

АДРОННЫЕ СТРУИ И СТРУЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В КОЛЛАЙДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

А.М.Мусеев

Институт физики высоких энергий, Протвино

Сделан общий обзор данных по адронным струям, полученных в экспериментах на e^+e^- , e^-p - и $\bar{p}p$ -коллайдерах. В начале обзора рассмотрены феноменологические и теоретические подходы к описанию механизма фрагментации партонов и различные экспериментальные переменные, используемые при анализе струй. Затем проведено критическое сравнение алгоритмов по поиску струй в e^+e^- -аннигиляции и даны некоторые физические результаты, полученные при анализе структуры многоструйных аннигиляционных событий. Особое внимание в обзоре уделено экспериментам на $\bar{p}p$ -коллайдерах ЦЕРН и ФНАЛ. В основных чертах описаны детекторы с 4π -геометрией, рассмотрены использованные процедуры поиска струй, приведены и интерпретированы данные по инклюзивному и множественному образованию струй. В обзоре рассмотрены также первые экспериментальные результаты, полученные на коллайдере HERA, которые свидетельствуют о множественном образовании струй в ep -взаимодействиях. В целом показано, что все приведенные экспериментальные данные полностью согласуются с предсказаниями теории возмущений КХД. В заключение приведены первые примеры использования в коллайдерных экспериментах техники струйной спектроскопии и рассмотрены возможности струйной спектроскопии при исследовании тяжелых частиц на коллайдерах следующего поколения.

A general survey is given of data on the hadronic jets, obtained in the experiments at e^+e^- , e^-p and $\bar{p}p$ colliders. It starts with the consideration of the phenomenological and theoretical descriptions of the parton fragmentation in a jet and of the various experimental variables used in the jet analysis. Then different jet finding algorithms developed for the e^+e^- -annihilation are critically compared and some physical results stemmed from the study of the structure of multijet annihilation events are outlined. Special attention is given in this report to the experiments at the $\bar{p}p$ colliders at CERN and FNAL. The main features of the 4π -detectors are described, the used procedures of the jet identification are discussed and the data on the inclusive and the multiple production of high energy jets are presented and interpreted. The first experimental results obtained at HERA, which give clear evidence for the multijet production in ep -interactions, are also discussed. It is shown, that all quoted experimental data firmly support the predictions of the perturbative QCD. Finally, the first examples of the jet spectroscopy technique application in the collider experiments are outlined and the potentialities of the jet spectroscopy for heavy particle search at the future colliders are considered.

1. ВВЕДЕНИЕ

Новые теоретические идеи и экспериментальные открытия, приведшие к становлению в 70-е годы квантовой хромодинамики (КХД) [1], существенно изменили наши представления о природе сильных взаимодействий. Однако построение полной теории взаимодействий адронов еще далеко от завершения даже в секторе глубоконеупругих процессов (ГНП), где в рамках теории возмущений (ТВ) по малой (на малых расстояниях) константе связи α_s КХД получены наиболее значительные результаты. Если взять за основу пространственно-временную картину ГНП, то достаточно строгое теоретическое описание получено лишь для взаимодействий точечноподобных (пока до $\sim 1,4 \cdot 10^{-17}$ см) партонов и эволюции разлетающихся партонов до расстояний около $5 \cdot 10^{-15}$ см от точки взаимодействия. Однако процесс превращения виртуальных партонов в наблюдаемые адроны конечного состояния, которые появляются на расстоянии $(0,5-1,0) \cdot 10^{-13}$ см от точки взаимодействия, еще не имеет однозначной интерпретации и является предметом активных теоретических и экспериментальных исследований.

Основным результатом, полученным при изучении этапа эволюции партонов на расстояниях $10^{-14} + 10^{-13}$ см, является открытие адронных струй, т.е. обособленных групп адронов, заселяющих ограниченные области фазового пространства, и объяснение механизма их образования на полукачественном уровне.

В современной физике высоких энергий адронные струи, с одной стороны, являются новым объектом регистрации, который занял место отдельных адронов, бывших основным объектом регистрации в экспериментах при меньших энергиях. С другой стороны, сейчас уже стало очевидным, что сам процесс фрагментации партонов в адронные струи связан с основополагающими представлениями КХД, поэтому детальное изучение структуры струй имеет большую самостоятельную ценность.

Настоящий обзор посвящен истории становления этого нового направления физики высоких энергий на примере экспериментальных исследований на e^+e^- и адронных (hh) коллайдерах, где были получены наиболее важные результаты.

2. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ К ОПИСАНИЮ ФРАГМЕНТАЦИИ ПАРТОНОВ

Понятие адронной струи как наблюдаемого образа партона с высокой энергией возникло на феноменологическом уровне в первой половине

70-х годов и окончательно утвердилось с завершением разработки основных положений КХД. Среди побудительных мотивов, заставивших физиков обратиться к разработке концепции этого нового процесса адронобразования, основную роль сыграли два следующих. Во-первых, для объяснения ненаблюдаемости кварков нужно ввести новый вид поля, обладающего свойством, позднее названным «асимптотической свободой». Во-вторых, измеренная экспериментально зависимость $\sim p_t^{-8}$ спектра адронов при больших p_t , вместо ожидаемой для жесткого рассеяния партонов зависимости $\sim p_t^{-4}$ [2], заставляла предположить о существовании дополнительного промежуточного механизма перераспределения импульса жестко рассеянного партона между несколькими адронами.

На возможность перехода жесткого партона в струю адронов в поле, обладающем высокой поляризуемостью вакуума, одним из первых указал Дж.Д.Бьеркен. В развитие этой идеи в работе [3] с помощью формализма квантовой электродинамики решена соответствующая одномерная задача. В частности, показано, что после рождения пары заряженных фермионов с импульсами $Q/2$ по мере их расхождения при определенной поляризуемости вакуума заряд фермионов во все большей степени будет экранироваться наведенным зарядом, что приведет через время $t = Q/m^2$ к аннигиляции начальных зарядов с наведенными и образованию бозонов с массой m .

В этой работе сделан вывод о том, что в ГНП в направлении «выбитого» партона должна появляться струя адронов, множественность которых растет как логарифм от квадрата переданного 4-импульса.

2.1. Феноменологические модели независимой фрагментации. Из-за неразвитости техники расчетов в рамках КХД начальные попытки описать механизм распределения импульса фрагментирующего партона между адронами струи на количественном уровне были основаны на феноменологических моделях независимой фрагментации.

Одной из первых и наиболее популярной из них является модель Филда — Фейнмана (МФФ) [4,5], в которой были впервые введены многие фундаментальные принципы образования адронных струй из быстрых партонов. Доведение развитого в ней формализма до уровня, обеспечивающего его прямое использование в расчетах по методу Монте-Карло (МК), и удачная параметризация введенных в модели функций распределения обеспечили широкое использование этой модели при анализе экспериментальных данных на первом этапе исследований образования струй. Идеи Филда и Фейнмана сыграли столь значительную роль в становлении новых представлений о механизмах адронобразова-

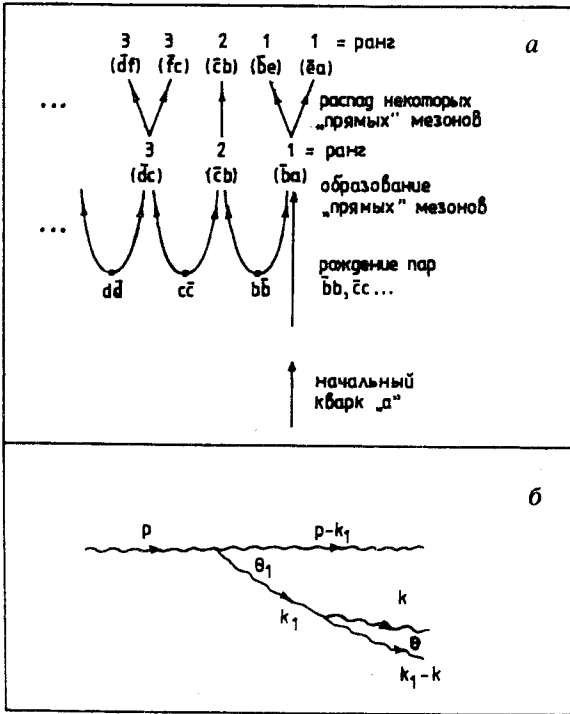


Рис.1. Схематическое изображение фрагментации партона в МФФ (а) и глюонного каскада в КХД (б)

ния, что до сих пор заслуживают хотя бы краткого ознакомления с ними, хотя к настоящему времени несовершенство этой модели уже очевидно.

В основу МФФ положен простой каскад кварк — мезон — кварк, реализующийся за счет последовательной рекомбинации кварков из $q\bar{q}$ -пар, рождающихся в цветном поле начального кварка a . Схема «иерархии» образовавшихся мезонов (барионы в исходной МФФ не рассматривались) приведена на рис.1,а. Согласно этой картине кинематические характеристики образовавшегося «прямого» мезона (который может быть резонансом) существенно определяются его местом в цепочке последовательных переходов кварк — мезон — кварк, названным в [5] рангом мезона. В этой работе было предположено, что в образовавшейся в результате такого каскада струе распределение частиц по продольному импульсу определяется феноменологической производящей функцией $f(\eta)$, задающей вероятность того, что мезон первого ранга, который содержит начальный

кварк a , оставляет остальному каскаду относительную часть начального импульса $\eta = 1 - z_1$, где $z_1 = \xi_1/W_0$, ξ_1 — продольный импульс мезона первого ранга, W_0 — импульс первичного кварка. В этих обозначениях вероятность того, что мезон первого ранга имеет импульс ξ_1 в интервале $d\xi_1$, равна $f(1 - \xi_1/W_0) d\xi_1/W_0$, вероятность того, что мезон второго ранга имеет импульс ξ_2 в интервале $d\xi_2$, равна $f(1 - \xi_2/W_1) d\xi_2/W_1$, где $W_1 = W_0 - \xi_1$, и т.д. В конечном счете, вероятность того, что появляется каскад последовательно образовавшихся мезонов, в котором k -й мезон будет иметь продольный импульс ξ_k в интервале $d\xi_k$, может быть записана в виде

$$P(\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_k, \dots) d\xi_1 d\xi_2 \dots d\xi_k \dots = \prod_{i=1}^{\infty} f(\eta_i) d\eta_i, \quad (1)$$

где $\eta_i = \xi_i/W_{i-1}$. Это приводит к рекурсивному интегральному уравнению

$$F(z) = f(1 - z) + \int_z^1 f(\eta) F(z/\eta) d\eta/\eta, \quad (2)$$

где $F(z)$ — вероятность появления в кварковой струе прямого мезона любого ранга с относительным продольным импульсом z .

После учета различных ароматов кварков наблюдаемая экспериментально фрагментационная функция $D_q^h(z)$ первичных мезонов h , образующихся при фрагментации этого кварка, принимает вид

$$D_q^h(z) = A_q^h f(1 - z) + B^h \bar{F}(z). \quad (3)$$

В этом выражении функция $\bar{F}(z)$, задающая вероятность появления любого первичного мезона ранга более высокого, чем первый, с относительным продольным импульсом z , вычисляется через функцию $f(\eta)$, а коэффициенты A_q^h и $B^h = \sum_q \gamma_q A_q^h$ выражаются через константы γ_q , определяющие вероятность образования $q\bar{q}$ -пар разных ароматов. Выражение (3) может быть легко расширено для учета рождения векторных резонансов в качестве первичных мезонов.

Из физических соображений и на основе анализа экспериментальных данных, проделанного авторами [4], для фрагментации легких кварков была предложена простая параметризация

$$f(\eta) = 1 - a + a(b + 1)\eta^b, \quad (4)$$

где a — константа, подбираемая при подгонке экспериментальных данных (обычно берется $a = 0,77$), и $b = 2$. Для тяжелых кварков позже была предложена функция $f(\eta) = (b + 1)(1 - \eta)^b$, где $b = 0,2$ и 4 для s -, b - и t -кварков соответственно.

Распределение мезонов по поперечному импульсу в МФФ вводится дополнительно на основе предположения о локальном сохранении поперечного импульса при образовании пары $\bar{q}_i q_i$. Абсолютные значения поперечного импульса этих кварка и антикварка q_{Ti} задаются гауссовым распределением

$$P(q_{Ti}^2) = \exp(-q_{Ti}^2/2\sigma_q^2) d^2q_{Ti}. \quad (5)$$

В этом случае все мезоны ранга выше первого имеют одинаковое p_T -распределение со средним $\langle p_T^2 \rangle = 2\sigma^2$, где $\sigma = \sqrt{2}\sigma_q$ (подгонка к экспериментальным данным дала $\sigma \cong 350$ МэВ/с).

Опыт использования МФФ для описания инклюзивных спектров частиц, образовавшихся в струях, показал, что она правильно воспроизводит основные характеристики кварковых струй, особенно в области быстрых частиц. Однако эта модель имеет ряд очевидных недостатков. Так как безмассовые партоны в ней фрагментируют в адроны, обладающие массой, выполнение законов сохранения энергии и импульса достигается искусственным путем после завершения процедуры моделирования ливня. Кроме того, МФФ не воспроизводит нарушения скейлинга, обусловленного Q -зависимостью фрагментационных функций.

Часть этих недостатков МФФ были устранены в работе Али и др. [6] на основе формализма КХД. В частности, в ней была определена Q -зависимость функции $f(\eta)$, что привело к уменьшению с ростом Q заселенности в области больших z . В этой же работе была сделана попытка получить фрагментационную функцию для глюона в рамках предположения, что глюон первоначально конвертирует в $\bar{q}q$ -пару.

Дальнейшее развитие МФФ получила в работе Майера [7], в которой введен механизм рождения в каскаде барионов за счет образования пар дикварков ($qq - \bar{q}\bar{q}$), что привело, однако, к появлению в модели дополнительных «настроечных» параметров.

2.2. Лундская струнная модель фрагментации. Другой феноменологической моделью, весьма популярной в 80-х годах, была так называемая Лундская струнная модель (ЛСМ) фрагментации [8], которая была разработана теоретиками университета Лунда. В основе ЛСМ положен механизм цветового конфайнмента, описанный выше [3]. В КХД силовые линии глюонного поля между двумя цветными зарядами (партонами) коллимируются в узкую цветную трубку, которую приблизительно можно

считать струной. В ЛСМ постулировано, что по мере расхождения этих зарядов происходит «натяжение» струны, энергия которого составляет $K \approx 1$ ГэВ/фм. При ее растяжении на несколько фемтометров наступает «разрыв», что приводит к появлению пары $q\bar{q}$, так как высвобождаемой энергии достаточно для образования их масс. Это соответствует появлению двух цветных струн, имеющих на внутренних концах вновь образованные q и \bar{q} , которые могут, в свою очередь, «растягиваться» и «рваться», давая начало развитию партонного каскада. Оставшиеся кусочки струн, которые уже не обладают достаточной энергией, чтобы рваться дальше, соответствуют обычным адронам. Показано, что в предположении равномерного распределения плотности энергии поля вдоль струны этот процесс описывается интегральным уравнением (2) МФФ с производящей функцией $f(z) = 1$, где $z = 1 - \eta$. Последующий процесс коллинеарного испускания глюонов, которое в рамках формализма ЛСМ представляется в виде «излома» на цветной струне, приводит к функции $f(z) = z^{-1}(1-z)^c$, где $c = 0,3+0,5$. Поперечный импульс каскадных партонов в ЛСМ разыгрывается так же, как в МФФ. Эта модель обладает релятивистской инвариантностью и обеспечивает сохранение энергии и импульса. Дальнейшее развитие этой модели [9] привело к введению в нее этапа партонного каскада, рассчитываемого в рамках КХД. Отличительной особенностью ЛСМ является возникновение в ней корреляций между двумя адронными струями, образовавшимися из одной струны, например, в e^+e^- -аннигиляции.

Последний вариант модели хорошо описывает данные по e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях, однако он перегружен чисто математическими усовершенствованиями и содержит большое количество настрочных констант.

2.3. Описание фрагментации партонов в КХД. Более глубокое понимание механизмов образования струй было достигнуто за последние годы, благодаря развитию техники расчетов по ТВ для КХД. Наиболее корректный метод расчетов по ТВ КХД состоит в получении матричных элементов для фейнмановских диаграмм с возрастающей степенью α_s . Однако в настоящее время такие расчеты существуют, за некоторыми исключениями [10], только в следующем за низшим порядке ТВ для испускания под большими углами жестких глюонов, которые сами дают адронные струи. Для e^+e^- -аннигиляции это соответствует $O(\alpha_s^2)$ -приближению, которое описывает конечное состояние с четырьмя партонами, имеющее конфигурацию, позволяющую избежать «коллинеарной» (т.е. вызываемой параллельностью импульсов партонов) и «инфракрасной» (возникающей при импульсе партона, стремящемся к нулю) рас-

ходимости. Дальнейшее применение формализма ТВ КХД для описания фрагментации партонов осложняется техническими трудностями и, в частности, тем, что, кроме исходного большого масштабного параметра Q , введение которого в перенормируемых теориях позволяет обойти проблему расходимости интегралов по фейнмановским диаграммам с «петлями» (для e^+e^- -аннигиляции обычно берется $Q \cong \sqrt{s}/2$), возникают меньшие масштабные параметры (например, инвариантная масса Q_j струи).

Поэтому для описания процесса адронизации партона были сформулированы специальные правила расчета КХД-каскада (jet calculus rules), описываемого «ветвевыми» диаграммами на основе эволюционного уравнения Альтарелли — Паризи [11]. Этот метод первоначально был основан в главном логарифмическом приближении [12].

В рамках этого подхода развитие адронных струй можно представить в виде двух последовательных стадий. На первой стадии начальный партон, обладающий большой виртуальной массой, эволюционирует, испуская глюоны, которые, в свою очередь, испускают глюоны второго поколения и т.д., пока образовавшиеся глюоны не достигнут достаточно малой виртуальной массы, которая в расчетах задается параметром эффективного обрезания глюонной эволюции Λ_{eff} . Доминирующим на этой стадии эволюции является такое расщепление глюона, при котором его продольный импульс делится асимметрично. Как было показано в [13], образовавшиеся каскадные глюоны легко упорядочиваются в бесцветные синглеты. На второй стадии, соответствующей «большим расстояниям», развитие партонной системы завершается образованием адронов, которое уже нельзя описать в рамках КХД. Однако в главном логарифмическом приближении остается проблема «инфракрасной» расходимости.

Дальнейшие успехи в расчетах первой стадии эволюции кварк-глюонного каскада были достигнуты после того, как в [14—16] было дано строгое обоснование уменьшения углов эмиссии глюонов вдоль каждой «ветви» партонного каскада за счет когерентных эффектов, вызывающих деструктивную интерференцию. Это позволило описать кварк-глюонные каскады в виде произведения вероятностей независимых распадов партонов в последовательно сужающиеся конусы. На этой основе в [14, 15] было показано, что в дважды логарифмическом приближении [17] можно получить свободное от расходимостей выражение для матричного элемента множественного образования глюонов в струе за счет выбора областей фазового пространства, в которых неприводимые фейнмановские диаграммы дают дважды логарифмы.

Для иллюстрации этого подхода на рис. 1, б изображена часть каскада, где глюон с импульсом p распадается на глюоны k_1 и $p-k_1$, после чего

глюон k_1 претерпевает распад в глюоны k и $k_1 - k$. В дважды логарифмическом приближении $k_1 > k > K$, где K является «массой» глюона k . Условие сильной угловой упорядоченности глюонов [14], возникающее из-за когерентности мягкого тормозного излучения, требует, чтобы $\theta/\theta_1 \ll 1$. В этом случае вероятность испускания глюона k глюоном k_1 принимает вид [18]:

$$P(k_1 \rightarrow k) = N_c \frac{\alpha_s(k_1^2)}{\pi} \frac{dk}{k} \frac{d\theta^2}{\theta^2},$$

где N_c — число «цветов», k_1 — поперечный импульс глюона k .

В [19, 20] на основе правила сильной угловой упорядоченности глюонов были рассчитаны инклюзивные спектры партонов в струе и показано, что максимального значения распределение по быстройте $y = \frac{1}{2} \ln [(E + p_L)/(E - p_L)]$ достигает при $y \approx 1/2 \ln(Q/2\Lambda_{\text{eff}})$. Этот эффект «горбатого плато» означает, что в e^+e^- -аннигиляции инклюзивное распределение адронов по быстройте должно иметь провал в центральной области. В [16] было также получено известное соотношение $N_g/N_q = 9/4$ для множественностей глюонов в глюонной и кварковой струях.

Однако, как показано в [21], дважды логарифмическое приближение, правильно отражая качественные закономерности, оказывается недостаточным для количественного описания партонной системы с контролируемой точностью. В этой работе было разработано модифицированное главное логарифмическое приближение, полностью учитывающее как дважды логарифмические, так и однологарифмические эффекты эволюции партонной системы. Рассчитанное в этом приближении распределение глюонов по $\ln(1/x)$, где $x = E_g/E_j$, также демонстрирует «горбатое плато», и для асимптотических энергий в области, близкой к максимуму, оно может быть описано гауссовым распределением [22]:

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \ln(1/x)} \approx N(Y) \left(\frac{c_1}{\pi Y^{3/2}} \right)^{1/2} \exp \left[\frac{-c_1 (\ln(1/x) - \ln(1/x_0))^2}{Y^{3/2}} \right], \quad (6)$$

имеющим максимум при $\ln(1/x_0) = \frac{Y}{2} + c_2 \sqrt{Y} + O(1)$, где $c_1 = \sqrt{36N_c/b}$;

$$c_2 = B \sqrt{\frac{b}{16N_c}}; \quad Y = \ln(Q/2\Lambda_{\text{eff}}); \quad b = \frac{11N_c}{3} - \frac{2N_f}{3}; \quad B = \frac{1}{b} \left(\frac{11N_c}{3} + \frac{2N_f}{3N_c^2} \right);$$

N_c и N_f — число цветов и ароматов соответственно. Член $O(1)$ описывает

поправки более высокого порядка, и для $Q \rightarrow \infty$ он должен быть константой. Множитель $N(Y)$ соответствует вычисляемой множественности глюонов в конце каскада. На основе локальной партон-адронной дуальности [23] предполагается, что она соответствует множественности адронов с точностью до нормализовочного коэффициента $K(Y)$.

Учет поправок более высокого порядка ТВ, проведенный в [24], показал, что форма распределения по $\ln(1/x)$ отклоняется от гауссовой и включает два более высоких момента:

$$s = \langle (\xi - \bar{\xi})^3 \rangle / \sigma^3, \quad k = \langle (\xi - \bar{\xi})^4 \rangle / \sigma^4 - 3,$$

в форме

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d \ln \xi} = \frac{N(Y)}{\sqrt{2\pi}} \exp \left[\frac{k}{8} - \frac{s\delta}{2} - \frac{(2+k)\delta^2}{4} + \frac{s\delta^3}{6} + \frac{k\delta^4}{24} \right], \quad (7)$$

где $\delta = (\xi - \bar{\xi})/\sigma$; $\sigma = \langle (\xi - \bar{\xi})^2 \rangle^{1/2}$ и $\bar{\xi} \equiv \ln(1/x)$.

В рамках ТВ для КХД получен также ряд других специфических предсказаний для различных кинематических областей партонного каскада. Так, для области малых x при условии сильного упорядочивания по x_i (т.е. $x_1 \gg x_2 \gg \dots x_n$), но без существенных ограничений на k_{ii}^2 , в [25,26] получено другое асимптотическое решение для множественного образования глюонов, которое свидетельствует о возможности появления «горячих точек», т.е. областей фазового пространства, ограниченных по k_p , с очень высокой плотностью глюонов ($dn/d \ln(1/x) \sim 1/\alpha_s$), которые взаимодействуют между собой в пространстве быстрот на расстоянии порядка единицы [27].

