

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539 125.4

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПРОТОНОВ ПРИ НАИВЫСШИХ
УСКОРИТЕЛЬНЫХ ЭНЕРГИЯХ***И. М. Дремин*

Самые высокие энергии соударения ускоренных в лабораторных условиях частиц достигнуты в ЦЕРНе на ускорителях со встречными пучками — ISR- и SPS-коллайдерах. Максимальные энергии в системе центра масс равны соответственно 63 и 540 ГэВ, что отвечает энергиям в системе покоя одной из сталкивающихся частиц около 2 ТэВ и 150 ТэВ. В ISR-коллайдере пучок протонов может сталкиваться с встречным протонным или же антипротонным пучками, тогда как в SPS-коллайдере навстречу протонам летят только антипротоны.

Мы рассмотрим результаты, полученные на обоих коллайдерах, поскольку хотя SPS-коллайдер значительно превышает ISR по энергии, но, например, изучение различия в протон-протонных и протон-антипротонных соударениях доступно нам лишь до энергий ISR-коллайдера. Кроме того, сопоставление данных в этих двух энергетических интервалах позволяет выявить общие тенденции в поведении основных характеристик взаимодействий адронов при очень высоких энергиях.

Подробное обсуждение физики частиц при энергиях ускорителей-коллайдеров уже проводилось на страницах УФН (см. статью Хоргана и Жакоба, УФН, 1982, т. 136, с. 219). В этой краткой заметке будут приведены данные экспериментов, выполненных на коллайдерах в 1982—1983 гг., по изучению основных характеристик взаимодействий протонов с протонами и антипротонами, т. е. по измерению полных сечений, реальной части амплитуды упругого рассеяния вперед, дифференциального сечения упругого рассеяния, неупругих процессов при малых и больших переданных импульсах. Приводимые данные публиковались в виде препринтов ЦЕРН, в отдельных статьях в различных журналах (чаще всего в «Physics Letters», где, начиная с конца 1981 г., практически в каждом номере появлялись статьи с данными от коллайдеров), в трудах конференций «XIII Multiparticle Dynamics» (Волендам, Голландия, 1982 г.) и «Proton-antiproton Interactions» (Ла-План, Франция, 1983 г.) *).

4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Уже при энергиях Серпуховского ускорителя (до 70 ГэВ в лабораторной системе) было замечено, что полное сечение взаимодействия протонов с протонами перестает падать с ростом энергии (так называемый «серпуховский эффект»). После запуска ISR-коллайдера в 1971 г. было обнаружено, что сечения взаимодействия частиц начинают заметно увеличиваться с ростом энергии. Эта тенденция сохранилась и при энергиях

*) Я не буду касаться данных о промежуточных бозонах (см. УФН, 1983, т. 141, с. 499).

SPS-коллайдера. От серпуховских энергий до SPS-коллайдера сечения растут более чем в полтора раза, как видно из рис. 1. Приведем численные данные о полных сечениях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ (три крайние правые точки на рисунке): $66 \pm 7 \pm 3$ мбн (UA4, 1982), $71 \pm 7 \pm 3$ мбн (UA4, 1983); $64,5 \pm 9,3 \pm 4$ мбн (UA1, 1983)*).

К сожалению, три цифры с большими ошибками не заменяют давно ожидаемой одной, но с малыми ошибками. Увеличение светимости ускорителя решит эту проблему.

При более высоких энергиях существует лишь косвенная оценка, основанная на некоем пересчете данных, полученных в космических лучах на установке «Fly's Eye». Она приводилась в докладах Йодха на упомянутых выше конференциях:

$$\sigma_{pp}(\sqrt{s} \sim 15 \text{ ТэВ}) \sim 120 \text{ мбн.}$$

Для сравнения приведем таблицу данных при энергиях ISR. Наглядно виден рост сечений. Интересно отметить, что разность сечений продолжает падать с ростом энергии. В достаточно широком интервале (при энергиях

Т а б л и ц а

Полные сечения протон-протонного, протон-антипротонного взаимодействия и их разность при энергиях ISR

