 30, p. 475.
49. Lattes C., Fujimoto Y., Hasegawa S.— Phys. Rept., 1980, v. 65, No. 3.— Некоторые данные в этом обзоре заимствованы из указанной статьи, к которой мы отсылаем читателя за обсуждениями.
50. Первое доказательство было получено в трех экспериментах на ISR:
 Banner M. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1973, v. 44, p. 537.
 Busser F. W. et al.— Ibid., 1973, v. 46, p. 471.
 Alper B. et al.— Ibid., 1973, v. 44, P. 521.
51. Общий обзор явлений при больших p_T см. ¹⁰. Сравнение струй в e^+e^- -аннигиляции и в реакциях с большими p_T см.: J a c o b M.— In: Proc. of CERN-JINR School of Physics. Dobogoko, Hungary, 1979.— Budapest: Hungarian Academy of Sciences. Central Research Institute for Physics, 1980.— V. 1, p. 192; Proc. of Advanced Study Institute. St. Croix, 1980 (to be published by Plenum Press).
 Понятие о струе в КХД впервые обсуждалось в: Sterman G., Weinberg S.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 39, p. 1436.

- Современный обзор см.: Mueller A. Perturbative Quantum Chromodynamics (to be published in Physics Reports).
52. Явный расчет сечений в партонной модели см.: Ellis S., Kisslinger M.— Phys. Rev. Ser. D, 1974, v. 9, p. 2027.
 53. Полный обзор см.:
Field R. Lecture Notes. La Jolla Institute, 1978.— In: Quantum Chromodynamics: AIP Conf. Proc., 1978, No. 53, p. 97.
Feynman R., Field R., Fox G.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 18, p. 3320.
 54. Combridge R., Kripfganz J., Ranft J.— Phys. Lett. Ser. B, 1977, v. 70, p. 234.
Cutler R., Sivers D.— Phys. Rev. Ser. D, 1978, v. 16, p. 679; v. 17, p. 196.
 55. Angelis A. L. S. et al.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 79, p. 505.
Clark A. G. et al.— Ibid., 1978, v. 74, p. 267.
Kourkouvelis C. et al.— Ibid., 1979, v. 84, p. 271.
 56. Использование калориметра в виде триггера на встречных пучках очень затруднено. Недавний прогресс позволяет надеяться, что это можно сделать достаточно эффективно.
 57. Darriulat P. Rapporteur's talk.— In: Proc. of 18th Intern. Conference on High Energy Physics. Tbilisi, 1976.— Dubna, JINR, 1976.— P. A4-23.— Здесь приведены свидетельства о наличии струй в реакциях с большими p_T . Более недавние данные см.:
Darriulat P.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1980, v. 30, p. 159.
 58. Albrow M. G. et al.— Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 145, p. 305. Информация из разных экспериментов ISR собрана в: Jacob M. Rapporteur's talk.— Цит. в ¹⁰ сб.
 59. Cobb J. H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1420.
 60. Bromberg C. et al.— Ibid., 1977, v. 38, p. 1447; 1979, v. 42, p. 1202; Nucl. Phys. Ser. B, 1978, v. 134, p. 189.
Rohlf J. CalTech. Thesis.— 1980.
 61. Jostlein H. et al.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 146.
 62. Furmanski W., Pokorski S. Preprint CERN TH. 2665.— 1979.— Следует подчеркнуть, что согласие с данными обусловлено специальной параметризацией глюонных распределений, которая еще недостаточно хорошо определена; см. обсуждение в работе E. Reya — См. ¹⁸.
 63. Horgan R., Jacob M. Preprint CERN TH.2824.— 1980.— Несколько рисунков для данного обзора взяты из этой статьи.
 64. Sachrajda C.— Phys. Lett. Ser. B, 1978, v. 76, p. 100.
 65. Это подробно обсуждается в: Dokshitzer Yu. I. et al.— См. ¹⁸.
 66. Kunszt Z., Pietarinen E. DESY 79/34.— 1979.
 67. См., например: Paige F., Protopopescu S. D. ISAJET, BNL report DD 19.— 1980.
 68. См. доклады: Winter K.— Цит. в ³ сб.
 69. Willis W.— In: Darmstadt Workshop on Heavy Ion Collisions, 1980, и недавние результаты экспериментов R418 и R807 в ISR (не опубликовано).
 70. См. ⁶⁰ и: Selove W. Univ. Pennsylvania report 70(E).— 1979.
 71. Seyboth J. et al.— In: Proc. of Rencontre de Moriond, 1980; Proc. Intern. Conference on High Energy Physics, Madison, Wisconsin, 1980 (to be published).
 72. Koba Z.— In: CERN-JINR School of Physics. Ebeltoft, Denmark, 1973.— CERN 73-12, 1973.— P. 171.
 73. Combridge B. L. CERN TH. 2574.— 1979.
 74. Pakvasa S. et al.— Phys. Rev. Ser. D, 1979, v. 20, p. 2862.
 75. Susskind L.— Ibid., p. 2619.
Susskind L., Fährli E. Technicolor and Techniquarks (to be published in Physics Reports).
 76. Weinberg S.— Phys. Rev. Ser. D, 1976, v. 13, p. 974; 1979, v. 19, p. 1277.
 77. Dimopoulos S., Susskind L.— Nucl. Phys. Ser. B, 1979, v. 153, p. 237.
Dimopoulos S.— Ibid., 1980, v. 168, p. 69.
Обсуждение ожидаемых сечений и фона см.:
Hayot F., Napoly O. Saclay preprint DPHT-86.— 1980.