В [28] приведены расчеты для двухчастичной корреляционной функции $R(x_1, x_2, Q)$, свидетельствующие о существовании при малых x_i положительных короткодействующих корреляций, являющихся результатом когерентной эмиссии глюонов. Однако результаты расчетов оказались очень чувствительными к поправкам к главному логарифмическому приближению и поэтому являются скорее полукачественными.

Все приведенные выше результаты относятся к фрагментации легких кварков. КХД-анализ фрагментации тяжелых кварков предсказал существенные отличия в спектрах каскадных глюонов. В частности, мягкое глюонное излучение в этом случае подавлено, а в области $x \rightarrow 1$ возникает «мертвый конус» [28,29].

В заключение этого раздела можно отметить, что в целом техника расчета эволюции глюонных систем с помощью ТВ КХД уже достигла

точности, обеспечивающей экспериментальную проверку на количественном уровне.

3. ПРОГРАММЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПРОЦЕССОВ С ОБРАЗОВАНИЕМ СТРУЙ

Как показано в предыдущем разделе, процесс превращения партонов в адронные струи по своей природе является вероятностным, поэтому расчеты различных характеристик струй до уровня, позволяющего прямое сравнение с результатами эксперимента, целесообразно проводить методом МК. Однако в общем случае такое сравнение требует учета механизмов образования струй. Решение последней задачи сравнительно просто только для e^+e^- -аннигиляции при низких энергиях. Но корректное представление глубоконеупругого лептон-адронного и адрон-адронного столкновений в вычислительном плане представляет собой не менее трудную проблему, чем описание фрагментации партонов после взаимодействия, поскольку оно должно включать картину эволюции начальных партонов.

Поэтому для получения теоретических предсказаний для жестких процессов, сопровождающихся образованием струй, в 80-е годы стали создаваться компьютерные суперпрограммы, полностью воспроизводящие все известные на данный момент детали теоретического описания таких процессов.

Подобные программы обычно поддерживаются и постоянно обновляются авторским коллективом, что приводит к появлению последовательной серии их вариантов. Ниже будут описаны последние варианты некоторых из этих программ.

3.1. Программа ISAJET. Одной из первых программ подобного рода является ISAJET [30], созданная в Брукхэйвенской национальной лаборатории (США) для моделирования методом МК жестких подпроцессов в pp - и $\bar{p}p$ -столкновениях. Расчеты всех связанных с ними эффектов в программе ISAJET организованы в виде следующих этапов.

1. Сначала разыгрываются подпроцессы жесткого взаимодействия, в число которых включены двухчастичное рассеяние партонов, одиночное и парное рождение калибровочных векторных бозонов, рождение суперсимметричных частиц и т.д.

Эти расчеты проводятся в низшем порядке ТВ КХД.

2. Эволюция образовавшихся партонов описывается до $\Lambda_{\text{eff}} = 6$ ГэВ в рамках главного логарифмического приближения КХД [31] без учета эф-

фектов когерентности. Окончательная адронизация партонов конечного состояния реализуется по МФФ с $\langle q_i \rangle = 0,35$ ГэВ/с.

3. Для моделирования эмиссии глюонов первичным партоном с пространственноподобной виртуальной массой в ISAJET использован метод [32], согласно которому эволюция начального партона рассматривается в обратном направлении после жесткого взаимодействия партонов нужного типа при максимальном Q^2 с искусственным упорядочиванием виртуальных масс испущенных глюонов.

Эта программа широко использовалась для анализа экспериментальных данных на существующих $\bar{p}p$ -коллайдерах. В целом было получено хорошее их описание, но для процесса $\bar{p}p \rightarrow W + n$ (струй) при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ было найдено, что ISAJET существенно занижает сечения для $n \geq 2$ [33].

3.2. Программа HERWIG. Эта программа [34] была создана под руководством Б.Веббера из Кэмбриджского университета, одним из наиболее активных теоретиков, работающих над развитием КХД, и с теоретической точки зрения, она представляется наиболее совершенной из всех программ подобного рода. Программа HERWIG отличается прежде всего систематическим учетом когерентных эффектов*, и в нее включены основные виды ГНП.

1. При моделировании жестких лептон-лептонных, лептон-адронных и адрон-адронных процессов учитывается цветная структура подпроцесса, так как интерференция глюонной радиации, испущенной из различных цветных конфигураций, ограничивает фазовый объем для первого мягкого глюона, испущенного жестким партоном [35]. Это приводит к зависимости размера конуса для первичного испускания глюона партоном i от угла вылета связанного с ним по цвету партнера j .

2. Эволюция партонов конечного состояния моделируется с учетом когерентных эффектов в форме сильной угловой упорядоченности, описанной в п.2.3. В программе также учитываются азимутальные корреляции между струями, возникающие как из-за интерференционных эффектов, так и из-за поляризации глюонов. После завершения моделирования глюонного каскада каждому глюону присваивается виртуальная масса Q_g (которая должна быть больше удвоенной массы легких кварков), и глюоны конвертируются в пары $q\bar{q}$. Из этих кварков образуются бесцветные «прекластеры» со средней массой $\sim 3Q_g$. Если такой прекластер

*Название программы является аббревиатурой от Hadron Emission Reactions with Interfering Gluons.

оказывается слишком легким, чтобы распасться на два адрона, ему присваивается масса самого легкого адрона с данным кварковым составом. Более тяжелые прекластеры распадаются на два адрона или каскадно — на большее число адронов. В программу включены возможности распада глюона на дикварки, и рассматриваются процессы образования тяжелых (b и t) кварков.

3. Эволюция начальных партонов в программе HERWIG моделируется на основе правил, сформулированных в [34]. В частности, в качестве каскадной переменной для пространственноподобного каскада взята величина $Q_i = E_i \sqrt{\xi_i}$, где $\xi_i = p \times q_i / E \omega_i$, а p , E и q_i , ω_i — 3-импульсы и энергии каскадирующего и испущенного партонов. Моделирование эволюции первичных адронов ведется в обратном направлении после розыгрыша жесткого подпроцесса.

Программа HERWIG широко используется при интерпретации данных в экспериментах на e^+e^- - и hh -коллайдерах.

3.3. Программа JETSET. Эта программа была создана специально для описания многоструйных событий в e^+e^- -аннигиляции [36]. В ней используется алгоритм развития партонного каскада, учитывающий когерентные эффекты, в котором введены дополнительные ограничения с тем, чтобы эмиссия жестких глюонов на большие углы происходила согласно предписанию матричного элемента, вычисленного во втором порядке ТВ КХД. Развитие партонного каскада в JETSET заканчивается при $\Lambda_{\text{eff}} \cong 1,5$ ГэВ, и адронизация образовавшихся партонов осуществляется по ЛСМ.

Существует целый ряд аналогичных программ (COJET [37], EUROJET [38] и т.д.), которые отличаются от приведенных выше программ подробностями алгоритмов для моделирования партонных каскадов и используют одну из описанных выше схем фрагментации.

4. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В e^+e^- -АННИГИЛЯЦИИ

Наиболее чистые условия для исследования адронных струй представляет реакция e^+e^- -аннигиляции в два кварка:

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}, \quad (8)$$

поэтому первые эксперименты по поиску адронных струй и изучению их характеристик были поставлены на e^+e^- -встречных пучках. Однако при сравнительно низких энергиях e^+e^- -накопительных колец, существо-

вавших к середине 70-х годов, экспериментальное выделение отдельных струй даже в реакции (8) было практически невозможно. Поскольку в кварк-партонной модели события от реакции (8) должны иметь две адронные струи, направленные в противоположные стороны, для обнаружения этого эффекта и измерения направления оси струй были развиты методы анализа формы события как целого с помощью так называемых коллективных переменных. В дальнейшем этот подход был использован для анализа событий более сложной формы, что привело к расширению спектра коллективных переменных. Ниже будут рассмотрены наиболее употребительные из них.

4.1. Коллективные переменные. Первыми из переменных, использованных для анализа формы события в фазовом пространстве, были те из них, которые применимы для описания аксиально-симметричных событий. Такими величинами являются сферичность и траст [39,40], определяемые как

$$S = (\min \sum_{i=1}^N (p_T^i)^2) / \sum_{i=1}^N (p_T^i)^2,$$

$$T = (\max \sum_{i=1}^N |p_L^i|) / \sum_{i=1}^N p_T^i,$$

где суммирование ведется по всем заряженным частицам, p_T^i — поперечный импульс относительно оси, для которой $\sum_{i=1}^N (p_T^i)^2$ имеет минимальное значение, а p_L — продольный импульс частицы относительно оси, для которой $\sum_{i=1}^N |p_L^i|$ имеет максимальное значение. Для двухструйных событий по мере сужения струй величина S стремится к нулю, а T — к единице; в то время как для полностью сферических событий $S = 1$, $T = 0,5$. Определяемые при вычислении S и T оси являются хорошим приближением оси двухструйного события.

Недостатком переменной S является невозможность ее точного расчета КХД из-за «инфракрасной» расходимости. Поэтому для сравнения с предсказаниями КХД используются распределения по T .

Для анализа событий более сложной формы было предложено использовать тензор сферичности [39,41], составленный из компонент импульсов всех вторичных частиц i :

$$M_{\alpha\beta} = \sum_{i=1}^N p_{\alpha}^i p_{\beta}^i, \quad \alpha, \beta = x, y, z,$$

который диагонализуется для каждого события. Полученные таким образом собственные векторы этого тензора p_j , связанные с собственными величинами λ_j , называются иногда «главными осями» события. Нормированные собственные значения $Q_j = \lambda_j / \sum_{j=1}^3 \lambda_j$ при их упорядочивании в

виде $Q_1 < Q_2 < Q_3$ обозначают, соответственно, толщину, ширину и длину события. В этих обозначениях $S = 3/2 (Q_1 + Q_2)$. Наряду со сферичностью, в качестве другой независимой переменной могут быть взяты планарность

$$P = (Q_2 - Q_1)$$

и плоскостность события

$$F = 1 - Q_1/Q_2,$$

для плоских событий $F = 1$.

В качестве эквивалента переменной сферичность, распределения по которому можно сравнивать с расчетами по КХД, иногда используется переменная сферосити [42], которая имеет несколько более сложное определение.

С помощью метода главных осей можно обнаружить отклонение формы события от двухструйной конфигурации, но при этом вектор p_3 даст направление только усредненной более чем по двум струям оси события. Для того, чтобы определить оси каждой из трех возможных струй, был развит специальный метод [43], уже приближающийся к алгоритмам индивидуального выделения каждой струи. В этом методе все частицы конечного состояния, имеющие 3-импульсы p_1, p_2, \dots, p_N , группируются в три непустых подмножества C_1, C_2, C_3 с полными 3-импульсами $P(C_l) = \sum_{i \in C_l} p_i, l = 1, 2, 3$. Из этих векторов конструируется переменная,

названная «триплисити»:

$$T_3 = (1 / \sum_{i=1}^N |p_i|) \max_{C_1, C_2, C_3} \{ |P(C_1)| + |P(C_2)| + |P(C_3)| \}.$$

Эта переменная имеет значения $T_3 = 1$ для отчетливых трехструйных конфигураций и $T_3 = 3\sqrt{3}/8 = 0,65$ для полностью сферических событий.

Подмножества C_i^* , обеспечивающие максимальное значение T_3 , идентифицируются с адронными струями, имеющими 3-импульсы $P(C_i^*)$. В силу закона сохранения импульса эти векторы должны быть компланарны. Углы между струями в этой «плоскости триплсити» могут быть интерпретированы как углы между партонами.

Для определения формы более сложных событий в [44] предложены переменные, именуемые обычно моментами Фокса — Вольфрама:

$$H_l = \sum_{i,j} \frac{|p_i| |p_j|}{s} P_l(\cos \varphi_{ij}),$$

где суммирование ведется по всем частицам каждого события, P_l — полином Лежандра, φ_{ij} — угол между 3-импульсами частиц i и j . Четные моменты используются для описания формы симметричных событий, а нечетные моменты отражают степень их асимметричности. В частности, для сферичных событий все моменты с $l \geq 2$ равны нулю, а события с двумя коллинеарными струями дают $H_l = 1$ для четных l и $H_l = 0$ — для нечетных. Для симметричных трехструйных событий моменты H_2 и H_3 имеют предельные значения $1/4$ и $5/8$ соответственно.

В [45] рассмотрен более общий инвариантный метод выделения многоструйных событий в пространстве относительных четырехмерных скоростей $u_i = p_i/m_i$, где p_i — 4-импульсы частиц, m_i — их массы. Однако при анализе экспериментальных данных в коллайдерных экспериментах этот метод еще не использовался.

В исследованиях на e^+e^- -коллайдерах при больших \sqrt{s} и особенно в экспериментах на hh -коллайдерах требуется выделять события, имеющие струи с большими поперечными импульсами. Но на установках с 4π -геометрией на встречных пучках у таких струй измеряются только их углы и энергия с помощью ячеистых калориметров. Поэтому было введено понятие поперечной энергии $E_{Ti} = E_i \sin \theta_i$, где θ_i — угол вылета частицы i относительно направления пучка, и определена новая коллективная переменная — полная поперечная энергия события $\sum E_{Ti}$. Для поиска событий с жесткими нейтрино (от распада тяжелых частиц) стала использоваться коллективная переменная, названная недостающей поперечной энергией:

$$E_t^{\text{mis}} = [(\sum E_{Ti} \cos \varphi_i)^2 + (\sum E_{Ti} \sin \varphi_i)^2]^{1/2},$$

где φ_i — азимутальный угол частицы i . Эта переменная служит мерой небаланса поперечного импульса.

4.2. Обнаружение кварковых и глюонных струй. Первые данные о струйной структуре адронных конечных состояний в e^+e^- -аннигиляции были получены с помощью магнитного спектрометра SLAC-LBL на накопительных кольцах SPEAR и опубликованы в 1975 г. [46]. В этом эксперименте было показано, что с ростом полной энергии в с.ц.м. \sqrt{s} от 3,0 до 7 ГэВ величина $\langle S \rangle$ заметно уменьшается. Из распределения по углу между осями двухструйных событий и осью сталкивающихся пучков, соответствующего угловому распределению вылета $q\bar{q}$ -пары, было впервые получено подтверждение теоретического предсказания о равенстве спина кварка $1/2$. Эти важные данные, позже уточненные в экспериментах на e^\pm -накопительных кольцах PETRA в диапазоне $\sqrt{s} = 14 + 34$ ГэВ, хорошо согласовывались с основными положениями кварк-партонной модели, которая связала конститuenty статической кварковой модели с партонами, наблюдаемыми в экспериментах по глубоконеупругому рассеянию.

Еще более фундаментальные результаты были получены на накопительных кольцах PETRA в 1979 г., когда на всех четырех экспериментальных установках, расположенных на этом коллайдере в местах пересечения e^+e^- -пучков, были впервые выделены выборки событий с тремя струями.

Интересно отметить, что первые указания на существование событий трехструйной конфигурации пришли из визуального просмотра угловых распределений потока энергии. Для количественного подтверждения наличия в мультиадронных событиях от e^+e^- -аннигиляции при высокой энергии третьей струи, соответствующей глюону, испущенному одним из кварков $q\bar{q}$ -пары, в экспериментах на PETRA были проведены сравнения распределений по некоторым коллективным переменным с результатами расчетов по кварк-партонной модели для процесса (8) и расчетов по КХД для процесса

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g. \quad (9)$$

На рис.2 показано распределение по планарности P для мультиадронных событий, зарегистрированных детектором JADE [47] при $\sqrt{s} = 27,7$ и 30 ГэВ. Из него следует, что расчеты по кварк-партонной модели с величиной σ_q , определяющей распределение поперечного импульса q_t кварков в каскаде адронизации по МФФ (см. п.2.1), даже значительно превышающей значение $\sigma_q = 250$ МэВ/с, найденное при меньших

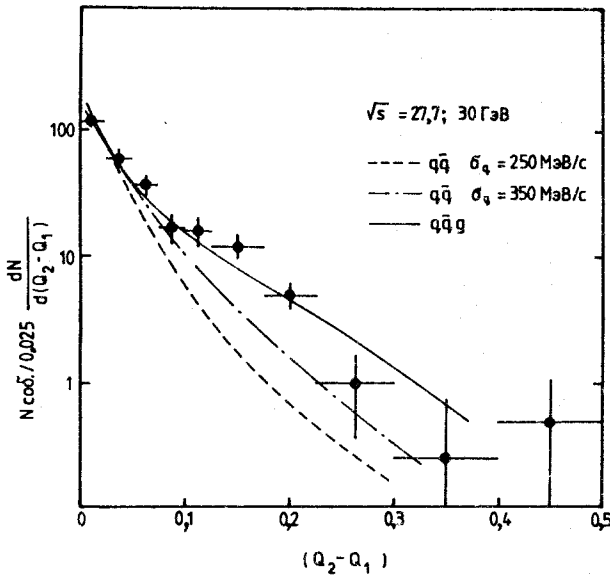


Рис.2. Распределение по планарности $P = Q_2 - Q_1$ мультиадронных событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} \approx 30$ ГэВ. Штриховая и штрихпунктирная линии — расчеты по МФФ; сплошная — результаты по КХД для процесса (9)

энергиях, не могут воспроизвести эти экспериментальные данные. Расчеты по КХД для реакции (9), наоборот, хорошо согласуются с результатами эксперимента.

В эксперименте на детекторе PLUTO [48] после отбора мультиадронных событий по величине траст T , в предположении, что события являются двухструйными, струи были разделены на узкие (с меньшим $\langle p_t \rangle$) и широкие (с большим $\langle p_t \rangle$). При таком отборе дополнительная глюонная струя должна входить в состав широкой струи. Действительно, показано, что наблюдаемая в диапазоне $13+30$ ГэВ слабая энергетическая зависимость $\langle p_t^2 \rangle$ узких струй хорошо воспроизводится как кварк-партоновой моделью, так и КХД, но более заметный рост $\langle p_t^2 \rangle$, отмеченный у широких струй, возникает только в КХД как результат излучения тормозного глюона одним из кварков. В этом же эксперименте с помощью

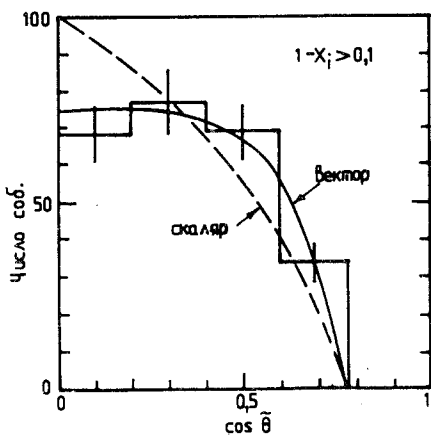


Рис.3. Распределение по $\cos \tilde{\theta}$ для трехструйных событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 30$ ГэВ. Сплошной линией представлены расчеты по КХД, штриховой — по модели со скалярным глюоном

обрезаний по переменным триплисити T_3 , траст T и сферичность S отобраны события с отчетливыми трехструйными конфигурациями. Их количество хорошо согласовывалось только с расчетами по КХД для реакции (9). Аналогичные результаты, подтверждающие, что при высоких энергиях в событиях от e^+e^- -аннигиляции появляется третий партон, который можно отождествить с предсказанным КХД глюоном, были получены на детекторах TASSO [49] и MARK-J [50].

Однако для окончательного подтверждения фундаментального предположения КХД о существовании глюонных полей, нужно было получить экспериментальные доказательства того, что спин появляющегося в e^+e^- -аннигиляции третьего партона равен единице. Поэтому к началу 80-х годов были проведены многочисленные исследования возможностей определения спина глюона в e^+e^- -аннигиляции при высоких энергиях [51—54]. В частности, в [51] было показано, что распределение по $\cos \tilde{\theta}$, где $\tilde{\theta}$ — угол в плоскости трехструйного события между направлением струи с максимальной энергией и направлением вылета двух других струй в их системе покоя, существенно зависит от величины спина глюона. На рис.3 приведено распределение по $\cos \tilde{\theta}$, взятое из работы [55], выполненной на экспериментальном материале с установки TASSO при энергиях $27,4 < \sqrt{s} < 36,6$ ГэВ. В этой работе с помощью коллективных переменных были тщательно отобраны 248 трехструйных событий с относительной энергией самой жесткой струи $x_1 = \frac{E_1}{E_{\text{beam}}} < 0,9$.

Показанные на рис.3 результаты расчетов в первом порядке ТВ КХД и аналогичных вычислений по модели для скалярных глюонов [56] явно свидетельствуют в пользу первого варианта. Еще более убедительное доказательство в пользу того, что спин глюона равен единице, дало срав-

нение экспериментального значения $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_E = 0,349 \pm 0,013$ с расчетными значениями $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_V = 0,341 \pm 0,004$ и $\langle \cos \tilde{\theta} \rangle_S = 0,292 \pm 0,003$.

Теоретические расчеты, проведенные в [52], показали, что величина спина глюона влияет также на форму распределения по x_1 . Анализ такого распределения в области $0,7 < x_1 < 0,95$, проделанный в [57] на данных с детектора PLUTO при энергиях около 30 ГэВ, подтвердил, что гипотеза о спине третьей струи $s = 1$ является более предпочтительной. Позже к такому же выводу пришла группа физиков, работавших на детекторе CELLO при энергии $\sqrt{s} = 34$ ГэВ [58].

4.3. Алгоритмы выделения отдельных адронных струй при средних энергиях. Хотя использование коллективных переменных для анализа e^+e^- -взаимодействий позволило эффективно выделить двух- и трехструйные события и получить фундаментальные физические результаты, явившиеся важным экспериментальным подтверждением правильности основных положений КХД, к началу 80-х годов эта техника обработки экспериментальных данных в значительной мере себя исчерпала.

Для дальнейшей проверки предсказаний КХД требовались данные по аннигиляционным событиям с четырьмя и более струями, а для проверки моделей фрагментации партонов было необходимо детально исследовать структуру одиночных струй. К тому же энергия $\sqrt{s} \cong 35$ ГэВ, достигнутая на накопительных кольцах PETRA, уже обеспечивала достаточное разнесение адронных струй в пространстве детектора, что позволяло поставить вопрос о выделении отдельных струй с помощью специальных алгоритмов.

Одним из первых был предложен «угловой» струйный алгоритм [59], в котором для выделения струи использовался факт коллимаций продуктов фрагментации партона относительно направления его импульса. Этот алгоритм включает в себя следующие этапы:

— Сначала выбирается самая быстрая частица, и все остальные частицы в угловом растворе $\Delta\theta < \alpha$ добавляются к ней, образуя прекластер. Подобная же операция последовательно производится со всеми остальными частицами. Направление оси прекластера получается путем суммирования 3-импульсов всех включенных в него частиц.

— Все прекластеры с углами между их осями меньше $\Delta\theta = \beta$ объединяются в кластеры, их энергия и 3-импульсы определяются путем суммирования всех вошедших в них частиц.

— Кластеры с $E_{cl} \geq E_{min}$ и $n_{part} \geq n_0$ считаются струями.

— Все струи в событии считаются правильно идентифицированными, если выполняется условие $\sum_{i=1}^{n_c} E_{cl} > E_{vis}(1 - \varepsilon)$, где $\varepsilon \ll 1$ — часть зарегистрированной в детекторе энергии, E_{vis} , которая может принадлежать частицам, не включенным в состав струй.