Энергия \sqrt{s} , ГэВ	σ_{tot}^{pp} , мбн (группа, год)	$\sigma_{tot}^{p\bar{p}}$, мбн (группа, год)	$\Delta\sigma$, мбн (группа, год)
30,6	—	$40,26 \pm 0,2$ (R 211, 1982)	—
52,8	$44,70 \pm 0,40 \pm 0,13$ (R 210, 1982)	$43,26 \pm 0,20 \pm 0,13$ (R 210, 1982)	$1,44 \pm 0,45$ (R 210, 1982) $0,96 \pm 0,30 \pm 0,13$ (R 211, 1982)
62,3	$45,25 \pm 0,3$ (R 210, 1983)	$44,68 \pm 0,22$ (R 210, 1983)	$0,57 \pm 0,30$ (R 210, 1983)
62,5	$44,33 \pm 0,29$ (R 211, 1983)	$43,93 \pm 0,27$ (R 211, 1983)	$0,40 \pm 0,32$ (R 211, 1983)

выше 10 ГэВ) эту разность можно хорошо аппроксимировать следующей феноменологической зависимостью: $\Delta\sigma \approx 78,2 s^{-0,57}$, откуда при подстановке s в ГэВ² получается разность сечений в мбн. Такая зависимость соответствует нашим представлениям о вторичных реджевских траекториях.

*) В скобках указывается экспериментальная группа, сообщившая данный результат и год его опубликования. Первая цифра после основной — статистическая ошибка, вторая — систематическая погрешность. Относительно данных группы UA4 следует иметь в виду, что в них может быть дополнительное систематическое завышение на 1—2 мбн, связанное с тем, что в этом эксперименте фактически выдается не σ_{tot} , а значение произведения $(1 + \rho^2) \sigma_{tot}$, где ρ — отношение вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед, которое согласно оценкам по дисперсионным соотношениям может лежать в пределах от 0,1 до 0,2 при этой энергии (см. ниже). Появление такой комбинации связано с тем, что путем использования оптической теоремы можно исключить неопределенность в измерениях, обусловленную плохим знанием светимости ускорителя, выразив $(1 + \rho^2) \sigma_{tot}$ только через измеряемые величины — долю упругих процессов и наклон дифракционного конуса. Группа UA1 измеряет $(1 + \rho^2)^{1/2} \sigma_{tot}$, т. е. поправка к их данным примерно вдвое меньше. На Европейской конференции по физике высоких энергий в Брайтоне (июль 1983 г.) этой группой была приведена также цифра $67,6 \pm 5,9 \pm 2,7$ мбн. Если использовать предсказываемое теоретически значение $\rho \approx 0,15$, то усреднение всех данных даст величину полного сечения $\sigma_{tot} = 67 \pm 4 \pm 2$ мбн.

Функциональная зависимость сечений от энергии не противоречит предельному ограничению типа $\ln^2 s$, налагаемому теоремой Фруассара. Следует, правда, отметить, что численно сечения все еще значительно ниже предельных фруассаровских значений. Теоретическое понимание такого

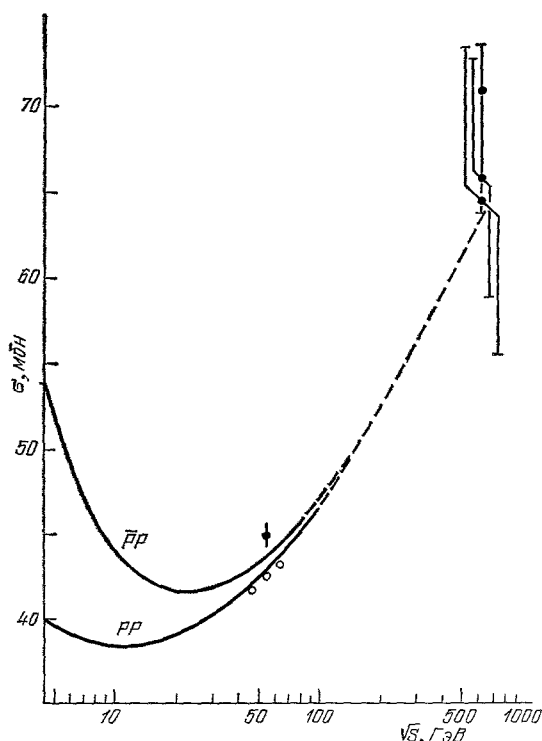


Рис. 1. Поведение полных сечений взаимодействия протонов с протонами (светлые кружки) и антипротонами (темные кружки) в зависимости от энергии.