Этот сравнительно простой алгоритм был использован в качестве дополнительного способа при выделении трехструйных событий в некоторых из рассмотренных выше работ по определению спина глюона. Так, в [57] он был успешно применен со следующими величинами входящих в него параметров: $\alpha = 30^\circ$, $\beta = 45^\circ$, $E_{min} = 2$ ГэВ и $\varepsilon = 0,1$.

Методика выделения струй, основанная на ограничениях «относительных разностей» кинематических переменных входящих в струю частиц, активно развивалась и далее. Одним из примеров такого подхода может служить алгоритм LUCCLUS [60], в котором в струю объединяются частицы с относительным поперечным импульсом, не превышающим заданной величины.

Однако до последнего времени наибольшее практическое применение в исследованиях e^+e^- -взаимодействий имел тип алгоритма, впервые предложенный коллаборацией JADE. Последнее связано с тем обстоятельством, что вычисления по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ выполняются только для безмассовых партонов. Поэтому там, где требуется прямое сравнение данных с аналитическими расчетами по КХД, для экспериментального отбора струй требуется использовать такой алгоритм, который мог бы быть также применен для соответствующих операций при расчетах с безмассовыми партонами в КХД.

Оригинальный алгоритм JADE [61] организован следующим образом:

— Сначала рассчитываются инвариантные массы m_{ij} всех пар «частиц» в выбранном событии. Под частицей в данном случае может пониматься реальная частица, данные с одной ячейки калориметра или «псевдочастица», определенная ниже. Инвариантная масса рассчитывается в предположении, что частицы i и j имеют нулевые массы:

$$m_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij}),$$

а энергия и 3-импульс пары получается сложением этих величин для отдельных частиц:

$$E_{ij} = E_i + E_j,$$

$$\mathbf{P}_{ij} = \mathbf{P}_i + \mathbf{P}_j.$$

— С помощью вычисленной таким образом инвариантной массы m_{ij} определяется безразмерная величина

$$y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{s},$$

называемая иногда «струйность» (jettiness), где s — квадрат полной энергии в с.ц.м.*

Пара частиц с наименьшей величиной y_{ij} называется псевдочастицей, и эти две частицы в дальнейшем анализе заменяются на такую псевдочастицу.

— Процедура повторяется до тех пор, пока все величины y_{ij} не начнут превышать некоторое предельное значение y_{cut} .

— Все образованные на этом этапе псевдочастицы считаются струями.

Однако такого рода алгоритмам присуща неоднозначность, которую обычно называют «неопределенностью рекомбинационной схемы», так как получаемые результаты существенно зависят от подробностей процедуры переопределения кинематических переменных, с помощью которой обеспечивается подобие адронов конечного состояния, объединяемых в струю, безмассовым партонам в расчетах по КХД.

В настоящее время исследовано несколько рекомбинационных схем с тем, чтобы выяснить, для какой из них аналитические расчеты по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ наиболее пригодны для прямого сравнения с экспериментальными данными, т.е. адронизационные поправки достаточно малы. Основными из них являются E-, EO-, P- и PO-схемы [62]. Они различаются между собой тем, каким образом 4-импульс псевдочастицы образуется из 3-импульсов и энергий исходных частиц (или псевдочастиц).

Однако по мере повышения точности экспериментальных исследований на e^+e^- -коллайдерах и улучшения техники расчетов в рамках ТВ КХД стали проявляться недостатки этого подхода. Основным из них является возможность объединения в одну псевдострую частиц от мягких глюонов тормозного излучения, которые на самом деле следует включать в струи от разных партонов, испустивших эти глюоны. Действительно, в случае $E_i \ll \sqrt{s}$, $E_j \ll \sqrt{s}$ величина y_{ij} может оказаться наименьшей даже тогда, когда частицы i и j образованы при фрагментации мягких глюонов, испущенных разными партонами, и их 3-импульсы разделены доста-

*Существует также модификация этого алгоритма, в которой вместо s используется E_{vis}^2 .

точно большим углом. Образование подобных мягких псевдоструй нельзя достаточно точно учесть при расчетах во втором порядке ТВ КХД, что приводит в области малых значений y_{ij} к большим поправкам от высших порядков. Поэтому было предложено несколько новых алгоритмов выделения струй в событиях от e^+e^- -аннигиляций, которые сохраняли бы слабую зависимость от моделей адронизации, присущую алгоритмам типа JADE, но позволили бы уменьшить поправки от высших порядков при соответствующих расчетах по КХД.

Из них наиболее удачным оказался k_T , или, как его еще называют, дурхэмский алгоритм [63], в котором сохранена последовательность операций алгоритма JADE, но в качестве переменной, на основании которой происходит разделение струй, в нем вместо их инвариантной массы взята относительный поперечный импульс. В качестве струйности в k_T -алгоритме используется величина

$$y_{ij} = 2(1 - \cos \theta_{ij}) \min(E_i^2, E_j^2)/s,$$

которая при малых θ_{ij} соответствует минимальному поперечному импульсу в струе. Использование этого алгоритма позволяет легко учесть поправки от высших порядков при расчетах по ТВ КХД и избежать проблемы псевдоструй из мягких частиц, испущенных под большими относительными углами [64]. Детальное исследование этой схемы на моделированных событиях показало, что она имеет преимущества по сравнению с прежними алгоритмами, по меньшей мере, при вычислении сечений аннигиляционных событий при малых y_{ij} .

4.4. Сечения образования событий с несколькими струями. Описанная выше методика экспериментального выделения отдельных струй в событиях от e^+e^- -аннигиляции обеспечивает возможность корректного сравнения с результатами расчетов по КХД экспериментальных оценок относительных сечений $R_n = \frac{\sigma_n}{\sigma_{\text{tot}}}$, где σ_{tot} — полное сечение e^+e^- -аннигиляции в адроны, σ_n — сечение аннигиляционных взаимодействий, приводящих к образованию в конечном состоянии n струй. Действительно, в рамках $O(\alpha_s^2)$ -приближения ТВ КХД величины R_n можно представить в виде разложения по степеням $\alpha_s(\mu)$ [65]:

$$R_2 = 1 + C_{2,1}(y_{\text{cut}}) \alpha_s(\mu) + C_{2,2}(y_{\text{cut}}, f) \alpha_s^2(\mu),$$

$$R_3 = C_{3,1}(y_{\text{cut}}) \alpha_s(\mu) + C_{3,2}(y_{\text{cut}}, f) \alpha_s^2(\mu),$$

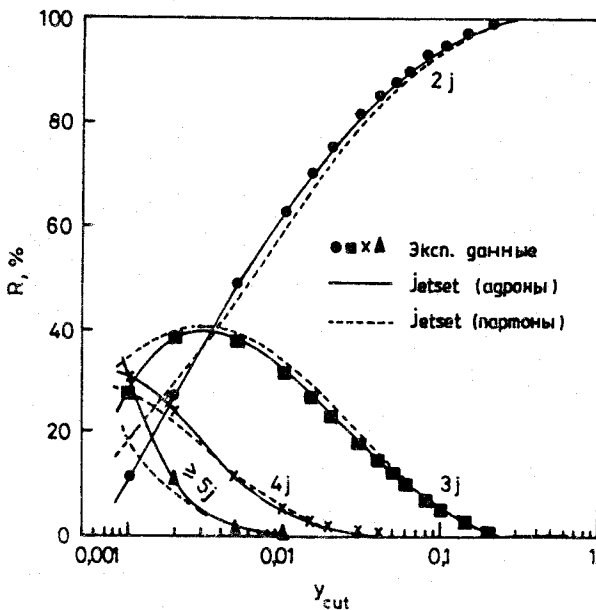


Рис.5. Зависимости от y_{cut} относительных сечений R_n образования многоструйных событий в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ, полученные на детекторе OPAL. Кривыми обозначены результаты расчетов по программе JETSET

$O(\alpha_s^2)$ с учетом процесса адронизации партонов, а также эффектов, связанных с детектором, после оптимизации значения $\alpha_s(\mu)$ хорошо описывают экспериментальные данные по R_n в широком диапазоне y_{cut} .

Наиболее тщательно измерения R_n были проведены на e^+e^- -коллайдере LEP при $\sqrt{s} = M_Z^0$. На рис.5 приведены зависимости R_n от y_{cut} , полученные на детекторе OPAL [67] с использованием k_T -алгоритма, что позволило провести сравнение с предсказаниями КХД до существенно меньших значений y_{cut} , чем на рис.4. Приведенные на рис.5 кривые рассчитаны по программе JETSET. Пунктирной линией обозначены результаты расчетов, проведенных на уровне партонов, а сплошной кривой — результаты расчетов, доведенных до уровня адронизации. Из этих данных следует, что адронизационные поправки существенны только при

$y_{\text{cut}} < 0,003$. Сравнение этих результатов с полученными ранее на основании рекомбинационных схем для алгоритма JADE [68] свидетельствует, что k_T -алгоритм приводит к меньшим поправкам на адронизацию.

4.5. Некоторые результаты, полученные при изучении многоструйных событий. Как было показано в п.4.2, выделение трехструйных событий и исследование их структуры привело к открытию векторных глюонов. Дальнейшее изучение многоструйных событий на e^+e^- -коллайдерах TRISTAN, SLC и LEP позволило провести детальную экспериментальную проверку расчетов с учетом высших членов разложения ТВ КХД. Однако анализ всех полученных на этих коллайдерах физических результатов выходит за рамки настоящего обзора, и ниже в качестве примера будут приведены результаты измерений ряда фундаментальных констант КХД.

Измерение α_s . Среди многочисленных способов экспериментального определения α_s (см., например, обзор Алтарелли [69]) одним из наиболее точных является измерение этой величины по отношению выходов трех- и двухструйных событий. Действительно, расчеты в первом порядке ТВ КХД дают отношение, равное α_s/π . Учет членов второго порядка приводит к соотношениям (10), которые используются для более точного определения масштабной константы КХД $\Lambda_{\overline{MS}}$.

На всех экспериментальных установках LEP, за исключением L3, для определения константы $\Lambda_{\overline{MS}}$ был использован метод, предложенный коллаборацией OPAL [70]. В этом методе измеряется дифференциальное распределение

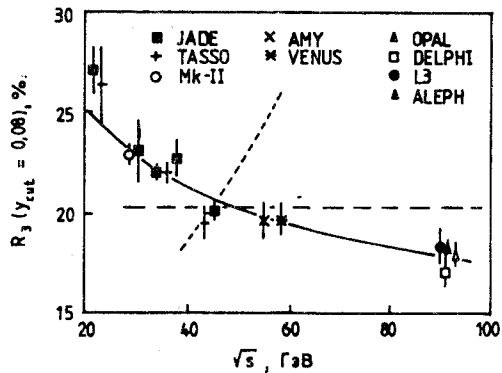
$$D(y) = \frac{R_2(y) - R_2(y - \Delta y)}{\Delta y},$$

где $y = y_{\text{cut}}$, при которой классификация события изменяется с трехструйного на двухструйное. Первая серия измерений $\Lambda_{\overline{MS}}$ была проведена с использованием различных рекомбинационных схем алгоритма JADE. Хотя эксперименты, проведенные на разных установках LEP [70—73], отличались многими деталями анализа (в частности, исследования проводились или только с заряженными и нейтральными адронами по отдельности, или при их совместном использовании), они дали хорошо согласующиеся результаты. Усреднение по четырем экспериментам дало значение $\alpha_s(M_Z^0) = 0,119 \pm 0,008$. Однако оказалось, что определяемая таким образом величина $\Lambda_{\overline{MS}}$ существенно зависит от перенормировочного параметра μ , причем его значение, получаемое в результате под-

гонки к экспериментальным данным, было слишком малым. Так, по данным с детектора OPAL [70], найденная в результате аппроксимации распределения $D(y)$ величина $\Lambda_{\overline{MS}}$ при фиксированном значении $f = 1$ оказалась равной 330 МэВ, а при совместном определении $\Lambda_{\overline{MS}}$ и f были получены значения 147 МэВ и 0,0052 соответственно. Существование подобной зависимости $\Lambda_{\overline{MS}}$ от масштабного параметра свидетельствовало о необходимости учета в расчетах по ТВ КХД членов более высокого порядка. Дальнейший анализ показал, что к занижению значения μ приводила подгонка данных в области малых y_{ij} , где расчеты по ТВ КХД были наименее точны, поскольку форма переменной y_{ij} в алгоритме JADE не позволяла использовать технику пересуммирования ведущих логарифмических членов [74, 75]. Этот недостаток был устранен при переходе к k_i -алгоритму, который позволяет провести в области малых y_{ij} пересуммирование не только ведущих логарифмических членов, но и членов всех следующих порядков. После переработки с использованием k_i -алгоритма данных с установки OPAL [67] были получены значения $\Lambda_{\overline{MS}} = 244_{-13}^{+19}$, $f = 0,25$. После подобной переобработки данных с других детекторов LEP новое среднее значение равно $\alpha_s(M_Z) = 0,123 \pm 0,005$ [69], впрочем, оно совпадает с предыдущим в пределах одного стандартного отклонения.

Другим источником систематических отклонений при сравнении экспериментальных данных с аналитическими расчетами по КХД является влияние процесса адронизации, который может быть учтен только на основании модельных расчетов методом МК. В результате таких расчетов было показано, что для ЕО-схемы неопределенность в измерении относительных выходов событий с разным количеством струй, связанная с процессом адронизации, в диапазоне $\sqrt{s} = 25 + 100$ ГэВ не превышает $\pm 2\%$. Поэтому изучение при фиксированном y_{cut} зависимости сечений образования событий с n струями от энергии является надежным способом установления энергетической зависимости α_s . На рис.6 представлены данные по $R_3(y_{\text{cut}} = 0,08)$ в области $\sqrt{s} = 22 + 91$ ГэВ [76], полученные на коллайдерах PETRA, PEP, TRISTAN и LEP в рамках рекомбинационной схемы ЕО, что позволяет провести их сравнение с аналитическими расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$. Сплошная кривая на рис.6 соответствует результатам аппроксимации экспериментальных данных аналитическим выражением для R_3 с масштабным коэффициентом $f = 1$.

Рис.6. Зависимость R_3 от константы связи α_s . Сплошной кривой представлены результаты аналитических расчетов в низшем порядке ТВ КХД; штриховая кривая соответствует $\alpha_s = \text{const}$, точечная кривая представляет энергетическую зависимость константы связи α_A в абелевой векторной теории



Штриховая линия на этом рисунке соответствует гипотезе о независимой от энергии константе α_s . Приведенные данные свидетельствуют, что существующие экспериментальные результаты надежно исключают гипотезу об энергетической независимости α_s , но хорошо описываются в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД, что является убедительным доказательством в пользу «бегущей» α_s , т.е. неабелевой природы теории сильных взаимодействий.

На рис.6 также представлена энергетическая зависимость R_3 , следующая из абелевой калибровочной теории (АКТ) [77], которая не содержит самовзаимодействия глюонов и не предсказывает конфайнмента. Видно, что АКТ с быстро растущей константой связи α_A полностью исключается экспериментальными данными.

Измерение константы связи трехглюонной вершины. Существенной особенностью КХД как неабелевой калибровочной теории является самовзаимодействие глюонов, обусловленное наличием у них цветового заряда. Вследствие этого появляются трехглюонные вершины, которые, например, должны давать заметный вклад в рождение четырехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции, описываемое диаграммами на рис.7. Хотя в эксперименте нельзя однозначно определить, в каком из этих процессов образовалось каждое отдельное четырехструйное событие, это можно сделать статистическими методами для определенной выборки событий после упорядочивания энергии струй $E_1 \geq E_2 \geq E_3 \geq E_4$ на основе специфической конфигурации струй из трехглюонной вершины [78]. Одной из переменных, распределение по которым различно для конечных состояний $q\bar{q}q\bar{q}$ и $q\bar{q}gg$, является угол Θ_{NR}^* между $(p_1 - p_2)$ и $(p_3 - p_4)$ (так назы-

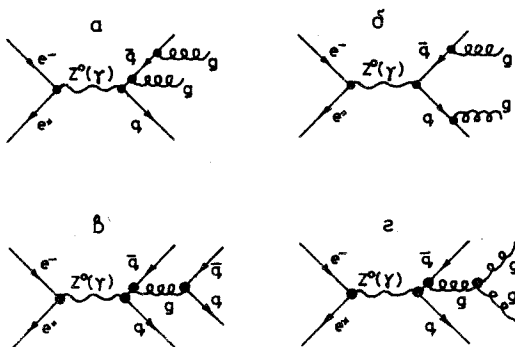


Рис.7. Фейнмановские диаграммы, описывающие образование 4-струйных событий в e^+e^- -аннигиляции

васмый угол Нахтманна — Рейтера) [79]. Для разделения состояний $q\bar{q}g\bar{q}$, образовавшихся в результате двойного тормозного излучения глюонов (диаграммы *a* и *б* на рис.7), от таких состояний, образовавшихся через процесс с тройной глюонной вершиной (диаграмма *г*), предложено использовать угол α_{34} между двумя струями с наименьшими энергиями [80].

На рис.8 приведено распределение по $\cos \Theta_{NR}^*$, полученное из данных детектора L3, совместно с расчетами по ТВ КХД и АКТ [77]. Существенная разница распределений четырехструйных событий по $\cos \Theta_{NR}^*$, предсказываемая этими моделями, обусловлена тем, что для $y_{cut} = 0,01$ КХД дает только 4,7% четырехструйных конечных состояний $q\bar{q}q\bar{q}$, в то время как АКТ предсказывает 31,3% таких состояний, т.к. диаграмма с трехглюонной вершиной в ней невозможна.

В коллаборации DELPHY была проведена аппроксимация двухмерного распределения четырехструйных событий на диаграмме $\cos \Theta_{NR}^*$ vs. α_{34} зависимостью, полученной во втором порядке ТВ КХД, в которой отношения C_A/C_F и N_C/N_A (где C_A и C_F — константы связи в вершинах ggg и qgq соответственно, N_C, N_A — числа цветовых зарядов у кварка и глюона) считались свободными параметрами. В этой работе четырехструйные события отбирались с помощью алгоритма LUCLUS [60]; возникающий при этом фон от ложно интерпретированных двух- и трехлучевых событий учитывался с помощью МК-моделирования. В результате сложного анализа, учитывающего все эффекты, связанные с детектором [81], было получено $C_A/C_F = 2,12 \pm 0,35$ и $N_C/N_A = 0,46 \pm 0,19$, что согласуется с соответствующими значениями 2,24 и 3/8, следующими из КХД.

Наличие вклада трехглюонной вершины было также установлено при анализе данных с детектора ALEPH [82].

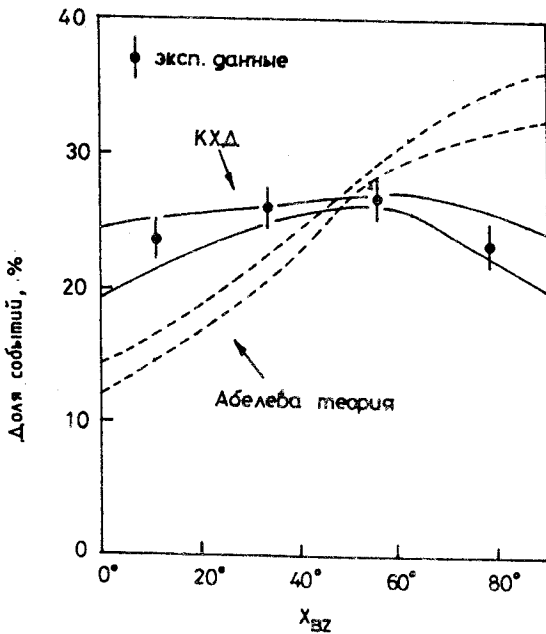


Рис.8. Распределение 4-струйных событий по $\cos \theta_{NR}^0$, полученное на установке L3 в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ. Кривые представляют результаты расчетов по КХД и АКТ

4.6. Основные характеристики адронных струй. Хотя e^+e^- -аннигиляция представляет идеальные условия для изучения структуры адронных струй, из-за особенностей процессов развития глюонного каскада само определение отдельных струй от фрагментации кварков и тем более глюонов при низких энергиях не вполне однозначно. Поэтому до энергии LEP обычно изучались характеристики не отдельных струй, а аннигиляционных событий в целом, в предположении, что основной вклад дают двухструйные события.

Детальное исследование структуры аннигиляционных событий в диапазоне $\sqrt{s} = 14 + 34$ ГэВ было выполнено на установке TASSO [83]. Проведенный в этой работе анализ энергетической зависимости средней множественности заряженных частиц, в котором были также использованы данные при меньших энергиях, показал, что она хорошо описывается

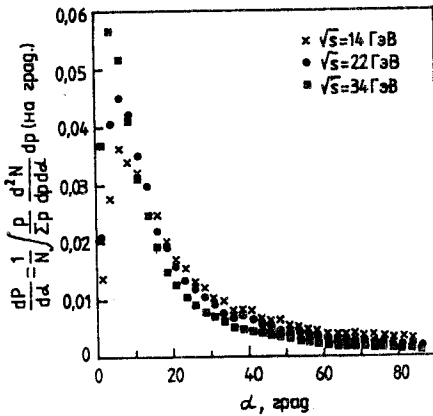


Рис.9. Зависимость потока импульса заряженных адронов от угла α с осью струи в двухструйных событиях от e^+e^- -аннигиляции

зависимостью типа $\langle n_{ch} \rangle = a + b \exp [c (\ln (s/Q_0^2))^{1/2}]$, c $Q_0 = 1$ ГэВ, полученной в главном логарифмическом приближении ТВ КХД. Величины $\langle n_{ch} \rangle / D$ (где D — дисперсия распределения n_{ch})

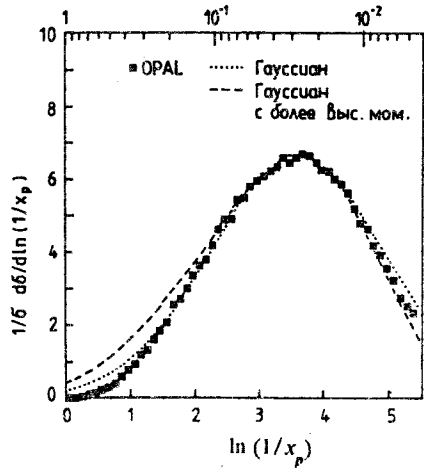
для заряженных частиц, вылетевших в противоположные полусферы относительно оси сферичности, найденные в [83], оказались примерно в $\sqrt{2}$ раз меньше, чем у полных событий, что свидетельствует об отсутствии сильной коррелированности между струями. Анализ импульсных распределений частиц в струе был проведен в предположении, что оси кварковых струй совпадают с осью траста (см. п.4.1). Найдено, что с увеличением \sqrt{s} число частиц, испущенных относительно оси струи под малыми углами α , быстро растет, но их число при $\alpha > 40^\circ$ почти не зависит от энергии. Усиление коллимации струй с ростом их энергии подтверждается распределениями нормированного потока импульса заряженных частиц:

$$\frac{dP}{d\alpha} = \frac{1}{N} \int dp \frac{p}{\Sigma p_i} \frac{d^2N}{dp d\alpha},$$

показанными на рис.9. Как было найдено, средний поперечный импульс заряженных частиц относительно оси струи имеет почти линейную зависимость от p_L в области $p_L > 0,5$ ГэВ/с.

Однако наиболее впечатляющее подтверждение предсказаний КХД относительно механизмов фрагментации партонов было получено при изучении распределения $\frac{1}{\sigma_t} \frac{d\sigma}{d \ln (1/x_p)}$, где $x_p = 2p/\sqrt{s}$, в котором было обнаружено «горбатое плато», предсказанное в [19, 22]. Позже эта особенность распределения по $\ln (1/x_p)$ была подтверждена при энергиях LEP на установке OPAL [84]. На рис.10 приведено распределение по $\ln (1/x_p)$, полученное на этой установке, вместе с результатами вычислений по формулам (6) и (7). Видно, что это распределение откло-

Рис.10. Распределение по $\ln(1/x_p)$ заряженных адронов в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ. Штриховой кривой представлен результат расчетов по формуле (7), точечная кривая — распределение Гаусса (6)



няется от гауссова, но область больших x_p плохо описывается обеими формулами. С другой стороны, как было показано в этой работе, форма этого распределения полностью воспроизводится кривой, рассчитанной по программе HERWIG. Совместный анализ данных, полученных на установках TASSO и OPAL, показал, что смещение положения максимума с энергией согласуется с зависимостью, следующей из выражения (6), что является подтверждением существования когерентных эффектов при развитии глюонного каскада.

В менее продвинутом состоянии (как в теории, так и в эксперименте) находятся в настоящее время исследования корреляций между кинематическими переменными двух и более адронов, принадлежащих к одной струе.

Положительные короткодействующие корреляции между быстрыми двух адронов с малыми $x_E = E_h/E_j$, предсказанные для глюонного каскада (см. п.2.3), были, в принципе, обнаружены на установке OPAL [85]. Однако в деталях полученные экспериментальные результаты существенно расходятся с теоретическими предсказаниями, сделанными на полукачественном уровне.

В ряде экспериментов (см., например, [86]) были обнаружены сильные отрицательные короткоживущие корреляции между зарядами двух адронов, свидетельствующие о локальной компенсации заряда. С другой стороны, наличия локальной компенсации поперечного импульса установлено не было.

4.7. Результаты поисков различий в структуре струй от фрагментации глюонов и кварков. Как показано в п.2.2, одним из наиболее важных предсказаний, следующих из квантово-хромодинамического подхода к сильным взаимодействиям, является существенное различие в процессах адронизации кварка и глюона, связанное с большим цветным зарядом последнего. Поэтому сразу после открытия глюона структура адронных струй от фрагментации глюонов и кварков стала объектом тща-

тельных экспериментальных исследований. С этой целью обычно использовались события от реакции (9), обладающие наиболее простой партон-ной структурой. Однако даже в этом случае при энергиях PETRA и PEP возникали сложности с идентификацией струй от кварков и глюона, поэтому использовались различные косвенные способы их сравнения.

Хотя проведенные на этих коллайдерах исследования дали противоречивые результаты [87—90], в целом они указали на отсутствие при $\sqrt{s} \leq 35$ ГэВ значительной разницы в процессах фрагментации глюонов, предсказываемой «наивной» КХД.

Этот вывод был подтвержден в последующих экспериментах, выполненных при больших энергиях. В эксперименте, проведенном на коллайдере TRISTAN при $\sqrt{s} = 50$ и 60,8 ГэВ [91], в качестве струи от глюона в трехструйных событиях отбиралась струя с наименьшей энергией, а характеристики оставшихся струй (предположительно от кварков) в трехструйных событиях для контроля сравнивались с характеристиками струй из двухструйных событий, отобранных в этом же эксперименте. В определенных таким образом струях от фрагментации кварков и глюонов была найдена значительная разница в зависимостях от энергии струй ее доли, заключенной в узком конусе вокруг оси струи, средней скорости лидирующей в струе частицы и угловых корреляций. Полученная разница качественно соответствовала результатам расчетов по программе JETSET, в которой была учтена разница в описании процессов фрагментации кварков и глюонов.

Первая попытка произвести количественные измерения разницы в структуре струй от кварков и глюонов была предпринята на установке OPAL при $\sqrt{s} = M_Z^0$ [92]. Недавно коллаборация OPAL опубликовала уточненные данные по этому вопросу [93]. В этом эксперименте использовано около 23 тыс. трехструйных событий от реакции (9), что более чем на порядок превышает статистики, использованные в предшествующих исследованиях этой проблемы. Отбор трехструйных событий производился с помощью k_t -алгоритма.

Столь высокая статистика позволила эффективно использовать метод мечения струи от кварка с помощью вторичной вершины от распада c - или b -кварков. При этом в качестве одной струи от кварка бралась самая быстрая струя, энергия которой не менее чем на 8 ГэВ выше, чем энергия любой из более медленных струй. Далее отбирались события, у которых оставшиеся струи от кварка и глюона имели близкие энергии (~ 24 ГэВ), для чего на угол ψ_{qi} между осью струи быстрого кварка и i -струи накладывалось ограничение $\psi_{qi} = (150^\circ \pm 10^\circ)$. Кроме того, требо-

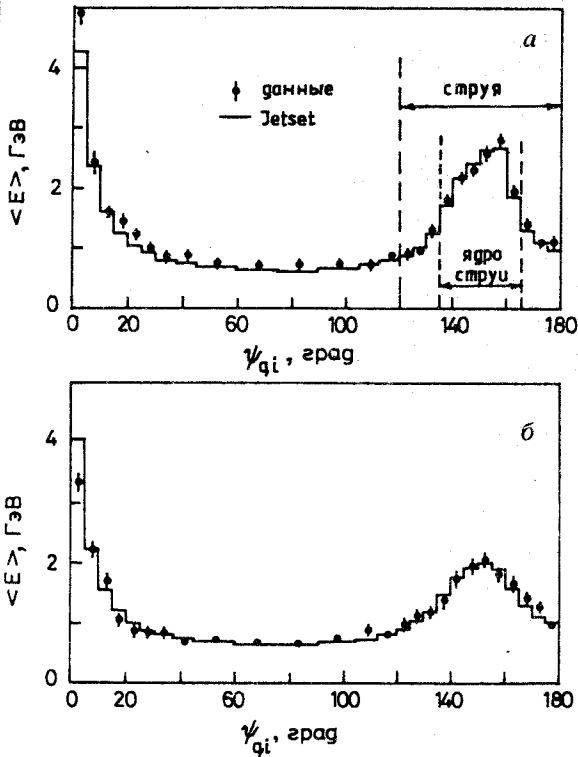


Рис. 11. Распределения потока энергии в зависимости от угла ψ_{qi} для заряженных частиц от трехлучевых событий из e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 91$ ГэВ: для струй от фрагментации кварка (а) и глюонов (б)

валось, чтобы одна из этих струй содержала вторичную вершину, близко лежащую к вершине e^+e^- -взаимодействия. На основании этих критериев отобрано 1175 событий с меченой кварковой струей. С помощью моделирования найдено, что немеченая медленная струя с $(80 \pm 5)\%$ вероятностью должна быть струей от фрагментации глюона. Наличие 20% загрязнения выборки струями от кварков в дальнейшем анализе учитывалось с помощью поправок.

Однако, так как процесс мечения струи приводил к отбору струй с образованием тяжелых кварков, полученное распределение по потоку энергии в струе медленного кварка должно отличаться от такого распре-

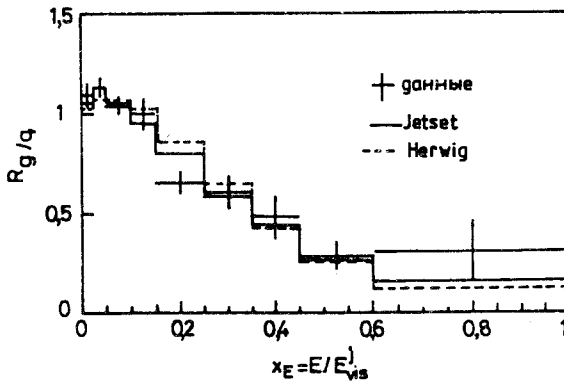


Рис.12. Отношение $R_{g/q}$ дифференциальных сечений

$$\frac{1}{n_{\text{tot}}} \frac{dn}{dx_E}$$

для кварковых и глюонных струй

деления для случайных кварковых струй и его нельзя непосредственно сравнивать с таким распределением для глюонных струй. Поэтому в этом же эксперименте была использована вторая выборка трехструйных событий с аналогичной кинематической конфигурацией, но не имеющих меченых струй. У этой выборки совокупность медленных струй представляет собой равную смесь глюонных и кварковых струй, и параметры медленной кварковой струи получались методом вычитания глюонных струй из первой выборки. На рис. 11, а приведено окончательное распределение потока энергии по углу ψ_{qi} для струи от фрагментации кварка, полученное на выборке с мечеными струями, а на рис. 11, б — аналогичное распределение для струй от фрагментации глюона. Сплошными гистограммами на рисунках показаны результаты моделирования по программе JETSET. Из сравнения распределений на рис. 11 следует, что поток энергии струи от кварка в «ядре» струи ($135^\circ < \psi_{qi} < 165^\circ$) существенно выше, чем у струи от глюона. На рис. 12 показано отношение нормированных инклюзивных распределений $\frac{1}{n_{\text{tot}}} \frac{dn}{dx_E}$ частиц из струй от глюона и кварка, где $x_E = E/E_j$. Видно, что в глюонной струе преобладают мягкие частицы. В этой работе впервые было надежно установлено, что средние множественности частиц в области струй ($120^\circ < \psi_{qi} < 180^\circ$) от фрагментации глюонов и кварков существенно различаются:

$$\frac{\langle n_{tot} \rangle_g}{\langle n_{tot} \rangle_q} = 1,267 \pm 0,043 \text{ стат.} \pm 0,055 \text{ сист.},$$

$$\frac{\langle n_{ch} \rangle_g}{\langle n_{ch} \rangle_q} = 1,326 \pm 0,054 \text{ стат.} \pm 0,073 \text{ сист.}$$

5. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ

Эксперименты по поиску адронных струй в hh -взаимодействиях начались одновременно с аналогичными экспериментами по e^+e^- -аннигиляции. Однако первые надежные данные о наблюдении струй в pp -взаимодействиях были получены на пересекающихся накопительных кольцах (Intersecting Storage Ring (ISR)) в ЦЕРН существенно позже, чем на e^+e^- -коллайдерах. Эта задержка объясняется тем, что проблема выделения струй в hh -взаимодействиях из-за наличия в начальном состоянии нескольких кварков является, с экспериментальной точки зрения, более сложной, чем в e^+e^- -аннигиляции. До настоящего времени основной реакцией, используемой для изучения струй в hh -взаимодействиях, является жесткое рассеяние двух партонов:

$$\begin{aligned} h_1 + h_2 &= q_1 + q_2 | + (n-2) q_{sp} | \rightarrow q_1 + q_2 + X_1, \\ h_1 + h_2 &= q + g | + (n-1) q_{sp} | \rightarrow q + g + X_2, \\ h_1 + h_2 &= g_1 + g_2 | + (n) q_{sp} | \rightarrow g_1 + g_2 + X_3, \end{aligned} \quad (11)$$

где n — число валентных кварков в сталкивающихся партонах, приводящее к появлению в конечном состоянии двух струй, вылетающих под большими углами к направлению первичных адронов, и двух пучков наложившихся струй от оставшихся кварков-спектаторов q_{sp} , вылетающих в направлении сталкивающихся пучков, которые при написании реакций (11) включены в систему X_i .

При энергиях ISR сечение этого процесса мало, поэтому основной проблемой была организация триггера, позволяющего отбирать события с двумя струями, испущенными под большими углами, на фоне мягких взаимодействий, превышающем искомый эффект на несколько порядков. Далее, в отличие от e^+e^- -аннигиляции струи, образовавшиеся в реакции (11), неколлинеарны в системе центра масс сталкивающихся адронов, так как взаимодействующие партоны несут разные доли импульса первичного адрона и обладают различными значениями начального

поперечного импульса k_{\perp} . Кроме того, помимо двух струй от жесткого расщепления партонов в конечном состоянии от реакции (11) могут появиться, как это показано в разд.2 и 3, дополнительные струи от глюонов, испущенных партонами начального и конечного состояний.

Указания на возможное существование процессов (11) получены на ISR еще в начале 70-х годов, когда было обнаружено, что измеренное сечение образования адронов в области больших (≥ 1 ГэВ/с) поперечных импульсов существенно превышает ожидаемое на основании простой экстраполяции данных из области меньших \sqrt{s} [2]. Первые убедительные данные об образовании в pp -взаимодействиях на ISR двух адронных струй от фрагментации партонов, образовавшихся в процессах (11), были представлены на XXI Международной конференции по физике высоких энергий в 1982 г. [94]. Интересно отметить, что на этой же конференции коллаборацией UA2 были доложены предварительные результаты по обнаружению струй на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, где этот эффект был выражен гораздо сильнее.

5.1. Обнаружение струй при энергиях ISR. Наиболее детальные исследования процессов (11) при энергиях ISR были проведены на детекторе «Спектрометр с аксиальным полем» (Axial Field Spectrometer (AFS)) [95], уже обладавшем многими возможностями экспериментальных установок с 4л-геометрией, которые позднее использовались на более мощных адронных коллайдерах. В частности, AFS имел прецизионный сэмпинговый калориметр с абсорбером из урановых и медных пластин, прослоенных сцинтиллирующей пластмассой, который перекрывал весь азимутальный угол φ в диапазоне быстрот $|y| \leq 0,9$. Это позволило с достаточной точностью измерять полную поперечную энергию ΣE_{\perp} и организовать по данным с калориметра триггер на жесткие взаимодействия [96]. Области калориметра, в которые попали частицы из струи, на AFS выделялись с помощью алгоритма типа LUCCLUS [60]. Для предварительного отбора двухструйных событий от процессов (11) использовалась коллективная переменная циркулярность C , являющаяся двумерным эквивалентом сферичности S , определенной в п.4.1.

Показано, что при $\Sigma E_{\perp} > 25$ ГэВ в распределении событий по циркулярности появляется пик при малых значениях C , который в распределениях событий с $\Sigma E_{\perp} > 35$ ГэВ становится доминирующим. Эта особенность распределений по переменной C в диапазоне $30 < \sqrt{s} < 63$ ГэВ слабо зависит от энергии, однако число событий с большими значениями ΣE_{\perp} быстро возрастает с увеличением \sqrt{s} . Также было показано, что две

струи, выделенные в событиях с $C < 0,4$ с помощью кластерного алгоритма, оказываются испущенными по азимутальному углу φ в противоположные стороны (при $\Sigma E_i > 44$ ГэВ $\langle \Delta\varphi \rangle = (174 \pm 1)^\circ$), как это и должно быть в случае жесткого рассеяния партонов. Измеренные сечения событий с двумя струями в диапазоне $\sqrt{s} = 30 + 63$ ГэВ также согласовались с результатами расчетов в низшем порядке ТВ КХД.

При исследовании структуры струй на AFS было установлено, что распределение включенных в струю заряженных частиц по величине $x_p = 2p/\sqrt{s'}$, где s' — энергия сталкивающихся партонов в с.ц.м., которая при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ для отобранных событий с $\Sigma E_i > 33$ и $C < 0,4$ составила $\langle \sqrt{s'} \rangle \cong 32$ ГэВ, хорошо совпадает с аналогичным распределением, измеренным для двухструйных событий от e^+e^- -аннигиляций при $\sqrt{s} = 34$ ГэВ на установке TASSO [83].

Для определения природы партонов, порождающих струи с большими p_T , исследована зависимость отношения чисел положительных и отрицательных частиц в струе в зависимости от их x_p . Заметный рост этого отношения с увеличением x_p интерпретирован как свидетельство в пользу того, что объекты фрагментации являются в основном претерпевшими жесткое рассеяние валентными кварками.

Аналогичные результаты были получены при $\sqrt{s} = 63$ ГэВ коллаборацией CMOR [97] на установке, имевшей электромагнитные калориметры (ЭМК), которые перекрывали 90% угла φ . В этом эксперименте триггирование проводилось по суммарной поперечной энергии ΣE_i^0 нейтральных частиц (в основном π^0 -мезонов). Алгоритм поиска струй был основан на предположении о наличии в данных с ЭМК только двух кластеров, лежащих в двух разных полусферах. Размеры струи определялись затем углом раствора конуса вокруг оси струи ($\theta_i < 30^\circ$). В этом эксперименте из факта увеличения с ростом ΣE_i^0 числа событий, в которых обе лидирующие частицы заряжены положительно, также было сделано заключение, что фрагментирующие партоны являются преимущественно u -кварками.

5.2. Основные результаты исследований струй на $\bar{p}p$ -коллайдерах. Более детальное исследование процессов адронобразования струй и их характеристик было проведено после ввода в строй $\bar{p}p$ -коллайдеров в ЦЕРН и ФНАЛ с энергиями $\sqrt{s} = 540 + 630$ ГэВ и 800 ГэВ соответствен-

но. В этом новом диапазоне энергий сечения процессов жесткого рассеяния партонов сильно возросли (так, сечение процессов при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ оказалось на три порядка выше, чем при максимальной энергии ISR), что обеспечило их очень чистое выделение на фоне мягких адронных взаимодействий.

Для исследования жестких процессов на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН в основном использовались две экспериментальные установки, получившие названия подземных экспериментальных залов UA1 и UA2 (от Underground Area (UA)), в которых они были установлены.

Эти весьма отличные одна от другой установки стали знамениты тем, что на них были открыты калибровочные векторные бозоны W^\pm и Z^0 , но они оказались также весьма эффективными приборами для исследования адронных струй. Поскольку в исследованиях адронных струй, проведенных на этих установках, алгоритмы выделения струй существенно отличались от описанных для алгоритмов, использовавшихся на e^+e^- -коллайдерах, и учитывали особенности этих детекторов, ниже будут приведены их основные характеристики.

В установке UA1 [98-100] использован дипольный электромагнит закрытого типа с $H = 0,7$ Тл, сконструированный первоначально для экспериментов на ISR, в котором почти герметичное ядро, прослоенное пластинами из сцинтиллирующей пластмассы, исполняло функции адронного калориметра (АК), перекрывающего область $|\eta| < 3$, где псевдобыстрота $\eta = -\ln |\operatorname{tg}(\theta/2)|$. В поперечном направлении АК был сегментирован на 360 ячеек с независимым съемом информации. Внутри ядра был расположен сэмпинговый (свинец/сцинтиллятор) ЭМК и центральная цилиндрическая дрейфовая камера длиной 5,8 м и диаметром 2,3 м. Калориметры и трековые приборы использовались также для перекрытия областей малых углов ($3 \leq |\eta| \leq 4$). С наружной стороны (кроме торцевых частей) магнит окружен дополнительным 60 см железным фильтром и двумя слоями проволочных детекторов для регистрации мюонов. Установка UA1 в этом составе проработала до завершения исследований на $\bar{p}p$ -коллайдере, претерпев лишь незначительные усовершенствования (например, был усилен мюонный фильтр).

Начатые в 1986 г. работы по замене ЭМК и усилению АК путем размещения внутри магнита нового комбинированного (ЭМК+АК) калориметра ионизационного типа с урановыми пластинами, в котором в качестве активной среды была выбрана «теплая» органическая жидкость тетраметилпентан (ТМП), своевременно закончить не удалось из-за проблем с очисткой ТМП, хотя в их процессе были получены интересные методические результаты [101].

Более скромная по размерам безмагнитная установка UA2 в середине 80-х годов была успешно модернизирована и превращена в один из самых эффективных приборов для исследования жестких процессов. В начальной конфигурации основной частью установки UA2 являлись центральные сферические сэмпинговые АК (железо/сцинтиллятор) и ЭМК (свинец/сцинтиллятор), перекрывающие области $|\eta| < 1$ и герметичные по φ , которые были разбиты на 240 башен (ячеек), обладавших проективной геометрией (т.е. «нацеленных» в центр области пересечения пучков) и имевших поперечные размеры $\Delta\eta = 0,1$, $\Delta\varphi = 15^\circ$ [102]. Внутри калориметров расположен вершинный детектор из цилиндрических пропорциональных и дрейфовых камер длиной 2 м и диаметром 0,7 м [103]. Каждая из торцевых областей ($1 < |\eta| < 1,7$) оборудована 12 малыми магнитными спектрометрами из тороидальных магнитов, проволочных камер и блоков ЭМК [104, 105]. Однако в ходе эксплуатации эта экзотическая структура себя не оправдала, и основные результаты в первой фазе исследований на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН (1982—1985 гг.) на установке UA2 получены с помощью центральных калориметров и трековой системы, имеющих существенно меньший, чем у UA1, акцептанс по $|\eta|$, что требовало набора большей статистики. Поэтому новые результаты по процессам с образованием струй обычно получались коллаборацией UA1. В ходе модернизации детектора UA2 торцевые спектрометры были заменены на простые торцевые калориметры: ЭМК (свинец/сцинтиллятор) и АК (железо/сцинтиллятор), перекрывающие область $1 \leq |\eta| \leq 3$. Новая центральная дрейфовая камера «струйного» типа [106] была окружена двумя цилиндрическими слоями кремниевых детекторов с пэдовой структурой [107]. Для улучшения идентификации электронов добавлены цилиндрический детектор переходного излучения [108] и прерадиатор с координатным детектором из 60 тыс. сцинтиллирующих волокон диаметром 1 мм [109].

Эти усовершенствования на заключительном этапе исследований с новым антипротонным коллектором (ACOL) (1988—1990 гг.) превратили UA2 в основной детектор на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН, несмотря на отсутствие в нем мюонного спектрометра.

Опыт использования этих установок учтен при разработке экспериментальной базы для $\bar{p}p$ -коллайдеров ФНАЛ, где также были подготовлены два больших калориметрических детектора.

Первым из них является коллайдерный детектор (Collider Detector at Fermilab (CDF)) [110], который введен в эксплуатацию в 1985 г.

Создание этой установки, с которой началось второе поколение коллайдерных детекторов, явилось новым шагом в развитии методики исследований на встречных адронных пучках высоких энергий. CDF является

классическим детектором с 4 π -геометрией. Его калориметры перекрывают по псевдобыстроте область $|\eta| < 4,2$ и герметичны по φ . Внутри калориметров размещен центральный магнитный спектрометр, включающий сверхпроводящий радиационно-прозрачный соленоид длиной 5 м и с радиусом 1,5 м, создающий аксиально-симметричное магнитное поле напряженностью $H = 1,4$ Тл, центральную трековую систему из 84 слоев цилиндрических дрейфовых камер и малую вершинную камеру время-проекционного типа вокруг области взаимодействия. Этот спектрометр обеспечивает в области $|\eta| \leq 1,2$ точность измерения поперечного импульса заряженной частицы $\delta p_t/p_t^2 \approx 0,0015$ (ГэВ/с) $^{-1}$. Центральные ЭМК и АК сэмпингового типа на скитилляторе, перекрывающие область $|\eta| < 1,1$, имеют поперечную сегментацию с проективной геометрией ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 15^\circ$), а торцевые и передние калориметры на пропорциональных газовых трубках имеют ячейки $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0,1 \times 5^\circ$. В центральной части установки за АК следует слой дрейфовых камер мюонной системы и ярмо магнита толщиной 60 см. Для измерения мюонов под меньшими углами за передними калориметрами расположены мюонные спектрометры, каждый из которых состоит из двух магнитных железных тороидов диаметром ~ 7 м, окруженных дрейфовыми камерами.

Эта установка, возможно, также войдет в историю физики, так как с ее помощью в ближайшие годы может быть открыт t -кварк [111].