роста сечений требует знания природы ведущей реджевской особенности померона, который должен быть «надкритическим», т. е. лежать выше 1. Такая особенность могла бы получиться в мультипериферической кластерной теории. С ростом энергии обычно учитывают перерасеяния, т. е. многопомеронные обмены.

2. УПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ

Доля упругих процессов в полном сечении слабо меняется (если меняется вообще) при переходе от ISR- к SPS-коллайдеру:

$$\frac{\sigma_{el}}{\sigma_{tot}} = 17,6 \pm 0,4 \pm 0,3\% \text{ при ISR и } 20 \pm 2\% \text{ при SPS.}$$

Отношение вещественной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед измерено лишь до ISR-энергий. Как известно, оно близко к нулю при $\sqrt{s} \sim 20\text{--}30$ ГэВ (т. е. при лабораторной энергии около 300 ГэВ), отрицательно при меньших энергиях и положительно при больших, возрастая от $0,029 \pm 0,10$ при $\sqrt{s} = 30,6$ ГэВ (R 211, 1982) до $0,10 \pm 0,02$ при $\sqrt{s} = 62,5$ ГэВ (R211, 1982) в протон-протонных взаимодействиях. Данные по протон-антипротонным взаимодействиям менее точ-

ные, но не противоречат ожиданиям: $\rho^{\bar{p}p} = 0,14 \pm 0,13$ при $\sqrt{s} = 62,5$ ГэВ с $\Delta\rho \equiv \rho^{\bar{p}p} - \rho^{pp} = 0,04 \pm 0,04$ (R 211, 1982). При энергиях SPS-коллайдера непосредственных данных об этом отношении нет. Теоретические оценки дают интервал значений от 0,1 до 0,2 в зависимости от вида экстраполяции хода сечений при более высоких энергиях. Наиболее разумные цифры близки к $0,14 \pm 0,03$.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния (рис. 2) экспоненциально падают с ростом квадрата переданного импульса $|t|$ при малых значениях его, причем в области $|t| < 0,2$ ГэВ² наклон дифракционного

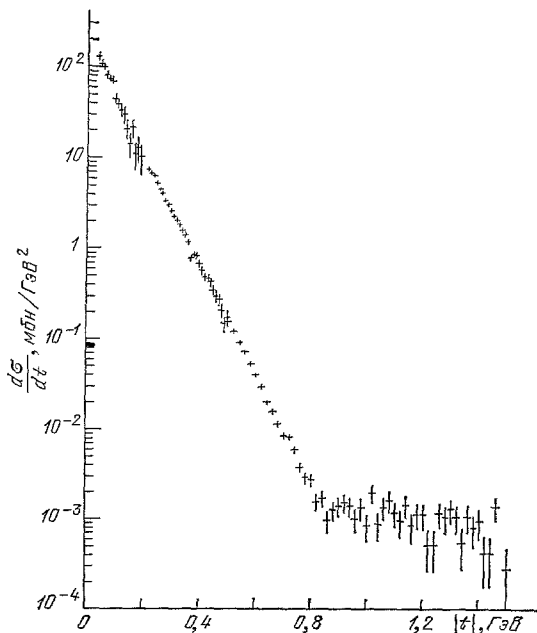


Рис. 2. Дифференциальное сечение протон-антипротонного упругого рассеяния при энергии $\sqrt{s} = 540$ ГэВ.

конуса заметно больше, чем в области $|t| > 0,2$ ГэВ². В районе $0,8 < |t| < 1,4$ ГэВ² при SPS-энергиях образуется широкое плечо и не заметно провала («дипа»), наблюдавшегося при низких энергиях. Вообще, $d\sigma/dt$ падает на 6 порядков по величине при изменении $|t|$ от 0,03 до 1,5 ГэВ². Значения наклона дифракционного конуса $b_{\bar{p}p}$ ($d\sigma/dt \sim \exp(b_{\bar{p}p}t)$) в области $|t| < 0,2$ ГэВ² при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ таковы: $17,2 \pm 1,0$ ГэВ⁻² (UA4, 1982), $17,6 \pm 1,0$ ГэВ⁻² (UA4, 1983), $17,1 \pm 1,0$ ГэВ⁻² (UA1, 1983), а в области $|t| > 0,2$ ГэВ² наклон конуса равен $13,6 \pm 0,2$ ГэВ⁻² (UA4, 1983), $13,7 \pm 0,2$ ГэВ⁻² (UA1, 1983). Для сравнения приведем соответствующие цифры при ISR-энергии $\sqrt{s} = 52,8$ ГэВ (R 210, 1982):

$$\begin{aligned} |t| < 0,2 \text{ ГэВ}^2: & \quad b_{\bar{p}p} = 13,92 \pm 0,37 \pm 0,22 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ & \quad b_{pp} = 13,09 \pm 0,37 \pm 0,23 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ |t| > 0,2 \text{ ГэВ}^2: & \quad b_{\bar{p}p} = 10,68 \pm 0,20 \text{ ГэВ}^{-2}, \\ & \quad b_{pp} = 10,34 \pm 0,30 \text{ ГэВ}^{-2}. \end{aligned}$$

Видно, что дифракционный пик становится все уже по мере увеличения энергии. В области ISR протон-антипротонные сечения идут не-

сколько круче протон-протонных. Характер изменения сечения (плавный или с изломом) в районе $|t| = 0,2 \text{ ГэВ}^2$ пока не выяснен и будет изучаться специально.

3. НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ

а) Область малых поперечных импульсов

Как и при более низких энергиях, на SPS-коллайдере в неупругих процессах рождаются в основном частицы с малым поперечным импульсом относительно оси столкновения. Так, дифференциальное сечение рождения частиц с поперечным импульсом $0,3 \text{ ГэВ}/c$ на семь порядков больше сечения при поперечном импульсе $10 \text{ ГэВ}/c$. Поэтому средние характеристики неупругих процессов практически полностью определяются частицами с малым поперечным импульсом.

Средняя множественность заряженных частиц на SPS-коллайдере заметно выросла по сравнению с ISR. Приводятся такие значения: $27,4 \pm 2$ (UA5, 1982) и $26,5 \pm 1,0$ (UA5, 1983) для инклюзивных процессов. Для сравнения, при ISR-энергиях соответствующая цифра была около 15 (R 210, 1982). В процессах, где нет однократных дифракционных возбуждений нуклона, средняя множественность выше: $28,9 \pm 0,4$ (UA5, 1983). В ограниченной области сравнительно малых псевдобыстрот η средняя множественность заряженных частиц в событии меньше: $21,1 \pm \pm 1,0$ при $|\eta| < 3,5$, где $\eta = -\log \tan(\theta/2)$, θ — угол вылета частицы (UA1, 1983). Закон роста средней множественности с энергией близок к $\ln^2 s$.

В первом приближении распределение частиц по множественности хорошо описывается обычно приводимыми кривыми скейлинга Кобы-Нильсена — Олесена, хотя намечаются некоторые отличия — более узкий максимум при малых множественностях и увеличение роли процессов с множественностью, заметно превышающей среднюю.