Второй установкой, используемой с 1982 г. на встречных пучках $\bar{p}p$ -коллайдера, является большой безмагнитный калориметрический спектрометр, названный по месту пересечения, на котором установлен, D0 [112]. Отличительной особенностью этой установки являются жидкоаргоновый калориметр с поглотителем из урановых и медных пластин, содержащий секции ЭМК и АК [113], и более мощный, чем в CDF, мюонный спектрометр.

Во всех этих установках основную роль в исследованиях струй играют калориметры, и одной из основных методических проблем является надежное выделение ячеек калориметров, «засвеченных» адронными струями на фоне адронов от фрагментации кварков-спектаторов и глюонов тормозного излучения. Поэтому при анализе данных с них потребовались более эффективные алгоритмы индивидуального выделения струй, основанные на данных об их структуре, полученных на e^+e^- -коллайдерах.

На первом этапе исследований струй на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН основной задачей была проверка фундаментальных положений КХД путем сравнения экспериментальных данных с расчетами, проведенными в низшем порядке ТВ. Такие расчеты для процессов $2 \rightarrow 2$ были проведены

в приближении $O(\alpha_s^2)$ еще в конце 70-х годов [115,116]. В начале 80-х годов были рассчитаны в приближении $O(\alpha_s^3)$ матричные элементы для процессов $2 \rightarrow 3$ [117,118]:

$$\begin{aligned} \bar{q}q &\rightarrow \bar{q}qg, \\ q(\bar{q})g &\rightarrow q(\bar{q})gg, \\ g_1g_2 &\rightarrow g_1g_2g_3, \end{aligned} \quad (12)$$

которые имели физический смысл только для определенных конфигураций трехпартонных состояний. Поскольку к началу экспериментов на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН техника расчетов по ТВ КХД, позволяющая учитывать следующие члены разложения по α_s , для инклюзивного образования струй еще не была разработана, специальных требований к процедуре выделения струй в hh -взаимодействиях, аналогичных рассмотренным в п.4.3 требованиям к алгоритмам выделения струй в e^+e^- -взаимодействиях, в то время не выдвигалось. Поэтому было разработано несколько алгоритмов выделения отдельных струй с высокой энергией, ориентированных на особенности определенного детектора.

Для детектора UA1, в котором магнитное поле направлено перпендикулярно встречным пучкам, был разработан и успешно применялся алгоритм «конусного» типа [119], состоящий из последовательности следующих операций.

— Каждой ячейке калориметра приписывается «вектор» энергии, абсолютная величина которого равна энерговыделению в этой ячейке, а направление — усредненному направлению из точки взаимодействия в центры энерговыделения в электромагнитной и адронной частях калориметра.

— Все ячейки j с $E_t^j > E_t^{\text{th}}$ (реально сначала брали $E_t^{\text{th}} = 2,5$ ГэВ, но потом этот порог был снижен до 1,5 ГэВ) считаются «иницирующими» и выстраиваются в порядке уменьшения E_t^j .

— Ячейка j_1 с максимальной E_t^j берется за центр первой струи.

— Энергии всех «иницирующих» ячеек j , расположенных относительно нее на расстоянии $R = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2} < R_0$, где $\Delta\varphi = \varphi_{j_1} - \varphi_j$ (φ в радианах), $\Delta\eta = \eta_{j_1} - \eta_j$, векторно складываются с E_{j_1} (экспериментально было определено, что $R_0 = 1$).

— «Иницирующая» ячейка с максимальной из оставшихся E_i^j , расположенная вне этой области, берется за центр новой струи.

— Эта процедура повторяется до тех пор, пока все «иницирующие» ячейки не будут включены в одну из струй.

— В завершение процедуры энергии ячеек i с $E_i^i < E_i^{\text{th}}$ добавляются к тем струям, относительно оси которых они имеют $p_i < 1$ ГэВ/с и угол θ менее 45° .

В коллаборации UA2 разработан алгоритм кластерного типа, в котором ограничений на размер и форму струи заранее не накладывалось [120].

Начальные этапы работы этого алгоритма, включающие выделение «иницирующих» ячеек, были такие же, как у описанного выше алгоритма UA1. Но далее к первой «иницирующей» ячейке присоединялись все примыкающие (т.е. соприкасающиеся с ней одной стороной) ячейки с энерговыделением $E_i^{\text{th}} \geq 0,4$ ГэВ; к последним, в свою очередь, присоединялись примыкающие к ним ячейки с $E_i^{\text{th}} > 0,4$ ГэВ, и этот процесс продолжался до тех пор, пока таких ячеек больше не оставалось. В предположении, что такой кластер ячеек с повышенным энерговыделением соответствует поглощенной в калориметре струе, ее энергия и направление находились путем сложения «векторов» E_i^j всех включенных в кластер ячеек. После этого в качестве нового «зародыша» новой струи бралась та из оставшихся, не включенных в кластер «иницирующих» ячеек, E_i которой была максимальна, и процедура повторялась сначала. Оказалось, что струи с $E_i = 2$ ГэВ, отобранные таким образом, занимают в среднем 3 ячейки, а струи с $E_i = 40$ ГэВ — около 10 ячеек. Кластеры, имеющие пару локальных максимумов, разделенных «долиной» глубиной более 5 ГэВ, разделялись на два. Хотя описанный алгоритм UA2 обеспечивал хорошее двухкластерное разрешение и успешно использовался для анализа многокластерных событий, в ходе применения он постоянно развивался. В частности, было найдено, что для учета потери энергии партона за счет глюонного тормозного излучения к 3-импульсу кластера с $E_i > 10$ ГэВ следует прибавлять 3-импульсы всех кластеров с $E_i > 3$ ГэВ, которые имеют малые углы с направлением 3-импульса этого кластера ($\cos \omega > 0,2$). Эта процедура повышала E_i кластера на 15%.

Использование описанных выше алгоритмов выделения струй позволило уже на ограниченной статистике, полученной на $\bar{p}p$ -коллайдере в

сеансах 1981—1982 гг. с интегральной светимостью $\int Ldt = 14 \text{ нб}^{-1}$, получить убедительные доказательства существования в событиях с $\Sigma E_i \geq 40 \text{ ГэВ}$ двух адронных струй, вылетающих по азимутальному углу в противоположных направлениях и обладающих основной частью ΣE_i [121,122].

При разработке алгоритма поиска струй по данным с калориметров CDF учтен опыт выделения струй на установках UA1 и UA2. Функционально алгоритм CDF можно разделить на три следующих этапа [123].

А. Создание прекластеров. На начальном этапе, как и в алгоритме UA1, находились «иницирующие» ячейки с энергосделением $E_i^j > E_i^{\text{th}}$, которые выстраивались в порядке убывания E_i^j (обычно бралось $E_i^{\text{th}} = 1 \text{ ГэВ}$). Во время этой процедуры ячейки в торцевых и передних калориметрах по координате φ объединялись по три, чтобы обеспечить одинаковые размеры с ячейками центрального калориметра. Прекластеры образовывались из неразрывной цепочки «иницирующих» ячеек, попадающих в «окно» 7×7 ячеек. «Иницирующие» ячейки, попадающие вне «окна», использовались для начала следующего прекластера. Процедура повторялась до тех пор, пока не исчерпывался весь список «иницирующих» ячеек.

Б. Формирование кластеров. На этапе формирования кластеров снова использовались ячейки натуральных размеров (т.е. без объединения по φ). Для каждого прекластера рассчитывалась координата его центра как взвешенное по энергии среднее координат центров входящих в него ячеек, и вокруг него описывался круг радиусом R . Затем все ячейки с энергосделением больше $0,1 \text{ ГэВ}$, попавшие в этот круг, включались в кластер, координаты его центра пересчитывались, вокруг него описывался новый круг и этот итеративный процесс продолжался до полной сходимости.

В. Выделение отдельных струй. Поскольку часть созданных с помощью описанной выше процедуры кластеров перекрывалась, т.е. одна и та же ячейка оказывалась включенной в состав двух и более кластеров, в коллаборации CDF были сформулированы следующие критерии выделения отдельных струй. Для двух перекрывшихся кластеров определялось, какая часть энергии меньшего из двух кластеров оказывалась в области перекрытия. Если эта доля оказывалась меньше заданного порога (обычно 75%), перекрывшиеся кластеры разделялись на две отдельные струи, а общие ячейки перераспределялись между кластерами по принципу наименьшего расстояния от центра струй. Если перекрытие оказывалось большим пороговой величины, кластеры сливались, что

приводило к повторению итеративной процедуры выделения струй по всем ячейкам. Окончательно поперечная энергия струи E_t^j определялась суммированием по всем отнесенным к кластеру ячеек калориметра, а η , φ -координаты оси струи вычислялись как взвешенное по E_t^j среднее соответствующих координат этих ячеек.

К началу экспериментов на CDF появились первые расчеты сечения инклюзивного адронобразования струй по ТВ КХД с учетом следующего за ведущим члена разложения [125]. В этих расчетах инклюзивного сечения с использованием трехпартоного матричного элемента потребовалось введение процедур разделения струй от двух партонов в случае их близкого пространственного разложения, аналогичных используемым в эксперименте. Поскольку в теоретических расчетах естественно описывать струю в виде конуса, нужно было найти согласованное с экспериментаторами решение о размерах этого конуса. Этот вопрос в 1990 г. стал предметом специального обсуждения на Летней школе по физике высоких энергий в Сноумасе (США). В результате достигнуто соглашение [126], что при изучении инклюзивного образования струй в диапазоне энергий существующих $\bar{p}p$ -коллайдеров стандартным должно стать определение струи в виде конуса с $R = 0,7$ в переменных η , φ . Это определение являлось приемлемым для энергии ФНАЛ с точки зрения как величины фона от адронов, не принадлежащих струе, но попавших внутрь конуса, так и потерь фрагментационных частиц, оказавшихся вне конуса. Но основным аргументом в пользу подобного определения струй было то, что при расчетах по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$ при таком размере конуса зависимость результатов расчета от перенормировочного масштабного параметра μ оказалась минимальной.

Сечения инклюзивного образования струй. Особенности инклюзивного образования струй в реакции

$$\bar{p}p \rightarrow j + X \quad (13)$$

исследовались в коллаборациях UA1 и UA2 в течение ряда лет по мере увеличения набираемой интегральной светимости [122,124,127]. Измерения дифференциальных $d\sigma/dE_t^j d\eta$ сечений инклюзивного образования струй были доведены до $E_t^j \sim 150$ ГэВ на экспериментальном материале, полученном при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ в сеансе 1983 г. с интегральной светимостью ~ 120 нб $^{-1}$ и при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ в сеансе 1984 г. с интегральной светимостью ~ 310 нб $^{-1}$. Набор статистики в этих сеансах проводился или с триггером на повышенную полную поперечную энергию,

$\Sigma E_t > 40 + 60$ ГэВ, или с триггером на повышенное локальное энерговыделение в ограниченной области калориметра. Систематическая ошибка в измерении абсолютного сечения реакции (13) на установках UA1 и UA2 составляла около 50%. Основным источником систематической ошибки являлась большая (~ 35%) неопределенность в модельно-зависимых вычислениях акцептансов установки для одной и двух струй. Систематическая ошибка из-за неопределенности в калибровке энергетической шкалы калориметров составляла $\pm 20\%$, примерно с такой же ошибкой измерялась интегральная светимость в точках пересечения пучков [122].

Поскольку при сравнении измерений, проведенных на одной установке, часть этих неопределенностей выпадает, на установке UA2 была успешно определена энергетическая зависимость сечения $d\sigma/dE_t^j d\eta$ по измерениям, проведенным при $\sqrt{s} = 540$ и 630 ГэВ [128]. Результаты этих измерений, показанные на рис.13, свидетельствуют о существенном (до двух раз) росте сечения инклюзивного образования струи с $E_t^j > 60$ ГэВ в этом диапазоне \sqrt{s} .

Аппроксимация этих сечений стандартным выражением для жесткого рассеяния партонов:

$$E d\sigma/dp^3 = p_t^{-n} f(x_t), \quad f(x_t) = A(1 - x_t)^m/x_t^2, \quad (14)$$

где $x_t = 2p_t/\sqrt{s}$, дала оценки параметров $n = 4,5 \pm 0,3$; $m = 7,3 \pm 0,2$.

Показанные на рис.13 результаты расчетов в низшем порядке ТВ КХД на качественном уровне согласуются с экспериментальными данными.

Заключительный анализ инклюзивного образования струй при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ [129] был проведен коллаборацией UA2 на статистике $7,5 \text{ пб}^{-1}$, полученной в 1988—1989 гг. с помощью модернизированной установки, что позволило расширить акцептанс по псевдобыстроте до $|\eta| \leq 2$. Абсолютная точность измерения сечения образования струй была повышена до 32%. Аппроксимация выражением (14) этих новых экспериментальных данных по $E d\sigma/dp^3$ совместно с данными по инклюзивному сечению струй при энергиях ISR и первыми данными, полученными на установке CDF при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ, дала уточненные оценки параметров $n = 4,92 \pm 0,11$; $m = 6,04 \pm 0,28$.

На количественном уровне проверка предсказаний КХД для процессов адронобразования струй в более широком, чем на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН, диапазоне изменения E_t^j была проведена на установке CDF. Ус-

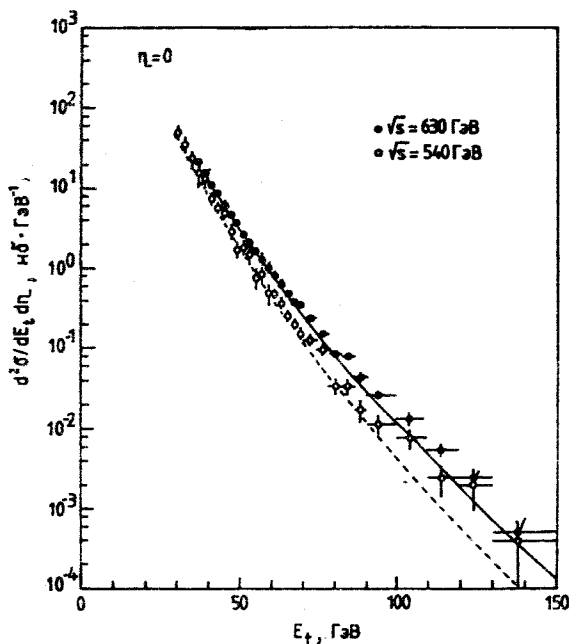
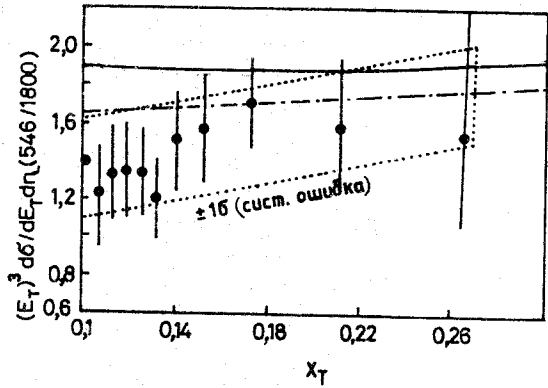


Рис. 13. Инклюзивное распределение $d\sigma/dE_t$ струй при $\sqrt{s} = 540$ и 630 ГэВ; штриховая и сплошная кривые представляют результаты расчетов в низшем порядке ТВ КХД для этих энергий

пешная работа $\bar{p}p$ -коллайдера ФНАЛ позволила в течение сеанса 1988—1989 гг. набрать на CDF статистику 45 пб^{-1} . При получении этой статистики триггер был настроен на отбор событий, имеющих в калориметрах кластер с поперечной энергией выше E_t^0 . Для увеличения статистики по струям с большим E_t в триггере были использованы три значения поперечной энергии (20, 40 и 60 ГэВ).

Сечение инклюзивного образования струй было измерено на CDF в диапазоне $E_t^j = 35 + 450$ ГэВ, где его величина падает на семь порядков. Точная калибровка калориметров с помощью одновременного измерения импульсов заряженных адронов в центральном магнитном спектрометре CDF и детальное моделирование влияния эффекта ограниченного энергетического разрешения по E_t^j на форму $d\sigma_j/dE_t^j$ позволило уменьшить

Рис.14. Отношения сечений $(E_T)^3 d\sigma/dE_T d\eta$ при $\sqrt{s} = 546$ и 1800 ГэВ. Сплошная кривая — результат расчетов по ТВ КХД с учетом члена α_s^3 со структурной функцией в параметризации HMRS (B), $\mu = E_T/4$, и с учетом наложения струй, штрихпунктирная кривая — те же расчеты с поправкой энергий струй на фоновые адроны



систематическую ошибку при измерении сечения в области $E_T^j > 80$ ГэВ до 22% [130]. Вместе с увеличением до 10% точности расчетов по ТВ КХД за счет учета члена α_j^3 разложения это дало возможность впервые детально исследовать пригодность различных видов параметризации структурных функций партонов в нуклоне для описания жесткого рассеяния партонов очень высоких энергий. В частности, найдено, что форма (B) параметризации структурных функций [131] (так называемый вариант HMRC (B)) хорошо согласуется с экспериментальными данными в диапазоне изменения сечений на десять порядков.

Одной из основных целей работы [130] была проверка гипотезы составных кварков [132]. Существование неизвестных суперсильных взаимодействий, связывающих внутри кварка элементарные составляющие, должно приводить к конечной величине константы Λ_c при аппроксимации $d\sigma/dE_T$ теоретической зависимостью, полученной в [132] в рамках «расширенной» КХД, учитывающей этот эффект. Бесконечно большое значение Λ_c должно соответствовать «чистой» КХД. В [130] было получено, что с 95% достоверностью $\Lambda_c \geq 845$ ГэВ, т.е. кварки до размеров $1,4 \cdot 10^{-4}$ фм можно считать цельными объектами.

Коллаборацией CDF была также исследована проблема предсказываемого КХД нарушения x_T -скейлинга при инклюзивном образовании струй в диапазоне $\sqrt{s} = 546 + 1800$ ГэВ. На рис.14 приведена полученная в [133] x_T -зависимость отношения соответствующих инклюзивных сечений, обезразмеренных путем умножения на E_T^3 , в сравнении с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$, использовавшими структурные

функции в параметризации NMRC(B) [131]. Видно, что в области $x_T < 0,17$ экспериментальные данные не только демонстрируют отсутствие чистого x_T -скейлинга, но и существенно (более чем за две ошибки) отличаются от предсказаний КХД. Следует отметить, что расхождение экспериментальных сечений $d\sigma_j/dE_T$ при каждой из этих энергий с расчетами, сделанными в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД, не столь значимы из-за больших систематических ошибок, которые частично сокращаются, когда берется их отношение. Дополнительные исследования показали, что это расхождение нельзя устранить с помощью подбора структурных функций партонов, но можно уменьшить, если при расчетах более полно учесть поправки на загрязнение струй, выделяемых в эксперименте с помощью алгоритма CDF, фоновыми адронами.

Основные характеристики парного образования струй. Исследования инклюзивного процесса

$$\bar{p}p \rightarrow j_1 + j_2 + X, \quad (15)$$

проведенные на статистике, полученной на $\bar{p}p$ -коллайдере ЦЕРН в сеансах 1982—1983 гг. коллаборациями UA1 и UA2, подтвердили отмеченный на начальной фазе исследований [122] факт, что события с $\Sigma E_T > 40$ ГэВ имеют в центральной области две четко выраженные лидирующие струи, на долю которых приходится основная часть поперечной энергии.

Появление двух лидирующих струй с большими E_T может быть вызвано только процессами жесткого рассеяния (11) с последующей фрагментацией двух партонов [134], поэтому эффективная регистрация двухструйных событий на установках UA1 и UA2 открыла возможность исследовать подпроцессы (11) в новой области энергии. Однако для того, чтобы по кинематическим характеристикам струй, измеренных калориметрическим методом, можно было достаточно точно оценить параметры рассеянных партонов, в результате экспериментальных измерений потребовалось внести ряд существенных поправок. К их числу относятся поправки на потери, возникающие при выделении струи с помощью описанных выше алгоритмов, части принадлежащих ей частиц, испущенных под большими углами к ее оси; зависящие от энергии поправки, учитывающие нелинейность калориметра, утечки из него части каскада, краевые эффекты и наличие «мертвых зон» (из-за креплений, кабельных трасс, световодов и т.д.). Эти поправки к энергии, измеряемой калориметрами UA1, для жестких струй составили $\sim 10\%$. Кроме того, вводились поправки на тормозное излучение глюонов партонами конечного состояния ($\sim 12\%$) и ряд меньших по величине поправок. В результате среднее энергетическое разрешение при измерении струй в UA1 состав-

ляло $\delta E/E \cong \pm 26\%$. Моделирование показало, что для UA1 измеренное экспериментально направление 3-импульса струи совпадает с направлением векторной суммы импульсов частиц от фрагментации партона с точностью $\sigma_\varphi = 6^\circ$ и $\sigma_\eta = 0,04$ [135].

Примером анализа двухструйных событий может служить работа [136], выполненная на данных с установки UA1, в которой использовался обычный формализм квазидвухчастичного рассеяния партонов. Дифференциальное сечение подпроцессов (11) как функция угла рассеяния θ в системе центра масс в этой работе было записано в виде

$$\frac{x_1 x_2 d^3 \sigma}{dx_1 dx_2 d \cos \theta} = F_i(x_1) F_j(x_2) d\sigma_{ij}/d \cos \theta, \quad (16)$$

где $F_i(x_1)$ и $F_j(x_2)$ являются структурными функциями, представляющими плотности соответствующих партонов в адронах в зависимости от относительных продольных импульсов x_1 и x_2 этих партонов, а σ_{ij} — сечение квазиупругого рассеяния, которое соответствует расчетам в низшем порядке ТВ КХД. Так как в КХД все процессы происходят через обмен векторными глюонами, они все имеют сходную угловую зависимость, которая при $\cos \theta \rightarrow 1$ стремится к $(1 - \cos \theta)^{-2}$. В предположении, что при образовании двух струй доминируют квазиупругие процессы, имеющие одинаковую угловую зависимость, сечение этого процесса может быть представлено в форме (16), где $F(x)$ становятся эффективными структурными функциями для нескольких типов партонов. В частности, если $d\sigma/d \cos \theta$ взять в форме дифференциального сечения глюон-глюонного рассеяния

$$d\sigma/d \cos \theta = 9/8(\pi\alpha_s^2/2x_1 x_2 s) (3 + \cos^2 \theta)^3 (1 - \cos^2 \theta)^{-2}, \quad (17)$$

где s — квадрат полной энергии в с.ц.м., то $F(x)$ можно записать в виде

$$F(x) = G(x) + 4/9 [Q(x) + \bar{Q}(x)], \quad (18)$$

где $G(x)$, $Q(x)$ и $\bar{Q}(x)$ являются структурными функциями глюона, кварка и антикварка соответственно.