Инклюзивное распределение вторичных частиц по псевдобыстроте имеет ту же форму «шляпы» (или «колокола» со слегка вдавленной серединой), что и при ISR-энергиях, но высота «шляпы» и ширина ее заметно увеличились (одна половина ее показана на рис. 3). Рост высоты распределения заметно превышает рост сечения, что видно из значения сечения при нулевой быстроте $\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\eta} \Big|_{\eta=0}$, которое было равно приблизительно 2 при ISR-энергиях (рис. 3), а стало примерно в полтора раза больше при SPS-энергии: $3,3 \pm 0,2$ (UA1, 1982, 1983), $2,7 \pm 0,15$ (UA5, 1982, 1983) — для инклюзивных распределений и $3,1 \pm 0,1$ (UA5, 1982, 1983) — для событий без однократного дифракционного возбуждения нуклона. Хотя полуширина распределения и выросла с $3,25$ до примерно 4 , этот рост

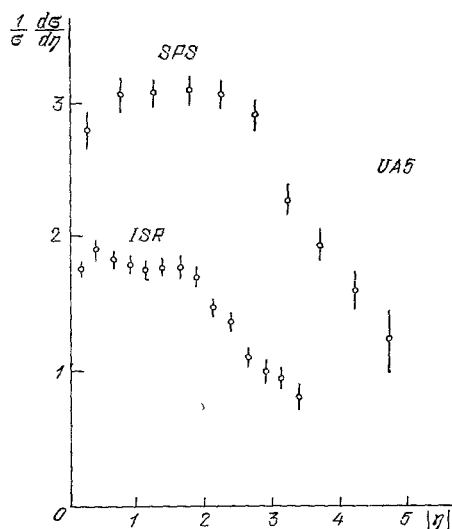


Рис. 3. Распределения по псевдобыстроте вторичных частиц, рожденных в неупругих протон-антипротонных взаимодействиях при энергиях ISR (нижние точки), и SPS-коллайдеров (верхние точки).

заметно меньше расширения возможного (допустимого законами сохранения) интервала быстрот при переходе от ISR к SPS.

С ростом множественности полуинклюзивное (при заданном числе частиц) распределение по быстрой становится более узким и все четче проявляет максимум.

Как и при энергиях ISR, на SPS-коллайдере отмечают сильные близкие корреляции двух частиц по быстрой (с $\Delta y \approx 2$). В то же время стали более заметны дальнodelствующие корреляции. Например, среднее число частиц, летящих в заднюю полусферу, линейно растет с увеличением числа частиц в передней полусфере: $\langle n_B \rangle = a + b n_F$ (где $b \approx 0,5$ и слегка увеличивается с энергией). Отметим, что в e^+e^- -аннигиляции подобная корреляция отсутствует (там $\langle n_B \rangle$ не зависит от n_F).

Отмечают также рост среднего поперечного импульса рожденных частиц. Так, для заряженных пионов он вырос до 440 МэВ/с (UA1, 1982, 1983) по сравнению с 360 МэВ/с при ISR. Еще заметнее рост среднего поперечного импульса тяжелых частиц: от значения около 400 МэВ/с при ISR он вырос до 700 ± 120 МэВ/с в случае К-мезонов и до 670 ± 200 МэВ/с в случае Λ -гиперонов (UA5, 1982). Интересно отметить здесь же, что доля протонов по отношению к сумме каонов и пионов осталась примерно такой же, как на ISR, тогда как доля каонов по отношению к пионам выросла на 40% в интервале поперечных импульсов от 0,4 до 1,4 ГэВ (UA2, 1983).

Интересно, что в области $E_T \sim 25-30$ ГэВ происходит заметное изменение характера процесса. Тогда как при меньших E_T имеет место практически линейная зависимость E_T от числа частиц в струях, то при больших E_T наблюдается рост импульса этих частиц при весьма слабой зависимости их числа от E_T .

Характерные особенности обнаружены и для гамма-квантов при SPS-энергии. Среднее число гамма-квантов линейно растет с ростом числа заряженных частиц с наклоном $d\langle n_\gamma \rangle / dn_{ch} = 0,90 \pm 0,08$, как и следовало ожидать, если они получают из распадов нейтральных пионов. В этом случае должны были бы совпадать средние множественности заряженных пионов и гамма-квантов (по два на один нейтральный пион). Однако измеренное значение $\langle n_\gamma \rangle = 34 \pm 2$ заметно превышает $\langle n_{ch} \rangle$, указанную выше. Это отличие можно объяснить, если предположить, что рождается заметное число η -мезонов (их доля по отношению к нейтральным пионам оценивается как 0,32 (UA5, 1982, 1983) или даже 0,55 (UA2, 1982)). Основное превышение числа гамма-квантов над заряженными пионами сосредоточено в области малых псевдобыстрот — там, где на рис. 3 образуется плато с небольшим провалом при $|\eta| < 2$. Соответствующее распределение для гамма-квантов плавно спадает от значения около 4,5 при $\eta = 0$ до 3 при $|\eta| = 2$, а при больших $|\eta|$ практически совпадает с тем, что показано на рис. 3.

Свойства средних характеристик инклюзивных и полуинклюзивных распределений заряженных частиц достаточно хорошо описываются теоретическими схемами, содержащими в качестве «затравки» надкритический померон и учитывающими эффекты перерасеяния.

б) Область больших поперечных импульсов

Хотя процессы с рождением частиц с большими поперечными импульсами составляют малую долю всех неупругих процессов, с ними связаны большие надежды на выяснение партонной структуры адронов. Экспоненциальный спад дифференциального сечения при малых поперечных импульсах сменяется степенным падением инклюзивных распределений частиц с большим поперечным импульсом. Однако наблюдать «чистый» закон p_T^{-4} ,

который ожидался бы при доминантности кварковых диаграмм с одноглюонным обменом, пока не удалось. Более того, в литературе неоднократно обсуждался вопрос о том, наблюдаются ли вообще кварковые (или глюонные) струи в адронных взаимодействиях с большими поперечными импульсами. Разнообразие мнений было связано с разными постановками экспериментов (триггеры или 4π-калориметры). Сейчас, видимо, можно утверждать, что на этот вопрос получен ответ: струи, действительно, существуют, но надежная идентификация их возможна при достаточно большой суммарной поперечной энергии события $E_T > 30$ ГэВ ($E_T = \sum_i E_i \sin \theta_i$).

Этот вывод был сделан вначале по результатам экспериментов R 807 и R 110 (1983 г.) на ISR, а затем струи наглядно проявились на SPS-коллайдере. Исследовалась такая характеристика, как циркулярность события, определяемая как $C = 2 \sum_i q_{Ti}^2 / \sum_i p_{Ti}^2$, где q_{Ti} и p_{Ti} , соответственно, попе-

речные импульсы к осям струй и к оси соударения. Она равна единице для сферически-симметричных событий и нулю — для вытянутых вдоль одной оси (оси струй). Оказалось, что инклюзивное распределение при $\sqrt{s} = 30$ ГэВ описывается плавной кривой с максимумом при $C \approx 0,6$ и близко к даваемому обычным цилиндрическим фазовым объемом. При $\sqrt{s} = 45$ ГэВ, выделив события с $25 < E_T < 30$ ГэВ, экспериментаторы обнаружили в их распределении по циркулярности новый пик при малых $C \approx 0,2$. А когда при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ были отобраны случаи с $35 < E_T < 40$ ГэВ, то все распределение имело только один резкий максимум при $C \approx 0,05$, что свидетельствовало о явно струйном характере событий.

Аналогичные выводы можно было сделать и по зависимости C от E_T . При $E_T \lesssim 30$ ГэВ $C \approx 0,6$, а при больших E_T она резко падает к нулю. Доля струйных событий растет с ростом E_T от одного-двух процентов при $E_T = 20$ ГэВ, до 80 % при 40 ГэВ.

Согласно результатам той же группы в этом интервале поперечных импульсов спад дифференциальных сечений с ростом поперечного импульса носит степенной характер, а не экспоненциальный, как это было при энергиях ISR.