Полученное в [136] распределение по $\cos \theta$ на качественном уровне хорошо совпало с результатами расчетов по ТВ КХД, проведенными в приближении $O(\alpha_s^2)$, но полностью разошлось с формой угловой зависимости, следующей из абелевой теории со скалярными глюонами [137]. Аппроксимация данных в области $|\cos \theta| > 0,4$ зависимостью $\sim (1 - \cos \theta)^{-n}$ дала $n = 2,38 \pm 0,10$. При определении структурных функций $F(x)$ необходимо иметь в виду, что в реальное сечение образо-

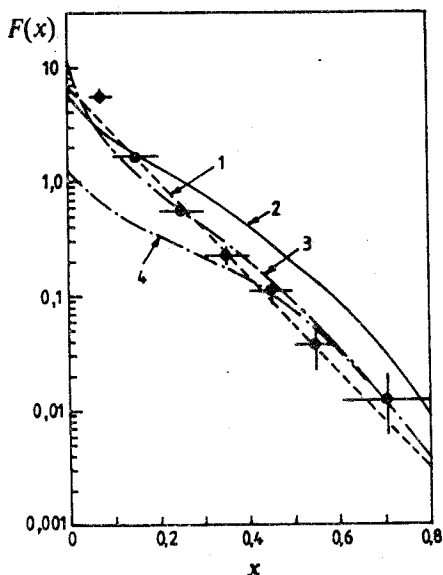


Рис.15. Структурная функция $F(x)$, восстановленная по данным с установки UA1; штриховая линия 1 — результат аппроксимации экспонентой; кривая 2 — $F(x)$ при $Q^2 = 20$ ГэВ² с параметризацией эксперимента CDHS; кривая 3 — та же структурная функция, пересчитанная для $Q^2 = 2000$ ГэВ², кривая 4 — структурная функция для кварков $(4/9)(Q(x) + \bar{Q}(x))$

вания двух струй кроме уравнения (16) должны давать вклад более высокие порядки ТВ КХД. К моменту выполнения исследований двухструйных событий коллаборацией UA1 точных расчетов для этих поправок не было, и для их учета вводился мультипликативный K -фактор, который, согласно

некоторым оценкам, должен был быть $K \approx 2$ [138].

Приведенная на рис.15 структурная функция $F(x)$ получена в [136] в предположении факторизации сечения по x_1 и x_2 . При расчетах этой функции принято $Q^2 = -\hat{t}$, где $\hat{t} = (p_1 - p_3)^2$ — квадрат разности 4-векторов между первичным партоном и партоном конечного состояния, имеющим наибольшую энергию. В диапазоне $0,1 < x < 0,8$ эта функция хорошо описана экспоненциальной зависимостью $F(x) = 6,2 \exp(-9,5x)$ (штриховая линия на рис.15). Для сравнения с полученной в эксперименте UA1 структурной функцией $F(x)$ на рис.15 приведена структурная функция (18) при $Q^2 = 20$ ГэВ, основанная на параметризации эксперимента CDHS [139], и эта же функция, рассчитанная для $Q^2 \approx 2000$ ГэВ, что соответствует $\langle Q^2 \rangle$ для эксперимента на UA1. Отдельной кривой показана структурная функция, рассчитанная только для кварка и антикварка. Из этих распределений следует, что данные, полученные на детекторе UA1, указывают на наличие в протоне высокой плотности глюонной компоненты при малых x и демонстрируют нарушение скейлинга при больших Q^2 .

Несколько позже эти выводы были подтверждены исследованиями, проведенными коллаборацией UA2 [140] на статистике, полученной в сеансе 1983 г.

Исследования двухструйных событий с целью определения структурной функции нуклона были продолжены при энергии $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ на установке CDF с использованием существенно большей статистики.

Поскольку экспериментальные данные по этому процессу сравнивались с результатами существовавших тогда расчетов по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$, размер конуса подбирался из требования наилучшего соответствия экспериментальным данным. Из анализа данных по распределению инвариантной массы двух струй $M(2f)$ найдено, что большинство вариантов параметризации структурных функций лучше описывают распределение $d\sigma/dM(2f)$, полученное при отборе струй с $R = 1,0$ [141]. Поэтому во всех исследованиях на CDF, в которых проводилось сравнение экспериментальных данных с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$, для описания струй использовался конус с $R = 1,0$. Для того, чтобы уменьшить влияние процессов более высокого порядка по α_s , на основе небаланса p_T двух лидирующих струй были вычислены функции размытия распределений по разным переменным за счет глюонного тормозного излучения (функция размытия по E_i имела форму гауссиана с шириной, зависящей от E_i^j), и результаты расчетов по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$ модифицировались с помощью этих функций. Эта техника использовалась, в частности, при анализе дифференциальных сечений образования двух струй $d^3\sigma/dE_i d\eta_1 d\eta_2$, проведенного коллаборацией CDF в [142]. В этой работе одна струя, лежащая в области $|\eta_1| \leq 0,6$, должна иметь энергию, не меньшую E_i^{th} , а вторая лидирующая струя с $E_i^j > 2$ ГэВ могла лежать в области псевдобыстрот $|\eta_2| < 2,8$. Усредненные по интервалу $|\eta_1| \leq 0,6$ дифференциальные сечения по η_2 для шести интервалов E_i от 45 до 225 ГэВ оказались особенно критичны для проверки структурных функций в области $0,04 \leq x \leq 0,3$, где глюонная компонента играет доминирующую роль. К этим экспериментальным данным были подогнаны методом наименьших квадратов результаты расчетов по КХД с использованием 12 различных видов структурных функций, давших 36 комбинаций, причем некоторые из этих комбинаций оказались непригодными для описания экспериментальных распределений по критерию χ^2 .

Результаты исследований многоструйных конечных состояний. Уже на начальных выборках событий с адронными струями высоких

энергий, полученных на установках UA1 и UA2, найдено, что, кроме двух лидирующих струй, 10—15% событий имеют дополнительные струи с $E_i^j > 15$ ГэВ [127]. Появление этих струй объяснялось процессами тормозного излучения глюонов партонами начального или конечного состояний [143]. Однако надежное выделение конечных состояний с тремя и более струями стало возможным только после существенного развития методики обработки данных с этих установок и значительного увеличения статистики.

Детальные исследования трехструйных событий проведены на установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ [120]. При выделении трехструйных событий на основании информации, получаемой с центральных калориметров установки UA2, учтено, что две лидирующие струи от фрагментации рассеянных партонов по азимутальному углу направлены в противоположные стороны, а струя от фрагментации глюона тормозного излучения должна иметь меньшую энергию и может быть расположена в окрестностях одной из лидирующих струй. Поэтому для улучшения двухкластерного разрешения к описанному выше алгоритму поиска кластеров добавлена вторая фаза, которая состояла в том, что процедура выделения струй повторялась еще раз с использованием в качестве начального приближения трех импульсов струй, найденных в первой фазе. Однако при этом в качестве порогового значения бралось $E_i^{\text{th}} = 0,05 E_i^j$, что для струй высоких энергий значительно превышало начальный выбор $E_i^{\text{th}} = 0,4$ ГэВ. Ячейки начальных кластеров, энергии которых оказались меньше нового значения E_i^{th} , на второй фазе перераспределялись между ближайшими новыми кластерами. Методические исследования показали, что с помощью усовершенствованного алгоритма успешно разделялось более 80% струй, оси которых имели между собой угол $\omega \geq 40^\circ$. После завершения отбора кластеров они упорядочивались по величине E_i^j (кластер с максимальным значением E_i^j брался первым и т.д.). Трехструйные события отобраны по следующим критериям: $E_i^1 + E_i^2 + E_i^3 > 70$ ГэВ; $E_i^3 > 10$ ГэВ, $E_i^4 < 10$ ГэВ; $|\eta_i| < 0,8$; $i = 3$. Для дальнейшей очистки статистики от событий с числом струй больше трех наложено ограничение $\sum p_i^j < 20$ ГэВ для того, чтобы в поперечной плоскости 3-импульсы трех струй достаточно точно компенсировали друг друга. Таким образом были получены практически эксклюзивные выборки трехструйных событий.

Окончательный анализ трехструйных событий проводился в системе покоя трех струй, в которой их положение можно описать шестью переменными, например, тремя углами, определяющими пространственное положение плоскости, в которой лежат 3-импульсы трех струй, и углами, определяющими конфигурацию трехструйной системы в этой плоскости.

В качестве первых двух углов обычно используются полярный и азимутальный углы θ^* и ϕ^* между 3-импульсом струи с максимальной энергией, p_1^* , и направлением первичного пучка, которые рассчитываются согласно правилам, сформулированным в [144]. В качестве дополнительного угла, характеризующего ориентацию двух оставшихся струй, берется угол ψ^* между плоскостью, содержащей их 3-импульсы, и плоскостью, содержащей p_1^* и 3-импульс пучка:

$$\cos \psi^* = (p_b \times p_1^*) \cdot (p_2^* \times p_3^*) / |p_b \times p_1^*| \times |p_2^* \times p_3^*|.$$

Найдено, что распределение по $\cos \theta^*$ хорошо согласуется с расчетами по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^3)$ и совпадает с аналогичным распределением, полученным при анализе двухструйных событий [140]. Распределение по углу ψ^* также согласовывалось с расчетами по КХД, сделанными для неполяризованных пучков. Изучение внутренней структуры трехструйной системы дало убедительные свидетельства в пользу существования процессов тормозного излучения глюонов [144].

Подобное согласие с предсказанной КХД структурой трехструйной системы, а также хорошее описание в рамках КХД двухструйных процессов, полученное в экспериментах UA1 и UA2 ранее, дали возможность измерить константу α_s на основе отношения $R = \sigma(3j)/\sigma(2j)$. Это сделано путем подбора такого значения α_s , которое обеспечивало бы равенство отношения $R_{\text{КХД}}$, рассчитанного в КХД методом Монте-Карло с учетом особенностей регистрации струй в детекторе UA2 и методики отбора трехструйных событий, с отношением, измеренным экспериментально. Для облегчения сравнения этих отношений на выборки двух- и трехструйных событий наложены дополнительные ограничения, описанные в [120]. В результате получено экспериментальное значение

$$R_{\text{exp}} = 0,177 \pm 0,04.$$

Однако, поскольку к моменту выполнения этого эксперимента расчеты сечений двух- и трехструйных событий были сделаны лишь в низших порядках ТВ КХД, для учета вклада в эти сечения членов разложения

более высокого порядка потребовалось введение K -факторов. Поэтому в эксперименте реально получена только оценка

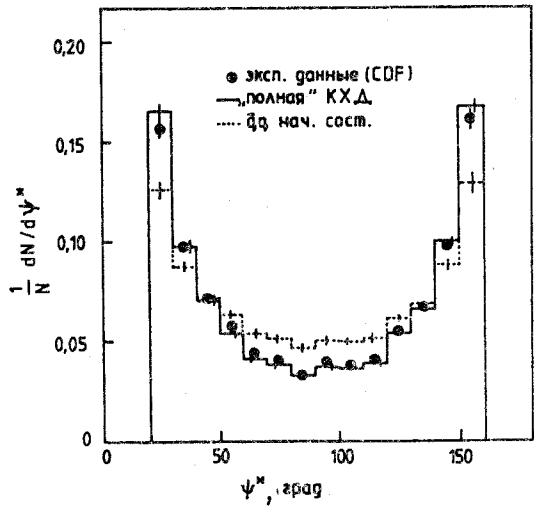
$$\alpha_3 \cdot K_3/K_2 = 0,23 \pm 0,01 \pm 0,04,$$

где вторая ошибка является систематической ошибкой эксперимента. В этих расчетах в качестве переменной Q^2 взят квадрат максимального поперечного импульса одной из струй $Q^2 = [\max(p_i^j)]^2$. Эта оценка по величине хорошо согласуется с результатом, полученным ранее коллаборацией UA1 [145]. Однако экстраполяция оценки α_3 , полученной ранее в экспериментах по e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} < 35$ ГэВ [146], к средней энергии коллайдерных экспериментов $\sqrt{s} \approx 90$ ГэВ дала результат, на $\sim 30\%$ меньший приведенного выше. Последнее может быть вызвано как отличием от единицы K_3/K_2 , так и неопределенностью в выборе переменной Q^2 для двух- и трехструйных событий [145].

Коллаборацией UA2 также проведен анализ структуры многоструйных событий при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ с $\sum E_i$ в диапазоне $15 + 210$ ГэВ в терминах коллективных переменных [147]. В этом анализе снова использовалась информация с центральных калориметров, регистрирующих вторичные адроны только в ограниченной части центральной области ($|\eta| \leq 1$). Для выделения выборок событий с двумя и тремя струями без наложения каких-либо кинематических ограничений на E_i струй использованы моменты Фокса — Вольфрама [44], описанные в п.4.1. События с достаточно большими величинами N_2 или N_3 (например, $N_2 > 0,7$; $N_3 > 0,22$) имеют соответственно четко выраженную двух- или трехструйную конфигурацию, а отношение их чисел при $\sum E_i > 100$ ГэВ выходит на величину $R = N_3/N_2 \approx 0,2$, что совпадает с описанными выше результатами исследований, проведенных коллаборацией UA2 с другой методикой. Полярная диаграмма потока поперечной энергии в событиях с тремя струями хорошо согласовывалась с диаграммой трехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции.

Для исследования трехструйных состояний при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ на CDF в [150] отбирались события с $\sum E_i \geq 120$ ГэВ, имеющие не менее трех струй с $E_i^j > 15$ ГэВ и с 3-импульсами, лежащими в области $|\eta| < 3,5$ и разделенными на η , φ -плоскости интервалом $\Delta R > 0,85$. После такого отбора для окончательного анализа осталось около 4800 событий. Анализ этих состояний проводился так же, как это делалось ранее в рабо-

Рис.16. Распределение по углу ψ^* трехструйных событий из $\bar{p}p$ -взаимодействий при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ



те [120] в системе покоя трех струй, обладающих наибольшими E_i^j . Поскольку из-за разницы спинов кварков и глюонов и констант связи в вершинах qg и gg предсказания КХД различаются для разных типов взаимодействующих партонов, полученные на CDF распределения по углам θ^* и ψ^* , определенным выше, и по $x_i = 2E_i^j/M(3j)$ использованы для

определения вклада различных начальных партонов в процессы $2 \rightarrow 3$. Для этого рассчитаны вклады шести отдельных подпроцессов типа $2 \rightarrow 3$ с сечениями, полученными при использовании параметризации структурных функций партонов [148]. В этих расчетах использовался матричный элемент для подпроцесса $2 \rightarrow 3$, рассчитанный по ТВ КХД для диаграмм, не включающих виртуальных поправок [149]. Кроме того, вклад начального состояния $q\bar{q}, \alpha_{q\bar{q}}$, взят в качестве отдельного параметра и независимо определен путем подгонки распределений от всех процессов (с фиксированными, кроме процесса $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$, вкладами) к экспериментальным данным. Полученная оценка $\alpha_{q\bar{q}} = 0,03^{+0,04}_{-0,03}$ подтвердила предсказания, что при $\sqrt{s} = 1800$ ГэВ доминирует жесткое рассеяние глюонов. Для примера на рис.16 приведено экспериментальное распределение по углу ψ^* вместе с результатами расчета по «полной» КХД (т.е. с учетом всех подпроцессов $2 \rightarrow 3$) и для подпроцесса $q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}g$. Видно, что достигнутая на CDF точность позволяет однозначно сделать заключение о небольшом вкладе последнего подпроцесса [130].

Данные по событиям с числом струй ≥ 4 в $\bar{p}p$ -взаимодействиях при энергиях коллайдеров ЦЕРН и ФНАЛ до сих пор весьма ограничены из-за методических трудностей их выделения. На установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ предпринята попытка измерить сечения событий, в которых в области $|\eta_j| < 2,0$ образовалось четыре, пять и шесть струй с

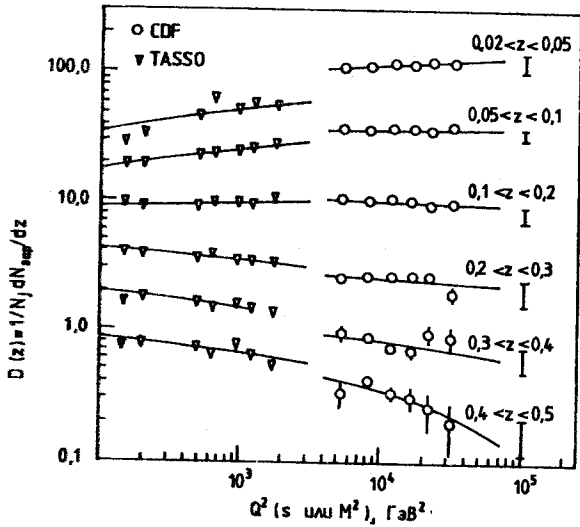
энергией $E_t^j > 15$ ГэВ. Всего отобрано 9947 четырехструйных, 281 пяти-струйных и 7 шестиструйных событий, что с неопределенностью $\sim 60\%$ дало оценки сечения $\sigma_{4j} \cong 1,31$ нб, $\sigma_{5j} \cong 0,037$ нб и $\sigma_{6j} \cong 0,009$ нб [151]. Поскольку эти сечения совпали с оценками, полученными с использованием высших порядков ТВ КХД, в работе сделан вывод об отсутствии эффекта двойного жесткого рассеяния партонов.

Структура адронных струй при больших E_t^j . Открывшаяся в экспериментах на $\bar{p}p$ -коллайдерах возможность достаточно чисто выделять отдельные адронные струи с $E_t^j > 20$ ГэВ позволила исследовать их структуру и провести сравнение распределений вторичных частиц внутри струи с высокой энергией и подобных распределений, полученных на e^+e^- -коллайдерах. Поскольку при энергиях $\bar{p}p$ -коллайдеров ЦЕРН и ФНАЛ жестко рассеянные партоны должны представлять смесь кварков и глюонов, причем в области рассеяния на большие углы глюоны должны доминировать над кварками [122], такое сравнение важно для проверки предсказываемых КХД различий в процессах фрагментации глюонов и кварков [152]. Найдено, что с ростом E_t^j поперечная ширина потока по поперечной энергии на полувысоте существенно уменьшается, т.е. струи становятся более коллимированными. С другой стороны, исследование распределения потока множественности заряженных частиц в струе не выявило такого острого максимума в центре, т.е. в ядре имеется ограниченное число лидирующих адронов, обладающих основной частью E_t^j , роль которых с ростом E_t^j увеличивается.

Восстановленная в [154] фрагментационная функция $D(z) = 1/N_j \cdot dN_{ch}/dz$ в интервале $0,02 < z < 0,6$ в целом хорошо соответствовала подобному распределению, полученному в e^+e^- -аннигиляции при $\sqrt{s} = 34$ ГэВ [83]. На этом основании в [136] сделан вывод о том, что фрагментационные функции глюонов и кварков не имеют ярко выраженного различия.

Более детально распределения по множественности заряженных частиц в струе и распределение потока энергии внутри струи проведены несколько позже коллаборацией UA2 на статистике $\sim 3 \cdot 10^4$ струй [155]. Сравнение полученной зависимости n_{ch}^j от $M(2j)$ с данными e^+e^- -аннигиляции при меньших значениях энергии в с.ц.м. и расчетами по партонной модели [156], основанной на КХД, показало, что данные по зависимости $\langle n_{ch}^j \rangle$ от $M(2j)$ в струях, зарегистрированных в $\bar{p}p$ -взаимо-

Рис.17. Зависимость от Q^2 фрагментационной функции $D(z)$ струй из $\bar{p}p$ -взаимодействий при $\sqrt{s} = 1,8$ ТэВ. Результаты измерений представлены только со статистическими ошибками. Систематические ошибки измерений показаны справа. Для сравнения приведены аналогичные распределения, измеренные при меньших Q^2 в e^+e^- -аннигиляции



действиях при $\sqrt{s} = 540$ ГэВ, ближе к теоретическим предсказаниям для глюонных струй. Распределения потока поперечной энергии по $\Delta\varphi$, полученные для разных интервалов E_t^j , лежали между теоретическими кривыми для глюонных и кварковых струй и были существенно шире распределений, полученных с использованием МФФ с $q_t = 350$ МэВ/с.

Измерения фрагментационной функции струй высоких энергий и ее зависимости от инвариантной массы двух струй $M(2j)$ были продолжены на CDF. В [157] исследования фрагментационной функции проведены на статистике, соответствующей интегральной светимости ~ 26 нб $^{-1}$. Для этих исследований отобраны события, которые имеют две лидирующие струи, лежащие в интервале $|\eta| < 0,8$ и направленные по азимутальному углу в противоположные стороны ($\Delta\varphi = 180^\circ \pm 30^\circ$), в которых не было обнаружено третьей струи с $E_t^j > 20$ ГэВ. Отбор струй производился с $R = 1,0$. Полученное после этих поправок z -распределение заряженных частиц откорректировано на эффекты размазывания, связанные с ограниченным разрешением магнитного спектрометра.

На рис. 17 приведены распределения $D(z, Q^2)$ для различных интервалов z как функция квадрата инвариантной массы $M^2(2j)$, который был взят в качестве оценки Q^2 . Для сравнения на этом же рисунке приведена зависимость фрагментационной функции от s , полученная в e^+e^- -анни-

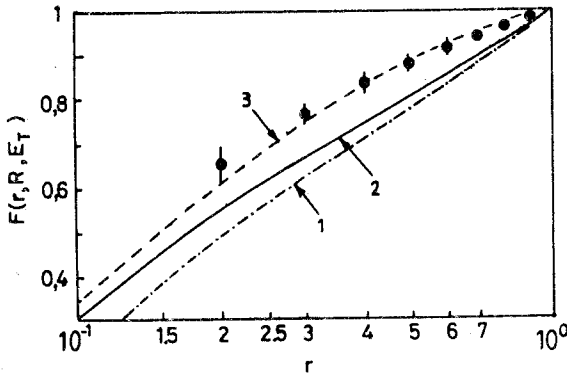


Рис.18. Распределение по r функции $F(r, R=1, E_T^j = 100 \text{ ГэВ})$ для струй, выделенных на установке CDF. Кривая 1 — результат расчетов по ТВ КХД с учетом α_s^3 -члена и $\mu = E_T^j/4$; 2 — то же с $\mu = E_T^j/2$; 3 — то же, что 1, но с уточненной процедурой «слияния» близлежащих струй

гиляции на установке TASSO [83]. Видно, что оба эксперимента показывают одну и ту же тенденцию, свидетельствующую об увеличении числа частиц с малыми z , происходящем с ростом Q^2 , что качественно согласуется с КХД-эволюцией $D(z, Q^2)$ (см. например, [158]).

Теория предсказывает, что при $\sqrt{s} = 1,8 \text{ ТэВ}$ отношение глюонных струй к кварковым в области $E_T^j \sim 50 \text{ ГэВ}$ должно быть равным 3:1 и медленно убывать с увеличением E_T^j [148]. Повышенные значения $D(z, Q^2)$ в области $z < 0, 1$, полученные на CDF, могут свидетельствовать о различии фрагментационных функций глюонных (на CDF) и кварковых (на TASSO) струй. Сравнение фрагментационной функции $D(z, Q^2)$ с результатами моделирования по программе HERWIG показало, что эта программа хорошо описывает процесс фрагментации во всем исследованном диапазоне z .

В коллаборации CDF также проведено детальное сравнение распределения потока E_T в струе внутри конуса, описываемого радиусом R , с результатами теоретических расчетов. С этой целью для струй с фиксированной энергией E_T^j вычислена функция $F(r, R, E_T^j)$, которая представляет r -зависимость доли E_T^j , содержащейся во внутреннем конусе с $r < R$. Полученное в [159] распределение $F(r, R=1, E_T^j = 100 \text{ ГэВ})$ приведено на рис.18. Видно, что оно хорошо согласуется с результатами расчетов, проведенных по ТВ КХД с учетом α_s^3 члена. При выполнении этого анализа [160] найдено, что необходимо дополнить теоретическое описание струи в виде конуса с осью, направленной по импульсу фраг-

ментирующего партона, используемого при расчетах по ТВ КХД на основе Сноумассовского соглашения, процедурой разделения двух перекрывающихся струй, близкой к той, которая использовалась в алгоритме CDF, описанном в п.5.2.