Интересное и необычное поведение наблюдается в эксклюзивной реакции $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-$ при $s^{1/2} = 63$ ГэВ. Дифференциальное сечение этого процесса как функция от массы пары пионов после прохождения через максимум и плавного спада обнаруживает резкий спад при $M_{\pi\pi} \sim 1$ ГэВ и потом плато до массы $\sim 1,4$ ГэВ, которое сменяется постепенным падением, а затем опять резким скачком вниз и вторым плато при массах $\sim 1,6$ ГэВ. Если образование пионной пары происходит за счет взаимодействия двух глюонов (из партонного состава адронов), то эти «аномалии» в поведении сечения можно было бы связать с проблемой существования глюболов.

Четкие струи наблюдались на SPS-коллайдере. Большая начальная энергия позволяет зарегистрировать струи с очень большими E_T . Так, например, имеются два случая с $E_T = 186$ и 161 ГэВ соответственно; наблюдалось несколько десятков струй с полной массой (энергией в СЦМ струи), большей 50 ГэВ. Два примера наиболее типичных струй показаны на рис. 4. Распределение по углу рождения струй в системе центра масс сталкивающихся партонных широкое и обладает максимумом при угле порядка 60° , что иногда интерпретируется как одноглюонный обмен между сталкивающимися глюонами — партонами начальных адронов *).

*) Напомним, что при энергии SPS-коллайдера глюоны становятся наиболее «активными» партонами адронов (подробнее см. обзор Р. Хоргана и М. Жакоба, упомянутый выше).

Интересно отметить также, что в 20% струй с поперечным импульсом выше 12 ГэВ было обнаружено рождение чармированных частиц (это идентифицировалось по максимумам в распределениях масс $K\pi$ - и $K\pi\pi$ -систем, которые должны наблюдаться при рождении и распаде D - и D^* -мезонов).

Таким образом, наблюдение струй явилось наглядным подтверждением правильности представлений о партонной структуре адронов. Пока

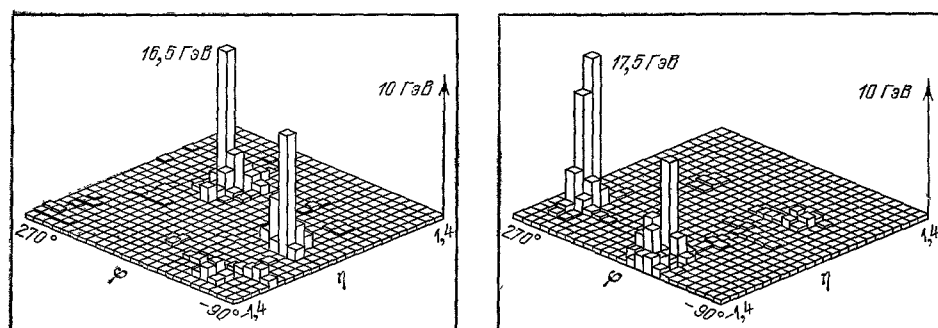


Рис. 4. Два характерных примера появления струй в протон-антипротонных соударениях на SPS-коллайдере.

(По осям отложены псевдобыстрота η , азимутальный угол ϕ и поперечная энергия E_T .)

в таких процессах не найдено никаких отклонений от качественных предсказаний квантовой хромодинамики.

4. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ СОБЫТИЯ

На SPS-коллайдере был предпринят также поиск таких экзотических событий, как Кентавры, указания на которые появлялись в космических лучах при несколько больших энергиях (события с большим числом вторичных заряженных частиц и аномально малым числом нейтральных частиц). Таких событий не нашли ни в группе UA5 (1982 г.), ни в UA1 (1983 г.). Так, при статистике в 48 000 событий получено ограничение на сечение рождения Кентавров $\sigma_{\text{prod}} < 1$ мкбн. Возможные объяснения: 1) энергия SPS-коллайдера мала по сравнению с теми энергиями, при которых Кентавры наблюдались в космических лучах; 2) в космических лучах имеется некая экзотическая компонента; 3) Кентавры объясняются весьма редкими флуктуациями.

Подводя итог, можно сказать, что исследования на SPS-коллайдере уже принесли много новых сведений о свойствах адронов и их взаимодействиях при высоких энергиях. Несомненно, что увеличение статистики эксперимента поможет не только уточнить общие характеристики, описанные выше, но и выявить более тонкие особенности явления.