В заключение этого раздела следует отметить, что, с точки зрения ряда теоретиков, потребуется дальнейшее развитие методики выделения адронных струй на pp -коллайдерах следующего поколения (УНК, LHC), и в последнее время активно изучается возможность распространить на hh -взаимодействия методику, аналогичную k_T -алгоритму для e^+e^- -взаимодействий. С этой целью в работе Катани и др. [161] предложено ввести этап предварительного выделения «протоструй», позволяющий отделить группы адронов, связанные с фрагментацией кварков-спектаторов, после чего для окончательного выделения всех струй от жестких подпроцессов должен использоваться видоизмененный k_T -алгоритм. Эллис и др. [162] предложили рекурсивную процедуру выделения струи в зависимости от переменной величины d_{\min} , являющейся мерой близости двух «протоструй», объединяющую некоторые черты алгоритмов JADE и «конусного» алгоритма. Эта процедура позволяет учесть эффект наложения струй способом, легко воспроизводимым при вычислении сечения инклюзивного образования струй по ТВ КХД с учетом высших членов разложения.

6. ОБРАЗОВАНИЕ СТРУЙ В ep -СТОЛКНОВЕНИЯХ

С запуском в мае 1992 г. ep -коллайдера HERA с энергией сталкивающихся пучков 30 ГэВ (e) + 820 ГэВ (p) ($\sqrt{s} \sim 300$ ГэВ) в Лаборатории DESY (Гамбург, ФРГ) начались интенсивные исследования образования струй в глубоконеупругих ep -столкновениях. Для этих исследований были подготовлены два больших магнитных детектора с 4π -геометрией, один из которых (ZEUS [163]) имеет прецизионные сэмпинговые калориметры уран/сцинтиллятор и малый центральный соленоид с трековой системой, а у второго (H1 [164]) жидкоаргоновые калориметры с железными пластинами и внутренняя трековая система помещены внутри большого сверхпроводящего соленоида. Ниже будут очень кратко описаны первые результаты по образованию адронных струй, полученные на статистике, соответствующей $\sim 25 \text{ нб}^{-1}$, набранной на каждом из этих детекторов в сеансе 1992 г.*

*В сеансе 1993 г. эта статистика была увеличена в 20 раз.

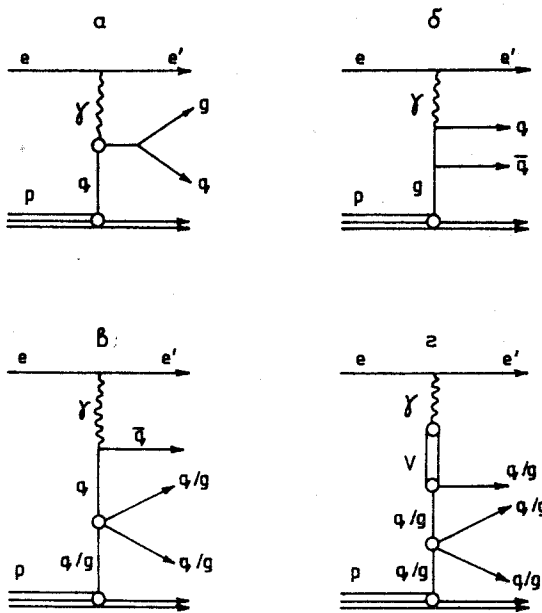


Рис.19. Фейнмановские диаграммы жестких ep -столкновений, описываемых в приближении $O(\alpha_s^2)$ ТВ КХД

В низшем порядке ТВ КХД глубоконеупругое лептон-протонное рассеяние приводит к появлению одной струи с большим p_T , соответствующей «выбитому» лептоном кварку, и узкого «пучка» вторичных адронов от фрагментации остатков протона, вылетающего под малым углом к начальному направлению последнего, который в ep -

коллайдере попадает в основном внутрь вакуумной камеры. При переходе к высшим порядкам ТВ КХД различают два типа механизмов образования дополнительных партонов, проиллюстрированных диаграммами на рис.19.

В одном случае фотон непосредственно взаимодействует с заряженным конститuentом мишени (т.е. взаимодействие вызывается прямым (direct) фотоном), а дополнительный партон образуется за счет КХД комптоновского рассеяния (диаграмма 19,а) или в процессе бозон-глюонного слияния (fusion) (диаграмма 19,б). Во втором случае фотон до взаимодействия фрагментирует на свои конститuentы, один из которых жестко рассеивается на партоне мишени (такой процесс называется также взаимодействием «расщепленного» (resolved) фотона). При этом возникает понятие структурной функции фотона, описывающей вероятность нахождения в фотоне партона, несущего часть x_γ его импульса.

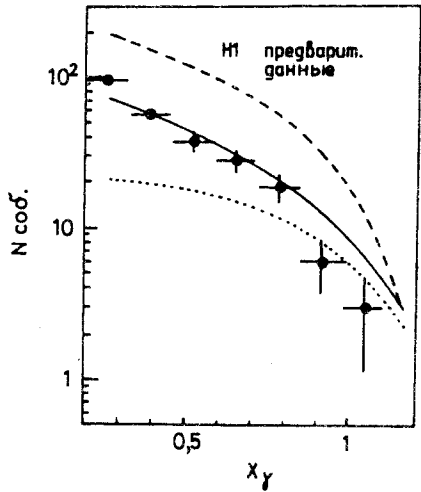
Структурная функция фотона имеет две компоненты: одну, обусловленную точечноподобной связью с $\bar{q}q$ -парой (диаграмма 19,в), и вторую, обусловленную возможностью перехода фотона в связанное $\bar{q}q$ -состояние, соответствующее векторному мезону (диаграмма 19,г). Подробнее этот формализм описан, например, в работе [165].

Исследование структуры адронных конечных состояний было проведено на статистике 3808 событий с $-Q^2 = (p_e - p_{e'})^2 > 4 \text{ ГэВ}^2$ и $y_{JB} =$

Рис.20. Предварительные данные по структурной функции фотона, полученные на установке Н1

$$= (1/2) E_e \sum_i E_i (1 - \cos \theta_i) \geq 0,02,$$

(где p_e и $p_{e'}$ — 4-импульс электрона до и после рассеяния), отобранных из $4 \cdot 10^6$ триггеров, зарегистрированных на установке ZEUS [166]. Выделение струй было проведено с использованием алгоритма конусного типа с $R = 1,0$ и дополнительными ограничениями $E_j > 4$ ГэВ и $\theta_j > 15^\circ$. Найдено, что процентное



содержание событий с 0, 1, 2 и 3 струями, в число которых не входит струя от фрагментации остатков протона, соответственно, равно 76%, 20%, 2,9% и 0,5%. Этот результат хорошо согласовывался с результатами МК-моделирования, в котором процессы в первом порядке ТВ КХД описывались точным матричным элементом для диаграмм 19, а, б, а высшие порядки эффективно учитывались глюонным каскадом, описанным в главном логарифмическом приближении. Большое количество адронных событий без жесткой струи оказалось следствием кинематических ограничений, наложенных при отборе событий. В работе сделан вывод о том, что рождение двух струй с большой поперечной энергией в основном происходит за счет КХД комптоновского рассеяния и бозон-глюонного слияния. Процессы с «расщепленным» фотоном в этой работе не учитывались.

События от жесткого γp -рассеяния были зарегистрированы также на установке Н1. При анализе данных в коллаборации Н1 с самого начала учитывались процессы с «расщепленным» фотоном. Существование вклада от этих процессов установлено уже на ограниченной статистике, обработанной к концу 1992 г. [167]. В частности, распределение потока энергии по полярному углу θ относительно направления первичного протона, построенное для событий, имеющих две струи с $\theta_j < 100^\circ$, показало, что значительная часть потока лежит в диапазоне $140^\circ < \theta < 180^\circ$, в котором прямые фотоны вклада практически не дают. На рис.20 приведено распределение событий по доли импульса «расщепленного» фотона x_γ , которым обладает партон, участвующий в жестком рассеянии на конstituенте протона, полученное на статистике ~ 800 событий с двумя стру-

ями, имеющими $E_t^j > 5$ ГэВ [168]. На этом же рисунке приведены результаты расчета с использованием структурной функции фотона в параметризации GRV [169] (сплошная кривая) и LAC3 [170] (штриховая кривая), которые были получены из анализа $\gamma\gamma$ -взаимодействий на e^+e^- -коллайдерах. Как известно, этот тип взаимодействий позволяет восстановить распределения кварков в фотоне, но дает мало информации о распределении глюонов. Поэтому параметризации распределений глюонов, полученные при анализе $\gamma\gamma$ -столкновений разными авторами, существенно различаются. Так, параметризация LAC3 предполагает большую глюонную компоненту при $x_\gamma > 0,2$, что явно противоречит экспериментальному распределению. С другой стороны, предположение о полном отсутствии в фотоне глюонной компоненты также расходится с экспериментом. Таким образом, предварительные данные о x_γ -распределении, полученные в эксперименте H1, по крайней мере, свидетельствуют о том, что в жестких γp -столкновениях может быть точно измерена глюонная компонента фотона.

В детекторе H1 также зарегистрированы события, в которых между адронными струями и направлением первичного протона имеется большой ($\eta > 1,8$) интервал псевдобыстроты, не содержащий адронов с энергией, превышающей 0,4 ГэВ [168]. Эти события могут образовываться в жестких фотон-померонных взаимодействиях, которые могут дать информацию о структурной функции померона [171].

7. СТРУЙНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ

Установленный экспериментально факт, что по измерениям струй с большими E_t^j можно достаточно точно восстановить кинематические параметры породивших их партонов, позволяет использовать струи для восстановления инвариантной массы двух и более партонов. Эта возможность привлекла особое внимание экспериментаторов, когда возникла проблема точного измерения массы W -бозона, у которого адронная мода распада является доминирующей (67,6%), и поиска новых частиц, распадающихся на W^\pm . Хотя методика определения масс новых частиц по пику в спектре инвариантных масс продуктов их распада используется в физике высоких энергий уже в течение нескольких десятилетий и ее возможности тщательно изучены, переход от вычисления инвариантных масс нескольких отдельных адронов (или лептонов) к подобным вычислениям с использованием струй потребовал дополнительных методи-

ческих исследований. В настоящее время это направление, названное струйной спектроскопией, еще переживает стадию становления, и основные результаты, изложенные ниже, получены на моделированных событиях в рамках подготовки экспериментов на новом поколении e^+e^- - и hh -коллайдеров.

7.1. Струйная спектроскопия калибровочных векторных бозонов.

Измерение массы W -бозона в e^+e^- -аннигиляциях. Проблема измерения массы W -бозона по продуктам его адронного распада впервые стала рассматриваться еще в 1987 г. [172] в рамках подготовки программы исследований на LEP II. Отмечено, что при парном рождении W -бозонов в реакции



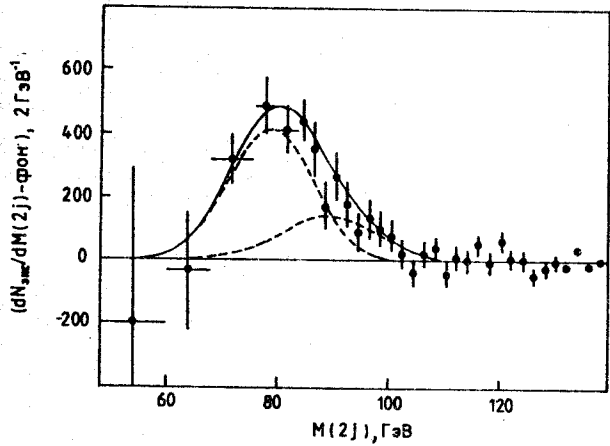
для точного измерения m_W предпочтительно использовать четырехструйное конечное состояние от адронных распадов двух W , так как отсутствие в реакции (19) других источников струй позволяет использовать кинематические условия связи. В более общем виде проблемы кинематического анализа четырехструйных конечных состояний в e^+e^- -аннигиляции рассмотрены Ву [173]. Детальное моделирование точности восстановления m_W в реакции (19) для существующих экспериментальных установок LEP [174] показало, что при использовании и вычислениях инвариантной массы $M(2f)$ непосредственных результатов измерений кинематических параметров струй с помощью калориметров, пик от W -бозона сдвигается на несколько ГэВ в сторону малых масс из-за потери части энергии струи, уносимой μ -мезонами и нейтрино, а также из-за конечных размеров конуса, описывающего струю. Однако если, пренебрегая радиационными потерями W -бозонов, произвести кинематическую подгонку параметров четырех (или пяти, в случае испускания кварками от распада W -бозона глюона тормозного излучения) струй, налагая условие, чтобы в пределах энергетического разрешения калориметров суммарные 3-импульсы двух комбинаций из двух (трех) струй сбалансировали друг друга, а полная энергия струй была равна энергии сталкивающихся пучков, точность определения m_W повышается до 100 МэВ. Установлено также, что неопределенность в восстановлении m_W при использовании такой процедуры достаточно слабо зависит от точностных характеристик калориметра. Однако точное измерение ширины W -бозона по пику в спектре инвариантных масс невозможно даже на e^+e^- -коллайдерах.

Методика идентификации калибровочных бозонов по адронным модам их распада на hh -коллайдерах. Необходимость идентификации

W -бозона на адронных коллайдерах по величине инвариантной массы $M(2j)$ струй от их распада диктуется потребностями выделения с помощью методики струйной спектроскопии сигнала от более тяжелых объектов, распадающихся на W -бозоны (прежде всего $t \rightarrow Wb$, $H^0 \rightarrow W^+ W^-$), в очень сложных фоновых условиях. Однако на адронных коллайдерах проблемы струйной спектроскопии существенно осложняются двумя следующими обстоятельствами. Во-первых, сечение процесса образования струй в подпроцессах жесткого рассеяния партонов на несколько порядков превышает сечение образования W -бозона, что создает большой фон в спектрах $M(2j)$. Во-вторых, сложность конечного состояния с W -бозоном или с другой тяжелой частицей, имеющей адронные моды распада, не позволяет использовать условия связи, улучшающие точность разрешения по инвариантной массе двух и более струй. Поэтому при проектировании детекторов для адронных коллайдеров следующего поколения тщательно выясняются требования к их характеристикам, обеспечивающие такое разрешение по инвариантной массе $M(2j)$ W -бозона, которое достаточно для обнаружения пика в спектре $M(2j)$ в условиях высокого фона от процессов (11). При этом широко используется опыт успешного выделения сигнала от W , Z^0 в спектре $M(2j)$ в эксперименте на установке UA2 при $\sqrt{s} = 630$ ГэВ, который будет рассмотрен ниже.

Первые указания на существование в спектре $M(2j)$ сигнала от адронного распада W , Z^0 на этой установке получены еще на начальной фазе исследований на статистике $0,73 \text{ пб}^{-1}$ [175]. Окончательные результаты получены с помощью модернизированной установки на статистике $4,7 \text{ пб}^{-1}$ [176]. В этой работе для анализа спектра $M(2j)$ были отобраны события, имеющие две струи с наибольшей энергией, лежащие в области $|\eta| < 0,6$, у которых поперечная энергия любой из дополнительных струй не должна превышать 20 ГэВ. Результаты моделирования показали, что наилучшее разрешение по $M(2j)$ получается при использовании для описания струи конуса с $R = 0,8$. Полученное распределение $d\sigma/dM(2j)$ аппроксимировано гладкой функцией, описывающей форму фона от процессов (11), и суммой двух функций Гаусса для учета пиков от распада W - и Z^0 -бозонов. При аппроксимации m_W считалась свободным параметром, а $m_Z = 1,13m_W$ на основе точных измерений масс калибровочных векторных бозонов, сделанных на UA2 [177]. Сечение образования W -бозона также определялось в результате подгонки, а отношение сигналов взято $W/Z = 0,397$ на основе измеренных сечений этих бозонов и моделирования акцептансов установки. В результате аппроксимации полу-

Рис.21. Распределение по $M(2j)$ в области W^- , Z^0 -бозонов, полученное на установке UA2 после вычитания гладкой фоновой функции. Сплошной кривой показан результат аппроксимации суммой двух гауссовых распределений (штриховые кривые) для W^- и Z^0 -бозонов



чена следующая оценка сечения: $\sigma_B(W, Z \rightarrow q\bar{q}) = 9,6 \pm 2,3$ (стат.) $\pm \pm 1,1$ (сист.), что в 1,6 раза превышает сечение, вычисленное по ТВ КХД в приближении $O(\alpha_s^2)$. Полученная оценка разрешения по инвариантной массе $(9,9 \pm 2,5)\%$ хорошо согласуется с ожидаемой на основании моделирования $(10,7 \pm 1,8)\%$.

На рис.21 показано распределение по $M(2j)$ в области W^- , Z -бозонов, полученное после вычитания гладкого фона. Видно, что экспериментального разрешения UA2 недостаточно для разделения пиков от W^- и Z^0 -бозонов. Однако это распределение позволило достаточно точно оценить массу W -бозона, $m_W = (79,2 \pm 1,7)\text{ГэВ}$.

На полной статистике эксперимента $10,9 \text{ пб}^{-1}$ коллаборацией UA2 проведен поиск тяжелых калибровочных векторных бозонов по их распадам на две струи: $W_R \rightarrow \bar{q}q$ и $Z' \rightarrow \bar{q}q$. При поиске их сигналов в спектре инвариантных масс $M(2j)$ использована методика, аналогичная описанной выше. Получено, что на уровне достоверности 90% $M(W_R) > 251 \text{ ГэВ}$ и $M(Z') > 237 \text{ ГэВ}$ [114].

При проектировании калориметров для установок с 4π -геометрией на энергии для нового поколения коллайдеров обычной процедурой стала их оптимизация по ширине пиков инвариантных масс двух струй от адронных распадов W^- и Z^0 -бозонов. В [178] проведено детальное исследование эффектов, влияющих на разрешение по инвариантной массе W -бозона при $\sqrt{s} = 40 \text{ ТэВ}$. События от реакции

$$pp \rightarrow W + nj + X \tag{20}$$

смоделированы с помощью программы ISAJET. В кинематические параметры смоделированных струй от адронных распадов W , которые описывались конусом с $R = 0,7$, вносились дополнительные неточности, имитирующие результаты измерения их в калориметрах с разными точностными характеристиками. Показано, что разрешение по массе W слабо зависит от энергетического разрешения калориметров, но быстро ухудшается при размерах ячейки выше $\Delta\varphi \times \Delta\eta = 0,1 \times 0,1$. В этой работе также показано, что аксиально-симметричное магнитное поле в центральной области калориметра напряженностью $H = 3$ Тл существенно (в 1,5 раза) ухудшает разрешение по массе W . Это разрешение также существенно падает при наложении на событие с W -бозоном нескольких фоновых «мягких» событий, что должно неизбежно случаться на адронных коллайдерах с высокой светимостью.

7.2. Проблемы измерения массы t -кварка. Партнер b -кварка по $SU(2)$ -дублету t -кварк в настоящее время является, очевидно, последним неоткрытым кварком. Хотя уже имеется много косвенных экспериментальных данных [179,180], свидетельствующих в пользу тяжелого (т.е. с $m_t > m_W$) t -кварка, прямое обнаружение t -кварка по продуктам его распада и точное измерение m_t является одной из наиболее актуальных задач физики высоких энергий. Так как в минимальной СМ (т.е. модели, не содержащей заряженных хиггсовских бозонов) t -кварк всегда распадается с испусканием реального W -бозона, в зависимости от моды его распада возможны три следующие конфигурации конечного состояния от распада $t\bar{t}$ -пары:

$$t\bar{t} \rightarrow (l^+ \nu b) (l^- \bar{\nu} \bar{b}), \quad (21)$$

$$t\bar{t} \rightarrow (q\bar{q}b) (l^- \bar{\nu} \bar{b}) \quad (22)$$

(плюс зарядово-сопряженная к ней конфигурация),

$$t\bar{t} \rightarrow (q\bar{q}b) (q\bar{q}\bar{b}). \quad (23)$$

Вероятности этих конфигураций относятся как 1:4:4.

Точность измерения инвариантной массы t -кварка на e^+e^- -коллайдерах. Поскольку в распаде t -кварка присутствует W -бозон, точное восстановление его инвариантной массы на e^+e^- -коллайдере облегчается обстоятельствами, изложенными выше. Обнаружение t -кварка в e^+e^- -аннигиляциях возможно только на проектируемых линейных e^+e^- -коллайдерах с $\sqrt{s} \geq 500$ ГэВ (ВЛЭПП, JLC), и этой проблеме уделено много внимания при разработке программы исследований для нового поколения коллайдеров. Анализ фоновых условий, проведенный в [181], показал,

что при $m_t \sim 150$ ГэВ основным источником фона является парное рождение W -бозонов, сечение которого при $\sqrt{s} \sim 400$ ГэВ примерно в 10 раз превышает сечение образования $t\bar{t}$ -пары. Однако этот фон может быть легко устранен с использованием стандартной методики кинематической подгонки. В этой работе получена оценка точности измерения $\sigma(m_t) \leq 0,5$ ГэВ. Позже эта точность была подтверждена в работе [182] на основе детального моделирования процесса (23).

Однако основные надежды на прецизионное определение массы t -кварка на e^+e^+ -коллайдерах связываются с измерением энергетической зависимости $\sigma(t\bar{t})$ в околопороговой области [183], поэтому методика струйной спектроскопии рассматривается как вспомогательная.

Возможности измерения массы t -кварка на адронных коллайдерах. Детальное изучение возможностей обнаружения t -кварка при энергиях ФНАЛ [184] показало, что зарегистрировать сигнал от его распада в условиях сильного фона от других жестких взаимодействий можно на основе $e\mu$ -пар из состояния (21) или с помощью отбора событий с жестким изолированным лептоном и с тремя или более струями из состояния (22). Чисто адронный распад $t\bar{t}$ -пары нельзя выделить из-за фона многоструйных событий от жесткого рассеяния партонов, сечение образования которых превышает сечение образования $t\bar{t}$ -пар на несколько порядков. Поэтому перспективы измерения массы t -кварка на адронных коллайдерах нового поколения обычно связывают с состоянием (22), у которого лептонный распад t -кварка можно использовать для отделения событий с $t\bar{t}$ -парой от фоновых, а с помощью адронного распада вычислить массу t -кварка.

Подробное изучение точности измерения, которой можно достичь на адронном коллайдере при $\sqrt{s} = 6$ ТэВ, проведено в [185—188] в рамках разработки программы научных исследований на адронном коллайдере УНК. В [186] с помощью программы ISAJET смоделировано 5000 событий от реакции (22), из которых только 2450 прошли все критерии отбора, применяемые в эксперименте для выделения этого конечного состояния ($\sum E_i > 150$ ГэВ, $E_i^{\text{mis}} > 20$ ГэВ, изолированный лептон с $E_i > 20$ ГэВ, $n_j > 3$ при $E_i^j > 20$ ГэВ). Детальное исследование свойств тормозного глюонного излучения показало, что в каждом событии появляется в среднем пять глюонных струй с $E_i^j > 5$ ГэВ, причем четыре из них испускаются партонами начального состояния. При отборе жестких струй с ($E_i^j > 20$ ГэВ) в среднем на событие остается 1,6 глюонных струй, а вместе с кварковыми струями ~ 5 жестких струй, что увеличивает комбинатор-

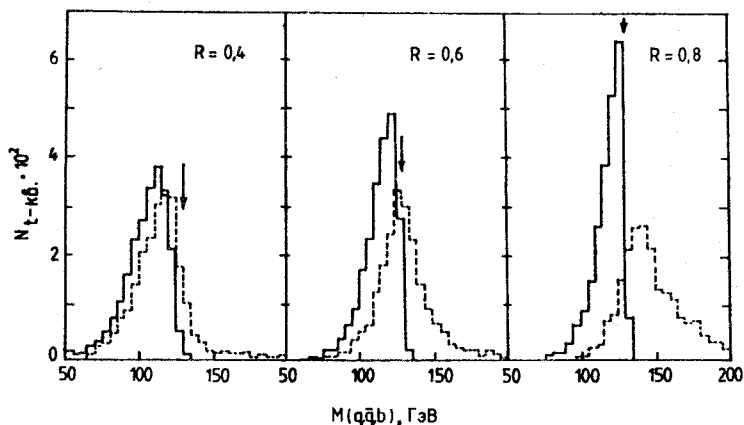


Рис.22. Зависимость от R распределений по инвариантной массе $M(q\bar{q}b)$ для разных процедур определения струи

ный фон. Совместно с низким энергетическим разрешением по инвариантной массе $M(q\bar{q}b)$ продуктов распада t -кварка, вызванного глюонным излучением партонов конечного состояния, недооценкой энергии струй за счет нерегистрируемых в калориметрах мюонов и нейтрино, а также наложением струй и адронным фоном от фрагментации партонов-спектаторов, это приводит к соотношению сигнал/фон, не позволяющему выделить пик от t -кварка в спектре инвариантных масс $M(3j)$ [187].

В [188] было показано, что относительный вклад перечисленных выше эффектов варьируется с изменением радиуса R конуса, используемого для описания струй, что позволяет оптимизировать разрешение по $M(3j)$ путем подбора величины R . На рис.22 показаны распределения по $M(q\bar{q}b)$ для описанной выше выборки моделированных событий, полученных при трех значениях R . Сплошными гистограммами обозначены распределения, построенные при учете только частиц от фрагментации кварков (помеченных в ISAJET), которые попали в раствор конуса, а штриховой гистограммой — распределения, полученные с учетом всех попавших в конус частиц. Хотя эти распределения строились без учета искажений, вносимых калориметрами, ширина распределений оказывается существенно больше ширины $\Gamma_t = 0,7$ ГэВ, заложенной при моделировании t -кварков. С увеличением R распределение $M(2j)$ для фрагментационных частиц сужается, и его пик приближается к заложенному при моделировании значению $m_t = 130$ ГэВ, но распределение, соответствующее

щее реальному определению струй, сдвигается вправо и при $R > 0,6$ начинает уширяться. Дополнительный анализ показал, что сдвиг максимума распределения обусловлен вкладом фона от мягких адронов, распределенных в пространстве $\eta-\varphi$ почти равномерно, а расширение распределения связано с большими флуктуациями в измеренной величине m_T , вызванными наложением достаточно жестких глюонных струй. При исследованной энергии вероятность такого наложения для струй от q, \bar{q} -кварков из распада t -кварка составляет 40%. Поэтому при исследованиях инвариантных масс на адронных коллайдерах с $\sqrt{s} \geq \geq 6$ ТэВ необходимо использовать новую процедуру выделения струй, сводящую к минимуму случаи их перекрытия.

Вариант такого алгоритма был разработан и опробован на моделированных событиях в [186,188]. Далее этот алгоритм будет для краткости называться по фамилиям его авторов КМ-алгоритмом. Особенности КМ-алгоритма по сравнению с описанными выше алгоритмами, использованными для выделения отдельных струй, состоят в следующем:

- сначала вводится расстояние d_0 между центрами двух струй, на котором струи еще различимы; если $d < d_0$, то струи от двух партонов объединяются в одну;
- различимые струи считаются перекрывающимися друг с другом, если $d < 2R$, в противном случае струи считаются отдельными (о.с.); допускается перекрытие только двух струй (д.с.) и трех струй (т.с.); события, имеющие четыре и более перекрывающихся струй, бракуются;
- инвариантная масса t -кварка вычисляется для конфигураций $t \rightarrow 3$ (о.с.), $t \rightarrow$ (о.с.) + (д.с.), $t \rightarrow$ (т.с.); энергия и 3-импульс двух и трех струй определяются по частицам (или ячейкам калориметров), попадающим в область, ограниченную налагающимися окружностями с радиусом R , т.е. без реального разделения перекрывающихся струй.

Таким образом, вместо критериев разделимости струй в КМ-алгоритме вводится критерий их различимости, т.к. для вычисления инвариантных масс n струй нужно только иметь возможность определять число струй и занимаемую ими область калориметров.

На рис.23 приведены R -зависимости ширин пиков в спектрах эффективных масс W -бозона и t -кварка, полученные при аппроксимации этих пиков асимметричной функцией Брейта—Вигнера, для описанных выше случаев учета всех частиц, попавших в раствор конуса, и только для дочерних частиц. Видна отмеченная выше тенденция к уширению пика с ростом R в первом случае, и его отчетливое сужение во втором. Светлыми кружками на этом рисунке приведены R -зависимости ширин, полученные на выборке отдельных и перекрывающихся струй, отобранных с

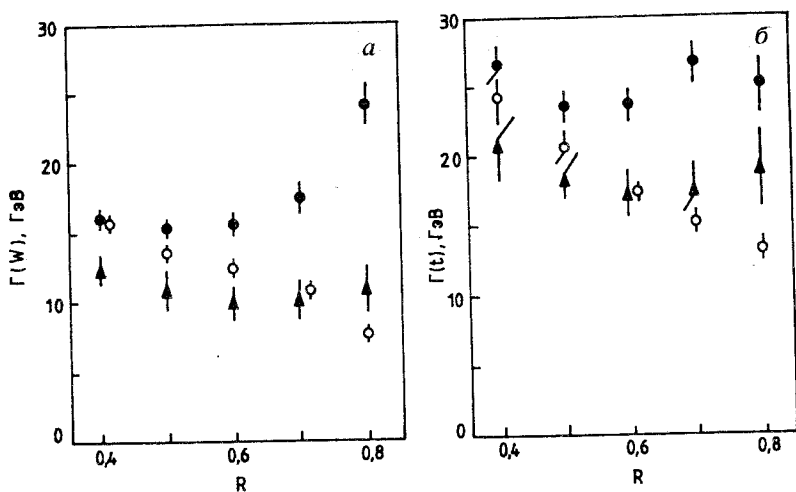


Рис.23. Зависимость от R ширины W -бозона и t -кварка, полученных при разных определениях струи

помощью КМ-алгоритма. Предложенная процедура обработки перекрывающихся струй приводит к заметному (при $R = 0,7$ к полуторакратному) улучшению разрешения по инвариантной массе. В результате этого и уменьшения комбинаторного фона в распределении по инвариантной массе $M(3j)$ появился отчетливый пик от t -кварка. Его аппроксимация асимметричной функцией Брейта—Вигнера плюс гладкой функцией, полученной при аппроксимации смоделированного комбинаторного фона, проведенная для разных точностных характеристик калориметров при нескольких значениях R , показала, что энергетическое разрешение калориметров не особенно критично для разрешения по $M(3j)$ в области пика t -кварка. В результате анализа R -зависимости оценки m_t [188] сделан вывод, что на адронных коллайдерах массу t -кварка нельзя измерить с ошибкой, меньшей 3 ГэВ.

Изучение точности измерения m_t по инвариантной массе $M(3j)$, проведенное в [189] для энергии LHC, дало оценку $\Delta m_t \sim 8$ ГэВ. Поэтому предложено [190] измерять на LHC массу «топония» по его распаду на 2γ , что позволит оценить m_t с точностью до ~ 100 МэВ. Однако эти измерения возможны только в случае $m_t < 120$ ГэВ.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние 15 лет изучение адронных струй, возникающих в ГНП, превратилось в целое направление в физике высоких энергий. Особенно быстро это направление стало развиваться с созданием e^+e^- - и hh -коллайдеров высоких энергий. Результаты многочисленных исследований в области физики струй, проведенных на этих коллайдерах, блестяще подтвердили правильность фундаментальных положений КХД.

Из изложенных в обзоре экспериментальных данных следует, что наиболее чистые условия для исследования струй существуют на накопительных e^+e^- -кольцах. К сожалению, эта ускорительная техника имеет сильные ограничения по энергии, и для следующего поколения e^+e^- -коллайдеров (ВЛЭПП, JLC) планируется использовать технику линейных ускорителей, что приведет к потере некоторых преимуществ, присущих накопительным e^+e^- -кольцам. Однако и на этих e^+e^- -коллайдерах методика струйной спектроскопии обеспечит существенно лучшую точность в измерениях масс новых тяжелых частиц, чем на hh -коллайдерах. Но все же, с точки зрения продвижения по энергетической шкале, основные надежды связываются именно с pp -коллайдерами нового поколения (УНК, LHC), где физика струй станет «полигоном» для детальной проверки высших порядков ТВ КХД, а методика струйной спектроскопии будет использоваться как инструмент для поиска новых тяжелых частиц.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Yndurian F.J. — Quantum Chromodynamics: an Introduction to the Theory of Quarks and Gluons. Springer, New York, 1983.
2. Darrulat P. — Ann. Rev. Nucl. Parts. Sci., 1980, vol.30, p.159.
3. Casher A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1973, vol.31, p.792.
4. Field R.D., Feynman R. — Phys. Rev., 1977, vol.D15, p.2590.
5. Field R.D., Feynman R. — Nucl. Phys., 1979, vol.B79, p.355.
6. Ali A. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.93B, p.115.
7. Meyer T. — Zeit. Phys., 1982, vol.C12, p.77.
8. Andersson B. et al. — Phys. Rep., 1983, vol.97, p.31.
9. Bengtsson M., Sjostrand T. — Phys. Lett., 1987, vol.B185, p.435.
10. Kunszt Z., Stirling W.J. — Phys. Lett., 1986, vol.B171, p.307.
11. Altarelli G., Parisi G. — Nucl. Phys., 1977, vol.B126, p.298.
12. Konishi K. et al. — Phys. Lett., 1974, vol.78B, p.243.
13. Amati D., Veneziano G. — Phys. Lett., 1979, vol.83B, p.87.
14. Ермолаев Б.Н., Фадин В.С. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т.33, с.285.
15. Фадин В.С. — ЯФ, 1983, т.37, с.408.
16. Basseto A. et al. — Nucl. Phys., 1982, vol.B207, p.189.
17. Mueller A.H. — Phys. Rep., 1981, vol.73, p.237.
18. Mueller A.H. — Workshop on Jet Physics at LEP and HERA, Durham (UK), 1990, p.A1.
19. Dokshitzer Yu.L. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.115B, p.242.

20. Азимов Я.И. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, с.390.
21. Докшицер Ю.Л., Троян С.И. — Препринт ЛИЯФ №922, 1984.
22. Dokshitzer Yu.L. et al. — Rev. Mod. Phys., 1988, vol.60, p.373.
23. Amati D., Veneziano G. — Phys. Lett., 1979, vol.83B, p.87.
24. Fong C.P., Webber B.R. — Phys. Lett., 1989, vol.229B, p.289.
25. Кураев Е.А., Липатов Л.Н., Фадин В.С. — ЖЭТФ, 1977, т.45, с.199.
26. Баицкий Я.Я., Липатов Л.Н. — ЯФ, 1978, т.28, с.822.
27. Gribov L.V., Levin E.M., Riskin M.G. — Phys. Rep., 1983, vol.100, p.1.
28. Fong C.P., Webber B.R. — Phys. Lett., vol.241B, p.255.
29. Peterson C. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.D27, p.105.
30. Paige F., Protopopescu S. — Brookhaven Report BN-38034, 1986.
31. Fox G.C., Wolfram S. — Nucl. Phys., 1980, vol.B168, p.285.
32. Sjostrand T. — Phys. Lett, 1985, vol.157B, p.321.
33. Eerends F.A. et al. — Phys. Lett., vol.224B, p.237.
34. Marchesini G., Webber B.R. — Nucl. Phys., 1988, vol.B310, p.461.
35. Ellis R.K. et al. — Nucl. Phys., 1987, vol.B286, p.643.
36. Bengtsson M. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.185B, p.435.
37. Odorico R. — Comp. Phys. Comm., 1984, vol.32, p.687.
38. Van Eijk B. — Preprint CERN-EP/85-121, 1985.
39. Bjorken J.D., Brodsky S.J. — Phys. Rev., 1970, vol.D1, p.1416.
40. Farhi E. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1587.
41. Counihan M.J. — Phys. Lett., 1975, vol.59B, p.367.
42. Georgi H., Machacek M. — Phys. Rev. Lett., 1977, vol.39, p.1237.
43. Brandt S., Dahmen H.D. — Z. Phys., 1979, vol.C1, p.61.
44. Fox G.C., Wolfram S. — Phys. Rev. Lett., 1978, vol.41, p.1581.
45. Балдин А.М. и др. — ЯФ, 1985, т.44, с.995; 1988 т.48, с.841.
46. Hanson G. et al. — Phys. Rev. Lett., 1975, vol.35, p.1609.
47. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.91B, p.142.
48. Berger Ch. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.91B, p.418.
49. Brandelik R. et al. — Phys. Lett., 1979, vol.86B, p.943.
50. Barber D.P. et al. — Phys. Rev. Lett., 1979, vol.43, p.830.
51. Ellis J., Karliner I. — Nucl. Phys., 1979, vol.148B, p.141.
52. Kramer G. et al. — Phys. Lett., 1978, vol.79B, p.249.
53. Berend F.A., Kleiss R. — DESY Report 80/73, 1980.
54. Ellis J. et al. — Nucl. Phys., 1976, vol.B111, p.253.
55. Brandelik R. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.97B, p.453.
56. Hoyer P. et al. — Nucl. Phys., 1979, vol.B161, p.349.
57. Berger Ch. et al. — Phys. Lett., 1980, vol.97B, p.459.
58. Behrend H.J. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.110B, p.329.
59. Sierman G., Weinberg S. — Phys. Lett., 1977, vol.39, p.1436.
60. Sjostrand T. — Comp. Phys. Comm., 1983, vol.28, p.229.
61. Bartel W. et al. — Zeit. Phys., 1986, vol.C33, p.23.
62. Flaughar B. — Fermilab-Conf-90/248-E, 1990.
63. Catani S. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B269, p.432.
64. Webber B.R. — Preprint CERN-TH.6706/92, 1992.
65. Kramer G., Lampe B. — Z. Phys. C., 1988, vol.39, p.101.
66. Abe K. — KEK — Preprint 90-23, 1990.
67. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/92-18, 1992.
68. Akrawy M.Z. et al. — Z. Phys., 1991, vol.C49, p.375.
69. Altarelli G. — Preprint CERN—TH.6623/92, 1992.
70. Akrawy M.Z. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.235B, p.389.
71. Adeva B. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.248B, p.464.

72. Abreu P. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.247B, p.167.
73. Decamp D. et al. — CERN-PPE/90-176, 1990.
74. Dokshitzer Yu.L., Olsson M. — Lund Preprint LU TP92-17, 1992.
75. Catani S. et al. — Cambridge Preprint Cavendish-HEP-91/12, 1991.
76. Bethke S. et al. — Preprint CERN-PPE/91-36, 1991.
77. Ali A. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.B167, p.454.
78. Bethke S. et al. — Z. Phys., 1991, vol.C49, p.59.
79. Nachtmann O., Reuter A. — Z. Phys., 1982, vol.C16, p.45.
80. Abreu P. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.255B, p.466.
81. Abreu P. et al. — Preprint CERN-PPE/93-29, 1993.
82. Decamp D. et al. — Phys. Lett., 1992, vol.279B, p.411.
83. Altoff M. et al. — Z. Phys. C., 1984, vol.22, p.307.
84. Akrawy M.Z. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.247B, p.617.
85. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/92-89, 1992.
86. Altoff M. et al. — Z. Phys., 1985, vol.C29, p.347.
87. Petersen A. et al. — Phys. Rev. Lett., 1985, vol.55, p.1954.
88. Braunshweig W. et al. — Z. Phys. C., 1989, vol.45, p.1.
89. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.123B, p.460.
90. Madaras R.J. et al. — Rencontre de Moriond on Strong Interactions and Gauge Theories, Les Arcs, 1980.
91. Kim Y.K. et al. — KEK Preprint 90-79, 1990.
92. Alexander G. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B265, p.462.
93. Acton P.D. et al. — Preprint CERN-PPE/93-02, 1993.
94. AFS-Collaboration — Proc. 21st Int. Conf. on High Energies Physics, Paris, 1982; J.Phys., 1982, vol.43, p.C3-122.
95. Gordon H. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1982, vol.196, p.303.
96. Akesson T. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.121B, p. 133; 1983, vol.128B, p.354.
97. Angelis A.L. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.126B, p.132.
98. Barranco Luque M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.175.
99. Calvetti M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.255.
100. Eggert K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1980, vol.176, p.213.
101. Albrow M. et al. — Preprint CERN-EP/87-55, 1987.
102. Beer A. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.360.
103. Dialinas M. et al. — Preprint Orsay LAL-RT/83-14, 1983.
104. Conta C. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.65.
105. Borer K. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1984, vol.224, p.29.
106. Bosi F. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A283, p.532.
107. Ansari R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A279, p.388.
108. Ansari R. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A263, p.51.
109. Alitti J. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.A279, p.364.
110. Abe E. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1988, vol.A271, p.387.
111. Crane D. — Preprint FERMILAB-Conf-91/238-E, 1991.
112. Pifer B. et al. — DO Design Report, Nov.1993, FERMILAB Int. Report.
113. Abolins M. et al. — Nucl. Instr. Meth., 1989, vol.280A, p.36.
114. Alitti J. et al. — Preprint CERN-PRE/93-66, 1993.
115. Combrige B.L. et al. — Phys.Lett., 1977, vol.70B, p.234.
116. Cutler R., Silvers D. — Phys.Rev., 1978, vol.D17, p.196.
117. Kunszt Z., Pietarinen E. — Nucl. Phys., 1980, vol.B164, p.45.
118. Gottschalk T., Silvers D. — Phys. Rev., 1981, vol.D21, p.102.
119. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.118B, p.167.
120. Appel J.A. et al. — Z. Phys. C., 1986, vol.30, p.341.
121. Banner M. et al. — Phys. Lett., 1982, vol.118B, p.203.

122. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.123B, p.115.
123. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1989, vol.62, p.613.
124. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.138B, p.430.
125. Ellis R., Sexton J. — Nucl. Phys., 1986, vol.B296, p.445.
126. Huth J.E. — Preprint FERMILAB-Conf-90/249-E, 1990.
127. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1983, vol.132B, p.214.
128. Appel J. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.160B, p.349.
129. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.235B, p.363.
130. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1992, vol.68, p.1104.
131. Harriman P. et al. — Phys. Rev., 1990, vol.D42, p.798.
132. Eichten E. et al. — Phys. Rev., 1983, vol.50, p.811.
133. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.1376.
134. Bergman S.M. et al. — Phys. Rev., 1971, vol.D4, p.3388.
135. Rubbia K. — Preprint CERN-EP/84-55, 1984.
136. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.136B, p.294.
137. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
138. Antoniou N.G. — Phys. Lett., 1983, vol.128B, p.257.
139. Abramowicz H. et al. — Z. Phys. C., 1982, vol.12, p.189.
140. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.144B, p.283.
141. Flaugher B. — Preprint FERMILAB Conf-91/235-E, 1991.
142. Abe F. et al. — Preprint FERMILAB-Pub 89/206-E, 1989.
143. Berends F. et al. — Phys. Lett., 1981, vol.103B, p.124.
144. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
145. Arnison G. et al. — Phys. Lett., 1985, vol.158B, p.494.
146. Andersson B. et al. — Phys. Rep., 1983, vol.97, p.31.
147. Ansari R. et al. — Z. Phys. C., 1987, vol.36, p.175.
148. Eichten E. et al. — Rev. Mod. Phys., 1984, vol.56, p.574.
149. Kunszt Z. et al. — Nucl. Phys., 1980, vol.164B, p.45.
150. Abe F. et al. — Preprint FERMILAB-Pub 91/181-E, 1991.
151. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.B268, p.145.
152. Berman S.M. et al. — Phys. Rev., 1971, vol.D4, p.3388.
153. Rubbia C. — Preprint CERN-EP/84-55, 1984.
154. Albajar C. — Z. Phys. C., 1988, vol.36, p.33.
155. Bagnaia P. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.144B, p.291.
156. Collins J.C., Soper D.E. — Phys. Rev., 1977, vol.D16, p.2219.
157. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1990, vol.65, p.968.
158. Aitarelli G. — Phys. Rep., 1982, vol.81, p.1.
159. Abe F. et al. — Phys. Rev. Lett., 1993, vol.70, p.713.
160. Ellis S.D. — Preprint CERN-TH.6861/93, 1993.
161. Catani S. et al. — Preprint CERN-TH.6775/93, 1993.
162. Ellis S.D., Soper D.E. — Preprint CERN-TH.6860/93, 1993.
163. H1 Collaboration — Technical Proposal for the H1 Detector, 1986.
164. ZEUS Collaboration — The ZEUS Detector. Technical Proposal, 1986.
165. Abramowicz H. et al. — Preprint DESY 91-057, 1991.
166. Derrick M. et al. — Phys. Lett., 1993, vol.B306, p.158.
167. Wolf G. — Preprint DESY 92-190, 1992.
168. De Roeck A. — Preprint DESY 94-005, 1994.
169. Gluck M. et al. — Phys. Rev., 1992, vol.D46, p.1973.
170. Abramowicz H. et al. — Phys. Lett., 1991, vol.269, p.458.
171. Ryskin M.G. — Sov. J. Nucl. Phys., 1991, vol.53, p.668.
172. Banner R. et al. — Preprint CERN-79-02, p.592, 1979.
173. Wu S.L. — Z. Phys. C., 1981, vol.9, p.329.

174. Roudeau C. et al. — In: Proc. of ECFA Workshop on LEP200, ECFA 87/108, 1987, p.49.
175. Ansari R. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.186B, p.452.
176. Alitti J. et al. — Z. Phys. C., 1991, vol.49, p.17.
177. Alitti J. et al. — Phys. Lett., 1990, vol.249B, p.150.
178. Freeman J. et al. — Preprint FERMILAB-TM-1270, 1990.
179. Barger V. et al. — Phys. Lett., 1987, vol.194B, p.312.
180. Bartel W. et al. — Phys. Lett., 1984, vol.146B, p.437.
181. Моисеев А.М. — В сб.: Труды 1-го Всесоюзного рабочего совещания «Физика на ВЛЭПП», 1991, т.1, с.99.
182. Fujii K. — In: Proc. of Int. Workshop on Physics and Experiments with Linear Colliders. Saariselka, Finland, 1991.
183. Fujii K. — KEK Preprint 90-187, 1991.
184. Baer H. et al. — Phys.Rev., 1989, vol.D39, p.3310.
185. Kiryunin A.E., Moiseev. A.M. — In: Proc. of the 5 Int. Conf. on Instrumentation for Colliding Beam Physics, World Scientific, 1990, Singapore, p.380.
186. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — Препринт ИФВЭ 91-11, 1991.
187. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — ЯФ, 1993, т.56, с.186.
188. Кирюнин А.Е., Моисеев А.М. — ЯФ, 1993, т.56, с.195.
189. Denegri D. — In: Proc.Large Hadron Collider Workshop, Aachen, 1990.
190. Pancheri G. et al. — Preprint CERN-PRE/92-001, 1992.